

ВЫРАЩИВАНИЕ КВАНТОВЫХ КЛАСТЕРОВ GaAs—AlAs НА ОРИЕНТИРОВАННЫХ НЕ ПО (100) ФАСЕТИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ GaAs МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Ж. И. Алфёров, А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков, С. В. Иванов,
П. С. Копьев, Н. Н. Леденцов, Б. Я. Мельцер, В. М. Устинов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7.04.1992. Принята к печати 8.04.1992)

Сообщается о получении изолированных квантовых проволок и квантовых точек в системе GaAs—AlAs на ориентированных не по (100) фасетированных поверхностях методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Способ основан на гетероэпитаксиальном росте на фасетированных поверхностях и включает в себя формирование двух латеральных сверхрешеток GaAs в матрице AlAs. В середине промежуточного слоя AlAs мы выращивали изолированные кластеры GaAs. Эти кластеры ответственны за сильную локальную связь между двумя латеральными сверхрешетками и приводят к появлению нового типа локализованных состояний — квантовых проволок и квантовых точек.

В настоящее время прогресс в области физики твердого тела и твердотельной микро- и оптоэлектроники связывается с возможностью получения квантово-размерных гетероструктур с размерностью ниже чем 2 [^{1, 2}]. Вместе с тем при получении подобных структур с помощью литографических методик их латеральные размеры существенно превышают вертикальные [³], вследствие чего энергетические подзоны, соответствующие латеральному квантованию, разделены сравнительно слабо. Для решения указанной проблемы были предложены способы формирования квазиодномерных структур в процессе эпитаксии *in situ* [^{4, 5}]. Наиболее развитый метод в настоящее время — это периодическое выращивание долей монослоя GaAs и AlGaAs на поверхностях с высокой концентрацией ступеней роста, полученной за счет малой разориентации поверхности GaAs в сторону от (100) [⁴]. Вместе с тем получение высококачественных структур в этом методе затруднено вследствие неоднородности угла разориентации на микроуровне, недостаточной однородности размеров террас, образования неупорядоченных узлов на границах ступеней [⁶].

Другой метод получения одномерных и нуль-мерных структур использует рост на фасетированных поверхностях. Как было ранее показано [⁷], некоторые поверхности GaAs с высокими индексами Миллера фасетируются при типичных для молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) условиях. Однако это фасетирование обычно рассматривалось как нежелательное и приводящее к образованию макроскопических дефектов на поверхности. Как недавно было показано [^{8–10}], зеркальная поверхность образцов может быть получена и в случае, когда картина дифракции быстрых электронов (ДБЭ) свидетельствует о том, что ростовая поверхность GaAs является микроскопически фасетированной. Вместе с тем детальный анализ картин дифракции показал, что поверхности с высокими индексами Миллера могут представлять собой упорядоченные массивы фасеток. Так, например, поверхность (311A) расщепляется на упорядоченный массив микроканалов. Такая структура поверхности сохраняется при гомоэпитаксиальном росте GaAs и AlAs. Гетероэпитаксиальный рост — например, GaAs на AlAs, —

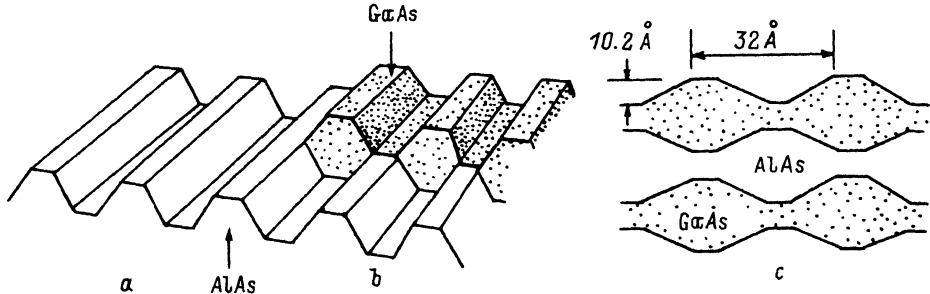


Рис. 1. *a* — схематическое изображение фасетированной поверхности AlAs (311A), *b* — образование нового массива фасеток при гетерозипитаксии, *c* — схематическое изображение сечения многослойной латеральной сверхрешетки в направлении, перпендикулярном слоям.

