©1995 г.

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАЗОГРЕВЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМЕ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs–AlGaAs ПРОДОЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Л.Е.Воробьев, С.Н.Данилов, Е.А.Зибик, Ю.В.Кочегаров, Д.А.Фирсов, Е.Тове, Д.Сан,* А.А.Торопов,** Т.В.Шубина***

Санкт-Петербургский Государственный технический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия
*University of Virginia Thornton Hall, Charlottesville, VA
22903-2442, USA
**Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 5 января 1994 г. Принята к печати 16 января 1994 г.)

Исследованы оптические явления в системе селективно легированных квантовых ям n-типа, образованных гетерограницами GaAs–AlGaAs. Изучены спектр поглощения света двух поляризаций в области длин волн около 10 мкм при переходах электронов между минизонами зоны проводимости, а также межзонный спектр возбуждения фотолюминесценции, позволивший уточнить параметры сверхрешетки. Обнаружена модуляция интенсивности излучения CO_2-лазера, а также спонтанное излучение света в области 10 мкм при разогреве двумерных электронов электрическим полем, приложенным вдоль квантово-размерных слоев. Модуляция различна для света с поляризацией перпендикулярно и параллельно слоям. Обнаружен электрооптический эффект при разогреве электронов продольным электрическим полем. Обсуждается механизм изменения поглощения света при разогреве электронов.

1. Введение

После первых опытов по поглощению света при переходах электронов между подзонами размерного квантования в системе квантовых ям (MQW), в которых была установлена большая сила осциллятора f_{ij} [1], появилось большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных межподзонным переходам электронов в квантовых ямах [2]. Интерес к такого рода исследованиям вызван возможностью создания детекторов, модуляторов и лазеров ИК излучения на межподзонных переходах электронов в MQW. Некоторые из этих приборов уже созданы и работают.

Несмотря на многочисленные исследования межподзонных переходов в квантовых ямах, отсутствуют работы по изучению влияния

разогрева электронов продольным электрическим полем на межподзонные переходы. Основная цель настоящей работы — экспериментальное исследование поглощения поляризованного света и электрооптического эффекта при межподзонных переходах электронов в MQW GaAs–AlGaAs в греющем электрическом поле, приложенном вдоль квантово-размерных слоев.

2. Образцы и методика эксперимента

Образцы представляли собой селективно легированные квантово-размерные слои GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ на полуизолирующей подложке GaAs. Исходные технологические параметры структуры были следующими: состав $x = 0.22$, ширина квантовых ям $L_W = 6$ нм, барьеров $L_B = 14$ нм. Средняя область в барьере размером 6 нм была легирована кремнием. Концентрация доноров $N_D = 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, так что поверхностная концентрация электронов в ямах при $T = 300$ K была равна $N_s = 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. На основании измерения коэффициента Холла и электропроводности было установлено, что с уменьшением температуры N_s плавно уменьшается от $3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при $T = 300$ K до $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при $T = 77$ K. Определенные нами значения подвижности электронов были 3700 см^2/В · с при $T = 77$ K и 3200 см^2/В · с при $T = 300$ K. Такие величины подвижности характерны для квантовых ям с преобладающим рассеянием на шероховатостях границ [3,4]. Если бы рассеяние на границах было несущественным (как для широких квантовых ям с $L_W > 10$ нм), то подвижность электронов при $T = 77$ K в селективно легированных структурах, подобных использованным в наших опытах, должна была бы превышать значение 10^4 см^2/В · с [3].

Для исследования спектров пропускания использовались образцы с поперечным сечением в виде ромба (рис. 1). В таком образце луч света многократно испытывал полное внутреннее отражение и многократно (10 раз) проходил через слой с квантовыми ямами. Пропускание света двух поляризаций для образца с MQW сравнивалось с пропусканием полуизолирующей подложки такой же формы.

Для активной поляризации света вектор поляризации $\mathbf{e}_\omega^{45}$ лежит в плоскости падения (рис. 1). Коэффициент поглощения $\alpha^{45} \sim \cos^2\beta$, где

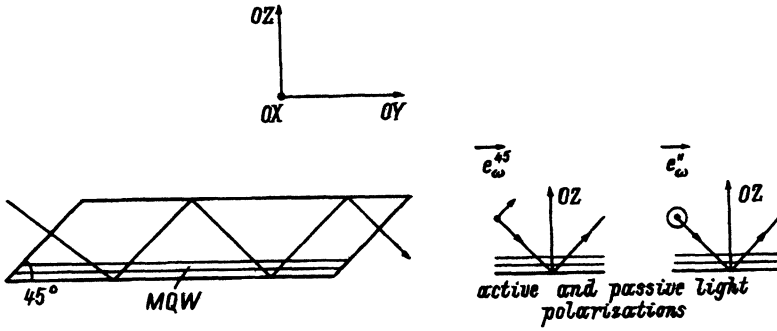

Рис. 1. Схематическое изображение образца с квантовыми ямами для исследования спектров пропускания света для активной и пассивной поляризаций. Поляризация характеризуется $\mathbf{e}_\omega$ — единичным вектором в направлении электрического поля электромагнитной волны. Сильное электрическое поле прикладывалось вдоль слоев: $\mathbf{E} \parallel OX$.

