

Характеристики усиления инжекционных лазеров на квантовых точках

© А.Е. Жуков[¶], А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, Н.Н. Леденцов, А.Ф. Цацульников, М.В. Максимов, С.В. Зайцев, Ю.М. Шерняков, А.В. Лунев, П.С. Копьев, Д. Бимберг*, Ж.И. Алфёров

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

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

(Получена 1 марта 1999 г. Принята к печати 2 марта 1999 г.)

Экспериментально исследуется зависимость оптического усиления от тока в лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек InGaAs в матрице AlGaAs/GaAs. Наблюдается переход от режима генерации через основное состояние квантовых точек к генерации через возбужденное состояние. Насыщенное усиление в последнем случае приблизительно в 4 раза превышает соответствующую величину для основного состояния, что обусловлено четырехкратным вырождением возбужденного уровня квантовых точек. Исследовано влияние плотности массива квантовых точек на пороговые характеристики. Менее плотный массив точек характеризуется меньшим значением пороговой плотности тока в режиме малых потерь вследствие меньшего тока прозрачности, тогда как в области больших пороговых усилений более предпочтительно использование плотных массивов квантовых точек, характеризующихся большей величиной насыщенного усиления.

Инжекционные лазеры с активной областью на основе квантовых точек (КТ), как было предсказано теоретически [1,2], позволяют значительно снизить пороговую плотность тока (J_{th}). Конечная поверхностная плотность массива КТ (N_{QD}) фактически означает низкую величину тока прозрачности вследствие малого числа состояний, в которых должна поддерживаться инверсная заселенность. С другой стороны, конечное значение N_{QD} в сочетании с неоднородным уширением плотности состояний могут приводить к проблеме насыщения усиления. Прогресс в создании массивов КТ с помощью эффектов самоорганизации сильно напряженных тонких слоев [3] позволил реализовать в длинных лазерных диодах на их основе J_{th} порядка $60 \div 100 \text{ A/cm}^2$ [4] при 300 К. Однако увеличение потерь в лазерном диоде приводило к сверхлинейному возрастанию J_{th} [5,6], указывая, что насыщение усиления в самом деле является серьезной проблемой в лазерах на основе самоорганизующихся КТ.

В настоящей работе мы исследуем характеристики усиления инжекционных лазеров на основе КТ InGaAs в матрице AlGaAs/GaAs. Лазерные структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на n^+ -GaAs(100) подложках в геометрии лазера с раздельным ограничением (РО ДГС). Активная область образована тремя рядами КТ InGaAs, разделенных спейсерными слоями $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 5 нм. Лазерные диоды изготавливали в геометрии мелкая меза, приборные характеристики исследовали в импульсном режиме при 300 К. Более подробно режимы выращивания и измерений описаны в [7].

Зависимость коэффициента усиления от плотности тока является одной из важнейших характеристик инжекционного лазера, тесно связанной с электронной структурой активной среды. Модовое усиление (g) как функция тока накачки вычислялось из эксперименталь-

ной зависимости J_{th} от длины резонатора, используя равенство g сумме потерь (внутренних и на зеркалах) на пороге генерации. Внутренние потери были оценены как подгоночный параметр из экспериментальной зависимости внешней дифференциальной эффективности от длины резонатора.

На рис. 1 точками показаны экспериментальные зависимости g и длины волны лазерной генерации (λ_{las}) от плотности тока накачки. Можно видеть, что на обеих зависимостях имеется перелом при плотности тока около 700 A/cm^2 , разделяющий области различного поведения усиления, сопровождающийся резким перескоком λ_{las} . На каждом из участков возрастание накачки приводит

