УДК 621.315.592

Низкоплотные массивы комплексов тройных квантовых точек InAs/GaAs(111)B

© С.В. Балакирев, Н.Е. Солодовник, Н.А. Шандыба, Д.Д. Духан, М.М. Ерёменко, М.С. Солодовник

Лаборатория эпитаксиальных технологий, Южный федеральный университет,
347922 Таганрог, Россия

E-mail: sbalakirev@sfedu.ru

Поступила в Редакцию 31 марта 2026 г.
В окончательной редакции 15 июля 2026 г.
Принята к публикации 15 июля 2026 г.

Представлен подход по эпитаксиальному формированию упорядоченных комплексов тройных квантовых точек InAs/GaAs в треугольной конфигурации с низкой поверхностной плотностью ($0.25-1\,\text{мкм}^{-2}$). Квантовые точки формируются в вершинах оснований пирамидальных углублений на подложках GaAs(111)B, структурированных с использованием методики на основе комбинации фокусированных ионных пучков и локального капельного травления. Расстояние между точками в комплексе определяется топологией структурирования подложки и возрастает с увеличением периода воздействия пучка. Оптимизация параметров структурирования позволяет обеспечить высокую селективность тройных квантовых точек в углублениях. Спектры фотолюминесценции квантовых точек демонстрируют излучение в диапазоне 900–1150 нм с интенсивностью, возрастающей при увеличении дозы ионов и уменьшении периода воздействия пучка.

Ключевые слова: квантовые точки, InAs, GaAs(111)B, эпитаксия, фокусированные ионные пучки.

DOI: 10.61011/FTP.2026.04.63691.9304

1. Введение

Текущий этап технологического развития характеризуется активным поиском и переходом к принципиально новым системам передачи, обработки и хранения данных, таким как квантовая криптография, спинтроника, оптические и квантовые вычисления. Одним из наиболее перспективных объектов исследований в этом отношении являются полупроводниковые квантовые точки (КТ), что обусловлено их уникальными свойствами, вытекающими из ярко выраженного эффекта размерного квантования. Атомоподобный энергетический спектр КТ позволяет предельно точно контролировать зарядовые и спиновые состояния, а также управлять туннельными процессами, что составляет физическую основу функционирования кубитов и элементов наноэлектроники. Кроме того, полупроводниковые КТ на основе соединений $A^{III}B^{V}$ идеально встраиваются в фотонную платформу для реализации систем оптических квантовых вычислений и коммуникаций [1] что связано с их высокой квантовой эффективностью, возможностью электрической накачки и прецизионного управления оптическими свойствами, а также зрелой технологией изготовления гетероструктур на их основе.

Отдельный интерес представляет исследование комплексов тройных КТ в различных конфигурациях в целях реализации на их основе устройств нано- и оптоэлектроники [2–4], плазмоники [5] и квантовых технологий [6–8]. Так, в работе [9] на основе линейной цепочки из трех КТ был экспериментально продемонстрирован эффект сверхобмена — опосредованной связи между удаленными спинами через третий промежуточный электрон, что открывает альтернативный путь для реализации квантовых вентилей между удаленными кубитами [9]. За счет прецизионной настройки энергетических уровней в линейных тройных КТ был достигнут прямой когерентный перенос электрона между удаленными точками, что открывает перспективы реализации квантовой шины для обмена информацией между кубитами на больших расстояниях [10]. Особый интерес представляют также тройные КТ в треугольной конфигурации, что связано с их выдающимися термоэлектрическими свойствами [11], возможностью реализации фрустрации заряда [4,12], управления хиральным током [13], а также повышения степени запутанности кубитов [6] и надежности квантовой телепортации [14].

Для создания полноценных высокопроизводительных систем квантовых вычислений, наноэлектроники и фотоники, помимо достижения высокого качества КТ, необходимо также обеспечить их низкую поверхностную плотность (как правило, не более $1\,\text{мкм}^{-2}$), позволяющую изолировать отдельные КТ и их комплексы для создания функциональных устройств на их основе. Для этих задач сегодня активно используется методика локализации формирования КТ в углублениях, полученных локальным капельным травлением (ЛКТ) [15,16], позволяющая варьировать плотность КТ в широком диапазоне значений. Эффект ЛКТ давно известен в литературе и используется для создания углублений симметричной пирамидальной формы, в которые в дальнейшем осаждается материал КТ [17]. Помимо возможности снижения поверхностной плотности КТ, такой способ

обеспечивает пирамидальную форму углублений, позволяющую достичь высокой симметрии КТ и, следовательно, минимальных значений тонкого расщепления при каскадном биэкситонном–экситонном распаде для повышения степени запутанности фотонов [18]. Однако главным недостатком ЛКТ является отсутствие контроля над положением создаваемых углублений на поверхности и, как следствие, формирующихся в них КТ в силу случайного характера процессов формирования травящих подложку капель металла. Это является одним из ключевых препятствий на пути создания масштабируемой технологии изготовления устройств на основе низкоплотных КТ и их комплексов, в том числе тройных.