β — угол между осью $0Z$ и вектором $\mathbf{e}_\omega^{45}$ (в нашем случае $\beta = 45°$), что учитывалось при определении коэффициента поглощения $\alpha^\perp$, соответствующего поляризации $\mathbf{e}_\omega^\perp \parallel 0Z$. Для пассивной поляризации вектор $\mathbf{e}_\omega^\parallel \perp 0Z$ и лежит в плоскости квантовых ям.

Для уточнения параметров сверхрешетки были измерены спектры возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ). Фотолюминесценция регистрировалась с помощью спектрофотометра СДЛ-2 при температуре 77 K. В качестве спектрально-перестраиваемого источника возбуждающего излучения использовалась галогенная лампа накаливания КГМ-12-100, свет которой диспергировался монохроматором МДР-12 и фокусировался на образец в виде полоски $0.5 \times 3\,\text{мм}^2$.

Для исследований в сильных электрических полях на торцы кристалла размером $4.5 \times 8.6 \times 0.4\,\text{мм}^3$ наносились омические контакты. Расстояние между контактами было равно 8.6 мм. Поле прикладывалось вдоль слоев (на рис. 1 — перпендикулярно плоскости рисунка). Длительность импульса электрического поля $\Delta t = 0.3$ мкс. Модуляция поглощения света активной и пассивной поляризаций изучалась на разных расстояниях от контакта. В пределах погрешности результаты не зависели от расстояния. Отсутствие заметной инжекции неравновесных носителей заряда проверялось по отсутствию рекомбинационного излучения при $T = 4.2$ K.

Электрооптический эффект изучался в том же образце с поперечным сечением в виде ромба. Известно, что даже в отсутствие электрического поля образец с квантовыми ямами представляет собой анизотропную среду с оптической осью, направленной вдоль оси роста структуры $0Z$. В сильном электрическом поле из-за разного изменения коэффициента поглощения света с поляризациями $\mathbf{e}_\omega^\perp \parallel 0Z$ и $\mathbf{e}_\omega^\parallel \perp 0Z$, согласно соотношениям Крамерса–Кронига, оптическая индикатриса структуры также меняется. В наших опытах направление распространения световой волны составляло угол 45° с оптической осью $0Z$. Если выбрать поляризацию таким образом, чтобы направление $\mathbf{e}_\omega$ составляло угол 45° с плоскостью падения, то падающая волна будет содержать равные компоненты электрического поля вдоль векторов $\mathbf{e}_\omega^{45}$ и $\mathbf{e}_\omega^\parallel$. Из-за разности показателей преломления для волн активной и пассивной поляризаций и разного сдвига фаз между ними при полном внутреннем отражении (ПВО) плоско поляризованная на входе волна после прохождения кристалла оказывается поляризованной по эллипсу. Сдвиг фаз между активной и пассивной компонентами волны будет равен

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L \left[n_0^\parallel - n_0^{45} \right] + \delta_{TIR}, \tag{1}$$

где L — длина пути, проходимого лучом света в MQW с учетом многократных отражений, δ_{TIR} — набег фаз при многократном полном внутреннем отражении.

В сильном электрическом поле $n^\parallel = n_0^\parallel + \Delta n^\parallel(E)$, $n^{45} = n_0^{45} + \Delta n^{45}(E)$, и изменение сдвига фаз на выходе из образца по отношению к (1) будет равно

$$\Delta\delta(E) = \frac{2\pi}{\lambda} L \left[\Delta n^\parallel(E) - \Delta n^{45}(E) \right]. \tag{2}$$

Величины δ и $\Delta\delta(E)$ измерялись с помощью анализатора, ось которого устанавливалась под углом 90° к направлению поляризации исходной волны. Анализатор преобразовывал разность фаз (1) или (2) в изменение пропускания. Задача измерения $\Delta\delta(E)$ усложнялась из-за модуляции ИК излучения вследствие изменения коэффициента поглощения света в электрическом поле. Вклад этого эффекта в общую модуляцию интенсивности излучения определялся по модуляции света чисто активной или пассивной поляризаций. В этих случаях вклад сдвига фаз в амплитудную модуляцию был равен нулю.

В результате обработки данных по модуляции света при разных положениях анализатора и поляризатора с учетом вклада изменения коэффициента поглощения в модуляцию определялась величина $|\Delta n^{\parallel}(E) - \Delta n^{45}(E)|$.

Помимо поглощения света горячими электронами и электрооптического эффекта была изучена также эмиссия излучения из квантовых ям при разогреве электронов. Исследования проводились на том же образце, показанном на рис. 1, но при $T = 4.2\,\mathrm{K}$. Образец и фотоприемник размещались в световоде на небольшом расстоянии друг от друга. В качестве фотоприемников использовались образцы из германия с различными легирующими примесями. Между образцом и фотоприемником помещались фильтры, имеющие полосы поглощения в разных спектральных областях.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Спектры поглощения. На рис. 2 представлена спектральная зависимость коэффициента поглощения света $\alpha^{\perp}$ для поляризации света перпендикулярно квантовым слоям $\mathbf{e}_{\omega}^{\perp} \parallel 0Z$. Она получена из отношения пропусканий для активной и пассивной поляризаций света: $T^{45}(\lambda)/T^{\parallel}(\lambda)$. Полуширина линии составляет около 10 мэВ. Отметим, что определенное из величины подвижности при $T = 77\,\mathrm{K}$ значение времени релаксации $\tau \simeq 1.4 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{c}$, соответствующее этому времени уширение $\Gamma = 2\hbar/\tau \simeq 9.4\,\mathrm{мэВ}$.

