

# Латеральный транспорт и дальнейшее инфракрасное излучение электронов в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в сильном электрическом поле

© Н.В. Байдусь, П.А. Белевский\*, А.А. Бирюков, В.В. Вайнберг\*, М.Н. Винославский\*, А.В. Иконников<sup>+</sup>, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук\*, В.Н. Порошин\*.<sup>¶</sup>

Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Институт физики Национальной академии наук Украины,  
03680 Киев, Украина

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 20 апреля 2010 г.)

Показано, что дальнейшее инфракрасное излучение электронов в селективно-легированных гетероструктурах с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в сильных латеральных электрических полях существенно зависит от степени легирования ям. При большой концентрации примеси в узкой яме, более  $(1-2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , излучение обусловлено только непрямыми внутривзрывными переходами электронов. При меньшей концентрации наряду с непрямыми переходами вклад в излучение дают и прямые межподзонные переходы, которые становятся возможными в сильных электрических полях вследствие пространственного переноса электронов между квантовыми ямами.

## 1. Введение

В полупроводниковых гетероструктурах с туннельно-связанными квантовыми ямами (ТСКЯ) существует большое число явлений, связанных с пространственным переносом горячих электронов между ямами в сильном латеральном электрическом поле. Отрицательная дифференциальная проводимость и колебания электрического тока исследовались в 1980–1990 годах во многих работах (см., например, [1–4]). Изменение коэффициента поглощения и преломления света при межподзонных переходах электронов было обнаружено и исследовано в работах [5,6].

В ряде публикаций предлагалось использовать пространственный перенос электронов между туннельно-связанными квантовыми ямами для получения инверсии электронной заселенности подзон размерного квантования [7–9]. В слабом электрическом поле при достаточно низких температурах электроны заполняют нижнюю подзону в широкой квантовой яме, где их подвижность высока. С увеличением поля они, разогреваясь, переходят в энергетические состояния с большей энергией в соседней узкой квантовой яме, где их подвижность и, следовательно, разогрев полем уменьшаются. Неравновесное накопление электронов в этих состояниях происходит, если обмен носителями между ямами идет при рассеянии на оптических фононах. Различие подвижностей электронов может быть вызвано дополнительным рассеянием в узкой яме за счет ее селективного легирования или создания шероховатости гетерограниц.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования высокополевого латерального электрического транспорта и дальнего инфракрасного (ДИК) излучения электронов в таких гетероструктурах. Оценены величины разогрева и подвижности электронов в разных квантовых ямах при различных значениях напряженности электрического поля.

## 2. Образцы и методика измерений

Исследовались многослойные гетероструктуры  $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с разным содержанием индия (от 8 до 20%), содержащие 20 пар туннельно-связанных квантовых ям. Они были выращены методом газотранспортной эпитаксии на подложках полуизолирующего GaAs (001).

Пары ям были разделены барьерами GaAs толщиной  $800 \text{ \AA}$ . Толщина барьера между ТСКЯ составляла 30 или  $50 \text{ \AA}$ . Были исследованы структуры с такими ширинами ям: 50 и 150, 100 и 200, 100 и  $170 \text{ \AA}$ . Часть структур была селективно легирована в центр узкой ямы примесью кремния с концентрацией  $(1-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на период. Остальные структуры были однородно легированы (полная концентрация  $N_s = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на период).