приводит к заполнению канавок на исходной поверхности AlAs фасетками GaAs. Затем характер поверхности восстанавливается, и массив микроканавок формируется уже на GaAs, как показано на рис. 1, *a*, *b*. Результирующая структура, таким образом, представляет собой выращенный слой GaAs с периодически модулированной толщиной — массив квантовых проволок или латеральную сверхрешетку, а при чередовании слоев GaAs и AlAs — периодическую структуру из латеральных сверхрешеток GaAs и AlAs (рис. 1, *c*). В этой статье мы показываем, что существует также возможность получения изолированных квантовых проволок и точек, если между слоями латеральных сверхрешеток внедрены изолированные кластеры GaAs.

Многослойные структуры GaAs—AlAs были выращены методом МПЭ [11] одновременно на подложках GaAs с ориентациями (100) и (311A). В случае поверхности (311A) картина ДБЭ, записанная для направления [233], свидетельствует о расщеплении планарной поверхности (311A) на упорядоченный массив поднимающихся и опускающихся ступеней, ориентированных вдоль направления [233] [10]. Расстояние между спутными рефлексами соответствует периодичности 32 Å. Расщепление рефлексов (00) дает высоту ступеней 10.2 Å. Динамика картин ДБЭ при гетерозипитаксиальном росте многослойных структур GaAs—AlAs свидетельствует о наличии выраженных осцилляций интенсивности рефлексов при начале роста GaAs и AlAs вследствие изменения фазы поверхностного фасетирования. Полная структура соответствует, таким образом, периодическому массиву широких и узких областей GaAs и AlAs, ориентированных вдоль [233] (рис. 1, *c*), т. е. может рассматриваться как регулярный массив квантовых проволок [8–10].

Измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) при 77 и 300 К. Люминесценция возбуждалась линией 6328 Å He—Ne-лазера. Система детектирования состояла из монохроматора с двойной решеткой и охлаждаемого фотоумножителя, работающего в режиме счета фотонов.

На рис. 2 показан спектр фотолюминесценции многослойной периодической структуры, выращенной на поверхности (311A). Суммарная толщина составляла 3000 Å. Средняя толщина слоев GaAs — 45, AlAs — 30 Å. Сечение структуры в направлении, перпендикулярном слоям, схематически показано на вставке. При 77 К спектр ФЛ определяется одной сравнительно узкой линией с полной шириной на половине высоты — 9 мэВ, в то время как при 300 К излучение разделяется на две линии, соответствующие экситонным переходам с участием тяжелых и легких дырок. Как и следовало ожидать, в экситонном излучении, а также в спектрах поглощения и спектрах возбуждения люминесценции (СВЛ) таких структур, наблюдается анизотропия в плоскости слоев [12]. Экситонные переходы с участием тяжелых дырок более выражены для света, поляризованного

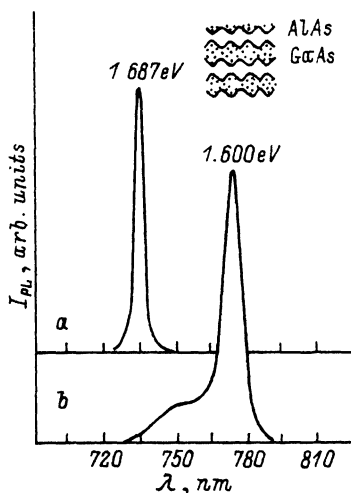


Рис. 2. Спектральные зависимости интенсивности ФЛ I_{PL} латеральной сверхрешетки, выращенной на поверхности (311А). Т, К: а — 77, б — 300. Средняя толщина слоев, Å: GaAs — 45, AlAs — 30. Плотность мощности возбуждения ФЛ — $5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. На вставке схематически изображено сечение структуры.