Одним из вариантов решения обозначенной проблемы является создание комплексов КТ с контролируемой конфигурацией с помощью литографического формирования системы металлических затворов над гетероструктурой с двумерным электронным газом (ДЭГ). Однако данный подход имеет ряд существенных ограничений. Во-первых, литографическое изготовление наноструктур с характерными размерами 20–30 нм является технологически очень сложным и дорогостоящим процессом. Во-вторых, КТ, индуцированные затворами в ДЭГ, чрезвычайно чувствительны к зарядовому шуму, являющемуся одной из распространенных причин декогеренции кубитов. Наконец, такие КТ не являются стабильными, изолированными фрагментами материала, что делает их подверженными флуктуациям энергетических уровней. Как следствие, они демонстрируют неудовлетворительные значения квантовой эффективности, ширины линии излучения и спектральной диффузии. В то же время эпитаксиальные КТ представляют собой практически идеальные объекты фотоники, обладающие требуемыми оптическими свойствами и возможностью контроля размеров КТ в широком диапазоне в процессе роста. При этом эпитаксиальная технология обеспечивает высокое качество и чистоту материала, а также устойчивость положений энергетических уровней благодаря резким гетерограницам между КТ и окружающей матрицей. Тем не менее вопросы, связанные с разработкой масштабируемых подходов к эпитаксиальному формированию КТ в строго заданных позициях, по-прежнему остаются открытыми.

Высокая значимость прецизионного расположения КТ и их комплексов стимулирует развитие методов создания на поверхности массивов центров их преимущественного зарождения. Для структурирования поверхности применяются различные виды литографии: оптическая, электронно-лучевая, наноимпринтная, наносферная, лазерно-интерференционная и др. [19]. Однако их главным недостатком является необходимость использования травителей, оставляющих примеси и загрязнения в активной области гетероструктуры, что неизбежно ухудшает ее электронные и оптические характеристики. Альтернативным решением является метод фокусированных ионных пучков (ФИП) [20], который позволяет задавать центры зарождения КТ с требуемой поверхностной плотностью и заданными геометрическими параметрами без использования масок, а также обеспечивает широкий диапазон управления степенью нарушения поверхностного слоя [21]. С помощью комбинации ФИП и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) ранее были получены высокоупорядоченные массивы КТ In(Ga)As на подложках GaAs(001) [22–24]. Однако, согласно литературным данным, эпитаксиальное формирование низкоплотных массивов комплексов тройных КТ с высокой селективностью до сих пор не демонстрировалось.

В настоящей работе представлен подход к изготовлению упорядоченных массивов эпитаксиальных комплексов тройных КТ InAs, сформированных в треугольной конфигурации, с низкой поверхностной плотностью. Для изготовления таких КТ используются особенности кристаллографии подложек GaAs(111)B, подвергнутых модификации с использованием предложенной нами ранее методики на основе комбинации ФИП и ЛКТ [24,25], приводящей к образованию регулярных массивов пирамидальных углублений. Последующее осаждение InAs приводит к преимущественному зарождению островков в вершинах основания пирамиды, обеспечивая формирование равносторонних треугольников из трех КТ. Варьирование режимов структурирования на этапе ФИП-обработки позволяет управлять размером углублений и, как следствие, расстоянием между КТ в тройном комплексе, а также селективностью и выходом тройных КТ в массиве. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) демонстрируют, что такие КТ излучают в диапазоне 900–1150 нм с интенсивностью, зависящей как от числа проходов, так и от расстояния между точками воздействия ФИП.

2. Методика эксперимента

Формирование упорядоченных массивов КТ проводилось на подложках GaAs(111)B класса „epi-ready“. Первый этап заключался в создании топографических дефектов методом ФИП в двухлучевом электронном микроскопе Nova NanoLab 600 с источником ионов Ga^+. Точки ФИП-обработки располагались с периодом (L) 1 и 2 мкм в пределах квадратных областей площадью 4×4 мкм^2. Для модификации использовались ускоряющие напряжения ФИП (U) 10 и 30 кВ и различная доза ионного облучения, контролируемая посредством изменения числа проходов N (количества разовых воздействий) ионного пучка. После модификации поверхности образцы выгружались из микроскопа и подвергались естественному окислению в атмосфере лабораторного бокса при комнатной температуре в течение 24 ч. На следующем этапе образцы загружались в ростовую камеру системы МЛЭ SemiTEq STE 35, где проводился их отжиг в потоке As_4 при температуре 600 °C в течение 60 мин, реализующий процедуру ЛКТ с формированием пирамидальных углублений в соответствии с механизмом, описанным в работе [25]. Затем на структури-

