

Модуляция межподзонного поглощения света в электрическом поле в туннельно-связанных квантовых ямах

© В.Л. Зерова[†], Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, Е. Towe*

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

* Carnegie Mellon University,
PA 15213, Pittsburgh, USA

(Получена 4 апреля 2006 г. Принята к печати 19 октября 2006 г.)

Изучена модуляция поглощения света среднего инфракрасного диапазона в двойных туннельно-связанных квантовых ямах в продольном электрическом поле. Спецификой квантовых ям является малое энергетическое расстояние между двумя нижними уровнями, вследствие чего даже в слабом поперечном электрическом поле может происходить „антипересечение“ этих уровней. Предложена интерпретация изменения межподзонного поглощения света, опирающаяся на предположение о возникновении в данной структуре поперечной компоненты электрического поля. Изменение коэффициента поглощения света вычислено с учетом перераспределения электронов между подзонами размерного квантования и изменения их температур в подзонах в продольном электрическом поле, а также изменения оптических матричных элементов, энергий переходов и концентраций электронов в подзонах в поперечном электрическом поле. Показана возможность использования исследуемой структуры для эффективной модуляции излучения среднего инфракрасного диапазона с энергией кванта 136 мэВ.

PACS: 73.21.Fg, 78.20.Bh, 78.67.De

1. Введение

Исследование межподзонного поглощения света в наноструктурах с квантовыми ямами (КЯ) представляет интерес с точки зрения создания быстродействующих модуляторов среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Задавая параметры туннельно-связанных КЯ, можно одновременно варьировать необходимый спектральный диапазон, в котором может работать прибор, и контролировать другие параметры, например времена межподзонного рассеяния электронов, что необходимо для оптимизации приборных характеристик. В быстродействующих модуляторах [1–3] уже использовались асимметричные туннельно-связанные КЯ. Работа этих приборов основана на пространственном переносе электронов через структуру в поперечном (направленном перпендикулярно слоям) электрическом поле.

В настоящей работе исследована возможность модуляции излучения среднего ИК диапазона при приложении продольного электрического поля (направленного вдоль квантово-размерных слоев). По сравнению с поперечным полем использование продольного поля может обеспечить большее быстродействие, которое может составить единицы пикосекунд. Достоинствами такого модулятора будут также простота конструкции и малые управляющие напряжения.

Модуляция излучения в туннельно-связанных КЯ GaAs/AlGaAs при приложении продольного электрического поля возникает вследствие разогрева электронов и их переходов между тремя рабочими уровнями размерного квантования при температуре 80 К. Энер-

гия падающего излучения $h\nu$ должна соответствовать энергии межподзонных переходов $2 \rightarrow 3$ (см. вставку на рис. 1). В условиях равновесия концентрация электронов на уровне 2 невелика, и поглощение света при переходах электронов $2 \rightarrow 3$ мало. При включении поля электроны разогреваются, возрастает вероятность их рассеяния в подзону 2, что должно при-

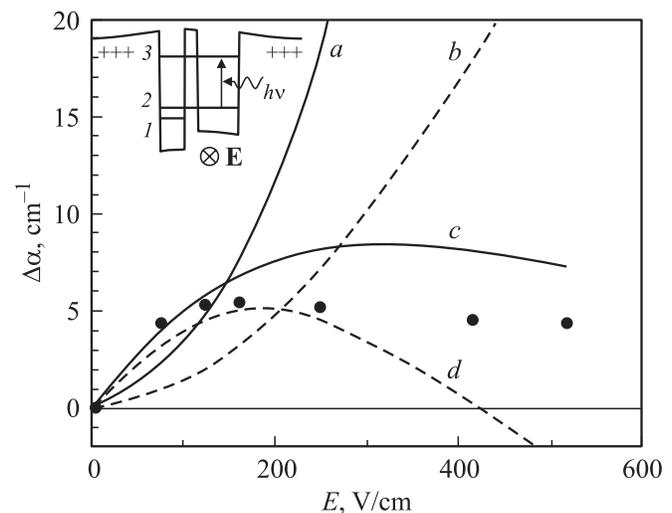


Рис. 1. Изменение коэффициента поглощения света с энергией кванта 117 мэВ под действием электрического поля E . Точки — эксперимент. Сплошные и штриховые линии — расчет с учетом и без учета накопления неравновесных оптических фононов соответственно. Линии a, b — расчет с учетом только продольной компоненты поля; линии c, d — расчет с учетом продольной и поперечной компонент. На вставке — схематическое изображение профиля потенциала и уровней энергии электронов в асимметричных туннельно-связанных КЯ.

[†] E-mail: VZerova@rphf.spbstu.ru

водить к значительному увеличению числа электронов в этой подзоне и росту поглощения при переходах $2 \rightarrow 3$ [4]. Однако экспериментально уже при относительно небольших полях наблюдалось насыщение модуляции излучения [4] (точки на рис. 1). Анализ рассчитанных и экспериментально полученных спектров поглощения при разных температурах, проведенный в работе [5], позволил уточнить параметры туннельно-связанных КЯ в выращенной для исследований структуре. Для найденных параметров структуры были определены энергетический спектр и волновые функции электронов.

Расчет глубины модуляции света и анализ результатов, проведенные в настоящей работе, показали, что удовлетворительное объяснение экспериментальных данных возможно при предположении о возникновении в данной структуре поперечной компоненты электрического поля, которая приводит к изменению энергетического спектра и волновых функций электронов. В результате изменяется сила осциллятора и энергия перехода $2 \rightarrow 3$, а также концентрация электронов в подзоне 2. На основе данного предположения дано объяснение экспериментальным результатам.

2. Объект исследования

Исследование модуляции света проводилось в структуре, содержащей 150 пар асимметричных двойных туннельно-связанных КЯ, схематически изображенных на вставке к рис. 1. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Пары ям разделены туннельно-непрозрачными барьерами $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}$, центральные части которых селективно легированы примесью Si, так что поверхностная концентрация электронов в КЯ составляет $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Одна из туннельно-связанных КЯ образована слоем GaAs шириной 5 нм, другая — слоем $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$ шириной 7.5 нм, ширина туннельно-прозрачного барьера $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}$ между ними составляет 2.5 нм.

Энергетический спектр и волновые функции электронов с учетом пространственного заряда были получены с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Особенностью энергетического спектра является малое энергетическое расстояние между уровнями 1 и 2 ($\Delta_{12} \approx 10 \text{ мэВ}$). Поэтому вклад в поглощение излучения с энергией кванта $h\nu$, соответствующей энергетическому расстоянию между уровнями 2 и 3, могут вносить не только переходы $2 \rightarrow 3$, но и $1 \rightarrow 3$. В равновесии сила осциллятора перехода $2 \rightarrow 3$ значительно превышает силу осциллятора перехода $1 \rightarrow 3$, так как уровни 2 и 3 связаны с одной и той же (широкой) ямой, а уровни 1 и 3 — с разными (узкой и широкой) ямами.

