

## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ФОТОИОНИЗАЦИИ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

И. Н. Долманов, А. К. Марков, В. И. Толстихин

Научно-производственное объединение «Свет», 117420, Москва, Россия  
(Получена 5.05.1992. Принята к печати 15.05.1992)

Теоретически исследован и численно промоделирован процесс фотоионизации легированных квантовых ям, помещенных во внешнее электрическое поле. Учтены интерференция фотовозбужденных электронов на потенциале, создаваемом соседними квантовыми ямами, различие эффективных масс в гетерослоях, а также рассеяние. Показано, что перечисленные эффекты приводят к качественной модификации расчетного спектра фотопоглощения и его согласию с экспериментом.

Особенности оптических свойств носителей заряда в квантово-размерных структурах, равно как и прогресс в области гетероэпитаксиальной технологии таких структур, стимулируют их использование в оптоэлектронике. Значительный интерес в связи с этим представляет создание фотодетекторов дальнего ИК диапазона на основе внутрizonных переходов в  $A^{III}B^V$ -гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) [1-10]. Обладая сравнимой с обычными HgCdTe-фотодетекторами на межзонных переходах обнаружительной способностью [1-3], квантово-размерные  $A^{III}B^V$ -фотодетекторы имеют ряд важных преимуществ [2]. Среди них большая технологичность, высокая однородность элементов по площади пластины, совместимость с управляющей полевой электроникой, возможность перестраиваемого в широком спектральном диапазоне селективного детектирования и др. В настоящее время активно исследуются два типа ИК фотодетекторов на основе  $A^{III}B^V$ -гетероструктур с КЯ. Первый из них использует фотоионизацию КЯ, т. е. оптический выброс  $2D$ -электрона из подзоны размерного квантования в  $3D$ -состояние непрерывного спектра [1-8], тогда как второй — оптические переходы  $2D$ -электронов между квазидискретными состояниями в КЯ с последующим туннелированием в  $3D$ -состояния [9, 10]. Большая обнаружительная способность экспериментально достигается для первого типа детекторов, которые к тому же характеризуются меньшей инерционностью при сравнимой с детекторами второго типа спектральной ширине полосы поглощения и, таким образом, представляются наиболее перспективными.

Важной характеристикой этих ИК детекторов является спектр поглощения. Используемые для его описания подходы ограничиваются, как правило [11, 12], рассмотрением процесса фотопоглощения лишь в одиночной КЯ. Однако сравнение получаемых таким образом результатов с экспериментальными спектрами фотопоглощения в структурах со множественными КЯ показывает, что в большинстве случаев наблюдаемые спектры имеют более сложную структуру и ярче выраженный резонансный характер [2, 3]. Возможные причины этого связаны с модификацией волновых функций  $3D$ -электронов в области непрерывного спектра (по сравнению со случаем одиночной КЯ), проявляющейся даже в типичных для эксперимента условиях отсутствия минизон. Цель настоящей работы состоит в теоретическом исследовании влияния возникающих в таких условиях интер-

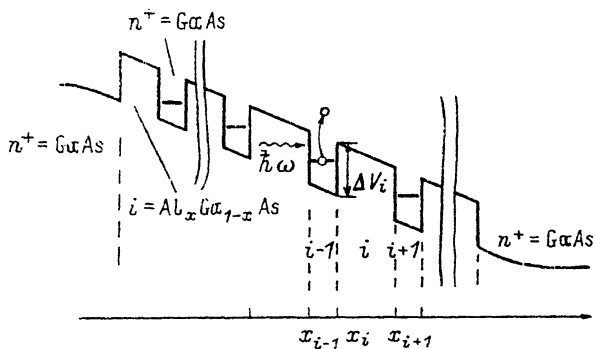


Рис. 1. Схематическая диаграмма зоны проводимости фотодетектора дальнего ИК диапазона со множественными КЯ.

