

Период осцилляций фотопроводимости и динамика заряда квантовых точек в $p-i-n$ GaAs/InAs/AlAs гетероструктурах

Ю. Н. Ханин⁺, Е. Е. Вдовин⁺¹⁾, О. Макаровский^{*2)}, М. Хенини^{× 2)}

⁺Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG7 2RD Nottingham, UK

[×]School of Physics and Astronomy, Nottingham Nanotechnology and Nanoscience Centre, University of Nottingham, NG7 2RD Nottingham, UK

Поступила в редакцию 30 сентября 2015 г.

Изучены квантовые осцилляции фотопроводимости в $p-i-n$ GaAs/InAs/AlAs гетероструктурах с квантовыми точками. На основе простой электростатической модели показано доминирующее влияние динамики накопления заряда фотовозбужденных дырок на квантовых точках на период осцилляций и их эволюцию с изменением мощности освещения в целом. Исследования температурных зависимостей осцилляционной структуры вольт-амперных характеристик подтвердили нашу интерпретацию.

DOI: 10.7868/S0370274X15230058

При определенных условиях в проводимости полупроводниковых структур могут проявляться различные квантовые осцилляционные эффекты. Существует ряд работ, посвященных колебаниям проводимости гетероструктур в зависимости от приложенного напряжения вследствие оптического излучения фононов [1, 2] или из-за квантования энергии движения носителей, ограниченных потенциальными барьерами. Например, резонансное туннелирование через уровни в широких квантовых ямах приводит к большому числу хорошо определенных пиков дифференциальной проводимости [3, 4]. Похожие квантово-размерные эффекты наблюдались также в фотопротоке оптически возбужденных $p-i-n$ GaAs/AlAs сверхрешеток [5, 6]. Осцилляции фотопроводимости от смещающего напряжения в $p-i-n$ GaAs/InAs/AlAs гетероструктурах были обнаружены совсем недавно [7]. Они описаны как следствие квантования движения фотовозбужденных носителей в нелегированных околосбарьерных областях гетероструктуры. При этом на части структур наблюдались два участка осциллирующих зависимостей со значительно различающимися периодами. Было показано, что больший период (длиннопериодные осцилляции) обусловлен квантованием движения фотовозбужденных электронов и их последующей рекомбинацией в приконтактном слое. Относительно же причин появления участков осцилляций с мень-

шим периодом (короткопериодные осцилляции) при увеличении мощности внешнего излучения авторами было лишь высказано предположение, что они вызваны аналогичными процессами для фотовозбужденных дырок. Однако их действительная природа до сих пор оставалась невыясненной. Затем, совсем недавно у нас возникло предположение [8] о том, что появление короткопериодных участков осцилляций может быть результатом перераспределения потенциала вдоль ростового направления структуры из-за захвата фотовозбужденных дырок и накопления заряда на состояниях квантовых точек в области барьера. При этом их физическая природа остается прежней, но при определенных условиях изменяется энергетический масштаб их проявления на вольт-амперных характеристиках (ВАХ). Для проверки данной гипотезы нами и были предприняты исследования фототока в трех $p-i-n$ -гетероструктурах с предельно близким дизайном энергетических зон в целом, но принципиально различающихся дизайном в области, отвечающей за возможность прямой рекомбинации через состояния квантовых точек и, следовательно, за накопление на них дырочного заряда. В структуре, где электронные уровни квантовых точек E_{QD}^e расположены выше дна зоны проводимости GaAs E_{GaAs}^c , а дырочные уровни E_{QD}^h – в запрещенной зоне, возможности для прямой рекомбинации нет, так как E_{QD}^e всегда пуст (на него не могут попасть электроны). Поэтому вероятность накопления заряда на E_{QD}^h в этом случае потенциально велика. В структурах же, где и электронные, и

¹⁾e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

²⁾О. Makarovskii, M. Henini

дырочные уровни квантовых точек, E_{QD}^e и E_{QD}^h , находятся внутри запрещенной зоны, существует возможность захвата на них фотовозбужденных электронов и дырок и активной прямой рекомбинации. Следовательно, накопление заряда здесь будет значительно ослаблено или невозможно вовсе.