3.2. Спектры возбуждения фотолюминесценции. Результаты экспериментальных исследований приведены на рис. 3. Штриховая линия на рисунке демонстрирует характерный спектр фотолюминесценции, измеренный при возбуждении светом с длиной волны, соответствующей области сильного поглощения в сверхрешетке (СР). В спектре отчетливо видны два пика. Широкий слабый пик с максимумом при 1.515 эВ, очевидно, определяется люминесценцией из нелегированных буферных слоев объемного GaAs, тогда как относительно узкий и интенсивный пик при 1.561 эВ соответствует переходу между низшими уровнями размерного квантования электронов и тяжелых дырок в сверхрешетке.

Спектр ВФЛ, измеренный при регистрации сигнала на длине волны, соответствующей длинноволновому крылу пика ФЛ, и сканировании длины волны возбуждающего света, показан на рис. 3 сплошной линией. При сканировании длины волны возбуждающего света интенсивность фотолюминесценции отражает особенности спектра коэффициента поглощения света, связанного с переходами электронов из подзон валентной зоны в подзоны зоны проводимости (рис. 4). Спектр де-

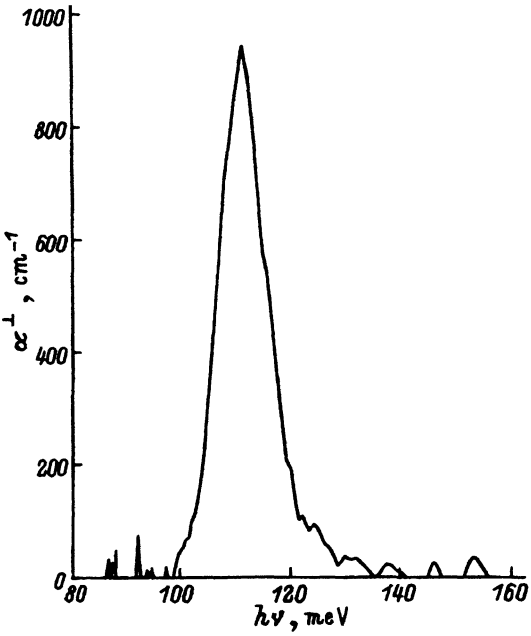

Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света системой селективно легированных квантовых ям $GaAs–Al_{0.22}Ga_{0.78}As$ для поляризации света, при которой вектор $\mathbf{e}_{\omega}^{\perp}$ перпендикулярен слоям ($\mathbf{e}_{\omega}^{\perp} \parallel 0Z$, где $0Z$ – ось роста структуры). Ширина ям $L_W = 6$ нм, ширина барьеров $L_B = 14$ нм, $N_s = 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, число ям — 150. Приведен спектр поглощения, пересчитанный на длину $L_W + L_B$. $T = 77$ K.

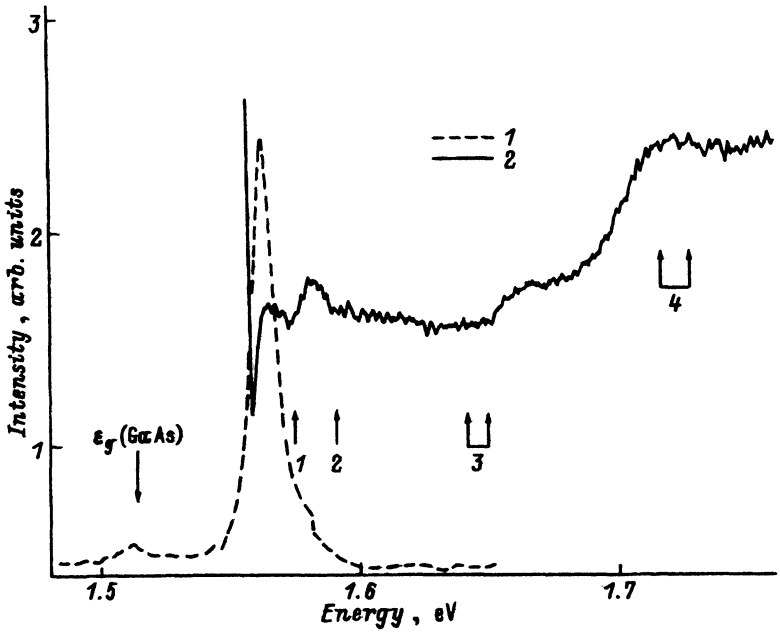

Рис. 3. Спектры люминесценции (*1*) и возбуждения фотолюминесценции (*2*). Стрелками показаны расчетные значения энергий межзонных переходов. Параметры структуры, использованные в расчете: $L_W = 6.5$ нм, $L_B = 14$ нм, $x = 0.18$; для зоны проводимости в разрыве зон $q = 0.67$; высота барьера для электронов $U_e = 156.6$ мэВ; высота барьера для дырок $U_h = 77.1$ мэВ. $T = 77$ K.

