

©1993

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ КВАДРАТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Э.П.Синявский, Е.Ю.Канаровский

В модели потенциала нулевого радиуса исследуется влияние постоянного электрического поля на энергию связи и оптические свойства локализованных электронов в квадратичных квантовых ямах (КЯ). Указано на немонотонное поведение энергии связи и коэффициента примесного поглощения света от положения примеси, толщины КЯ, величины и направления напряженности электрического поля. Показано, что уменьшение толщины КЯ оказывает на систему стабилизирующее действие (вероятность распада примесного состояния уменьшается).

Современная технология позволяет получать высококачественные размерно-ограниченные полупроводниковые системы различной толщины с примесными центрами, внедренными на определенном расстоянии от границ исследуемой квантовой системы. Именно это обстоятельство стимулирует в настоящее время дальнейшее исследование кинетических явлений, например, в легированных квантовых ямах (КЯ).

Впервые влияние размеров КЯ на энергию связи мелких донорных центров исследовалось Бастардом [1]. В этой работе с использованием вариационных методов расчета для КЯ с потенциалом ширины a с бесконечно-высокими стенками было показано, что с уменьшением a энергия связи (по абсолютной величине) увеличивается. Дальнейшие теоретические исследования были направлены на улучшение используемой в [1] модели. В [2] учитывались непараболичность зоны проводимости и конечность высоты барьера КЯ, в [3] вычислялся энергетический спектр мелких доноров и акцепторов с учетом пространственной зависимости диэлектрической проницаемости и положения примеси в КЯ. В [4,5] показано, что различие эффективных масс и диэлектрических постоянных GaAs и Ga_{1-x}Al_xAs приводит к увеличению энергии связи мелких донорных состояний.

Внешнее электрическое поле заметным образом влияет на энергию связанных состояний, на спектры примесного поглощения [6] и фотолюминесценцию [7] в КЯ. Теоретические расчеты зависимости энергии связи водородоподобных примесей в КЯ от напряженности электрического поля F , направленного перпендикулярно поверхности размерно-ограниченной системы, с привлечением вариационных методов проводились в [7-11]. Исследования оптических свойств КЯ в продольном электрическом поле показали, что с ростом F коэффициент межзонного поглощения света (переходы между зоной тяжелых дырок и нижайшим уров-

нем пространственного квантования зоны проводимости) уменьшается и его максимум смещается в длинноволновую область [12], край фундаментального поглощения сдвигается пропорционально квадрату ширины КЯ, штарковский сдвиг не зависит от массы частицы [13]. Оптические свойства КЯ, связанные с переходами электронов между уровнями пространственного квантования в зоне проводимости в продольном электрическом поле, изучались в [14,15].

При исследовании кинетических явлений в размерно-ограниченных системах широко используется модель, в которой потенциал $U(z)$ вдоль оси, перпендикулярной поверхности квантовой системы, описывается прямоугольной ямой с бесконечно высокими (или конечной высоты) стенками. Такая модель успешно применялась при исследовании связанных состояний электрона и оптического фонона [16], многофононного резонансного комбинационного рассеяния света [17], поглощения света свободными носителями [18].

Однако в последние годы все чаще применяется модель, в которой потенциал КЯ аппроксимируется параболой. Современная технология с применением компьютерного контроля за затворами молекулярных пучков позволяет получить различный профиль потенциала КЯ. В частности, Госсардом [19] получена искусственная параболическая потенциальная яма в тонкопленочной структуре GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs. В этом случае появление размерно-квантованных уровней происходит в достаточно широких КЯ, больших 1000 Å. В этой модели исследовались явления переноса в квазидвумерном электронном газе в постоянном магнитном поле [20], оптические свойства КЯ в постоянном электрическом поле [12,13]. Экспериментальные исследования фотolumинесценции в GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs [21] (ширина КЯ 4640 Å) показали, что положение пиков и величина интенсивности находятся в хорошем согласии с расчетами для квадратичных (осцилляторных) КЯ [22].

