

# Фотоионизация короткодействующих акцепторных состояний в одноосно деформированных полупроводниках

© А.А. Абрамов, Ф.Т. Васько\*, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов†

Донбасская государственная машиностроительная академия,  
343916 Краматорск, Украина

\* Институт физики полупроводников,  
252650 Киев, Украина

† Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 июля 1998 г. Принята к печати 1 октября 1998 г.)

Проведен расчет сечения фотоионизации (коэффициента поглощения) дырок, локализованных на глубоких центрах с короткодействующим потенциалом, при их переходах в валентную зону одноосно деформированного полупроводника типа Ge. За счет расщепления акцепторного уровня и экстремума дырочных подзон порог фотоионизации также расщепляется — возникают четыре типа таких переходов. С ростом температуры происходит изменение населенности расщепленных примесных состояний и вкладов каждого из типов переходов в коэффициент поглощения. Поскольку деформация нарушает сферическую симметрию задачи, появляется также заметная поляризационная зависимость коэффициента поглощения. Расчет базируется на общей квантово-механической формуле с матричным элементом перехода, использующим волновую функцию примесного центра при деформации.

## Введение

Интерес к эффектам, связанным с одноосной деформацией (ОД) в объемных полупроводниках, обусловлен в первую очередь наблюдением лазерного эффекта в инфракрасном (ИК) диапазоне [1], а также тем, что полученные результаты могут послужить отправной точкой при проведении аналогичных исследований в напряженных структурах на базе Ge–Si-квантовых ям, которые вызывают большой интерес исследователей в последнее время [2]. Кроме того, вопрос, рассматриваемый в данной работе, вызван необходимостью пополнить немногочисленные сведения об оптических эффектах в полупроводниках при ОД. Сечение фотоионизации глубокого примесного центра для простой зоны проводимости (*c*-зоны) впервые было рассчитано в [3]. Оптические переходы с глубокого *h*-центра в сложную валентную зону полупроводника, состоящую из подзон тяжелых и легких дырок, рассмотрены в [4]. В [5] вычислены оптические матричные элементы переходов (и сечение фотоионизации) с примесного центра в зону проводимости для узкощелевых полупроводников при ОД. В настоящей работе рассмотрено поглощение света, вызванное переходами с примесных уровней в сложную валентную зону полупроводника типа *p*-Ge при ОД.

ОД качественно изменяет характер как дырочных состояний непрерывного спектра, так и локальных состояний, близких к экстремуму  $\Gamma_8$ . Известно, что симметрия этого экстремума понижается при ОД полупроводника [6]. Это приводит к качественным изменениям спектральных и поляризационных зависимостей поглощения света при межзонных [7] и межподзонных [8] переходах электронов (см. также ссылки в [5]) и сечения фотоионизации акцепторов (см. схему переходов на рис. 1).

В настоящей работе проведен расчет спектральных и поляризационных зависимостей коэффициента поглощения (КП) при ИК возбуждении дырок с расщепленных уровней на короткодействующих центрах в состоянии непрерывного спектра. Рассматривается низкотемпературный случай, когда дырки локализуются на уровнях короткодействующих дефектов (например, структурных несовершенств или примесей замещения; см. обсуждение этой модели в обзоре [9]).

Конкретные спектральные зависимости КП при различных величинах деформации *X* и температуры *T* получены для Ge:Zn и GaAs:Mn.

## 1. Расчет коэффициента поглощения

Общая формула для КП записывается в виде

$$\alpha_\omega = \frac{4\pi^2 e^2 n_{im}}{c\sqrt{\chi}\omega} \sum_{i\lambda} f_i |\langle i|\hat{\mathbf{v}}\mathbf{e}|\lambda\rangle|^2 \delta(E_i - \varepsilon_\lambda + \hbar\omega), \quad (1)$$

