

Температурная зависимость усиления лазеров на основе массивов квантовых точек с неоднородно уширенной плотностью состояний

© А.Е. Жуков[¶], А.Р. Ковш, В.М. Устинов

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

(Получена 12 мая 1999 г. Принята к печати 19 мая 1999 г.)

Предложена модель, позволяющая в аналитическом виде описать температурную зависимость оптического усиления и пороговой плотности тока в лазерах на основе массивов квантовых точек, характеризующихся неоднородным уширением плотности состояний. В области высоких температур полученная зависимость является универсальной, т.е. определяется только величиной уширения плотности состояний, а не ее конкретным видом.

Квантовая точка (КТ) представляет собой центр нулевой локализации носителей заряда. В идеальном случае все КТ некоторого массива характеризуются единственным одинаковым уровнем размерного квантования. Таким образом совокупная плотность состояний (СПС) подобного массива, без учета однородного уширения, представляет собой δ -функцию. Будучи использованным в качестве активной области инжекционного лазера, подобный массив позволяет, с теоретической точки зрения [1], значительно снизить пороговую плотность тока. Для δ -образной СПС связь между током, J , и усилением, G , описывается простым выражением [2]:

$$G = G^{\text{sat}} \left(\frac{J - J_0}{J_0} \right), \quad (1)$$

где G^{sat} — насыщенное (максимально возможное) усиление, J_0 — ток прозрачности, равный в этом случае

$$J_0 = \frac{eN}{2\tau}, \quad (2)$$

τ — время излучательной (спонтанной) рекомбинации, e — заряд электрона, $N = sN_{QD}$ — полная плотность экситонных состояний, связанная с плотностью массива КТ, N_{QD} , и степень вырождения уровня, s , равной 2 в случае спинового вырождения.

Таким образом, характеристика ток–усиление, а следовательно, и пороговая плотность тока в таком лазере не зависят от температуры.

Одним из наиболее перспективных способов создания реальных массивов КТ для использования в лазерах является применение явлений спонтанной самоорганизации на начальных стадиях осаждения напряженных пленок [3]. В частности, на основе самоорганизующихся КТ In(Ga)As в матрице (Al)GaAs были созданы лазеры с пороговыми плотностями тока менее 100 А/см² [4] и был реализован непрерывный режим генерации с выходной мощностью более 3 Вт [5].

Принципиальным отличием массива самоорганизующихся КТ от идеального случая является наличие неоднородного уширения СПС, обусловленного разбросом

точек по размерам. Таким образом, СПС не описывается δ -функцией, и, значит, уравнения (1) и (2) более неприменимы, а зависимость ток–усиление, вообще говоря, становится зависящей от температуры. Обычно предполагается, что основной причиной зависимости пороговой плотности тока от температуры в лазерах на основе самоорганизующихся КТ является термическое заполнение носителями более высоко лежащих состояний, включая состояния смачивающего слоя и матрицы [4]. Однако более высокие уровни энергии самого массива КТ, обусловленные точками меньшего размера, также могут служить “резервуаром” для выброса носителей из состояний КТ, участвующих в лазерной генерации. В самом деле, зависимость пороговых характеристик от температуры наблюдается даже и в тех случаях, когда основное состояние КТ очень сильно локализовано по отношению к матрице (КТ лазеры, излучающие на 1.3 мкм [6]).

В связи с этим встает вопрос об адекватном описании температурной зависимости характеристик усиления в лазерах с неоднородно уширенной плотностью состояний, что усложняется незнанием точного вида СПС для массива КТ. В настоящей статье мы развиваем подобную модель исходя из первых принципов эффекта лазерной генерации. Полученные результаты позволяют в аналитическом виде связать усиление и ток в зависимости от температуры. Причем, как будет показано, при достаточно высоких температурах эта зависимость является универсальной, т.е. не зависящей от конкретной формы СПС массива КТ.