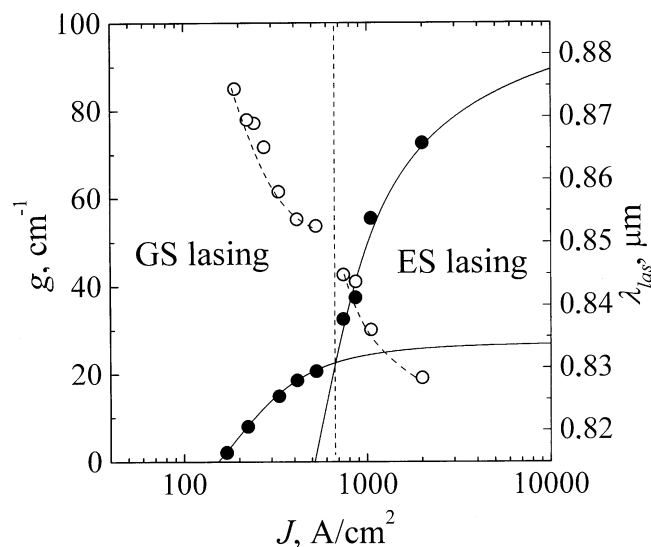


Рис. 1. Экспериментальные зависимости модового усиления g (темные точки) и длины волны лазерной генерации λ_{las} (светлые точки) от плотности тока. Сплошные линии — расчет g согласно (1), используя параметры усиления, приведенные в таблице.

[¶] E-mail: Zhukov@beam.ioffe.rssi.ru

Параметры усиления лазера на основе самоорганизующихся КТ

Состояние	g^{sat} , см ⁻¹	J_0 , А/см ²	J_1 , А/см ²	J_2 , А/см ²	J_{tr} , А/см ²	γ
ОС	27	119	38	0.6	157.6	0.997
ВС	102	480	—	33	513	0.93

к быстрому насыщению усиления на некотором уровне g^{sat} , а λ_{las} постепенно смещается в коротковолновую сторону.

В спектре фотолюминесценции (ФЛ) данной структуры мы наблюдали два пика при 855 и 960 нм, из которых длинноволновый связан с излучательной рекомбинацией экситонов, локализованных в основном состоянии (ОС) КТ, тогда как более коротковолновый соответствует рекомбинации через возбужденное состояние (ВС) [8]. Сопоставление зависимости λ_{las} от накачки со спектральным положением этих линий позволяет заключить, что наблюдаемая зависимость усиления от тока обусловлена переходом от генерации через ОС к генерации через ВС массива КТ.

Ранее нами было показано [9], что в упрощенном виде связь усиления и плотности тока в лазере на КТ может быть описана выражением

$$J = J_0 \left(1 + \frac{g}{g^{\text{sat}}} \right) + J_1 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g}{g^{\text{sat}} - g} \right) + J_2 \left(\frac{g^{\text{sat}} + g}{g^{\text{sat}} - g} \right)^2. \quad (1)$$

В случае генерации через ОС первые два члена в (1) описывают вклады рекомбинации через ОС и ВС соответственно, тогда как последний член соответствует рекомбинации через состояния смачивающего слоя (СС) и матрицы. Если генерация происходит через ВС, то второй член в (1) отсутствует, а первый приобретает смысл совокупного вклада как ОС, так и ВС.

Согласно (1), плотность тока прозрачности (J_{tr}), отвечающего достижению нулевого усиления, выражается

$$J_{\text{tr}} = J_0 + J_1 + J_2, \quad (2)$$

а в области малых усилений ($g \ll g^{\text{sat}}$) зависимость усиления от тока накачки становится приблизительно линейной:

$$g_{\text{QD}} = g^{\text{sat}} \frac{J - J_{\text{tr}}}{J_{\text{tr}}}; \quad \gamma = \frac{J_{\text{tr}}}{J_{\text{tr}} + J_2}. \quad (3)$$

На рис. 1 показано, что при соответствующем выборе параметров J_0 , J_1 , J_2 и g^{sat} , приведенных в таблице, выражение (1) позволяет с высокой точностью описать зависимость усиления от тока для генерации как через ОС, так и ВС.

Согласно простой водородо-подобной модели электронной структуры КТ [10], ВС является четырехкратно вырожденным (в дополнение к спиновому вырождению). Таким образом, на ВС может быть локализовано в 4 раза

больше носителей, а следовательно, величина g^{sat} для генерации через ВС должна в 4 раза превосходить g^{sat} для ОС в предположении, что ОС и ВС характеризуются одинаковой силой осциллятора. Вообще говоря, тот факт, что потенциальная яма КТ не описывается кулоновским потенциалом, а также несферическая форма реальных КТ, приводит к снятию вырождения возбужденного уровня. Однако экспериментально наблюдаемое отношение величин g^{sat} в самом деле близко к 4, указывая на то, что расщепление ВС значительно меньше неоднородного уширения плотности состояний КТ, связанного с разбросом по размерам.