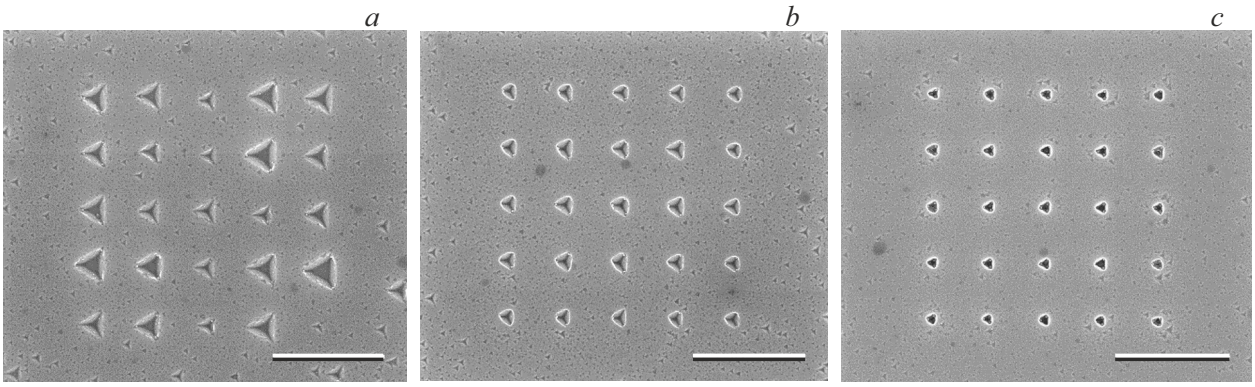


Рис. 1. СЭМ-изображения массивов углублений с КТ, полученных после ФИП-модификации подложки при $L = 1$ мкм: $U = 10$ кВ, $N = 1$ (a); $U = 10$ кВ, $N = 60$ (b) и $U = 30$ кВ, $N = 40$ (c). Длина шкалы — 2 мкм.

рованную таким образом поверхность осаждался InAs толщиной 2.5 монослоя при температуре 500 °C для формирования КТ. Для проведения оптических измерений КТ заращивались покровным слоем GaAs толщиной 50 нм. Контроль рельефа и геометрических параметров полученных структур осуществлялся методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Оптические свойства заращенных КТ исследовались методом фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии при 77 K. Накачка осуществлялась Nd:YAG-лазером, работающим в непрерывном режиме ($\lambda = 532$ нм), с диаметром лазерного пятна ~ 2 мкм и плотностью мощности возбуждения 1 кВт/см^2.

3. Результаты и обсуждение

В результате обработки подложки GaAs(111)B по вышеописанной процедуре (ФИП-модификации с последующим ЛКТ) на поверхности формировались углубления в виде перевернутых пирамид (тетраэдров). Диаметр углублений относительно ФИП-модифицированных областей при этом возрос более чем в 2 раза, что связано с интенсивным травлением поверхности галлием, внедренным в точках воздействия ионного пучка. При малых числах проходов ФИП углубления имеют значительный разброс по размерам. При $U = 10$ кВ и $L = 1$ мкм в диапазоне N от 1 до 10 проходов среднеквадратическое отклонение диаметра варьируется от 19 до 31 %, тогда как при более высоких значениях — от 4 до 6 %. При этом минимальный диаметр углубления в массиве при $N = 1$ составляет ~ 170 нм, тогда как наибольший диаметр достигает ~ 660 нм (рис. 1, a). Данное явление объясняется тем, что при малых дозах процесс травления доминирует над конкурирующим процессом рекристаллизации ФИП-модифицированных участков подложки, обогащенных галлием, в фоновом потоке мышьяка, присутствующего в камере роста. При этом возрастает влияние случайных факторов, таких как неравномерное распределение ионов при ФИП-обработке и термическая диссоциация оксидного слоя GaAs сложного состава, дестабилизирующих процесс капельного травления и увеличивающих тем самым разброс размеров и морфологии углублений в пределах массива. С ростом числа проходов ФИП однородность углублений по размерам в массиве повышается (рис. 1, b), что обусловлено минимизацией вышеуказанных случайных факторов и достижением равновесия между конкурирующими процессами ЛКТ и кристаллизации галлия.

При $U = 30$ кВ тенденция снижения разброса размеров углублений с увеличением числа проходов ФИП сохраняется, но при этом появляется также резкий переход от крупных углублений к углублениям малого размера, что объясняется уменьшением диаметра ионного пучка и минимизацией сопутствующих процессов рассеяния ионов. При $N = 20$ в массиве присутствуют углубления обоих типов (крупные до ~ 560 нм и малые до ~ 200 нм), однако при дальнейшем повышении N углубления имеют примерно одинаковый средний диаметр ~ 210 нм (рис. 1, c).

Еще одной важной особенностью рассматриваемого способа структурирования подложки является обратная зависимость значений шероховатости участков поверхности между углублениями от числа проходов ФИП, что обусловлено увеличением роли переосаждения распыляемого материала. Осаждаясь поверх пленки собственного окисла на поверхности ФИП-модифицируемой подложки, он выступает в качестве жертвенного слоя, который реагирует с ней в процессе нагрева, образуя летучие продукты химической реакции и облегчая удаление поверхностных оксидов до того, как под ними начнут накапливаться конгломераты избыточного галлия, травящие, как и в вышеупомянутых случаях ЛКТ, подложку и приводящие к развитию рельефа поверхности [26].