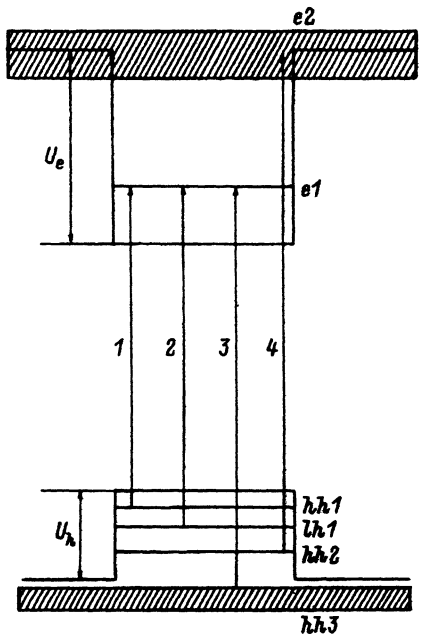

Рис. 4. Схема расположения уровней и межзонных переходов в исследуемой структуре.

монстрирует два отчетливых экситонных пика при 1.566 и 1.58 эВ. Подобный «экситонный» вид края фундаментального поглощения является характерным для электронных селективно легированных сверхрешеток с концентрацией электронов, не превышающей критическую концентрацию перехода Мотта (для GaAs $n_{cr} \sim 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) [5]. При больших энергиях спектр ВФЛ демонстрирует еще две особенности в виде плавных, размытых краев поглощения вблизи 1.66 и 1.71 эВ.

Для оценки энергий возможных переходов мы произвели расчет зонной структуры СР в приближении модели Кронига–Пенни. Параметры сверхрешетки, использованные в расчете, определялись из подгонки рассчитанных и наблюдаемых в эксперименте положений особенностей в спектре. Оптимальные параметры, приведенные в подписи к рис. 3, несколько отличаются от исходных технологических значений. Результаты расчета схематично представлены на рис. 4. В зоне проводимости в квантовых ямах СР помещается только один уровень размерного квантования электронов с энергией $\varepsilon_{e1} = 47.2$ мэВ, второй уровень образует минизону с шириной около 12 мэВ ($\varepsilon^0_{e2} = 161.9$ мэВ, $\varepsilon^\pi_{e2} = 151$ мэВ), которая частично простирается в область надбарьерных состояний. Аналогичная ситуация имеет место в валентной зоне для легких дырок ($\varepsilon_{lh1} = 29$ мэВ). Тяжелые дырки демонстрируют два уровня размерного квантования с $\varepsilon_{hh1} = 13.4$ мэВ и $\varepsilon_{hh2} = 50.2$ мэВ, и только третий уровень образует минизону с шириной около 8 мэВ вблизи барьера валентной зоны ($\varepsilon^0_{hh3} = 79.9$ мэВ, $\varepsilon^\pi_{hh3} = 87.7$ мэВ).

Для СР с идеально прямоугольными потенциалами ям и барьеров в межзонном поглощении разрешены переходы только между уровнями с одинаковой четностью. Доминирующими в спектре должны быть переходы типа $e1-hh1$, $e1-lh1$, $e2-hh2$ и т.д. Возможны также перекрестные переходы типа $e1-hh3$, характеризующиеся заметно меньшей силой осциллятора [6]. Заметим, что изменение формы электроста-

тического потенциала и такие эффекты, как сдвиг Бурштейна–Мосса и перенормировка запрещенной зоны, могут обусловливать некоторое изменение энергии уровней [5]. Тем не менее можно ожидать, что при относительно небольших уровнях легирования модель Кронига–Пенни позволит качественно идентифицировать экспериментально наблюдаемые спектральные особенности.

Рассчитанные значения энергий переходов показаны на рис. 3 стрелками. Сравнение экспериментального спектра и рассчитанных энергий переходов позволяет идентифицировать пики вблизи края поглощения как экситоны с тяжелыми дырками ($e1-hh1$) и легкими дырками ($e1-lh1$). Как показывают оценки (см. [5,7] и ссылки в этих работах), при относительно небольших концентрациях двумерного электронного газа $N_s \simeq 2-3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ длинноволновый сдвиг энергии переходов между нижними электронным и дырочным уровнями, обусловленный перенормировкой запрещенной зоны, фактически компенсируется коротковолновым сдвигом за счет эффекта Бурштейна–Мосса. В этом случае разница энергии экситонного пика и рассчитанной энергии перехода между одноэлектронными уровнями составляет в основном энергию связи экситона. Полученные нами значения 8–10 мэВ находятся в допустимом диапазоне энергий связи экситона в квантовой яме с шириной $L_W \simeq 6$ нм.

Следующий по энергии сильный разрешенный переход, связывающий второй уровень тяжелых дырок $hh2$ и край электронной минизоны $e2$ (стрелки *4* на рис. 3 и 4), оказывается на 15–20 мэВ выше экспериментально наблюдаемого края поглощения вблизи 1.71 эВ. Расхождение связано, вероятно, с отклонением потенциала селективно легированных структур от прямоугольного. Из-за появления объемного заряда селективное легирование приводит к образованию дополнительной широкой ямы в области барьера [8] глубиной около 15–20 мэВ. Следствием этого является уменьшение эффективных барьеров для электронов в зоне проводимости и понижение энергии околобарьерной минизоны.

Положение слабой ступеньки в спектре ВФЛ вблизи 1.66 эВ удовлетворительно описывается слабым разрешенным переходом между электронным уровнем $e1$ и краем минизоны тяжелых дырок $hh3$ (стрелки *3* на рис. 3 и 4). Расхождение, составляющее около 10 мэВ, вероятно, обусловлено также искажением электростатического потенциала в барьерах валентной зоны, которое, как и в случае зоны проводимости, понижает положение околобарьерной минизоны в абсолютной энергетической шкале.

