

Инжекционные лазеры с широким спектром генерации на основе самоорганизующихся квантовых точек

© А.Е. Жуков[†], А.Р. Ковш*, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров

Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр
Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* NL Nanosemiconductor GmbH, Konrad-Adenauer-Allee 11,
44263 Dortmund, Germany

(Получена 13 сентября 2006 г. Принята к печати 3 октября 2006 г.)

В инжекционных лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек диапазона длин волн около 1.3 мкм, излучающих в непрерывном режиме, показана возможность одновременного достижения ширины спектра лазерной генерации более 15 нм и средней спектральной плотности мощности более 10 мВт/нм.

PACS: 42.55.Px

1. Введение

Обычно считается, что спектр выходного излучения лазера должен обладать возможно меньшей спектральной шириной. В то же время для определенных приборных применений, например для лазеров с синхронизацией мод, предпочтительными оказываются широкие спектры лазерной генерации, содержащие множество продольных мод. Кроме того, лазер, обладающий широким спектром излучения, может быть использован в системе многоканальной оптической передачи данных при условии, что его спектр будет разделен на несколько независимых спектральных каналов. В этом отношении лазерные источники оказываются предпочтительнее светодиодов вследствие возможности достижения большей мощности.

Массивы самоорганизующихся квантовых точек (КТ) типично характеризуются значительным неоднородным уширением уровней энергии вследствие некоторого отличия КТ друг от друга по размерам, химическому составу и другим параметрам, влияющим на положение уровня размерного квантования. Поскольку спектральная ширина лазерной генерации не может превосходить ширину спектра оптического усиления, массивы КТ могут быть перспективны для использования в качестве активной области лазеров, обладающих широким спектром излучения. Например, в работе [1] приводились спектры лазерной генерации, записанные при 80 К, с шириной около 50–60 мЭВ. В работах [2–4] были приведены спектры КТ-лазеров, работающих при комнатной температуре, с полной шириной спектра 8–15 нм. Однако спектральная плотность мощности излучения либо спектральная ширина линии оказывались недостаточными для практического использования. Для практических применений было бы желательным достижение ширины спектра не менее 15 нм при средней спектральной плотности мощности не менее 10 мВт/нм, что позволит обеспечить выделение не менее 8 спектральных каналов по 2 нм при мощности 5–10 мВт на канал в зависимости от способа спектрального выделения каналов.

В настоящей работе мы впервые демонстрируем возможность одновременного достижения в полупроводниковом лазере на основе массива самоорганизующихся квантовых точек спектральной ширины линии более 15 нм и спектральной плотности мощности более 10 мВт/нм. Эта комбинация параметров, а также возможность достижения длины волны генерации $\lambda \approx 1.3$ мкм делает подобные лазерные источники кандидатами для применения в системах многоканальной оптической связи, использующих кварцевые волоконные или планарные волноводные линии на основе кремния.

2. Расчет лазерных характеристик

Спектр генерации полупроводникового лазера состоит из одной или нескольких узких линий, соответствующих продольным модам лазерного резонатора. Если не предприняты специальные меры для достижения одночастотного режима лазерной генерации, то возрастание тока накачки полупроводникового лазера сверх порога генерации обычно приводит к возгоранию все большего числа продольных мод. В результате происходит возрастание ширины спектра лазерной генерации (Δ), под которой в данной работе понимается полная спектральная ширина на половине высоты кривой, огибающей все множество продольных мод спектра.

Многочастотная лазерная генерация обусловлена малым спектральным разделением соседних продольных мод в сочетании с неоднородным насыщением усиления — явлением, также известным как выгорание спектральных провалов. Кратко говоря, образовавшееся в результате акта вынужденного излучения пустое состояние должно быть вновь заполнено носителем заряда, прежде чем сможет произойти излучение следующего фотона. Конечная скорость этого процесса заполнения состояний может привести к уменьшению числа носителей, способных поддерживать генерацию, что и вызывает уменьшение усиления на данной длине волны, способствуя возгоранию соседних мод.