3. Определение концентрации и температуры электронов

Для объяснения механизма модуляции света необходимо изучить перераспределение электронов между подзонами 1 и 2 под действием электрического поля. Это перераспределение определяется вероятностями межподзонных переходов электронов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ вследствие рассеяния, которые зависят от электронных температур T_1 и T_2 в данных подзонах.

В общем случае электронные температуры в подзонах 1 и 2 могут быть различны. Во-первых, различие температур может быть обусловлено различием скоростей *внутриподзонного* рассеяния энергии в этих подзонах, которые определяются разным видом и разной областью локализации волновых функций электронов. Вследствие разных времен *внутриподзонной* релаксации могут различаться также подвижности электронов в подзонах, которые тоже влияют на температуру электронов.

Во-вторых, различие электронных температур может быть связано с различием скоростей *межподзонных* процессов рассеяния энергии электронов. Вследствие разного энергетического положения подзон 1 и 2 скорость передачи энергии из подзоны 1 в подзону 2 при рассеянии горячих электронов может быть не равна скорости передачи энергии из подзоны 2 в подзону 1. Поэтому условие равенства потоков энергии $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ может быть выполнено при различных температурах электронов в подзонах 1 и 2.

Перенос энергии между подзонами происходит при рассеянии электронов на продольных полярных оптических (LO) фононах, деформационных акустических (DA) фононах и примесях. При $T_{1,2} > 60 \text{ К}$ основным процессом является испускание LO-фононов. Различие T_1 и T_2 вследствие *межподзонных* процессов рассеяния энергии наиболее существенно, когда энергетическое расстояние между подзонами 1 и 2 Δ_{12} сравнимо с энергией LO-фонона $\hbar\omega_{\text{LO}}$. В этом случае вероятность испускания LO-фононов электронами подзоны 2 с переходом в подзону 1 превышает эту вероятность для электронов подзоны 1 при их переходе в подзону 2. Поэтому скорости рассеяния энергии при переходах $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ и, следовательно, T_1 и T_2 , могут оказаться различными.

При $\Delta_{12} < \hbar\omega_{\text{LO}}$ вероятности испускания LO-фононов электронами при переходах $2 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$ становятся близки по величине. Кроме того, они становятся сопоставимыми с вероятностями межподзонного рассеяния на примесях и DA-фононах, которые существенно увеличиваются. В результате скорости переноса энергии между подзонами $2 \rightarrow 1$ и $1 \rightarrow 2$ оказываются примерно одинаковыми и сравнимыми со скоростями *внутриподзонной* релаксации энергии. Поэтому следует ожидать, что в этом случае межподзонное рассеяние будет приводить к выравниванию температур T_1 и T_2 .

Различие в температурах горячих электронов T_1 и T_2 (и его зависимость от электрического поля) может быть

установлено при решении кинетических уравнений. При этом важно также учесть накопление неравновесных ЛО-фононов, которое замедляет процесс релаксации энергии [6,7]. Уравнение для изменения энергии электронной подсистемы первой подзоны с учетом внутривидовых и межвидовых процессов релаксации энергии может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 en_1\mu_1E^2 &= n_1 \left\langle \left(\frac{d\mathcal{E}_1}{dt} \right)_{\text{LO}}^{l \rightarrow 1} \right\rangle_{f_1} \\
 &+ n_1 [\langle \mathcal{E}_1 \cdot w_{\text{LO}(a+e)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} + \langle \mathcal{E}_1 \cdot w_{\text{DA}(a+e)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} \\
 &+ \langle \mathcal{E}_1 \cdot w_{\text{imp}}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1}] - n_2 [\langle (\mathcal{E}_2 - \hbar\omega_{\text{LO}} + \Delta_{12}) w_{\text{LO}(e)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} \\
 &+ \langle (\mathcal{E}_2 + \hbar\omega_{\text{LO}} + \Delta_{12}) w_{\text{LO}(a)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} \\
 &+ \langle (\mathcal{E}_2 - \hbar\omega_{\text{DA}}(\mathcal{E}_2) + \Delta_{12}) w_{\text{DA}(e)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} \\
 &+ \langle (\mathcal{E}_2 + \hbar\omega_{\text{DA}}(\mathcal{E}_2) + \Delta_{12}) w_{\text{DA}(a)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} \\
 &+ \langle (\mathcal{E}_2 + \Delta_{12}) w_{\text{imp}}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2}]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь E — напряженность электрического поля, e — заряд электрона, μ_1 — подвижность электронов первой подзоны, n_1, n_2 и f_1, f_2 — поверхностные концентрации и функции распределения электронов в подзонах 1 и 2, \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 — энергии электронов в подзонах 1 и 2, отсчитанные от дна соответствующих подзон, $\hbar\omega_{\text{DA}}$ — энергия DA-фононов, $w^{i \rightarrow j}(\mathcal{E}_i)$ — вероятность перехода электрона с энергией \mathcal{E}_i из подзоны i в подзону j , нижние индексы обозначают механизмы рассеяния: imp — на ионизованных атомах примеси, (a) и (e) — поглощение и испускание ЛО- или DA-фононов.

Левая часть этого уравнения представляет собой скорость набора энергии электронной подсистемой от электрического поля. Правая часть описывает процессы релаксации энергии в результате рассеяния. Угловые скобки обозначают усреднение по функции распределения электронов f_i в подзоне i :

$$f_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{mk_{\text{B}}T_i} e^{-\frac{\mathcal{E}_i}{k_{\text{B}}T_i}}, \quad (2)$$

где k_{B} — постоянная Больцмана, m — эффективная масса электрона в GaAs. Распределение электронов можно считать квазиравновесным внутри каждой отдельной подзоны, так как времена межподзонной релаксации значительно превышают времена внутривидовой релаксации (расчет см. далее), а полная поверхностная концентрация электронов n достаточно велика ($n > 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

Первое слагаемое в правой части описывает скорость рассеяния энергии при внутривидовых переходах, которая происходит главным образом при испускании полярных оптических фононов. Остальные слагаемые описывают перенос энергии между подзонами при взаимодействии с оптическими и акустическими фононами и

примесями. Отметим, что упругие процессы межподзонного рассеяния тоже влияют на температуры электронов в подзонах, так как переносят энергию из электронной подсистемы одной подзоны в электронную подсистему другой подзоны.