По поводу полученных экспериментальных данных (рис. 2 и 3) следует отметить следующее. Рассчитанное расстояние между серединой минизоны $(\varepsilon^0_{e2}+\varepsilon^\pi_{e2})/2$ и нижним уровнем ε_{e1} близко к энергии $\hbar\omega_{21}$, при котором экспериментально наблюдается пик поглощения при межподзонных переходах (рис. 2). При расчете положения пика межподзонного поглощения следовало бы учесть уменьшение значений $\varepsilon^{0,\pi}_{e2}$ из-за образования ям в барьерах [8] глубиной 15–20 мэВ и ε_{e1} из-за обменного взаимодействия электронов [9–11]. Согласно нашим оценкам, обменное взаимодействие понижает энергию первого уровня ε_{e1} примерно на 10 мэВ и почти не влияет на положение уровня или минизоны с энергией ε_{e2}. Деполяризационный сдвиг частоты ω_{21} в корот-

коволновую область можно оценить согласно [12], где он найден как сдвиг частоты межуровневых переходов в квантовой яме $\Delta\omega \simeq \omega_p^2/2\omega_{21}$, где $\omega_p^2 = 4\pi N_s e^2 f_{21}/(\varepsilon_\infty m^* L_W)$, сила осциллятора $f_{21} = (2m^*\omega/\hbar)z_{21}^2$, $z_{21} = \int \psi_2^*(z) z \psi_1(z) dz$. Для квантовой ямы с указанными выше параметрами $z_{21} = 20\,\text{Å}$, $f_{21} = 0.84$ и $\Delta\hbar\omega \simeq 2\,\text{мэВ}$.

Вышеупомянутые эффекты могут компенсировать друг друга. Поэтому хорошее соответствие экспериментально определенного положения пика поглощения (рис. 2) с полученным из расчетов без учета упомянутых выше эффектов не является неожиданным.

Итак, можно считать, что поглощение света в области длин волн около 10 мкм связано с переходами электронов между первым уровнем размерного квантования (или минизоной шириной около 0.2 мэВ), уширенного из-за рассеяния электронов, и вторым, околобарьерным уровнем или, точнее, минизоной с шириной $\Delta_2 \simeq 12\,\text{мэВ}$. Из-за сингулярностей в плотности состояний на границах минизон следовало бы ожидать появления двух пиков поглощения на расстоянии, примерно равном Δ_2. Однако при уширении $\Gamma \simeq \Delta_2$ и малом деполяризационном сдвиге $\Delta\omega \ll \Delta_2$ эти два пика сливаются в один [13]. Спектральная зависимость коэффициента поглощения при этом оказывается подобной наблюдаемой в наших опытах (рис. 2).

3.3. Оптические явления в сильных электрических полях: изменение коэффициента поглощения света и электрооптический эффект на горячих электронах. Рассмотрим теперь данные, полученные в экспериментах с сильными электрическими полями. На рис. 5 представлена вольт-амперная характеристика структуры. Увеличение тока при $E > 2\,\text{кВ/см}$ можно объяснить увеличением подвижности электронов, выброшенных из ямы. Такие электроны не испытывают рассеяния на гетерограницах. Температура электронов может быть оценена, если известна скорость потерь энергии $\langle d\varepsilon/dt \rangle$. Эта величина рассчитана в [14] с учетом накопления неравновесных фононов, которое уменьшает скорость рассеяния энергии. Тогда из уравнения баланса мощности

$$ev_{dr}E = \left\langle \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle \tag{3}$$

при $E > 2\,\text{кВ/см}$ получим, что $T_e > 400\,\text{K}$. При такой температуре значительная часть электронов будет выброшена из квантовой ямы.

Мы исследовали амплитудную модуляцию света двух поляризаций в сильном продольном электрическом поле. На рис. 6 представлены значения изменения коэффициента поглощения света $\Delta\alpha^\perp$ для $\mathbf{e}_\omega^\perp \parallel 0Z$ и $\Delta\alpha^\parallel$ для $\mathbf{e}_\omega^\parallel \perp 0Z$, рассчитанные по значениям модуляции. Отметим более сильное изменение $\Delta\alpha^\perp$ для света с длиной волны $\lambda = 10.6\,\text{мкм}$ по сравнению с $\lambda = 9.6\,\text{мкм}$ и почти одинаковое значение $\Delta\alpha^\parallel$ для этих длин волн.

Кроме того, нами наблюдалась эмиссия излучения из квантовых ям при $T = 4.2\,\text{K}$ в тех же полях, в которых была обнаружена заметная модуляция излучения (рис. 6). С помощью различных фильтров и фотоприемников было установлено, что длина волны этого излучения лежит в области 8–14 мкм. Мы связываем это излучение с переходами горячих электронов с эмиссией фотона из минизоны ε_{e2} на уровень ε_1.

