

## ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ПРИ МЕЖПОДЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Л.Е.Воробьев, И.И.Сайдашев\*, Д.А.Фирсов, В.А.Шалыгин

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

\*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 февраля 1997 г.

Обнаружены и исследованы изменения двулучепреломления и поглощения инфракрасного излучения при прямых переходах электронов между подзонами размерного квантования в системе легированных квантовых ям GaAs/AlGaAs, вызванные разогревом электронов электрическим полем, приложенным вдоль слоев гетероструктуры. Объяснение наблюдавшихся эффектов связывает изменение спектра поглощения и вклада свободных электронов в диэлектрическую проницаемость с обменным взаимодействием и непарараболичностью энергетического спектра горячих электронов.

PACS: 78.66.-w

Межподзонные оптические переходы электронов в квантовых ямах интенсивно исследуются в последние годы [1]. Интерес к физике межподзонных переходов связан с созданием детекторов и быстродействующих модуляторов инфракрасного излучения на квантовых ямах [1], а также квантовых каскадных лазеров [2]. Возможно создание также новых типов оптоэлектронных приборов на горячих носителях заряда в квантовых ямах. Между тем исследований по оптическим явлениям при межподзонных переходах горячих электронов в продольном электрическом поле (параллельном размерно-квантованным слоям), насколько известно авторам, нет.

В настоящей работе обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и поглощения света, связанных с межподзонными оптическими переходами электронов, при их разогреве продольным электрическим полем в системе легированных квантовых ям. Предложено объяснение наблюдавшихся оптических явлений. Исследования проводились в размерно-квантованных слоях GaAs/AlGaAs, однако наблюдавшиеся оптические явления носят общий характер для квантовых ям *n*-типа.

Экспериментальные исследования проведены на структуре, имеющей 50 периодов легированных (концентрация доноров  $N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) квантовых ям из GaAs шириной 10.2 нм, разделенных нелегированными барьерами из Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As шириной 25.4 нм. Поверхностная концентрация электронов составляла  $6.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Оптическое излучение вводилось в образец через боковые грани подложки (GaAs), склоненные под углом 45° к оптической оси структуры (оптическая ось совпадает с направлением роста структуры). Падающее излучение было линейно поляризовано, вектор поляризации был ориентирован под углом 45° к оптической оси. При этом в образце одновременно возбуждались две линейно поляризованные волны: обыкновенная (*s*-поляризация, вектор электрического поля волны лежит в плоскости слоев)

и необыкновенная (*p*-поляризация, вектор электрического поля имеет составляющую вдоль оси роста структуры).

Волна *p*-поляризации имеет интенсивный пик поглощения в области прямых межподзонных переходов, для *s*-поляризации в этой спектральной области заметно лишь слабое поглощение, обусловленное непрямыми внутриподзонными переходами электронов. В силу соотношений Крамерса - Кронига различие в спектрах поглощения волн этих поляризаций обуславливает и отличие показателей преломления для них:  $n_p \neq n_s$ . Следовательно, по мере распространения в образце этих двух волн между ними возникает сдвиг фаз, и в результате излучение на выходе из образца оказывается эллиптически поляризованным даже в равновесных условиях [3]. Анализируя форму эллипса поляризации, можно определить разницу коэффициентов поглощения *p*- и *s*-волн ( $\alpha_p - \alpha_s$ ), а также величину двулучепреломления ( $n_p - n_s$ ).

Целью данной работы было исследовать индуцированное разогревом двумерных электронов изменение поглощения  $\Delta\alpha_p$  и  $\Delta\alpha_s$ , а также изменение двулучепреломления  $\Delta|n_p - n_s|$ . Разогрев 2D электронов осуществлялся импульсами (200 нс) продольного электрического поля. Равновесная температура образца была равна  $T_0 = 77$  К. Источником излучения служил перестраиваемый CO<sub>2</sub>-лазер. Электрооптические эксперименты проводились для трех различных длин волн инфракрасного излучения, при этом с помощью фотоприемника регистрировалась модуляция интенсивности излучения для различных угловых положений анализатора, установленного между образцом и фотоприемником.

В отсутствие разогрева электронов образец демонстрировал интенсивную линию поглощения для волны *p*-поляризации вблизи энергии  $h\nu = 111$  мэВ. Электрооптические измерения на коротковолновом крыле этой линии обнаружили заметное уменьшение коэффициента поглощения  $\alpha_p$  в электрическом поле (рис.1), в то же время модуляция поглощения для волны *s*-поляризации не наблюдалась. Характерно, что наблюдавшееся "просветление" образца быстро ослабевало по мере удаления рабочей длины волны от вершины пика равновесного поглощения. Это позволило заключить (в первом приближении), что разогрев электронов приводит к "красному" сдвигу линии поглощения. В поле  $E \approx 1000$  В/см величина сдвига, соответствующего наблюдаемым значениям модуляции поглощения, составляет около 2 мэВ.