В настоящей работе исследуется энергия связи примесных состояний методом потенциала нулевого радиуса в параболических КЯ во внешнем электрическом поле. Используемая модель позволяет не только вычислить сдвиг уровня как функцию толщины КЯ, положения примеси, напряженности поля, но и выяснить особенности примесного поглощения света и исследовать процессы ионизации локализованного электрона в постоянном электрическом поле.

1. Энергия связанного состояния в постоянном электрическом поле

Если вектор напряженности электрического поля \mathbf{F} направлен перпендикулярно поверхности КЯ, то потенциальная энергия электрона записывается в виде

$$U(z) = a_c z^2 - eFz. \quad (1)$$

При $\mathbf{F} = 0$ $U(z)$ представляет собой несмещенную параболу (кривая 1 на рис. 1). Если E_c — высота КЯ, то $a_c = \frac{4E_c}{a^2}$. При $\mathbf{F} \neq 0$ минимум параболы находится в точке $d = \frac{eF}{2a_c}$ и смещен в сторону меньших энергий на величину $\Delta = -\frac{e^2 F^2}{4a_c}$ (кривая 2). Заметим, что смещение минимума потенциала КЯ в электрическом поле при разумных значениях параметров ис-

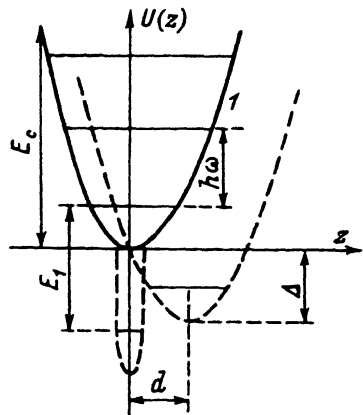


Рис. 1. Параболический потенциал для зоны проводимости тонкопленочной структуры (1) и потенциал примесного центра (E_1 — энергия связанного состояния).

Штриховой линией приведен потенциал квантовой ямы в постоянном электрическом поле. $d = eF/2a_c$, $\Delta = -e^2 F^2/4a_c$.

следующей системы может достигать нескольких десятков ангстрем. Например, при $a = 4000 \text{ \AA}$, $F = 10^3 \text{ В/см}$ ($E_c = 0.255 \text{ эВ}$) находим, что $d = 80 \text{ \AA}$.

Собственные функции и собственные значения уравнения Шредингера с потенциальной энергией (1) имеют вид

$$\psi_{n\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/4} \frac{e^{i(\mathbf{k}_\perp \rho)}}{(2^n n!)^{1/2}} e^{-\frac{1}{2}\lambda(z-d)^2} H_n(\sqrt{\lambda}(z-d)),$$

$$E_{n\mathbf{k}_\perp} = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} + \hbar\omega(n + 1/2) + \Delta, \quad (2)$$

$$\lambda = \left(\frac{2ma_c}{\hbar^2}\right)^{1/2}, \quad \hbar\omega = \frac{\hbar^2 \lambda}{m}, \quad (\mathbf{k}_\perp \rho) = k_x x + k_y y,$$

$\hbar\mathbf{k}_\perp$ — вектор квазиимпульса электрона в плоскости КЯ; $H_n(z)$ — полиномы Эрмита; L_x, L_y — длины образца соответственно в направлениях Ox, Oy .

В дальнейшем рассматриваем КЯ с высокими потенциальными барьерами и такой толщины a , при которой выполняется неравенство $(2E_c/\hbar\omega)^{1/2} \gg 1$. Для КЯ типа GaAs/Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As ($E_c = 0.255 \text{ эВ}$, $m = 0.06m_0$) последнее неравенство выполняется при $a > 2800 \text{ \AA}$.

