

Межподзонное поглощение света в селективно легированных асимметричных двойных туннельно-связанных квантовых ямах

© В.Л. Зерова[¶], В.В. Капаев⁺, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, S. Schmidt*,
Е.А. Зибик*, А. Seilmeier*, Е. Towe[≠]

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

* Institute of Physics, University of Bayreuth,
Germany

[≠] Carnegie Mellon University,
Pittsburgh, PA 15213, USA

(Получена 14 мая 2004 г. Принята к печати 24 мая 2004 г.)

Изучен спектр равновесного межподзонного поглощения в селективно легированных асимметричных двойных туннельно-связанных квантовых ямах, предназначенных для исследования модуляции инфракрасного излучения в продольном электрическом поле. Проведено сравнение рассчитанных и экспериментальных спектров при разных температурах. В расчетах учтено влияние объемного заряда на энергетический спектр электронов, а также различие эффективных масс электронов в разных подзонах. По результатам исследования спектров межподзонного поглощения в равновесных условиях и при возбуждении электронов мощными пикосекундными импульсами излучения среднего инфракрасного диапазона уточнен энергетический спектр электронов в реальной структуре.

1. Введение

Интерес к оптическим межподзонным переходам электронов в квантовых ямах (КЯ) отчасти связан с созданием новых оптоэлектронных приборов на КЯ среднего инфракрасного (ИК) диапазона: униполярных безинжекционных лазеров, фотодетекторов, модуляторов ИК излучения. Асимметричные туннельно-связанные КЯ (АТСКЯ) открывают большие возможности для конструирования приборов. Так, АТСКЯ используются как рабочая область в квантовых каскадных лазерах [1], в фонтанных лазерах с внутризонной оптической накачкой [2], в быстродействующих модуляторах ИК излучения [3,4].

Исследованные в настоящей работе АТСКЯ (рис. 1) предназначены для изучения модуляции ИК излучения в сильных продольных электрических полях. При разогреве электронов продольным полем происходит их перераспределение в реальном пространстве, а именно: горячие электроны из подзоны $e1$ узкой ямы могут туннелировать в широкую яму, заполняя подзону $e2$. Вследствие увеличения концентрации электронов в подзоне $e2$ широкой ямы должен увеличиться коэффициент поглощения света для межподзонных переходов $e2 \rightarrow e3$.

Как первый этап в настоящей работе изучаются спектры межподзонного поглощения в селективно легированных АТСКЯ, что позволяет найти энергетический спектр электронов.

2. Объект исследования

Исследования поглощения проводились в структуре, содержащей 150 пар АТСКЯ. Структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Пары ям разделены туннельно-непрозрачными барьерами $Al_{0.42}Ga_{0.58}As$, центральные части которых селективно легированы примесью Si, так что поверхностная концентрация электронов в КЯ составляет $n_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Одна из туннельно-связанных КЯ образована слоем GaAs толщиной 5 нм, другая — слоем $Al_{0.06}Ga_{0.94}As$ толщиной 7.5 нм, толщина туннельно-прозрачного барьера $Al_{0.42}Ga_{0.58}As$ между ними — 2.5 нм (рис. 1).

Энергетический спектр и волновые функции электронов с учетом эффектов пространственного заряда были получены с помощью самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона. Согласно расчетам, система туннельно-связанных КЯ имеет 5 энергетических

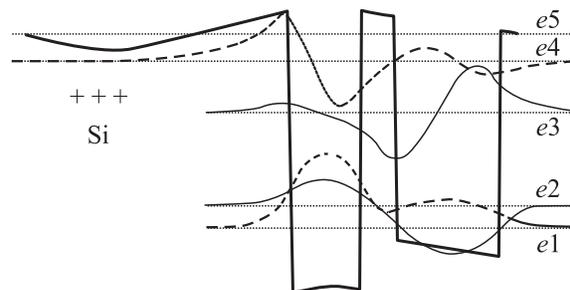


Рис. 1. Профиль потенциала, уровни энергии e_i и плавные огибающие волновых функций электронов на уровнях в АТСКЯ.

[¶] E-mail: VZerova@rphf.spbstu.ru

уровней. Уровни $e1$ и $e4$ связаны с узкой КЯ, а уровни $e2$ и $e3$ — с широкой. Поэтому волновая функция электрона в подзоне $e1$ практически полностью локализована в пределах узкой ямы, в то время как волновая функция электрона в подзоне $e2$ локализована в основном в широкой яме (рис. 1). Это означает, что в условиях равновесия большая часть электронов сосредоточена в узкой КЯ. Уровень $e5$ является связанным состоянием квантовой ямы в широком барьере, которая возникает вследствие искажения объемным зарядом потенциала структуры.

При температуре $T = 80$ К найденные энергии уровней таковы: $\mathcal{E}_1 = -5.65$ мэВ, $\mathcal{E}_2 = 5.13$ мэВ, $\mathcal{E}_3 = 138.95$ мэВ, $\mathcal{E}_4 = 236.59$ мэВ, $\mathcal{E}_5 = 265.23$ мэВ (отсчет ведется от уровня химического потенциала). Найденные значения оптических матричных элементов координаты в z -направлении $z_{ij} = \left| \int \psi_j^*(z) z \psi_i(z) dz \right|$, описывающих вероятности межподзонных оптических переходов $ei \rightarrow ej$, (где $\psi_i(z)$ и $\psi_j(z)$ — плавные огибающие волновых функций электрона в начальном и конечном состояниях) составляют $z_{13} = 0.165$ нм, $z_{23} = 2.12$ нм, $z_{14} = 1.26$ нм, $z_{24} = 0.52$ нм. Наибольший вклад в межподзонное поглощение дают переходы между уровнями, связанными с одной и той же КЯ, волновые функции которых хорошо перекрываются. Поэтому для разных пар уровней z_{ij} сильно различаются: $z_{23} \gg z_{13}, z_{14} > z_{24}$.