Данная работа является результатом исследований квантовых осцилляций фотопроводимости в трех видах $p-i-n$ GaAs/AlAs гетероструктур с различными энергетическими положениями электронных и дырочных уровней квантовых точек (E_{QD}^e и E_{QD}^h) по отношению к краям запрещенной зоны в их центральной части, что принципиально изменяло возможность прямой рекомбинации с участием этих уровней и аккумуляции там заряда фотовозбужденных дырок. В структурах с накоплением заряда эволюция осцилляций с изменением мощности освещения P объяснена на основе простой электростатической модели перераспределения потенциала и представлений о двух режимах динамики аккумуляции дырок в квантовых точках. В первом случае, когда вероятность ухода дырок с E_{QD}^h невелика и заряд на них определяется преимущественно каналом доставки дырок на эти уровни, экспериментально наблюдается уменьшение периода осцилляций с ростом P вплоть до некоторого значения, после которого он остается практически неизменным, в полном согласии с электростатической моделью. При этом момент, после которого период не меняется, т.е. собственно момент появления короткопериодных осцилляций, соответствует предельному перелому потенциала, когда практически все приложенное электрическое поле сосредотачивается справа от слоя квантовых точек (см. рис. 1) и дальнейший приток к ним дырок становится невозможным. Отклонение же от тенденции к уменьшению периода и последующее ослабление реакции осцилляций на изменение P свидетельствуют о наступлении второго режима, при котором уже туннельный канал ухода дырок с E_{QD}^h в значительной мере определяет величину заряда, уменьшая ее, и он оказывает все меньшее влияние на перераспределение потенциала. Предельный случай этого режима, когда заряд очень мал, подтверждается лишь незначительным сдвигом позиций осцилляций по напряжению при больших электрических полях во всем интервале P . Расчеты положений осцилляций, сделанные в рамках нашей модели для предельных случаев перераспределения потенциала, показали хорошее совпадение с экспериментом. Результаты температурных измерений согласуются с нашей интерпретацией поведения осцилляций и дают ей, таким образом, дополнительное подтверждение.

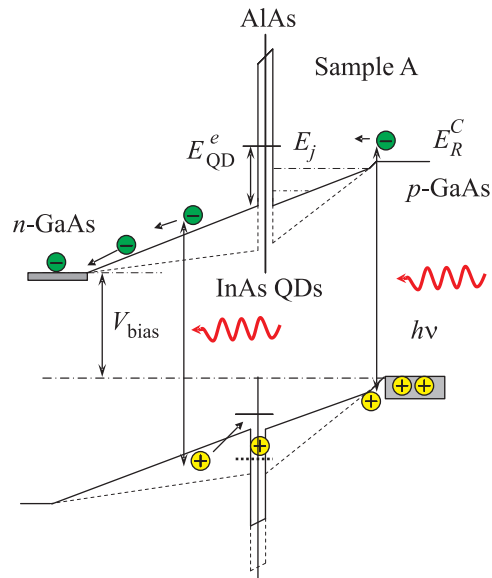


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическая зонная диаграмма образца А в отсутствие накопления заряда (сплошные линии) и при накоплении заряда на уровнях квантовых точек E_{QD}^h в AlAs-барьере (штриховые линии). Стрелками показан механизм фотогенерации, движения в электрическом поле и захвата носителей на уровни E_{QD}^h . Штрихпунктирными линиями обозначены уровни размерного квантования E_j в треугольной яме

Структуры же, в которых возможность накопления заряда была потенциально исключена, предсказуемо продемонстрировали отсутствие короткопериодных осцилляций (при наличии длиннопериодных), дополнительно подтвердив справедливость нашего предположения о причинах их появления.

Исследованные нами образцы были изготовлены на основе $p-i-n$ GaAs/AlAs одно- и двухбарьерных гетероструктур с нелегированными приборьерными слоями в 60 и 100 нм n - и p -областей соответственно, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Центральная нелегированная i -область представляла собой AlAs 5-нанометровой барьер для образца А и GaAs квантовые ямы (1.2 и 6.2 нм), ограниченные AlAs 3-нанометровыми барьерами, для образцов В и С. В середине каждой из этих областей были выращены слои самоорганизованных InAs квантовых точек. Более детально такие структуры описаны в работах [7, 9–11]. Основные электронные, E_{QD}^e , и дырочные, E_{QD}^h , энергетические уровни квантовых точек в структуре А находились на 105 мэВ выше края зоны проводимости и на 15 мэВ ниже края валентной зоны GaAs, т.е. электронное состояние располагалось выше края зоны проводимости GaAs, а дырочное – внутри запрещенной зоны. В об-