Мы предполагаем, что распределение носителей по состояниям в пределах СПС некоторого произвольного вида $P(E)$ описывается функцией Ферми:

$$f(E, F) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-F}{k_B T}\right)}, \quad (3)$$

где F — квазиравновесный уровень Ферми. Для упрощения рассмотрим СПС, симметричную относительно середины запрещенной зоны, а также независимость τ от размера КТ. В случае коррелированного (экситонного) захвата электронов и дырок в КТ [7] ток (спонтанной)

[¶] E-mail: zhukov@beam.ioffe.rssi.ru

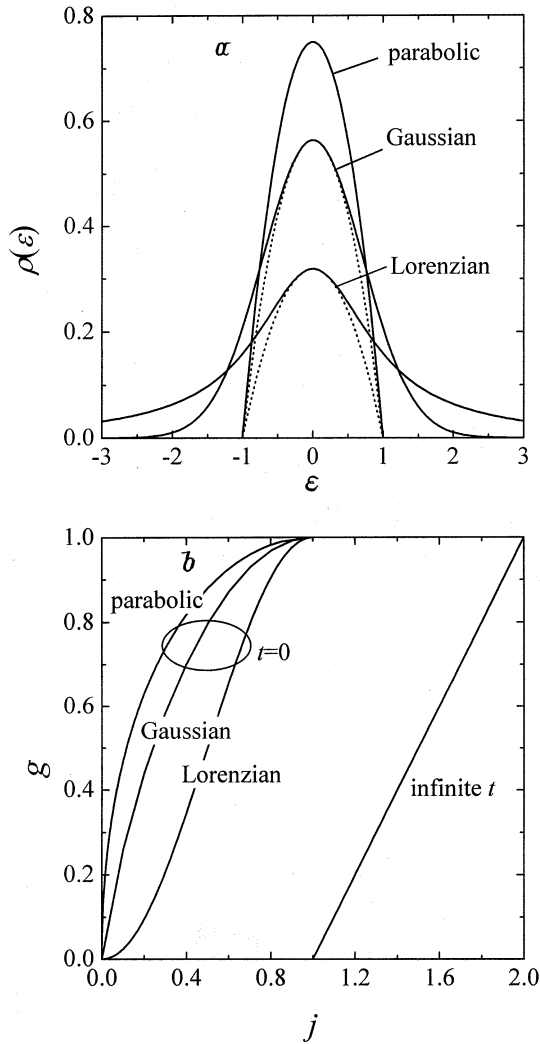


Рис. 1. *a* — плотность состояний массива КТ, описываемая функцией Гаусса, Лоренца или параболы (штриховые линии показывают параболическую аппроксимацию); *b* — зависимость усиления от тока накачки при нулевой и бесконечной температурах для СПС, приведенных на (*a*).

излучательной рекомбинации и оптическое усиление записываются, соответственно, как

$$J(F) = \frac{e}{\tau} \int P(E) f(E, F) dE, \quad (4a)$$

$$G(F) = \text{const} \cdot \max[(2f(E, F) - 1)P(E)]. \quad (4b)$$

Очевидно, что, так как количество состояний, которые могут участвовать в излучательной рекомбинации, ограничено конечной плотностью массива КТ, существует некоторое наибольшее возможное значение тока в спонтанном режиме, равное $2J_0$ (учитывая, что $\int P(E) dE = N$), а также наибольшее (насыщенное) значение усиления $G^{\text{sat}} = \text{const} \cdot P(E_0)$, где E_0 — энергия, отвечающая наибольшему значению СПС.

Удобно перейти к безразмерным величинам энергии ($E \rightarrow \epsilon = \frac{E-E_0}{\sigma}$; $F \rightarrow \varphi = \frac{F-E_0}{\sigma}$, где σ — полуширина СПС), температуры ($T \rightarrow t = \frac{k_B T}{\sigma}$), плотности состояний ($P(E) \rightarrow \rho(\epsilon) = \frac{\sigma P(E)}{N}$), тока ($J(E) \rightarrow j(\varphi) = \frac{J(\varphi)}{J_0}$) и усиления ($G(F) \rightarrow g(\varphi) = \frac{G(\varphi)}{G^{\text{sat}}}$). Тогда уравнения (4) преобразуются к виду

$$j(\varphi, t) = 2 \int f(\epsilon, \varphi, t) \rho(\epsilon) d\epsilon, \quad (5a)$$

$$g(\varphi, t) = \max[(2f(\epsilon, \varphi, t) - 1)\rho(\epsilon)/\rho_0], \quad (5b)$$

где $\rho_0 = \rho(0)$ соответствует значению СПС в максимуме.