Данные по индуцированному электрическим полем двулучепреломлению  $\Delta|n_p - n_s|$ , которые также представлены на рис.1, соответствуют такой же величине спектрального сдвига (это следует из численных расчетов, базирующихся на соотношениях Крамерса - Кронига).

Заметим, что при межзонных переходах электронов в размерно-квантованных гетерослоях (при  $h\nu > E_g$ ,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны для материала ямы) также имеет место различие в поглощении света двух поляризаций:  $\alpha_p \neq \alpha_s$ . Эти переходы дают вклад в двулучепреломление в спектральной области  $h\nu < E_g$  [4]. В структурах *n*-типа с легированными ямами при межзонных переходах  $\alpha_p(\nu) = \alpha_{p0}(\nu)[1 - f_1(E_\nu)]$  и  $\alpha_s(\nu) = \alpha_{s0}(\nu)[1 - f_1(E_\nu)]$ , где  $\alpha_{p0}(\nu)$  и  $\alpha_{s0}(\nu)$  – коэффициенты поглощения для нелегированных ям,  $f_1(E_\nu)$  – функция распределения электронов для первой подзоны размерного квантования,  $E_\nu$  – энергия электронов в первой подзоне, соответствующая межзонному переходу с поглощением фотона  $h\nu$ .

При разогреве электронов  $f_1(E_\nu)$  меняется, следовательно, меняются  $\alpha_p$  и  $\alpha_s$ , а это, согласно соотношению Крамерса - Кронига, приводит к изменению

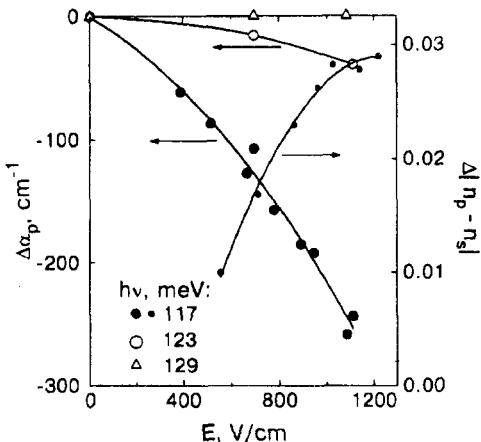


Рис.1. Влияние продольного электрического поля на коэффициент поглощения света  $\alpha_p$  и величину двулучепреломления  $|n_p - n_s|$  в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при  $T_0 = 77$  К

показателей преломления  $n_p$  и  $n_s$ . Другими словами, межзонный вклад в двулучепреломление должен меняться с разогревом электронов. Этот эффект существен при  $h\nu \approx E_g$  и быстро убывает с уменьшением энергии квантов света. Как показывают оценки, для  $h\nu = 117, \dots, 129$  мэВ, которые использовались в наших электрооптических экспериментах, межподзонный вклад в  $\Delta|n_p - n_s|$  превышает межзонный более чем на порядок.

Отметим, что двулучепреломление, вызванное разогревом и дрейфом электронов в электрическом поле и связанное с межзонными переходами электронов при  $h\nu \approx E_g$ , было изучено в [5] для трехмерного случая.

Природа обнаруженного в настоящей работе красного сдвига линии поглощения связана с эффектами непарabolичности и обменного взаимодействия. Мы провели модельный расчет трансформации линии межподзонного поглощения при разогреве электронов. В качестве нулевого приближения для энергетического спектра 2D электронов мы использовали модель Экенберга [6], учитывающую эффекты непарabolичности. В соответствии с этой моделью, кривизна дисперсионных кривых  $E_n(\mathbf{k})$  для основной ( $n = 1$ ) и возбужденной ( $n = 2$ ) подзон существенно различна, что уже само по себе приводит к спектральному сдвигу линии поглощения при разогреве электронов (за счет перераспределения электронов по состояниям в  $k$ -пространстве).

Дальнейшие расчеты показали, что значительно более заметное влияние на трансформацию линии межподзонного поглощения при разогреве электронов оказывает их обменное взаимодействие. Из-за обменных эффектов перераспределение электронов в  $k$ -пространстве при их разогреве сопровождается изменением формы дисперсионных кривых  $E_n(\mathbf{k})$ .