разцах же В и С E_{QD}^h и E_{QD}^e были расположены в запрещенной зоне на различной глубине. Это значительно изменяло вероятности захвата (ухода) на них фотовозбужденных носителей [9–11], однако не исключало возможности активной прямой рекомбинации с их участием. Схематическая зонная диаграмма активной области структуры А при напряжении менее 1.5 В и слабом освещении показана на рис. 1 сплошными линиями. Напряжение $V_b \approx 1.5$ В является критическим для исследуемых $p-i-n$ GaAs/AlAs гетероструктур, поскольку отвечает условию плоских зон в них. Интервал $V_b > 1.5$ В актуален для процессов туннелирования основных носителей, а $V_b < 1.5$ В – для фотопроводимости и обсуждаемых здесь осцилляций этой величины. Изменение V_b , начиная приблизительно с 1.5 В, в сторону отрицательных значений приводит к движению электронных уровней размерного квантования E_j в треугольной яме вверх по энергии и их последовательному совпадению с краем зоны проводимости E_c^R , ограничивающим эту яму справа (см. рис. 1). При этом каждый раз, когда E_j совпадает с E_c^R , происходят резкий рост перекрытия волновых функций электронов на E_j со свободными дырками в правом контакте и соответствующее увеличение темпа рекомбинации таких носителей, что и приводит к модуляции фотопроводимости [7]. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400$ °С. Для создания оптических мезоструктур диаметром 25–200 мкм применялась стандартная технология химического травления. Вольт-амперные характеристики были измерены при уровне шума менее 50 фА. Измерения проводились при температуре 4.2–100 К. В качестве источников светового излучения были использованы диодные лазерные модули с длинами волн λ в интервале от 935 до 650 нм и мощностью светового излучения на образце до 0.8 мВт.

На рис. 2 представлены обратные ветви ВАХ образца А (в котором E_{QD}^h лежат выше края валентной зоны, а E_{QD}^e – выше края зоны проводимости GaAs) в интервале $V_b < 1.5$ В при трех значениях мощности воздействующего излучения ($P = 0.02$ мкВт, 8 мкВт и 0.3 мВт) с длиной волны $\lambda = 650$ нм при $T = 4.2$ К. В отсутствие освещения обратные ветви ВАХ представляли собой монотонные зависимости без каких-либо видимых особенностей (здесь не приводятся). Темновой ток в интервале до 3 В не превышал 10 пА и, вероятно, определялся преимущественно процессами, аналогичными току генерации $p-n$ -перехода. Воздействие на образцы световым излучением с λ вплоть до 840 нм не оказывало сколь-либо замет-

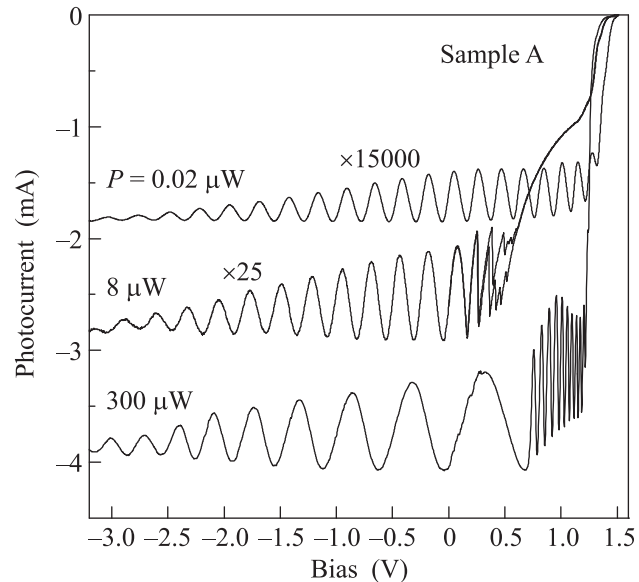


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образца А при трех значениях мощности освещения ($T = 4.2$ К)

