

ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА ИЗ КВАДРАТНЫХ ЯМ В ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, Д.А.Фирсов¹⁾, Е.Б.Бондаренко, Г.Г.Зегря⁺,
Е.Тове*²⁾

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

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

* University of Virginia, Thornton Hall, Charlottesville
VA 22903-2442, USA

Поступила в редакцию 11 марта 1998 г.

Обнаружено и исследовано излучение терагерцевого диапазона при разогреве двумерных электронов сильным электрическим полем, приложенным вдоль размерно-квантованных слоев GaAs/AlGaAs. Излучение вызвано непрямыми оптическими переходами горячих электронов в нижней зоне размерного квантования. Экспериментально полученные спектры излучения сравниваются с рассчитанными с учетом рассеяния электронов на оптических фононах, примесях, шероховатостях грани и при электрон-электронном рассеянии. Получено удовлетворительное согласие. Сравнение спектров позволило определить температуру горячих электронов.

PACS: 78.20.Jq, 78.66.-w

1. Введение. Внутризонные (происходящие в пределах зоны проводимости или валентной зоны) переходы электронов и дырок в квантовых ямах в течение последних десяти лет широко исследуются [1]. Отчасти это связано с созданием быстродействующих детекторов и модуляторов инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Новый импульс это направление в физике низкоразмерных систем получило после создания квантовых "каскадных" [2] и "фонтанных" [3] лазеров. Большинство работ по оптическим внутризонным явлениям посвящено изучению поглощения и эмиссии ИК излучения при прямых переходах электронов или дырок между подзонами размерного квантования. В частности, имеются работы по эмиссии дальнего ИК излучения, связанной с межуровневыми прямыми переходами горячих электронов [4] и дырок [5–7] в квантовых ямах. Однако, насколько нам известно, нет работ по исследованию излучения при внутризонных переходах горячих носителей заряда в квантовых ямах. Между тем такое явление сопровождается также и эмиссией света при прямых переходах и служит источником информации о носителях заряда.

В настоящей работе обнаружено и экспериментально и теоретически исследовано новое явление – излучение терагерцевого диапазона при не прямых внутризонных переходах горячих электронов в системе квантовых ям в продольном электрическом поле. Несмотря на то, что внутризонное излучение изучено в настоящей работе в конкретных GaAs/AlGaAs структурах с квантовыми ямами (GaAs/AlGaAs MQW) при разогреве электронов электрическим полем, оно носит общий характер и может наблюдаться в разных системах и приборах с квантовыми ямами для всех случаев,

¹⁾ e-mail: dmfir@phsc2.stu.neva.ru

²⁾ E.Towe

когда энергия неравновесных электронов или дырок больше средней энергии равновесных носителей заряда. Такая ситуация реализуется, например, при инжекции или туннелировании в гетероструктурах, наноструктурах, при возбуждении носителей заряда светом и т. д.

Анализ спектров излучения позволяет, как показано ниже, определить температуру горячих электронов T_e . Такой метод определения температуры горячих носителей заряда универсален и имеет преимущества как перед известным методом нахождения T_e из анализа коротковолнового крыла спектра фотолюминесценции (см., например, [8]), так и по сравнению с методикой нахождения T_e из изучения транспортных явлений.

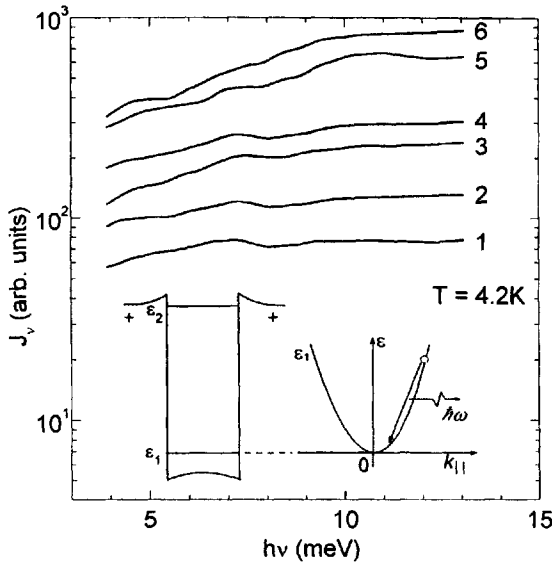


Рис.1. Экспериментально полученные спектры спонтанного излучения из структур с GaAs/Al_{0.22}Ga_{0.78}As квантовыми ямами для различных напряженностей внешнего продольного электрического поля E , В/см: 1 – 71, 2 – 214, 3 – 286, 4 – 414, 5 – 1429, 6 – 2000. На вставке – уровни энергии в квантовой яме и схема оптических переходов