3. Экспериментальное исследование межподзонного поглощения света

Экспериментально полученные равновесные спектры поглощения $\alpha(\hbar\omega)L$ (ω — частота света, L — эффективный оптический путь, α — коэффициент поглощения) в данной структуре при разных температурах приведены на рис. 2, *a*. Поглощение света p -поляризации изучалось с помощью фурье-спектрометра. Геометрия опыта показана на вставке к рис. 2, *a*. Спектры состоят из двух полос поглощения. Спектральное положение полос позволяет связать длинноволновую полосу с переходами $e1 \rightarrow e3$ и $e2 \rightarrow e3$, а коротковолновую полосу с переходами $e1 \rightarrow e4$ и $e2 \rightarrow e4$. Пики, соответствующие переходам с уровнями $e1$ и $e2$, не разрешаются спектрально.

Отметим, что в процессе исследования спектра коэффициента поглощения нам пришлось скорректировать рассчитанные первоначально параметры КЯ, так как они не соответствовали экспериментально полученному спектру поглощения. В частности, из анализа экспериментально найденного спектра следует, что расстояние Δ_{12} между уровнями $e1$ и $e2$ значительно меньше заданного значения 24 мэВ. Мы предполагаем, что реальные параметры выращенных КЯ отличаются от рассчитанных. Выше были приведены скорректированные значения параметров.

Энергию Δ_{12} мы уточнили, анализируя спектры изменения (уменьшения) поглощения, $-\Delta\alpha(\hbar\omega)L$, при мощ-

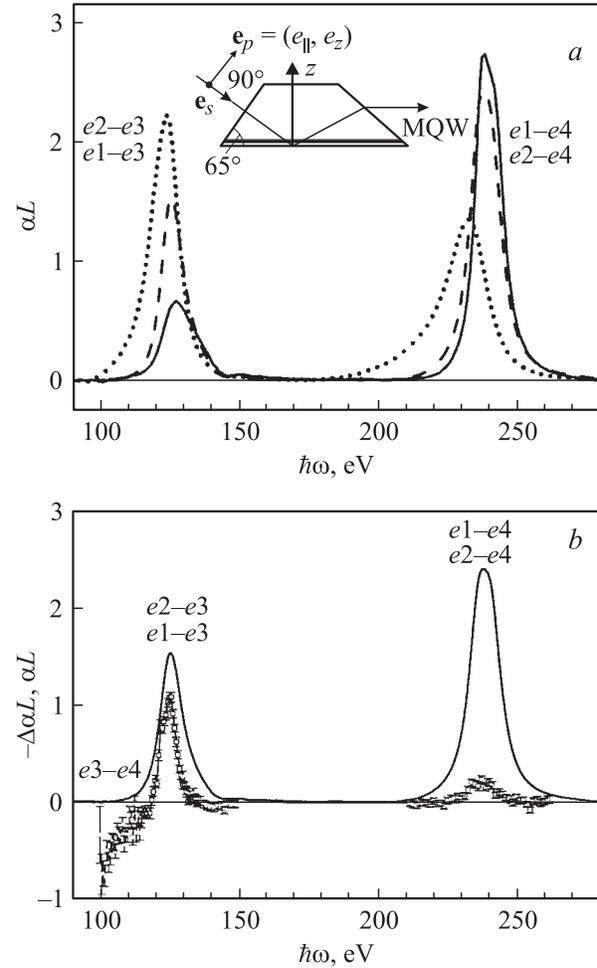


Рис. 2. Экспериментально полученные спектры поглощения и изменения поглощения при мощном межподзонном возбуждении структуры с АТСКЯ (MQW). На вставке — геометрия опыта по исследованию поглощения поляризованного света. *a* — спектры поглощения αL в равновесии при $T = 14$ К, (сплошная линия), 80 К (штриховая), 300 К (пунктирная). *b* — спектр изменения поглощения $-\Delta\alpha L$ при межподзонном возбуждении на частоте максимума длинноволнового пика равновесного поглощения при $T = 80$ К (точки) и равновесный спектр поглощения αL при той же температуре (сплошная линия).

ном межподзонном возбуждении электронов (рис. 2, *b*) при 80 К. Эксперименты были проведены методом спектроскопии „pump and probe“ (накачка–зонд) с пикосекундным разрешением. Мощный импульс накачки (pump) на частоте максимума длинноволнового пика равновесного поглощения (125 мэВ) возбуждал носители заряда с уровня $e2$ (и в меньшей степени с $e1$) на уровень $e3$. Слабый зондирующий импульс (probe) фиксировал изменение поглощения при таком возбуждении в разные моменты времени, его частота перестраивалась в области полос поглощения. При этом наблюдалось просветление в области как длинноволнового пика, так и коротковолнового пика, соответствующего переходам

на уровень e_4 . Кроме того, в спектре наблюдалась область с максимумом при энергии 102 мэВ, в которой неравновесное поглощение больше равновесного.

