

Теоретическое исследование пороговых характеристик лазеров на многих квантовых ямах на основе InGaN

© Г.Г. Зегря, Н.А. Гунько

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

(Получена 24 июля 1997 г. Принята к печати 18 ноября 1997 г.)

Исследованы пороговые характеристики лазеров на многих квантовых ямах на основе InGaN. Выполнен подробный анализ зависимости порогового тока от параметров квантовой ямы и от температуры. Показано, что по сравнению с длинноволновыми лазерами, лазеры на основе InGaN имеют качественно другую зависимость порогового тока от параметров квантовой ямы (ширины квантовой ямы, числа квантовых ям). Проанализирована возможность оптимизации лазерной структуры на основе InGaN с целью улучшения пороговых характеристик и увеличения предельной мощности излучения.

1. Введение

За последние несколько лет существенно возрос интерес к исследованию полупроводниковых соединений на основе GaN [1–4]. Это прежде всего связано с широким практическим применением нитридов в оптоэлектронике. Недавно в экспериментальной работе [1] сообщалось о создании лазера, использующего в качестве активной области квантовые ямы из InGaN. В этой работе были проанализированы пороговые характеристики такого лазера и отмечено, что для создания достаточно совершенных оптоэлектронных приборов на основе нитридов необходим фундаментальный анализ физических процессов, определяющих работу таких приборов. Подробный теоретический анализ физических процессов, определяющих пороговые характеристики лазеров на основе GaN, в литературе отсутствует.

В настоящей работе из первых принципов выполнен теоретический анализ пороговых характеристик лазера на многих квантовых ямах на основе InGaN. В работе вычислен коэффициент усиления такого лазера в зависимости от температуры и концентрации носителей. Подробно исследуется зависимость пороговой концентрации носителей от температуры и числа квантовых ям.

Выполнен детальный анализ зависимости пороговой плотности тока от температуры, ширины квантовой ямы и от числа квантовых ям. Показано, что в отличие от длинноволновых лазеров, в которых пороговая плотность тока немонотонно зависит от числа квантовых ям, в лазерах на основе InGaN пороговая плотность тока является линейной функцией числа квантовых ям. Это означает, что основной вклад в пороговый ток вносят процессы излучательной рекомбинации. В работе также выполнен качественный анализ влияния разогрева носителей заряда на пороговые характеристики лазера. Показано, что незначительный разогрев электронного газа приводит к существенному увеличению пороговой плотности тока при высоких температурах решетки. И наконец, проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными [1]. Получено хорошее качественное согласие.

2. Коэффициент усиления и скорость излучательной рекомбинации

В работах [2–4] исследован спектр носителей заряда в квантовых ямах на основе GaN, а также предложена модель для расчета коэффициента усиления. Однако анализ зависимости коэффициента усиления от температуры отсутствует. Также отсутствует анализ температурной зависимости скорости излучательной рекомбинации.

Коэффициенты усиления света $g(\omega)$ мы вычислим, используя формализм матрицы плотности [5].

Вектор поляризации $\mathbf{P}(t)$ связан с одночастичным оператором матрицы плотности ρ следующим выражением [5,6]:

$$\mathbf{P}(t) = eN \sum_{mm'} \iint \mathbf{r}_{m'm}(\mathbf{P}, \mathbf{P}') \rho_{mm'}(\mathbf{P}, \mathbf{P}', t) d\mathbf{P} d\mathbf{P}'. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, N — трехмерная концентрация электронов, $\mathbf{r}_{m'm}$ — дипольный матричный элемент межзонного перехода, $\rho_{mm'}$ — матричные элементы оператора плотности ρ .

В дальнейшем мы будем интересоваться только четырьмя компонентами матрицы плотности: ρ_{vv} описывает состояние электрона в валентной зоне, ρ_{cc} описывает состояние электрона в зоне проводимости, ρ_{vc} описывает переход из зоны проводимости (состояние c) в валентную зону (состояние v), ρ_{cv} описывает переход из v в c . Мы рассматриваем прямые межзонные переходы, когда $\mathbf{r}_{vv} = \mathbf{r}_{cc} = 0$. Матричный элемент межзонного перехода между уровнями электронов и дырок можно представить в виде

$$r_{vc}(\mathbf{q}_c, \mathbf{q}_v) = r_{cv}(\mathbf{q}_c, \mathbf{q}_v) = r_{vc}(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{q}_c - \mathbf{q}_v, 0}, \quad (2)$$