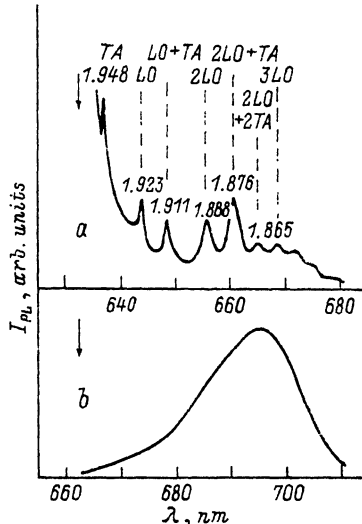


Рис. 3. Спектральные зависимости интенсивности ФЛ латеральной сверхрешетки II типа GaAs—AlAs. Т, К: а — 77, б — 300. а — для основных максимумов приведены значения $h\nu = 1.959 \text{ эВ}$.

параллельно квантовым проволокам (S -компонента), в то время как экситонные переходы с участием легких дырок более выражены для света, поляризованного перпендикулярно проволокам (P -компонента). Для исследованной структуры степень поляризации в люминесценции $(S - P)/(S + P)$ составляла 10%. В случае структур с малой средней толщиной слоя GaAs ($\sim 20 \text{ Å}$) степень поляризации возрастала до 30%. Эффективность ФЛ в структурах, выращенных на поверхности (311А), по сравнению со структурами на (100) была выше, особенно при высоких температурах наблюдения.

Другой важной особенностью спектров ФЛ латеральных сверхрешеток является появление пиков, обусловленных фононами, указывающих на релаксацию неравновесных носителей по механизму горячих экситонов [$13-15$], в то время как в квантовых ямах неравновесные электроны и дырки релаксируют раздельно [16]. В СВЛ латеральных сверхрешеток I типа (нижний энергетический уровень для электронов определяется Γ -минимумом зоны проводимости GaAs) наблюдается множество пиков, разделенных энергиями, соответствующими энергиям LO - и TA (X)-фононов в GaAs. Данная структура наиболее выражена для коротковолнового края линии ФЛ. В случае латеральных сверхрешеток II типа (нижний энергетический уровень для электронов определяется X -минимумом зоны проводимости AlAs) линии горячих экситонов могут быть выявлены непосредственно в спектрах фотолюминесценции.

На рис. 3 показаны спектры ФЛ при 77 и 300 К латеральной сверхрешетки со средними толщинами слоев GaAs и AlAs 25 и 40 Å соответственно. Число периодов — 20. Энергия возбуждающего кванта — 1.959 эВ. В спектре ФЛ при 77 К отчетливо видна серия пиков, отстоящих от энергии возбуждения на $11 \div 12$ и 36 мэВ , что примерно соответствует TA (X)- и LO -фононам в GaAs, и на различные комбинации этих энергий. Ширина линий возрастает по мере увеличения числа испущенных фононов, температуры наблюдения и плотности мощности возбуждающего излучения. Эти результаты наряду со сравнительно большой шириной линий (от 1 до $6 \div 8 \text{ мэВ}$ для пиков высокого порядка) свиде-

тельствуют о том, что они не могут быть приписаны резонансному рамановскому рассеянию и обусловлены прямым поглощением и релаксацией горячих экситонов с участием LO -фононов в GaAs [13]. Сильная модификация механизма релаксации неравновесных носителей в случае латеральных сверхрешеток по сравнению с обычными сверхрешетками обусловлена, по-видимому, наличием дополнительного локализирующего латерального потенциала и может рассматриваться как некая аналогия так называемой «близнецовой» рекомбинации, наблюдаемой в квантовых ямах при приложении сильного магнитного поля, направленного перпендикулярно к плоскостям гетерограниц [17].

В отличие от случая обычных сверхрешеток GaAs—AlAs с ориентацией (100) II типа в ростках поглощения латеральных сверхрешеток (311A), выращенных в том же ростовом цикле, наблюдается полнота сверхрешеточного поглощения при энергиях, промежуточных между энергией максимума линии люминесценции X -экситонов и энергией максимума в спектре поглощения (или СВЛ), обусловленного Γ -экситоном с участием тяжелой дырки. Этот факт указывает на существенное замешивание минимумов Γ и X зоны проводимости. Замешивание проявляется также в высокой эффективности ФЛ латеральных сверхрешеток II типа вплоть до комнатной температуры.