где  $\hat{\mathbf{v}}$  —  $4 \times 4$  матрица скорости,  $\omega$  и  $\mathbf{e}$  — частота и орт поляризации излучения,  $\chi$  — диэлектрическая постоянная,  $i = \pm$  — нумерует расщепленные деформацией состояния центра *E*,  $\varepsilon_\lambda$  — состояния свободных дырок с импульсом  $\mathbf{p}$  и спином  $\sigma$  в расщепленных одноосной деформацией верхней ( $\lambda = (+\sigma\mathbf{p})$ ) и нижней ( $\lambda = (-\sigma\mathbf{p})$ ) по энергии подзонах (рис. 1). Примесное число заполнения  $f_i$  описывает перераспределение дырок по  $\pm$  уровням с ростом температуры *T*:

$$f_i = Z^{-1} \exp\left[-\frac{E_i}{T}\right], \quad Z = \sum_i \exp\left[-\frac{E_i}{T}\right]. \quad (2)$$

Отметим, что выше не учтено спиновое квантовое число дырок на примесных центрах (хотя уровни вырождены

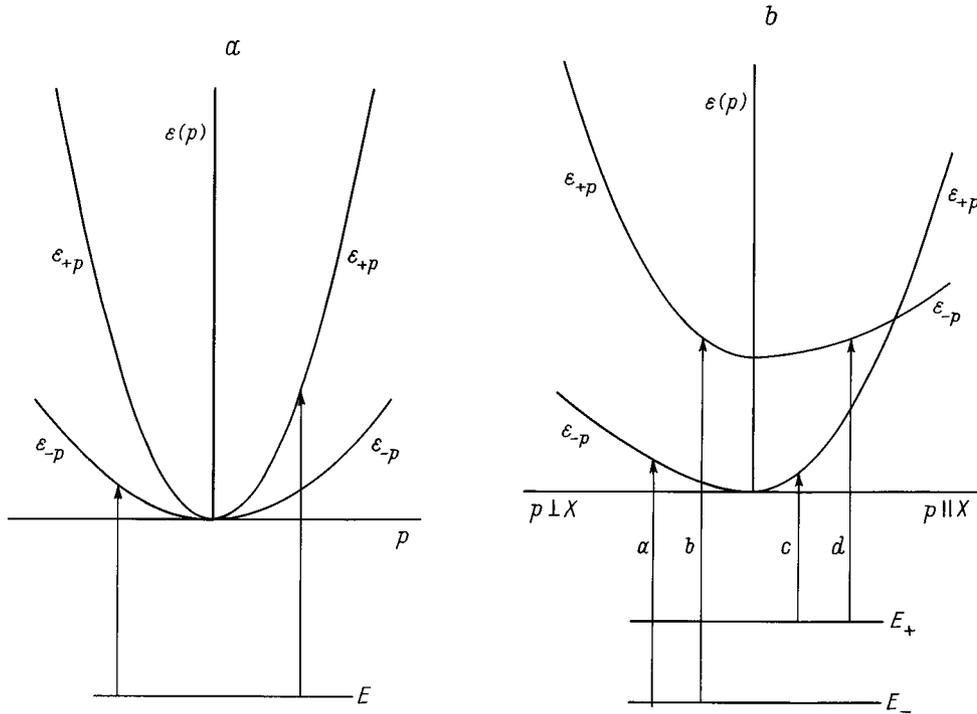


Рис. 1. Схема переходов с примесного центра в дырочные подзоны при отсутствии (а) и наличии (б) деформации  $X$ .

по спину), т.е. рассматривается однодырочное заполнение центров вследствие сильного кулоновского расталкивания дырок.

Матричный элемент перехода в (1) преобразуется в  $p$ -представлении к виду

$$\langle i | \hat{\mathbf{v}} \mathbf{e} | \lambda \rangle = \sum_{j'j} \varphi_{pj'}^{i+} (\hat{\mathbf{v}}_p \mathbf{e})_{j'j} \psi_{pj}^{\pm\sigma}, \quad (3)$$

где 4-рядные столбцы  $\varphi_{pj}^i$  и  $\psi_{pj}^{\pm\sigma}$  описывают локальные примесные и зонные состояния соответственно.

