

# Влияние ширины барьера между двойными связанными квантовыми ямами GaAs/InGaAs/GaAs на биполярный транспорт и терагерцевое излучение горячими носителями в латеральном электрическом поле

М.Н. Винославский, П.А. Белёвский, В.Н. Порошин, В.В. Вайнберг

*Институт физики Национальной академии наук Украины, г. Киев, 03680, Украина*

E-mail: mvinos@iop.kiev.ua

Н.В. Байдусь

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

Статья поступила в редакцию 13 ноября 2019 г., опубликована онлайн 24 апреля 2020 г.

Установлено, что в гетероструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs с асимметричными двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в условиях биполярной латеральной проводимости полевые зависимости тока и интегральной интенсивности внутризонной терагерцевой электролюминесценции качественно различаются для разных толщин барьера между ямами. В случае толстых ( $\sim 50$  Å) барьеров при полях, меньших полей неустойчивостей ганновского типа, наблюдаются высокочастотные осцилляции тока, а интенсивность излучения монотонно возрастает с ростом поля во всем исследованном диапазоне полей (до 3 кВ/см). Для малых толщин ( $\sim 30$  Å) барьеров осцилляции тока практически отсутствуют, а интенсивность излучения сильно возрастает с полем при напряженностях больших 1,5–2 кВ/см. Возрастание интенсивности излучения объясняется добавлением к непрямым внутривозонным переходам прямых переходов электронов и дырок между подзонами размерного квантования. Показано, что наблюдаемые отличия могут быть объяснены различным отношением времени межзонной излучательной рекомбинации неосновных носителей тока (дырок) в узких ямах и времени их туннелирования в широкие ямы, которое зависит от толщины барьеров между ямами.

Ключевые слова: гетероструктуры, латеральный транспорт, пространственный перенос, терагерцевое излучение, токовые неустойчивости, время туннелирования.

## Введение

Двойные квантовые ямы, представляющие собой систему двух ям, разделенных тонким барьером, являются объектами экспериментальных и теоретических исследований уже на протяжении трех десятилетий. Большое число работ посвящено исследованию явлений в таких системах в продольном электрическом поле, главным образом связанных с разогревом носителей тока полем (электронов или дырок) в ямах или вызываемым разогревом перераспределением носителей между ямами. К ним относятся: излучение горячих носителей [1–3], нелинейность электрического транспорта [4,5], модуляция межподзонного поглощения света и показателя преломления [6,7], инверсия электронной заселенности

подзон размерного квантования [3,8,9], изменение рассеяния носителей тока вследствие пространственного перераспределения горячих носителей [4] и т.п. Многие из этих явлений уже используются для создания различных устройств микроэлектроники (см., например, [10,11]).

В гетероструктурах  $n$ -типа InGaAs/GaAs с двойными асимметрично легированными ямами с электрическими контактами In или Au/Ge, которые обычно используются для таких структур, при напряженностях электрического поля больших 50 В/см наблюдали электролюминесценцию, спектр которой соответствовал рекомбинационному излучению при оптических переходах между основными состояниями зоны проводимости и валентной зоны в квантовых ямах [12]. Это указывало на появление в та-

ких полях неосновных носителей — дырок и, следовательно, на биполярный характер проводимости. Установлено, что дырки возникают вблизи анодного контакта, что может быть связано с существованием большой напряженности поля, достаточной для зонно-зонного пробоа. Столь большая величина поля может быть обусловлена наличием металлических шунтов, которые могут возникать в приконтактной области из-за диффузии металла контакта в полупроводник по дислокациям (см., например, [13]). Из измерений пространственного распределения излучения установлено, что длина дрейфа неосновных носителей аномально большая (для поля  $F \sim 2$  кВ/см она составляет 3–4 мм). Эффект объяснен пространственным разделением электронов и дырок по разным квантовым ямам. Это затрудняет рекомбинацию носителей и приводит к увеличению их времени жизни. Разделение вызывается внутренним электрическим полем между ямами, которое существует из-за несимметричного их легирования.

В настоящей работе приведены результаты исследования продольного электрического транспорта и внутрizonной терагерцевой электролюминесценции в таких гетероструктурах с разной толщиной барьеров между ямами в условиях наличия двух типов носителей заряда.