где \mathbf{q} — продольный импульс носителей заряда ($\mathbf{q} = (q_y, q_z)$, ось x направлена перпендикулярно плоскости квантовой ямы). С учетом этих замечаний для вектора поляризации мы имеем выражение

$$\mathbf{P}(t) = \frac{en}{a} \sum_{n_c, n_h} \int \mathbf{r}_{vc}(\mathbf{q}) [\rho_{vc}(\mathbf{q}, t) + \rho_{cv}(\mathbf{q}, t)] d\mathbf{q}. \quad (3)$$

Здесь суммирование проводится по уровням размерного квантовая электронов n_c и дырок n_h , n — двумерная концентрация электронов, a — ширина квантовой ямы.

Недиагональные компоненты матрицы плотности определяются из системы уравнений

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{vc}}{\partial t} = \hbar \omega_{vc} \rho_{vc} - \frac{i\hbar}{T_{vc}} \rho_{vc} - e\mathbf{E}[\mathbf{r}, \rho]_{vc}, \quad (4)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{cv}}{\partial t} = \hbar \omega_{cv} \rho_{cv} - \frac{i\hbar}{T_{cv}} \rho_{cv} - e\mathbf{E}[\mathbf{r}, \rho]_{cv}, \quad (5)$$

где $\omega_{cv} = (E_c - E_v)/\hbar$, E_c и E_v — энергия электронов и дырок соответственно, \mathbf{E} — напряженность электрического поля волны. Поскольку ρ является эрмитовым оператором, необходимо, чтобы $T_{vc} = T_{cv} = \tau$. Постоянная τ называется временем поперечной диполь-дипольной релаксации и связана с шириной линии оптического перехода. Чтобы решить уравнения (4) и (5) для ρ_{cv} и ρ_{vc} , используем приближение первой гармоники электромагнитного поля. В итоге получаем

$$\rho_{vc}(\mathbf{q}, t) = -\frac{e}{\hbar} D(q) \frac{\mathbf{r}_{vc}(\mathbf{q}) \mathbf{E} e^{i\omega t}}{\omega_{vc} - \omega + i/\tau}, \quad (6)$$

$$\rho_{cv}(\mathbf{q}, t) = -\frac{e}{\hbar} D(q) \frac{\mathbf{r}_{cv}(\mathbf{q}) \mathbf{E} e^{-i\omega t}}{\omega_{cv} - \omega + i/\tau}, \quad (7)$$

где $D(q) = \rho_{cc} - \rho_{vv}$ — разность заселенностей уровней в зоне проводимости и в валентной зоне. Выразим D через функции распределения электронов в зоне проводимости и в валентной зоне f_c и f_v соответственно:

$$D = \frac{2}{(2\pi)^2 n} [f_c(q) - f_v(q)]. \quad (8)$$

В итоге для вектора поляризации, согласно (3), (6)–(8), получаем следующее выражение:

$$\mathbf{P}(t) = -\frac{4e^2}{\hbar a} \mathbf{E} \sum_{n_c, n_h} \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} (\mathbf{r}_{cv} \cdot \mathbf{e})^2 [f_c(q) - f_v(q)] \times \frac{(\omega_{cv} - \omega) \cos \omega t + (1/\tau) \sin \omega t}{(\omega_{cv} - \omega)^2 + 1/\tau^2}, \quad (9)$$

где \mathbf{e} — единичный вектор вдоль направления электрического поля волны \mathbf{E} . Далее, воспользуемся определением диэлектрической восприимчивости χ

$$\mathbf{P}(t) = \chi(\omega) \mathbf{E}. \quad (10)$$

Мнимая часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\omega) = 4\pi \text{Im} \chi(\omega)$. Коэффициент усиления $g(\omega)$ связан с $\varepsilon''(\omega)$ соотношением [7]

$$g(\omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon''}{\sqrt{\kappa_0}}, \quad (11)$$

где κ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость. Подставляя в (11) выражение для $\varepsilon''(\omega)$, используя соотношения (9) и (10), мы получаем следующее выражение

для коэффициента усиления $g(\omega)$:

$$g(\omega) = \frac{16\pi}{\sqrt{\kappa_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar \omega}{a} \sum_{n_c, n_h} \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} (\mathbf{r}_{cv} \cdot \mathbf{e})^2 [f_c(q) + f_h(q) - 1] \times \frac{\delta_\tau}{(E_c - E_h - \hbar \omega)^2 + \delta_\tau^2}, \quad (12)$$