Законы дисперсии расщепленных дырочных подзон анизотропны в импульсном пространстве и вырождены по спину, вследствие чего спиновой индекс  $\sigma$  у  $\varepsilon_\lambda$  в дальнейшем можно опустить. При деформации вдоль оси  $z$  имеем (кристаллической анизотропией в отсутствие деформации пренебрегаем) [6]

$$\varepsilon_{\pm p} = \frac{\gamma_1 p^2}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma p^2}{m}\right)^2 + \frac{\gamma p^2}{m} \Delta P_2\left(\frac{p_z}{p}\right) + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\gamma_1, \gamma \cong \gamma_{2,3}$  — параметры Латтинжера,  $m$  — масса свободного электрона,  $P_2\left(\frac{p_z}{p}\right) \equiv P_2(x) = (3x^2 - 1)/2$ . Энергия  $\Delta$  определяет расщепление дырочных подзон, пропорциональное сжатию:  $\Delta = \alpha X$ , и для  $X \parallel [100]$   $\alpha = 6 \text{ мэВ/кбар}$  [6]. Волновые функции свободных дырок, соответствующие энергиям (4), приведены в [6].

Дырочные состояния на точечном центре описываются матричным интегральным уравнением Шредингера

$$\hat{H}_p \varphi_p^i + \frac{u_0}{V} \sum_p \varphi_p^i = E_i \varphi_p^i, \quad (5)$$

в котором  $\hat{H}_p$  — гамильтониан Латтинжера,  $V$  — нормировочный объем, а потенциальная энергия расположенного в точке  $r = 0$  короткодействующего центра выбрана в виде  $u_0 \delta(r)$ . Из (5) имеем тождество

$$(\hat{H}_p - E_i) \varphi_p^i = -\frac{u_0}{V} \sum_p \varphi_p^i \equiv N_i |i\rangle, \quad (6)$$

где  $|i\rangle$  — 4-рядный столбец,  $N_i$  — постоянная. Определяемую матричным уравнением типа Костера–Слетера (6) волновую функцию записываем, используя функцию Грина для свободных дырок, в виде

$$\varphi_p^i = N_i \hat{G}_{E_i}(\mathbf{p}) |i\rangle, \quad (7)$$

откуда видно, что  $N_i$  является нормировочным коэффициентом, а столбец  $|i\rangle$  находится из однородного уравнения

$$(\hat{\lambda}(E) + 1) |i\rangle = 0, \quad \hat{\lambda}(E) = \frac{u_0}{V} \sum_p \hat{G}_E(\mathbf{p}). \quad (8)$$

Входящая в (7), (8) гриновская функция свободных дырок

$$\hat{G}_E(\mathbf{p}) = \sum_{\pm} \frac{\hat{P}_{\pm p}}{\varepsilon_{\pm p} - E}, \quad (\hat{P}_{\pm p})_{jj'} = \sum_{\sigma} \psi_{pj'}^{\pm\sigma*} \psi_{pj}^{\pm\sigma} \quad (9)$$

выражена здесь через энергии (4) и проекционные операторы на  $\pm$  состояния, которые даются матрицей

$$\hat{P}_{\pm\mathbf{p}} = \frac{1}{\varepsilon_{\mp\mathbf{p}} - \varepsilon_{\pm\mathbf{p}}} \begin{pmatrix} -a^\mp & -f & -g & 0 \\ -f^* & a^\pm & 0 & -g \\ -g^* & 0 & a^\pm & f \\ 0 & -g^* & f^* & -a^\mp \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $a = \frac{\gamma p^2}{2m} - \frac{\gamma p^2}{m} P_2(\frac{p_z}{p}) - \frac{\Delta}{2}$ ,  $a^\pm = a - \varepsilon_{\pm\mathbf{p}}$ ,  $f = -\sqrt{3}\frac{\gamma}{m}(p_y + ip_x)$ ,  $g = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{\gamma}{m}(p_x - ip_y)^2$ . Определяемая (8) матрица  $\hat{\lambda}(E)$  оказывается диагональной, и вырожденные по спину уровни определяются уравнением  $[1 + \hat{\lambda}_\pm(E)] = 0$ . Анализ этого уравнения проведен в [10], где для малых деформаций получены линейные смещения уровней с приложенным давлением. Нормировочный коэффициент  $N_i$  определяется из стандартного условия нормировки волновой функции центра (7) на единицу:

$$N_i = \left[ u_0 / \left. \frac{d\lambda_i}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=E_i} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Вследствие диагональности  $\hat{\lambda}(E)$  четыре линейно независимых решения  $|i\rangle$  даются столбцами:

$$|+\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, |+\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, |-\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, |-\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Формулы (7)–(11) определяют волновую функцию дырки на примесном центре.