Из всего перечисленного можно сделать вывод о том, что в латеральных сверхрешетках электронные свойства сильно модифицированы (по сравнению с обычными сверхрешетками) таким образом, что появляется перспектива использования латеральных сверхрешеток в светоизлучающих приборах, приемниках и излучателях далекого ИК диапазона, приборах с резонансным туннелированием и т. д. Вместе с тем следует отметить, что малый период фасетирования [32 Å для поверхности (311A)] и сравнительно небольшая величина модуляции потенциала (определяемая различной величиной потенциальной энергии для электронов и дырок в широких и узких областях) делают сильную связь между проволоками неизбежной, и такие латеральные сверхрешетки должны скорее рассматриваться как сильно модифицированные квазидвумерные системы, нежели чем изолированные квантовые проволоки.

В данной работе мы сообщаем о возможности получения совершенных изолированных квантовых проволок и точек. Способ получения может быть объяснен с помощью рис. 4, *a*, *b*. Сперва на фасетированной поверхности AlAs выращивается латеральная сверхрешетка GaAs. Затем на ней выращивается слой AlAs со средней толщиной 10 Å, достаточной для того, чтобы были сформированы новые фасетки AlAs и заполнены канавки на поверхности GaAs. После этого на поверхности осаждаются кластеры GaAs, лишь частично покрывающие поверхность AlAs. В наших экспериментах осаждалось количество GaAs, соответствующее слою толщиной в 2 Å для поверхности (100). При этих условиях кластеры GaAs покрывают примерно 20% поверхности. Затем сформированная структура зарастает слоем AlAs с толщиной, достаточной для формирования нового массива фасеток, и на них снова выращивается латеральная сверхрешетка GaAs. Сечение полученной в результате структуры показано схематически на рис. 4, *b*. Как видно из рисунка, две латеральные сверхрешетки GaAs оказываются локально соединены через изолированные кластеры GaAs, внедренные в промежуточный слой AlAs. Так как кластеры GaAs распределены по поверхности статистически, следует также ожидать появления на поверхности двух или более кластеров GaAs, расположенных вплотную, как это изображено на рис. 4, *b* (варианты II и III соответственно). В последнем случае эффективная ширина квантовой проволоки больше и энергия латерального квантования соответственно меньше. Таким образом, в спектрах ФЛ следует ожидать появления различных линий с энергиями, соответствующими проволокам различной ширины. Проволокоподобные кластеры могут иметь различную длину, и, следовательно, существует вероятность некоторого уширения линий, связанного с ограничением движения носителей в направлении,