ного влияния на их ВАХ. Когда же λ превышала 840 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs), обратные ветви ВАХ начинали демонстрировать осциллирующую составляющую с амплитудой, пропорциональной P , и периодом, не зависящим от λ , аналогично [7]. Осцилляции проявлялись, начиная с $P = 1$ нВт. Однако для наглядности и удобства обсуждения здесь приведены кривые только для трех значений P , характеризующие очевидные качественные изменения в образце А. Отметим, что количество наблюдаемых осцилляций при малых P и при $T = 4.2$ К приблизительно совпадало для всех типов образцов и составляло около 20, а их амплитуды при этом достигали 25 % от средней величины фототока. Осцилляции монотонно подавлялись с ростом температуры и полностью исчезали при $T \approx 100$ К аналогично [7]. После достижения $P \approx 100$ мкВт на ВАХ при $T = 4.2$ К начинает проявляться короткопериодная осциллирующая структура, представленная, например, на рис. 2 нижней кривой. Природа длиннопериодной части осцилляций на всех трех кривых рис. 2 описана ранее [7] и уже кратко пояснена выше. Короткопериодная же часть до настоящего момента так и не нашла своего объяснения. В основу качественного описания причин появления короткопериодных осцилляций и эволюции осцилляционной структуры ВАХ в целом нами были положены электростатическая модель перераспределения потенциала в структуре, симулирующая накопление заряда фотовозбужденных дырок Q^h , захватываемых на состояниях InAs квантовых точек E_{QD}^h в области ба-

ьера, и обсуждение двух различных динамических режимов накопления такого заряда Q^h с целью сопоставления их проявлений с предсказаниями модели. Одним из принципиальных свойств модели является неизменность отношения электрических полей слева и справа от барьера ($F_L/F_R = \text{const}$) при изменении V_b , как в структурах без накопления заряда. Условие $F_L/F_R = \text{const}$ в нашем случае тождественно постоянству коэффициента перевода энергетических величин в шкалу напряжений смещения V_b . Соответствие или отклонение от этого условия в поведении наблюдаемых в эксперименте осцилляций означает проявление двух различных режимов аккумуляции заряда Q^h . Как будет видно из дальнейшего, отклонение от него свидетельствует о дефиците заряда для удовлетворения этому условию. Использование нами именно такой модели с постоянным коэффициентом перевода энергии в напряжение обусловлено тем, что она дает единственную простую возможность однозначной идентификации сложных спектров резонансно-туннельных особенностей ВАХ гетеросистем и их зависимостей от внешних воздействий, а в силу малого числа ее внутренних параметров и простоты их связей позволяет качественно трактовать отклонения от предсказываемого ею поведения. Пунктирными линиями на рис. 1 показано влияние накопления дырочного заряда на потенциальный профиль. Активное накопление заряда в подобных системах путем захвата фотовозбужденных носителей из зоны проводимости (валентной зоны) на уровни квантовых точек в запрещенной зоне уже было неоднократно описано ранее [12–14]. Поэтому мы используем данный механизм в обсуждении, не вдаваясь в детали. Отметим лишь, что вероятность захвата на E_{QD}^h предполагается нами не зависящей от V_b , т.к. ее возможное уменьшение с ростом электрического поля только дополнительно уменьшало бы Q^h , что никак не изменяет наших выводов.

Расчеты в рамках нашей модели положений минимумов осцилляционной структуры в двух предельных случаях (с линейным распределением потенциала $F_L = F_R$ при малом заряде на E_{QD}^h и для максимально достижимого перелома потенциала, когда электрическое поле слева от барьера $F_L \approx 0$, все напряжение падает в области треугольной ямы и дальнейший приток и рост заряда на E_{QD}^h уже невозможны) продемонстрировали движение осцилляций в сторону больших V_b и заметное уменьшение их периода, что и наблюдается в эксперименте, и показали хорошее совпадение с измеренными позициями минимумов для ВАХ при $P = 0.3 \text{ мВт}$ и 0.02 мкВт (см. рис. 3). Расчетные значения минимумов осцил-