Эти уравнения параметрически описывают зависимость усиления от тока $g(j)$ для некоторой функции СПС $\rho(\epsilon)$ при некоторой приведенной температуре t .

Прежде чем искать вид зависимости $g(j)$ от температуры, рассмотрим пределы, отвечающие нулевой и бесконечно высокой температурам. В первом случае, когда функция Ферми принимает вид ступеньки,

$$j(\varphi) = 2 \int_{-\infty}^{\varphi} \rho(\epsilon) d\epsilon, \quad (6a)$$

$$g(\varphi) = \rho(\varphi)/\rho_0. \quad (6b)$$

Очевидно, что в этом случае зависимость $g(j)$ непосредственно определяется конкретным видом функции $\rho(\epsilon)$, т.е. зависит от вида плотности состояний. В частности, можно показать, что для СПС, показанных на рис. 1, *a* и описываемых функциями Гаусса, Лоренца или параболы (значения ρ_0 отвечают условию нормировки СПС $\int \rho(\epsilon) d\epsilon = 1$)

$$\rho(\epsilon) = (1/\sqrt{\pi}) \exp(-\epsilon^2), \quad (7a)$$

$$\rho(\epsilon) = \frac{1/\pi}{1 + \epsilon^2}, \quad (7b)$$

$$\rho(\epsilon) = 3/4(1 - \epsilon^2), \quad (7c)$$

связь тока и усиления имеет, соответственно, вид

$$j(g)^{\text{gaussian}} = 2\Phi^* \left(-\sqrt{2 \ln(1/g)} \right) \quad (8a)$$

(где $\Phi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-\epsilon^2/2) d\epsilon$ — функция нормального распределения);

$$j(g)^{\text{lorenzian}} = \sin^2(\pi j/2); \quad (8b)$$

$$j(g)^{\text{parabolic}} = 1 - (1 + g/2)\sqrt{1 - g}. \quad (8c)$$

Графики соответствующих функций приведены на рис. 1, *b*. Видно, что, как и ожидалось, эти зависимости существенно различаются для различных СПС. Общим свойством является фактическое отсутствие тока прозрачности, т.е. при сколь угодно малом токе существует определенная группа КТ, для которых усиление положительно.

В пределе бесконечно высокой температуры функция Ферми одинакова в пределах СПС ($f(\varepsilon, \varphi, t \rightarrow \infty) \equiv f$), а максимальное усиление достигается в максимуме плотности состояний. Следовательно, $j = 2f$, $g = 2f - 1$ и связь между (приведенными) усилением и током имеет вид

$$g = j - 1, \quad (9)$$

что аналогично выражению (1), приведенному к безразмерным величинам.

Таким образом зависимость усиления от тока в лазере на основе массива КТ отличается для двух предельных случаев температур. Причем при бесконечной температуре наблюдения она одинакова для любого вида функции $\rho(\varepsilon)$, описывающей СПС, и сильно различается в пределе нулевой температуры. Следовательно, нет смысла искать зависимость $g(j)$ в пределе малых температур, так как это соотношение не носит универсального характера (зависит от вида СПС, вообще говоря, неизвестного). Кроме того, при низких температурах обмен носителями между различными КТ, устанавливающий глобальное равновесие в пределах ансамбля КТ, подавляется, что приводит к неравновесному заполнению состояний КТ носителями, не описываемому статистикой Ферми.