ференционных эффектов на спектры внутрizonного поглощения  $A^{III}B^V$ -гетероструктурах со множественными КЯ. Очевидно, что данные эффекты наиболее сильно проявляются в структурах, толщина барьеров между отдельными КЯ в которых достаточно мала для эффективной интерференции  $3D$ -электронов, но слишком велика для образования минизонного спектра в области энергий основного состояния  $2D$ -электронов. Простые оценки показывают, что для периодических GaAs/AlGaAs-структур со множественными КЯ — это толщины барьерных слоев  $\sim 200 \text{ \AA}$ . На рис. 2, *a* представлен типичный экспериментальный спектр фотопоглощения такой GaAs/Al<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.74</sub>As-структуры (в отсутствие электрического поля при  $T = 77 \text{ K}$ ), зонная диаграмма которой приведена на рис. 1. Период структуры составлял  $180 \text{ \AA}$  при ширине GaAs КЯ, легированной Si до уровня  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , порядка  $30 \text{ \AA}$ . Для сравнения на рис. 2, *b* (сплошная линия) приведен спектр поглощения одиночной КЯ, рассчитанный по одноямной (учитывающей лишь одну КЯ) модели из работы [11]. Видно, что измеренный спектр поглощения много уже и одновременно симметричнее расчетного.

Предлагаемая нами для объяснения этих расхождений многоямная модель спектра фотоионизации структур описанного выше типа во внешнем поле

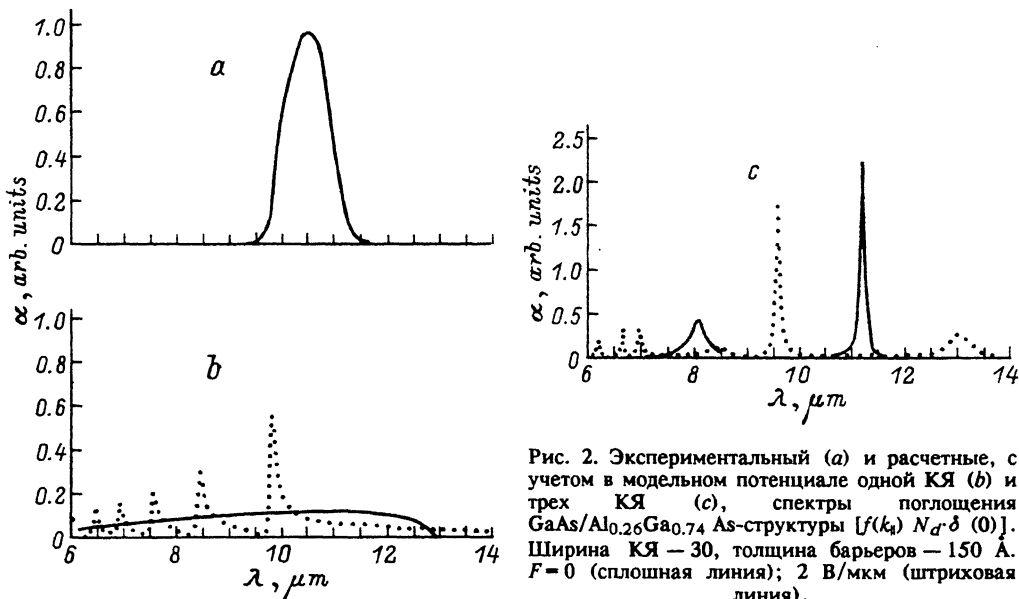


Рис. 2. Экспериментальный (*a*) и расчетные, с учетом в модельном потенциале одной КЯ (*b*) и трех КЯ (*c*), спектры поглощения GaAs/Al<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.74</sub>As-структуры [ $f(k_x) N_d \delta(0)$ ]. Ширина КЯ — 30, толщина барьеров — 150  $\text{ \AA}$ .  $F = 0$  (сплошная линия); 2 В/мкм (штриховая линия).