Для изменения энергии электронной подсистемы второй подзоны уравнение баланса мощности записывается аналогично уравнению (1) и имеет вид:

$$\begin{aligned}
 en_2\mu_2E^2 &= n_2 \left\langle \left(\frac{d\mathcal{E}_2}{dt} \right)_{\text{LO}}^{2 \rightarrow 2} \right\rangle_{f_2} \\
 &+ n_2 [\langle \mathcal{E}_2 + \Delta_{12} \rangle w_{\text{LO}(a+e)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} + \langle (\mathcal{E}_2 + \Delta_{12}) \\
 &\times w_{\text{DA}(a+e)}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2} + \langle (\mathcal{E}_2 + \Delta_{12}) w_{\text{imp}}^{2 \rightarrow 1}(\mathcal{E}_2) \rangle_{f_2}] \\
 &- n_1 [\langle (\mathcal{E}_1 - \hbar\omega_{\text{LO}}) w_{\text{LO}(e)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} + \langle (\mathcal{E}_1 + \hbar\omega_{\text{LO}}) \\
 &\times w_{\text{LO}(a)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} + \langle (\mathcal{E}_1 - \hbar\omega_{\text{DA}}(\mathcal{E}_1)) w_{\text{DA}(e)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} \\
 &+ \langle (\mathcal{E}_1 + \hbar\omega_{\text{DA}}(\mathcal{E}_1)) w_{\text{DA}(a)}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1) \rangle_{f_1} + \langle (\mathcal{E}_1 \cdot w_{\text{imp}}^{1 \rightarrow 2}(\mathcal{E}_1)) \rangle_{f_1}]. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Уравнения (1) и (3) содержат неизвестные концентрации электронов n_1 и n_2 , поэтому необходимо дополнить систему еще двумя уравнениями — сохранения числа частиц и равенства потоков частиц между подзонами 1 и 2. Так как вероятности рассеяния электронов из подзон 1 и 2 в вышележащие подзоны пренебрежимо малы во всем рассматриваемом диапазоне электрических полей, практически все электроны находятся в подзонах 1 и 2:

$$n = n_1 + n_2. \quad (4)$$

В стационарных условиях потоки электронов из подзоны 1 в подзону 2 и обратно равны:

$$\begin{aligned}
 n_1 [W_{\text{LO}(a+e)}^{1 \rightarrow 2}(T_1) + W_{\text{DA}(a+e)}^{1 \rightarrow 2}(T_1) + W_{\text{imp}}^{1 \rightarrow 2}(T_1)] \\
 = n_2 [W_{\text{LO}(a+e)}^{2 \rightarrow 1}(T_2) + W_{\text{DA}(a+e)}^{2 \rightarrow 1}(T_2) + W_{\text{imp}}^{2 \rightarrow 1}(T_2)]. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Здесь $W^{1 \rightarrow 2}(T_1)$ и $W^{2 \rightarrow 1}(T_2)$ — усредненные по функциям распределения вероятности рассеяния электронов для переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ при соответствующем механизме рассеяния:

$$\begin{aligned}
 W^{i \rightarrow j} &= \langle w^{i \rightarrow j}(\mathcal{E}_i) \rangle_{f_i} \\
 &= \frac{1}{n} \int_{k_i} \int_{\vartheta=0}^{2\pi} w^{i \rightarrow j}(k_i) f_i(k_i) \frac{2k_i \cdot dk_i \cdot d\vartheta}{(2\pi)^2}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где $k_i = \sqrt{2m\mathcal{E}_i}/\hbar$ — модуль волнового вектора электрона в подзоне i , ϑ — угол между волновым вектором электрона в начальном состоянии и осью Oz в направлении размерного квантования (перпендикулярно плоскости квантово-размерных слоев). Уравнения (1) и (3)–(5) образуют систему для нахождения температур $T_1(E)$ и $T_2(E)$ и концентраций $n_1(E)$ и $n_2(E)$ электронов в подзонах 1 и 2 при заданной напряженности электрического поля E .

4. Вычисление вероятностей рассеяния

Вероятности внутриподзонного рассеяния на *полярных оптических фононах* с учетом процессов испускания и поглощения, а также скорость рассеяния энергии при внутриподзонных переходах с учетом и без учета неравновесных оптических фононов были рассчитаны в рамках схемы, предложенной в работе [7].

Обобщая эту схему вычислений на случай межподзонных переходов, удобно изменить порядок интегрирования и исключить из формул компоненту волнового вектора фонона в плоскости КЯ q_{\perp} в соответствии с законом сохранения квазиимпульса:

$$q_{\perp}^2 = k_2^2 - 2k_1k_2 \cos \theta + k_1^2, \quad (7)$$

где k_1 и k_2 — модули волновых векторов электрона в плоскости КЯ в подзонах 1 и 2, θ — угол между волновыми векторами электрона в начальном и конечном состояниях. Выражение для вероятностей испускания и поглощения фонона при переходах электрона $1 \rightarrow 2$ имеют вид

$$w_{e,a}^{1 \rightarrow 2}(k_1) = \frac{\omega_{\text{LO}} e^2 (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_0^{-1})}{2\pi} \times \iint_{k_2, \theta} \int_{q_z = -\infty}^{+\infty} \frac{|J^{1 \rightarrow 2}(q_z)|^2 dq_z}{k_2^2 - 2k_1k_2 \cos \theta + k_1^2 + q_z^2} \times \delta \left(\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} \mp \hbar \omega_{\text{LO}} - \Delta_{12} \right) \left(N + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) d\theta \cdot k_2 dk_2, \quad (8)$$

где верхний знак относится к процессам испускания фонона, нижний — к процессам поглощения, ε_{∞} и ε_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости GaAs, q_z — модуль волнового вектора фонона в направлении оси роста структуры Oz , $N = (\exp[\hbar \omega_{\text{LO}} / (k_B T)] - 1)^{-1}$ — функция распределения фононов (дисперсией оптических фононов пренебрегается), интеграл $J^{1 \rightarrow 2}(q_z)$ определяется перекрытием волновых функций электронов в подзонах 1 и 2 ($\psi_1(z)$ и $\psi_2(z)$ соответственно):

$$J^{1 \rightarrow 2}(q_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^*(z) e^{\pm i q_z z} \psi_1(z) dz. \quad (9)$$

Интеграл по углу θ берется аналитически, для интегрирования по k_2 используется δ -функция. После усреднения вероятности (8) по волновым векторам начальных состояний k_1 с помощью функции распределения электронов и аналитического интегрирования по соответствующему углу ϑ для полной вероятности испускания

Энергии, соответствующие нижним пределам интегрирования по волновым векторам начальных состояний в выражении для вероятности рассеяния электронов на LO-фононах

	1 \rightarrow 2 поглощение	1 \rightarrow 2 испускание	2 \rightarrow 1 поглощение	2 \rightarrow 1 испускание
$\Delta_{12} > \hbar \omega_{\text{LO}}$	$\Delta_{12} - \hbar \omega_{\text{LO}}$	$\Delta_{12} + \hbar \omega_{\text{LO}}$	0	0
$\Delta_{12} < \hbar \omega_{\text{LO}}$	0	$\Delta_{12} + \hbar \omega_{\text{LO}}$	0	$\hbar \omega_{\text{LO}} - \Delta_{12}$