Целевой конфигурацией КТ в рамках рассматриваемой работы являются тройные комплексы КТ, формирующихся в вершинах основания пирамидального углубления (в дальнейшем — в латеральных). Повышенная вероятность зарождения КТ в латеральных вершинах углубления объясняется наличием граней, выступающих

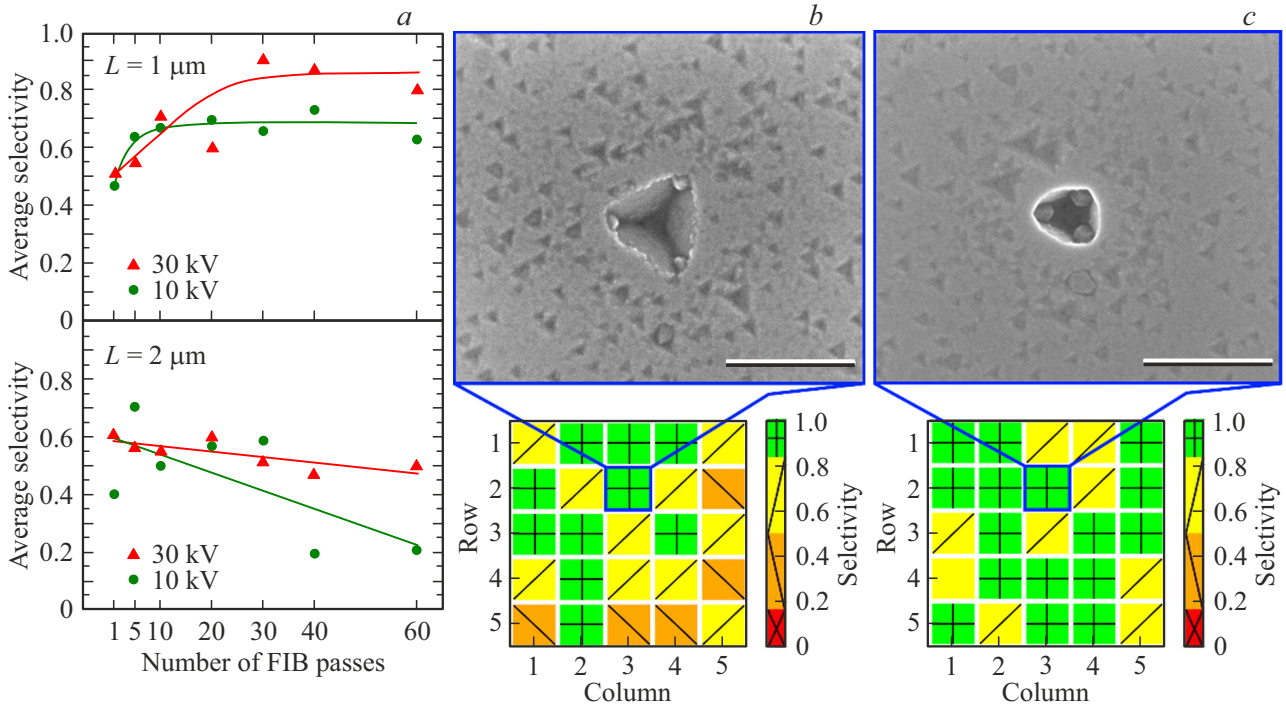


Рис. 2. Зависимости средней селективности тройных КТ (a) в массивах углублений, полученных после ФИП-модификации подложки при $U = 10$ и 30 кВ, от числа проходов ФИП, а также СЭМ-изображения (верхний ряд) и карты селективности тройных КТ (нижний ряд) при $U = 10$ кВ, $N = 40$ (b) и $U = 30$ кВ, $N = 30$ (c). Длина шкалы на СЭМ-изображениях — 400 нм.

над этими вершинами и препятствующих поверхностной диффузии атомов из углубления. Зарождение на дне углубления связано с повышенной энергией связи атомов в точке пересечения граней пирамиды. При этом КТ могут также спонтанно формироваться в мелких углублениях за пределами точек ФИП-модификации, являясь фактически паразитными структурами с точки зрения регулярного массива. Поэтому в целях снижения нежелательной нуклеации предпочтительным представляется использование режимов ФИП-модификации, минимизирующих шероховатость между точками воздействия, т. е. с бóльшим числом проходов.