исходит из следующих допущений. Во-первых, туннельная связь между соседними КЯ предполагается недостаточно сильной для формирования минизонного спектра в области энергии основного состояния электрона в КЯ. Во-вторых, не рассматриваются такие напряженности поля, которые приводят к делокализации основного состояния в КЯ. Эти два условия позволяют независимым образом описывать локализованные в каждой из КЯ состояния. Что же касается состояний непрерывного спектра, то рассеяние 3D-электронов, не малое хотя бы из-за сильного легирования КЯ, приводит к сохранению когерентности волновой функции лишь на масштабе порядка характерной длины рассеяния электрона ( $\sim 500\text{--}1000 \text{ \AA}$ ). Это обстоятельство позволяет при определении волновых функций непрерывного спектра ограничиться рассмотрением лишь нескольких соседних КЯ, наиболее близких к той КЯ, фотоионизация которой рассматривается. Распределение электрического поля предполагается однородным по периоду структуры, поскольку при типичных размерах КЯ ( $\leq 50 \text{ \AA}$ ) влияние экранировки внешнего электрического поля 2D-электронами незначительно [13].

Для однородной в плоскости гетерослоев структуры лишь оптическое излучение с нормальной к гетерограницам составляющей вектора поляризации приводит к прямым однофотонным переходам между 2D- и 3D-состояниями (с сохранением продольного квазиимпульса  $k_{\parallel}$ ). В первом порядке теории возмущений вероятность разрешенных переходов между стационарными состояниями  $i$  и  $f$  с полной энергией  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_f$  соответственно имеет вид

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega), \quad (1)$$

где  $H_{if}$  — матричный элемент взаимодействия электрона с полем световой волны на огибающих волновых функциях, определяемых уравнением Шредингера с потенциалом, изображенным на рис. 1. Координатная зависимость эффективной массы, возникающая вследствие ее различия в гетерослоях, при разделении переменных приводит к замене этого потенциала на эффективно зависящий от  $k_{\parallel}$  [14]. При этом вероятность поглощения монохроматического излучения с частотой  $\omega$  2D-электронным газом определяется выражением

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i,f} \sum_{k_{\parallel}} f_i(k_{\parallel}) |H_{if}(k_{\parallel})|^2 \delta(\epsilon'_f(k_{\parallel}) - \epsilon'_i(k_{\parallel}) - \hbar\omega), \quad (2)$$

где  $f(k)$  — функция распределения электронов по продольному квазиимпульсу,  $\epsilon_{i,f}'(k_{\parallel})$  — энергия движения электрона в поперечном направлении, а суммирование по  $i$  и  $f$  проводится по всем состояниям с равной величиной  $k_{\parallel}$ . В дипольном приближении [15]

$$H_{if}(k_{\parallel}) = \frac{ieE_{\perp}\hbar}{2m\omega} \int \psi_{\epsilon_f}^* \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\epsilon_i} dx, \quad (3)$$

где  $E_{\perp}$  — нормальная к плоскости слоев составляющая напряженности электрического поля в световой волне;  $m$  — масса свободного электрона;  $\omega$  — частота оптического излучения, а  $\psi_{\epsilon_i}$  и  $\psi_{\epsilon_f}$  — волновые функции электрона, являющиеся решениями одномерного уравнения Шредингера (для движения в направлении, перпендикулярном гетерослоям). В каждом  $i$ -м из слоев периодической структуры они представляют собой суперпозицию плоских волн (в отсутствие электрического поля) или функций Эйри  $Ai(t_i)$  и  $Bi(t_i)$  (при наличии однородного внешнего поля) от аргумента:

$$t_i = - \operatorname{sign}(F) \left( \frac{\varepsilon - U_i}{eF} x \right) \left( \frac{2m_i e |F|}{\hbar^2} \right)^{1/3},$$