Как известно, если примесь расположена в точке с координатами r' (0, 0, z_0), то функция Грина записывается как

$$G(\mathbf{r}; \mathbf{r}'; E) = \sum_{n, \mathbf{K}_\perp} \frac{\psi_{n\mathbf{k}_\perp}(\mathbf{r}) \psi_{n\mathbf{k}_\perp}^*(\mathbf{r}')}{E - E_{n\mathbf{k}_\perp}}, \quad (3)$$

E — энергия связанного состояния (ЭСС), которая определяется, согласно общей теории потенциала нулевого радиуса [23], из уравнения

$$1 - V_0 \tilde{G}(z_0; z_0; E) = 0, \quad (4)$$

$$\tilde{G}(z_0; z_0; E) = \left[1 + x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_0) \frac{\partial}{\partial z} \right] G(\mathbf{r}; z_0; E) \Big|_{\substack{x=y=0 \\ z=z_0}},$$

V_0 определяет мощность потенциальной ямы, которая связана с феноменологическим параметром E_0 — глубиной залегания уровня.

С учетом (2) искомая функция Грина (3) определяется выражением

$$G(\mathbf{r}; z_0; E) = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{L_x L_y} \times \sum_{n, \mathbf{k}_\perp} \frac{e^{i(\mathbf{k}_\perp \rho)} e^{-\frac{1}{2}(z_0-d)^2} e^{-\frac{1}{2}(z-d)^2} H_n(\sqrt{\lambda}(z_0-d)) H_n(\sqrt{\lambda}(z-d))}{2^n n! (E - \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m} - \hbar\omega(n+1/2) - \Delta)}. \quad (5)$$

Если $|\Delta| < |E_1|$ ($E_1 = E - \hbar\omega/2$), то электрическое поле изменяет только величину энергии связанного состояния в КЯ E_1 , так как туннелирование оказывается невозможным. Для $|\Delta| > |E_1|$, когда связанное состояние находится в области непрерывного спектра, энергия примесного состояния при $\mathbf{F} \neq 0$ не только изменяется, но и имеет ширину, связанную с процессами ионизации. Если $|\Delta| < |E_1|$, то знаменатель в (5) не обращается в нуль ($E_1 < 0$) ни при каких значениях квантовых чисел n, K_\perp . В этом случае расчет функции Грина проводится так же, как и в работе [24], в которой исследовались связанные состояния потенциала нулевого радиуса в квантующем магнитном поле. В результате

$$G(\mathbf{r}; z_0; E) = \frac{-1}{2\pi} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} - \frac{m}{\hbar^2} \int_0^\infty \frac{e^{\varepsilon\tau} e^{-\frac{\rho^2 \lambda}{2\tau}}}{(1 - e^{-2\tau})^{1/2}} \exp \left\{ \frac{\eta\xi}{\text{sh}\tau} - \frac{(\xi^2 + \eta^2)}{2} \text{cth}\tau \right\} \frac{d\tau}{\tau},$$

$$\xi = \sqrt{\lambda}(z_0 - d), \quad \eta = \sqrt{\lambda}(z - d),$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\hbar\omega} \left(E - \Delta - \frac{\hbar\omega}{2} \right), \quad (6)$$

$G(\mathbf{r}; z_0; E)$ при $\rho \rightarrow 0, z \rightarrow z_0$ имеет особенность (подынтегральное выражение расходится при $\tau \rightarrow 0$), которая может быть выделена с использованием методики, развитой в [23]. Определив таким образом $\tilde{G}(z_0, z_0, E)$ уравнение (4) для ЭСС принимает вид

$$- \int_0^\infty \frac{e^{\varepsilon\tau^2}}{\tau} \left\{ \frac{e^{\tau^2/2} \exp(-\lambda(z_0 - d)^2 \text{th} \frac{\tau^2}{2})}{\sqrt{\text{sh}\tau^2}} - \frac{1}{\tau} \right\} d\tau = \sqrt{\pi} B - (-\pi\varepsilon)^{1/2}, \quad (7)$$

$$B^2 = \frac{a}{4a_0} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^{1/2}, \quad E_0 = \frac{\hbar^2}{2ma_0^2},$$

E_0 — ЭСС в отсутствие электрического поля для объемного образца, которая получается из (7) при $a \rightarrow \infty$ ($\hbar\omega \rightarrow 0$), $\mathbf{F} \rightarrow 0$. Если $\mathbf{F} = 0$, то из (7) можно получить значения энергии связанного состояния в параболической КЯ.