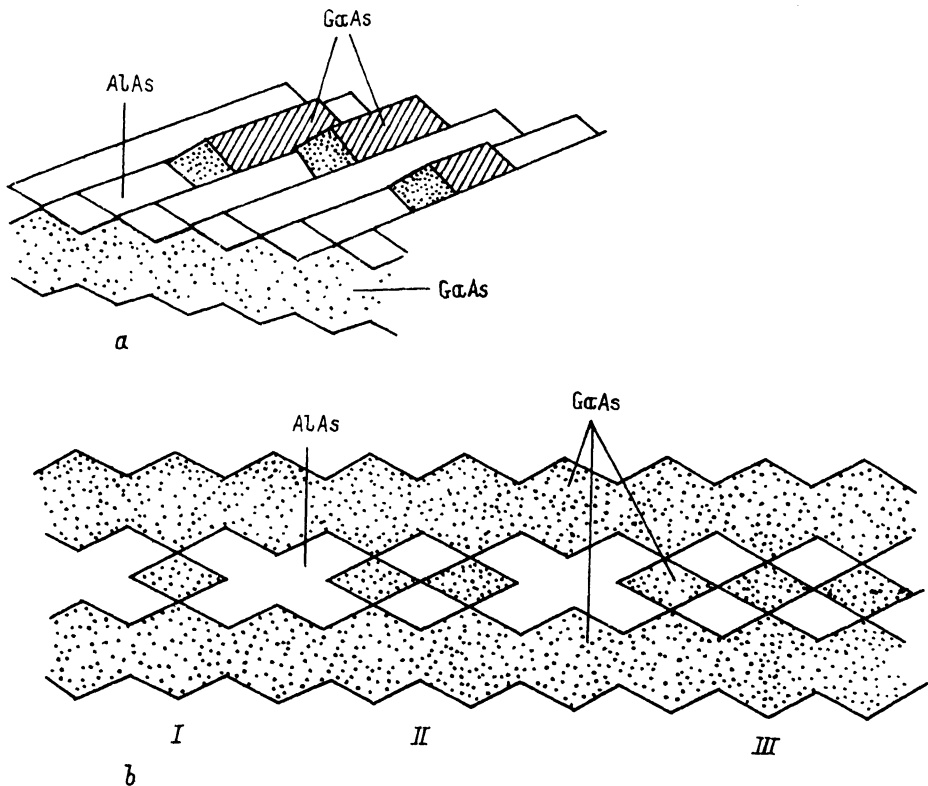


Рис. 4. *a* — схематическое изображение фасетированной поверхности GaAs (311A), покрытой тонким слоем AlAs, частично заполненным кластерами GaAs. *b* — схематическое изображение сечения структуры с изолированными кластерами GaAs, внедренными в промежуточный слой AlAs; I—III — различные варианты кластеров.

параллельном проволок. В случае очень коротких проволок можно ожидать сильного уширения и наложения различных линий друг на друга.

На рис. 5, *a, b* показаны спектры ФЛ многослойной латеральной сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев GaAs и AlAs со средними толщинами 45 и 30 Å соответственно. Полное число периодов — 20. Многослойная структура ограничена слоями AlAs. Геометрические параметры структуры являются существенно теми же, что и в случае структуры, спектр ФЛ которой представлен на рис. 2. Однако отличие состоит в том, что в один из слоев AlAs в средней части структуры внедрены кластеры GaAs (из расчета средней толщины слоя 2 Å), как это показано на рис. 4, *b*. На каждой из гетерограниц рост прерывался на 10 с для того, чтобы обеспечить лучшую упорядоченность атомов и стимулировать образование кластеров большей длины. Спектры ФЛ были записаны для *S*- и *P*-поляризаций (рис. 5, *a, b*). На рисунке видна серия перекрывающихся линий, которая может быть приписана электронным переходам с участием локальных состояний, соответствующих различным типам проволокоподобных кластеров (рис. 4, *b*, I—III).

Необходимо также отметить, что степень поляризации пиков I и II (рис. 5, *a, b*), приписываемых нами кластерам соответствующего типа, выше, чем пики ФЛ латеральной сверхрешетки (пик *L*), что указывает на более сильное латеральное ограничение в случае изолированных квантовых проволок.

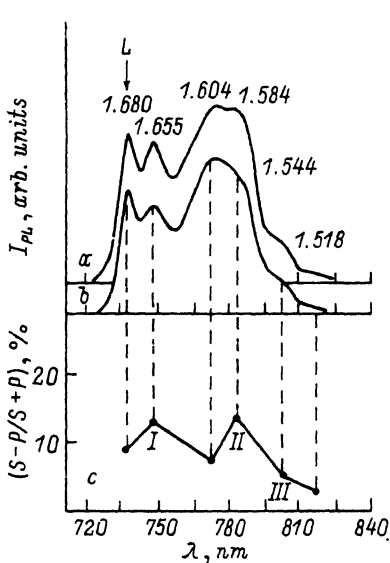


Рис. 5. *a*, *b* — спектральные зависимости интенсивности ФЛ I_{PL} многослойной латеральной сверхрешетки (основные параметры соответствуют указанным в подписи к рис. 2), содержащей кластеры GaAs, внедренные в один из слоев AlAs; *a* — *S*-поляризация максимумов $h\nu$, эВ; *b* — *P*-поляризация. *c* — степень поляризации $(S-P)/(S+P)$, % в различных линиях спектра ФЛ; I—III соответствуют различным вариантам кластеров на рис. 4, *b*. Плотность мощности возбуждения ФЛ — 10^{-3} Вт · см $^{-2}$. $T = 77$ К.