Просуммированный по спину матричный элемент перехода (3) между  $i$ -м уровнем и  $\pm$  дырочными состояниями имеет вид

$$\sum_{\sigma} \left| \langle i | \hat{\mathbf{v}} \mathbf{e} | k \sigma \mathbf{p} \rangle \right|^2 = \sum_{\sigma} \left| \langle i | \hat{G}_{E_i}(\mathbf{p}) (\hat{\mathbf{v}} \mathbf{p} \mathbf{e}) | k \sigma \mathbf{p} \rangle \right|^2. \quad (12)$$

где  $k = \pm$  нумерует подзоны дырок. Подставляя в (12) выражение для функции Грина (9) и учитывая, что в (1) входит матричный элемент, усредненный по плоскости  $xoy$ , перпендикулярной оси деформации, получим

$$M_{ik}(\mathbf{p}) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \times \sum_{\sigma'} \left| \sum_{k'\sigma'} \frac{\langle i | k'\sigma' \mathbf{p} \rangle}{\varepsilon_{k'\mathbf{p}} - E_i} \langle k'\sigma' \mathbf{p} | \hat{\mathbf{v}} \mathbf{p} \mathbf{e} | k \sigma \mathbf{p} \rangle \right|^2, \quad (13)$$

где  $\varphi$  определяет ориентацию импульса в плоскости  $xoy$ ,  $i, k = \pm$  нумеруют состояния на центре и в зоне соответственно. Выражая матрицу скорости  $\hat{\mathbf{v}}$  через  $4 \times 4$  матрицы момента  $\hat{\mathbf{J}}$  [6] и вводя  $\gamma = \gamma_1 + 5\gamma/2$ , получаем

$$\langle k'\sigma' \mathbf{p} | \hat{\mathbf{v}} \mathbf{p} \mathbf{e} | k \sigma \mathbf{p} \rangle = \frac{\tilde{\gamma}}{m} (\mathbf{p} \mathbf{e}) \delta_{k'k} \delta_{\sigma'\sigma} - \frac{\gamma}{m} \langle k'\sigma' \mathbf{p} | (\mathbf{e} \hat{\mathbf{J}}) (\mathbf{p} \hat{\mathbf{J}}) + (\mathbf{p} \hat{\mathbf{J}}) (\mathbf{e} \hat{\mathbf{J}}) | k \sigma \mathbf{p} \rangle. \quad (14)$$

После вычисления матричных элементов в (14), а также выполнения довольно громоздких суммирований и усреднения по углу получаются явные выражения для амплитуд переходов  $M_{ik}(p)$ .

Как видно из (13), коэффициент поглощения определяется четырьмя типами переходов: с каждого из расщепленных примесных уровней в обе валентные подзоны (индексы  $i$  и  $k$  принимают значения  $\pm$ ).

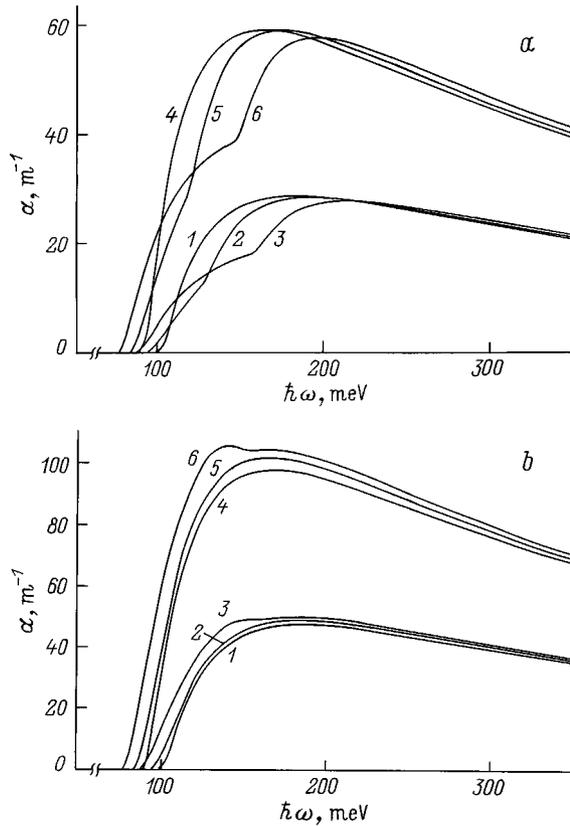
Энергетические положения расщепленных деформаций примесных уровней  $E_{\pm}(X)$  были рассчитаны в [10,11]. Для рассматриваемых в данной работе величин энергий ионизации центров (при отсутствии давления)  $E_0 \sim 100$  мэВ и давлений (до 12 кбар) мы воспользовались начальными участками полученных в [10] зависимостей, которые можно аппроксимировать простыми линейными законами:  $E_-(X) = E_0 - 1.9X$  и  $E_+(X) = E_0 + 2.2X$ . За нуль энергии здесь принимается положение экстремума валентных подзон при  $X = 0$ , положительное направление отсчитывается в глубь валентной зоны. Зависимости  $E_{\pm}(X)$  для конкретного материала определяются отношением параметров Латтинжера  $\gamma_1/\gamma$ , которое у Ge и GaAs одинаково.