На рис. 2 приведена зависимость ЭСС E_1 (в относительных единицах) от B ($\mathbf{F} = 0$) при различных положениях примеси $\xi_0 = z_0/a_0$. Кривая 1

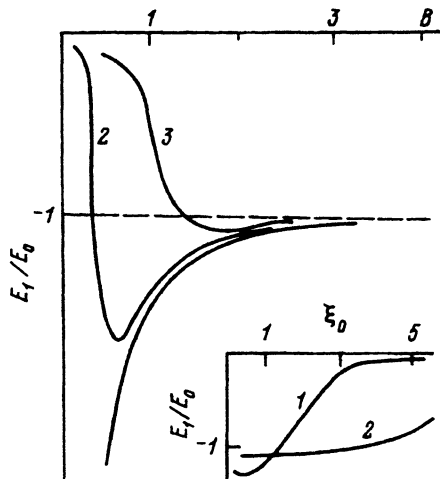


Рис. 2. Зависимость энергии связанного состояния (в относительных единицах) от B . $B^2 = (a/4a_0) (E_0/E_c)^{1/2}$.

1 — $\xi_0 = z_0/a_0 = 0$ (примесь расположена в центре КЯ),

2 — 0.5,

3 — 2.

На вставке — зависимость энергии связанного состояния от расположения примеси. $B = 1$ (1), 2 (2).

получена для $\xi_0 = 0$ (примесь находится в центре КЯ), кривые 2, 3 получены для $\xi_0 = 0.5$ и $\xi_0 = 2$ соответственно. Если примесные центры локализованы в центре КЯ, то при $B < 1$ величина ЭСС E_1 в КЯ (по абсолютной величине) может стать больше, чем ЭСС в объемном образце E_0 . Например, для D^- -центров в КЯ, которые хорошо описываются моделью потенциала нулевого радиуса ($E_0 = 0.29$ мэВ [25]), при $m = 0.067m_0$, $E_c = 0.255$ эВ, $a = 4000\text{Å}$ ($B = 0.3$) получаем, что $E_1 = 4.5E_0$. Как следует из рис. 2, при удалении примеси от центра КЯ ЭСС уменьшается. Аналогичная картина наблюдается и в прямоугольных потенциальных КЯ [1].

Если $a_0 < 0$, то в объемном образце связанные состояния в короткодействующем потенциале отсутствуют [23]. При конечных толщинах одиночной КЯ уравнение (7) (при $F = 0$) допускает решение для $a_0 < 0$. Следовательно, в размерно-ограниченных системах возникают размерно-индуцированные связанные состояния (РИСС), которые могут влиять на кинетические свойства квантовых систем. Для прямоугольных КЯ появление таких состояний обсуждалось в [26], а их оптические свойства исследовались в [27].

На рис. 3 приведена зависимость энергии РИСС (в относительных единицах) от B . Кривые 1, 2 получены соответственно при $\xi_0 = 0$ и $\xi_0 = 0.15$.

Если $\varepsilon \gg 1$, в подынтегральном выражении уравнения (7) можно разложить $\text{sh } \tau$, $\text{cth } \tau$ в ряд по τ . В результате решение (7) для ЭСС, отсчитанной от дна зоны проводимости КЯ в постоянном электрическом поле, имеет вид

$$E_F = -E_0 - \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{(\hbar\omega)^2}{24E_0} + \frac{m\omega^2}{2}(z_0 - d)^2 \left(1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4E_0} \right)^2 \right), \quad (8)$$

$$E_F = E - \Delta - \frac{\hbar\omega}{2}.$$

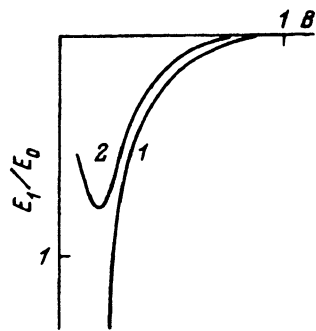


Рис. 3. Поведение энергии размерно-индуцированных связанных состояний (в относительных единицах) от B .