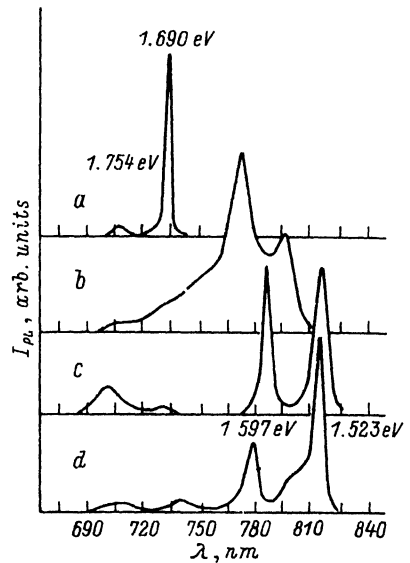


Рис. 6. Спектральные зависимости интенсивности ФЛ I_{PL} структур с двойной квантовой ямой, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой. Слой GaAs (2 Å) внедрен в промежуточный слой AlAs двойной квантовой ямы. Ориентация подложки GaAs: *a* — (100); *b*, *c*, *d* — (311A). Время прерывания роста, с: *a*, *b* — 10; *c* — 30; *d* — 100. *a*, *b* — структуры выращены в одном ростовом цикле. Плотность мощности возбуждения — 5 Вт · см $^{-2}$. $T = 77$ К.

Для лучшего понимания кинетики образования кластеров нами была выращена серия образцов, представлявших собой двойной слой GaAs (средняя толщина каждого слоя — 45 Å) с промежуточным слоем AlAs (30 Å), ограниченную сверхрешеткой GaAs—AlAs, состоящей из слоев GaAs и AlAs со средней толщиной 25 и 40 Å соответственно. По существу речь идет о двойной квантовой яме, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой. Вся структура была ограничена барьерами из AlAs. В промежуточный слой AlAs двойной квантовой ямы были внедрены кластеры GaAs, как описано выше. Три образца отличались временем прерывания роста на каждой из гетерограниц (рис. 4, *b*), оно равнялось 10, 30 и 100 с для первой, второй и третьей структуры соответственно.

На рис. 6, *a*, *b* показаны спектры ФЛ многослойных гетероструктур GaAs—AlAs, выращенных одновременно на подложках GaAs с ориентациями (100) (*a*) и (311A) (*b*), при этом рост прерывался на 10 с. Как и следовало ожидать, внедрение слоя GaAs со средней толщиной 2 Å в слой AlAs толщиной 30 Å не привело ни к каким изменениям в спектре ФЛ структуры, выращенной на подложке с ориентацией (100), по сравнению со спектром ФЛ аналогичной структуры, но без внедренного слоя. Изменение времени прерывания роста также практически никак не сказывается на спектре.

Совершенно иная ситуация имеет место в случае роста на поверхности (311A). В длинноволновой части спектра ФЛ появляются линии (рис. 6, *b*), энергетическое положение которых примерно согласуется с положением линий на рис. 5, *a*, *b*. Увеличение времени прерывания роста до 30 с приводит к существенному уменьшению ширины линии, соответствующей двойному кластеру GaAs (от $20 \div 30$ до $8 \div 10$ мэВ). Интенсивность линии одиночных кластеров

Рис. 7. Спектральные зависимости интенсивности ФЛ I_{FL} структур, выращенных на поверхности (311A) (параметры соответствуют указанным в подписи к рис. 6). Т, К: $a - 77$, $b - 300$. Время прерывания роста, с: 1 - 10, 2 - 30. Плотность мощности возбуждения ФЛ - 5 Вт · см⁻².

сильно ослаблена, так же как и интенсивность излучения в промежутке между этими линиями. Существенное возрастание относительной интенсивности имеет место для излучения соответствующего нескольким кластерам GaAs, собранным вместе (рис. 4, b , III). Дальнейшее увеличение времени прерывания роста приводит к дальнейшему росту интенсивности длинноволнового излучения и свидетельствует об увеличении длины кластеров и эффективном транспорте и сборе неравновесных носителей в области с меньшей эффективной шириной запрещенной зоны.