или поглощения фононов при переходах $1 \rightarrow 2$ получим

$$W_{e,a}^{1 \rightarrow 2} = \frac{\omega_{\text{LO}} e^2 (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon_0^{-1})}{2\pi} \times \left(N + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \int_{k_{1 \min}}^{\infty} 2 \frac{\pi \hbar^2}{m k_B T_1} e^{-\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m k_B T_1}} \times \int_{q_z = -\infty}^{+\infty} \frac{|J^{1 \rightarrow 2}(q_z)|^2 dq_z}{\sqrt{\left(\Delta_{12} \pm \hbar \omega_{\text{LO}} - \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m} \right)^2 + 4 \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m}}} k_1 dk_1. \quad (10)$$

Для вероятности переходов $2 \rightarrow 1$ из верхней подзоны в нижнюю могут быть записаны аналогичные выражения, отличающиеся от (7)–(10) знаками в знаменателе и наличием множителя $\exp(\Delta_{12}/k_B T_2)$. Интегрирования по q_z , z и k_1 проводятся численно. Нижние пределы интегрирования по k_1 отличаются для переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$, а также для процессов испускания и поглощения. Кроме того, они зависят от соотношения величин $\hbar \omega_{\text{LO}}$ и Δ_{12} (см. таблицу).

Полная вероятность электрон-фононного рассеяния с переходом электронов из одной подзоны (i) в другую (j) складывается из соответствующих вероятностей поглощения и испускания фононов:

$$W^{i \rightarrow j} = W_a^{i \rightarrow j} + W_e^{i \rightarrow j}. \quad (11)$$

Отметим, что без учета процессов экранирования и накопления оптических фононов и при использовании функции распределения Больцмана вероятности (11) оказываются независимыми от концентрации электронов в подзонах.

Деформационные акустические (DA) фононы в отличие от полярных оптических фононов имеют существенную дисперсионную зависимость частоты от волнового вектора фонона \mathbf{q} :

$$\hbar \omega_{\text{DA}} = \hbar v_l (q_{\perp}^2 + q_z^2)^{1/2}, \quad (12)$$

где v_l — скорость звука в кристалле. Вследствие этого множитель $\left(N + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)$ не может быть вынесен из-под знака интеграла, как это было сделано в (10) для оптических фононов. Поэтому способ расчета вероятности

стей, предложенный для рассеяния на полярных оптических фононах, не позволяет провести последовательные интегрирования. Кроме того, энергии испускаемых $\hbar\omega_{\text{DA}}^e$ и поглощаемых $\hbar\omega_{\text{DA}}^a$ акустических фононов могут быть различны.

Для оценки вероятности рассеяния на DA-фононах предполагалось, что $\hbar\omega_{\text{DA}}^e \approx \hbar\omega_{\text{DA}}^a$. При характерных значениях волнового вектора фонона $\mathbf{q} = (q_{\perp}, q_z)$ и температуре решетки $T \geq 80$ К энергия фонона $\hbar\omega_{\text{DA}} \ll k_B T$. Тогда функция распределения фононов N будет примерно равна

$$N = \left(\exp \frac{\hbar\omega_{\text{DA}}}{k_B T} - 1 \right)^{-1} \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_{\text{DA}}} \approx N + 1. \quad (13)$$

В этом случае матричный элемент перехода не содержит зависимости от q_{\perp} и выражение для вероятностей испускания или поглощения DA-фонона при переходах $1 \rightarrow 2$ имеет вид

$$w_{e,a}^{1 \rightarrow 2}(k_1) = \frac{\Xi^2 k_B T}{4\pi \hbar \rho v_l^2} \iint_{k_2, \theta} \int_{q_z = -\infty}^{+\infty} |J^{1 \rightarrow 2}(q_z)|^2 dq_z \times \delta \left(\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} \mp \hbar\omega_{\text{DA}} - \Delta_{12} \right) \frac{d\theta \cdot k_2 dk_2}{(2\pi)^2}, \quad (14)$$

где верхний знак относится к процессам испускания фонона, нижний — к процессам поглощения, Ξ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность. Усредненная по функции распределения вероятность поглощения или испускания электроном DA-фонона $W_{\text{DA}}^{1 \rightarrow 2}$ приобретает вид

$$W_{\text{DA}}^{1 \rightarrow 2} = \frac{m}{2\pi \hbar^3} \frac{\Xi^2 k_B T}{\rho v_l^2} \exp \left(-\frac{\Delta_{12}}{k_B T_1} \right) \times \int_{q_z = -\infty}^{+\infty} |J^{1 \rightarrow 2}(q_z)|^2 dq_z. \quad (15)$$

Для обратных переходов из верхней подзоны в нижнюю вероятность $W_{\text{DA}}^{2 \rightarrow 1}$ оказывается независимой от электронной температуры:

$$W_{\text{DA}}^{2 \rightarrow 1} = \frac{m}{2\pi \hbar^3} \cdot \frac{\Xi^2 k_B T}{\rho v_l^2} \int_{q_z = -\infty}^{+\infty} |J^{1 \rightarrow 2}(q_z)|^2 dq_z. \quad (16)$$

Вероятность рассеяния электрона на *ионизованных примесях* мы рассчитали в приближении δ -легирования в центре широких барьеров. Процессы экранирования мы не учитывали, так как их влияние на рассеяние пренебрежимо мало при рассматриваемых электронных концентрациях и температурах [7,8]. С учетом этих приближений вероятность рассеяния на одном заряженном

центре имеет вид

$$w_{\text{imp}}^{1 \rightarrow 2}(k_1) = \frac{4\pi e^4 m}{\hbar^3 \epsilon_0^2 S} \times \int_{q_{\text{min}}}^{q_{\text{max}}} \frac{dq}{k_1 q^2} \exp(-2lq) \frac{|J^{1 \rightarrow 2}(q)|^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{m\Delta_{12}}{\hbar^2 k_1 q} + \frac{q}{2k_1} \right)^2}}. \quad (17)$$

Здесь q — изменение двумерного волнового вектора электрона при взаимодействии; S — площадь слоя; l — расстояние от центра двойной квантовой ямы до слоя δ -легирования.

Интеграл $J^{1 \rightarrow 2}(q)$ имеет форму (9) с q вместо q_z ; пределы интегрирования по q могут быть найдены из закона сохранения энергии. Усреднение выражения (17) по функции распределения (6), численное интегрирование по q , z и k_1 , а также учет N примесных атомов дают полную вероятность рассеяния $W_{\text{imp}}^{1 \rightarrow 2}$. По этой же схеме можно получить $W_{\text{imp}}^{2 \rightarrow 1}$.