1 — $\xi_0 = 0$,
2 — 0.15.

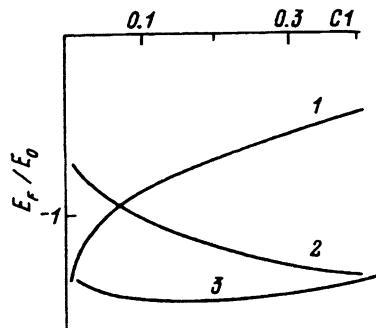


Рис. 4. Зависимость энергии связанного состояния (в относительных единицах) от напряженности постоянного электрического поля $C1 = (eFa_0/E_0)^2$.

Если $\left(\frac{\hbar\omega}{4E_0}\right)^2 \ll 1$, то последнее слагаемое в (8), не зависящее от E_0 , описывает изменение, связанное со сдвигом (на величину d) и смещением в область низких энергий (на величину Δ) минимума потенциала КЯ в постоянном электрическом поле (рис. 1). Из (8) непосредственно следует, что если электрическое поле направлено так, что с увеличением F минимум потенциальной энергии удаляется от примеси (в этом случае $(z_0 - d)^2$ увеличивается), то E_F уменьшается с ростом напряженности поля F . При противоположном направлении F , когда $(z_0 - d)^2$ уменьшается, должно наблюдаться увеличение E_F с ростом F до значения $F = z_0 m \omega^2 / e$ (минимум потенциальной энергии находится в точке расположения примеси), в дальнейшем происходит уменьшение E_F .

На рис. 4 приведена зависимость ЭСС (в относительных единицах) от напряженности приложенного постоянного электрического поля, вычисленная непосредственно из уравнения (7). Как следует из рис. 4, зависимость E_F/E_0 от F находится в полном соответствии с приведенными выше качественными рассуждениями. Кривая 1 получена для $\xi_0 = 1$ (при этом с ростом F минимум потенциальной энергии удаляется от точки расположения примеси), а кривые 2, 3 получены для $\xi_0 = 1$, $\xi_0 = 0.7$ соответственно (в этих случаях с ростом F минимум потенциальной энергии приближается к точке z_0 расположения примеси).

При $|\Delta| > |E_1|$ электрическое поле вызывает распад системы, поскольку уровень связанного состояния находится на фоне непрерывного спектра. Расчет функции Грина в этом случае проводится аналогично работе [28], в которой рассматривалась задача о связанных состояниях электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях методом потенциала нулевого радиуса. Уравнение для энергии связанного состояния принимает вид

$$-\frac{1}{\sqrt{i}} \int_0^{\infty} e^{\varphi(\tau)} \{F'(\tau) + F(\tau)\varphi'(\tau)\} \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}} = \sqrt{\pi} B, \quad (9)$$

$$F(\tau) = \left(\frac{\tau}{\sin \tau}\right)^{1/2},$$

$$\varphi(\tau) = i\tau(\varepsilon + 1/2) - i\xi^2 \operatorname{tg} \frac{\tau}{2}.$$

Если $2\varepsilon/\xi^2 \ll 1$ ($\varepsilon \gg 1$), то функции в квадратных скобках можно разложить в ряд по τ и ограничиться для $\operatorname{tg}(\tau/2)$ членами $(\tau/2)^3$. В этом случае возникают интегралы типа

$$J_0 = \int_0^{\infty} e^{-i\delta x - i\frac{\xi^2}{3}x^3} \frac{dx}{\sqrt{x}} = \frac{\pi\sqrt{2\pi}}{2^{1/3}} \left\{ (1-i)\operatorname{Ai}(z_1)\operatorname{Bi}(z_1) + (1+i)\operatorname{Ai}^2(z_1) \right\}, \quad (10)$$

$$z_1 = \frac{\delta}{2^{2/3}},$$

$$\delta = -\frac{2}{\xi^{2/3}} \left(\varepsilon + 1/2 - \frac{\xi^2}{2} \right).$$