Исследование электрического транспорта и ДИК излучения электронов проводилось в импульсных электрических полях. Длительность импульса прикладываемого к образцу напряжения до 1000 В составляла  $\tau = 400 \text{ нс}$ . Это позволило избежать возникновения акустоэлектрических доменов, время инкубации которых в исследуе-

<sup>¶</sup> E-mail: poroshin@iop.kiev.ua

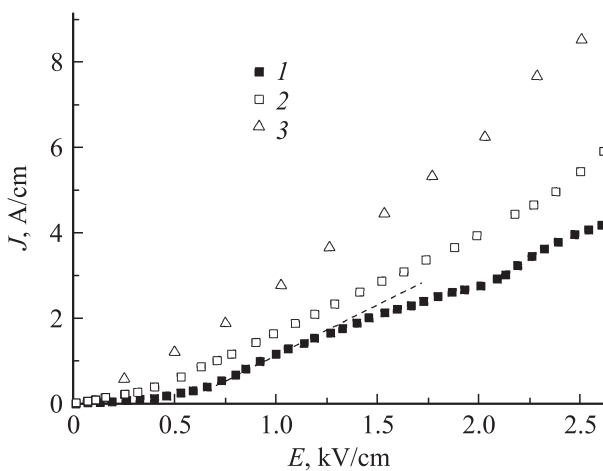
мых образцах для полей  $E < 3$  кВ больше  $\tau$  [10]. Для исключения перегрева образца использовался режим одиночных импульсов.

ДИК излучение регистрировалось в спектральной области от 9 до 25 мэВ приемником Ge:Ga, перед которым располагался фильтр — пленка черного полиэтилена. Измерение осциллограмм импульсов напряжения, тока через образец и импульсов напряжения с приемника осуществлялось цифровым осциллографом Tektronix TDS1002, соединенным с компьютером. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились при температурах  $T = 4.2$  и 100 К, а полевых зависимостей ДИК излучения — при  $T = 4.2$  К.

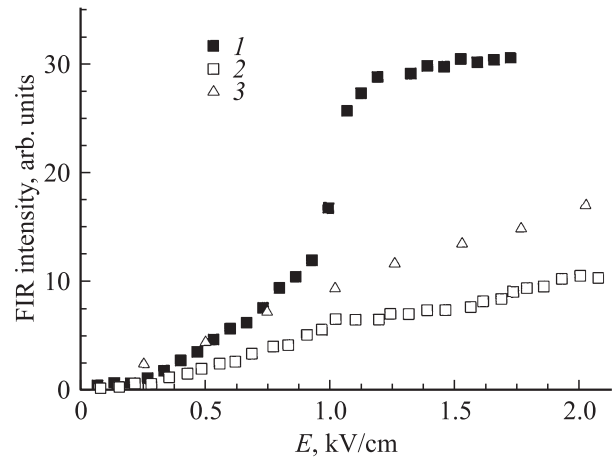
### 3. Результаты и обсуждение

Типичные ВАХ для гетероструктур с разным типом легирования при температуре 4.2 К представлены на рис. 1. ВАХ образцов с однородным легированием и с селективным легированием при большой концентрации примесей подобны: ток сверхлинейно и монотонно растет с ростом напряженности поля. Такой вид зависимости указывает на доминирующую роль рассеяния на ионизованных примесях. С ростом энергии электронов при разогреве в электрическом поле увеличивается их подвижность.

Для селективно-легированных образцов с малой концентрацией примесей вид ВАХ существенно изменяется. В области полей от 1 до  $\sim 2$  кВ/см наблюдается более слабый рост тока, чем при меньших и больших полях. При повышении температуры до 100 К эта особенность ВАХ пропадает и ВАХ приобретает примерно такой же вид, как и в однородно легированных или селективно-легированных образцах с большой концентрацией при 4.2 К, т. е. монотонный и сверхлинейный.



**Рис. 1.** ВАХ гетероструктур с двойными ТСКЯ при  $T = 4.2$  К. 1 и 3 — селективное легирование  $\delta$ -слоем примеси в узкой яме, 2 — однородное легирование в обеих КЯ,  $N_s$ , см $^{-2}$ /период: 1 —  $1.1 \cdot 10^{11}$ , 2 —  $2.7 \cdot 10^{11}$ , 3 —  $3.8 \cdot 10^{11}$ .