где $\delta_\tau = \hbar/\tau$. В (12) мы учли, что $f_v(q) = 1 - f_h(q)$, где $f_h(q)$ — функция распределения дырок. Дипольный матричный элемент \mathbf{r}_{cv} удобно представить в виде

$$\mathbf{r}_{cv} = \mathcal{P}_{cv}/\hbar \omega, \quad (13)$$

$$\mathcal{P}_{cv} = \int dx \mathbf{j}_{cv}. \quad (14)$$

Здесь \mathbf{j}_{cv} — плотность потока вероятности,

$$\mathbf{j}_{cv} = i\gamma(u_c^* \mathbf{v}_v + u_v \mathbf{v}_c^*), \quad (15)$$

где $u(\mathbf{r})$ и $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ — плавные огибающие блоховских функций s - и p -типа [5], $\gamma^2 \simeq (\hbar^2/2m_c)E_g$, m_c — эффективная масса электрона, E_g — ширина запрещенной зоны.

С помощью формул (12) и (13) получаем окончательное выражение для коэффициента усиления

$$g(\omega) = \frac{8\pi}{\sqrt{\kappa_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\hbar \omega} \frac{1}{a} \sum_{n_c, n_h} \int q dq |\mathcal{P}_{cv}|^2 \times [f_c(q) + f_h(q) - 1] \mathcal{L}(\omega, q), \quad (16)$$

где

$$\mathcal{L}(\omega, q) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_\tau}{(E_c - E_h - \hbar \omega)^2 + \delta_\tau^2}, \quad (17)$$

$$\mathcal{L}(\omega, q) \rightarrow \delta(E_c - E_h - \hbar \omega) \quad \text{при} \quad \delta_\tau \rightarrow 0,$$

$|\mathcal{P}_{cv}|^2 = |\mathcal{P}_{cv}^\parallel|^2/2$ для ТЕ-моды, $|\mathcal{P}_{cv}|^2 = |\mathcal{P}_{cv}^x|^2$ для ТМ-моды. Мы учли, что излучательный матричный элемент, согласно (13) и (14), равен $\mathcal{P}_{cv} = (\mathcal{P}_{cv}^x, \mathcal{P}_{cv}^\parallel)$.

Спектральная интенсивность излучения $\Phi(\omega)$, приходящаяся на единицу площади и обусловленная рекомбинацией неравновесных электронов и дырок, связана с коэффициентом поглощения $\alpha(\omega)$ следующим соотношением [7,8]:

$$\frac{\Phi(\omega)}{\alpha(\omega)} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 v^2} \frac{1}{e^{(\hbar \omega - \Delta F)/T} - 1}, \quad (18)$$

где $v = c/\sqrt{\varepsilon_\infty}$, $\Delta F = F_e - F_h$ — разность квазиуровней Ферми для электронов и дырок соответственно, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

В термодинамическом равновесии спектральная интенсивность излучения $\Phi(\omega)$ равна спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела. Тогда из (18) следует закон Кирхгофа [7].

На основании (18) суммарную по частоте скорость излучательной рекомбинации можно представить в виде интеграла

$$R_{ph} = \int_0^{\infty} \frac{1}{\hbar\omega} \Phi(\omega) d\omega = \frac{\varepsilon_{\infty}}{\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega)\omega^2 d\omega}{\exp[(\hbar\omega - \Delta F)/T] - 1}. \quad (19)$$

В частном случае, когда $\Delta F = 0$, выражение (19) переходит в формулу ван Русбрека и Шокли [9]. Коэффициент поглощения можно найти, используя выражение (16). Подставляя в (19) выражение для $\alpha(\omega)$ и выполняя интегрирование по ω с учетом соотношения $\mathcal{L}(\omega, q) = \delta[E_c(q) - E_h(q) - \hbar\omega]$, для двумерной скорости излучательной рекомбинации мы получаем

$$R_{ph} = \frac{8\varepsilon_{\infty}}{\pi\sqrt{\kappa_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1}{\hbar^3 c^2} \sum_{n_c, n_h} \int q dq \left[|\mathcal{P}_{cv}^x|^2 + \frac{1}{2} |\mathcal{P}_{cv}^{\parallel}|^2 \right] \times f_c(E_c) f_h(E_h) (E_c - E_h). \quad (20)$$

Полученное выражение для R_{ph} нам понадобится в дальнейшем для вычисления пороговой плотности тока лазера.