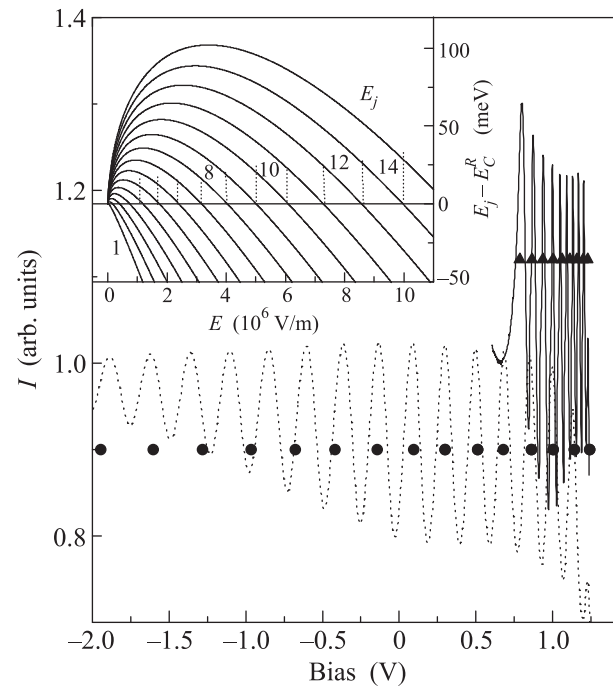


Рис. 3. Нормированные ВАХ образца А в двух предельных случаях перелома потенциала и результаты модельных расчетов положений осцилляций. На вставке показаны расчетные кривые движения уровней E_j по отношению к правому краю ямы с увеличением электрического поля

ляций V_b^j определялись как моменты совпадения уровней размерного квантования E_j с правым краем треугольной ямы (границей нелегированной области GaAs шириной 60 нм с контактном слоем p -GaAs) при их последовательном вхождении в яму с изменением V_b . Вставка к рис. 3 демонстрирует расчетные кривые движения уровней E_j по отношению к правому краю ямы с увеличением электрического поля, а их пересечения с горизонтальной осью $E_j - E_C = 0$ дают расчетные значения минимумов путем умножения на эффективную длину падения напряжения в структуре. В пределе малого Q^h и линейного распределения потенциала длина составила 170 нм, а в случае максимального перелома потенциала ($F_L \approx 0$) – 60 нм. Именно это полученное совпадение эксперимента с модельным расчетом для двух предельных случаев распределения потенциала и дало нам основание для использования данной модели в качестве отправной точки для интерпретации поведения осцилляций с ростом P с помощью привлечения к обсуждению дополнительных динамических параметров, определяющих режим аккумуляции Q^h . Например, на основании этого совпадения уже сразу можно сказать, что сгущение и смещение в сторону боль-

пих V_b с ростом P до ~ 100 мкВт первых четырех осцилляций на рис. 4а хорошо объяснимо как соот-

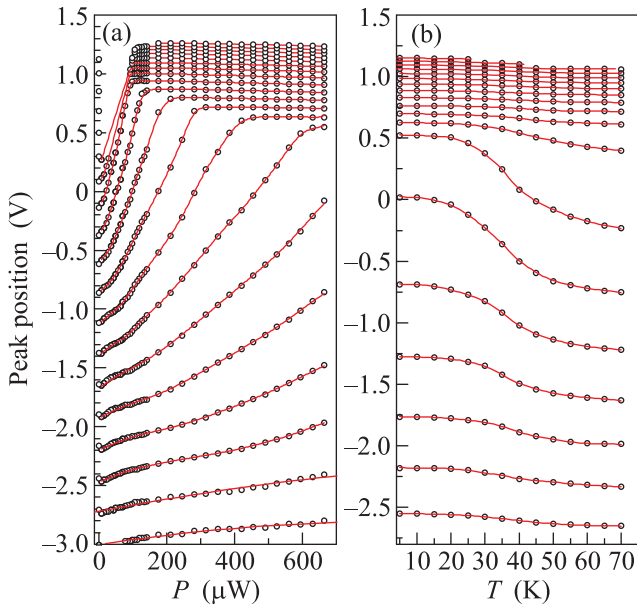


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Эволюция осцилляций в образце А с мощностью светового излучения при $T = 4.2$ К. (б) – Температурные зависимости положений осцилляций в образце А при мощности 600 мкВт

ветствующее нашей модели с зависимостью $Q^h(V_b)$, удовлетворяющей условию $F_L/F_R = \text{const}$. Область независимости периода от P , занимающая верхнюю часть рис. 4а вплоть до V_b порядка 0.5 В, также легко объяснима с точки зрения нашей модели как естественный предел накопления Q^h и перелома потенциала с ростом P , при котором $F_L \approx 0$. Вследствие этого приток дырок, движущихся в поле F_L слева к барьеру, приостанавливается и дальнейшей аккумуляции заряда на E_{QD}^h не происходит. Граница этой области по V_b в направлении отрицательных значений соответствует (при каждой конкретной P) моменту, когда аккумулируемого Q^h становится недостаточно для поддержания $F_L = 0$. С дальнейшим уменьшением V_b перелом потенциала и Q^h только продолжают падение. Эта граница, очевидно связанная, как уже отмечалось выше, с дефицитом заряда Q^h , физически обусловлена, вероятно, переходом системы в другой режим накопления Q^h , когда его величина определяется уже не только каналом доставки дырок на E_{QD}^h , но в значительной мере и их уходом путем туннелирования через потенциальный барьер, ограничивающий E_{QD}^h справа. Поскольку вероятность ухода через такой туннельный канал сильно зависит от электрического поля, результирующий заряд Q^h в такой ситуации быстро уменьша-

