

Инжекционный гетеролазер на основе массива вертикально совмещенных квантовых точек InGaAs в матрице AlGaAs

© А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацуньников, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, П.С. Копьев, Д. Бимберг*, Ж.И. Алфёров

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

* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

(Получена 29 октября 1996 г. Принята к печати 31 октября 1996 г.)

Исследованы массивы вертикально совмещенных квантовых точек InGaAs в матрице AlGaAs. Показано, что увеличение ширины запрещенной зоны материала матрицы позволяет увеличить энергию локализации квантовых точек относительно края зоны матрицы, а также состояний смачивающего слоя. При использовании в качестве активной области инжекционного лазера это позволяет снизить термическую заселенность более высоко лежащих состояний и таким образом уменьшить значения пороговой плотности тока при комнатной температуре до 63 А/см^2 . Предложена модель, объясняющая участок отрицательной характеристической температуры, наблюдаемый в области низких температур. Модель основна на предположении перехода от неравновесного к равновесному заселению состояний квантовых точек.

Массивы полупроводниковых квантовых точек (КТ) перспективны для применений в инжекционных лазерах. В частности, было предсказано значительное уменьшение пороговой плотности тока (J_{th}) и снижение ее температурной зависимости [1]. Применение в качестве активной области лазера вертикально совмещенных квантовых точек (ВСКТ) InGaAs в матрице GaAs позволило снизить значения J_{th} вплоть до $\sim 100 \text{ А/см}^2$ при 300 К [2]. Было показано, что одним из основных факторов, определяющих значения пороговой плотности тока в подобных лазерах при комнатной температуре, является заселение носителями состояний смачивающего слоя и матрицы GaAs вследствие относительно малой энергии локализации носителей в квантовых точках [3].

К настоящему времени структурные и оптические свойства массивов КТ InGaAs, помещенных в матрицу GaAs, а также инжекционных лазеров на их основе достаточно хорошо изучены [4–6]. В настоящей работе в качестве материала матрицы был выбран твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0.3$). Показано, что использование в качестве матрицы более широкозонного соединения (замена GaAs на твердый раствор AlGaAs) позволяет значительно увеличить энергетический зазор между состояниями КТ и смачивающего слоя, а также краем зоны материала матрицы. Применение подобных структур в качестве активной области инжекционного лазера позволяет снизить значения пороговой плотности тока до 63 А/см^2 при комнатной температуре. В области низких температур обнаружен участок отрицательной характеристической температуры и предложена модель, объясняющая аномальную зависимость пороговой плотности тока от температуры.

Структуры выращивались на подложках GaAs (100) в установке молекулярно-пучковой эпитаксии Riber 32P с твердотельным источником мышьяка. Чтобы избежать сегрегации и переиспарения In, температура подложки при осаждении КТ и слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной

100 \AA , непосредственно прикрывающего массив КТ, была выбрана 485°C . Температура роста остальной части структуры составляла 700°C . Рост проводился в As-стабилизированных условиях. Массив вертикально совмещенных квантовых точек формировался в результате трехкратного осаждения слоев КТ, разделенных прослойками AlGaAs с эффективной толщиной 50 \AA . В качестве материала квантовых точек использовался $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ с эффективной толщиной 12 \AA .

При осаждении сильно напряженного слоя InGaAs на поверхности AlGaAs (100) по достижении некоторой критической толщины происходит морфологический переход от двумерного (послойного) к трехмерному (островковому) режиму роста. На поверхности образуется массив островков InGaAs, лежащих на тонком (около 2 монослоев) смачивающем слое InGaAs. Заросшие слоем AlGaAs эти островки могут рассматриваться как массив квантовых точек в матрице более широкозонного материала.

Согласно данным, полученным с помощью наблюдения картины дифракции быстрых электронов непосредственно в процессе выращивания, критическая толщина, отвечающая началу островкового роста, составляет 11 \AA и в пределах погрешности измерения ($\pm 0.5 \text{ \AA}$) не зависит от x , мольной доли AlAs в материале матрицы.

На рис. 1, *a* приведены спектры ФЛ структур, содержащих массив ВСКТ InGaAs и отличающихся мольной долей AlAs в матрице $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0, 0.15, 0.3$). ФЛ возбуждалась Ar^+ -лазером (100 Вт/см^2) и детектировалась с помощью охлаждаемого Ge-фотодиода. Температура детектирования 10 К. Наблюдаемая линия ФЛ обусловлена рекомбинацией носителей, локализованных в ВСКТ [2]. Увеличение содержания AlAs в матрице приводит к некоторому уширению линии и к сдвигу в коротковолновую сторону.