Несмотря на описанное явление, спектральная ширина многочастотного лазера на основе квантовой ямы

[†] E-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

обычно не превышает 10 нм, что связано с большой скоростью процессов возбуждения и релаксации носителей заряда в квантовой яме. Отличная ситуация может иметь место в лазере на основе массива квантовых точек, где, в противоположность квантовой яме, имеющие разную энергию электронные состояния принадлежат различным пространственно разделенным квантовым точкам, входящим в состав массива. Следовательно, заполнение электронных состояний в лазере на КТ может быть в значительной степени подавлено, а значит, уширение лазерного спектра может существенно возрасти по сравнению с лазером на квантовой яме.

В дополнение к большой ширине спектра генерации, позволяющей достичь большого числа каналов оптической передачи, для возможных приборных применений существенным является достижение высокого значения спектральной плотности мощности излучения (ρ), что позволит повысить значение мощности, приходящейся на один канал. Однако эти два требования зачастую противоречат друг другу. Например, малый темп релаксации носителей заряда, необходимый для достижения большой спектральной ширины излучения, может привести к снижению эффективности лазерной генерации [5], а следовательно, и к снижению выходной мощности КТ-лазера (см. также [6]). Таким образом, требуется оптимизация параметров как самой активной области, так и лазерного диода с целью одновременного достижения высоких значений Δ и ρ .

Если почти все КТ массива участвуют в лазерной генерации, то ширина спектра излучения КТ-лазера Δ будет примерно совпадать со спектральной шириной неоднородно уширенного оптического перехода основного состояния массива (σ). Таким образом, величина Δ может быть приближенно оценена исходя из отношения числа КТ, участвующих в лазерной генерации (N_{las}), к полному числу КТ в массиве, которое есть произведение ширины лазерного полоска (W), длины резонатора (L) и эффективной поверхностной плотности КТ (n_{QD}), равной поверхностной плотности одного эпитаксиального ряда КТ, умноженной на число рядов КТ в активной области лазера:

$$\frac{\Delta}{\sigma} \approx \frac{N_{\text{las}}}{n_{\text{QD}}WL}. \quad (1)$$

В свою очередь значение N_{las} при некотором токе накачки I может быть оценено, если допустить, что ток рекомбинации, протекающий через одну квантовую точку, не может превышать некоторого максимального значения, ограниченного темпом заполнения основного состояния КТ (темпом релаксации и захвата носителей):

$$N_{\text{las}} \approx \frac{I}{(2e/\tau_c)}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, τ_c — эффективное время заполнения частично заселенного основного состояния КТ [7,8], множитель 2 учитывает вырождение основного состояния по спину.

Средняя спектральная плотность мощности ρ может быть затем определена как отношение зависящей от тока накачки полной мощности КТ лазера P к спектральной ширине лазерного излучения:

$$\rho \approx P/\Delta. \quad (3)$$

Параметры активной области (полное число КТ в активной области, время заполнения основного состояния КТ) и лазерного диода (ширина полоска, длина резонатора) оказывают влияние на значения ширины спектра излучения КТ-лазера Δ и спектральной плотности мощности ρ как непосредственно (выражения (1)–(3)), так и опосредованно, через их влияние на величины пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности.

В приведенных далее результатах расчетов нами предполагались следующие параметры: длина резонатора $L = 1$ мм, ширина лазерного полоска $W = 5$ мкм, коэффициенты отражения граней 100 и 10%, ток накачки $I = 300$ мА, поверхностная плотность КТ в одном ряду $5 \cdot 10^{10}$ см⁻², число рядов КТ 7, неоднородное уширение 50 нм, насыщенное усиление 6 см⁻¹ на один ряд КТ, внутренние потери 3 см⁻¹, время заполнения основного состояния КТ 2 пс, время излучательной рекомбинации 1 нс, энергия фотона 0.95 эВ. Некоторые из этих параметров затем варьировались в определенных пределах с целью определения их влияния на ширину спектра излучения и величину спектральной плотности мощности. Ставилась цель определения такой комбинации параметров, при которой имела бы возможность одновременного достижения величин $\Delta > 15$ нм и $\rho > 10$ мВт/нм.