Для вычисления обменных поправок к энергетическому спектру 2D электронов мы использовали результаты Бандара и др. [7], обобщив их на случай ненулевой электронной температуры и возбужденных подзон ( $n > 1$ ):

$$\Delta E(\mathbf{k}) = -\frac{e^2}{\epsilon} \int d^3r \int d^3r' \sum_m \sum_{k'} f_m(\mathbf{k}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \Psi_m^*(\mathbf{k}', \mathbf{r}') \Psi_m(\mathbf{k}', \mathbf{r}') \Psi_m(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \Psi_m^*(\mathbf{k}, \mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\Psi_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = (\sqrt{S})^{-1} e^{i\mathbf{k}\vec{\rho}} \phi_n(x)$  – волновая функция электрона в  $n$ -ой подзоне,  $\mathbf{r} = (\vec{\rho}, x)$ ,  $\vec{\rho}$  – двумерный вектор в плоскости слоя ( $S$  – площадь структуры),

$x$  – координата в ортогональном направлении,  $\phi_n(x)$  – волновая функция электрона в одномерной яме,  $\mathbf{k}$  – двумерный волновой вектор электрона,  $f_m(\mathbf{k})$  – функция распределения электронов в  $m$ -й подзоне.

Преимущество, что все электроны сосредоточены в нижней подзоне и их распределение по энергиям описывается фермиевской функцией с некоторой температурой  $T_e$ :

$$f_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{\exp[(E_1(\mathbf{k}) - E_F)/k_B T_e] + 1}, \quad f_m(\mathbf{k}) = 0 \quad (m \geq 2), \quad (2)$$

можно преобразовать интеграл (1) к виду

$$\Delta E_n(\mathbf{k}) = -2\pi \frac{e^2}{\epsilon} \int \frac{d^2 k'}{(2\pi)^2} f_1(\mathbf{k}') \int dx \int dx' \phi_1^*(x') \phi_n(x') \phi_1(x) \phi_n^*(x) \frac{e^{-|\mathbf{k}-\mathbf{k}'||x-x'|}}{|\mathbf{k}-\mathbf{k}'|}. \quad (3)$$

С помощью этого выражения мы провели численные расчеты обменных поправок к энергетическому спектру электронов в основной и возбужденной подзонах как для равновесных ( $T_e = T_0$ ), так и для горячих ( $T_e > T_0$ ) электронов. В расчетах полагалось, что температура решетки  $T_0 = 77$  К. Энергия Ферми  $E_F$ , соответствующая заданному значению  $T_e$ , находилась из условия нормировки для функции распределения  $f_1$  с учетом обменных поправок  $\Delta E_1(\mathbf{k})$  (путем итерационной процедуры). Результаты расчетов для исследованной нами структуры представлены на рис.2.

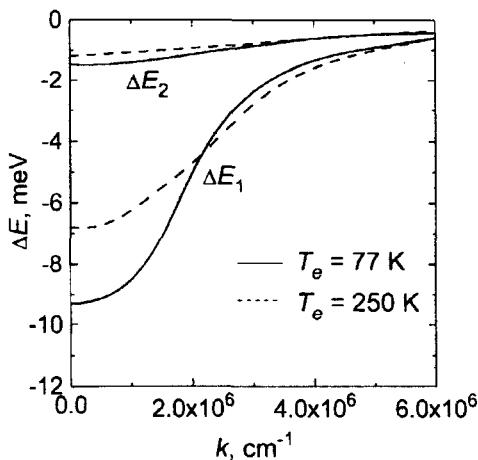


Рис.2. Обменные поправки к энергетическому спектру равновесных и горячих 2D электронов. Расчет при  $T_0 = 77$  К

Отметим, что для центра подзон ( $\mathbf{k} \approx 0$ ) обменное взаимодействие сдвигает электронные состояния вниз по шкале энергий, причем для первой подзоны этот сдвиг в несколько раз больше, чем для второй. С повышением температуры электронов обменные поправки для центра подзон уменьшаются из-за перераспределения электронов из центра первой подзоны к ее периферии. Таким образом, при разогреве электронов электрическим полем не только происходит их перераспределение по состояниям в  $\mathbf{k}$ -пространстве, но еще и меняется сама энергия этих состояний.