3. Пороговые характеристики InGaN-лазера на многих квантовых ямах

Для расчета порогового тока необходимо вычислить пороговую концентрацию неравновесных носителей. Пороговая концентрация определяется из условия

$$\tilde{g}_{th} \equiv \Gamma g_{th} = \alpha_i + \alpha^*, \quad (21)$$

где $\alpha^* = (1/L) \ln(1/R)$. Здесь модальный коэффициент усиления \tilde{g}_{th} выражается через локальный коэффициент усиления g (см. (16)) и через коэффициент оптического ограничения Γ ; α_i — внутренние оптические потери, L — длина резонатора, R — коэффициент отражения зеркал лазера.

Далее при анализе пороговых характеристик лазеров мы будем учитывать внутренние потери, связанные с поглощением излучения на гетерогранице [5]. Внутренние потери влияют на зависимость коэффициента усиления от температуры и концентрации. На рис. 1 представлена зависимость максимального значения модального коэффициента усиления \tilde{g}_{th}^{max} от концентрации носителей при различных температурах для лазерной структуры из двадцати квантовых ям с шириной квантовой ямы 25 Å. В интервале температур от 300 до 400 К зависимость коэффициента усиления от концентрации является практически линейной. Следствием линейной зависимости коэффициента усиления от концентрации

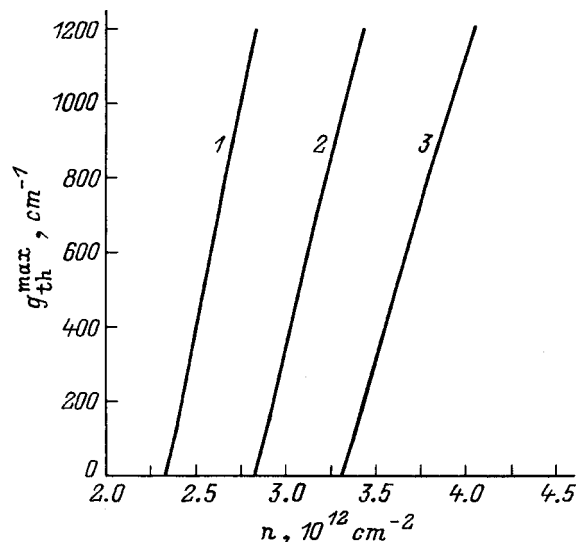


Рис. 1. Зависимость максимального значения модального коэффициента усиления \tilde{g}_{th}^{max} от концентрации носителей при различных температурах. $N = 20$, $a = 25 \text{ \AA}$. T , К: 1 — 300, 2 — 350, 3 — 400. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1].

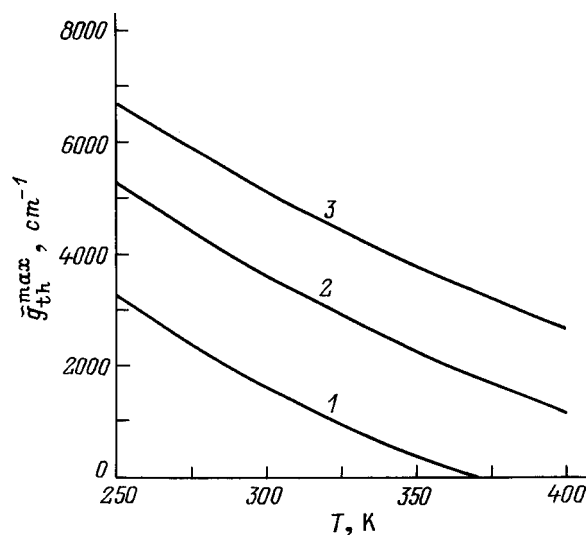


Рис. 2. Зависимость максимального значения коэффициента усиления \tilde{g}_{th}^{max} от температуры при различных концентрациях носителей для лазерной структуры на основе InGaN. $N = 20$, $a = 25 \text{ \AA}$. n , 10^{12} cm^{-2} : 1 — 3, 2 — 4, 3 — 5. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1].