ется с уменьшением V_b вплоть до полного исчезновения, что и наблюдается в эксперименте как резкое ослабление реакции положения осцилляций на P при минимальных V_b . Кроме того, исходя из нашей модели удалось качественно объяснить изменения скорости движения осцилляций с P . Анализ данных, представленных на рис. 4а, на основе предсказаний модели показал, что при увеличении P до 100 мкВт рост скоростей движения позиций V_b^j первых четырех осцилляций в сторону больших V_b с ростом их номера соответствует предсказываемому. Таким образом, он обусловлен тем, что Q^h , отвечающий моменту формирования каждой следующей j -й осцилляции, должен быть больше, чем для предыдущей, $(j - 1)$ -й осцилляции, в той мере, которая необходима для поддержания условия $F_L/F_R \approx \text{const}$. Иными словами, в рамках модели увеличение скорости движения с ростом номера j сопровождается согласованным увеличением Q^h (при каждом $P = \text{const}$), а отклонение от этой тенденции означает падение прежнего темпа приращения Q^h из-за его дефицита. Отсюда явно следует, что уменьшение скоростей движения, начиная с пятой осцилляции, и отклонение от тенденции к сгущению связаны с началом активного ухода заряда с E_{QD}^h и наступлением уже упоминавшегося режима дефицита Q^h , когда условие $F_L/F_R = \text{const}$ невыполнимо. С уменьшением V_b (ростом поля) дефицит заряда будет только возрастать. Нижние осцилляции в интервале напряжений от -2 до -3 В на рис. 4а, очевидно, это подтверждают, поскольку они демонстрируют лишь незначительное смещение своих положений с ростом P , отражающее малость накопления заряда на E_{QD}^h в сильном электрическом поле. Понятно, что в отсутствие заряда на E_{QD}^h не должно происходить никакой коррекции положений осцилляций.

Причиной ненаблюдаемости осцилляций, соответствующих самым нижним уровням размерного квантования E_j в треугольной яме, в интервале V_b от ~ 1.25 до 0.5 В и P вплоть до 100 мкВт является, по нашим представлениям, сравнимость в данных условиях уширений уровней Γ_j и расстояний $\Delta E_j = E_{j+1} - E_j$ между ними. Уширение при малых P обусловлено главным образом случайным потенциалом дырок, захваченных на состояниях квантовых точек. Как было показано ранее, его величина Γ_j может достигать 15 мэВ [15]. Значения же ΔE_j , по нашим расчетам, в актуальном интервале V_b не превышает 20 мэВ. С ростом P фотовозбужденные дырки заполняют все большее число квантовых точек в слое InAs, что приводит к сглаживанию порождаемого ими потенциального профи-

ля, уменьшению Γ_j и проявлению нижних уровней E_j .