3. Результаты расчетов и обсуждение

Влияние величины тока накачки на исследуемые характеристики КТ-лазера иллюстрирует рис. 1, а, на котором показана корреляция спектральной плотности мощности ρ и спектральной ширины излучения Δ . Различные точки кривой ρ – Δ соответствуют разным значениям тока I , который увеличивается на рисунке слева направо от 0 до 460 мА. Заштрихованная область обозначает диапазон, удовлетворяющий условию оптимизации ($\Delta \geq 15$ нм, $\rho \geq 10$ мВт/нм).

Когда ток накачки возрастает, происходит увеличение ширины спектра излучения вследствие обескуражившегося явления выгорания спектральных провалов. Одновременно происходит возрастание полной излученной мощности. При малых токах (< 90 мА) полная мощность растет быстрее, чем ширина спектра, так что спектральная плотность мощности возрастает. При больших токах (> 180 мА) выходная мощность и ширина спектра оказываются линейно связанными друг с другом. В результате спектральная плотность мощности насыщается на определенном уровне, который для данного набора параметров составляет ~ 13 мВт/нм. При этом, как видно, спектральная ширина может быть больше 15 нм при условии, что ток накачки превышает 280 мА.

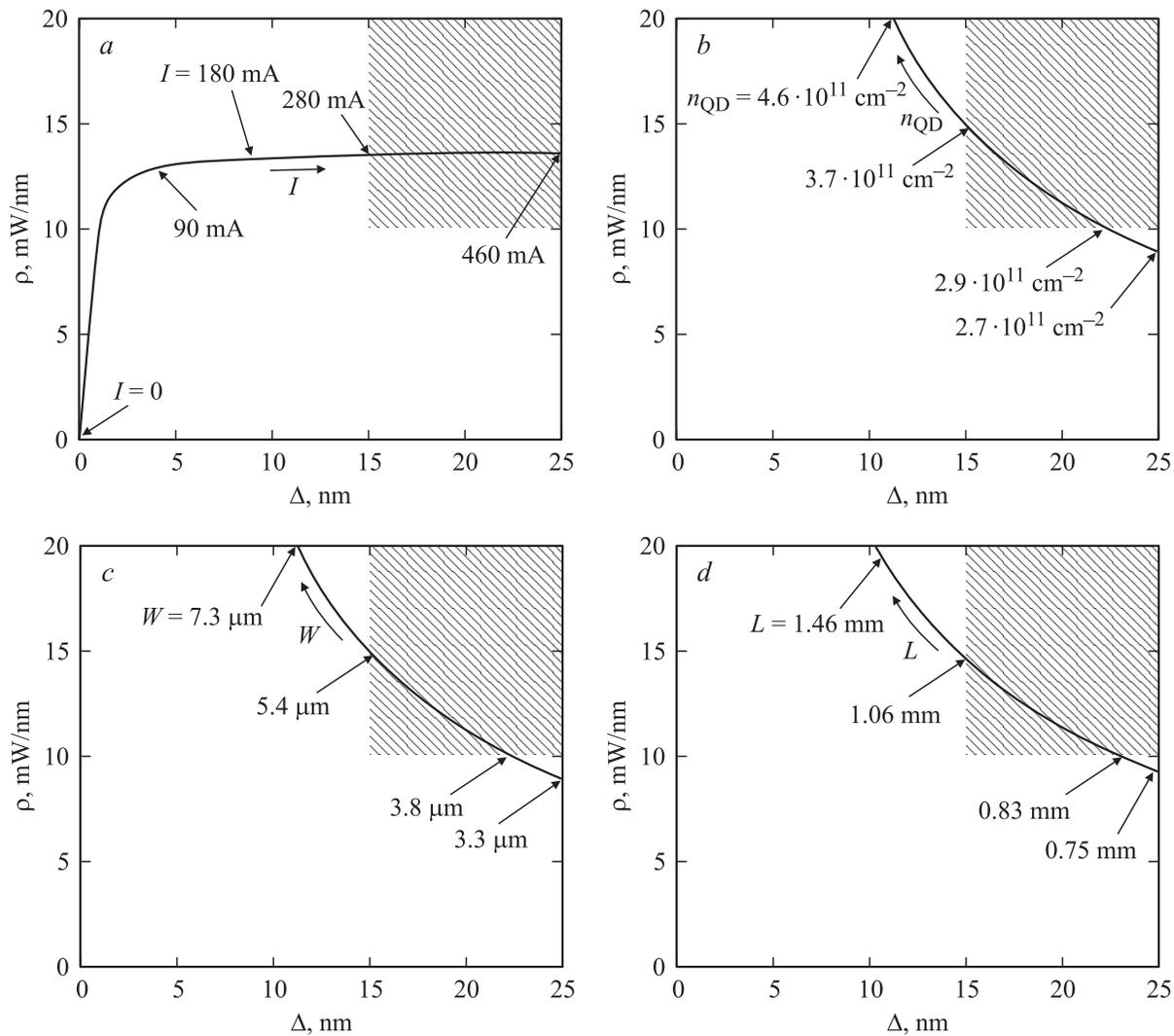


Рис. 1. Корреляционные кривые спектральной плотности мощности ρ и ширины спектра излучения Δ при различных величинах тока накачки I (a), эффективной поверхностной плотности массива КТ n_{QD} (b), ширины лазерного полоска W (c), длины лазерного резонатора L (d). Указаны значения варьируемых параметров в некоторых точках, значения других параметров приведены в тексте. Заштрихованные области обозначают диапазон $\Delta \geq 15$ нм, $\rho \geq 10$ мВт/нм.

Приведенный пример подчеркивает важность достаточно высоких токов накачки для возможности одновременного достижения высоких значений как ширины спектра генерации, так и спектральной плотности мощности. Таким образом, факторы, которые могут ограничить максимальный уровень накачки КТ-лазера, должны быть по возможности устранены. К таким факторам могут быть отнесены катастрофическое разрушение зеркал, тепловой загиб ватт-амперной характеристики, а также вызванный током переход к генерации через возбужденное состояние КТ [9].

Полное число КТ в активной области лазера может оказывать существенное влияние на значения спектральной плотности мощности и ширину спектра излучения КТ-лазера. В то же время само полное число КТ может быть изменено в достаточно широких пределах с помощью изменения площади лазерного диода и(или) числа

