

УДК 621.383

ИК-фотопроводимость в многослойных гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками

В. И. Шашкин, В. М. Данильцев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов,
В. Р. Закамов, А. Ю. Лукьянов, Л. Д. Молдавская, А. В. Мурель
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Обсуждены перспективы применения полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками (КТ) в качестве нового материала для фотоприемников ИК-диапазона. Представлен обзор последних работ в этой области, рассмотрены основные направления исследований, связанных с улучшением параметров фотоприемников. Среди них: инженерия структур с КТ для подавления темнового тока путем включения дополнительных барьерных и туннельно-прозрачных слоев, использование техники роста "dot in well", сверхрешетки на основе слоев КТ. Приведены результаты исследований продольной ИК-ФП в нелегированных структурах, фотопроводимости в диапазоне 1—2,7 мкм при комнатной температуре, вертикальной ФП в структурах с КТ и дополнительными барьерными слоями p^+ -GaAs. Показаны особенности продольной ИК-ФП в гетероструктурах с КТ, рассмотрены новые возможности применения фотоприемников на основе таких структур и приведены типичные характеристики чувствительности фотоприемников.

В конце 90-х годов в технологии изготовления ИК-фотоприемников наметилось новое направление, связанное с применением новых полупроводниковых элементов — гетероструктур (ГС) с массивами квантовых точек. Современная технология эпитаксиального роста полупроводников позволяет получать массивы КТ с высокой однородностью, регулируемой плотностью и размерами точек от десятков до сотен нанометров. Нулевой характер электронного спектра КТ изменяет правила отбора для внутризонного оптического поглощения и позволяет принимать излучение любой поляризации при нормальном падении. Кроме того, благодаря снижению рассеяния на фонах кристаллической решетки в системах с КТ значительно возрастает время жизни фотовозбужденных электронов и уменьшается тепловой шум [1]. Это повышает квантовую эффективность ИК-приема [2] и дает возможность увеличить рабочие температуры. Важно отметить, что технология изготовления ГС с КТ совместима с кремниевой системой считывания аналогично гетероструктурам с квантовыми ямами, что дает возможность использовать их для матричных фотоприемников в системах изображения.

Первоначально исследования фотопроводимости ГС с КТ проводились в вертикальной геометрии электронного транспорта, стандартной для ГС с квантовыми ямами. Для структур InGaAs/GaAs с КТ разных размеров была показана возможность детектирования излучения среднего ИК-диапазона при нормальном падении [1—7]. Кроме режима фотопроводимости, наблюдался также режим

фотоЭДС при нулевом смещении [8, 9], свидетельствующий о нарушении симметрии состояний в системе "смачивающий слой—КТ" и возникновении индуцированного дипольного момента КТ [10].

Ширина линии фотопроводимости определяется, главным образом, разбросом размеров КТ, типичная ширина линии составляет 30—40 %. В ряде случаев в ГС с КТ наблюдается фотопроводимость на нескольких длинах волн [1, 3, 4, 11—15], причем относительная чувствительность разных линий может перестраиваться приложенным смещением [13]. При тщательном подборе режима роста массивов однородных точек с малым разбросом достигаются узкие линии фотопроводимости с шириной порядка 10 % [13]. В работах [12, 16—20] предложен новый вариант ИК-фотоприемников на основе комбинации квантовых точек и квантовых ям, получивший название "dot in well" (DWELL). Такие фотоприемники сохраняют основные свойства ИК-фотоприемников на КТ, в то же время они позволяют дополнительно управлять длиной волны путем подбора ширины квантовой ямы, что технологически значительно проще. В таких структурах наблюдалось до трех спектральных линий фотопроводимости — от 5 до 25 мкм. В работах [15, 20] показана возможность перестройки полосы вертикальной фотопроводимости приложенным электрическим полем вследствие эффекта Штарка. Исследования эффекта Штарка в КТ в поперечном [21] и продольном [22] электрических полях показали наличие дипольного момента в КТ, связанного с асимметрией волновых функций электронов и дырок. В работе [23] предложен ва-

риант DWELL структуры для фотоприемников — КТ в сверхрешетке AlAs/GaAs, где перенос фотовозбужденных носителей происходит по мини-зонам сверхрешетки. В такой структуре время жизни носителей и фоточувствительность могут быть повышены, однако из-за туннельной связи слоев в ней резко возрастает темновой ток, поэтому обнаружительная способность оказывается ниже, чем у типичных DWELL. В большинстве работ массивы КТ для фотоприемников изготавливались методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Известно лишь несколько работ, в которых такие структуры изготавливались методом металлоорганической газовой эпитаксии (МОГФЭ).

Наряду с исследованиями фотопроводимости КТ при вертикальном электронном транспорте, в работах [2, 23—26] исследована продольная ИК-фотопроводимость ГС с КТ. В случае с квантовыми ямами такая геометрия протекания тока оказывается невозможной из-за шунтирования продольной фотопроводимости сильно легированными слоями. Как отмечается в работах [23, 25], при продольном транспорте можно ожидать более высоких значений времени жизни фотовозбужденных электронов, а следовательно, и квантовой эффективности, чем при вертикальном. При продольной геометрии перенос электронов, возбужденных из КТ, происходит в основном по смачивающим слоям либо по расположенным параллельно каналам с высокой подвижностью. В таких структурах достигнута рекордная на сегодняшний день фоточувствительность для КТ, равная 11 А/Вт при 30 К [25]. Тем не менее в большинстве работ ИК-фотоприемники на основе КТ рассматриваются в перспективе создания матричных фотоприемников для устройств ИК-изображения, для таких систем предпочтение отдается вертикальным фотоприемникам, так как использование продольной геометрии значительно усложняет системы считывания из-за расположения контактов с лицевой стороны структуры.