Энергия 102 мэВ соответствует частоте переходов $e_3 \rightarrow e_4$, равной Δ_{34}/\hbar . Это позволяет предполагать, что поглощение на этой частоте является фотоиндуцированным и связано с переходом фотовозбужденных электронов с уровня e_3 на уровень e_4 . Основываясь на соотношении величин оптических матричных элементов $z_{23} \gg z_{13}$ и $z_{14} > z_{24}$, можно полагать, что частота максимума длинноволнового пика равновесного поглощения соответствует частоте перехода $e_2 \rightarrow e_3$ (т.е. равна Δ_{23}/\hbar), а частота максимума коротковолнового пика — частоте перехода $e_1 \rightarrow e_4$ (т.е. равна Δ_{14}/\hbar). Зная энергии Δ_{14} и Δ_{23} , а также энергию Δ_{34} , можно вычислить расстояние между первым и вторым уровнями: $\Delta_{12} = \Delta_{14} - \Delta_{34} - \Delta_{23} \approx 237 - 125 - 102 \approx 10$ мэВ.

Определенное при 80 К значение энергии $\Delta_{12} = (10 \pm 1)$ мэВ достаточно хорошо согласуется с другими особенностями экспериментального равновесного спектра поглощения. В частности, при таком значении Δ_{12} и уширении полосы поглощения ~ 10 мэВ пики поглощения, связанные с переходами $e_1 \rightarrow e_4$ и $e_2 \rightarrow e_4$, не разделяются спектрально, хотя матричные элементы данных переходов различаются всего в 2 раза.

Подбирая параметры КЯ, при которых $\Delta_{12} \approx 10$ мэВ, мы увеличили толщину туннельно-прозрачного барьера на 0.5 нм, уменьшили ширину широкой КЯ на 0.8 нм, а также уменьшили заданное первоначально содержание Al в широкой КЯ с 10 до 6%.

При варьировании положения дна широкой ямы мы следили за поведением оптических матричных элементов. Оказалось, что при некотором составе материала широкой КЯ матричный элемент перехода $e_1 \rightarrow e_3$ z_{13} может стать равным нулю. В нашей структуре матричный элемент z_{13} действительно очень мал, так как длинноволновый пик не разделяется на два для переходов $e_1 \rightarrow e_3$ и $e_2 \rightarrow e_3$ даже при низких температурах.

4. Расчет равновесных спектров поглощения при разных температурах

Коэффициент поглощения $\alpha_{ij}(\hbar\omega)$ света z -поляризации частоты ω при переходе электронов из состояний подзоны ei в состояния подзоны ej может быть найден в 1-м порядке теории возмущений аналогично тому, как это было сделано в [5]:

$$\alpha_{ij}(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{cSL\sqrt{\varepsilon_\infty} \omega m_0^2} \times \sum_{\mathbf{k}_i} \sum_{\mathbf{k}_j} \left| e_z \delta_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j} \int \psi_j^*(z) \widehat{p}_z \psi_i(z) dz \right|^2 \times [f_i(\mathcal{E}_i) - f_j(\mathcal{E}_j)] \delta[\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i - \hbar\omega], \quad (1)$$

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{0i} + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_i}, \quad \mathcal{E}_j = \mathcal{E}_{0j} + \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m_j}, \quad (2)$$

где \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_j — двумерные волновые вектора электрона в подзонах ei и ej ($k_i = |\mathbf{k}_i|$, $k_j = |\mathbf{k}_j|$); δ -символ Кронекера выражает закон сохранения волнового вектора $\mathbf{k}_i \equiv \mathbf{k}_j \equiv \mathbf{k}$, $\psi_i(z)$ и $\psi_j(z)$ — плавные огибающие волновых функций электрона в начальном и конечном состояниях; $f_i(\mathcal{E}_i)$, $f_j(\mathcal{E}_j)$ — фермиевские функции распределения электронов в подзонах ei и ej ; ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость GaAs (полагаем, что показатели преломления материалов ямы и барьера имеют близкие значения); c — скорость света в вакууме; e — заряд электрона; e_z — компонента вектора поляризации \mathbf{e}_p в направлении z ; S — площадь структуры; m_0 — масса свободного электрона; m_i , m_j и \mathcal{E}_i , \mathcal{E}_j — эффективные массы и энергии электронов в начальных и конечных состояниях; \mathcal{E}_{0i} , \mathcal{E}_{0j} — энергии дна подзон ei и ej ; \widehat{p}_z — оператор импульса в z -направлении, матричный элемент которого может быть выражен через дипольный момент перехода: $(\widehat{p}_z)_{ij} = i\omega_{ij} m_0 z_{ij}$. Подставляя его в (1) и заменяя суммирование по \mathbf{k} на интегрирование, для коэффициента межподзонного поглощения получаем

$$\alpha_{ij}(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 \omega_{ij}^2}{cSL\sqrt{\varepsilon_\infty} \omega} \cos^2 \theta \cdot z_{ij}^2 \times \int \frac{2S}{(2\pi)^2} [f_i(\mathcal{E}_i) - f_j(\mathcal{E}_j)] \delta[\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i - \hbar\omega] d\mathbf{k}, \quad (3)$$

где $\omega_{ij} = (\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i)/\hbar$ — частота межподзонного перехода $ei \rightarrow ej$, зависящая в общем случае от k ($k = |\mathbf{k}|$); θ — угол между вектором поляризации и осью z .