Поэтому мы будем рассматривать большую, но конечную температуру. Можно предполагать, что при этом зависимость $g(j)$ будет одинакова для всех СПС, переходя в пределе $T \rightarrow \infty$ к виду (9). Требование $k_B T \gg \sigma$ ($t \gg 1$) является слишком сильным и неопределенным. Насколько велика должна быть температура будет уточнено в процессе рассмотрения.

Отметим, что точный вид СПС массива КТ неизвестен и, так как он определяется в основном разбросом КТ по размерам, вообще говоря, зависит от условий осаждения. При рассмотрении характеристик лазеров на основе КТ функция $\rho(\varepsilon)$ обычно аппроксимируется функциями вида (7а) или (7б) [8]. В отличие от этого в качестве базовой СПС мы рассматриваем параболическую зависимость (7в). Практически любую функцию $\rho(\varepsilon)$ (в том числе и вида (7а) и (7б)) можно приближенно представить в виде (7в), разложив в ряд Тейлора вблизи максимума (см. рис. 1, а). С другой стороны, это существенно упрощает математические преобразования. Правомочность подобной замены будет обсуждена далее.

Для получения результатов в аналитическом виде будем использовать кусочно-линейную аппроксимацию функции Ферми:

$$\begin{aligned} f(\varepsilon, \varphi, t) &\approx 1, & \varepsilon < \varphi - 2t; \\ 1/2 - (\varepsilon - \varphi)/4t, & & \varphi - 2t < \varepsilon < \varphi + 2t; \\ 0, & & \varepsilon > \varphi + 2t. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда, если температура достаточно велика ($t > 1/2$), и учитывая (5), выражения для тока и усиления прини-

мают вид

$$\begin{aligned} j(\varphi, t) &\approx (3/2) \int_{-1}^1 (1 - \varepsilon^2) \left(1/2 - \frac{\varepsilon - \varphi}{4t} \right) d\varepsilon \\ &= 1 + \varphi/2t, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} g(\varphi, t) &\approx \max \left[(1 - \varepsilon^2) \left(\frac{\varphi - \varepsilon}{2t} \right) \right] \\ &\approx \left[(1 - \varepsilon^2) \left(\frac{\varphi - \varepsilon}{2t} \right) \right]_{\varepsilon \approx (-1/2)\varphi} \\ &\approx \frac{1}{2t} \left(\varphi + \frac{1}{4\varphi} \right). \end{aligned} \quad (11b)$$

С учетом связи (11а) между j и φ получаем окончательное выражение для зависимости усиления от тока в режиме высоких температур:

$$g(j, t) \approx (j - 1) + \frac{1}{16t^2(j - 1)}. \quad (12)$$

Как видно, при устремлении t к бесконечности (12) переходит в (9). Графики полученной зависимости при различных температурах приведены на рис. 2, а. Наименьшее значение тока, при котором (12) приближенно справедливо, соответствует $1 + 1/2t$, поскольку при его выводе мы полагали, что $\varphi \approx 2t(j - 1)$ велико. Физически это означает, что (12) хорошо описывает зависящую от температуры связь между усилением и током, когда уровень Ферми лежит достаточно высоко. Но при этом максимальное усиление достигается в области СПС, близкой к максимуму, где практически любая СПС может быть аппроксимирована выпуклой параболой. В частности, можно показать, что для СПС, описываемой функцией Лоренца, зависимость $g(j)$ при высоких температурах также подчиняется (12) в пренебрежении членами вида $1/t^n$ со степенями выше чем $n = 2$. (Вообще говоря, при $g \rightarrow 1$ возрастает роль более высоко лежащих возбужденных состояний как самих КТ, так и состояний смачивающего слоя и матрицы. Их влияние достаточно полно рассмотрено в [2]).

С другой стороны, в области малых усилений ($g \rightarrow 0$) зависимость $g(j)$ обусловлена в основном вкладом "хвоста" СПС, не описываемым параболическим приближением, и будет, вообще говоря, различной для различного вида СПС. Но связь между усилением и током в этом режиме практически не влияет на приборные характеристики, поскольку даже в лазерных диодах с четырьмя сколотыми гранями существуют отличные от нуля внутренние потери.