Основной проблемой повышения рабочих температур фотоприемников на КТ остаются высокий темновой ток и малая квантовая эффективность фотоприемников. Как правило, достижимые температуры наблюдения фотопроводимости не превышают 150—200 К. Для уменьшения темнового тока был предложен вариант фотоприемника, включающий барьер AlGaAs, что значительно снижает как туннельную, так и термоэмиссионную составляющие темнового тока и повышает температуру [27]. Однако наличие такого барьера приводит к существенному снижению тока фотовозбужденных носителей, а следовательно, и фоточувствительности. Частично устранить эту проблему позволил новый дизайн фотоприемников с резонансным туннелированием через квантовую яму

InGaAs между двумя барьерами AlGaAs [28]. Подбором ширины квантовой ямы в такой структуре удалось сохранить полезную составляющую фототока при снижении темнового тока и регистрировать фотопроводимость в диапазоне длин волн от 5 до 17 мкм вплоть до комнатной температуры. Но даже в таких структурах величина обнаружительной способности при высоких температурах оказалась неприемлемо мала, кроме того, в них наблюдается очень широкий спектральный отклик, более соответствующий тепловым болометрам, чем селективным волновым детекторам.

В работе [29] высокая температура фотопроводимости (260 К) достигнута в обычной геометрии структур с КТ без дополнительных барьеров за счет более толстых промежуточных слоев GaAs (60 нм), что также снижает темновой ток.

Отметим, что относительно предельных температур наблюдения фотопроводимости имеется много противоречивой информации. Так, например, в более ранних работах [23, 30—32] сообщалось о фотопроводимости при высоких температурах, вплоть до комнатных, позднее, однако, они не были повторены.

В работах [33—38] в рамках различных моделей были теоретически изучены основные свойства ИК-фотоприемников на КТ в зависимости от двухмерной плотности КТ, легирования структур и неоднородного уширения линий, проведено сопоставление с экспериментальными результатами и другими типами фотоприемников. На наш взгляд, лишь начиная с работ [35, 38] в 2005 г. было обращено серьезное внимание на необходимость использования КТ с большим значением “aspect ratio” для ИК-фотоприемников, в более ранних теоретических работах КТ зачастую моделировались в виде плоских дисков. В работах [34, 35, 38] отмечается, что реализованные до сих пор основные параметры ИК-фотоприемников на КТ значительно (на несколько порядков) уступают теоретическим оценкам, использующим фундаментальные свойства КТ.

Согласно [35, 38] достижению прогнозируемых характеристик фотоприемников на КТ препятствует малая квантовая эффективность, обусловленная малым коэффициентом поглощения ИК-излучения. В свою очередь основными причинами слабого ИК-поглощения являются малая сила осциллятора рабочих электронных переходов в квантовых точках с малым коэффициентом “aspect ratio”, используемых в большинстве работ; низкий коэффициент заполнения активных областей квантовыми точками; значительное неоднородное уширение линий поглощения. Устранение этих причин требует серьезных технологических исследований по росту однородных массивов КТ необходимых формы, размеров и плотности с низ-

ким уровнем дефектов. Специальных исследований по росту КТ с высоким значением “aspect ratio” практически не предпринималось.

В работе [23] предприняты попытки увеличить коэффициент поглощения ИК-излучения наиболее простым и очевидным способом — за счет увеличения числа слоев КТ в активной области фотоприемника. Однако даже эти “очевидные” способы не так просты: увеличение числа слоев приводит к нарастанию упругих напряжений в гетероструктуре, неоднородности в условиях формирования КТ и их параметров в отдельных слоях, возникновению дислокаций и иных структурных дефектов.

Следует отметить, что увеличение числа слоев и плотности КТ имеет свои фундаментальные ограничения для фотоприемников: слишком большая толщина структуры приводит к снижению квантовой эффективности из-за рассеяния фотовозбужденных носителей, а слишком плотное расположение КТ — к перекрытию волновых функций в соседних КТ, размытию энергетических уровней и утрате важного преимущества КТ, заключающегося в дискретности уровней. В связи с этим обсуждаются [20] новые варианты конструкций фотоприемников, включающие резонансную систему для ИК-излучения либо формирование промежуточных слоев между КТ в виде фотонного кристалла.

В данной работе показаны особенности продольной ИК-ФП в гетероструктурах с КТ, обсуждаются новые возможности применения фотоприемников на основе таких структур и приведены типичные характеристики наших фотоприемников. Включены результаты исследования ИК-ФП работ [39—45], а также новые результаты по исследованию продольной ИК-ФП в нелегированных структурах, фотопроводимости в диапазоне 1—2,7 мкм при комнатной температуре, вертикальной ФП в структурах с КТ, а также результаты калибровки фотоприемников.

Структуры с КТ: изготовление и характеристика

Многослойные гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми точками выращивались на подложках GaAs (100) методом МОГФЭ пониженного давления на установке Epiquip VP-502RP. Для измерений фотопроводимости в продольной геометрии электронного транспорта структуры выращивались на изолирующих подложках, в вертикальной геометрии — на проводящих подложках n^+ -GaAs. Структуры состояли из 10 слоев КТ InAs, разделенных барьерными слоями GaAs толщиной 90 нм, они селективно легировались слоями δ :Si, расположенными на расстоянии 2,5 нм друг от друга. Рост КТ InAs проходил при пониженной темпера-

туре (480 °C), после чего следовали продувка реактора и заращивание КТ тонким слоем GaAs при той же температуре роста. После повторной продувки реактора температура поднималась до 600 °C, и осуществлялся рост барьерных слоев GaAs. Наиболее критичными параметрами здесь являлись время роста КТ или эквивалентная толщина слоя InAs d^* , а также выбор момента времени подъема температуры. Для исследования использовался комплекс методов, включающий атомно-силовую микроскопию, рентгеновскую дифракцию, просвечивающую электронную микроскопию и фотолюминесценцию.

На рис. 1, а, б приведены АСМ-изображение поверхности структуры с КТ InAs и ПЭМ-изображение поперечного скола структуры с несколькими рядами КТ. Типичная плотность КТ в одном слое составляла $(2—4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, характерные размеры — высота 3—7 нм, латеральные размеры — 15—20 нм. Полученные ПЭМ-изображения показали наличие отчетливо выраженного смачивающего слоя, на котором формируются КТ, и упругих напряжений в барьерных слоях GaAs, окружающих КТ.