Слагаемые типа $\langle \mathcal{E}_i \cdot w^{i \rightarrow j}(\mathcal{E}_i) \rangle_{f_i}$ в уравнениях (1) и (3) могут быть найдены аналогично вероятностям $\langle w^{i \rightarrow j}(\mathcal{E}_i) \rangle_{f_i}$.

5. Анализ результатов

Система уравнений (1), (3)–(5) позволяет найти концентрации и температуры электронов в подзонах 1 и 2 при разных значениях электрического поля.

При расчете уравнений баланса мощности предполагалось, что подвижность электронов одинакова в обеих подзонах и равна экспериментально полученному в работе [4] значению $3900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, практически не зависящему от напряженности электрического поля. Такая величина подвижности характерна для КЯ с преобладающим рассеянием на шероховатостях границ [9,10]. Внутриподзонное рассеяние на шероховатостях примерно одинаково в обеих подзонах, так как его матричный элемент не содержит зависимости от поперечной компоненты волнового вектора или координаты электрона [9,11]. По этой же причине отсутствует межподзонное рассеяние на шероховатостях вследствие ортогональности волновых функций электронов разных подзон. Сильная зависимость вероятности данного механизма рассеяния от ширины КЯ [9] также не приводит к различию времен релаксации электронов в подзонах, влияющих на подвижность, так как области локализации волновых функций обеих подзон совпадают.

На рис. 2, а приведены рассчитанные зависимости электронных температур от электрического поля с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) неравновесных оптических фононов. Электронные температуры в подзонах 1 и 2 оказались практически одинаковыми как при расчете с учетом, так и без учета неравновесных фононов благодаря сильному влиянию межподзонных процессов рассеяния энергии, которые стремятся выровнять температуры подзон.

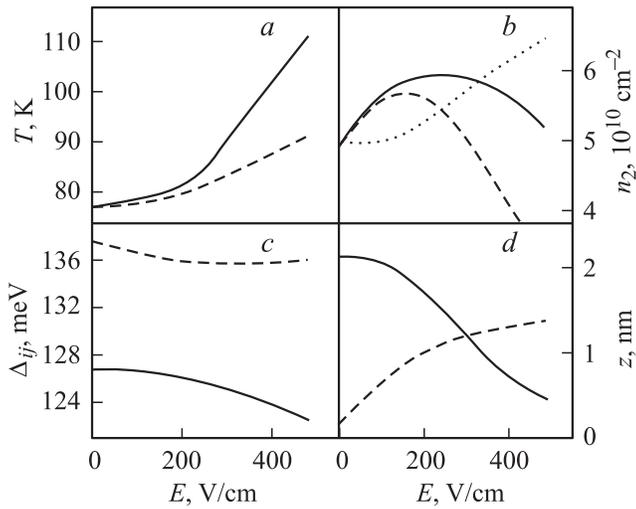


Рис. 2. Зависимости электронной температуры (а), концентрации электронов в подзоне 2 (b), энергий оптических переходов (c) и оптических матричных элементов (d) от напряженности внешнего электрического поля.

Концентрации электронов n_1 и n_2 оказались монотонными функциями продольного электрического поля во всем рассматриваемом диапазоне. На рис. 2, b пунктирной линией показана зависимость $n_2(E)$, рассчитанная с учетом накопления неравновесных фононов. Соответствующая ей зависимость $n_1(E)$ может быть определена из выражения (4).

Используя найденные концентрации, можно найти зависимость изменения коэффициента поглощения света с ростом поля. Напомним, что вследствие малого значения энергии Δ_{12} в поглощение излучения CO_2 -лазера в рассматриваемой структуре могут вносить вклад переходы $2 \rightarrow 3$ и $1 \rightarrow 3$: $\alpha = \alpha_{13} + \alpha_{23}$. В указанном диапазоне электрических полей расчетная величина коэффициента поглощения света α (и ее изменение по отношению к равновесному случаю $\Delta\alpha$) монотонно возрастает как с учетом, так и без учета неравновесных фононов (рис. 1, линии a и b соответственно). Кроме того, видно, что найденное изменение концентраций n_1 и n_2 вследствие разогрева электронов не обеспечивает необходимой зависимости $\Delta\alpha(E)$.

Мы предположили, что насыщение модуляции света связано с возникновением в образце поперечной компоненты электрического поля. Причина ее появления пока не совсем ясна. Поперечное поле может возникнуть, например, вследствие неравномерного нанесения контактов или неоднородности структуры.

Это предположение может помочь объяснить экспериментально наблюдаемое насыщение модуляции. Энергетическое расстояние $\Delta_{12} = 10.2$ мэВ в данной структуре близко к своему минимально возможному значению $\Delta_{12\text{min}} = 9.8$ мэВ, связанному с „антипересечением“ уровней 1 и 2 в поперечном электрическом поле. Это означает, что даже малое напряжение U_{\perp} в поперечном направлении может приводить к „антипересечению“

этих уровней. В этом случае при увеличении U_{\perp} концентрация электронов на втором уровне $n_2(E)$ (и, следовательно, изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha_{23}(E)$) должна проходить через максимум и насыщаться.

Для проверки этого предположения была оценена величина поперечной компоненты поля E_{\perp} как функция приложенного электрического поля E (предполагалось, что E_{\perp} возрастает пропорционально увеличению E). Сначала было решено уравнение Шредингера для нескольких значений поперечного электрического поля, найдены положения энергетических уровней и построена зависимость $\Delta_{12}(E_{\perp})$, приведенная на рис. 3. Минимальному значению этой зависимости $\Delta_{12\text{min}} = 9.83$ мэВ соответствует $E_{\perp\text{min}} = 5.1$ кВ/см. Для определения коэффициента пропорциональности между E_{\perp} и E , напряженности $E_{\perp\text{min}}$ было сопоставлено значение внешнего электрического поля $E_{\text{max}} = 150$ В/см, при котором наблюдается максимум на экспериментальной зависимости $\Delta\alpha(E)$.

Для сравнения величин E_{\perp} и E отметим, что при $E = E_{\text{max}}$ на образце длиной $L_d = 0.67$ см падает напряжение 100 В, в то время как в поперечном направлении при $E_{\perp} = E_{\perp\text{min}}$ на одном периоде структуры $L_p = 35$ нм падает напряжение 18 мВ. С учетом 150 периодов структуры $U_{\perp} = 2.7$ В. Следовательно, поперечная компонента составляет лишь 2.7% от приложенного напряжения. Так как напряжение в поперечном направлении пренебрежимо мало по сравнению с напряжением, приложенным к структуре, продольную компоненту поля можно считать равной по величине напряженности приложенного поля: $E_{\parallel} \approx E$. В дальнейших расчетах полученная линейная зависимость между продольной и поперечной компонентами поля считалась справедливой во всем рассматриваемом диапазоне электрических полей.