## 2. Спектры поглощения

Спектральные зависимости КП были рассчитаны для центров, соответствующих примесям Zn в Ge ( $|E_0| = 90$  мэВ) и Mn в GaAs ( $|E_0| = 100$  мэВ). Геометрия расчета: ось  $z$  совпадает с направлением деформации, ось  $y$  — направление падения света, поляризованного вдоль оси  $x$  ( $x$ -поляризация:  $e_x = 1, e_y = e_z = 0$ ) или  $z$  ( $z$ -поляризация:  $e_x = e_y = 0, e_z = 1$ ). Выражения для  $M_{ik}(p)$  выписаны в *Приложении*.

На рис. 2 представлены рассчитанные спектральные зависимости КП  $\alpha(\hbar\omega)$  при  $T = 4.2$  К и концентрации примесей  $7 \cdot 10^{14}$  см<sup>3</sup> для случая  $x$ - (рис. 2, *a*) и  $z$ -поляризаций (рис. 2, *b*). Диапазон значений  $\hbar\omega$  ограничен 350 мэВ. Это связано с тем, что в Ge:Zn уже при  $\hbar\omega \geq 380$  мэВ (в GaAs:Mn при  $\hbar\omega \geq 430$  мэВ) становятся возможными переходы в спин-орбитально отщепленную подзону, которые вносят лишь аддитивный вклад в КП и не влияют на отражение в спектральных зависимостях сложной валентной зоны деформированного материала. Большая величина КП для Ge:Zn по сравнению с GaAs:Mn на рис. 2,3 объясняется отношением параметров Латтинжера:  $(\gamma)_{\text{Ge}}/(\gamma)_{\text{GaAs}} = 2$ ,  $(\gamma_1)_{\text{Ge}}/(\gamma_1)_{\text{GaAs}} = 2$ .

При  $T = 4.2$  К примесное число заполнения для верхнего уровня  $f_+$  практически равно нулю, и КП определяется переходами типа (a), (b) на рис. 1, *b, c* уровня  $E_-$  в валентные подзоны. Пороговое значение  $\hbar\omega$  для переходов типа (a):  $(\hbar\omega)_a = \varepsilon_{-\mathbf{p}|p=0} - E_- = |E_0| - 1.1X$ , и для переходов типа (b):  $(\hbar\omega)_b = \varepsilon_{+\mathbf{p}|p=0} - E_- = |E_0| + 4.9X$ . Таким образом, при увеличении давления вклады переходов (a) и (b) на спектральной кривой разнятсяся