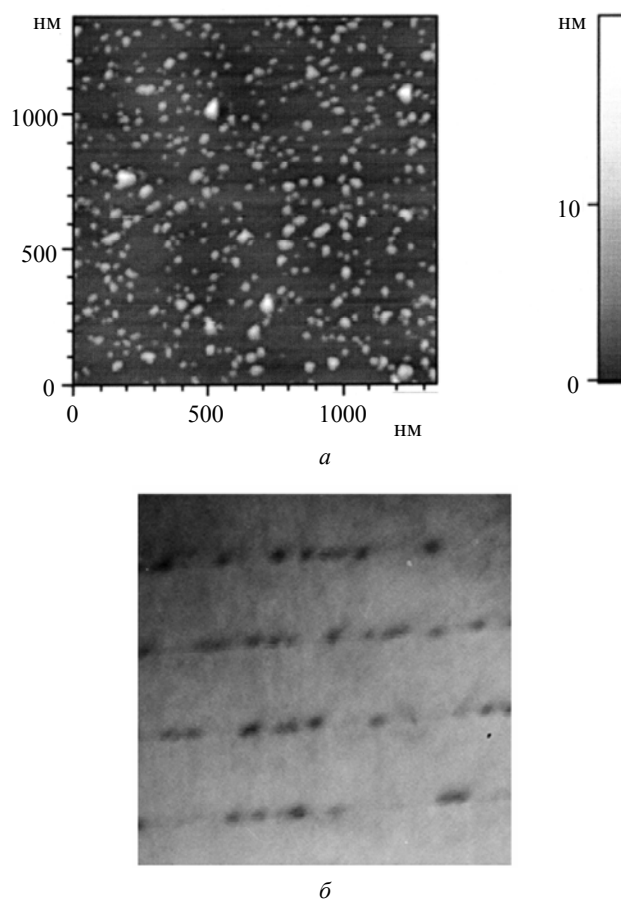


Рис. 1. АСМ-изображение КТ на поверхности структуры (а) и ПЭМ-изображение поперечного скола структуры (б)

Рис. 2 демонстрирует спектр фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре, типичный для

структур, исследованных ниже. Энергия перехода между основными состояниями в КТ составляет 0,98 эВ (1,25—1,27 мкм), ширина линии 30—45 мэВ.

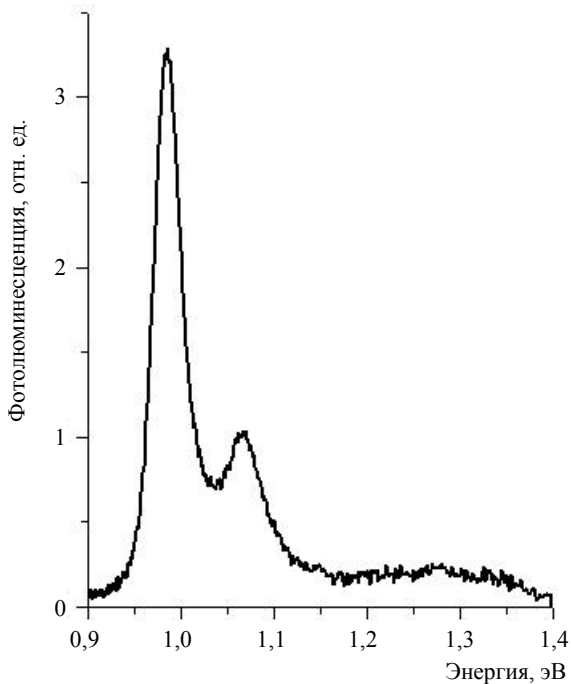


Рис. 2. Спектр фотолуминесценции структуры с КТ при 300 К

Рис. 3 демонстрирует особенности рентгенодифракционных кривых для гетероструктур с разной толщиной эквивалентного слоя d^* . При увеличении d^* наблюдается дополнительный толщинный контраст, что свидетельствует о возникновении второго смачивающего слоя InAs поверх слоя низкотемпературного GaAs и КТ. Этот слой возникает в результате растворения крупных КТ при дальнейшем подъеме температуры и высокотемпературном зарастивании. Данный механизм роста в методе МОГФЭ еще мало изучен [46] и представляет большой интерес для формирования КТ большой плотности.

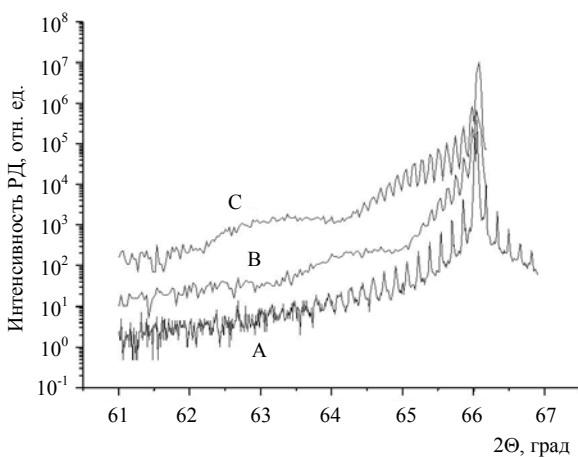
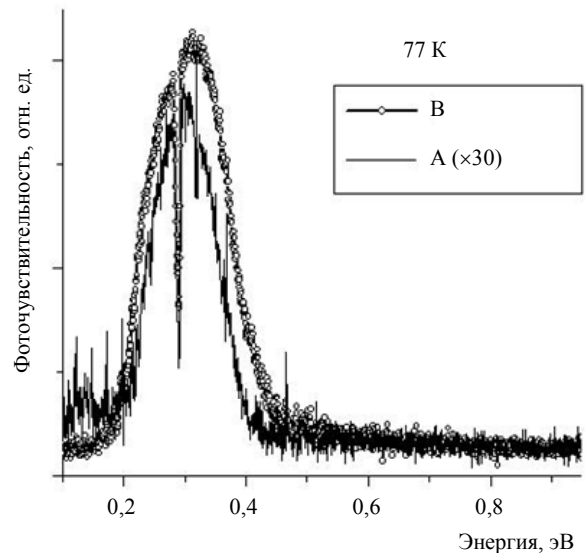