Спектральное уширение пика поглощения для межподзонного перехода $ei \rightarrow ej$ можно учесть, например, с помощью функции Лоренца [6]. В некоторых работах (см., например, [7]) предлагается использовать вместо функции Лоренца другие более быстро затухающие функции, поскольку они лучше описывают экспериментальные данные. Мы рассчитали спектр поглощения для двух способов учета уширения — по Лоренцу и по Гауссу. При учете уширения феноменологически учитывается возможность вариации частоты перехода $\hbar\omega_{ij}$. В случае учета уширения по Лоренцу

$$\tilde{\alpha}_{ij}(\hbar\omega) = \frac{\int \alpha_{ij}(\hbar\omega_{ij}) \left\{ (\Gamma_i/\pi) / [\Gamma_i^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_{ij})^2] \right\} d\hbar\omega_{ij}}{\int_{\hbar\omega_{ij}} \left\{ (\Gamma_i/\pi) / [\Gamma_i^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_{ij})^2] \right\} d\hbar\omega_{ij}}, \quad (4)$$

где $\alpha_{ij}(\hbar\omega_{ij})$ определяется выражением (3) при замене $\hbar\omega \rightarrow \hbar\omega_{ij}$, $2\Gamma_i$ — ширина линии на половине высоты пика поглощения для переходов $ei \rightarrow ej$. В случае учета

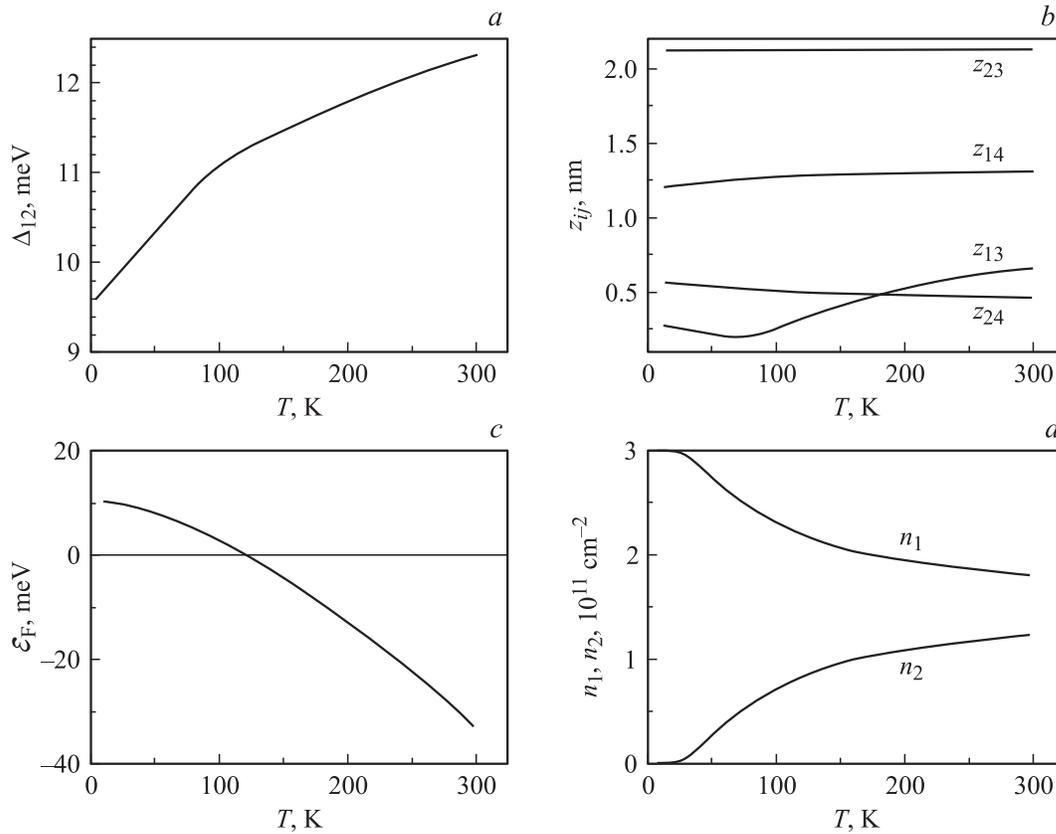


Рис. 3. Температурные зависимости величин, определяющих значения коэффициентов межподзонного поглощения в АТСКЯ: *a* — энергетическое расстояние между двумя нижними подзонами Δ_{12} ; *b* — оптические матричные элементы z_{ij} ; *c* — уровень химического потенциала ϵ_F ; *d* — распределение электронов между нижними подзонами (концентрации n_1 , n_2).

уширения по Гауссу

$$\tilde{\alpha}_{ij}(\hbar\omega) = \frac{(1/\pi\Gamma_i) \int_{\hbar\omega_{ij}} \alpha_{ij}(\hbar\omega_{ij}) \exp\left(-[(\hbar\omega - \hbar\omega_{ij})/\Gamma_i]^2\right) d\hbar\omega_{ij}}{(1/\pi\Gamma_i) \int_{\hbar\omega_{ij}} \exp\left(-[(\hbar\omega - \hbar\omega_{ij})/\Gamma_i]^2\right) d\hbar\omega_{ij}} \quad (5)$$

Отметим, что переходам электронов из подзон $e1$ и $e2$ соответствуют разные параметры уширения Γ_1 и Γ_2 . Так как электроны подзон $e1$ и $e2$ принадлежат в основном квантовым ямам различной ширины, а от ширины КЯ зависит столкновительное уширение, определяющее основной вклад в спектральное уширение линии поглощения, величины Γ_1 и Γ_2 могут различаться. Зависимость уширения от ширины КЯ определяется главным образом скоростью рассеяния электронов на шероховатостях границ КЯ и может быть достаточно сильной.