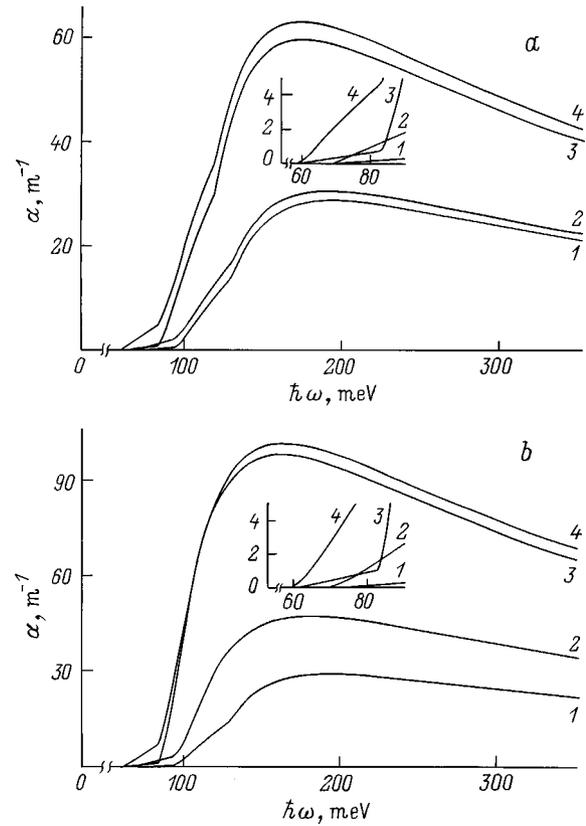


**Рис. 2.** Спектральные зависимости коэффициента поглощения при различных давлениях для  $T = 4.2 \text{ K}$ ;  $a - e_x = 1, e_y = e_z = 0$ ;  $b - e_x = e_y = 0, e_z = 1$ ; 1-3 — GaAs:Mn, 4-6 — Ge:Zn;  $X, \text{ кбар}$ : 1, 4 — 1; 2, 5 — 6; 3, 6 — 12.

по  $\hbar\omega$ . При  $X = 1 \text{ кбар}$   $(\hbar\omega)_a \sim (\hbar\omega)_b$  и спектральные кривые достаточно гладкие. В случае  $X = 6 \text{ кбар}$  разница  $(\hbar\omega)_b - (\hbar\omega)_a = 36 \text{ мэВ}$  уже значительна, и на кривых 2, 5 (рис. 2), отвечающих случаю  $x$ -поляризации, при  $\hbar\omega \geq (\hbar\omega)_b$  замечен перегиб, соответствующий началу переходов типа (b). При  $X = 12 \text{ кбар}$   $((\hbar\omega)_a/(\hbar\omega)_b \approx 1.9$ , кривые 3, 6 на рис. 2) более четко видна сложная структура валентной зоны: начальный рост (на рис. 2, b ему соответствует первый максимум) — результат переходов только типа (a), максимум (на рис. 2, b — второй) — следствие включения переходов типа (b). Вероятности переходов для  $z$ -поляризации оказываются менее чувствительными к структуре валентной зоны.

Почти одинаковые максимальные значения на спектральных кривых рис. 2 для разных давлений объясняются зависимостями матричного элемента перехода  $M_{ik}$  и межзонной плотности состояний, определяемой  $\delta$ -функцией, от давления:  $M_{ik} \sim X$ ; плотность состояний  $\sim 1/X$ .

С ростом температуры происходят внутрицентровое перезаселение дырок и одновременное увеличение вкладов переходов типа (c), (d), в КП. На рис. 3 этот факт проявляется в росте левого плеча на спектральных



**Рис. 3.** Спектральные зависимости коэффициента поглощения при различных температурах для  $X = 6 \text{ кбар}$ ;  $a - e_x = 1, e_y = e_z = 0$ ;  $b - e_x = e_y = 0, e_z = 1$ ; 1, 2 — GaAs:Mn, 3, 4 — Ge:Zn;  $T, \text{ K}$ : 1, 3 — 77; 2, 4 — 180.

кривых для температур 77 и 180 К при  $X = 6 \text{ кбар}$ . Перегибы на кривых для  $x$ -поляризации демонстрируют типа переходов, возникающих при деформации: (c), (a), (d) (перегиб, соответствующий переходу (b), не заметен на фоне переходов типа (d)).

Чтобы объяснить порядок следования кривых 1-2 (GaAs:Mn) и 3-4 (Ge:Zn) при разных температурах на рис. 3, запишем КП при фиксированных деформации  $X$  и энергии кванта  $\hbar\omega$  в виде

$$\alpha(T) = f_-(T)B + f_+(T)C, \quad (16)$$

где  $B, C$  — множители, с точностью до постоянной совпадающие с матричными элементами переходов в валентные подзоны с уровнями  $E_-$  и  $E_+$  соответственно. Учитывая равенство  $f_+(T_2) - f_+(T_1) = f_-(T_1) - f_-(T_2)$ , следующее из (2), из (16) получаем

$$\alpha_{21} = \alpha(T_2) - \alpha(T_1) = [f_+(T_2) - f_+(T_1)](C - B). \quad (17)$$

То, что кривые 1-2 и 3-4 на рис. 3 расположены друг над другом в порядке возрастания температур, означает, согласно (17), что  $C > B$  (при  $T_2 > T_1$  из рис. 3 следует  $\alpha_{21} > 0$  и, следовательно,  $C > B$ ), т.е. вероятность переходов с уровня  $E_+$  в валентную зону больше, чем с уровня  $E_-$ .