На рис. 1, *b* показаны спектры возбуждения ФЛ для случаев $x = 0$ и 0.3 в диапазоне энергий выше излучения

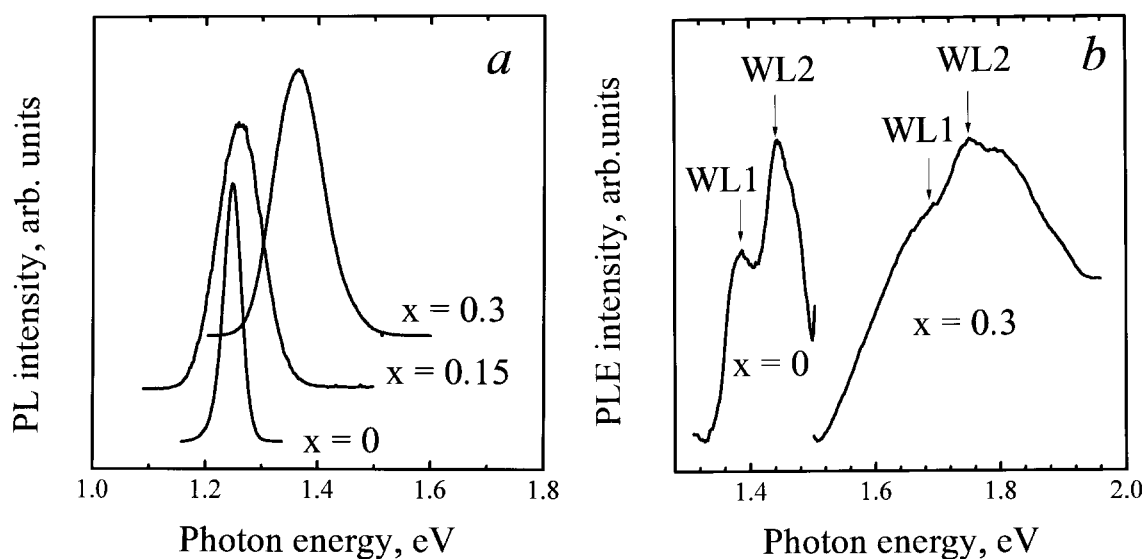


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (а) и возбуждения ФЛ (б) при 10 К структур, содержащих массив ВСКТ InGaAs в матрице $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Цифры у кривых обозначают мольную долю AlAs в материале матрицы.

ВСКТ. В [7] для случая матрицы GaAs было показано, что наблюдаемая люминесценция связана с рекомбинацией в смачивающем слое. Характерная дублетная форма линии (WL1, WL2) может быть обусловлена сосуществованием участков двумерного покрытия InGaAs несколько различающихся по толщине, аналогично случаю ВСКТ InGaAs в матрице GaAs.

В таблицу сведены положения максимума люминесценции для излучения, обусловленного ВСКТ и смачивающим слоем (WL1), а также краевой люминесценции матрицы для структур, содержащих массив ВСКТ InGaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0$ и 0.3). Как видно, при увеличении ширины запрещенной зоны матрицы на 370 мэВ коротковолновый сдвиг линии ВСКТ составляет всего 120 мэВ. В то же время сдвиг линии смачивающего слоя превышает 300 мэВ. Таким образом, увеличение содержания Al в матрице приводит к возрастанию энергетического разделения между пиком ФЛ квантовых точек и пиками смачивающего слоя и матрицы.

Полученные экспериментальные результаты могут быть интерпретированы следующим образом. Увеличение содержания AlAs в матрице приводит к повышению энергетических барьеров для электронов (дырок), локализованных как в смачивающем слое, так и в квантовых точках. Однако меньшая энергия локализации носителей и, следовательно, большее проникновение волновых

Энергетическое положение линий люминесценции структур, содержащих массив ВСКТ InGaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0$ и 0.3)

Материал	Положение линии, эВ		
	ВСКТ	смачивающий слой	матрица
GaAs	1.246	1.388	1.514
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	1.364	1.689	1.883

функций в барьеры в случае смачивающего слоя по сравнению с КТ приводит к более сильному возмущению уровней энергии под воздействием изменения высоты барьеров в первом случае. Аналогичное поведение наблюдалось при помещении массива квантовых точек InAs во внешнюю квантовую яму AlGaAs/GaAs [8]. Хотя данные люминесценции не позволяют однозначно разделить вклады возмущения уровней электронов и дырок, по-видимому, для обоих типов носителей имеет место увеличение энергетического разделения между уровнем в КТ и в смачивающем слое, и между уровнем в КТ и краем зоны матрицы. Это в свою очередь приведет к меньшему заселению носителями состояний смачивающего слоя и матрицы при повышенных температурах.