### Эксперимент

Исследовались многослойные селективно легированные гетероструктуры  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{GaAs}$ , выращенные методом MOVPE на (100)-поверхности полуизолирующих подложек GaAs. Структура состояла из 50 или 20 идентичных периодов, разделенных барьерами шириной 800 Å, непрозрачными для электронов. В структурах I типа каждый период содержал пару квантовых ям InGaAs шириной 80 и 160 Å, разделенных барьером GaAs шириной  $\sim 50$  Å. В структурах II типа ширина ям была приблизительно такой же, как в структурах I, но ширина барьера между ямами составляла  $\sim 30$  Å. Узкие ямы были  $\delta$ -легированы Si с концентрацией  $N_i = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в центре ямы. Широкие ямы были нелегированными. Из пластины гетероструктуры выкалывались прямоугольные образцы размерами 5×3 мм. Омические контакты к ним были сделаны путем осаждения слоев Ge/Au или In на верхний слой GaAs и отжига при 450 °C. Расстояние между контактами составляло от 1,5 до 4 мм.

Профиль края зоны проводимости, уровни энергии электронов и огибающие волновые функции на этих уровнях для одной из исследуемых структур показаны на рис. 1. Они рассчитаны с помощью самосогласованного решения системы уравнений Шредингера и Пуассона для температуры 4,2 К. Для основного состояния  $e_1$  волновая функция локализована в основном в широкой квантовой яме, а для первого возбужденного состояния  $e_2$  — в узкой яме. Величина энергии Ферми при данном уровне легирования структуры на несколько мэВ больше

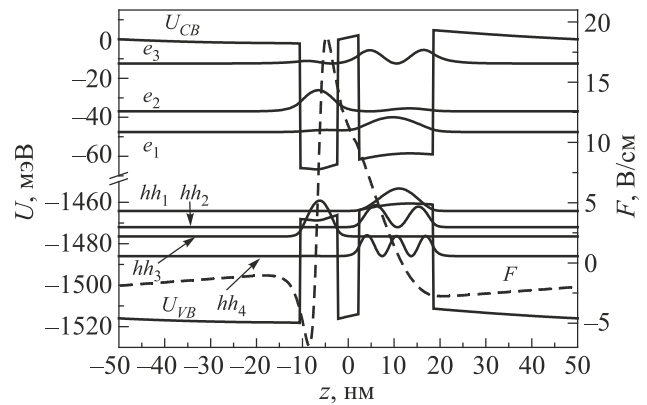


Рис. 1. Профили потенциала дна зоны проводимости  $U_{CB}$  и валентной зоны  $U_{VB}$  одного периода структуры, положение нижних по энергии уровней размерного квантования для электронов и дырок и квадраты модулей волновых функций носителей на этих уровнях.  $F$  — распределение встроенного электрического поля.

энергии основного состояния  $e_1$ . Поэтому при данной температуре электроны переходят из узкой легированной ямы в широкую в состояние  $e_1$ . Эти электроны и положительные ионы примеси в узкой яме создают встроенное электрическое поле  $F$  между ямами. Пространственное распределение его показано на рис. 1.

Измерения транспорта носителей проводились в импульсных электрических полях. Импульсы напряжения, приложенного к образцам, изменялись до  $U = 1000$  В по амплитуде с длительностью 1,5–2,0 мкс. Для того чтобы избежать джоулева нагрева образцов, частота повторения импульсов не превышала 1 Гц. Величины напряжения и тока, протекающего через образец, измерялись цифровым осциллографом Tektronics TDS 1002 с полосой пропускания 60 МГц. Электролюминесценция в интервале длин волн 0,7–0,85 мкм измерялась монохроматором, оснащенный фотоумножителем с временем нарастания  $\sim 10^{-8}$  с. Интегральная интенсивность электролюминесценции в терагерцевой области (от 2,5 до 6 ТГц) измерялась охлаждаемым до 4,2 К приемником Ge:Ga с фильтром из черного полиэтилена. Все исследования проводились в интервале температур от 4,2 до 160 К.

В исследуемых гетероструктурах при электрических полях больших 0,4 кВ/см наблюдалось возникновение акустоэлектрических доменов, которое приводило к сильному (более чем в 10 раз) уменьшению тока в образце [14]. Формирование доменов происходит за время инкубации, зависящее от величины поля и температуры. Время инкубации в исследуемых в настоящей работе областях полей и температур составляет не более 0,4 мкс. В связи с этим измерения величины тока и интенсивности электролюминесценции проводились для времен, меньших времени инкубации.