### Заключение

Полученные в данной работе теоретические спектральные зависимости коэффициента поглощения:

а) отражают сложную структуру валентной зоны при деформации;

б) содержат информацию о сдвиге примесных уровней с давлением;

в) дают возможность оценить вклад переходов с расщепленных деформацией уровней  $E_-$  и  $E_+$  в КП;

г) свидетельствуют о большей чувствительности к структуре валентной зоны матричных элементов переходов в случае  $x$ -поляризации.

Построенная в работе волновая функция примесного центра может быть использована при исследовании различных процессов с участием примесных состояний. Следует обратить внимание на анизотропию волновой функции, что проявляется в различии спектральных кривых для  $x$ - и  $z$ -поляризаций.

Сравнение полученных теоретических зависимостей с экспериментальными позволило бы подтвердить теоретические модели, заложенные в данный расчет.

Работа частично поддержана Министерством образования Украины; Украинским фондом фундаментальных исследований, грант 2.4/970; Российским фондом фундаментальных исследований, грант 96-02-17404а и грантом НАТО NTECHLG 960931.

### Приложение

Матричный элемент в (14) дается выражением

$$M_{ik} = A_i \left[ e_x^2 (M_{ik}^1 + M_{ik}^2) + e_z^2 (M_{ik}^3 + M_{ik}^4) \right],$$

где выделен фактор

$$A_i = \left( (\varepsilon_{-p} - E_i)^2 (\varepsilon_{+p} - E_i)^2 a^i (\varepsilon_{-p} - \varepsilon_{+p}) \right)^{-1} N_i^2,$$

а относительный вклад от  $x$ - и  $z$ -поляризаций определяется коэффициентами  $M_{ik}^l$  ( $l = 1-4$ ). Для переходов из примесного уровня  $E_+$  имеем

$$\begin{aligned} M_{+k}^1 = & 3 \left( \frac{\gamma p_z}{2m} \right)^2 \left[ \left( \left( \frac{\gamma_1 + \gamma}{\gamma} c - \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma} a^k \right) \right. \right. \\ & - \left. \left. 3 \frac{\gamma}{m} (p^2 + p_z^2) \right)^2 \frac{\gamma^2}{m^2} (p^2 - p_z^2)^2 \right. \\ & + \left. \left( \left( \frac{\gamma_1 + \gamma}{\gamma} c - \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma} a^k \right) \frac{\gamma}{m} (p^2 - p_z^2) \right. \right. \\ & \left. \left. - ca^k - \frac{3\gamma^2}{4m^2} (p^2 - p_z^2)^2 \right)^2 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{+k}^2 = & 3 \left( \frac{\gamma}{m} \right)^2 (p^2 - p_z^2) \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_1 + \gamma}{\gamma} c + \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma} a^k \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{3}{2} \frac{\gamma}{m} (p^2 + p_z^2) \right)^2 \frac{\gamma^2}{m^2} (p^2 - p_z^2)^2 \right. \\ & + \left. \left( \frac{1}{4} \left( \frac{\gamma_1 + \gamma}{\gamma} c + \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma} a^k \right) \frac{\gamma}{m} (p^2 - p_z^2) \right. \right. \\ & \left. \left. - ca^k + \frac{3\gamma^2}{2m^2} (p^2 - p_z^2)^2 \right)^2 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{+k}^3 = & 3 \left( \frac{\gamma}{m} \right)^2 (p^2 - p_z^2) \left[ \left( \frac{\gamma_1 - 2\gamma}{\gamma} c + \frac{\gamma_1 + 2\gamma}{\gamma} a^k \right) \right. \\ & \left. \times \frac{\gamma p_z^2}{m} - a^k (a^{-k} - c) \right]^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{+k}^4 = & \left( \frac{\gamma p_z}{m} \right)^2 \frac{3\gamma^2}{4m^2} (p^2 - p_z^2)^2 \\ & \times \left( \frac{\gamma_1 - 2\gamma}{\gamma} c + \frac{\gamma_1 + 2\gamma}{\gamma} a^k + \frac{6\gamma}{m} (p^2 - p_z^2) \right)^2, \end{aligned}$$

где введен коэффициент  $c = \varepsilon_{-p} + \varepsilon_{+p} - E_+$ .