На рис. 2 показана зависимость ширины линии ФЛ образца, содержащего массив ВСКТ InGaAs/ $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, от температуры наблюдения. Представленная зависимость носит немонотонный характер: при увеличении температуры в диапазоне $10 \div 150$ К ширина линии уменьшается, а в области больших температур наблюдается рост ширины линии. Подобное поведение не характерно для люминесценции объемного материала или квантовых ям, где типично наблюдается закономерное увеличение ширины линии с увеличением температуры наблюдения. Причины наблюдаемой аномальной зависимости будут обсуждаться далее.

Нами были исследованы инжекционные лазеры с активной областью на основе ВСКТ InGaAs/AlGaAs. Использовалась стандартная геометрия AlGaAs/GaAs гетероструктурного лазера с отдельным ограничением. В середину нелегированного волноводного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.5 \div 0.15$) толщиной 0.4 мкм помещался массив ВСКТ $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ ($N = 3$). Толщина эмиттерных слоев $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ составляла 1.5 мкм. В ка-

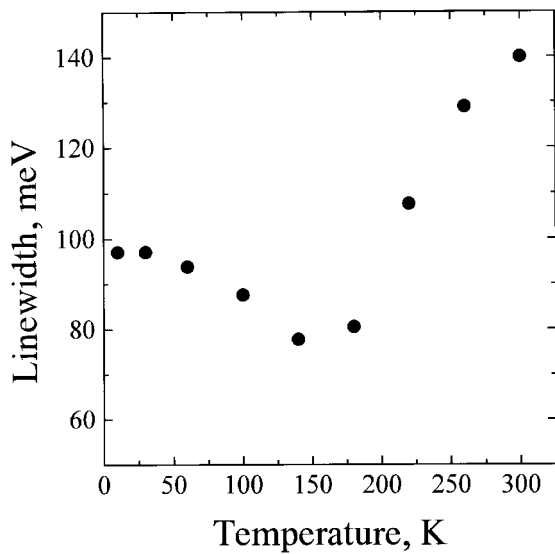


Рис. 2. Зависимость ширины линии ФЛ, обусловленной излучением ВСКТ InGaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As, от температуры наблюдения.

честве легирующей примеси *n*- и *p*-типа использовались Si и Be соответственно. Лазерные диоды формировались напылением и вплавлением металлизации AuGe/Ni/Au и AuZn/Ni/Au к подложке *n*⁺-GaAs и контактному слою *p*⁺-GaAs соответственно. Исследовались лазеры с четырьмя сколотыми гранями. Измерения проводились при температурах 77 ÷ 300 К при импульсной накачке с частотой 5 кГц, длительностью импульсов 1 мкс.

На рис. 3 представлен спектр электролюминесценции лазерной структуры на основе ВСКТ InGaAs/AlGaAs вблизи порога при 300 К. Также приведен спектр ФЛ (300 К) при малом уровне возбуждения. Линия лазер-

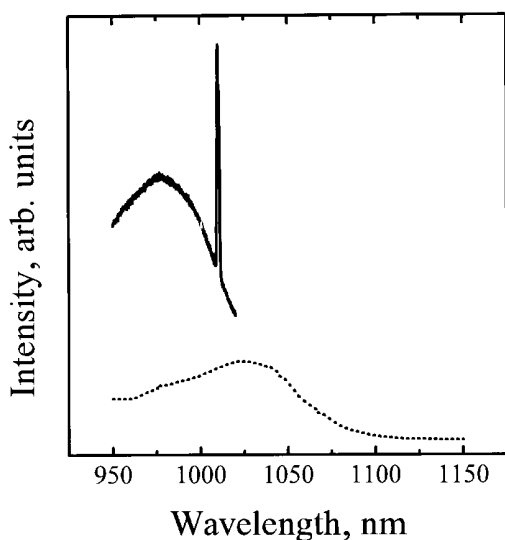


Рис. 3. Спектры электролюминесценции вблизи порога (65 А/см²) (сплошная линия), а также ФЛ при малом уровне возбуждения (1 Вт/см²) (пунктир) структур в ВСКТ InGaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As при 300 К.