Найденная зависимость $\Delta_{12}(E_{\perp})$ была учтена при расчете вероятностей переходов электронов между подзонами 1 и 2 с участием фононов и примесей. Эти

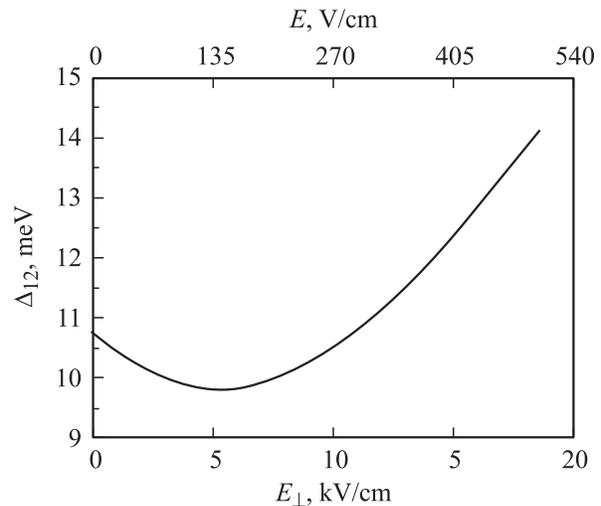


Рис. 3. Зависимость расстояния между подзонами 1 и 2 от напряженности поперечного электрического поля E_{\perp} , которому сопоставлены значения внешнего электрического поля E .

вероятности могут сильно меняться из-за изменения волновых функций электронов на уровнях 1 и 2 в области „антипересечения“ этих уровней. При этом учитывалось также изменение электронной температуры вследствие изменения $E_{||}$. Влиянием на электронную температуру изменения концентраций электронов в подзонах при приложении поля пренебрегалось. При рассматриваемых напряженностях поля изменение концентраций невелико и не приводит к заметному изменению температуры электронов вследствие изменения числа неравновесных фононов.

На рис. 2, *b* сплошной линией показана полученная с учетом новых вероятностей зависимость $n_2(E)$, рассчитанная с учетом накопления неравновесных фононов. Штриховой линией на этом же рисунке показано изменение концентрации n_2 , обусловленное влиянием только поперечной компоненты поля, рассчитанное при $T_e = T$. Видно, что поперечное электрическое поле приводит к появлению максимума на зависимости $n_2(E)$. Соответственно зависимость $n_1(E)$ имеет минимум. В случае учета только поперечного поля эти экстремумы соответствуют полю $E_{max} = 150$ В/см. В случае учета обеих компонент поля экстремумы наблюдаются в более сильных полях, чем E_{max} . Такой характер зависимостей объясняется противоположным влиянием продольной и поперечной компонент поля на концентрации в сильных полях, в то время как в слабых полях при обеих компонентах поля происходит увеличение n_2 и уменьшение n_1 . Таким образом, появление в образце поперечной компоненты поля приводит к более быстрому увеличению n_2 и уменьшению n_1 в слабых полях, которое сменяется уменьшением n_2 и возрастанием n_1 в сильных полях.

Кроме изменения концентраций, в поперечном электрическом поле меняются энергии переходов электронов $2 \rightarrow 3 \Delta_{23}$ (сплошная линия на рис. 2, *c*) и $1 \rightarrow 3 \Delta_{13}$ (штриховая линия на рис. 2, *c*), от которых также зависит коэффициент поглощения. Характер изменения энергий $\Delta_{23}(E)$ и $\Delta_{13}(E)$ является следствием „антипересечения“ уровней 1 и 2 в электрическом поле.

Изменение энергетического спектра в поперечном поле означает также изменение вида волновых функций электронов. На рис. 4 показаны плавные огибающие волновых функций ψ_1 и ψ_2 на уровнях 1 и 2 для случаев $E_{\perp} < E_{\perp min}$ (рис. 4, *a*) и $E_{\perp} > E_{\perp min}$ (рис. 4, *b*). В первом случае амплитуда волновой функции ψ_1 больше амплитуды ψ_2 в области узкой ямы и меньше в области широкой ямы. Во втором случае ситуация противоположная. С ростом напряженности поля амплитуда волновой функции ψ_1 увеличивается в области широкой ямы и уменьшается в области узкой ямы. Амплитуда волновой функции ψ_2 , напротив, увеличивается в области узкой ямы и уменьшается в области широкой ямы. Такая трансформация волновых функций характерна для происходящего „антипересечения“ уровней 1 и 2 в электрическом поле. Одинаковая локализация волновой функции в областях широкой и узкой ям наблюдается при $E = E_{\perp min}$. Отметим, что вид волной функции третьего уровня ψ_3 практически не меняется с ростом поля.

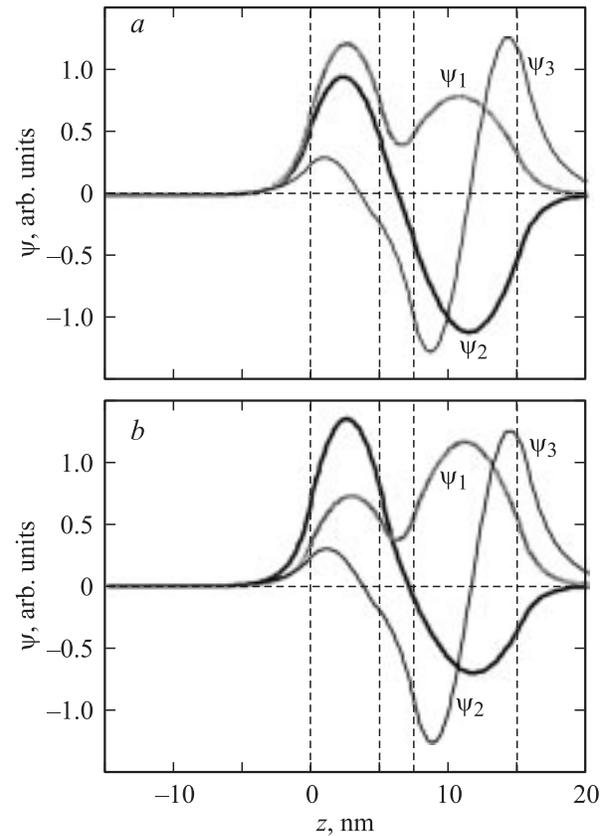


Рис. 4. Плавные огибающие волновых функций ψ_1 и ψ_2 электронов на уровнях 1 и 2 при напряженностях внешнего электрического поля 110 В/см ($E_{\perp} < E_{\perp min}$) — (a) и 330 В/см ($E_{\perp} > E_{\perp min}$) — (b). Пунктирными линиями обозначены положения гетерограниц двойной КЯ.