где  $F$  — напряженность электрического поля,  $U_i$  — потенциальная энергия в точке  $x = x_i + 0$ ,  $m_i$  — эффективная масса электрона в  $i$ -м слое. Для излучения, распространяющегося вдоль плоскости слоев и поляризованного по нормали к слоям, коэффициент поглощения без учета эффектов деполяризации имеет вид

$$\alpha_{\parallel} = \frac{1}{d} \left( \frac{2\pi e \hbar}{m} \right)^2 \frac{1}{nc\omega} \times \\ \times \sum_{i,f} \sum_{k_{\parallel}} f_i(k_{\parallel}) \left| \int \psi_{\varepsilon_f}^* \frac{\partial}{\partial x} \psi_{\varepsilon_i} dx \right|^2 \delta(\varepsilon_f'(k_{\parallel}) - \varepsilon_i'(k_{\parallel}) - \hbar\omega) \quad (4)$$

( $d$  — период структуры,  $n$  — средний коэффициент преломления в приближении мелкослойной среды [16],  $c$  — скорость света). Основные особенности спектра поглощения, связанные с интерференцией электрона на гетерограницах соседних КЯ, удобно проследить на примере  $\delta$ -образного распределения  $2D$ -электронов вида  $f_i(k_{\parallel}) \sim N_d \delta(k_{\parallel})$ , где  $N_d$  — поверхностная концентрация  $2D$ -электронов. На рис. 2, *b, c* приведены рассчитанные в таком случае с использованием формул (2) — (4) спектры поглощения при учете одной и трех КЯ. Видно, что учет соседних КЯ качественно изменяет вид спектра поглощения и обеспечивает лучшее согласие с экспериментальным спектром, приведенным на рис. 2, *a*. Детальный анализ волновой функции показывает, что первый резонанс в длинноволновой области определяется положением виртуального уровня для пары КЯ. Под положением виртуального уровня мы будем понимать то значение энергии, которое соответствует локальному максимуму на энергетической зависимости коэффициента надбарьерного прохождения. В случае трех КЯ при  $F=0$  имеет место расщепление такого виртуального уровня на два, однако симметрия волновых функций основного и возбужденного состояний такова, что на спектре поглощения имеется единственный максимум (сплошная линия на рис. 2, *c*), а соответствующее ему состояние лежит между расщепившимися виртуальными уровнями. Во внешнем электрическом поле расстояние между виртуальными уровнями увеличивается, и на спектре поглощения (штриховая линия на рис. 2, *c*) появляются два максимума, определяющихся смещением виртуальных уровней для пар КЯ в поле. В результате в структуре с выбранными параметрами имеет место красное смещение длинноволнового максимума поглощения. Модель, учитывающая лишь одну КЯ (рис. 2, *b*), естественно, не дает резонансов такого рода. Укажем также, что при расчете коэффициента поглощения с учетом пяти КЯ получаются близкие к случаю трех КЯ спектральные зависимости, отличающиеся лишь при  $F=0$  более тонкой структурой вблизи резонансов (что связано с дополнительным расщеплением уровней). С ростом периода структуры и электрического поля взаимное влияние соседних КЯ на волновую функцию фотовозбужденного электрона уменьшается. Масштаб соответствующих значений электрического поля  $F_0$  можно оценить, используя асимптотику зависимости коэффициента надбарьерного отражения  $R$  частицы с энергией  $\varepsilon$  от гетерограницы высотой  $\Delta U$  (соседней КЯ в данном случае) [17]:

$$R \sim (\Delta U / 4\varepsilon)^2. \quad (5)$$

Полагая достаточным для слабой интерференции  $R \leq 1/4$ , при  $\varepsilon = eF_0 d$ ,  $\Delta U \sim \sim 0.3$  эВ получим для структуры с периодом  $d \sim 200$  Å  $F_0 \geq 7 \cdot 10^4$  В/см, что в несколько раз превышает характерные значения электрического поля в фотоде-