**Экспериментальные результаты и обсуждение**

На рис. 2 приведены зависимости тока от среднего электрического поля  $F$  ( $F = U/L$ , где  $U$  — приложенное напряжение,  $L$  — расстояние между электрическими контактами) для структур с разной толщиной барьеров между ямами. Здесь же показана интенсивность электролюминесценции, регистрируемой с поверхности образца между контактами в спектральном диапазоне от 0,7 до 0,85 мкм. Эта спектральная область соответствует области межзонной рекомбинационной люминесценции для материала квантовых ям (InGaAs). Отметим, что в структурах с толстыми барьерами в области полей от ~1,5 до ~2,1 кВ/см наблюдаются осцилляции тока и интенсивности электролюминесценции, которые происходят в противофазе друг к другу. Поэтому для этих полей приведены максимальные  $J_{\max}$  и минимальные  $J_{\min}$  значения тока и среднее значение интенсивности люминесценции.

Как видно на рис. 2 (вставка), межзонная электролюминесценция наблюдается в полях больших 50 В/см для обоих типов структур. Это указывает на наличие в образцах как основных носителей тока — электронов, так и неосновных — дырок. Избыточные носители, как отмечалось нами ранее (см. также [12]), возникают вблизи анодного контакта и дрейфуют под действием электрического поля в направлении катодного контакта. Длина дрейфа аномально велика, поэтому с ростом поля происходит заполнение дырками всего образца. Электропроводность определяется обоими типами носителей, т.е. является биполярной. Отметим, что вследствие дей-

ствия на носители встроенного электрического поля избыточные электроны оказываются преимущественно в узких ямах, занимая состояния подзоны  $e_2$ , а дырки — преимущественно в широких ямах.

Рассчитан энергетический спектр и волновые функции дырок в квантовых ямах (КЯ) исследованных структур в равновесном случае. Расчеты проведены в пренебрежении вкладом спин-орбитально отщепленной подзоны с гамильтонианом Кона–Латтинжера размерностью  $4 \times 4$  в уравнении Шредингера, содержащем слагаемые, учитывающие влияние упругой деформации (внутренних напряжений) на энергию носителей [15]. Учтено также изменение ширины запрещенной зоны напряженного слоя квантовой ямы InGaAs согласно данным из [16]. Установлено, что в связанных ямах имеются только уровни размерного квантования тяжелых дырок, уровни легких дырок вследствие деформации вытесняются в область надбарьерных энергий. Как видно на рис. 1, плотность заряда на двух наиболее глубоких уровнях  $hh_1$  и  $hh_2$  локализована в широких ямах, в то время как на уровне  $hh_3$  она локализована в узких ямах. Разность энергии уровней  $hh_3$  и  $hh_1$  составляет 12 мэВ. Для волновых векторов дырок в плоскости КЯ вблизи экстремумов валентных подзон закон дисперсии близок к параболическому закону с эффективной массой дырок  $\approx 0,33m_0$ .

Излучательная рекомбинация дырок, находящихся в широких ямах, может происходить как с электронами в этой же яме (прямая рекомбинация), так и с электронами узкой ямы (непрямая в реальном пространстве рекомбинация). Времена рекомбинации для этих случаев сильно (на два-три порядка) отличаются.