На рис. 2, *d* показано изменение оптических матричных элементов координаты в z -направлении $z_{ij} = \left| \int \psi_j^*(z) z \psi_i(z) dz \right|$, происходящее вследствие изменения волновых функций с ростом поля (интеграл берется по области локализации волновых функций). Величина z_{23} (сплошная линия на рис. 2, *d*) существенно уменьшается (на порядок), в том время как z_{13} (штриховая линия на рис. 2, *d*) сильно возрастает с увеличением напряженности поля. В результате соотношение $|z_{23}|^2 \gg |z_{13}|^2$, справедливое в области слабых полей, изменяется на противоположное $|z_{23}|^2 \ll |z_{13}|^2$ в области более сильных полей.

Отметим, что продольное электрическое поле тоже может приводить к перераспределению электронной плотности в реальном пространстве. Оно вызывает изменение концентраций электронов в подзонах с разной преимущественной локализацией волновых функций. В результате может измениться объемный заряд, от величины которого зависят волновые функции и положения энергетических уровней. Учесть этот эффект можно при самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона. Однако в рассматриваемой КЯ в полях до 150 В/см изменения электронной температуры и

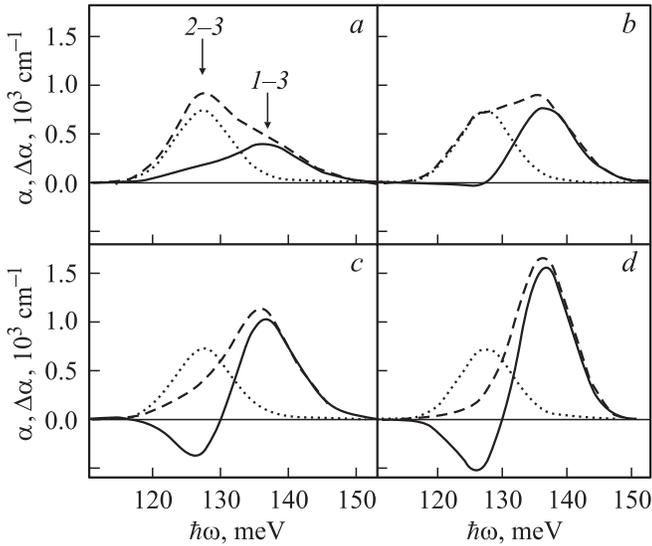


Рис. 5. Спектры коэффициента поглощения света при напряженностях электрического поля 110 (*a*), 190 (*b*), 330 (*c*) и 515 (*d*) В/см. Пунктирная линия — спектр поглощения в отсутствие поля (α_0), штриховая линия — в электрическом поле (α), сплошная линия — изменение поглощения ($\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$).

концентраций электронов на уровнях практически не происходит (см. рис. 2, *a* и *b* (пунктирная линия)). Следовательно, изменение объемного заряда и соответствующее ему сближение уровней 1 и 2 пренебрежимо малы. Это означает, что появление поперечной компоненты поля и насыщение зависимости $\Delta\alpha(E)$, наблюдаемое в слабых электрических полях (~ 150 В/см), не может быть вызвано продольным электрическим полем.

Чтобы установить в совокупности влияние изменения концентраций n_1 и n_2 , оптических матричных элементов z_{23} и z_{13} и энергий переходов Δ_{23} и Δ_{13} на коэффициент поглощения, были рассчитаны спектры коэффициента поглощения α и его изменения $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$ при нескольких значениях электрического поля (рис. 5). Расчет был проведен в рамках схемы, описанной в работе [5]. На рисунке показан также спектр поглощения в отсутствие поля α_0 [5].

В слабых полях (рис. 5, *a*) коэффициент поглощения света при переходах $2 \rightarrow 3$ α_{23} возрастает по сравнению с равновесным значением вследствие увеличения n_2 . Это возрастание сильнее, чем без учета поперечного поля, так как n_2 в этой области увеличивается существенно, а z_{23} практически не уменьшается. Поглощение, связанное с переходом $1 \rightarrow 3$ (α_{13}), возрастает из-за резкого увеличения z_{13} , которое компенсирует уменьшение n_1 . При $E = 190$ В/см (рис. 5, *b*) α_{23} уменьшается вследствие уменьшения z_{23} и начала уменьшения n_2 . Рост α_{13} еще более ускоряется благодаря началу увеличения n_1 , в результате α_{13} уже превышает α_{23} . При дальнейшем увеличении поля (рис. 5, *c*) максимум пика α_{23} становится меньше своего равновесного значения, следовательно, при этой энергии $\Delta\alpha_{23} < 0$. В то же время $\Delta\alpha_{13} > 0$ и

продолжает возрастать. Кроме этого, увеличивается расстояние между пиками, соответствующими переходам $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$. Случай максимальной напряженности приложенного электрического поля $E = 515$ В/см показан на рис. 5, *d*.

Рассмотрим поглощение излучения CO_2 -лазера с энергией кванта 117 мэВ. Эта энергия находится на краю полосы поглощения, поэтому изменение поглощения $\Delta\alpha$ на ней мало. На рис. 1 линией *c* показана рассчитанная зависимость $\Delta\alpha(E)$ с учетом обеих компонент поля и неравновесных фононов. Ход расчетной кривой достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными. В слабых полях (до 150 В/см) усиление поглощения связано с увеличением концентрации электронов на уровне 2 вследствие разогрева их продольным электрическим полем, а также вследствие сближения уровней 1 и 2 под действием поперечной компоненты поля. В более сильных полях (после 150 В/см) спад поглощения связан с уменьшением n_2 , z_{23} и Δ_{23} под действием поперечного электрического поля.

Отметим, что положение максимума расчетной кривой смещено относительно максимума экспериментальной зависимости $\Delta\alpha(E)$. Это произошло вследствие влияния продольного электрического поля на перераспределение электронов между подзонами в сильных полях (рис. 2, *b*), которое не было учтено при сопоставлении величин E_{\perp} и E (рис. 3). Соответствие расчетной и экспериментальной зависимостей $\Delta\alpha(E)$ можно улучшить, сопоставляя положения максимума экспериментально найденной зависимости $\Delta\alpha(E)$ и максимума зависимости $n_2(E)$, рассчитанной с учетом поперечной и продольной компонент. Такая задача может быть решена самосогласованно. При этом может быть также учтено влияние оптических матричных элементов и энергий оптических переходов на коэффициент поглощения. В качестве начального приближения может быть использовано сопоставление, проведенное в настоящей работе (рис. 3).

Зависимость $\Delta\alpha(E)$ без учета неравновесных фононов (линия *d* на рис. 1) имеет более резкий максимум и быстро спадает при больших напряженностях электрического поля. Таким образом, она хуже описывает экспериментальные данные в области сильных полей, когда неравновесные фононы вносят значительный вклад в скорость рассеяния энергии электронов.