Согласно данным, приведенным в таблице, доля тока прозрачности, идущая на рекомбинацию через состояния СС (J_2), в случае генерации через ОС пренебрежимо мала по сравнению со случаем генерации через ВС. Соответственно, согласно (2) и (3), величина γ в последнем случае уменьшается. Данный эффект объясняется тем, что для достижения генерации через ВС уровень Ферми должен лежать значительно выше, а следовательно, большее количество носителей будет находиться в СС.

На рис. 2 показаны вклады в J_{th} , обусловленные рекомбинацией через различные состояния, в зависимости от пороговой плотности тока. Как видно, при малых J_{th} плотность тока в основном определяется рекомбинацией через ОС. Увеличение J_{th} приводит к тому, что вклад ОС насыщается, а ток, обусловленный рекомбинацией через ВС, начинает доминировать. Одновременно возрастает доля тока, связанная со СС. При дальнейшем возрастании J_{th} доминирующей становится доля тока, идущая на рекомбинацию в СС, а вклад ВС насыщается, но на более высоком уровне по сравнению с ОС, так как на ВС может быть локализовано большее количество

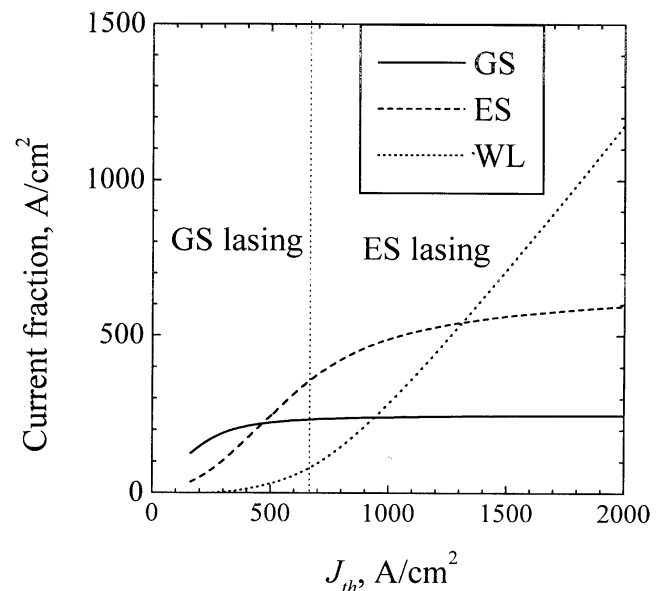


Рис. 2. Вклады в пороговую плотность тока J_{th} , обусловленные рекомбинацией через основное (GS) и возбужденное (ES) состояния КТ и состояния смачивающего слоя (WL).

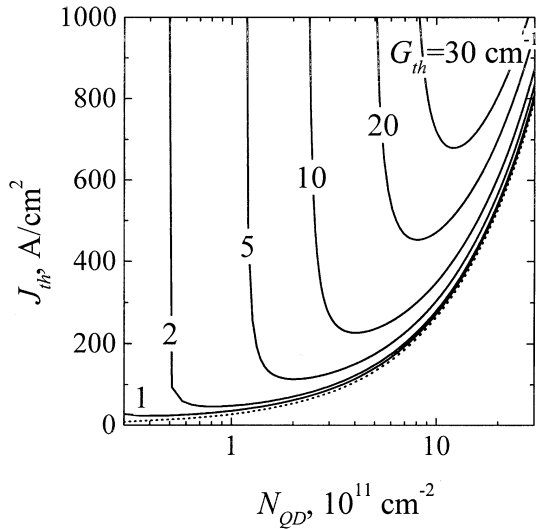


Рис. 3. Зависимость пороговой плотности тока J_{th} от поверхностной плотности массива КТ N_{QD} при различных уровнях порогового усиления G_{th} . (Штриховая линия соответствует плотности тока прозрачности).

носителей. Однако даже при больших накачках лазерная генерация по-прежнему происходит через состояния КТ, и перехода в режим генерации через СС экспериментально не наблюдается.