Случай зарождения ровно трех КТ в трех латеральных вершинах углубления соответствует максимальной селективности тройных КТ. Отсутствие КТ в латеральной вершине или зарождение КТ за ее пределами снижает селективность тройных КТ в соответствии с формулой $\theta = n/\max(N_{\text{tot}}, 3)$, где n — количество КТ в латеральных вершинах, N_{tot} — общее количество КТ в углублении, $\max(\mathrm{N_{tot}}, 3) = 3$, если $N_{\text{tot}} \leq 3$, и N_{tot}, если $N_{\text{tot}} > 3$. На рис. 2, a представлены зависимости средней селективности тройных КТ в массиве от числа проходов ФИП при 10 и 30 кВ. График демонстрирует, что в случае $L = 1$ мкм при 10 кВ селективность варьируется в узких пределах (0.63–0.73) почти во всем диапазоне чисел проходов ФИП (от 5 до 60, с отклонением до минимального значения 0.47 при 1 проходе), а при 30 кВ разброс значений находится в более широких пределах, но при этом наибольшее среднее значение селективности возрастает до 0.9 (при $N = 30$). Снижение селективности тройных КТ при более высоких значениях N объясняется зарождением КТ в центре пирамидального углубления с образованием комплексов четверных КТ, которое в контексте рассматриваемой работы является нежелательным.

СЭМ-изображения на рис. 2, b и c демонстрируют типичные углубления с тройными КТ при числе проходов, соответствующем максимальной средней селективности при 10 и 30 кВ. В обоих случаях в углублениях формируются тройные КТ в форме равностороннего треугольника, при этом их доля (выход) в массиве составляет 40 % для 10 кВ и 64 % для 30 кВ, что наглядно представлено на картах, штриховка и цвет ячеек на которых соответствуют селективности тройных КТ в углублении (снизу на рис. 2, b и c). Красный цвет и перекрестная диагональная штриховка соответствует нулевой селективности ($\theta = 0$) — отсутствию КТ в вершинах основания пирамиды; оранжевый (левая) и желтый (правая диагональная штриховка) цвета соответствуют одной и двум КТ в вершинах ($\theta = 0.33$ и 0.67) соответственно; зеленый цвет (перекрестная вертикально-горизонтальная штриховка) подразумевает, что в углублении расположены ровно три КТ, каждая из которых — в латеральных вершинах углублений ($\theta = 1$). На картах селективности тройных КТ хорошо заметно, что как средняя селективность, так и выход тройных КТ значительно возрастают при увеличении ускоряющего напряжения ФИП. Важно также отметить, что все углуб-

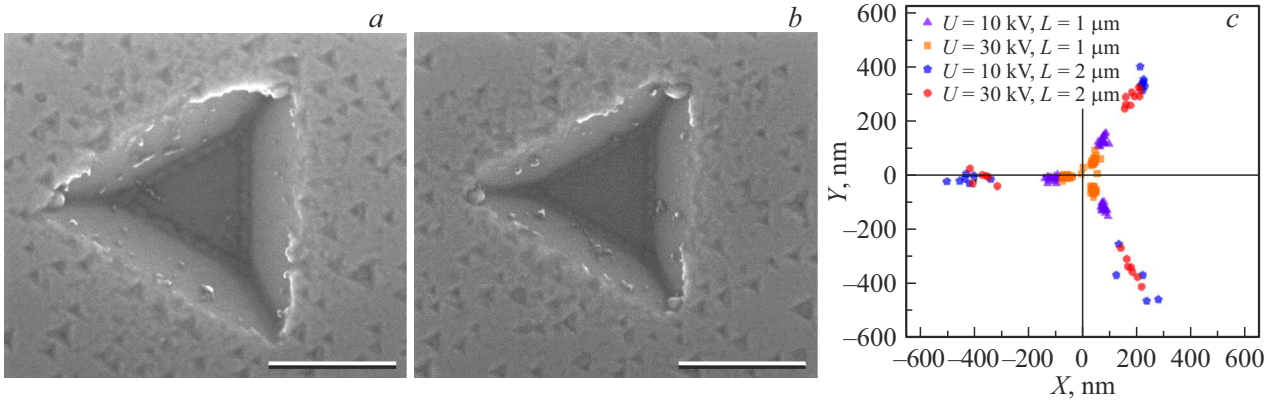


Рис. 3. СЭМ-изображения углублений с КТ, полученных после ФИП-модификации подложки при $L = 2$ мкм и $N = 10$: $U = 10$ кВ (a), $U = 30$ кВ (b) (длина шкалы — 400 нм), а также диаграммы рассеяния положений тройных КТ в вершинах оснований пирамидальных углублений.

ления в рассматриваемых массивах содержат хотя бы по одной КТ.

Увеличение шага между углублениями до 2 мкм приводит к значительному увеличению размера углублений (рис. 3), связанному со снижением влияния эффекта переосаждения: материал подложки (GaAs), распыляемый ионным пучком и попадающий в соседние углубления, препятствует интенсивному растравливанию поверхности из-за снижения доли галлия в точке воздействия ФИП. В результате диффузии галлия из области воздействия к поверхности подложки образуется широкое углубление в виде перевернутой пирамиды с усеченной формой, обусловленной дефицитом травящего материала. Влияние эффекта переосаждения на размер углублений подтверждается также СЭМ-изображением на рис. 1, a, согласно которому даже при минимальном числе проходов ФИП ($N = 1$) на поверхности могут образовываться углубления большого диаметра, несмотря на малую дозу ионного облучения. Материал КТ в углублениях такого большого размера накапливается не только в латеральных вершинах пирамид, но и на их гранях, а также на стыках боковых граней и дна углубления вследствие ограниченности диффузионной длины адатомов (рис. 3). Во втором случае на дне углубления формируется сплошная треугольная цепочка из КТ, которая может быть интерпретирована как треугольная нанопроволока.