Спектр коэффициента поглощения получается суммированием спектров поглощения (4) или (5) на отдельных переходах:

$$\alpha(\hbar\omega) = \sum_{i,j} \tilde{\alpha}_{ij}(\hbar\omega). \quad (6)$$

Изменение температуры приводит к изменению энергетического спектра и волновых функций электронов вследствие изменения влияния на них объемного заряда. При увеличении температуры увеличивается заполнение электронами подзоны $e2$, волновая функция которой сосредоточена главным образом в широкой КЯ. Следовательно, переходя из первой подзоны во вторую, электроны одновременно перераспределяются в реальном пространстве. Это приводит к более равномерному распределению электронов между ямами и, следовательно, к ослаблению действия объемного заряда. В результате уровни $e2$ и $e3$, связанные с широкой КЯ, смещаются относительно уровней $e1$ и $e4$, связанных с узкой КЯ. Таким образом, при изменении температуры электроны перераспределяются между уровнями в соответствии с функцией распределения с учетом изменения энергетических расстояний между уровнями. Изменение энергетического спектра приводит к изменению матричных элементов z_{ij} .

Температурные зависимости энергетического расстояния между двумя нижними уровнями Δ_{12} , матричных элементов z_{ij} , химического потенциала и концентраций на уровнях $e1$ и $e2$, приведены на рис. 3, *a-d*. Эти зависимости определяют изменение коэффициента поглощения при изменении температуры. Видно, что при

увеличении температуры от 14 до 300 К энергия Δ_{12} возрастает примерно на 2.5 мэВ, а матричные элементы z_{ij} меняются слабо. При этом наиболее заметно зависят от температуры z_{13} и z_{24} , которые определяются волновыми функциями уровней, связанных с разными ямами. Концентрации электронов на двух нижних уровнях n_i ($i = 1, 2$) могут быть найдены с помощью функции распределения Ферми (здесь энергия электрона \mathcal{E} отсчитывается от дна подзоны $e1$):

$$\begin{aligned} n_1(T) &= \frac{m_1}{\pi \hbar^2} \int_0^{\infty} \left\{ 1 / \left[\exp \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_F(T)}{k_B T} + 1 \right] \right\} d\mathcal{E} \\ &= \frac{m_1 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \frac{\mathcal{E}_F(T)}{k_B T} \right), \\ n_2(T) &= \frac{m_2}{\pi \hbar^2} \int_{\Delta_{12}}^{\infty} \left\{ 1 / \left[\exp \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_F(T)}{k_B T} + 1 \right] \right\} d\mathcal{E} \\ &= \frac{m_2 k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \frac{\mathcal{E}_F(T) - \Delta_{12}(T)}{k_B T} \right), \quad (7) \end{aligned}$$

где $\mathcal{E}_F(T)$ — энергия уровня химического потенциала при температуре T , k_B — постоянная Больцмана. Энергия $\mathcal{E}_F(T)$ может быть найдена из уравнения, которое получается при подстановке (7) в условие $n_s = n_1 + n_2$. Полное число электронов в АТСКЯ n_s определяется главным образом суммой концентраций электронов на уровнях $e1$ и $e2$, так как верхние уровни $e3$ и $e4$ в равновесии не заполнены, $n_j \approx 0$ ($j = 3, 4$).

Температурные зависимости параметров Γ_1 и Γ_2 определяются механизмами рассеяния электронов в КЯ. При разных температурах основную роль могут играть разные механизмы рассеяния. Например, при низких температурах уширение определяется в основном скоростями рассеяния на шероховатостях границ КЯ, а также процессами испускания оптических фононов. При высоких температурах наряду с перечисленными механизмами начинают играть заметную роль процессы поглощения оптических фононов. Мы определяли Γ_1 и Γ_2 как подгоночные параметры при сравнении теоретического спектра с экспериментальным.

Рассмотрим сначала случай, когда эффективные массы электронов в разных энергетических подзонах одинаковы: $m_i = m_j = m$. Тогда $\hbar\omega_{ij} = \mathcal{E}_{0j} - \mathcal{E}_{0i} = \Delta_{ij}$, где $\Delta_{ij} = \text{const}(k)$ — энергетическое расстояние между уровнями ei и ej при $k = 0$. Следовательно, в (3) зависимость от \mathbf{k} присутствует только в функциях распределения, и интеграл по \mathbf{k} дает разность концентраций электронов в подзонах ei и ej :

$$\int \frac{2S}{(2\pi)^2} [f_i(\mathcal{E}_i) - f_j(\mathcal{E}_j)] d\mathbf{k} = S(n_i - n_j). \quad (8)$$

Тогда с учетом температурной зависимости выражение (3) для коэффициента межподзонного поглощения

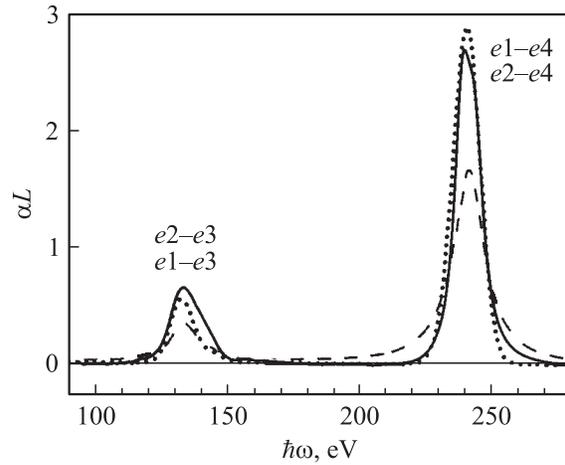


Рис. 4. Равновесный спектр поглощения при $T = 14$ К (без учета эффекта непараболичности). Штриховая линия — расчет с уширением по Лоренцу, пунктирная — расчет с уширением по Гауссу, сплошная — эксперимент.