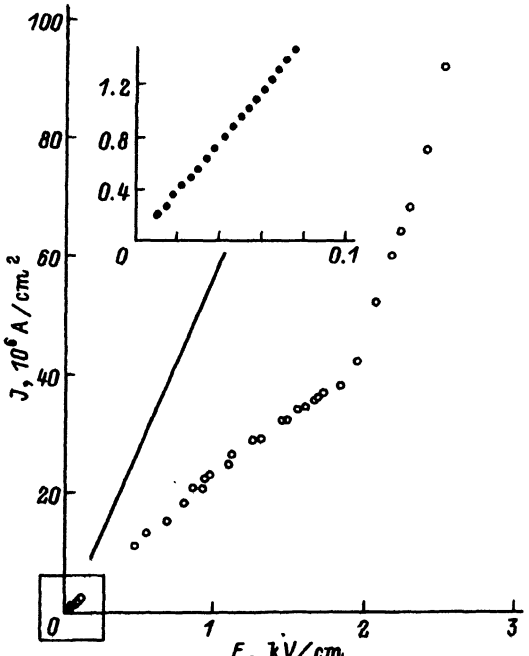

Рис. 5. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры с системой квантовых ям. $T = 77$ K.

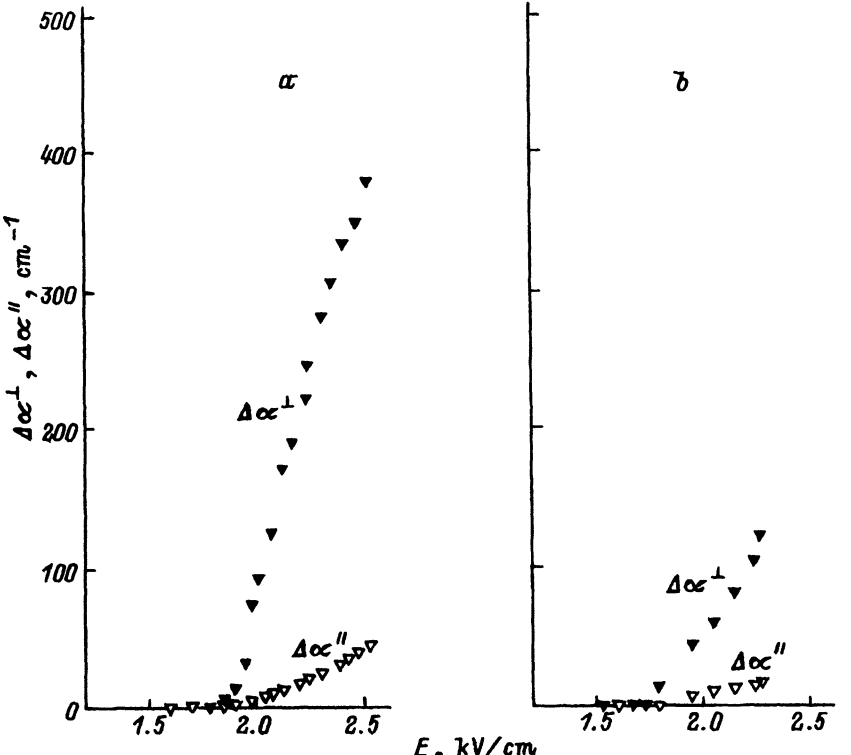

Рис. 6. Измененеие коэффициента поглощения поляризованного света квантовыми ямами в зависимости от величины продольного электрического поля. (⊥) — свет поляризован перпендикулярно квантово-размерным слоям ($\mathbf{e}_\omega^\perp \parallel 0Z$); (∥) — свет поляризован вдоль слоев ($\mathbf{e}_\omega^\parallel \perp 0Z$). Длина волны света: *a* — 10.6 мкм, *b* — 9.6 мкм. $T = 77$ K.

Нами был также обнаружен и исследован электрооптический эффект на горячих двумерных электронах. Хорошо известно, что MQW представляет собой оптически анизотропную среду [15]. Если $0Z$ — ось роста структуры, то тензор диэлектрической проницаемости является диагональным, и его компоненты

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}; \quad \varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{zz}, \tag{4}$$

где $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \simeq \varepsilon_\infty$.

В продольном греющем электрическом поле коэффициент поглощения света для поляризаций $\mathbf{e}_\omega^{\parallel} \perp 0Z$ и $\mathbf{e}_\omega^{45} \parallel 0Z$ изменяется на разную величину (рис. 6). Поэтому в соответствии с соотношением Крамерса–Кронига

$$\Delta n^{45,\parallel} = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha^{45,\parallel}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \tag{5}$$

следует ожидать разного изменения показателей преломления света для двух поляризаций. В этом заключается сущность электрооптического эффекта. Этот эффект можно обнаружить по изменению поляризации света после его прохождения через MQW (рис. 1), если на входе кристалла свет был линейно поляризован так, что вектор $\mathbf{e}_\omega$ составлял угол 45° с плоскостью падения. Результаты обработки данных в соответствии с процедурой, описанной в разд. 2, представлены на рис. 7. Мы пока не имеем возможности сопоставить полученные значения $\Delta n^{45} - \Delta n^{\parallel}$ со значениями, полученными согласно соотношению

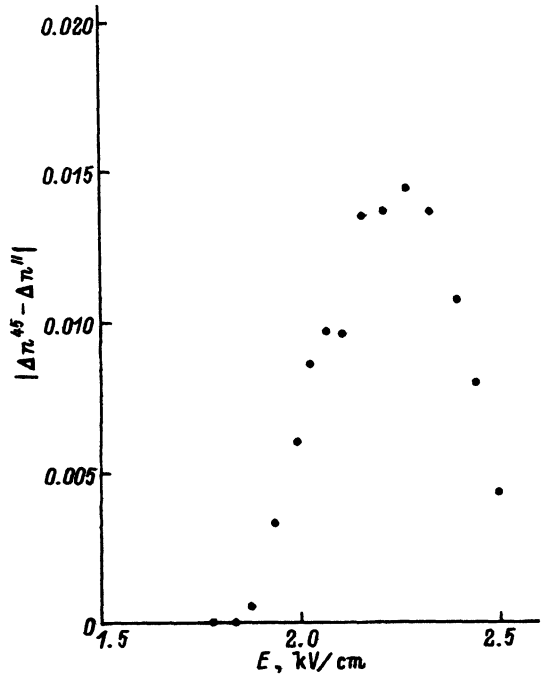

Рис. 7. Зависимость индуцированной электрическим полем разности показателей преломления света активной и пассивной поляризаций от поля. $T = 77$ K. $\lambda = 10.6$ мкм.