При

$$z_1^{3/2} = \frac{\sqrt{2}}{\xi} \left(\varepsilon + \frac{1}{2} - \frac{\xi^2}{2} \right)^{3/2} \gg 1$$

справедливы асимптотические разложения для функций Эйри $\operatorname{Ai}(z_1)$, $\operatorname{Bi}(z_1)$. В результате

$$J_0 = \sqrt{\pi i} \left\{ -i \left(\delta^{-1/2} + \frac{5}{8}\delta^{-7/2} \right) + \frac{1}{2} \left(\delta^{-1/2} - \frac{5}{12}\delta^{-2} \right) e^{-\frac{2}{3}\delta^{3/2}} \right\}. \quad (11)$$

Заметим, что второе слагаемое в (11) имеет типичную структуру, описывающую процессы распада. Используя соотношения типа (11), выражение для ЭСС, отсчитанной от дна зоны проводимости КЯ в электрическом поле, можно преобразовать к следующему виду:

$$\begin{aligned} E_F &= -E_0 - \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{(\hbar\omega)^2}{24E_0} + \frac{m\omega^2}{2}(z_0 - d)^2 \times \\ &\times \left(1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4E_0} \right)^2 \right) - i \frac{e|Fa_0|}{4} \left| \frac{z_0}{d} - 1 \right| e^{-\frac{4}{3}\delta_0^{3/2}}, \\ \delta_0^{3/2} &= \frac{E_0}{e|Fa_0| \left| \frac{z_0}{d} - 1 \right|} \left(1 + \frac{1}{5} \left(\frac{\hbar\omega}{eFa_0 \left(\frac{z_0}{d} - 1 \right)} \right)^2 \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Из (12) следует, что сдвиг уровня ЭСС, как и в стационарном случае (8), равен сумме поправок, возникающих соответственно в размерно-ограниченных системах и в электрическом поле. Мнимая часть энергии определяет ширину квазистационарного состояния. Вероятность W ионизации связанной частицы имеет вид

$$W = \frac{e|Fa_0|}{4\hbar} \left| \frac{z_0}{d} - 1 \right| \exp \left\{ -\frac{4}{3}\delta_0^{3/2} \right\}. \quad (13)$$

Если примесь расположена в центре КЯ ($z_0 = 0$), то с ростом напряженности электрического поля вероятность ионизации увеличивается (уменьшается ширина барьера туннелирования). Уменьшение толщины КЯ приводит к уменьшению вероятности распада, т.е. оказывает на систему стабилизирующее действие. В случае $z_0 \neq 0$ величина вероятности ионизации заметным образом зависит от направления напряженности электрического поля. Если с ростом F минимум потенциальной энергии удаляется от точки расположения примеси $z = z_0$ ($|z_0 - d|$ увеличивается), то W увеличивается. При противоположном направлении напряженности электрического поля происходит стабилизация связанного состояния, при $z_0 = d$ (минимум потенциальной энергии расположен в точке расположения примеси) распад примесного состояния отсутствует.