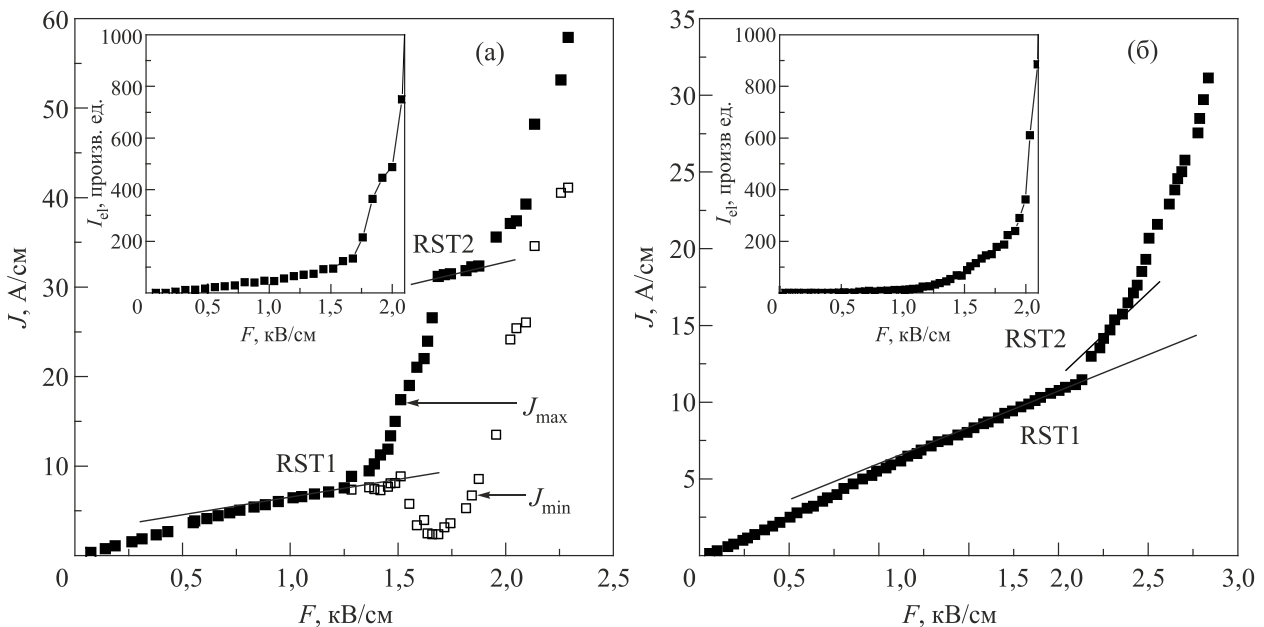


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики и (на вставках) зависимости от поля интенсивности межзонной электролюминесценции ( $I_{el}$ ) из гетероструктур  $n$ -InGaAs/GaAs с двойными КЯ: (а) с широким (~50 Å) межъямным барьером — для интенсивности ИК излучения приведены усредненные значения между  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  осцилляций и (б) узким (~30 Å) межъямным барьером.  $T = 4,2$  К.

Поведение тока при малых полях одинаковое для обоих типов структур: сначала ток растет почти линейно с ростом поля, затем, начиная с  $F \approx 1$  кВ/см и почти до  $F \approx 2$  кВ/см, наблюдается замедление роста тока с увеличением поля (область RST1). Такой эффект (так называемый “real-space transfer”) обычно связывают с перераспределением носителей между ямами вследствие разогрева их полем, т.е. преимущественным переходом носителей из ям с большей подвижностью в ямы с меньшей подвижностью. Поскольку эффективная масса электронов существенно меньше массы дырок, они при данном поле разогреваются сильнее, чем дырки. Электроны в широких ямах, нагреваясь до энергии  $e_2$ , переходят в узкую яму, где происходит уменьшение их средней энергии в электрическом поле из-за меньшей подвижности. Вследствие этого величина потока электронов из узких в широкие ямы будет меньше.

При больших полях в структурах с широким барьером между ямами наблюдаются высокочастотные (12–30 МГц и глубиной модуляции до 80% от  $J_{\max}$ ) осцилляции тока (рис. 3). Эти осцилляции не связаны с образованием ганновских доменов и их движением, поскольку они возникают при значительно меньших полях и их частота не зависит от продольного размера образца. Не будем останавливаться на свойствах таких осцилляций, так как они подробно описаны в [18]. Отметим лишь, что при наличии осцилляций тока время инкубации акустоэлектрических доменов становится большим и характерное уменьшение тока при возникновении доменов может вообще не наблюдаться.

Величина максимального тока  $J_{\max}$  при осцилляциях с ростом поля сначала быстро возрастает, а затем воз-