Несмотря на наличие паразитного материала на стенках углублений в его латеральных вершинах хорошо различаются островки округлой формы: 2 островка при 10 кВ (рис. 3, a) и 3 — при 30 кВ (рис. 3, b). Среднее расстояние между такими КТ при этом возрастает от ~ 250 нм при $L = 1$ мкм до ~ 710 нм при $L = 2$ мкм при 10 кВ, снижаясь до ~ 110 и ~ 640 нм соответственно при 30 кВ (рис. 3, c). Средняя селективность тройных КТ при $L = 2$ мкм значительно снижается и имеет убывающую тенденцию с ростом числа проходов ФИП (рис. 2, a), что обусловлено нарушением формы и симметрии пирамидальных углублений. Таким образом, увеличивая расстояние между точками воздействия ФИП, можно добиться снижения поверхностной плотности комплексов тройных КТ до 0.25 мкм$^{-2}$ и увеличения расстояния между КТ в пределах одного комплекса. При этом остается нерешенным ряд задач, требующих дальнейших исследований и оптимизации режимов подготовки ростовой поверхности: уменьшение размеров углублений при сохранении их низкой поверхностной плотности (увеличения расстояния между ними), а также при одновременном повышении однородности размеров углублений и снижении шероховатости поверхности между ними, что позволит обеспечить небольшое расстояние между тройными КТ в комплексе и снизить вероятность паразитной нуклеации на дне углублений.

Образцы с зараженными КТ демонстрируют излучение ФЛ в диапазоне 900–1150 нм при 77 K (рис. 4, a). На спектрах ФЛ для обоих L наблюдается несколько выраженных пиков, предположительно, соответствующих различным размерным группам КТ. Учитывая диаметр лазерного пятна ~ 2 мкм и площадь воздействия ионного пучка 4×4 мкм^2, можно предположить, что в этом случае возбуждаются КТ примерно из четверти площади модифицированной области, которая включает ~ 6 и ~ 2 углубления при $L = 1$ и 2 мкм соответственно, в каждом из которых находится ~ 3 КТ. Кроме того, нельзя исключить вклад в спектры ФЛ паразитных КТ, образующихся между углублениями, а также КТ, не попадающих в область возбуждения лазера, но излучающих в результате рекомбинации носителей заряда, возбужденных в области лазерного пятна. Следовательно, в случае $L = 1$ мкм на спектре ФЛ наблюдается излучение нескольких десятков КТ, вполне вероятно составляющих несколько размерных групп с центрами излучения на длинах волны ~ 950, ~ 970, ~ 980, ~ 1000 и ~ 1080 нм. В то же время в случае $L = 2$ мкм количество КТ, излучение которых попадает в спектр

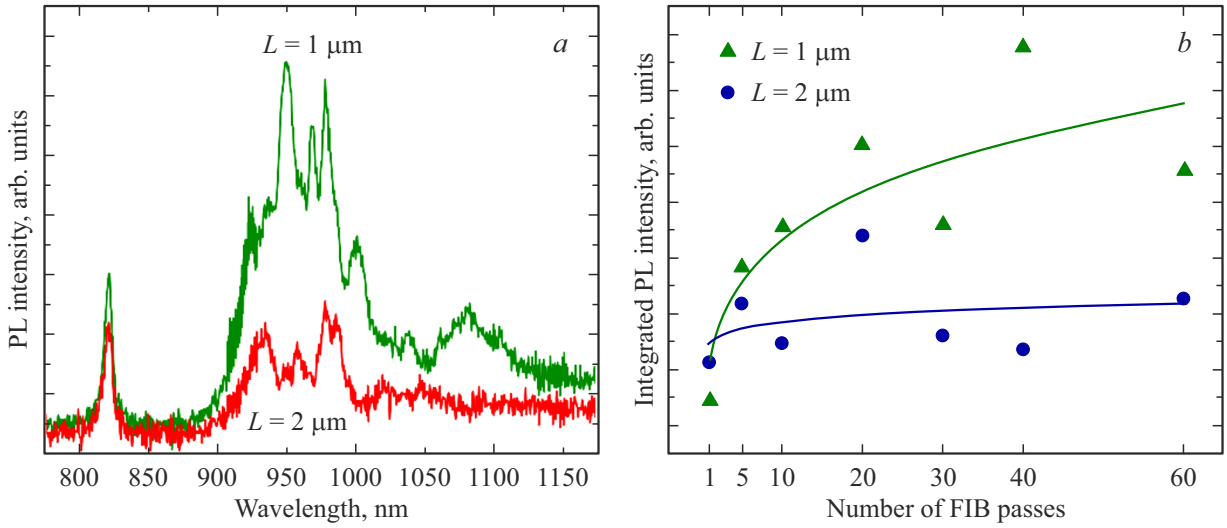


Рис. 4. Спектры (a) и зависимости интегральной интенсивности ФЛ образцов с тройными КТ от числа проходов ФИП (b).