рядов КТ, так что интересующие характеристики лазера (Δ и ρ) могут быть одновременно оптимизированы. Влияние параметров, определяющих полное число КТ (n_{QD} , W , L), на характеристики КТ-лазера показано на рис. 1, b-d, где спектральная плотность мощности ρ приведена в виде зависимости от спектральной ширины излучения Δ . Различные точки кривых ρ - Δ соответствуют различным значениям n_{QD} (рис. 1, b), W (рис. 1, c) или L (рис. 1, d), которые увеличиваются на соответствующих рисунках справа налево. Заштрихованные области обозначают диапазон, удовлетворяющий условию оптимизации ($\Delta \geq 15$ нм, $\rho \geq 10$ мВт/нм). Как видно, когда при постоянном токе накачки полное число КТ в активной области лазера уменьшается тем или иным способом, происходит увеличение ширины линии излучения при одновременном уменьшении спектральной плотности мощности.

Когда значение n_{QD} уменьшается от $4.6 \cdot 10^{11}$ до $2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, величина Δ возрастает приблизительно обратно пропорционально величине n_{QD} вследствие уменьшения плотности состояний в активной области лазера. В то же время выходная мощность лазера остается практически неизменной, так как пороговый ток лазера и дифференциальная квантовая эффективность изменяются при этом слабо, потому что насыщенное усиление все еще заметно превышает оптические потери. Таким образом, происходит уменьшение спектральной плотности мощности и, следовательно, кривая ρ – Δ имеет убывающий характер (рис. 1, *b*).

Согласно полученным данным, когда эффективная поверхностная плотность КТ выбрана должным образом (в интервале $(2.9\text{--}3.7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для параметров, использованных в расчете), ширина спектра излучения КТ-лазера может превосходить 15 нм, а спектральная плотность мощности одновременно может превышать 10 мВт/нм. В то же время при меньших значениях плотности КТ (например, $2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) спектральная плотность мощности оказывается недостаточной (менее 8 мВт/нм), а при больших значениях n_{QD} (например, $4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) недостаточной оказывается спектральная ширина излучения (менее 12 нм). Отметим, что при типичных значениях плотности самоорганизующихся КТ, приходящейся на один эпитаксиальный ряд, составляющей $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, оптимальное значение n_{QD} будет соответствовать примерно 7 рядам КТ в активной области лазера.