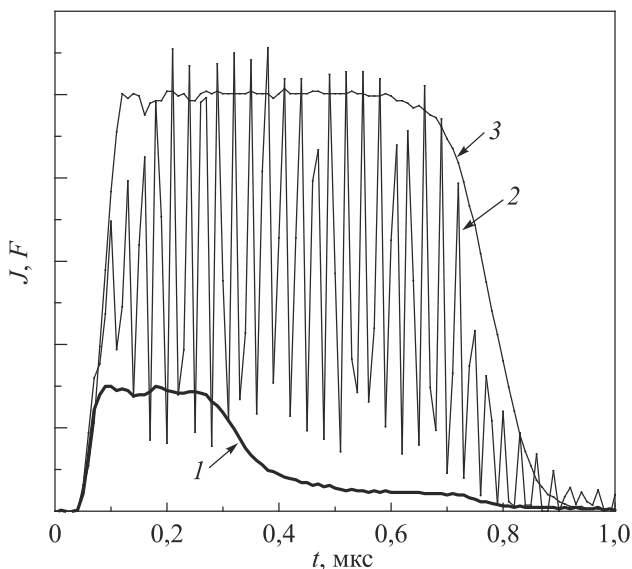


Рис. 3. Осциллограммы тока при двух значениях приложенного поля (до возникновения высокочастотных осцилляций (кривая 1) и после (кривая 2)) для структуры с широким ( $\sim 50 \text{ \AA}$ ) межъямным барьером. Кривая 3 — форма импульса поля.  $T = 4,2 \text{ К}$ .

растание замедляется. Возрастание  $J_{\max}$  связано с увеличением концентрации избыточных электронов и дырок и увеличением объема образца между контактами, заполняемого дырками. Такое объяснение подтверждается увеличением при таких полях интенсивности межзонной люминесценции. Замедление же роста  $J_{\max}$  может быть объяснено только переходами дырок из широких ям в узкие вследствие достаточного при этих полях разогрева дырок и уменьшением их подвижности. Отметим, что полевая зависимость минимального значения тока  $J_{\min}$  имеет N-образный вид.

Для структур с тонкими барьерами между ямами в диапазоне напряженности электрического поля от 2,0 до 2,8 кВ также наблюдаются осцилляции тока, однако их амплитуда не превышает 10% от максимального значения. Кроме этого, второй участок замедления роста тока (область RST2) выражен намного меньше, чем в случае широких барьеров.

В обоих типах структур помимо межзонной электролюминесценции наблюдается и люминесценция в терагерцевой области, которая соответствует внутризонным оптическим переходам электронов и дырок. На рис. 4 показана зависимость ее интегральной интенсивности в спектральной области чувствительности приемника от величины среднего электрического поля. Измерение излучения проводилось со всей поверхности образца между электрическими контактами. Видно, что для структур с широкими барьерами между связанными квантовыми ямами интенсивность внутризонной люминесценции монотонно растет с ростом поля. Такая зависимость характерна для излучения, связанного с непрямыми оптическими переходами «горячих» электронов или дырок, т.е. переходами внутри подзон

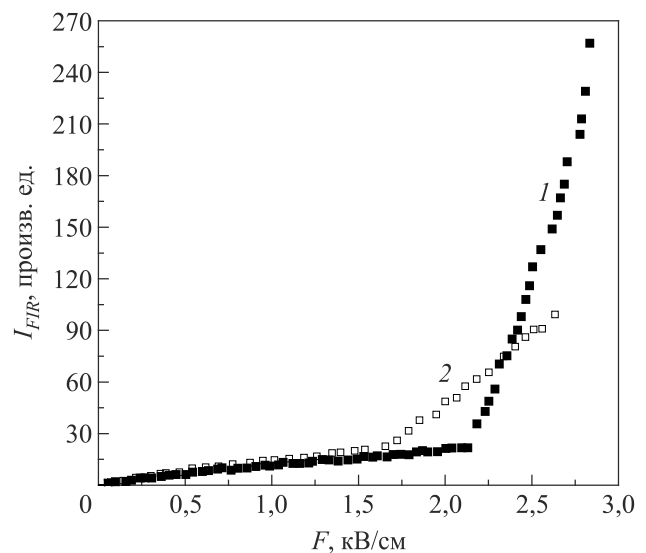


Рис. 4. Зависимости от поля интенсивности терагерцевого излучения гетероструктур  $n\text{-InGaAs/GaAs}$  с двойными КЯ и узким ( $\sim 30 \text{ \AA}$ ) (кривая 1) и широким ( $\sim 50 \text{ \AA}$ ) (кривая 2) межъямными барьерами.  $T = 4,2 \text{ К}$ .