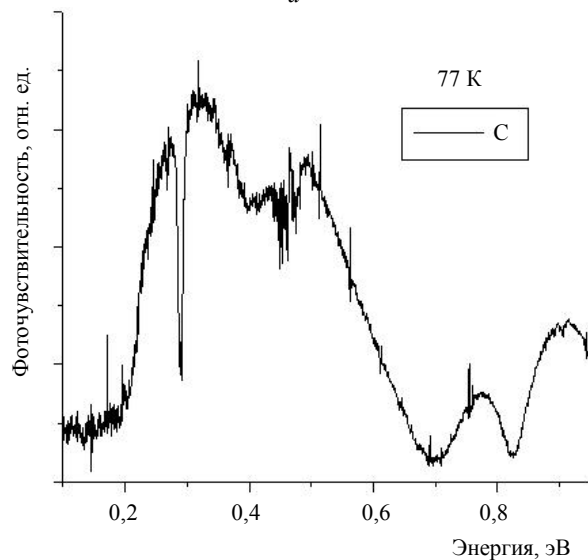
Рис. 3. Спектр рентгеновской дифракции трех структур (А, В и С) с КТ

Спектральные и температурные зависимости ФП

На рис. 4, а, б показана продольная ФП при 77 К в трех структурах А, В, С [45]. Время роста КТ в структуре А составляло 5 с, при этом толщина слоя InAs была близка к критической толщине слоя самоорганизованного роста КТ. В этой структуре наблюдается ФП в диапазоне 4,5 мкм (0,3 эВ), что является типичным для структур с ФЛ (см. рис. 2). Энергия 0,3 эВ соответствует внутризонному электронному переходу между основным состоянием в КТ и делокализованными состояниями в смачивающем слое. В структуре В (см. рис. 4, а) время роста слоя InAs было увеличено в два раза. В этой структуре мы наблюдали ФП на той же самой длине волны, а ширина линии несколько уширена по сравнению со структурой А, однако ее интенсивность возрастает в 30 раз.



а



б

Рис. 4. Продольная фотопроводимость структур А, В (а) и С (б) и температурная зависимость интенсивности фотопроводимости структуры В (в)

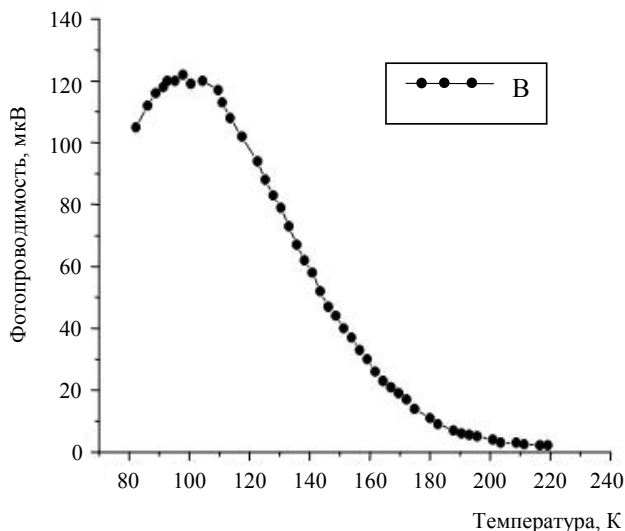


Рис. 4. Окончание

Необходимо отметить, что в структурах с увеличенным временем роста КТ не наблюдалась длинноволновая ФЛ даже при 77 К. Мы связываем такое поведение с увеличением плотности КТ и сохранением их размеров и формы при увеличении d^* . По-видимому, одновременно происходит рост числа дефектов в окружающих слоях, что и определяет гашение фотолюминесценции КТ, но оказывается не столь критичным для фотопроводимости. При дальнейшем увеличении времени роста КТ до 15 с (структура С) происходит изменение в распределении размеров КТ. Рис. 4, б демонстрирует двухцветную внутризонную продольную ФП в диапазонах 4,5 и 3 мкм (0,3 и 0,41 эВ, соответственно) и две линии межзонной ФП: 1,3 и 1,6 мкм (0,92 и 0,77 эВ). Это свидетельствует о формировании бимодального распределения размеров КТ в этом режиме роста: наряду с уже существовавшими КТ начинают формироваться более крупные КТ InAs. Межзонная ФП в структурах с КТ связана с переходами между глубокими связанными состояниями, поэтому при низких температурах она не сопровождается ростом концентрации фотовозбужденных носителей тока, а обусловлена изменением полей рассеяния КТ [43].

При комнатной температуре межзонная ФП носит иной характер – переходы между связанными состояниями сопровождаются термоактивным выбросом носителей в смачивающий слой или непосредственно в зону проводимости, что приводит к росту концентрации носителей тока. В структуре В (см. рис. 4, в) показано, что ФП на 4,5 мкм до 100 К возрастает, температурное гашение ФП происходит в интервале 100—200 К.

Наличие бимодального распределения КТ может приводить не только к появлению многоцветной ФП, но и к конкуренции разных линий ФП.

Рис. 5 демонстрирует температурную зависимость интенсивности трех линий ФП, наблюдавшихся в работах [39—41]. Наибольшую интенсивность имеет длинноволновая линия ФП около 14 мкм (90 мэВ). Данный отклик наблюдается до температур 30—40 К, ФП в области 5,4 мкм (230 мэВ) находится в диапазоне температур 30—140 К и носит термоактивационный характер. На наш взгляд, это свидетельствует о бимодальном характере распределения размеров КТ и наличии потенциального барьера 2—3 мэВ вокруг более крупных КТ. Наиболее вероятной причиной формирования потенциального барьера является возникновение упругих напряжений в слое GaAs вокруг крупных КТ.