2. Особенности примесного поглощения света в КЯ в постоянном электрическом поле

Рассмотрим случай $|E_1| > |\Delta|$, когда процессы распада примесного состояния в электрическом поле невозможны. Нормированная волновая функция, связанная с функцией Грина (6), имеет вид

$$\psi(\mathbf{r}) = A \int_0^\infty \frac{e^{\varepsilon\tau} e^{-\frac{\xi^2 \lambda}{2\tau}}}{(1 - e^{-2\tau})^{1/2}} \exp \left\{ \frac{\eta\xi}{\text{sh } \tau} - \frac{(\xi^2 + \eta^2)}{2} \text{cth } \tau \right\} \frac{d\tau}{\tau}, \quad (14)$$

$$A = \sqrt{\frac{2}{N}} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3/4},$$

$$N = \int_0^\infty e^{(\varepsilon + \frac{1}{2})\tau} e^{-\xi^2 \text{th } \frac{\tau}{2}} \frac{d\tau}{\sqrt{\text{sh } \tau}}.$$

Матричный элемент оператора x с учетом (14) и волновой функции непрерывного спектра (2) вычисляется элементарно

$$\int_0^\infty \psi(\mathbf{r}) x \psi_{nk_\perp}^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{ik_x}{\lambda} \left(\frac{\pi}{NL_x L_y \lambda} \right)^{1/2} \frac{e^{-\xi^2/2} H_n(\xi) \cdot 2^{3/4}}{\sqrt{2^n n!} \left(n + \frac{1}{2} + \frac{k_\perp^2}{2\lambda} + \hat{\Delta} \right)^2}. \quad (15)$$

Матричный элемент оператора y имеет вид, аналогичный (15), но с заменой k_x на k_y . Для циркулярно-поляризованного света частоты Ω , распространяющегося перпендикулярно поверхности КЯ, выражение для коэффициента поглощения света с учетом (15) имеет вид

$$K(\Omega) = K_0 \sum_n \frac{H_n^2(\xi)}{2^n n!} e^{-\xi^2} \left(\frac{\varepsilon_n}{\hbar\Omega} \right) \theta(\varepsilon_n),$$

$$\theta(\varepsilon_n) = \begin{cases} 1, & \varepsilon_n \geq 0, \\ 0, & \varepsilon_n < 0, \end{cases}$$

$$\varepsilon_n = E_F - \hbar\omega n + \hbar\Omega,$$

$$K_0 = \frac{4\pi^2 \cdot \sqrt{2}e^2 N_0\omega}{VmcN\sqrt{\varepsilon_0}\Omega^2}, \quad (16)$$

N_0/V — концентрация примесей; E_F — энергия связанного состояния, отсчитанная от дна зоны проводимости КЯ в электрическом поле.

Коэффициент поглощения света, связанный с переходом электрона из связанного состояния на нижний уровень пространственного квантования ($n = 0$), определяется соотношением

$$K^{(0)}(\Omega) = K e^{-\xi^2} \frac{x_0}{\left(x_0 - \frac{E_F}{E_0}\right)^3}, \quad (17)$$

$$x_0 = \frac{1}{E_0}(E_F + \hbar\Omega),$$

$$K = \frac{4\pi^2\sqrt{2}e^2 N_0\hbar^2\omega}{VmcN\sqrt{\varepsilon_0}E_0^2}.$$

Частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается асимметричной кривой, и при $x_0 \gg 1$ имеем, что $K^{(0)}(\Omega) \sim (\hbar\Omega)^{-2}$. Максимум примесного поглощения получается при $\hbar\Omega = \left(\frac{3}{2}\right) |E_F|$, т.е. повторяет особенности поведения E_F/E_0 от B (рис. 2), положения примеси (вставка на рис. 2), направления и величины напряженности постоянного электрического поля (рис. 4).

Как следует из (17), если напряженность электрического поля направлена таким образом, что с ростом \mathbf{F} минимум потенциальной ямы приближается к точке расположения примеси (z_0), то коэффициент поглощения света увеличивается, а при противоположном направлении \mathbf{F} — уменьшается.