2. Расчет спектров эмиссии. Рассмотрим простую селективно-легированную (легирован барьер) прямоугольную квантовую яму с одним или несколькими, например двумя, уровнями размерного квантования ϵ_1 и ϵ_2 (см. вставку к рис.1). Если расстояние $\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$ между подзонами размерного квантования в квантовой яме достаточно велико, то поглощение и излучение света с энергией кванта $\hbar\nu \ll \Delta\epsilon$, поляризованного в плоскости квантово-размерных слоев (вектор поляризации $e_\omega \perp Z$, Z – направление роста структуры), может происходить только благодаря непрямым переходам электронов в пределах основной подзоны $\epsilon_1(k_{\parallel})$. Выполнение закона сохранения импульса обеспечивается благодаря процессам рассеяния электронов, среди которых в качестве основных можно выделить рассеяние на оптических фононах, примесях, шероховатостях интерфейса и электрон-электронное рассеяние. Отметим, что поглощение света, поляризованного перпендикулярно слоям ($e_\omega \parallel Z$), может происходить только через промежуточные состояния во второй подзоне размерного квантования $\epsilon_2(k_{\parallel})$, однако, как показывает расчет, из-за выполнения условия $\hbar\nu \ll \Delta\epsilon$ вклад таких переходов в поглощение невелик, и мы в настоящей работе не будем его рассматривать.

Спектральная плотность спонтанно испущенных квантов света описывается следующей формулой:

$$\frac{dN}{d\omega} = \rho_{\omega} W^{em} = \rho_{\omega} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}'} w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') f_{\mathbf{k}} (1 - f_{\mathbf{k}'}), \quad (1)$$

где волновые векторы \mathbf{k} и \mathbf{k}' описывают начальное и конечное состояния электрона в акте поглощения света, $\rho_{\omega} = 2n^3\omega^2/\pi c^3$ – плотность состояний фотонов, n – показатель преломления, c – скорость света, $w(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ – вероятность эмиссии кванта света при не прямых переходах, определяемая во втором порядке теории возмущений следующим образом:

$$w(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_i \frac{H^{\omega} H^s}{\epsilon_0 - \epsilon_i} \right|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_0). \quad (2)$$

Здесь ϵ_0 , ϵ_1 и ϵ_f – энергии начального, промежуточного и конечного состояний системы, H^{ω} – матричный элемент энергии взаимодействия электрона со светом, H^s – матричный элемент энергии взаимодействия при рассеянии электрона. Выражения для H^{ω} и H^s для электрон-фотонного рассеяния приведены в работе [9]. Матричный элемент взаимодействия электрона с ионизованной примесью получен в работе [10]. Рассеяние электрона на несовершенствах границы (interface roughness) рассмотрено, например, в [11]. В настоящей работе использован упрощенный вариант подхода, использованного в [11]. Параметром расчета являлась концентрация рассеивающих островков на границе раздела GaAs и AlGaAs, которая определялась из сравнения теоретически рассчитанных и определенных из эксперимента значений подвижности электронов.