Аналогичным образом может быть рассмотрено влияние площади активной области лазерного диода. Когда ширина полоска уменьшается от 7.3 до 3.3 мкм или длина резонатора уменьшается от 1.46 до 0.75 мм при условии неизменного тока накачки, ширина спектра излучения возрастает вследствие уменьшения числа КТ в активной области. При уменьшении L этот эффект усиливается из-за увеличения оптических потерь. В то же время при уменьшении W в указанном интервале значений выходная мощность КТ-лазера изменяется незначительно, поскольку дифференциальная эффективность остается практически неизменной, а влияние изменения порогового тока подавлено, так как накачка существенно превосходит порог генерации. При уменьшении L в упомянутом диапазоне значений полная мощность, излучаемая лазером, увеличивается по причине возрастания дифференциальной квантовой эффективности и снижения порогового тока, так как насыщенное усиление все еще заметно превышает оптические потери. Однако ширина спектра излучения возрастает намного быстрее, чем полная выходная мощность. В результате при уменьшении величины W или L происходит уменьшение спектральной плотности мощности, а соответствующие кривые ρ – Δ носят убывающий характер, как показано на рис. 1, *b, d*.

Согласно представленным данным, соответствующий выбор параметров лазерного диода (W в интервале 3.8–5.4 мкм, L в интервале 0.83–1.06 мкм для па-

раметров, использованных в расчете), ширина спектра излучения КТ-лазера может превосходить 15 нм, тогда как спектральная плотность мощности может одновременно превышать 10 мВт/нм. С другой стороны, уменьшение этих параметров (например, $W = 3.3$ мкм или $L = 0.75$ мкм) приводит к тому, что спектральная плотность мощности оказывается сравнительно низкой (менее 8 мВт/нм), тогда как при увеличении этих параметров (например, $W = 7.3$ мкм или $L = 1.46$ мкм) спектральная ширина излучения снижается до значений 10–12 нм.

Отметим, что, если другие параметры (например, ток накачки или поверхностная плотность КТ), влияющие на значения ширины спектра и спектральной плотности мощности, выбраны должным образом, оптимальные значения ширины лазерного полоска и длины лазерного диода легко достижимы на практике. Также отметим, что различные рассмотренные способы управления значениями ρ и Δ — с помощью выбора поверхностной плотности массива КТ или геометрических размеров лазерного диода — взаимно дополняют друг друга. Это позволяет помимо значений ρ и Δ оптимизировать и другие характеристики КТ-лазера. Например, длина резонатора может быть выбрана также с учетом ее влияния на емкость диода, а ширина полоска — с учетом стабильного пространственно-одномодового характера выходного пучка. При этом некоторое изменение активной площади прибора, которое в противном случае привело бы к ухудшению значений ρ и Δ , может быть компенсировано соответствующим выбором числа рядов КТ в активной области.

4. Экспериментальное исследование лазера на квантовых точках

Для исследования возможности создания лазеров, которые обладали бы широким спектром генерации при высокой спектральной плотности мощности, а также для проверки применимости развитого в настоящей работе подхода к описанию характеристик КТ-лазеров методом молекулярно-пучковой эпитаксии была синтезирована лазерная структура на основе самоорганизующихся КТ. Конструкция лазерной структуры (состав, последовательность, толщины слоев) соответствует описанию, приведенному в работе [10]. Активная область была сформирована последовательным осаждением 5 рядов КТ InAs/InGaAs, разделенных прослойками GaAs толщиной 33 нм, длина волны оптического перехода основного состояния КТ при комнатной температуре составила ~ 1.27 мкм. Из эпитаксиальной структуры были изготовлены лазерные диоды гребешковой конструкции с шириной волновода ~ 5 мкм и длиной резонатора ~ 1.5 мм. Диэлектрические покрытия на грани резонатора не наносились. Диоды, установленные на теплоотводы, были исследованы при температуре 20°C в непрерывном режиме генерации (макси-