размерного квантования [12,17]. Для структур с узкими барьерами монотонная зависимость внутризонного излучения наблюдается только при напряженностях поля, меньших 2,1 кВ/см. При больших полях интенсивность излучения сильно возрастает. Например, при изменении поля от 2,1 до 2,8 кВ/см она возрастает приблизительно в 12 раз. При этом величина тока увеличивается всего в 3 раза. Отметим, что аналогичное поведение интенсивности излучения наблюдалось в гетероструктурах InGaAs/GaAs *n*-типа и GeSi/Si *p*-типа с двойными квантовыми ямами в сильных латеральных электрических полях [3,12,19].

Рассмотрим возможную причину различной зависимости тока и интенсивности внутризонного излучения свободными носителями от среднего электрического поля для разных толщин барьеров между двойными связанными квантовыми ямами. Такое различие имеет место при величинах поля, соответствующих переходам разогретых полей дырок из широких ям в узкие.

В результате пространственного перехода скорость излучательной рекомбинации дырок с электронами сильно возрастает, поскольку теперь носители находятся в одной квантовой яме. Как следствие, сильно уменьшается концентрация носителей тока. Наряду с уменьшением подвижности дырок за счет рассеяния их на примесях, это может приводить к нелинейной зависимости тока от поля *N*-типа (отрицательной дифференциальной проводимости), при которой становится возможным возникновение осцилляций тока.

С другой стороны, дырки, перешедшие в узкую яму, могут возвращаться назад в широкие ямы путем туннелирования. Если последующая энергетическая релаксация дырок в основное состояние в широких ямах происходит при прямых излучательных переходах между уровнями размерного квантования, то интенсивность терагерцевого излучения должна сильно возрастать при данных величинах электрического поля. Отметим, что в область спектральной чувствительности используемого приемника попадает излучение при межподзонных переходах  $e_1-e_2$ ,  $hh_1-hh_2$  и  $hh_1-hh_3$ .

Оценим время туннелирования дырок из узких квантовых ям в широкие, используя выражение, приведенное в [20]:

$$\frac{1}{\tau_T} = \left( \frac{1}{2d_n} \right) \left( \frac{2E}{m_h^w} \right)^{1/2} \frac{16E(V-E)(m_h^b/m_h^w)}{\left[ V + (m_h^b/m_h^w - 1)E \right]^2} \times \exp \left[ -2d_b \left( \frac{2m_h^b}{\hbar^2} (V-E) \right)^{1/2} \right],$$

где  $d_n$  — ширина узкой квантовой ямы,  $d_b$  и  $V$  — ширина и высота барьера,  $E$  — кинетическая энергия дырок,  $m_h^w$  и  $m_h^b$  — эффективные массы дырок в яме и барьере соответственно.

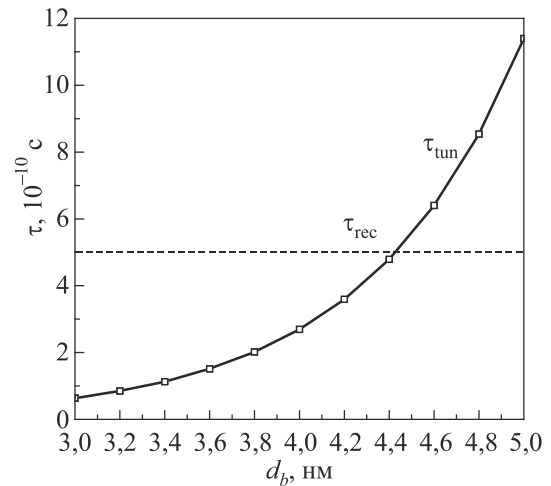


Рис. 5. Зависимость времени туннелирования дырок между КЯ от ширины межъямного барьера в гетероструктурах *n*-InGaAs/GaAs. Пунктирная линия показывает время рекомбинации дырок в узкой яме шириной 80 Å [22].

Использовались следующие значения параметров:  $d_n = 80 \text{ \AA}$ ,  $V = 40 \text{ мэВ}$ ,  $m_h^w = 0,33m_0$  и  $m_h^b = 0,51m_0$  [21]. Для средней кинетической энергии дырок использована величина  $E = 1 \text{ мэВ}$ , оцененная по коротковолновому крылу полосы межзонной электролюминесценции с учетом различия масс электронов и дырок [12].