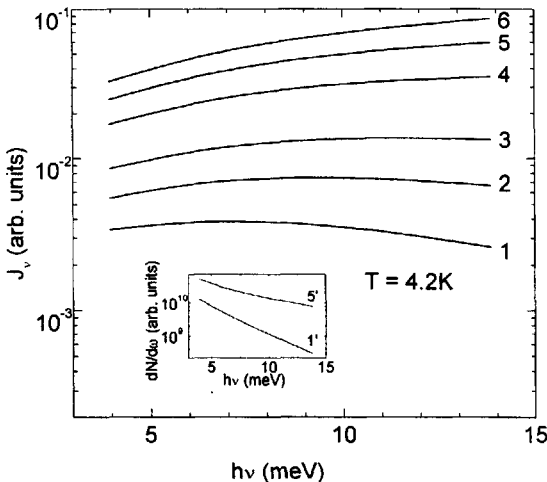


Рис.2. Рассчитанные спектры спонтанного излучения из структуры с учетом самопоглощения излучения для различных температур электронного газа T_e , К: 1 – 50, 2 – 70, 3 – 100, 4 – 200, 5 – 300, 6 – 400. На вставке: спектральная плотность излучения при $T_e = 50$ К (1') и 300 К (5') без учета самопоглощения

В работе показано, что межэлектронное рассеяние также может привести к поглощению и эмиссии длинноволнового излучения, однако необходимым условием этого является учет непараболичности энергетического спектра электрона в квантовой яме. Для предельных случаев невырожденного и сильно вырожденного электронного газа получены аналитические выражения для вероятности переходов. Так

для случая невырожденного электронного газа кулоновское электрон-электронное взаимодействие приводит к следующему выражению для вероятности спонтанного испускания кванта света:

$$W^{em} = \frac{2^{10} \pi^3 n_s^2 \lambda_g^4 e^2 (k_B T_e)^2 \epsilon_b}{n^2 L_W \hbar (\hbar \omega)^2 \hbar \omega} \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{k_B T_e}\right). \quad (3)$$

Здесь n_s – поверхностная концентрация электронов в квантовой яме, $\lambda_g = \hbar / \sqrt{2m_c \epsilon_g}$, ϵ_g – ширина запрещенной зоны, L_W – ширина ямы, T_e – электронная температура, $\epsilon_b = m_e e^4 / 2\hbar^2 k_0^2$ – боровская энергия для электронов в кристалле, m_e – эффективная масса, k_0 – статическая диэлектрическая проницаемость.

В расчете спектральной плотности, согласно [1], мы использовали фермиевскую функцию распределения с электронной температурой T_e и учитывали вышеприведенные механизмы рассеяния электронов.

Для корректного сравнения рассчитанных и полученных на эксперименте спектров спонтанного излучения мы дополнительно учитывали в расчетах самопоглощение излучения. С этой целью, наряду с расчетами по эмиссии, проводился расчет коэффициента внутризонного поглощения $\alpha(\omega)$. Самопоглощение приводит к тому, что излучение выходит из образца с глубины, не превышающей обратного коэффициента поглощения $1/\alpha(\omega)$. Таким образом, учет спектральной зависимости коэффициента поглощения вносит существенные поправки в спектральную плотность излучения, рассчитанную по (1).

3. Образцы и экспериментальная методика. Исследованные гетероструктуры GaAs/Al_{0.22}Ga_{0.78}As содержали 150 нелегированных квантовых ям с шириной $L_W = 6$ нм, разделенных легированными барьерами с шириной $L_B = 14$ нм. Ширина спейсера составляла 4 нм. Они были выращены методом МВЕ на полуизолирующей GaAs подложке. Подвижность электронов при $T = 77$ К составляла величину $\mu = 3300$ см²/Вс. Поверхностная концентрация электронов $n_s = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². На торцы структуры наносились омические контакты, к которым прикладывалось импульсное электрическое поле ($\Delta t = 200$ нс), разогревающее электроны. Эксперимент проводился при температуре $T = 4.2$ К. Электрический ток протекал в структуре параллельно квантоворазмерным слоям. Длинноволновое излучение наблюдалось из торца структуры с помощью широкополосного фотоприемника из Ge<Ga>. Спектры излучения измерялись с помощью перестраиваемого магнитным полем фильтра из n-InSb (методика исследования спектра более подробно описана в [12]).