Таким образом, наиболее хорошее соответствие (12) реальной зависимости $g(j)$ достигается при $g \approx 1$. Разложим функцию (12) в ряд Тейлора относительно

степеней $(j - j_1)$, таких что $g(j_1) = 1$:

$$j_1 \approx 2 - \frac{1}{16t^2}, \quad (13a)$$

$$g(j) \approx 1 + (j - j_1) \left. \frac{dg}{dj} \right|_{j=j_1} \approx \left(1 - \frac{1}{16t^2}\right) \left[j - \left(2 - \frac{1}{16t^2}\right) \right] + 1. \quad (13b)$$

Этот же результат удобнее интерпретировать в терминах, зависящих от температуры тока прозрачности, j_{tr} , и дифференциального усиления, a :

$$g(j, t) = a(t)(j - j_{tr}(t)), \quad (14a)$$

$$a(t) \approx 1 - \frac{1}{16t^2}, \quad (14b)$$

$$j_{tr}(t) \approx 1 - \frac{1}{8t^2}. \quad (14b)$$

Зависимости усиления от тока при нескольких температурах, описываемые (14), также показаны на рис. 2, *a*. При увеличении температуры ток прозрачности возрастает вследствие "размытия" функции Ферми, т.е. все большее число более высоко лежащих состояний (обусловленных КТ меньшего размера) становится заселенным. При бесконечно высокой температуре ток прозрачности становится равным единице, т.е. половина состояний ансамбля КТ должна быть заселена для достижения инверсии. Это совпадает с выражением (2).

Увеличение дифференциального усиления кажется парадоксальным, однако легко объяснимо, если учесть, что полное число состояний КТ ограничено (мы не рассматриваем более высоко лежащие состояния), а значит, ограничен и максимальный ток, который может в режиме спонтанной рекомбинации протекать через массив КТ. При высоких температурах большое число состояний уже заселено (а значит, и ток относительно велик) для достижения даже малых усилений. Для дальнейшего увеличения усиления ток может возрасти лишь незначительно, поскольку число незаполненных состояний мало.

Чтобы оценить нижний температурный предел применимости представленного "высокотемпературного" подхода, рассмотрим зависимость усиления от тока в области малых температур для параболической СПС. (Еще раз отметим, что при $t \rightarrow 0$ эта зависимость $g(j)$ будет зависеть от конкретного вида СПС). Легко показать, что, пренебрегая членами со степенями выше чем t , связь между током и положением уровня Ферми, описываемая (6а), сохраняется, а выражение для усиления (5б) преобразуется к виду

$$g(\varphi, t) \approx \frac{1}{\rho_0} \left(\rho(\varphi) - 2t \left. \frac{d\rho}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varphi} \right), \quad (15)$$

т.е. максимальное усиление достигается при энергии, сдвинутой на величину порядка $2t$ от максимума СПС.

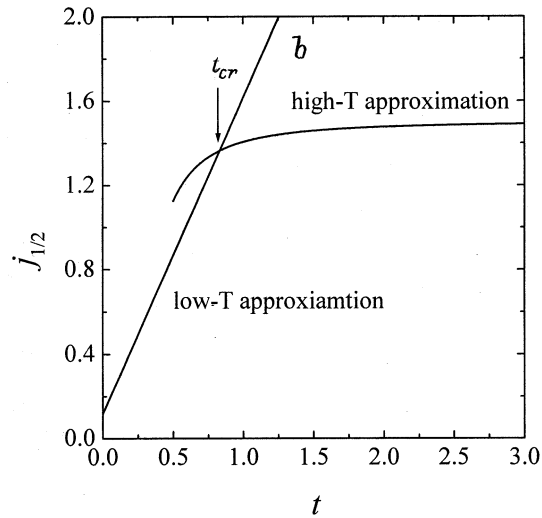
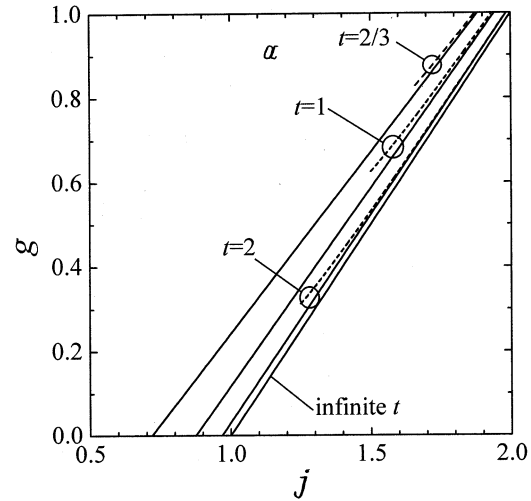