ной генерации располагается в пределах полосы ФЛ, обусловленной рекомбинацией в КТ, вблизи максимума ФЛ. Таким образом генерация осуществляется через основное состояние ВСКТ.

На рис. 4 приведена зависимость пороговой плотности тока от температуры. Для сравнения показаны соответствующие данные для лазера на основе массива ВСКТ InGaAs в матрице GaAs. Как видно из рис. 4, в области высоких температур (≥ 150 К) значения J_{th} для лазера на основе ВСКТ InGaAs/AlGaAs заметно ниже, чем в случае использования матрицы GaAs. При комнатной температуре пороговая плотность тока составила 63 А/см², что, насколько нам известно, является рекордно низким значением для всех типов лазеров с активной областью размерностью ниже чем два (квантовые проволоки или квантовые точки). Мы полагаем, что снижение величины J_{th} в лазере, использующем массив КТ в AlGaAs, по сравнению со случаем КТ в GaAs является прямым следствием увеличения энергетического расстояния между уровнем квантовых точек и уровнем смачивающего слоя (краем зоны матрицы).

В области низких температур (77 ÷ 150 К) наблюдается уменьшение пороговой плотности тока с увеличением температуры наблюдения, т.е. лазер имеет отрицательную характеристическую температуру ($T_0 \approx -200$ К). Подобное поведение необычно для лазеров с четырьмя сколотыми гранями, поскольку в данном случае нельзя предполагать какого-либо изменения эффективной ширины полоска с температурой, как это может иметь место в лазерах полосковой конструкции.

Разброс размеров точек приводит к уширению совокупной плотности состояний массива КТ. Предполагая, что распределение электронов (дырок) по состояниям описывается функцией Ферми–Дирака, увеличение температуры при данном уровне инжекции приводит к

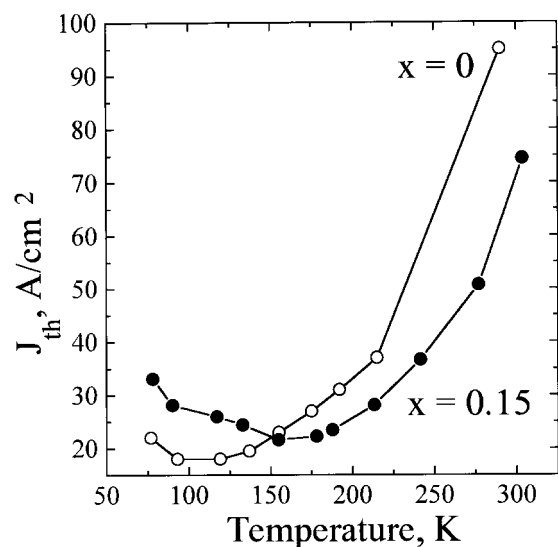


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока от температуры для инжекционных лазеров на основе массива ВСКТ InGaAs/Al_xGa_{1-x}As. Цифры у кривых обозначают мольную долю AlAs в материале матрицы.

увеличению заселения более высоко лежащих состояний, отвечающих точкам малого размера, за счет уменьшения заселения точек большего размера. Следовательно, для поддержания необходимого максимального коэффициента усиления при увеличении температуры требуется больший ток инжекции. Таким образом, отрицательная характеристическая температура не может быть объяснена в рамках квазиравновесного распределения носителей.

В предлагаемой нами модели в качестве причины появления участка отрицательной характеристической температуры рассматривается отсутствие квазиравновесного заселения состояний КТ при низких температурах. Для достижения квазиравновесия необходимо существование механизма, обеспечивающего транспорт носителей между точками. Таким механизмом может служить туннелирование, либо термический выброс носителя из КТ в смачивающий слой или матрицу с последующим захватом в другую точку.

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии [9], типичные расстояния между соседними островками превышают 300 Å. Таким образом, вклад туннелирования является пренебрежимо малым, и условием достижения квазиравновесного распределения является малое время термического выброса по сравнению со временем излучательной рекомбинации в КТ. Выброс носителей сильно подавлен при низких температурах вследствие термоактивационной природы подобных процессов. В работе [10] было показано, что существует некоторая граничная температура (T_B), разделяющая области равновесного ($T > T_B$) и неравновесного ($T < T_B$) заселения состояний КТ.

В последнем случае заселение состояний КТ определяется не распределением Ферми, а вероятностью захвата электрона (дырки) в точку определенного размера. Так как число носителей, инжектированных в точки разного размера, примерно одинаково, область неравновесного заселения характеризуется более широким распределением носителей по состояниям КТ по сравнению со случаем достижения квазиравновесия. В последнем случае положение квазиуровня Ферми в пределе низких температур является верхней границей заполненных состояний, тогда как в неравновесном случае заполнены также и более высоко лежащие состояния КТ.