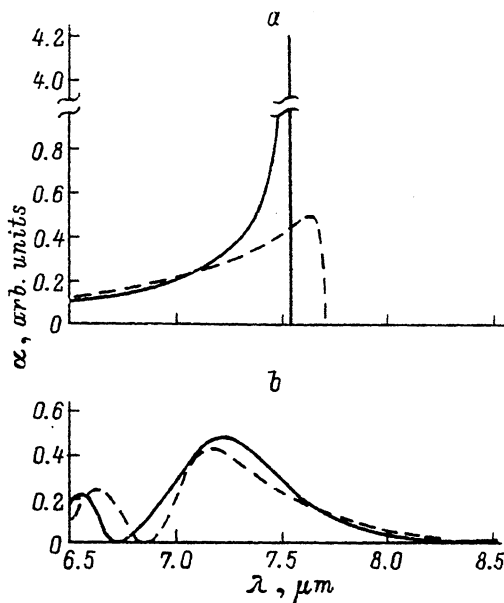


Рис. 3. Расчетные спектры поглощения GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As одиночной КЯ при  $F=0$  (а)  $F=1$  В/см (b). Ширины КЯ: 46 (штриховая линия) и 48 Å (сплошная линия).

текторах [1–3], обусловленные требованием малости темнового туннельного тока из КЯ. Оценка характерного поля, при котором ослабевает туннельное влияние другой соседней КЯ на волновую функцию фотовозбужденного электрона, дает величину того же порядка, что и (5). Поскольку  $F_0$  обратно пропорционально периоду структуры, при типичных для фотодетекторов полях приближение одиночной КЯ может быть использовано при  $d \geq 500$  Å (что, кстати, порядка и характерной длины когерентности волновой функции). В ряде теоретических работ [11, 18, 19] резонансный характер спектров поглощения детекторных структур при переходах в непрерывный спектр связывается с наличием виртуального уровня вблизи края одиночной КЯ при  $F=0$ . Однако из приведенных на рис. 3, а спектров поглощения одиночных КЯ с близкими параметрами непосредственно видно, что резонанс такого рода крайне чувствителен к параметрам структуры и не может играть решающей роли в реальных приборах. В типичном же для большинства экспериментов внешнем электрическом поле изменяются граничные условия для волновой функции электрона в надбарьерной области — появляется наклонная стенка, что приводит к серии интерференционных резонансов на спектре поглощения, отсутствующих при  $F=0$  и менее чувствительных к параметрам структуры (рис. 3, б) [12]. Во внешнем электрическом поле максимум поглощения сдвигается в коротковолновую область, а красная граница спектра размывается за счет туннелирования. Представленные на рис. 2, б, с и рис. 3, б расчетные кривые описывают основные особенности экспериментальных спектров, однако имеют более резкий характер и ряд резонансных особенностей в коротковолновой области. Выделим несколько основных эффектов, сглаживающих интерференционные максимумы в реальных структурах, а именно: рассеяние, упоминавшаяся ранее зависимость вероятности переходов от величины квазиимпульса электрона в плоскости слоев, технологическая неоднородность КЯ и неоднородность электрического поля по толщине структуры. Поскольку последние два фактора могут быть практически устранены, оценим влияние первых двух. Рассматривая рассеяние как возмущение и не конкретизируя его

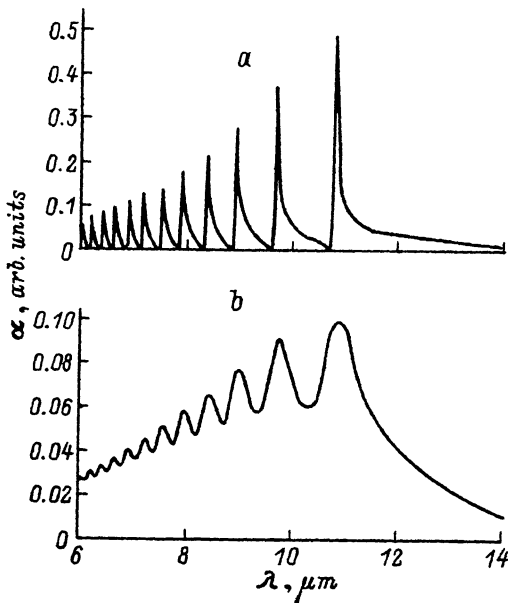


Рис. 4. Расчетные спектры поглощения GaAs/Al<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.64</sub>As одиночной КЯ шириной 30 Å при  $F = 1$  В/мкм для  $\Gamma = 0$  (a) и  $\Gamma = 2$  мэВ (b).