является температурная стабильность пороговых характеристик лазера на основе InGaN при высоких температурах ($T > 400 \text{ K}$). При этом следует ожидать повышения предельной мощности излучения таких лазеров по сравнению с длинноволновыми лазерами больше чем на порядок [1]. На рис. 2 представлена зависимость максимального значения коэффициента усиления \tilde{g}_{th}^{max} от температуры при различных концентрациях носителей

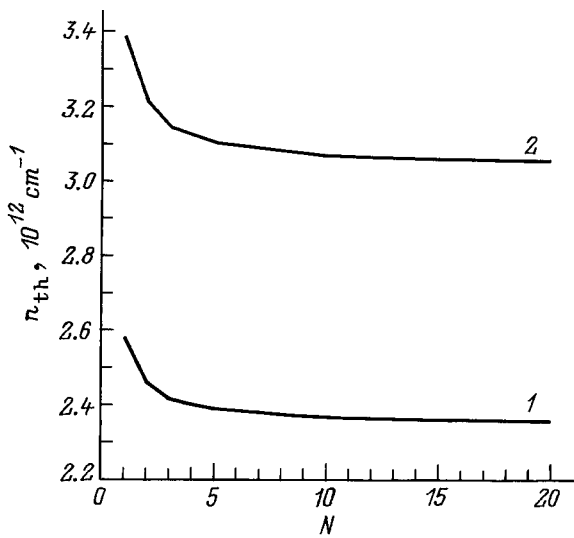


Рис. 3. Зависимость пороговой концентрации носителей n_{th} от числа квантовых ям N при $T = 300$ К, $a = 25$ (1) и 50 (2) Å. $\alpha^* = 30$ см⁻¹. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1].

для лазерной структуры с толщиной квантовой ямы 25 Å (число квантовых ям по-прежнему равно 20). С ростом температуры, как и в случае длинноволновых лазеров, коэффициент \tilde{g}_{th}^{max} убывает. При фиксированной концентрации коэффициент усиления убывает с ростом ширины квантовой ямы (например, при увеличении ширины квантовой ямы от 25 до 50 Å коэффициент усиления убывает приблизительно в 2 раза).

Пороговая концентрация носителей n_{th} , определяемая из (21), зависит от параметров квантовой ямы: от высот гетеробарьеров для электронов и дырок V_c и V_v , от ширины квантовой ямы a и от числа квантовых ям N . Из анализа зависимости коэффициента усиления от температуры (рис. 2) следует, что пороговая концентрация зависит от T практически линейно. Учет внутренних потерь излучения приводит к нелинейной зависимости n_{th} от T . Как уже было отмечено выше, пороговая концентрация зависит также от числа квантовых ям N . Из рис. 3 следует, что пороговая концентрация зависит от числа квантовых ям N нелинейным образом и стремится к насыщению при больших значениях N . При $N > 5$ пороговая концентрация практически не зависит от числа квантовых ям. Следует отметить, что для длинноволновых лазеров пороговая концентрация является более резкой функцией числа квантовых ям N , чем для InGaN-лазера [10].

Как показал анализ, основной вклад в пороговую плотность тока InGaN-лазеров дают процессы излучательной рекомбинации. Следовательно, пороговый ток равен

$$I_{th} \simeq eR_{ph}(n_{th}), \quad (22)$$

где скорость излучательной рекомбинации R_{ph} вычисляется согласно выражению (20).

На рис. 4 представлена зависимость пороговой плотности тока I_{th} от температуры для лазера с толщиной квантовой ямы $a = 25$ Å. Качественный и количественный анализ показал, что скорость излучательной рекомбинации R_{ph} зависит от температуры по степенному закону. При этом основной вклад в температурную зависимость I_{th} вносят температурная зависимость концентрации неравновесных электронов n и дырок p . Выше было отмечено, что зависимость пороговой концентрации от температуры является практически линейной, $n_{th} \sim T$. Следовательно, пороговая плотность тока I_{th} является слабо нелинейной функцией температуры $I_{th} \sim T^{1+\beta}$, где $\beta \ll 1$ (см. рис. 4). Анализ температурной зависимости I_{th} выполнен при различных уровнях разогрева носителей заряда: $\alpha = (T_e - T_0)/T_0$, где T_e — температура носителей, T_0 — температура решетки. Следует отметить, что независимо от уровня разогрева носителей заряда зависимость порогового тока от температуры сохраняется практически линейной, так как вплоть до температуры $T = 400$ К и даже выше $\beta \ll 1$. Линейная зависимость I_{th} от T означает высокую температурную стабильность нитридных лазеров при высоких температурах. Для длинноволновых лазеров ($\lambda > 1$ мкм) величина $\beta > 1$. Поэтому нелинейная зависимость I_{th} от T в свою очередь сильно сказывается на температурной стабильности длинноволновых лазеров при высоких температурах [10].