Рис. 2. *a* — усиление как функция тока при различных температурах в приближении, описываемом (12) (штриховые линии) и в приближении, использующем зависящие от температуры дифференциальное усиление и ток прозрачности (14) (сплошные линии); *b* — температурная зависимость тока, отвечающего усилению $g = 1/2$, полученная в высокотемпературном и низкотемпературном (для параболической СПС) приближениях. Стрелкой показана критическая температура.

Для параболической СПС зависящая от температуры связь между усилением и током устанавливается в виде

$$j(g)^{\text{parabolic}} = 1 - \left[1 + g/2 - 3t \left(\frac{1}{\sqrt{1-g}} - \sqrt{1-g} \right) \right] \sqrt{1-g}. \quad (16)$$

Можно видеть, что (16) имеет пределом (8в) при устремлении t к 0. Для упрощения мы полагали, что $1 - g$ велико по сравнению с t^2 , таким образом, мы не рассматривали область больших (близких к 1) усилений.

Рассмотрим температурную зависимость тока, отвечающего половинному усилению, $g(j_{1/2}) = 1/2$. Она при-

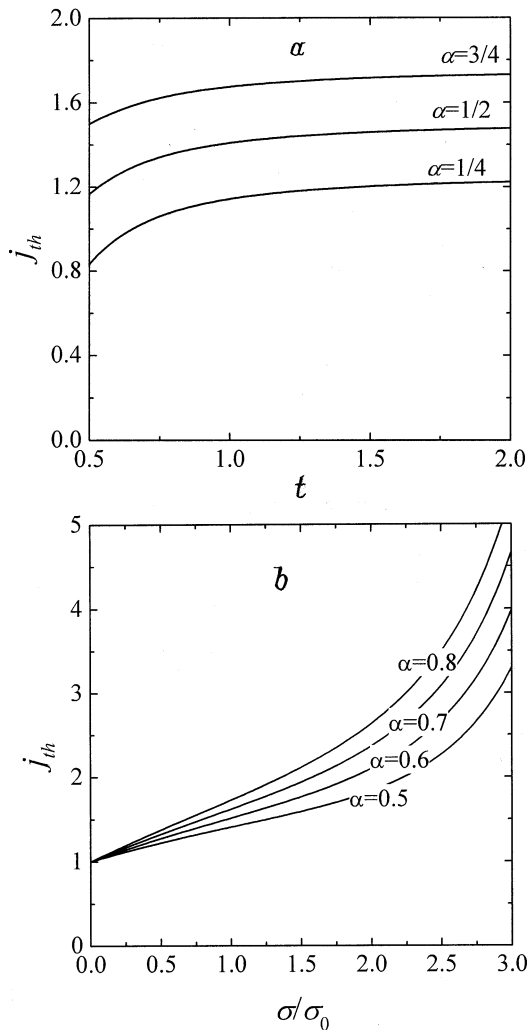


Рис. 3. Зависимости пороговой плотности тока от температуры (а) и от уширения плотности состояний (б) при различных значениях потерь α .