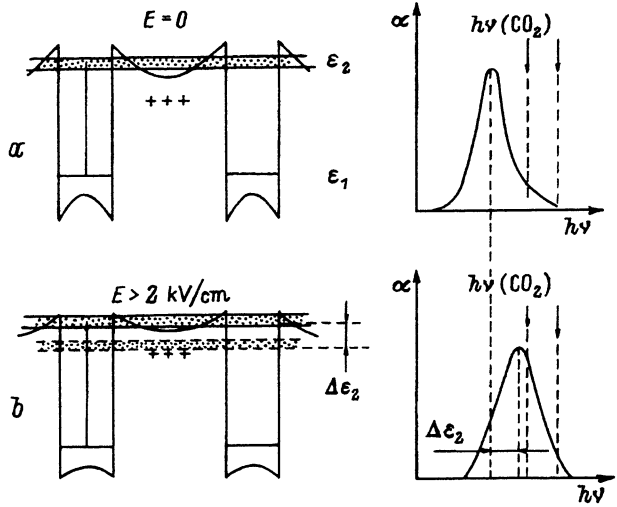

Рис. 8. Иллюстрация возможного механизма изменнения коэффициента поглощения света активной поляризации при разогреве электронов продольным электрическим полем.

Крамерса–Кронига (5), так как для этого необходимо знать $\Delta\alpha^{45,\parallel}$ в широком спектральном интервале.

Попытаемся теперь объяснить изменение поглощения света двух поляризаций при разогреве электронов электрическим полем.

При селективном легировании электроны в квантовой яме и ионы донорной примеси пространственно разделены, что приводит к образованию потенциальной ямы в области барьера (рис. 8,*a*). Такие квантовые ямы уже учитывались при объяснении зависимости времени межподзонной релаксации от уровня легирования [8]. Согласно оценкам, глубина такой ямы в наших структурах примерно 15 мэВ. На образование ямы в области барьера указывает, в частности, сравнение экспериментальных и расчетных значений положения переходов $\varepsilon_{hh1} \to \varepsilon_{e2}^{0,\pi}$ и $\varepsilon_{hh3}^{0,\pi} \to \varepsilon_{e1}$ в спектре ВФЛ (рис. 3). Появление ямы в барьере может привести к понижению уровня ε_2, а точнее, минизоны, среднее энергетическое положение которой близко к энергии уровня ε_2. Появление этой ямы должно также привести к уменьшению силы осциллятора f_{21} из-за уменьшения дипольного момента $ez_{21} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^*(z) ez \psi_1(z) dz$ и, соответственно, уменьшения $\alpha^{\perp}$.

При разогреве электронов часть из них может быть выброшена из ямы, поскольку, как уже упоминалось, в наших условиях температура электронов превышает 400 K. На высокую среднюю энергию электронов и их выброс из ямы указывает появление излучения, которое мы связываем с переходами электронов из состояний верхней минизоны ε_{e2} на уровень ε_1.

В результате глубина ямы в области барьера уменьшится, что изменит энергетическое положение минизоны на величину $\Delta\varepsilon_2$ (рис. 8,*b*). Кроме того, это приведет к увеличению модуля волновой функции электронов в минизоне в области глубокой квантовой ямы и, соответственно, к увеличению дипольного момента ez_{21} и коэффициента

поглощения света. Помимо этого, увеличение дипольного момента, и, соответственно, силы осциллятора увеличивается деполяризационный сдвиг частоты перехода $\tilde{\omega}_{21}^2 = \omega_{21}^2 + \omega_p^2$, так как $\omega_p^2 \sim f_{21}$.

Таким образом, в результате разогрева электронов возможно смещение пика поглощения в коротковолновую область и увеличение коэффициента поглощения, как это показано на рис. 8,*a* и *b*. Выброс электронов из ямы уменьшает величину $\alpha^{\perp}$, однако, вероятно, смещение пика достаточно, чтобы вызвать рост поглощения. Как следует из рис. 2, смещение пика в коротковолновую область только на 5–6 мэВ может вызвать изменение коэффициента поглощения света с $\lambda = 10.6$ мкм ($\hbar\omega = 117$ мэВ) на $6 \cdot 10^2$ см$^{-1}$.