На рис. 5 приведено время туннелирование дырок для разных ширин барьеров, а также значение времени излучательной рекомбинации дырок с электронами в узкой яме из [22] для изученного состава материала квантовой ямы. Как видно, при ширинах барьера больших 45 Å доминирующим процессом является излучательная рекомбинация дырок с электронами, в то время как при меньших ширинах — туннелирование дырок в широкую яму. Это объясняет в структурах с широкими барьерами между ямами возникновение осцилляций тока, а в структурах с тонкими барьерами сильное возрастание интенсивности внутризонной электролюминесценции. Поскольку время рекомбинации сильно растет с температурой [22], а время туннелирования от нее зависит слабо [23,24], с ростом температуры осцилляции тока должны уменьшаться и пропадать, что наблюдалось в [18].

### Заключение

Показано, что в гетероструктурах *n*-InGaAs/GaAs с асимметричными двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в условиях биполярной латеральной проводимости полевые зависимости тока и интенсивности внутризонной электролюминесценции качественно различаются для разных толщин барьера между ямами. При электрических полях, соответствующих пространственному переносу горячих электронов и дырок из широких квантовых ям в узкие в случае толстых барьеров, наблюдаются высокочастотные осцилляции тока, а для

узких барьеров — сильное возрастание интенсивности внутризонной терагерцевой электролюминесценции. Наблюдаемое поведение тока и интенсивности внутризонного терагерцевого излучения объясняется конкуренцией двух процессов: излучательной рекомбинации дырок с электронами в узких ямах и туннелирования дырок из узких квантовых ям в широкие.

Отметим, что полученные в работе результаты могут быть полезными для дальнейших исследований, особенно для развития новых сверхвысокочастотных электронных и оптоэлектронных приборов.

Авторы благодарны проф. В.А. Кочелалу за обсуждение работы.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований Национальной академии наук Украины «Фундаментальные проблемы создания новых наноматериалов и нанотехнологий» (Проект #10/19-Н).

1. P.G. Huggard, C.J. Shaw, S.R. Andrews, J.A. Cluff, and R. Grey, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1023 (2000).
2. Ke Dong and N. Markri, *Chem. Phys.* **296**, 273 (2004).
3. N.V. Baidus, P.A. Belevskii, A.A. Biriukov, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Ikonnikov, B.N. Zvonkov, A.S. Pylypchuk, and V.N. Poroshin, *Semicond.* **44**, 1495(2010).
4. E. Šermukšnis, J. Liberis, A. Matulionis, V. Avrutin, R. Ferreyra, Ü. Özgür, and H. Morkoç, *Semicond. Sci. Technol.* **30**, 035003 (2015).
5. S. Takeyoshi, K. Kazuhiro, Y. Takashi, H. Souichirou, and Y. Kenji, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 142107 (2006).
6. R.M. Balagula, M.Ya. Vinnichenko, I.S. Makhov, D.A. Firsov, and L.E. Vorobjev, *Semicond.* **50**, 1425 (2016).
7. R.M. Balagula, M.Ya. Vinnichenko, I.S. Makhov, A.N. Sofronov, D.A. Firsov, and L.E. Vorobjev, *Semicond.* **51**, 363 (2017).
8. V.Ya Aleshkin and A.A. Dubinov, *Semicond.* **36**, 685 (2002).
9. V.V. Vainberg, O.G. Sarbey, A.S. Pylypchuk, V.N. Poroshin, and N.V. Baidus, *J. Phys. Commun.* **1**, 045002 (2017).
10. H.L. Grubin, V.V. Mitin, E. Schöll, and M.P. Shaw, *The Physics of Instabilities in Solid State Electron Devices*, Springer Science & Business Media, New York (2013).
11. V. Mitin, V. Kochelap, and M.F. Stroschio, *Quantum Heterostructures: Microelectronics and Optoelectronics*, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
12. P.A. Belevskii, M.N. Vinoslavskii, V.N. Poroshin, N.V. Baidus, and B.N. Zvonkov, *Physica E* **74**, 328 (2015).
13. A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudruk, S.V. Novitskii, V.N. Sheremet, J. Li, and S.A. Vitusevich, *J. Appl. Phys.* **111**, 083701 (2012).
14. P.A. Belevskii, M.N. Vinoslavskii, V.N. Poroshin, and I.V. Stroganova, *Semicond.* **42**, 589 (2008).
15. B. Laikhtman, R.A. Kiehl, and D.J. Frank, *J. Appl. Phys.* **70**, 1531 (1991).
16. M. Oloumi and C.C. Matthai, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 9981 (1991).