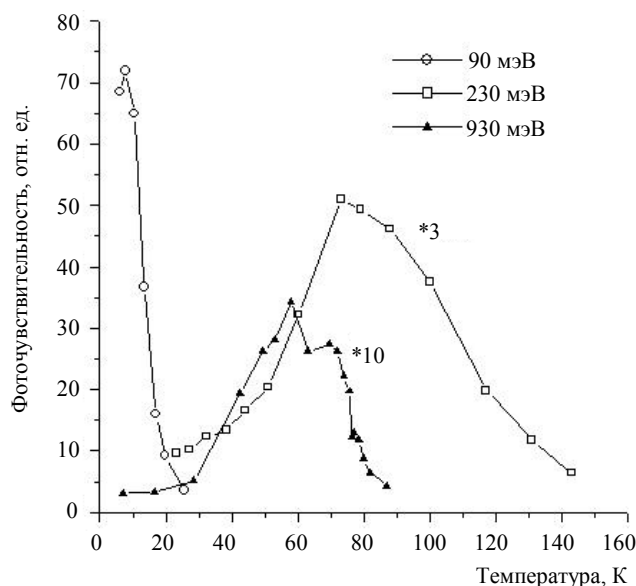


Рис. 5. Температурная зависимость интенсивности трех линий фотопроводимости

Термоактивационный механизм заселения КТ большего размера приводит к конкуренции заселенности мелких и глубоких уровней и ускоренному гашению длинноволновой линии ФП 90 мэВ при температуре 30—40 К. Линия фотопроводимости 230 мэВ регистрируется до температуры 140 К.

Новый механизм продольной ФП в гетероструктурах с КТ и двухмерным электронным каналом

На рис. 6 приведена температурная зависимость сопротивления структуры с КТ R (в омах на квадрат) и поверхностной концентрации электронов n_H ($n_H = 1/eR_H$, где e — заряд электрона, R_H — коэффициент Холла) [43]. ФП данной структуры демонстрируется на рис. 5. В интервале температур 8—30 К наблюдается сильная зависимость со-

противления от температуры, близкая к экспоненциальной: $R = R_0 \exp(T_0 / T)$, где $T_0 = 29$ К. В то же время коэффициент Холла и n_H в этом интервале температур изменяются очень слабо (см. рис. 6), поэтому изменение сопротивления сопровождается изменением холловской подвижности μ_H практически по тому же экспоненциальному закону. В работе [43] предложена следующая трактовка полученных результатов. Двухмерные электроны в смачивающем слое испытывают сильное кулоновское рассеяние на заряженных КТ, поэтому рост их подвижности в квантовой яме, образованной смачивающим слоем, мы связываем с уменьшением числа эффективно рассеивающих заряженных квантовых точек с ростом температуры из-за их нейтрализации при тепловом выбросе связанных электронов. Для времени жизни фотовозбужденных электронов, превосходящего времени релаксации импульса и энергии, что характерно для систем с КТ, такую же зависимость от температуры будет иметь и подвижность фотовозбужденных электронов. Это означает, что в результате фотовозбуждения носителей из КТ под действием ИК-излучения в структуре будет наблюдаться заметный фототок даже при небольшом изменении полной концентрации свободных электронов вследствие изменения их подвижности. Насколько нам известно, ранее о возможности подобного механизма ФП не сообщалось.

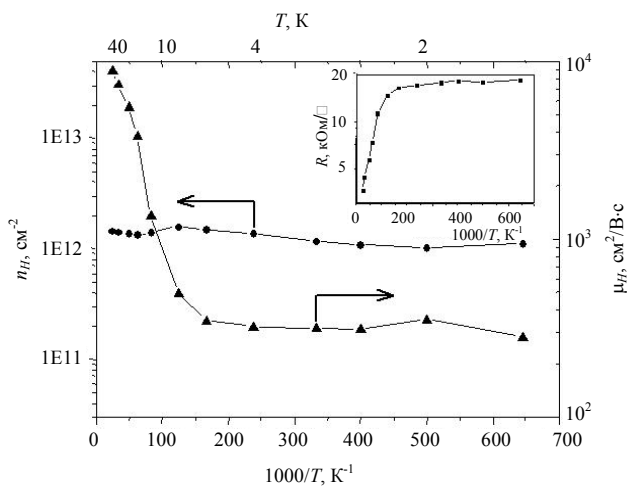


Рис. 6. Температурная зависимость поверхностной концентрации электронов n_H и холловской подвижности μ_H . На вставке: температурная зависимость сопротивления образца R

Диапазон температур, в котором наблюдается максимальное изменение подвижности в исследуемой структуре, составляет 8—30 К. В этом же диапазоне температур для данной структуры наблюдалась и максимальная величина ИК-фоточувствительности. По-видимому, данное совпадение не случайно, и в работах [39—41] имело ме-

сто первое наблюдение обсуждаемого механизма фотопроводимости. В данной работе исследована структура, в которой роль двухмерного канала играет смачивающий слой. Подобные эффекты, очевидно, будут наблюдаться и в ИК-фотоприемниках с дополнительно сформированными двухмерными каналами с большей глубиной потенциальной ямы. На наш взгляд, варьирование зонной структуры в системе "КТ—квантовая яма" позволит повысить диапазон температур, в котором будет наблюдаться предложенный механизм фотопроводимости.

Продольная ИК-ФП в нелегированных гетероструктурах с КТ

Для проявления эффектов внутризонной фотопроводимости необходимым условием является наличие электронов на связанных уровнях КТ. Однако роль легирования структуры будет различной в случаях вертикальной и продольной ФП.

Вертикальная ФП наблюдалась и в нелегированных структурах с КТ, неравновесное заселение уровней КТ достигалось при инжекционном механизме протекания тока в сильных электрических полях порядка нескольких кВ/см. Продольная ФП исследуется в значительно более слабых электрических полях, при этом роль эффектов инжекции из контактов незначительна. Известны работы, в которых продольная ФП наблюдалась бы в нелегированных структурах с КТ. В то же время неравновесные носители тока в таких структурах могут возникать при дополнительном межзонном фотовозбуждении. По-видимому, отсутствие таких исследований другими группами связано с опасениями избыточного количества носителей в структурах, что шунтирует продольную проводимость и может затруднить наблюдение внутризонной ФП в ИК-диапазоне.