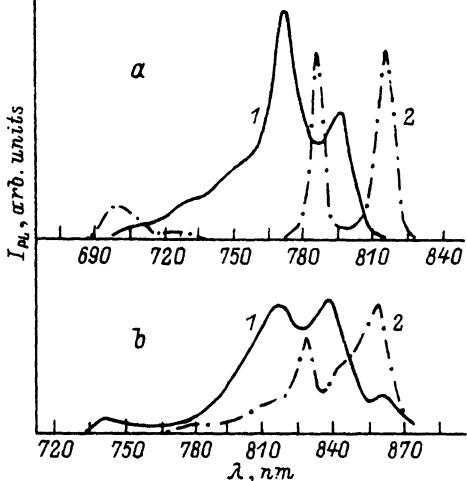
Влияние температуры наблюдения на форму спектра кластерной ФЛ показано на рис. 7, a , b для структур, в которых рост прерывался на 10 (кривые 1) и 30 с (кривые 2). В обоих случаях при увеличении температуры от 77 (a) до 300 К (b) наблюдается относительное возрастание интенсивности длинноволнового излучения, что свидетельствует о более эффективном транспорте неравновесных носителей с ростом температуры.

Представленные результаты позволяют сделать несколько важных выводов.

1. Изолированные квантовые проволоки [или, например, для поверхности (211B) - квантовые точки] могут быть сформированы на некоторых поверхностях, ориентированных не по (100).

2. Изменяя параметры роста (например, время прерывания роста на гетерогранице, долю поверхности, покрытой кластерами, и др.), можно выделять различные типы кластеров (одиночные, двойные, тройные и др.), ответственные за основные каналы излучательной рекомбинации.

3. Линии люминесценции, соответствующие изолированным кластерам, доминируют в спектре ФЛ вплоть до высоких плотностей мощности возбуждения и температур наблюдения, и, следовательно, указанные структуры могут быть эффективно использованы в светоизлучающих приборах нового поколения.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] H. Sakaki // Japan J. Appl. Phys., 19, L735 (1980).
- [2] M. L. Roukes, A. Scherer, S. J. Allen, H. G. Grainhead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison. Phys. Rev. Lett., 59, 3011 (1987).
- [3] M. Kohl, D. Heitman, P. Grambow, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., 63, 2124 (1989).
- [4] M. Tsuchiya, J. M. Gaines, R. H. Yan, R. J. Simes, P. O. Holtz, L. A. Coldren, P. M. Petroff. Phys. Rev. Lett., 62, 466 (1989).
- [5] D. Gershoni, J. S. Weiner, S. N. Chu, G. A. Baraff, J. B. Vandenberg, L. N. Pfeifer, K. West, R. A. Logan, T. Tanbun-Ek. Phys. Rev. Lett., 65, 1631 (1990).
- [6] S. A. Chalmers, A. C. Gossard, A. L. Weisenhorn, S. A. C. Gould, B. Drake, P. K. Hansma. Appl. Phys. Lett., 55, 2492 (1989).
- [7] P. N. Uppal, J. S. Ahearn, D. P. Musser. J. Appl. Phys., 62, 3766 (1987).
- [8] R. Nötzel, N. N. Ledentsov, L. A. Däweritz, M. Hohenstein, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., 67, 3812 (1991).
- [9] R. Nötzel, N. N. Ledentsov, L. A. Däweritz, K. Ploog, M. Hohenstein. Phys. Rev., 45, 3507 (1992).

- [10] R. Nötzel, L. A. Däweritz, N. N. Ledentsov, K. Ploog. Workbook 5th Int. Conf. on Modulated Semiconductor Structures, 183. Nara, Shin—Kohkaido (1991).
- [11] П. С. Копьев, Н. Н. Леденцов. ФТП, 22, 1729 (1988).
- [12] D. S. Citrin, Y. C. Chang. J. Appl. Phys., 69, 2658 (1991).
- [13] S. Permogorov. Phys. St. Sol., B 68, 9 (1975).
- [14] F. Clerot, B. Deveaud, A. Chomette, A. Regreny, B. Sermage. Phys. Rev., B 41, 5756 (1990).
- [15] R. P. Stanley, J. Hegarty, R. Fischer, J. Feldmann, E. O. Göbel, R. D. Feldman, R. F. Austin. Phys. Rev. Lett., 67, 128 (1991).
- [16] C. Weisbuch. Sol. St. Electron., 21, 179 (1978).
- [17] П. С. Копьев, Д. Н. Мирлин, В. Ф. Сапера, А. А. Сиренко. Письма ЖЭТФ, 51, 624 (1990).

Редактор: Л. В. Шаронова