при переходе $ei \rightarrow ej$ приобретает вид

$$\alpha_{ij}(\hbar\omega, T) = \frac{K_{ij}(T)z_{ij}^2(T)}{\hbar\omega} n_i(T) \delta[\hbar\omega - \Delta_{ij}(T)], \quad (9)$$

где мы пренебрегли заполнением верхних уровней $n_j \approx 0$ ($j = 3, 4$); коэффициенты $K_{ij}(T)$ содержат множители, не зависящие от частоты:

$$K_{ij}(T) = \frac{4\pi^2 e^2 \Delta_{ij}^2(T)}{c \sqrt{\epsilon_\infty} L \hbar}. \quad (10)$$

Уширение по Лоренцу или по Гауссу может быть учтено при подстановке (9) в (4) или (5) соответственно.

Рис. 4 позволяет сравнить спектры, рассчитанные с учетом уширения пиков по Лоренцу и по Гауссу, с экспериментальным спектром поглощения при $T = 14$ К. Для наглядности на этом рисунке мы совместили положения максимумов теоретического и экспериментального спектров, в то время как реально теоретические спектры слабо смещены в коротковолновую область по сравнению с экспериментальным спектром поглощения. При $T = 14$ К сдвиг длинноволнового пика составляет 6 мэВ, а коротковолнового 3 мэВ. Это расхождение может быть связано с влиянием на положения энергетических уровней эффектов деполаризации и обменного взаимодействия, которые не учитывались в рамках предложенной модели расчета. Из рис. 4 видно, что по форме пиков спектр, рассчитанный с использованием уширения по Гауссу, лучше соответствует экспериментальному спектру поглощения, чем рассчитанный с использованием уширения по Лоренцу.

Однако при более высоких температурах хорошее согласие с экспериментальным спектром все же не достигается. Предполагая, что это связано с усилением влияния эффектов непараболичности энергетических

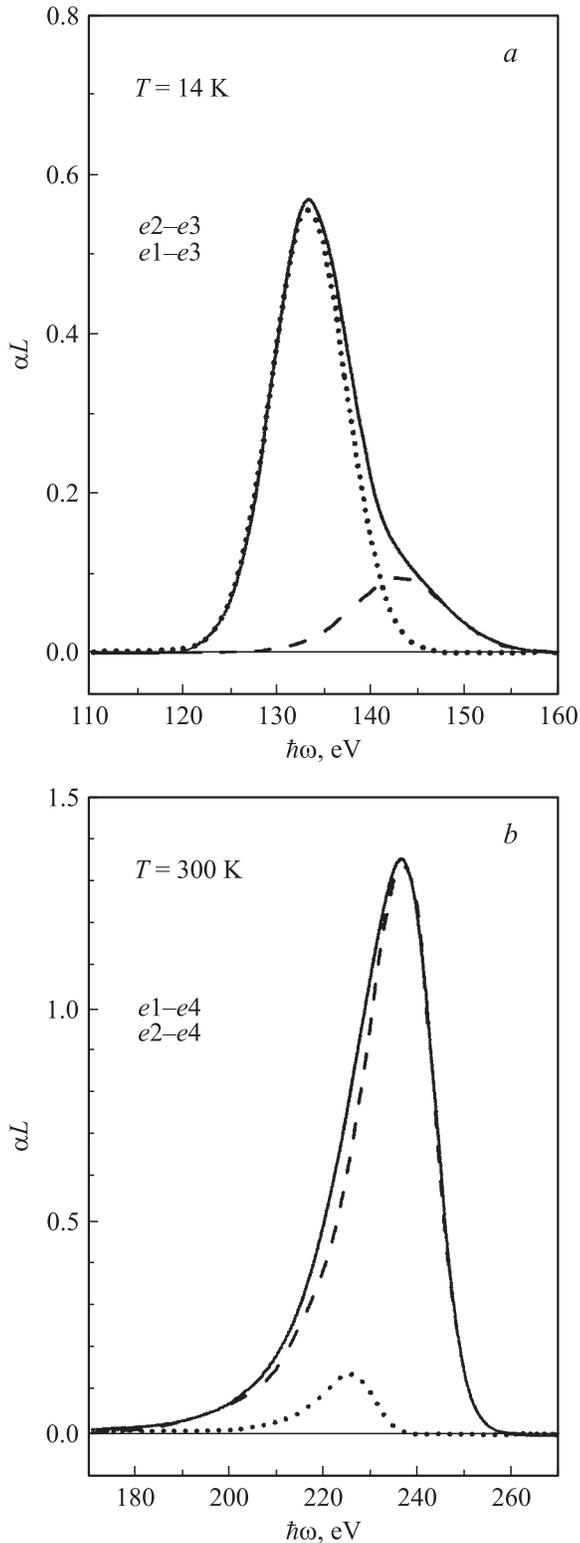


Рис. 5. Вклад отдельных переходов электронов в длинноволновый (а) и коротковолновый (б) пики равновесного спектра поглощения при температурах соответственно 14 и 300 К. Штриховая и пунктирная линии — расчет для переходов электронов соответственно с первого и второго уровней, сплошная линия — суммарный вклад в поглощение. Расчет проведен с учетом эффекта непараболичности и с использованием уширения по Гауссу.