Для переходов с примесного уровня  $E_-$  имеем

$$\begin{aligned} M_{-k}^3 = & \left( \frac{\gamma}{m} \right)^2 (p^2 - p_z^2) \left[ \left( \left( \frac{\gamma_1 + \gamma}{\gamma} d - \frac{\gamma_1 - \gamma}{\gamma} a^{-k} \right) a^k \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{3\gamma}{2m} (p^2 + p_z^2) (d + a^k) \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{3\gamma}{2m} (p^2 - 3p_z^2) (d - a^k) \right)^2 \right], \end{aligned}$$

$$M_{-k}^2 = \frac{45}{4} \left( \frac{\gamma p_z}{m} \right)^3 (d - a^k)^2 \frac{\gamma^2}{m^2} (p^2 - p_z^2)^2,$$

$$\begin{aligned} M_{-k}^3 = & \left( \frac{\gamma p_z}{m} \right)^2 \left( \left( \frac{\gamma_1 + 2\gamma}{\gamma} d + \frac{\gamma_1 - 2\gamma}{\gamma} a^{-k} \right) a^k \right. \\ & \left. - \frac{3\gamma}{m} (p^2 - p_z^2) (d + a^k) \right)^2, \end{aligned}$$

$$M_{-k}^4 = \frac{9\gamma}{4m} \left( \frac{\gamma (p^2 - p_z^2)}{m} \right)^3 (d - a^k)^2,$$

где введен коэффициент  $d = a - E_-$ .

### Список литературы

- [1] И.В. Алгухов, М.С. Каган, В.П. Синис. Письма ЖЭТФ, **47**, 133 (1988).
- [2] Матер. Всеросс. совещ. "Наноструктуры на основе кремния и германия" (Нижегород, Институт физики микроструктур РАН, 1998).
- [3] G. Lucovsky. Sol. St. Commun., **3**, 299 (1965).

- [4] Н.М. Колчанова, И.Д. Логинова, И.Н. Ясневич. ФТТ, **6**, 1650 (1983).
- [5] M.V. Strikha, F.T. Vasko. Phys. St. Sol. (b), **181**, 447 (1994).
- [6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [7] F.H. Pollak. Semicond. Semimet., **32**, 17 (1990).
- [8] E.V. Bakhanova, F.T. Vasko. Phys. St. Sol. (b), **182**, 97 (1994).
- [9] В.Ф. Мастеров. ФТП, **18**, 3 (1984).
- [10] Е.В. Баханова, Ф.Т. Васько. ФТТ, **32**, 86 (1990).
- [11] М.А. Одноблюдов, А.А. Пахомов, В.М. Чистяков, И.Н. Ясневич. ФТП, **31**, 1180 (1997).

Редактор В.В. Чалдышев

## Photoionization of short distance acceptor states in uniaxially deformed semiconductors

A.A. Abramov, F.T. Vasko\*, V.N. Tulupenko, D.A. Firsov†

Donbass State Engineering Academy,  
343916 Kramatorsk, Ukraine

\* Semiconductor Physics Institute,  
252650 Kiev, Ukraine

† St. Petersburg State Technical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The photoionization cross section (the absorption coefficient) of holes localized on deep short distance potential centers has been calculated under their transitions to the valence band of a uniaxially deformed Ge-type semiconductor. As a result of splitting both the acceptor level and the extremum of hole subbands, the photoionization threshold splits also: there appear four kinds of such transitions. As the temperature rises, the change in the occupancy of split impurity states occurs and, consequently, the contribution of each kind of transitions to the absorption coefficient varies too. Since the deformation distorts spherical symmetry of the system, a noticeable polarization dependence of the absorption coefficient appears. The calculation is based on the general quantum mechanic formula with a transition matrix element which employs the wave function of an impurity center under deformation.

E-mail: tvn@laser.donetsk.ua