Что же касается пассивной поляризации $\mathbf{e}_{\omega}^{\parallel} \perp 0Z$, то в этом случае возможно внутри- и межподзонное поглощение света с участием оптических фононов. В сильных электрических полях появляются неравновесные оптические фононы, испущенные горячими электронами. При концентрации $N_s \simeq 2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ функция распределения неравновесных фононов может достигать значений $N_q \simeq 1$. Поэтому в поглощении света становятся существенными процессы с поглощением неравновесных оптических фононов. Число таких фононов растет с ростом электрического поля, поэтому растет и коэффициент поглощения света. В объемных образцах такое явление наблюдалось ранее [16]. Увеличение поглощения света пассивной поляризации с ростом средней энергии электронов при внутриподзонных переходах электронов благодаря $e-e$ взаимодействию и участию гетерограниц предсказано в [17]. В этом случае $\alpha^{\parallel} \sim T_e^{3/2} \cdot \lambda^{11/2} \cdot N_s^2 \cdot L_W^{-4}$. Наконец, возможно также поглощение света пассивной поляризации при межподзонных переходах из-за разницы в эффективных массах материалов ямы и барьера и из-за сложной структуры валентной зоны [18]. Увеличение поглощения света активной поляризации будет сопровождаться в этом случае увеличением поглощения света пассивной поляризации.

Отметим, что увеличение поглощения света как активной, так и пассивной поляризаций в сильном электрическом поле можно было бы объяснить также увеличением концентрации электронов, например, из-за пробоя глубоких центров в сильном поле. Уменьшение равновесной концентрации электронов от значения $3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при $T = 300$ K до $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при $T = 77$ K, возможно, связано с заполнением части глубоких центров, которые могут снова ионизоваться в сильном электрическом поле. Однако в этом случае спектральная зависимость $\Delta\alpha^{\perp}$ будет отличаться от зависимости, определяемой предложенным механизмом. Поэтому для уточнения механизма изменения поглощения в сильном поле необходимо провести исследования спектральной зависимости модуляции поглощения поляризованного света в сильных электрических полях.

Авторы признательны Е.Л.Ивченко, А.Г.Петрову и А.Я.Шику за обсуждение ряда затронутых в работе вопросов и полезные замечания.

Работа поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований, грант 93-02-2410 и частично Международным научным фондом.

Список литературы

[1] L.C. West, S.I. Eglach. Appl. Phys. Lett., **46**, 1156 (1985).
[2] *Intersubband transitions in Quantum Wells*, ed. by E.Rosencher et al. (Plenum Press, N.Y., 1992).
[3] H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. Appl. Phys. Lett., **51**, 1934 (1987).
[4] G.A. Hoffman, I.R. Meyer, E.R. Youhgdale, F.I. Bartoli, R.H. Miles. Appl. Phys. Lett., **63**, 2210 (1993).
[5] H. Sakaki, H. Yoshimura, T. Matsusue. Japan. J. Appl. Phys., **26**, L1104 (1987).
[6] А.Я. Шик. Письма ЖТФ, **5**, 869 (1979).
[7] G. Livescu, D.A.B. Miller, D.S. Chemba, M. Ramaswang, T.Y. Chang, N. Sauer, A.C. Gassard, J.H. English. IEEE J. Quant. Electron., **24**, L1677 (1988).
[8] A. Seilmeier, U. Ploderer, G. Weimann. Semicond. Sci. Technol., **9**, 736 (1994).
[9] K.M.S.V. Bandara, D.D. Coon, O. Byungsung, Y.F. Lin, M.H. Francomble. Appl. Phys. Lett., **53**, 1931 (1988).
[10] J.-W. Choe, O. Byungsung, K.M.S.V. Bandara, D.D. Coon. Appl. Phys. Lett., **56**, 1679 (1990).
[11] M.O. Manasreh, F. Szmulowicz, T. Vanghan, K.R. Evans, C.E. Stutz, D.W. Fisher. In: Intersubband transitions in Quantum Wells, ed. by E.Rosencher et al. (Plenum Press, N.Y., 1992) p. 287.
[12] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54** (1982). [Пер.: Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985)].
[13] M. Zaluzny. Appl. Phys. Lett., **60**, 1486 (1992).
[14] Rita Gurta, N. Balkan, B.K. Ridley. Semicond. Sci Technol., **7**, B274 (1992).
[15] D.Kaufman, A. Sa'ar, N. Kuz. Appl. Phys. Lett., **64**, 2543 (1994).
[16] Л.Е. Воробьев, Ф.И. Осокин. ФТП, **15**, 1559 (1979).
[17] G.G. Zegrya. *Proc. Int. Semicond. Dev. Res. Symp.* (Charlottesville, USA, 1993) p. 635.
[18] А.Я. Шик. ФТП, **22**, 1842 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

Optical phenomena under electron heating in MQW GaAs–AlGaAs in a longitudinal electric field

L.E.Vorobjev, S.N.Danilov, D.A.Firsov, Yu.V.Kochegarov, E.A.Zibik, E.Towe, D.Sun,* A.A.Toropov,** T.V.Shubina***

St.Petersburg State Technical University, 195251 St.Petersburg, Russia
* University of Virginia, Thornton Hall, Charlottesville, VA 22903-2442, USA
**Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021, St.Petersburg, Russia

Optical phenomena in n-type MQW GaAs–AlGaAs were investigated. Absorption spectra due to electron transitions between the conduction band minibands were obtained for two light polarizations near $\lambda = 10\,\mu$m. Superlattice parameters were specified with the help of PLE spectrum. Modulation of CO_2-laser radiation and spontaneous light emission in the 10 μm region due to 2D electron heating in longitudinal electric field was found. Values of the modulation differ for light polarizations which are perpendicular and parallel to layers. Electrooptical effect due to electron heating in a longitudinal electric field was found. Influence of electron heating on light absorption was discussed.