На рис. 7 показана ФП нелегированной гетероструктуры с КТ. В отсутствие межзонной подсветки внутризонная ФП отсутствует, в то же время она отчетливо появляется при межзонной подсветке. При подсветке красным и белым светом спектр ФП несколько изменяется, что свидетельствует о различном неравновесном заселении уровней в КТ. Внутризонная ФП появляется при некоторой интенсивности подсветки, при дальнейшем ее увеличении ФП сначала возрастает, затем насыщается и начинает снижаться. Детальное исследование этой зависимости планируется провести в ближайших работах.

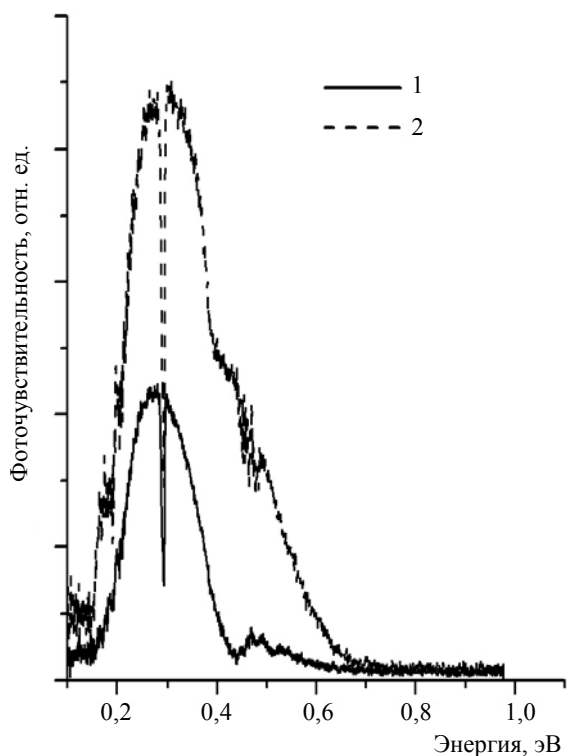


Рис. 7. Продольная фотопроводимость нелегированной структуры с КТ при подсветке красным (1) и белым (2) светом

Исследование внутризонной ФП при дополнительной подсветке дает возможность изучить роль заселенности различных уровней в КТ, что позволит оптимизировать уровень легирования структур. В то же время это явление может представлять и определенный практический интерес. При использовании образца большой площади и сканирующего узкого пятна возбуждения может быть реализован прием пространственного изображения в единичном элементе.

ФП в гетероструктурах с КТ в диапазоне 1—2,7 мкм при комнатной температуре

Для исследования ФП при комнатной температуре было изготовлено несколько структур с КТ с повышенной толщиной эквивалентного слоя InAs. Фотопроводимость структур с крупными кластерами InAs при 300 К не имеет выраженного бимодального характера, ее основной особенностью является сохранение интенсивной ФП при увеличении длины волн до 2 мкм. Подобные зависимости наблюдались и в случае вертикальной ФП. Выше 2 мкм начинается резкий спад интенсивности ФП. Наряду с этим в некоторых структурах наблюдалась узкая резонансная линия в спектре продольной ФП при 300 К в области 2,5 мкм (0,5 эВ) — рис. 8. Для структур InGaAs/GaAs эта

область длин волн соответствует внутризонной ФП. В структурах с КТ фотопроводимость при комнатной температуре в этой области спектра ранее не наблюдалась. ФП образца, приведенная на рис. 8, была откалибрована с помощью АЧТ в качестве источника излучения. С дополнительным Si-фильтром вольт-ваттная чувствительность при комнатной температуре составила 10^3 В/Вт, удельная обнаружительная способность — $3 \cdot 10^8$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹.

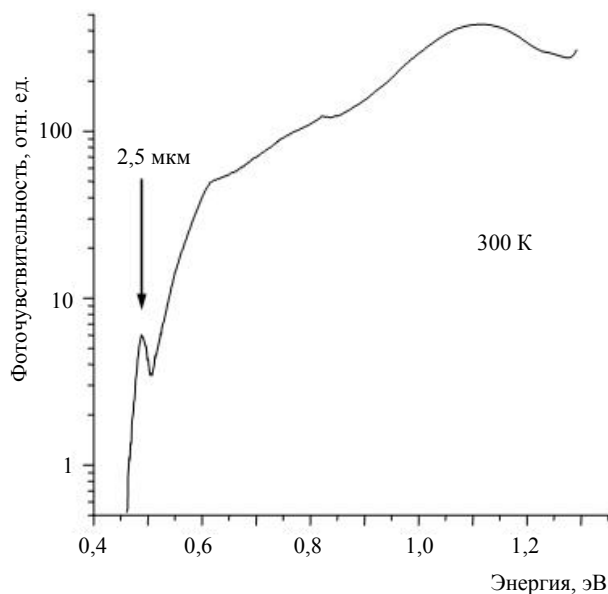


Рис. 8. Продольная фотопроводимость структуры с крупными КТ при комнатной температуре

Калибровка вертикальной ФП в гетероструктурах с КТ

Для исследования вертикальной ФП было изготовлено несколько структур с КТ, отличающихся толщиной d^* эквивалентного слоя InAs. Мы наблюдали ту же закономерность эволюции вертикальной ФП с ростом d^* , которая уже отмечалась выше при анализе продольной ФП. При увеличенном значении d^* интенсивность ФП повышается при значительном улучшении сигнала к шуму. На рис. 9 приведен спектр вертикальной ФП при 77 К для лучшей из изготовленных структур. Вольт-ваттная чувствительность этой структуры при температуре 90 К составила $2 \cdot 10^4$ В/Вт (0,5 А/Вт), удельная обнаружительная способность — $3 \cdot 10^9$ см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹. Следует однако отметить, что при формировании данной структуры не был реализован оптимальный процесс заравнивания. Как показал дальнейший анализ, не произошло полного растворения крупных КТ, а второй смачивающий слой плохо сформирован. При исследовании вертикальной ФП при 300 К были за-

фиксированы энергетические уровни вплоть до 1,9 мкм. Это играет отрицательную роль для ФП в области 4,5 мкм, поскольку возникает дополнительный канал захвата фотовозбужденных носителей тока. При более тщательном подборе толщины слоя низкотемпературного GaAs и момента подъема температуры выращивания мы рассчитываем на значительное улучшение параметров вертикальных ФП.