Следовательно, одинаковый коэффициент усиления будет достигаться в случае квазиравновесного распределения при меньшей плотности тока инжекции (J_{th}^{eq}) по сравнению с диапазоном температур, в котором распределение Ферми не имеет силы ($J_{th}^{noneq} > J_{th}^{eq}$). Таким образом, когда температура наблюдения проходит через граничную температуру T_B , ширина линии ФЛ массива КТ должна снижаться, а пороговая плотность тока уменьшаться от значения J_{th}^{noneq} до J_{th}^{eq} . Это является причиной наблюдаемой отрицательной характеристической температуры в лазере на основе КТ в области низких температур (рис. 4), а также позволяет объяснить наблюдаемую немонотонную зависимость ширины линии ФЛ массива ВСКТ от температуры (рис. 2).

Следует отметить превосходное совпадение диапазона температур, отвечающего уменьшению ширины линии и области отрицательной характеристической температуры, в согласии с предложенной моделью.

Увеличение энергетического расстояния между уровнем электрона (дырки) в КТ и краем зоны проводимости (валентной зоны) матрицы уменьшает вероятность термического выброса носителей. Таким образом, величина граничной температуры T_B увеличивается в случае использования в качестве материала матрицы более широкозонного материала. Это, как нам представляется, объясняет тот факт, что область отрицательной T_0 более явно выражена в температурной зависимости пороговой плотности тока лазера на основе ВСКТ InGaAs/AlGaAs по сравнению с случаем ВСКТ InGaAs/GaAs.

Таким образом, в настоящей работе исследованы характеристики инжекционного лазера с активной областью на основе массива вертикально совмещенных квантовых точек InGaAs, сформированных в матрице AlGaAs. Показано, что использование в качестве материала матрицы твердого раствора AlGaAs позволяет значительно увеличить энергетическое разделение состояний КТ от края зоны материала матрицы, а также от состояний в смачивающем слое по сравнению со случаем матрицы GaAs, что приводит к снижению пороговой плотности тока при комнатной температуре (63 А/см²). Для объяснения наблюдаемого в области низких температур участка отрицательной характеристической температуры предложена модель, основанная на предположении перехода от неравновесного к равновесному заселению состояний КТ.

Работа выполнялась при поддержке Программы INTAS (Grant 94-1028) и Российского Фонда фундаментальных исследований (Грант 96-02-1784).

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [2] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsul'nikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Behrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gosele, *Proc. 9th Int. Conf. on MBE* (Aug. 5–9, 1996, Malibu, CA, USA).
- [3] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Bohrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shehukin, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, S.V. Zaitsev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, I. Heidenreich. Sol. St. Electron., **40**, 785 (1996).
- [4] P.M. Petroff, S.P. DenBaars. Superlat. Microstruct., **15**, 15 (1994).
- [5] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [6] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Sherniakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, M.V. Mazimov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, N. Kirstaedter, D. Bimberg. *Proc. 9th Int. Conf. on Suprelattices, Microstructures and Microdevices* (14–19 July, 1996, Liege, Belgium).

- [7] М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацуньников, А.О. Косоков, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, *Тез. докл. II Всерос. конф. по физике полупроводников* (26 февр.–1 марта 1996, Зеленогорск) т. 1, с. 101.
- [8] A.R. Kovsh, M.A. Odnoblyudov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maksimov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev. *Abstracts Int. Symp. "Nanosturctures: Physics and Technology"* (St.Petersburg, 1996) p. 286.
- [9] S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, U. Gosele, J. Heydenreich, U. Richter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S.Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **51**, 14 766 (1995).
- [10] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Injection laser based on vertically coupled InGaAs quantum dots in a AlGaAs matrix

A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg*, Zh.I. Alferov

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

* Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

Abstract Arrays of vertically coupled InGaAs quantum dots in a AlGaAs matrix have been studied. Increasing the band gap of the matrix material leads to the increase in the quantum dot localization energy in relation to the band edge of the matrix material as well as to the states of the wetting layer. By using this approach we reduced the thermal population of upper energy states and thus decreased the room temperature threshold current density down to 63 A/cm^2 . A model is proposed to describe the range of a negative characteristic temperature observed at cryogenic temperatures. The model is based on the possibility of a transition from the nonequilibrium to Fermi–Dirac distribution of carriers over quantum dot states.