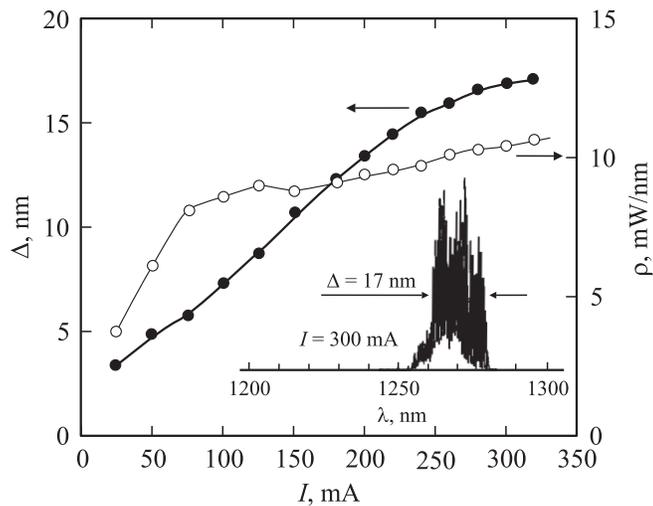


Рис. 2. Экспериментальные зависимости спектральной ширины линии генерации Δ и средней спектральной плотности мощности лазерного излучения ρ от тока накачки I . На вставке — спектр лазерной генерации при токе накачки 300 мА.

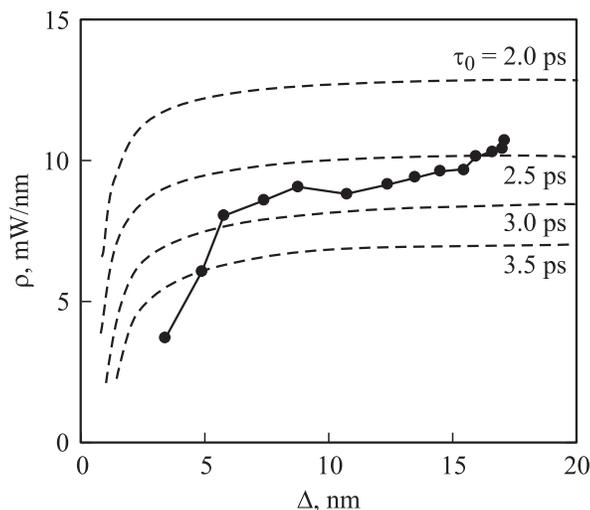


Рис. 3. Зависимости спектральной плотности мощности ρ от ширины спектра излучения Δ : точки — эксперимент; штриховые кривые — расчет для различных значений времени заполнения свободного основного состояния КТ τ_0 .

мальный ток 350 мА). В таком режиме лазеры имели средние значения порогового тока 8 мА и внешней дифференциальной эффективности 0.67 мВт/мА.

На рис. 2 показаны зависимости спектральной ширины Δ огибающей спектра лазерной генерации и средней спектральной плотности мощности лазерной генерации ρ от тока накачки I . Измерения спектров излучения показали, что при увеличении тока происходит увеличение значения Δ вплоть до значений, превышающих 15 нм. В это же время величина ρ сначала увеличивается с током накачки, а затем имеет тенденцию к насыщению. Такое поведение Δ и ρ хоро-

шо согласуется с предсказанным характером изменения этих величин. В некоторых образцах наблюдалось незначительное уменьшение величины ρ при токах, превышающих ~ 300 мА. Наибольшие достигнутые значения средней спектральной плотности мощности составили 9.5–10.5 мВт/нм. В качестве примера на вставке к рис. 2 приведен спектр генерации, записанный при токе 300 мА (полная выходная мощность 176 мВт). Как следует из рисунка, значение Δ в данном случае составляет 17 нм, что соответствует средней спектральной плотности мощности ~ 10.4 мВт/нм.