подзон при увеличении температуры, мы учли в расчетах различие эффективных масс электронов в разных подзонах $m_i \neq m_j$ в модели Экенберга [8]. При этом мы полагали, что дисперсионные зависимости разных подзон остаются параболами, но отличаются друг от друга значениями продольных эффективных масс электронов вблизи $k = 0$, а поперечные эффективные массы не изменяются:

$$m_{i,j} = m[1 + (2\alpha + \beta)\mathcal{E}_{i,j}]. \quad (11)$$

Здесь $m = 0.0665m_0$ — эффективная масса электрона в GaAs, $\alpha = 0.64$ (эВ) $^{-1}$ и $\beta = 0.7$ (эВ) $^{-1}$ — параметры [8]. Приближение (11) является хорошим для шириням ~ 5 нм и не зависит от граничных условий. При 80 К найденные из (11) массы составляют: $m_1 = 0.0665m_0$, $m_2 = 0.0796m_0$, $m_3 = 0.0975m_0$, $m_4 = 0.1106m_0$. Используем неравенство $m_i \neq m_j$ в законах дисперсии. Введем приведенную массу m_{ij} , определяемую массами обеих подзон, и соответствующую этой массе энергию $\tilde{\mathcal{E}}_{ij}$:

$$m_{ij}^{-1} = \frac{m_j - m_i}{m_j m_i}, \quad \tilde{\mathcal{E}}_{ij} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ij}}. \quad (12)$$

Тогда от \mathbf{k} начинает зависеть частота перехода $\hbar\omega_{ij} = \mathcal{E}_j - \mathcal{E}_i = \Delta_{ij} - \tilde{\mathcal{E}}_{ij}$, и δ -функция в (3) приобретает вид $\delta[\Delta_{ij} - \tilde{\mathcal{E}}_{ij} - \hbar\omega]$. В этом случае интегрирование по \mathbf{k} в (3) может быть проведено аналитически с помощью δ -функции:

$$\alpha_{ij}(\hbar\omega) = \frac{K_{ij}(T)z_{ij}^2(T)}{\hbar\omega} \times \frac{2\tilde{m}_{ij}(T)}{\hbar^2} / \left\{ \exp\left(\frac{\tilde{m}_{ij}(T)}{m_i(T)} \frac{[\Delta_{ij}(T) - \hbar\omega]}{k_B T} - \frac{\mathcal{E}_F(T)}{k_B T}\right) + 1 \right\}. \quad (13)$$

Уширение по Лоренцу или по Гауссу может быть учтено при подстановке (13) в (4) или (5) соответственно.

Суммирование полученных коэффициентов поглощения для отдельных переходов $\tilde{\alpha}_{ij}(\hbar\omega_{ij})$ в соответствии с (6) дает спектр коэффициента поглощения $\alpha_{ij}(\hbar\omega)$ с учетом непараболичности энергетических подзон. На рис. 5 показан вклад отдельных переходов в длинноволновый и коротковолновый пики поглощения. В силу соотношения между матричными элементами $z_{23} \gg z_{13}$ длинноволновый пик определяется в основном электронами второго уровня. Переходы с первого уровня вносят заметный вклад в поглощение только при низких температурах, когда на нем находятся практически все электроны (рис. 5, а). Напротив, коротковолновый пик определяется в основном электронами первого уровня, так как $z_{14} > z_{24}$. Поэтому вклад переходов $e2 \rightarrow e4$ заметен лишь при высоких температурах, когда заполнение второго уровня велико (рис. 5, б).

На рис. 6 представлены рассчитанные нами спектры межподзонального коэффициента поглощения при трех значениях температуры для случая $m_i \neq m_j$. Они хорошо

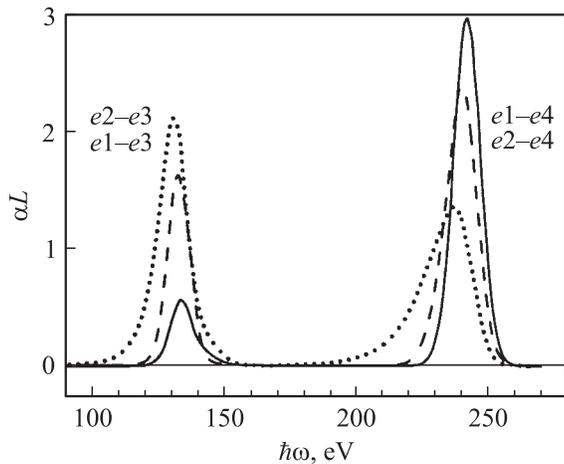


Рис. 6. Рассчитанный равновесный спектр поглощения с уширением по Гауссу и учетом эффекта непараболичности. $T = 14$ К (сплошная линия), 80 К (штриховая), 300 К (пунктирная).