ФЛ, значительно меньше, что отражается в меньшем количестве пиков ФЛ: ~ 935, ~ 960 и ~ 980 нм.

Интегральная интенсивность ФЛ образцов с КТ возрастает при уменьшении расстояния между точками воздействия (рис. 4, b), что может быть связано с увеличением степени переосаждения, приводящего к сглаживанию поверхности и снижению концентрации дефектов, негативно влияющих на оптические свойства КТ. Следует отметить, что в случае $L = 2$ мкм рост интенсивности ФЛ с числом проходов ФИП выражен гораздо слабее с максимумом при $N = 20$, что также может объясняться влиянием переосаждения: при большем расстоянии между точками воздействия ФИП его влияние минимизируется, что приводит к отсутствию выраженной зависимости интенсивности ФЛ от числа проходов ФИП.

4. Заключение

Таким образом, в работе проведено исследование процессов эпитаксиального роста КТ InAs методом МЛЭ на ФИП-структурированной поверхности GaAs(111)B, позволяющего сформировать упорядоченные массивы треугольных тройных КТ с низкой поверхностной плотностью. Показано, что при малой дозе ионного облучения наблюдается большой разброс углублений по размерам и низкая селективность тройных КТ, тогда как при ее увеличении формируются однородные по размерам углубления, обеспечивающие одинаковое расстояние между КТ в тройном комплексе. Повышение напряжения ФИП позволяет повысить селективность и выход тройных КТ в углублениях, а также снизить их размер. Максимальная селективность тройных КТ достигается при напряжении 30 кВ, расстоянии между углублениями 1 мкм и при 30 проходах ФИП и достигает 0.9. При расстоянии 2 мкм на поверхности формируются крупные углубления в форме перевернутых усеченных пирамид, в вершинах основания которых зарождаются одиночные КТ, а на дне — их сплошные цепочки. Спектры ФЛ образцов с КТ демонстрируют излучение в диапазоне 900–1150 нм с максимальной интенсивностью при 40 проходах ФИП при расстоянии 1 мкм между углублениями.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10313, https://rscf.ru/project/23-79-10313/ (изготовление экспериментальных образцов) и при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, государственное задание в сфере научной деятельности № FENW-2025-0004 (измерения фотолюминесценции) в Южном федеральном университете.

Благодарности

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования „Передовые технологии микро- и оптоэлектроники“ в Южном федеральном университете.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] H. Wang, T.C. Ralph, J.J. Renema, C.-Y. Lu, J.-W. Pan. Nature Materials, **24** (12), 1883 (2025). DOI: 10.1038/s41563-025-02306-7