17. V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, and A.F. Tsatsulnikov, *Acta Phys. Polonica A* **119**, 241 (2011).
18. M.M. Vinoslavskii, P.A. Belevskii, V.M. Poroshin, O.S. Pilipchuk, and V.O. Kochelap, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics (SPQEO)* **21**, 256 (2018).
19. N.A. Bekin, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, A.V. Antonov, D.V. Kozlov, M.L. Orlov, D.V. Yurasov, and V.N. Shastin, *International XIX Symposium “Nanophysics and Nanoelectronics”* **2**, 433 (2015).
20. M. Nido, M.G.W. Alexander, W.W. Ruhle, T. Schweizer, and K. Kohler, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 355 (1990).
21. I. Vurgaftman, J.R. Meyer, and L.R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
22. J. Feldmann, G. Peter, E. O. Gobel, K. Moore, C. Foxon, and R.J. Elliott, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2337 (1987).
23. M. Tsuchiya, T. Matsusue, and H. Sakaki, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2356 (1987).
24. T. Tada, A. Yamaguchi, T. Ninomiya, H. Uchiki, T. Kobayashi, and T. Yao, *J. Appl. Phys.* **63**, 5491 (1988).

### Вплив ширини бар'єру між подвійними зв'язаними квантовими ямами GaAs/InGaAs/GaAs на біполярний транспорт та терагерцеве випромінювання гарячими носіями в латеральному електричному полі

М.М. Винославський, П.А. Більовський,  
В.М. Порошин, В.В. Вайнберг, М.В. Байдусь

Встановлено, що в гетероструктурах *n*-InGaAs/GaAs з асиметричними подвійними тунельно-зв'язаними квантовими ямами в умовах біполярної латеральної провідності польові залежності струму й інтегральної інтенсивності внутризонної терагерцевої електролюмінесценції якісно відрізняються для різних товщин бар'єру між ямами. У випадку товстих (~50 Å) бар'єрів при полях, менших полів нестійкостей ганівського типу, спостерігаються височастотні коливання струму, а інтенсивність випромінювання монотонно зростає зі збільшенням поля у всьому дослідженому діапазоні полів (до 3 кВ/см). Для малої товщини (~30 Å) бар'єрів осциляції струму практично відсутні, а інтенсивність випромінювання сильно зростає з полем при напруженостях більших ніж 1,5–2 кВ/см. Зростання інтенсивності випромінювання пояснюється додаванням до непрямих внутрішньопідзонних переходів прямих переходів електронів і дірок між підзонами розмірного квантування. Показано, що спостережені відмінності можуть бути пояснені різним відношенням часу міжзонної випромінювальної рекомбінації неосновних носіїв струму (дірок) у вузьких ямах і часу їх тунелювання в широкі ями, який залежить від товщини бар'єрів між ямами.

Ключові слова: гетероструктури, латеральний транспорт, просторовий перенос, терагерцеве випромінювання, струмові нестійкості, час тунелювання.

The effect of the barrier width between coupled double quantum wells of GaAs/InGaAs/GaAs on the bipolar transport and THz emission of the hot carriers in the lateral electric field

M.M. Vinoslavskii, P.A. Belevskii, V.M. Poroshin, V.V. Vainberg, and N.V. Baidus

The dependences of the current and integral intraband terahertz electroluminescence on the electric field in the heterostructures of *n*-InGaAs/GaAs with the asymmetric double tunnel-coupled quantum wells under the conditions of the bipolar lateral transport are established to differ qualitatively for different barrier widths between wells. In the case of the thick (~50 Å) barriers at the electric fields less than those corresponding to Gunn kind instability one observes the high-frequency current oscillations and

the emission intensity monotonously increasing with increasing electric field in the whole range up to 3 kV/cm. At small barrier widths (~30 Å) the current oscillations are practically absent and the emission intensity strongly increases with the field at the strengths higher than 1,5 through 2 kV/cm. The emission intensity growth is explained by the addition of the direct transitions of the electrons and holes between the size quantization subbands to the indirect optical intrasubband transitions. The observed differences are shown to may be explained by the difference in the ratio of the time of interband radiative recombination of the minority charge carriers, holes, in the narrow wells and the time of the holes tunneling into the wide wells, which depends on the barrier width between the wells.

Keywords: heterostructures, lateral transport, real-space transfer, terahertz radiation, current instabilities, tunneling time.