механизм, запишем волновую функцию электрона  $\psi_e(x, t)$  в следующем виде, формально учитывающем конечное время жизни  $\tau_e$  квазистационарного состояния с энергией  $\epsilon$ :

$$\psi_e(x, t) = \psi_e(x) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \epsilon t - \frac{t}{2\tau_e}\right). \quad (6)$$

В выражении для вероятности переходов в единицу времени между состояниями  $i$  и  $f$  под действием периодического возмущения с частотой  $\omega$  (2) такое представление волновой функции (как и в случае адиабатического включения возмущения) приводит к замене  $\delta$ -функции на лоренциан вида

$$\delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \Rightarrow \frac{\Gamma}{\pi \left( (\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2 \right)}, \quad (7)$$

где уширение линии  $\Gamma = \frac{\hbar}{2} (\tau_{e_i}^{-1} + \tau_{e_f}^{-1})$ . При  $\tau_e \sim 0.5$  пс уширение линии составляет  $\sim 1$  мэВ. На рис. 4 представлен спектр фотопоглощения одиночной КЯ, помещенной в слабое внешнее поле без учета и с учетом процессов рассеяния. Физическая природа качественной модификации спектра поглощения при учете рассеяния прозрачна — начиная с определенной энергии рассеяния, становится много больше характерной длины рассеяния, и фотовозбужденный электрон перестает ее «чувствовать». В результате в области больших энергий фотона спектр фотопоглощения, рассчитанный с учетом рассеяния в слабом внешнем поле, практически совпадает со спектром, рассчитанным при  $F = 0$  (ср. с рис. 2, b).

Более существенно, как показывают оценки, влияет на спектр зависимость вероятности фотовозбуждения электрона от величины его квазиимпульса в плоскости слоев, обусловленная отличием эффективной массы электрона в слоях

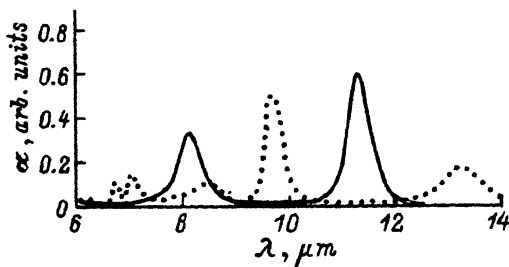


Рис. 5. Расчетный спектр поглощения GaAs/Al<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.74</sub>As структуры с такими же, как и на рис. 2, с, параметрами с фермиевской функцией распределения  $f(k_{||})$  при двумерной концентрации электронов  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 77 \text{ К}$  и  $\Gamma = 1 \text{ мэВ}$ .  $F = 0$  (сплошная линия);  $2 \text{ В/мкм}$  (штриховая линия).

структуры [14]. При типичной для экспериментальных структур концентрации донорной примеси в КЯ  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и ширине КЯ порядка  $30 \text{ \AA}$  концентрация двумерных электронов на основном уровне размерного квантования составляет  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что при азотной температуре соответствует энергии Ферми около  $20 \text{ мэВ}$ . Для электрона с такой энергией продольного движения эффективное понижение высоты барьера за счет отличия эффективных масс GaAs/Al<sub>0.26</sub>Ga<sub>0.64</sub>As-структуре составляет  $\sim 6 \text{ мэВ}$ . В результате спектр поглощения размывается в красную область примерно на эту величину (в соответствии с функцией распределения электронов в КЯ по продольному квазиимпульсу). На рис. 5 приведен расчетный спектр поглощения структуры с такими же, как и на рис. 2, параметрами (модель учитывала 3 КЯ) при  $T = 77 \text{ К}$ , двумерной концентрации электронов  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\Gamma = 1 \text{ мэВ}$ . Из сравнения с рис. 2, с видно, что учет рассеяния и продольного квазиимпульса электронов существенно сглаживает спектр поглощения при сохранении выраженных резонансных особенностей, положение которых зависит от величины электрического поля.