Выражение (1) позволяет оценить влияние поверхностной плотности КТ (N_{QD}) на пороговые характеристики лазеров на основе КТ. В предположении неизменности электронных и излучательных свойств массива КТ, N -кратное изменение N_{QD} приводит к N -кратному масштабированию g^{sat} , а также вкладов в ток прозрачности, обусловленной ОС (J_0) и ВС (J_1). Если изменение N_{QD} произошло за счет изменения количества осажденных слоев КТ [11], то параметр J_2 также масштабирует в N раз, поскольку каждый из рядов КТ лежит на собственном СС. В случае, если с помощью применения специальных режимов роста [7] изменена непосредственно поверхностная плотность КТ при сохранении количества осажденных плоскостей, то J_2 остается неизменным:

$$J(N) = NJ_0 + \left(1 + \frac{g}{Ng^{sat}}\right) + NJ_1 \left(\frac{Ng^{sat} + g}{Ng^{sat} - g}\right) + NJ_2 \left(\frac{Ng^{sat} + g}{Ng^{sat} - g}\right)^2. \quad (4)$$

Зависимость J_{th} от N_{QD} , вычисленная согласно (4), используя параметры усиления, приведенные в таблице, показана на рис. 3 для различных значений суммарных потерь (G_{th}). Из рис. 3 следует, что в режиме малого усиления менее плотный массив КТ характеризуется меньшей величиной J_{th} , что обусловлено меньшим током прозрачности. В другой стороны, в тех случаях, когда требуется достичь высоких значений усиления, более

плотный массив КТ, вследствие возрастания g^{sat} , позволяет снизить J_{th} . Если требуемое усиление превышает величину g^{sat} для некоторой плотности КТ, то лазерная генерация через состояния КТ не будет достигнута ни при какой плотности тока.

Видно, что имеется некоторая оптимальная плотность N_{opt} , соответствующая минимальному значению J_{th} при данном уровне потерь. Для большинства приборных применений величина G_{th} относительно велика, так как для достижения высокой дифференциальной эффективности требуются короткие диоды. Поэтому для практических применений желательны более плотные массивы КТ, позволяющие до некоторой степени преодолеть проблему насыщения усиления.

Таким образом, исследованы пороговые характеристики лазеров на основе КТ InGaAs в матрице AlGaAs/GaAs. В зависимостях оптического усиления и длины волны генерации от плотности тока наблюдается два характерных участка, обусловленные генерацией через основное и возбужденное состояния КТ. Увеличение тока приводит к насыщению усиления, достигаемому на ОС, и к переходу в режим генерации через ВС. Вследствие вырождения ВС, насыщенное усиление в последнем случае приблизительно в 4 раза превышает соответствующую величину для ОС. Увеличение плотности КТ приводит к возрастанию как тока прозрачности, так и величины насыщенного усиления. В результате менее плотный массив КТ демонстрирует меньшее значение пороговой плотности тока в режиме малых потерь, тогда как в области больших пороговых усилений более предпочтительно использование плотных массивов КТ.

Работа выполнялась при поддержке INTAS (96-0467).

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [2] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu. J. Quant. Electron., **QD-22**, 1915 (1986).
- [3] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [4] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. 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. Bohrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gosele. J. Cryst. Growth, **175/176**, 689 (1997).
- [5] S.V. Zaitsev, N.Yu. Egorov, Yu.M. Shernyakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, N. Kirstaedter, D. Bimberg. Superlat. Microstr., **21**, 559 (1997).
- [6] O.G. Schmidt, N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **32**, 1302 (1996).
- [7] А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Б.В. Воловик, А.В. Лунев, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 1114 (1998).

- [8] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 118 (1999).
- [9] А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, П.С. Копьев. *ФТП*, **33**, 215 (1999).
- [10] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Теоретическая физики*, т. 3, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М., Наука, 1989) с. 300.
- [11] N.N. Ledentsov, V.A. Schukin, M. Grudmann, N. Kirstaedter, J. Bogrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. *Phys. Rev. B*, **54**, 8743 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Enhancement characteristics of injection lasers on quantum dots

A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Yegorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, A.V. Lunev, 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