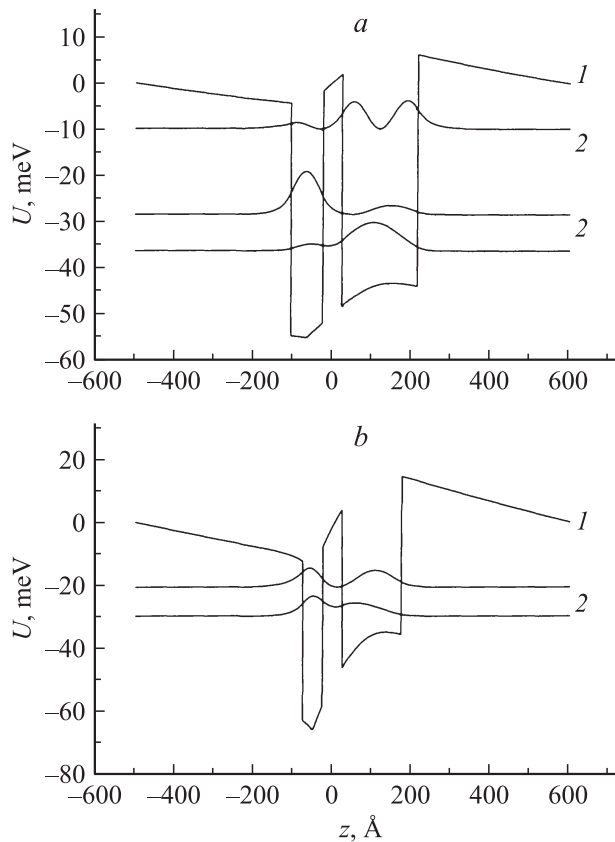


**Рис. 2.** Зависимости интенсивности ДИК от напряженности латерального электрического поля для гетероструктур с двойными ТСКЯ при  $T = 4.2$  К. Обозначения кривых соответствуют обозначениям на рис. 1.

При низкой температуре в слабо легированных образцах на начальном участке ВАХ (до 0.6 кВ/см) ток сильно возрастает с полем, что можно объяснить только возрастанием концентрации свободных электронов вследствие ионизации примесей полем. При более высоких полях концентрация свободных электронов не изменяется, и поведение тока определяется только полевой зависимостью подвижности носителей в зоне проводимости. Отметим, что при 100 К все примеси в таких образцах являются термически ионизованными.

Из всех исследованных образцов при 4.2 К наблюдалось дальнейшее инфракрасное излучение, связанное со свободными электронами (форма импульсов напряжения с приемника практически совпадала с формой тока в образце). Зависимости интегральной интенсивности излучения от величины электрического поля представлены на рис. 2. Для образцов с однородным легированием и с селективным легированием при большой концентрации примесей интенсивность излучения монотонно увеличивается с ростом поля, что характерно для излучения света горячими электронами (непрямые внутривзрывные переходы). Подобная зависимость наблюдается и для селективно-легированных образцов с малой концентрацией примесей при полях, меньших приблизительно 1.0 кВ/см. Однако, при  $E > 1.0$  кВ/см интенсивность излучения сначала резко увеличивается, а затем стремится к насыщению. Резкое возрастание интенсивности начинается в полях, приблизительно соответствующих началу особенности ВАХ в этих образцах.

Причина столь сильного различия в полевых зависимостях тока и интенсивности ДИК излучения в селективно-легированных образцах с большой и малой концентрациями примесей может быть связана с разным распределением электронов по туннельно-связанным квантовым ямам после ионизации примесей. На рис. 3 показаны профиль потенциала ТСКЯ, энергетический



**Рис. 3.** Профили одного периода потенциала дна зоны проводимости и квадратов огибающих волновых функций электронов на уровнях размерного квантования в направлении, перпендикулярном слоям КЯ, в условиях, когда  $\delta$ -примесь в узкой яме ионизована, но разогрев электронов сильным электрическим полем отсутствует. *a* —  $N_s = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ /период, *b* —  $N_s = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ /период. 1 — профиль дна зоны проводимости; 2 — квадраты огибающих волновых функций. Их положение по энергии в области боковых барьеров соответствует энергетическому положению уровней размерного квантования в КЯ.