согласуются с экспериментальными равновесными спектрами (см. рис. 2, а). Спектры состоят из двух полос поглощения на частотах, близких к частотам переходов $e1, e2 \rightarrow e3$ и $e1, e2 \rightarrow e4$. С повышением температуры для первого пика наблюдается рост поглощения, для второго — уменьшение поглощения. Так как в каждый из пиков вносят вклад два перехода, величина поглощения определяется в основном заполнением того уровня, вероятность оптического перехода с которого наибольшая.

Температурная зависимость ширины пиков поглощения появляется вследствие действия двух факторов. Во-первых, от температуры могут зависеть времена основных механизмов рассеяния, определяющих уширение. Найденные из подгонки значения Γ_1 и Γ_2 оказались приблизительно равны 7 и 5.6 мэВ соответственно. Их соотношение согласуется с имеющимися в литературе зависимостями вероятности рассеяния на шероховатостях интерфейса от ширины КЯ [9]. Изменение этих значений с температурой оказалось пренебрежимо малым, что может быть связано с одновременным усилением одних механизмов рассеяния и ослаблением других. Во-вторых, в ширину каждого пика поглощения вносят вклад два перехода на разных частотах (см. рис. 5, а, б).

Например, длинноволновый пик при $T = 14$ К имеет достаточно большую ширину. Это объясняется тем, что при низких температурах вклады переходов $e1 \rightarrow e3$ и $e2 \rightarrow e3$ в суммарный пик поглощения практически сравнимы, и полная ширина полосы поглощения определяется ширинами двух пиков, частично перекрывающихся друг с другом. При повышении температуры растет концентрация электронов на втором уровне, а так как $|z_{23}|^2 \gg |z_{13}|^2$, то вклад переходов $e2 \rightarrow e3$ в полосу поглощения первого пика резко увеличивается и становится доминирующим, а следовательно, и определяющим его ширину.

С ростом температуры у обоих пиков увеличивается длинноволновое плечо, возникающее из-за непараболичности подзон размерного квантования.

Кроме того, с ростом температуры наблюдается сдвиг максимумов пиков поглощения в длинноволновую область. При увеличении температуры от 14 до 300 К сдвиг длинноволнового пика составляет 3 мэВ, а коротковолнового 5 мэВ. Эти смещения хорошо описываются в предложенной модели расчета с учетом непараболичности подзон и использовании функции Гаусса.

5. Заключение

Проведенное исследование спектра межподзонного поглощения позволило определить энергетические расстояния между уровнями в рассматриваемых АТСКЯ. При этом наиболее важным является результат по определению энергетического зазора между нижними подзонами АТСКЯ $\Delta_{12} = (10 \pm 1)$ мэВ. Именно это расстояние определяет перераспределение электронов в реальном пространстве, вызывающее модуляцию излучения среднего ИК диапазона в продольном электрическом поле.

Построенные теоретические спектры межподзонного поглощения света электронами в АТСКЯ в равновесных условиях при разных температурах хорошо согласуются с экспериментальными спектрами. Высоты и ширины пиков поглощения при разных температурах объясняются соответствующими значениями концентраций электронов на нижних уровнях и величинами оптических матричных элементов межподзонных переходов. Асимметрия и сдвиг максимумов пиков с температурой появляются вследствие непараболичности подзон размерного квантования.

Работа поддержана грантами РФФИ, МНТЦ, Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [2] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3619 (1997).
- [3] E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger, N. Vodjdami, M. Papuchon. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1907 (1993).
- [4] V. Berger, E. Dupont, D. Delacourt, B. Vinter, N. Vodjdami, M. Papuchon. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 2072 (1993).
- [5] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Оптические свойства наноструктур* (СПб., Наука, 2001).
- [6] Scott W. Corzine, Ran-Honh Yan, Larry A. Coldren. In: *Quantum well lasers*, ed. by Peter S. Zory, Jr. (Academic Press, Inc. Harcourt Brace Jovanovich, Boston—San Diego—N. Y.—London—Sydney—Tokyo—Toronto, 1993) Ch. 1, p. 17.

- [7] Masahio Asada. In: *Quantum well lasers*, ed. by Peter S. Zory, Jr. (Academic Press, Inc. Harcourt Brace Jovanovich, Boston—San Diego—N. Y.—London—Sydney—Tokyo—Toronto, 1993) Ch. 2, p. 97.
- [8] U. Ekenberg. *Phys. Rev. B*, **40**, 7714 (1989).
- [9] V.A. Kulbachinskii et al. *J. Appl. Phys.*, **75**, 2081 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Intersubband light absorption in selectively doped asymmetrical double tunnel-coupled quantum wells

V.L. Zerova, V.V. Kopaev⁺, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov,
S. Schmidt*, E.A. Zibik*, A. Seilmeier*, E. Towe[≠]

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia
P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

* Institute of Physics, University of Bayreuth,
Germany

≠ Carnegie Mellon University,
Pittsburgh, PA 15213, USA

Abstract Equilibrium intersubband absorption spectrum in selectively doped asymmetrical double tunnel-coupled quantum wells designated for investigation of infrared light modulation in longitudinal electric field has been studied. A comparison of the experimental and calculated spectra at different temperatures was carried out. An influence of the space charge on energy spectra of electrons and a difference of effective mass of electrons in different subbands were taken into account in calculations. The energy spectrum of electrons in real structure was specified in accordance with the investigation results of the intersubband absorption spectra in equilibrium conditions and under the electron excitation by powerful picosecond pulses within the mid infrared range.