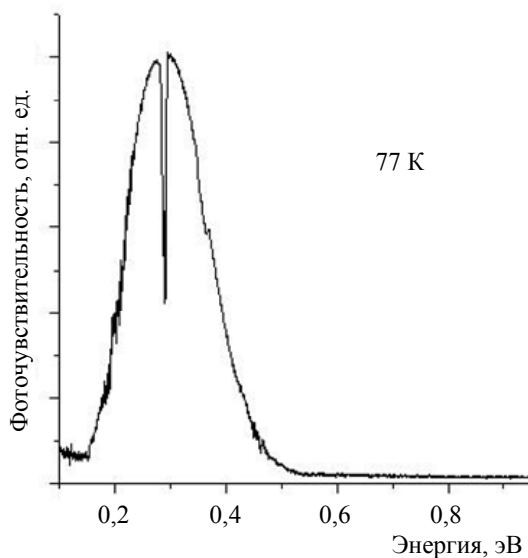


Рис. 9. Вертикальная фотопроводимость структуры с КТ

Выводы

Анализ результатов последних работ показывает, что реализованные до сих пор параметры ИК-фотоприемников на КТ значительно уступают теоретическим оценкам, использующим фундаментальные свойства КТ. Достижению прогнозируемых характеристик фотоприемников на КТ в первую очередь препятствует малая квантовая эффективность, обусловленная малым коэффициентом поглощения ИК-излучения.

Основными причинами слабого ИК-поглощения в КТ являются малая сила осциллятора рабочих электронных переходов в квантовых точках с малым коэффициентом “aspect ratio”, используемых в большинстве работ; низкий коэффициент заполнения активных областей квантовыми точками; значительное неоднородное уширение линий поглощения. Устранение этих причин требует прежде всего поиска технологических решений по росту однородных массивов КТ необходимых формы, размеров и плотности с низким уровнем дефектов. Кроме того, серьезной проблемой повышения рабочих температур фотоприемников на КТ остается высокий темновой ток.

В исследованиях авторов наметился альтернативный путь комплексного решения этих проблем. Он заключается в модификации свойств КТ в процессе их выращивания слоями GaAs при пониженных температурах роста, что позволяет формировать массивы однородных КТ со значительным увеличением их плотности и большим значением “aspect ratio”. В отличие от известных в МПЭ работ при выращивании мы не используем дополнительные слои InGaAs, что снижает деформирующие напряжения в структурах и количество дислокаций.

Показаны новые возможности применения фотоприемников на основе гетероструктур с КТ в продольной геометрии электронного транспорта, приведены типичные характеристики фотоприемников. Впервые наблюдались продольная внутризонная ФП в нелегированных структурах с КТ при дополнительной межзонной подсветке, а также межзонная фотопроводимость в диапазоне 1—2,7 мкм при комнатной температуре в структурах на основе КТ в GaAs.

Работа поддерживалась РФФИ, проекты № 04-02-17046, 04-02-17180, 06-02-16519.

Литература

1. Finkman E., Maimon S., Immer V., Bahir G., Schacham S. E., Fossard F., Julien F. H., Brault J., Gedry M. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 045323.
2. Maimon S., Finkman E., Bahir G., Schacham S. E., Garcia J. M., Petroff P. M. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 2003.
3. Liu H. C., Gao M., McCaffrey J., Wasilewski Z. R., Fafard S. // Ibid. 2001. V. 78. P. 79.
4. Pan D., Towe E., Kennerly S. // Ibid. 2000. V. 75. P. 2719.
5. Jiang J., Tsao S., O'Sullivan T., Zhang W., Lim H., Sills T., Mi K., Rzeghi M., Brown G. J., Tidrov M. Z. // Ibid. 2004. V. 84. P. 2166.
6. Kim S., Mohseni H., Erdtmann M., Michel E., Jelen C., Razedhi M. // Ibid. 1998. V. 73. P. 963.
7. Kim E.-T., Madhukar A., Ye Z., Campbell J. C. // Ibid. 2004. V. 84. P. 3277.
8. Xu S. J., Chua S. J., Mei T., Wang X. C., Zhang X. H., Karunasiri G., Fan W. J., Wahg C. H., Jiang J., Wang S., Xie X. G. // Ibid. 1998. V. 73. P. 3153.
9. Pan D., Towe E., Kennerly S. // Ibid. 2000. V. 76. P. 3301.
10. Chen Z., Kim E.-T., Madhukar A. // J. Vac. Sci. Technol. 2002. V. B20. P. 1243.
11. Lin S.-Y., Tsai Y.-J., Lee S.-C. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. P. 752.
12. Krishna S., Raghavan S., G. von Winckel, Stintz A., Ariyawansa G., Matsik S. G., Perera A. G. U. // Ibid. 2003. V. 83. P. 2745.
13. Chen Z., Kim E.-T., Madhukar A. // Ibid. 2002. V. 80. P. 2490.
14. Kim S. M., Harris J. S. // IEEE Photonics Technology Letters. 2004. V. 16. № 11. P. 2538.
15. Kim S. M., Harris J. S. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. № 18. P. 4154.