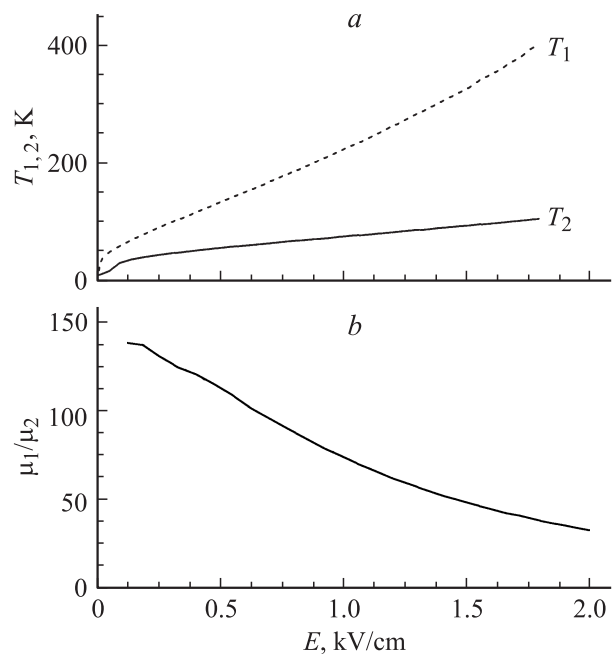
спектр и квадраты огибающих волновых функций электронов в направлении, перпендикулярном слоям КЯ, для данных образцов. Они получены с учетом влияния пространственного заряда, создаваемого свободными электронами и ионизованными примесями, путем самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Видно, что в случае сильного легирования изгиб потенциала, вызываемый полем пространственного заряда, настолько велик, что волновая функция электронов на нижшем энергетическом уровне и, следовательно, их плотность не сильно отличаются в узкой и широкой ямах. Поэтому при разогреве носителей электрическим полем не следует ожидать большого пространственного перераспределения электронов между ямами.

В случае же слабого легирования изгиб потенциала мал и большая часть электронов сосредоточена в широкой яме на первом энергетическом уровне, где их подвижность велика. Латеральное электрическое поле,

разогревая электроны, приводит к заполнению вышележащих состояний этой подзоны. В результате становятся возможными переходы электронов во вторую подзону при рассеянии на фонах и примесях, вследствие чего они оказываются в узкой яме. Обратный переход носителей оказывается затрудненным из-за меньшего разогрева в узкой яме вследствие меньшей подвижности. Как следствие пространственного переноса, рост тока при увеличении электрического поля замедляется.

Чтобы оценить правильность такого объяснения наблюдаемой особенности ВАХ в селективно-легированных образцах с малой концентрацией примеси, мы рассчитали зависимости средних энергий электронов в обеих ямах от электрического поля, считая функцию распределения электронов по энергии максвелловской. Такое допущение приемлемо для исследованных концентраций носителей и при небольшом их разогреве. Электронные температуры определялись из баланса мощностей, получаемых электронами от электрического поля и отдаваемых кристаллической решетке при взаимодействии с фонами. Для средней скорости потерь энергии носителями при рассеянии на акустических и полярных оптических фонах использованы выражения из [11]. Результаты расчета приведены на рис. 4.

Видно, что при всех величинах электрического поля электронная температура в широкой квантовой яме больше, чем в узкой яме. Например, при  $E = 1 \text{ кВ/см}$  в широкой яме она равна 210 К, что почти в 3 раза больше, чем в узкой. Подвижность носителей при таком



**Рис. 4.** Рассчитанные зависимости электронной температуры в широкой и узкой КЯ,  $T_1$  и  $T_2$  соответственно (*a*); и отношения подвижностей горячих электронов в широкой и узкой КЯ (*b*) от латерального электрического поля.  $T_{\text{lattice}} = 10 \text{ К}$ , ширины КЯ 100 и 200 Å.