Для полученного энергетического спектра электронов  $E_n(\mathbf{k}) + \Delta E_n(\mathbf{k})$  была рассчитана спектральная кривая поглощения света в области межподзонных

переходов электронов из основной подзоны в возбужденную:

$$\alpha(h\nu) \propto \frac{1}{h\nu} \int d^2k |M|^2 \delta(E_2(k) + \Delta E_2(k) - E_1(k) - \Delta E_1(k) - h\nu) f_1(k)[1 - f_2(k)], \quad (4)$$

где матричный элемент перехода  $M \approx 0$  для волны  $s$ -поляризации и  $M \neq 0$  для волны  $p$ -поляризации. Подчеркнем, что в (4)  $f_1$  и  $f_2$  определяются температурой электронов  $T_e$ ;  $M$ ,  $E_1$  и  $E_2$  – температурой решетки  $T_0$ , а  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  зависят от обеих температур.

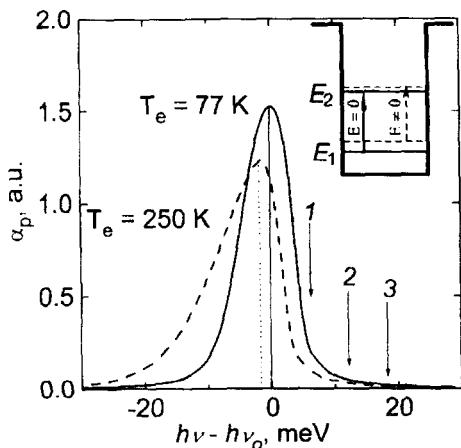


Рис.3. Сдвиг и уширение линии межподзонного поглощения при разогреве 2D электронов. Расчет при  $T_0 = 77$  К. Стрелки 1, 2, 3 указывают положение линий излучения лазера, на которых была экспериментально исследована электрооптическая модуляция (соответственно 117, 123 и 129 мэВ). На вставке показаны переходы электронов в квантовой яме под действием света при  $k = 0$

На рис.3 представлены результаты расчета формы линии межподзонного поглощения для исследованной структуры в равновесии и в условиях разогрева электронов. Для более удобного сравнения с экспериментом расчетная линия поглощения дополнительно уширена по Лоренцу (величина уширения  $2\Gamma_0 = 2.7$  мэВ подобрана в соответствии с экспериментальной кривой равновесного поглощения). Расчетные кривые изображены в относительной шкале  $h\nu - h\nu_0$ , где  $h\nu_0$  – равновесное положение пика межподзонного поглощения. Это позволяет не учитывать деполяризационного сдвига (который почти не меняется с разогревом электронов). Как видно из рисунка, рассмотренная модель дает "красный" сдвиг пика межподзонного поглощения и его уширение при разогреве электронов, что качественно соответствует описанным выше экспериментальным данным по модуляции света в продольном электрическом поле. Сопоставляя наблюдавшееся в эксперименте уменьшение коэффициента поглощения света при  $h\nu = 117$  и 123 мэВ с семейством расчетных кривых межподзонного поглощения на горячих электронах, можно получить полевую зависимость температуры горячих электронов. В частности, для поля  $E = 1000$  В/см получаем, что электроны разогреваются до температуры  $T_e \approx 250$  К (в этом поле средняя мощность, приобретаемая одним электроном,  $e\mu_n E^2 = 3.7 \cdot 10^{-10}$  Вт, где  $\mu_n$  – электронная подвижность). Это хорошо согласуется с экспериментальными данными для температуры горячих электронов, полученными в работе [8] для подобных квантовых ям в результате анализа горячей фотолюминесценции (при той же мощности, приходящейся на один электрон).

Авторы признательны А.Я.Шику, А.Г.Петрову и А.Я.Казакову за обсуждение ряда вопросов, затронутых в настоящей работе. Работа поддержана Рос-

сийским фондом фундаментальных исследований (грант 96-02-17404а), РФФИ – INTAS (грант 00615.196), ГКНТ РФ (грант 1-093/4).

---

1. *Intersubband Transitions in Quantum Wells*, Eds. E.Rosencher, B.Levine, NATO ASI Series, Ser. B, Physics, v.288. Plenum Press, N.Y. and London, 1992.
2. J.Faist, F.Capasso, D.L.Sivco et al., *Science* **264**, 553 (1994).
3. D.Kaufman, A.Saar, and N.Kuze, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2543 (1994).
4. A.Fainstein, P.Etchegion, P.V.Santos, et al., *Phys. Rev. B* **50**, 11850 (1994).
5. Л.Е.Воробьев, В.И.Стадеев, Д.А.Фирсов, *ФТП* **18**, 513, 565 (1984).
6. U.Ekenberg, *Phys. Rev. B* **40**, 7714 (1989).
7. K.M.S.V.Bandara, D.D.Coon, and O.Byunsung, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1931 (1988).
8. E.Ozturn, N.C.Constantionu, A.Straw et al., *Semic. Sci. Technol.* **9**, 782 (1994).