Для дополнительной проверки нашей интерпретации поведения осцилляций с изменением P были изучены их температурные зависимости. Как видно из рис. 4b, зависимости $V_b^j(T)$ с ростом T , начиная с $T \approx 35$ К, демонстрируют смещение в сторону меньших V_b для всех номеров j . Это явно указывает на появление новых, вызванных температурой процессов, приводящих к уменьшению Q^h даже в той области V_b (> 0.5 В), где основным является “низкотемпературный” ($T < 35$ К) канал ухода заряда с E_{QD}^h путем прямого туннелирования, который, как уже обсуждалось выше, еще совсем малоинтенсивен. Температура $T = 35$ К многократно меньше необходимой для термоактивации дырок с уровня E_{QD}^h , расположенного на удалении 15 мэВ вглубь запрещенной зоны от E_v^{GaAs} и вдобавок ограниченного AlAs барьером высотой более 400 мэВ. Поэтому наиболее вероятно, что ускорение темпа ухода заряда Q^h после $T = 35$ К в нашем случае обусловлено более “изкотемпературным” процессом термостимулированного туннелирования через тот же барьер, что и прямое туннелирование, аналогично изучавшемуся, например, в [16]. В таком случае резкое усиление наблюдаемого нами температурного смещения V_b^j с ростом j вплоть до $j = 14$ легко объяснить как результат роста прозрачности туннельного барьера, препятствующего уходу дырок с E_{QD}^h , с увеличением электрического поля F_R . Ослабление же эффекта после $j = 14$, вероятно, обусловлено существенным уменьшением накопления Q^h уже при $T < 35$ К из-за высокой активности в данном интервале V_b (где поле F_R уже достаточно велико) основного “низкотемпературного” канала утекания Q^h путем прямого туннелирования. Дополнительное подтверждение этому дают температурные зависимости для образцов В и С (здесь не приводятся) без накопления Q^h , демонстрирующие неизменность положений V_b^j при изменении T во всем температурном интервале наблюдения осцилляций. Количественный анализ температурных зависимостей и механизма термостимулированного туннелирования в нашем эксперименте выходит за рамки данной работы, так как он затруднен из-за недостатка достоверных данных о некоторых энергетических параметрах InAs-слоев гетероструктур и требует дополнительных исследований. Однако уже сейчас можно уверенно утверждать, что температурное поведение осцилляций, так же как и их зависимости от P , определяется динамикой захвата (ухода) дырочного заряда на E_{QD}^h , только с учетом нового процесса термостимулированного тунне-

лирования, и, таким образом, полностью согласуется с нашей интерпретацией их эволюции с изменением мощности.

Исследование ВАХ при максимально достижимой для нас мощности $P = 8$ мВт (здесь не приводится) показало наличие только короткопериодных осцилляций, количество которых приблизительно совпадает с их числом при минимальной мощности [7]. Это дополнительно указывает на единую природу осциллирующей структуры, период которой лишь уменьшается с ростом P из-за перераспределения потенциала в структуре. Неизменное же количество наблюдаемых осцилляций определяется высотой AlAs-барьера, ограничивающего треугольную яму.

Обратные ветви ВАХ образцов А, В и С в интервале $V_b < 1.5$ В при $P = 0.02$ мкВт и 0.3 мВт, $\lambda = 650$ нм и $T = 4.2$ К показаны на рис. 5. В послед-

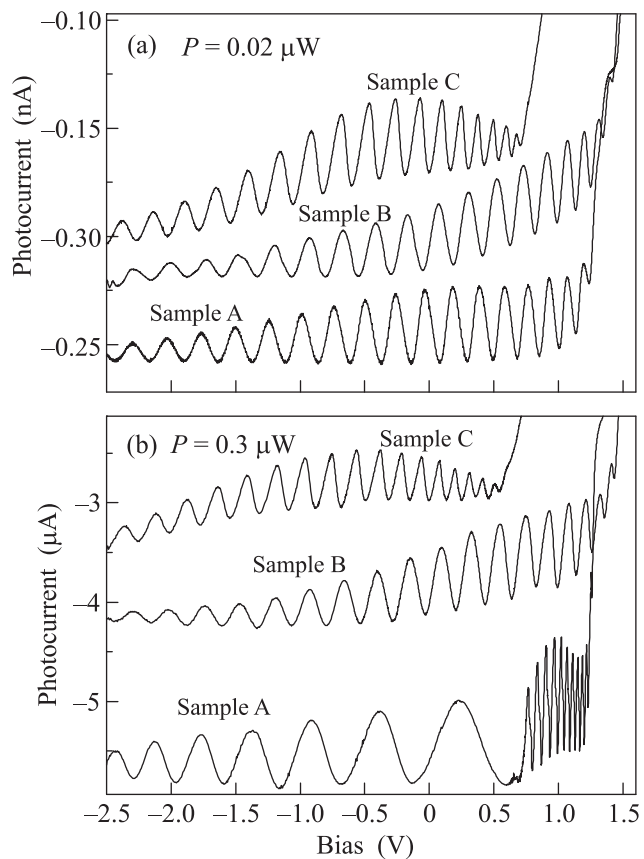


Рис. 5. Фотоосцилляции тока в образцах А, В и С в интервале $V_b < 1.5$ В при $\lambda = 650$ нм, $T = 4.2$ К, $P = 0.02$ мкВт (а) и 0.3 мВт (б)

них двух образцах E_{QD}^h лежат выше края валентной зоны, а E_{QD}^e – ниже края зоны проводимости GaAs (через них возможна активная рекомбинация