Глубина модуляции излучения CO_2 -лазера в рассматриваемой структуре составляет всего лишь 1%, что и было обнаружено в эксперименте. Однако из рис. 5 следует, что для света с другими энергиями кванта возможна более эффективная модуляция в данной структуре. Максимальное изменение поглощения должно наблюдаться для излучения с энергией кванта 136 мэВ. В этой области энергий рассчитанные зависимости $\Delta\alpha(E)$ монотонно возрастают и превышают по величине $\Delta\alpha$ для 117 мэВ более чем в 100 раз. Глубина модуляции для излучения с энергией кванта 136 мэВ может составить 93%.

Проведенное исследование модуляции поглощения позволяет сделать вывод о возможности создания на основе структуры с туннельно-связанными КЯ быстродействующего модулятора оптического излучения среднего ИК диапазона. Для рассмотренной структуры оптимальна рабочая длина волны 9.1 ± 0.2 мкм (что соответствует энергии излучения 136 ± 3 мэВ). С помощью вариации параметров туннельно-связанных КЯ можно создать подобные модуляторы на длины волн излучения в диапазоне приблизительно от 6 до 25 мкм. Нижняя граница этого диапазона связана с конечной глубиной КЯ GaAs/Al_{0.42}Ga_{0.58}As. Верхняя граница спектрального диапазона связана с уменьшением энергии рабочего перехода $2 \rightarrow 3$, вследствие чего возрастает вероятность переходов горячих электронов в третью подзону. Заполнение подзоны 3 может оказаться существенным и привести к уменьшению $\Delta\alpha$.

Теоретический предел быстродействия модулятора определяется временем перераспределения электронов между подзонами 1 и 2 в случае, если поперечного электрического поля не возникает. Время перераспределения электронов между подзонами 1 и 2 составляет несколько пикосекунд [12]. Разогрев электронов и их обратная внутривидовая релаксация по энергии происходят за более короткое время порядка 0.1 пс. Таким образом, предельная частота модуляции может составить примерно 10^{11} Гц.

В случае возникновения поперечного электрического поля необходимо учитывать также влияние на инерционность емкости системы, зависящее от реальной конструкции модулятора. Времена межподзонных переходов электронов в рассмотренной структуре изменяются при появлении поперечного поля не более чем на 60%.

6. Заключение

В работе предложено объяснение зависимости изменения межподзонного поглощения света в туннельно-связанных КЯ под действием продольного электрического поля, основанное на предположении о возникновении в данной структуре поперечной компоненты электрического поля.

Из-за малого расстояния между нижними уровнями размерного квантования вклад в модуляцию вносят переходы с обоих нижних уровней. Продольное электрическое поле приводит к изменению температур и концентраций электронов в нижних подзонах. Изменение энергетического спектра и волновых функций электронов в поперечном электрическом поле меняет величину оптических матричных элементов и энергий оптических переходов, а также дополнительно изменяет концентрации электронов. В результате изменяется коэффициент поглощения.

Электронные температуры и концентрации в подзонах 1 и 2 определены из системы уравнений баланса мощности для каждой подзоны, равенства потоков частиц между подзонами и сохранения числа частиц.

При этом учтены процессы межподзонного рассеяния на ионизованных атомах примеси, полярных оптических и акустических фононах. Вероятности рассеяния вычислены с использованием предложенных схем расчета, позволяющих учитывать разную степень разогрева электронов в разных подзонах размерного квантования.

С учетом перечисленных механизмов рассеяния рассмотрены процессы переноса энергии между подзонами. Скорость внутривидовой релаксации энергии горячих электронов найдена с учетом накопления неравновесных оптических фононов. Показано, что учет неравновесных фононов позволяет лучше описать экспериментальные данные по модуляции света в электрическом поле.

По спектральной зависимости изменения поглощения в электрических полях найдена оптимальная энергия кванта среднего ИК-излучения, для которой может быть получена наибольшая глубина модуляции.

Работа частично поддержана грантами РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] E. Dupont, D. Delacourt. Appl. Phys. Lett., **62** (16), 1907 (1993).
- [2] E. Dupont, D. Delacourt, M. Papuchon. IEEE J. Quant Electron., **11**, 227 (1990).
- [3] V. Berger, E. Dupont, D. Delacourt. Appl. Phys. Lett., **61** (17), 2072 (1993).
- [4] Л.Е. Воробьев, И.Е. Титков, А.А. Торопов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, Т.В. Шубина, Е. Тове. ФТП, **32**, 852 (1998).
- [5] В.Л. Зерова, В.В. Капаев, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, S. Schmidt, Е.А. Зибик, А. Seilmeier, E. Towe. ФТП, **12**, 1455 (2004).
- [6] B.K. Ridley. Semicond. Sci. Technol., **4**, 1142 (1989).
- [7] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов. ФТП, **37** (5), 604 (2003).
- [8] V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Stroschio. *Quantum heterostructures* (Cambridge, University Press, 1999) p. 242.
- [9] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
- [10] C.A. Hoffman, J.R. Meyer, E.R. Yongdale, F.J. Bartoli, R.H. Miles. Appl. Phys. Lett., **63** (16), 2210 (1993).
- [11] U. Penner, H. Rucker, I.N. Yassievich. Semicond. Sci. Technol., **13**, 709 (1998).
- [12] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, А.В. Глуховской, В.Л. Зерова, Е.А. Зибик, В.Ю. Паневин, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, А.Д. Андреев, В.В. Воловик, А.Е. Жук, Н.Н. Ледентсов, Д.А. Лившиц, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, А.Ф. Тсатсульников, А. Вебер, М. Грунemann, S.R. Schmidt, А. Seilmeier, E. Towe, D. Pal. Nanotechnology, **12** (4), 462 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Intersubband light absorption in the electric field of tunnel-coupled quantum wells

*V.L. Zerova, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, E. Towe**

The Saint Petersburg State Polytechnical University
195251 St. Petersburg, Russia

* The Carnegie Mellon University
PA 15213 Pittsburgh, USA

Abstract A light modulation of mid infrared range in double quantum wells GaAs/AlGaAs in lateral electric field is considered. The peculiarity of the quantum wells is a small energy distance of two levels. As a result, anticrossing of the levels can be observed in a weak transverse electric field. An interpretation of the change in the intersubband light absorption based on the assumption of appearing a transverse component of electric field in the structure is supposed. The change in the light absorption coefficient is calculated taking into account the redistribution of electrons between subbands and the change of their temperatures in the subbands in longitudinal electric field, as well as the change of optical matrix elements, transitions energies and electron concentrations in subbands in transverse electric field. A possibility to use the considered structure for effective modulation of the mid infrared range radiation with quantum energy 136 meV is shown.