Поскольку значения спектральной ширины линии и спектральной плотности мощности весьма чувствительны к величине времени заполнения свободного основного состояния КТ (τ_0), полученные экспериментальные данные могут быть использованы для его оценки. На рис. 3 точками показана экспериментальная зависимость средней спектральной плотности мощности от ширины спектра генерации. Штриховыми линиями показаны зависимости, вычисленные для использованной геометрии лазерных диодов в предположении эффективной поверхностной плотности квантовых точек $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для четырех различных значений τ_0 в диапазоне 2.0–3.5 пс. Как видно, при уменьшении времени заполнения τ_0 некоторому значению спектральной ширины линии Δ будет соответствовать более высокое значение спектральной плотности ρ . В области не слишком узких спектральных линий ($\Delta > 5$ нм) результаты расчетов хорошо описывают ход экспериментальной кривой ρ – Δ . Наилучшее согласие достигается, когда в расчетах предполагается время заполнения основного состояния КТ ~ 2.5 –3.0 пс. Ранее время заполнения основного состояния КТ, излучающих в диапазоне 1.3 мкм, также было оценено как ~ 2.5 пс [3]. В области узких спектральных линий ($\Delta < 5$ нм) результаты расчетов и экспериментальная зависимость заметно различаются.

5. Заключение

Таким образом, как расчеты, так и эксперимент доказывают возможность одновременного достижения спектральной ширины линии излучения более 15 нм и спектральной плотности мощности более 10 мВт/нм в полупроводниковом лазере на основе массива самоорганизующихся квантовых точек InAs/InGaAs диапазона длин волн около 1.3 мкм. Расчеты показывают, что при условии достижения высоких токов накачки, а также оптимизации площади диода и числа рядов квантовых точек в активной области значения ширины линии излучения и спектральной плотности мощности могут быть увеличены. Подобные лазерные источники могут послужить основой для создания многоканальных систем оптической передачи данных, пригодных для использования совместно с кварцевыми волокнами или планарными волноводными линиями на основе кремния.

Работа выполнена при поддержке гранта РН.П.2.1.1.2215 Министерства образования и науки РФ „Полупроводниковые наноструктуры — новые физические эффекты и приборы на их основе“, гранта президента Российской Федерации и проекта Санкт-Петербургского научного центра РАН.

А.Е. Жуков выражает благодарность „Фонду содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata. Appl. Phys. Lett., **74**, 1561 (1999).
- [2] M. Grundmann, F. Heinrichsdorf, N.N. Ledentsov, C. Ribbat, D. Bimberg, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Jap. J. Appl. Phys., **39**, 2341 (2000).
- [3] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, И.Н. Каяндер, Е.Ю. Кондратьева, Д.А. Лившиц, И.С. Тарасов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Б. Бимберг, Ж.И. Алфёров. ФТП, **34**, 117 (2000).
- [4] Д.А. Лившиц, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, Н.А. Малеев, С.С. Михрин, А.П. Васильев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, G. Lin, J. Chi. Письма ЖТФ, **30**, 21 (2004).
- [5] H. Benisty, C.M. Sotomayor-Torres, C. Weisbuch. Phys. Rev. B, **44**, 10945 (1991).
- [6] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39**, 404 (2003).
- [7] K. Mukai, N. Ohtsuka, H. Shoji, M. Sugawara. Appl. Phys. Lett., **68** (21), 3013 (1996).
- [8] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **18**, 774 (2003).
- [9] A. Markus, J.X. Chen, C. Paranthoen, A. Fiore. Appl. Phys. Lett., **82**, 1818 (2003).
- [10] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, E.Yu. Kondrat'eva, D.A. Livshits, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. IEEE Phot. Techn. Lett., **11**, 1345 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Diode lasers with broad emission spectrum based on self-organized quantum dots

A.E. Zhukov, A.R. Kovsh*, E.V. Nikitina, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov

Saint-Petersburg Physicotechnical Centre
for Research and Education,
Russian Academy of Sciences,
195220 St. Petersburg, Russia
* NL Nanosemiconductor GmbH,
44263 Dortmund, Germany

Abstract Diode lasers based on self-organized quantum dots of the 1.3 μm wavelength range operating on continuous-wave regime demonstrate the attainability of emission spectra broader than 15 nm together with an average spectral power density higher than 10 mW/nm.