поле в узкой яме почти в 70 раз меньше, чем в широкой яме. Как следствие, переход электронов в узкую яму сопровождается уменьшением роста суммарного тока с полем.

Электроны, перешедшие в узкую квантовую яму, могут излучать свет при не прямых внутриподзонных переходах (как и в широкой яме) и прямых переходах в состояния первой подзоны размерного квантования. Последние переходы возможны благодаря перекрытию волновых функций электронов в этих двух подзонах (рис. 3). Энергия таких переходов соответствует спектральной чувствительности используемых нами приемников. Прямые переходы приводят к дополнительному увеличению регистрируемой интенсивности ДИК излучения. Однако это увеличение относительно невелико, что связано с недостаточно высокой вероятностью переходов из-за слабого перекрытия волновых функций электронов первой и второй подзон размерного квантования в узкой яме.

Таким образом, в работе показано, что учет объемного заряда, возникающего из-за пространственного перераспределения электронов между туннельно-связанными квантовыми ямами, существенно влияет на характеристики ДИК излучения горячими электронами в таких структурах.

Авторы выражают благодарность проф. О.Г. Сарбею за полезную дискуссию.

Работа поддержана Фондами фундаментальных исследований России и Украины (гранты № 10-02-00501а, 09-02-90479-Укр\_ф\_а, 10-02-00371-а и Ф25/054).

## Список литературы

- [1] З.С. Грибников. ФТП, **6**, 1380 (1972).
- [2] K. Hess, H. Morkoç, H. Shichijo, B.G. Streetman. Appl. Phys. Lett., **35**, 469 (1979).
- [3] Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kozinovsky. J. Appl. Phys., **77**, 1337 (1995).
- [4] E. Okuno, N. Sawaki, I. Akasaki, H. Kano, M. Hashimoto. Jpn. J. Appl. Phys., **30**, 1373 (1991).
- [5] 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).
- [6] В.Л. Зерова, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, Е. Тове. ФТП, **41**, 615 (2007).
- [7] V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, E.V. Demidov, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, D.G. Revin; B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, E.V. Uskova, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, S.N. Danilov, I.E. Titkov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov. Proc. SPIE, **4318**, 192 (2001).
- [8] В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов. ФТП, **36**, 724 (2002).
- [9] А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова. ФТП, **39**, 53 (2005).
- [10] V.V. Vainberg, Yu.N. Gudenko, P.A. Belevskii, M.N. Vinoslavskii, V.N. Poroshin, V.M. Vasetskii. Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies, **4**, 41 (2006).

- [11] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах* (СПб., Наука, 2000).

Редактор Л.В. Беляков

## Lateral transport and far Infrared emission of electrons in the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures with double tunnel-coupled quantum wells under a strong electric field

N.V. Baidus, P.A. Belevskii\*, A.A. Biriukov, V.V. Vainberg\*, M.N. Vinoslavskii\*, A.V. Ikonnikov+, B.N. Zvonkov, A.S. Pylypchuk\*, V.N. Poroshin\*

Research Scientific Physical-Technical Institute of Lobachevskii State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

\* Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03680 Kiev, Ukraine

+ Institute for Microstructure Physics, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** It is shown that far infrared emission of hot electrons in selectively doped heterostructures with double tunnel-coupled quantum wells under strong lateral electric fields significantly depends on the doping level in the wells. In the case of high impurity concentration in the narrower well, more than  $(1-2) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , emission is caused only by indirect intrasubband transitions of electrons. At lower impurity concentrations along with the indirect transitions a contribution to emission is given by the direct intersubband transitions of electrons which become possible under strong electric fields in consequence of the real space transfer of electrons between quantum wells.