фотовозбужденных носителей). Как уже было упомянуто выше, в отсутствие освещения обратные ветви ВАХ образцов В и С аналогично образцу А представляли собой монотонные зависимости. При малой $P = 0.02$ мВт все образцы демонстрировали наличие длиннопериодной осциллирующей компоненты фототока, а количества осцилляций приблизительно совпадали (см. рис. 5а), что определялось равенством длин соответствующих приборьерных слоев в p -области [7]. Короткопериодная же компонента проявлялась во всем доступном интервале P только на образце А (см., например, рис. 5с для $P = 0.3$ мВт). Данный эксперимент, по нашим представлениям, является однозначным подтверждением нашей интерпретации происхождения короткопериодных осцилляций как следствия перераспределения потенциала, поскольку в структурах В и С отсутствует возможность накопления заряда из-за процессов прямой рекомбинации фотовозбужденных дырок и электронов, захватываемых на соответствующие состояния квантовых точек, лежащие внутри запрещенной зоны. Захват же фотовозбужденных электронов на квантовые точки в структуре А невозможен, как уже говорилось выше, поскольку электронные уровни находятся значительно выше дна зоны проводимости.

Авторы выражают благодарность Л. Ивсу (L. Eaves, University of Nottingham, UK) за плодотворные обсуждения дизайна, а также В.В. Белову, М.В. Григорьеву и П.Л. Шабельниковой (ИПТМ РАН) за техническое содействие. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 15-02-01221-а) и программ фундаментальных исследований президиума РАН “Актуальные проблемы физики низких температур” и “Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий”.

1. T. W. Hickmott, P. M. Solomon, F. F. Fang, F. Stern, R. Fischer, and H. Morkoc, Phys. Rev. Lett. **52**, 2053 (1984).

2. M. Alikacem, D. K. Maude, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, and M. A. Pate, Appl. Phys. Lett. **59**, 3124 (1991).
3. M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Heninit, O. H. Hughes, A. Celeste, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, J. Phys.: Cond. Mat. **1**, 4865 (1989).
4. T. M. Fromhold, L. Eaves, F. W. Sheard, M. L. Leadbeater, T. J. Foster, and P. C. Main, Phys. Rev. Lett. **72**, 2608 (1994).
5. В. Л. Альперович, Н. Т. Мошегов, В. А. Ткаченко, О. А. Ткаченко, А. И. Торопов, А. С. Ярошевич, Письма ЖЭТФ **70**, 112 (1999).
6. В. Л. Альперович, Н. Т. Мошегов, А. С. Терехов, В. А. Ткаченко, О. А. Ткаченко, А. И. Торопов, А. С. Ярошевич, ФТТ **41**, 159 (1999).
7. E. E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R. P. Campion, Yu. N. Khanin, M. Henini, and O. Makarovsky, Phys. Rev. B **89**, 205305 (2014).
8. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, М. Хенини, *Совещание по физике низких температур*, (2015), с. 201.
9. G. Kießlich, A. Wacker, E. Schöll, S. A. Vitusevich, A. E. Belyaev, S. V. Danylyuk, A. Förster, N. Klein, and M. Henini, Phys. Rev. B **68**, 125331 (2003).
10. A. E. Belyaev, A. Patane, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, and S. V. Danylyuk, Nanotechnology **12**, 515 (2001).
11. A. E. Belyaev, S. A. Vitusevich, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. Forster, W. Reetz, and S. V. Danylyuk, Nanotechnology **13**, 94 (2002).
12. J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **94**, 067401 (2005).
13. D. M. Zhou, Q. C. Weng, W. P. Wang, N. Li, B. Zhang, W. D. Hu, X. S. Chen, W. Lu, W. X. Wang, and H. Chen, Opt. Quant. Electron. **45**, 687 (2013).
14. O. Makarovsky, E. E. Vdovin, A. Patané, L. Eaves, M. N. Makhonin, A. I. Tartakovskii, and M. Hopkinson, Phys. Rev. Lett. **108**, 117402 (2012).
15. E. E. Vdovin, O. Makarovsky, A. Patané, L. Eaves, and Yu. N. Khanin, Phys. Rev. B **79**, 193311 (2009).
16. W.-H. Chang, W. Y. Chen, T. M. Hsu, N. T. Yeh, and J.-I. Chyi, Phys. Rev. B **66**, 195337 (2002).