Проведенное сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными показало, что неоднократно наблюдавшиеся на спектре поглощения структур со множественными КЯ дополнительные резонансные особенности могут быть обусловлены рассмотренными выше интерференционными эффектами. При этом ширина и форма спектральной кривой, рассчитанной с использованием многоямной модели, хорошо совпадают с реально наблюдаемыми, в то время как положение максимумов оказывается несколько смещенным, что может быть вызвано не рассматриваемыми в данной работе эффектами деполаризационного сдвига [18, 19] и сдвига энергии переходов за счет обменного взаимодействия [5], которые не меняют качественным образом спектральную зависимость коэффициента поглощения. Отметим также, что экспериментально наблюдаемая близость спектра fotocувствительности, являющегося основной характеристикой фотоприемника, и спектра фотопоглощения позволяет в большинстве случаев для качественных оценок параметров детектора ограничиться расчетом коэффициента поглощения, что является значительно менее трудоемкой задачей в силу нетривиальности расчета транспортных свойств носителей в структурах с МКЯ.

В заключение авторы благодарят В. Б. Куликова и Ю. А. Матвеева за любезно предоставленные результаты экспериментального измерения спектров поглощения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, J. F. Walker, R. J. Malik. Electron. Lett., 24, 747 (1988).
- [2] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, J. F. Walker, R. J. Malik. Appl. Phys. Lett., 53, 296 (1988).
- [3] B. F. Levine, G. Hasnain, C. G. Bethea, N. Chand. Appl. Phys. Lett., 54, 2704 (1989).

- [4] B. K. Janousek, M.J. Daugherty, W. L. Bloss et al. J. Appl. Phys., 67, 7608 (1990).
- [5] S. D. Gunapala, B. F. Levine, R. A. Logan Appl. Phys. Lett., 57, 1802 (1990).
- [6] G. Hasnain, B. F. Levine, D. L. Sivco, A. Y. Cho. Appl. Phys. Lett., 56, 770 (1990).
- [7] G. Hasnain, B. F. Levine, C. G. Bethea, R. A. Logan, J. F. Walker, R. J. Malik. Appl. Phys. Lett., 54, 2515 (1989).
- [8] C. G. Bethea, B. F. Levine, G. Hasnain, J. Walker, R. J. Malik. J. Appl. Phys., 66, 963 (1989).
- [9] K. K. Choi, B. F. Levine, C. G. Bethea, J. F. Walker, R. J. Malik. Appl. Phys. Lett., 50, 1814 (1987).
- [10] B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea, J. F. Walker, R. J. Malik. Appl. Phys. Lett., 50, 1092 (1987).
- [11] В. В. Осипов, Ф. Л. Серженко, В. Д. Шадрин. ФТП, 23, 809 (1989).
- [12] А. Г. Петров, А. Я. Шик. ФТП, 24, 1431 (1990).
- [13] A. Harwit, J. S. Harris. Appl. Phys. Lett., 50, 685 (1987).
- [14] Z. Ikonc., V. Milanovic, D. Tjarkin. Phys. Rev. B., 37, 3097 (1988).
- [15] А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников, 615. М. (1989).
- [16] С. М. Рытов. ЖЭТФ, 29, 605 (1955).
- [17] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, 767. М. (1989).
- [18] А. Я. Шик. Письма ЖТФ, 15, 40 (1989).
- [19] Ф. Л. Серженко, В. Д. Шадрин. Письма ЖТФ, 16, 34 (1990).

Редактор В. В. Чалдышев

---