16. Krishna S., Raghavan S., G. von Winckel, Rotella P., Stintz A., Morath C. P., Le D., Kennerly S. W.// *Ibid.* 2003. V. 82. № 16. P. 2574.
17. Kim E.-T., Madhukar A., Ye Z., Campbell J. C.// *Ibid.* 2004. V. 84. № 17. P. 3277.
18. Raghavan S., Forman D., Hill P., Weisse-Bernstein N. R., G. von Winckel, Stintz A., Krishna S., Kennerly S. W., Little J. W.// *Ibid.* V. 96. № 2. P. 1036.
19. Ariyawansa G., Perera A. G. U., Raghavan G. S., G. von Winckel, Stintz A., Krishna S.// *IEEE Photonics Technology Letters.* 2005. V. 17. № 5. P. 1064.
20. Krishna S. J.// *Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38. P. 2142.
21. Jin P., Li C. M., Zhang Z. Y., Liu F. Q., Chen Y. H., Ye X. L., Xu B., Wang Z. G.// *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. № 14. P. 2791.
22. Kowalik K., Krebs O., Lemaitre A., Laurent S., Senellart P., Voisin P., Gaj J. A.// *Ibid.* 2005. V. 86. P. 041907.
23. Chakrabarti S., Stiff-Roberts A. D., Su X. H., Bhattacharya P., Ariyawansa G., Perera A. G. U.// *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38. P. 2135.
24. Chu L., Zrenner A., Bohm G., Abstreiter G.// *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 76. P. 1944.
25. Lee S.-W., Hirakawa K., Shimada Y.// *Physica E.* 2000. V. 7. P. 499.
26. Chu L., Zrenner A., Bougeard D., Bichler M., Abstreiter G.// *Ibid.* 2002. V. 13. P. 301.
27. Zhang W., Lim H., Taguchi M., Tsao S., Movaghar B., Razeghi M.// *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 191103.
28. Bhattacharya P., Su X. H., Chakrabarti S., Ariyawansa G., Perera A. G. U.// *Ibid.* 2005. P. 191106.
29. Jiang L., Li S. S., Yeh N.-T., Chyi J.-I., Ross C. E., Jones K. S.// *Ibid.* 2003. V. 82. № 12. P. 1986.
30. Stiff A. D., Krishna S., Bhattacharya P., Kennerly S.// *Ibid.* 2001. V. 79. P. 421.
31. Tang S.-F., Lin S.-Y., Lee S.-C.// *Ibid.* 2001. V. 78. P. 2428.
32. Kim J.-W., Oh J.-E., Hong S.-C., Park C.-H., Yoo T.-K.// *IEEE Electron Devices Letters.* 2000. V. 21. P. 329.
33. Liu H. C., Duboz J.-Y., Dudek R., Wasilewski Z. R., Fafard S., Finnie P.// *Physica E.* 2003. V. 17. P. 631.
34. Phillips J.// *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. P. 4590.
35. Ryzhii V., Khmyrova I., Ryzhii M., Mitin V.// *Semicond. Sci. Technol.* 2004. V. 19. P. 8.
36. Razeghi M., Lim H., Tsao S., Szafraniec J., Zhang W., Mi K., Movaghar B.// *Nonotechnology.* 2005. V. 16. P. 219.
37. Amtout A., Raghavan S., Rotella P., G. von Winckel, Stintz A., Krishna S.// *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96. № 7. P. 3782.
38. Lim H., Zhang W., Tsao S., Sills T., Szafraniec J., Mi K., Movaghar B., Razeghi M.// *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. P. 085332.
39. Moldavskaya L. D., Shashkin V. I., Drozdov M. N., Drozdov Yu. N., Daniltsev V. M., Murel A. V., Andreev B. A., Yablonsky A. N., Gusev S. A., Gaponova D. M., Khrykin O. I., Luk'yanov A. Yu., Sadova E. N.// *Physica E.* 2003. V. 17. P. 634—635.
40. Шаикин В. И., Антонов А. В., Гапонова Д. М., Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Лужьянов А. Ю., Молдавская Л. Д., Мурель А. В., Хрыкин О. И., Яблонский А. Н., Туловчиков В. С.// *Прикладная физика.* 2003. № 2. С. 76—79.
41. Moldavskaya L. D., Shashkin V. I., Drozdov M. N., Daniltsev V. M., Antonov A. V., Yablonsky A. N.// *Acta Physica Polonica A.* 2003. V. 103. № 6. P. 579—584.
42. Шаикин В. И., Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Дроздов Ю. Н., Молдавская Л. Д., Мурель А. В., Хрыкин О. И., Антонов А. В., Яблонский А. Н.// *Изв. РАН. Серия физическая.* 2004. Т. 68. № 1. С. 81—83.
43. Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Молдавская Л. Д., Мурель А. В., Шаикин В. И., Германенко А. В., Миньков Г. М., Шерстобитов А. А.// *Письма в ЖТФ.* 2004. Т. 30. Вып. 18. С. 87—94.
44. Антонов А. В., Гапонова Д. М., Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Молдавская Л. Д., Мурель А. В., Туловчиков В. С., Шаикин В. И.// *ФТП.* 2005. Т. 39. Вып. 1. С. 96—99.
45. Moldavskaya L. D., Daniltsev V. M., Drozdov M. N., Zakatov V. R., Shashkin V. I.// *Narrow Gap Semiconductors 2005*, eds Kono & Léotin/ *Institute of Physics Conference Series Number 187*, published by Taylor & Francis. P. 360—364.
46. Шаикин В. И., Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Дроздов Ю. Н., Гапонова Д. М., Хрыкин О. И., Мурель А. В., Востоков Н. В., Taek Kim*, Yong-Jo Park*// *ФТП.* 2006. Т. 40. № 4. С. 455—459.

Статья поступила в редакцию 11 октября 2006 г.

IR-photoconductivity in the multi-layer InGaAs/GaAs heterostructures with quantum points

V. I. Shashkin, V. M. Daniltsev, M. N. Drozdov, Yu. N. Drozdov,
V. R. Zakimov, A. Yu. Luk'yanov, L. D. Moldavskaya, A. V. Murel
Institute for Physics of Microstructures, Nizhni Novgorod, Russia

Consideration is made to the future trends for semiconductor heterostructures with quantum points (QP) as a new material for IR-photodetectors. Account is taken of the review of last works on this problem. Mention is made of the basic directions for subsequent investigations.