[2] T. Aizawa, M. Shinozaki, Y. Fujiwara, T. Kumasaka, W. Izumida, A. Ludwig, A.D. Wieck, T. Otsuka. Phys. Rev. B, **110** (23), 235421 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevB.110.235421
[3] K. Baba, K. Noro, Y. Kozuka, T. Kumasaka, M. Shinozaki, M. Kawasaki, T. Otsuka. Sci. Rep., **15**, 36612 (2025). DOI: 10.1038/s41598-025-20567-9
[4] Y. Qi, J.-H. Wei. Chinese Physics B, **33** (5), 057301 (2024). DOI: 10.1088/1674-1056/ad2d54
[5] H. Rahman, I. Khan, S. Yousaf, H. Bibi, S. Ali, H. Ali, S. Haddadi. Phys. Lett. A, **475**, 128864 (2023). DOI: 10.1016/j.physleta.2023.128864
[6] J. Li, S. Dong, J. Wei. Chinese Physics B, **35** (2), 020302 (2026). DOI: 10.1088/1674-1056/adec5d
[7] A.V. Tsukanov. Optical Quant. Electron., **57** (7), 424 (2025). DOI: 10.1007/s11082-025-08337-3
[8] J.-H. Kang, H. Ryu. Solid-State Electron., **213**, 108863 (2024). DOI: 10.1016/j.sse.2024.108863
[9] K.W. Chan, H. Sahasrabudhe, W. Huang, Y. Wang, H.C. Yang, M. Veldhorst, J.C.C. Hwang, F.A. Mohiyaddin, F.E. Hudson, K.M. Itoh, A. Saraiva, A. Morello, A. Laucht, R. Rahman, A.S. Dzurak. Nano Lett., **21** (3), 1517 (2021). DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c04771
[10] J.-Y. Wang, S. Huang, G.-Y. Huang, D. Pan, J. Zhao, H.Q. Xu. Nano Lett., **17** (7), 4158 (2017). DOI: 10.1021/acs.nanolett.7b00927
[11] H. Yao, C.-P. Cheng, L.-L. Li, R. Guo, Y. Guo, C. Zhang. Nanoscale Adv., **5** (4), 1199 (2023). DOI: 10.1039/d2na00838f
[12] M. Seo, H.K. Choi, S.-Y. Lee, N. Kim, Y. Chung, H.-S. Sim, V. Umansky, D. Mahalu. Phys. Rev. Lett., **110** (4), 046803 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.046803
[13] Y. Qi, Y.-M. Liu, Y.-D. Wang, J.-H. Wei, Z.-G. Zhu. Chinese Physics B, **32** (8), 087304 (2023). DOI: 10.1088/1674-1056/acd36c
[14] J. Li, Y. Qi, Y. Wang, J. Wei. Quant. Inf. Process., **24** (8), 241 (2025). DOI: 10.1007/s11128-025-04856-w
[15] E. Kersting, H.-G. Babin, N. Spitzer, J.-Y. Yan, F. Liu, A.D. Wieck, A. Ludwig. Nanomaterials, **15** (3), 157 (2025). DOI: 10.3390/nano15030157
[16] I.M. Masson, A. Hageman, C. Whittier, D. Montealegre, B. Kamaliya, N.D. Bassim, J.P. Prineas, R. Uppu. ACS Nano, **20** (3), 2872 (2026). DOI: 10.1021/acsnano.5c17982
[17] C. Heyn, A. Stemmann, T. Köppen, C. Strelow, T. Kipp, M. Grave, S. Mendach, W. Hansen. Appl. Phys. Lett., **94** (18), 183113 (2009). DOI: 10.1063/1.3133338
[18] Y.H. Huo, A. Rastelli, O.G. Schmidt. Appl. Phys. Lett., **102** (15), 152105 (2013). DOI: 10.1063/1.4802088
[19] X. Zhao, W. Liu, Y. Bao, X. Chen, C. Ji, G. Yang, B. Wei, F. Yang, X. Wang. Nanotechnology, **36** (5), 052001 (2025). DOI: 10.1088/1361-6528/ad8d61
[20] J. Lee, T.W. Saucer, A.J. Martin, D. Tien, J.M. Millunchick, V. Sih. Nano Lett., **11** (3), 1040 (2011). DOI: 10.1021/nl1038902
[21] L.N. McCabe, J.M.O. Zide. J. Vac. Sci. Technol. A, **39** (1), 010802 (2021). DOI: 10.1116/6.0000623
[22] S. Scholz, R. Schott, M. Schmidt, M. Mehta, A. Ludwig, A.D. Wieck. Phys. Status Solidi B, **256** (7), 1800375 (2019). DOI: 10.1002/pssb.201800375
[23] H. McKay, P. Rudzinski, A. Dehne, J.M. Millunchick. Nanotechnology, **18** (45), 455303 (2007). DOI: 10.1088/0957-4484/18/45/455303
[24] N.E. Chernenko, I.S. Makhov, I.A. Melnichenko, K.D. Yakunina, S.V. Balakirev, N.V. Kryzhanovskaya, M.S. Solodovnik. St. Petersbg. Polytech. Univ. J. Phys. Math., **17** (3.1), 38 (2024). DOI: 10.18721/JPM.173.107
[25] S.V. Balakirev, N.E. Chernenko, E.A. Lakhina, D.V. Kirichenko, N.A. Shandyba, D.D. Dukhan, M.M. Eremenko, M.S. Solodovnik. Nanobiotechnol. Rep., **19** (S1), S37 (2024). DOI: 10.1134/S2635167624602341
[26] M.S. Solodovnik, D.V. Kirichenko, D.D. Dukhan, N.E. Chernenko, I.S. Makhov, N.A. Shandyba, M.M. Eremenko, N.V. Kryzhanovskaya, S.V. Balakirev. Appl. Surf. Sci., **688**, 162373 (2025). DOI: 10.1016/j.apsusc.2025.162373

Редактор Г.А. Оганесян

Low-density arrays of complexes of triple InAs/GaAs(111)B quantum dots

S.V. Balakirev, N.E. Chernenko, N.A. Shandyba, D.D. Dukhan, M.M. Eremenko, M.S. Solodovnik

Laboratory of Epitaxial Technologies,
Southern Federal University,
347922 Taganrog, Russia

Abstract An approach for epitaxial formation of ordered complexes of InAs/GaAs triple quantum dots in a triangular configuration with low surface density ($0.25-1\,\mu\mathrm{m}^{-2}$) is presented. Quantum dots are formed at the vertices of the bases of pyramidal recesses on GaAs(111)B substrates patterned via a technique based on a combination of focused ion beams and local droplet etching. The distance between the dots in the complex is determined by the patterning topology and increases with increasing beam treatment period. Optimization of the patterning parameters ensures high selectivity of triple quantum dots in the recesses. The photoluminescence spectra of quantum dots exhibit emission in the range of 900–1150 nm with an intensity that rises with an increase in the ion dose and a decrease in the beam treatment period.