Коэффициент поглощения света, определяемый переходом электрона из связанного состояния на второй ($n = 1$) уровень пространственного квантования согласно (15), имеет вид

$$K^{(1)}(\Omega) = K \frac{2\xi^2 x_1}{(x_1 - E_F/E_0)^3} e^{-\xi^2}, \quad (18)$$

$$x_1 = \frac{1}{E_0}(E_F - \hbar\omega + \hbar\Omega).$$

Максимум коэффициента поглощения $K^{(1)}(\Omega)$ смещен относительно максимума коэффициента поглощения $K^{(0)}(\Omega)$ в высокочастотную область на величину $\hbar\omega$. Если $\xi^2 = \lambda(z_0 - d)^2$ увеличивается с ростом \mathbf{F} (минимум потенциальной энергии КЯ удаляется от точки расположения примеси z_0), то $K^{(1)}(\Omega)$ при этом уменьшается. Если же ξ^2 уменьшается с ростом \mathbf{F} (минимум потенциальной энергии приближается к точке z_0), то $K^{(1)}(\Omega)$ в этом случае увеличивается и, когда $\xi \sim 1$, достигает максимума. При дальнейшем возрастании \mathbf{F} $K^{(1)}(\Omega)$ убывает, обращаясь в нуль при $F = z_0 m \omega^2 / e$ (минимум потенциальной энергии в точке z_0), т.е. оптические переходы в этом случае запрещены.

Список литературы

- [1] Bastard G. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 6. P. 4714-4718.
- [2] Chandhuri S., Bajaj K.K. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 3. P. 1803-1807.
- [3] Oliveira L.E., Falicov L.M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 12. P. 8676-8683.
- [4] Fraizoli S., Bassani F. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 8. P. 5096-5103.
- [5] Tao Pang, Louie S.G. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 13. P. 1635-1638.
- [6] Yoo B.S., He L., McCombe B.D., Schaff W. // Superlattices and Microstructures. 1990. V. 8. N 3. P. 297-300.
- [7] Brum J.A., Priester C., Allan G. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 4. P. 2378-2381.
- [8] Gerald Weber // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 14. P. 10043-10048.
- [9] Mitzuru Matsuura, Tsuneo Kamizato // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8385-8389.
- [10] Ahn D., Chuang S.L. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 21. P. 1450-1452.
- [11] Hao Chen, Xiangdong Li, Shixun Z-hou // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 12. P. 6220-6223.
- [12] Chuang S.L., Ahn D. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 7. P. 2822-2826.
- [13] Takiya Ishikowa, Shinji Nishimura, Kunio Tada // Jap. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 8. P. 1466-1473.
- [14] Ahn D., Chuang S.L. // Phys. Rev. B. 1986. V. 35. N 8. P. 4149-4151.
- [15] Miller R.C., Gossard A.C. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 10. P. 954-956.
- [16] Бадами С.М., Левинсон И.Б. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 371-378.
- [17] Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 5. С. 1619-1631.
- [18] Gashimzade F.M., Tahirov E.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 160. P. K177-K181.
- [19] Gossard A.C. // Inst. Phys. Conf. Ser. N 69 // Ed. E.H.Roderick. Bristol: Institute of Physics, 1983. P. 1.
- [20] Hui Tang, Butcher P.N. // J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. 1988. V. 2. P. 3313-3322.
- [21] Burnett J.H., Cheong H.M., Paul W., Hopkins P.F., Gwinn E.G., Rinnberg A.J., Westervelt R.M., Sundaram M., Gossard A.C. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 14. P. 12033-12035.
- [22] Miller R.C., Gossard A.C., Kleinmann D.A., Munteanu O. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 5. P. 3740-3743.
- [23] Демков Ю.Н., Островский В.Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975. 240 с.
- [24] Демков Ю.Н., Островский В.Н. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 2. С. 257-265.
- [25] Najda S.P., Armistead S.J., Trager C., Stradling R.A. // Semicond Sc. Technol. 1989. V. 4. P. 439-445.
- [26] Чаплик А.В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 6(12). С. 2110-2115.
- [27] Синявский Э.П., Канаровский Е.Ю. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 3. С. 41-46.
- [28] Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 3(9). С. 956-967.

Институт прикладной физики АН Молдавии
Кишинев

Поступило в Редакцию
3 августа 1992 г.
В окончательной редакции
28 января 1993 г.