ведена на рис. 2, б, будучи вычисленной как в высокотемпературном (выражение (14)), так и низкотемпературном (выражение (16)) приближениях. Значение $g = 1/2$ выбрано из соображения наилучшей корректности сравнения, учитывая, что (14) плохо работает при $g \rightarrow 0$, а (16) — при $g \rightarrow 1$. Из рис. 2, б видно, что обе эти зависимости пересекаются при некоторой критической температуре $t_{cr} \approx 1$. Очевидно, что эта температура $T_{cr} \approx \sigma/k_B$ и есть тот нижний температурный предел, до которого можно приближенно описывать связь между усилением и током выражением (14).

В заключение отметим, что типичные значения уширения плотности состояний массивов самоорганизующихся КТ, определенные по ширинам линий фото- и электролюминесценции, лежат в диапазоне $2\sigma \approx 40 \div 60$ мЭВ. Таким образом, T_{cr} лежит вблизи комнатной температуры, и выражение (14) позволяет определить зависимость пороговой плотности тока от температуры в практически важном диапазоне. Пороговая плотность

тока, j_{th} , (приведенная к J_0) как функция температуры для различных значений порогового усиления (в единицах G^{sat}) показана на рис. 3, а. Видно, что наличие неоднородного уширения плотности состояний массива КТ обуславливает заметную температурную зависимость порога в лазере на основе КТ.

Если температура фиксирована, то выражение (14) позволяет также оценить влияние уширения СПС на пороговые характеристики:

$$j_{th} = \frac{\sigma/\sigma_0}{\alpha(\sigma)} \alpha + j_{ir}(\sigma). \quad (17)$$

Здесь суммарные пороговые потери α выражены в долях насыщенного усиления, характеризующего массив КТ с уширением $\sigma_0 = k_B T$. Учтено, что сама величина насыщенного усиления G^{sat} обратно пропорциональна σ . На рис. 3, б показана зависимость пороговой плотности тока от σ при различных потерях α . Видно, что уменьшение величины σ , т. е. формирование более однородных массивов КТ, позволяет значительно снизить пороговую плотность тока. Отметим, что пределом является величина σ , обусловленная только однородным уширением, связанным с конечным временем жизни экситона на уровне КТ.

Таким образом, рассмотрена температурная зависимость оптического усиления в лазерах на основе массивов квантовых точек с неоднородно уширенной плотностью состояний, таких как лазеры с самоорганизующимися КТ. Показано, что в области низких температур связь между усилением и током определяется видом функции, описывающей плотность состояний, тогда как при высоких температурах эта зависимость носит универсальный характер в том смысле, что она определяется только величиной уширения, а не конкретным видом плотности состояний. Это позволило в аналитическом виде описать зависящую от температуры связь между усилением и током (пороговой плотностью тока и пороговыми потерями) в области высоких температур и оценить пределы применимости данной модели.

Работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект 98-1096) и INTAS (грант 96-0467).

Список литературы

- [1] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu. J. Quant. Electron., **QE-22**, 1915 (1986).
- [2] 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).
- [3] L. Goldstein, F. Glas, J.Y. Marzin, M.N. Charasse, G. Le Roux. Appl. Phys. Lett., **47**, 1099 (1985).
- [4] А.Е. Zhukov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.I. Kopchatov, Y.M. Shernyakov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. J. Electron. Mater., **27**, 106 (1998).

- [5] А.Р. Ковш, Д.А. Лифшиц, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, М.В. Максимов, В.М. Устинов, И.С. Тарасов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, D. Bimberg. Письма ЖЭТФ (в печати).
- [6] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.M. Shernyakov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett. (submitted).
- [7] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Eckey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Surf. Sci., **361/362**, 770 (1996).
- [8] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).

Редактор В.В. Чалдышев

Temperature dependence of the optical gain in lasers based on quantum dot arrays with inhomogeneously broadened density of states

A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov

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

Abstract We propose a model that makes it possible to describe analytically the temperature dependence of the optical gain and the threshold current density in lasers based on arrays of quantum dots which are characterized by inhomogeneous broadening of the density of states. In the higher temperature range this dependence is general, i. e., is defined by the value of the broadening rather than the given shape of the density of states.