4. Результаты эксперимента и расчета. На рис.1 представлены спектры спонтанного излучения из описанных выше структур для различных напряженностей продольного электрического поля. Структура на кривых не является отражением особенностей явления и связана с погрешностью эксперимента. С ростом напряженности электрического поля происходит разогрев электронного газа, что приводит к увеличению наклона кривых для спектров излучения. Результаты расчетов представлены на рис.2. Следует отметить, что в различных областях спектра и при разных значениях электронной температуры соотношение вкладов различных механизмов рассеяния в процессы спонтанной эмиссии меняется. Так, например, при достаточно больших электрических полях $E > 100$ В/см наибольший вклад в спонтанную эмиссию излучения дают переходы электронов с рассеянием на оптических фононах и примесях, тогда как вклад электрон-электронного рассеяния и рассеяния на шероховатостях интерфейса существенно слабее. На спектры излучения, выходящего

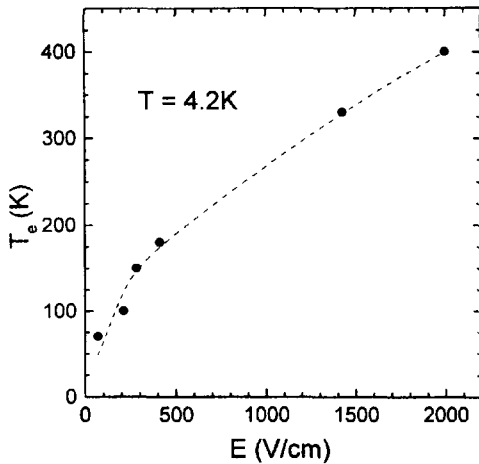


Рис.3. Зависимость электронной температуры, полученная из сравнения данных эксперимента и расчета

из образца, существенно влияет самопоглощение (сравни данные, представленные на рис.2 и на вставке к этому рисунку). Сопоставление полученных экспериментально и рассчитанных спектров излучения позволило определить зависимость электронной температуры от электрического поля (см. рис.3). Полученная зависимость согласуется с результатами работы [13], в которой исследовалось излучение подобного типа, но из одиночного гетероперехода и при существенно меньших напряженностях электрического поля, а также с данными работы [14], в которой электронная температура находилась по коротковолновому крылу спектров межзонного излучения ($h\nu > \epsilon_g$) из GaAs/AlGaAs квантовых ям при мощном оптическом возбуждении.

Работа поддержана частично Российским фондом фундаментальных исследований, грант 96-02-17404; INTAS-RFBR, грант 00615i96; Министерством науки и технологий, программа "Физика твердотельных наноструктур", грант 96-1029, а также Федеральной целевой программой "Интеграция", проект №75.

1. *Intersubband transitions in quantum wells*, Eds. E.Rosencher and 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. O.Gauthier-Lafaye, S.Sauvage, P.Boucaud et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3197 (1997); *Proc. of Intern. Sympos. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, 1997, p.567.
4. E.Gornick, R.Schwarz, D.C.Tsui et al., *Solid State Commun.* **38**, 541 (1981).
5. Л.Е.Воробьев, Л.Е.Голуб, Д.В.Донецкий, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 928 (1996) [L.E.Vorobjev, D.V.Donetsky, and L.E.Golub, *JETP Lett.* **63**, 977 (1996)].
6. В.Я.Алешкин, А.А.Андронов, и др., *Письма в ЖЭТФ* **64**, 478 (1996).
7. V.Ya.Aleshkin, A.A.Andronov et al., *Physica Status Sol. (b)* **204**, 173 (1997); **204**, 563 (1997).
8. *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and phonons*, Eds. C.V.Shank and B.P.Zakharchenya, ser. *Modern problems in condensed mater scieces*, Gen. Eds. V.M.Agranovich, A.A.Maradudin, v. **35**, North-Holland, Amsterdam-London-N.Y.-Tokyo, 1992.
9. В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин, К.Э.Штенгель, *ФТТ* **30**, 1466 (1988).
10. F.V.Gashimzade and E.V.Tairov, *Phys. Stat. Sol. (b)* **160**, K177 (1990).
11. H.Sakaki, T.Noda, K.Hirakawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1934 (1987).
12. Л.Е.Воробьев, Д.В.Донецкий, А.Кастальский, *ФТП* **29**, 1771 (1995).
13. K.Hirakawa, M.Grayson, D.C.Tsui et al., *Phys. Rev.* **B47**, 16651 (1993).
14. E.Ozturk, N.C.Constantinou, A.Straw et al., *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 782 (1994).