На рис. 4 треугольник соответствует экспериментальному значению пороговой плотности тока для лазера на основе InGaN из 20 квантовых ям [1].

Переходим к анализу зависимости пороговой плотности тока I_{th} от числа квантовых ям N . На рис. 5

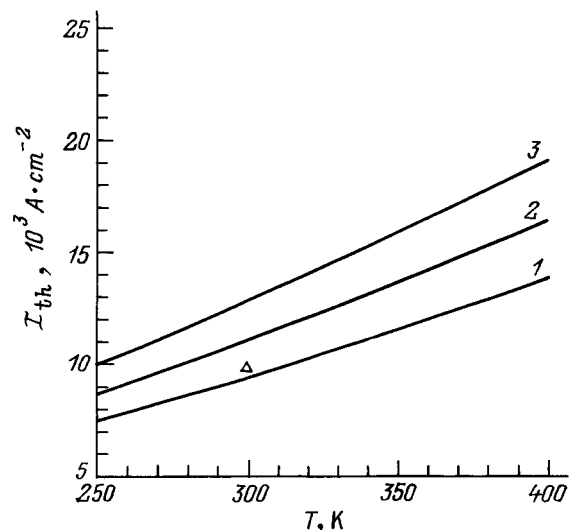


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока I_{th} от температуры при различных уровнях разогрева носителей $\alpha = (T_e - T_0)/T_0$: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2. $a = 25$ Å, $N = 20$. $\alpha^* = 30$ см⁻¹. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1]. Треугольник соответствует экспериментальному значению I_{th} из работы [1].

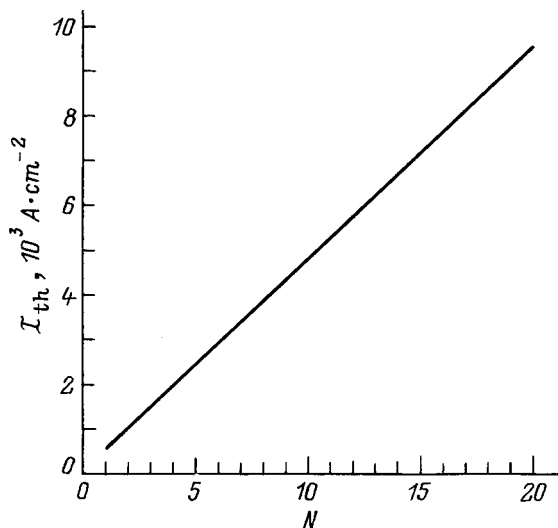


Рис. 5. Зависимость пороговой плотности тока \mathcal{I}_{th} от числа квантовых ям при $T = 300$ К. $a = 25$ Å. $\alpha^* = 30$ см⁻¹. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1].

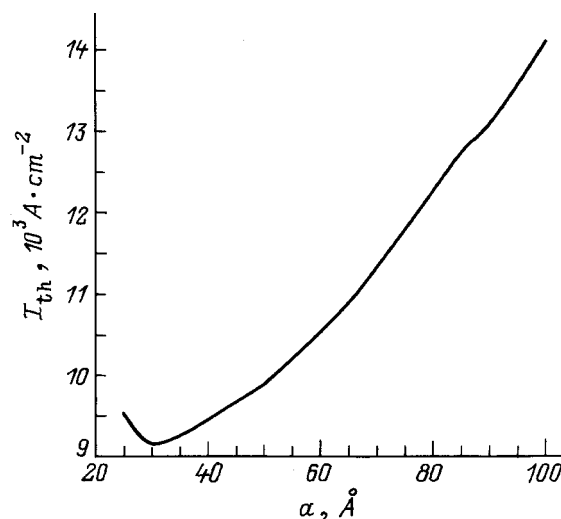


Рис. 6. Зависимость пороговой плотности тока \mathcal{I}_{th} от ширины квантовой ямы a при $T = 300$ К. $N = 20$. $\alpha^* = 30$ см⁻¹. При расчете использовались параметры, характерные для лазерной структуры $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ [1].

представлена зависимость \mathcal{I}_{th} от N при температуре $T = 300$ К. Для реальных лазерных структур пороговый ток \mathcal{I}_{th} растет с ростом числа квантовых ям линейно (рис. 5). Пороговый ток, согласно (22), пропорционален скорости излучательной рекомбинации $R_{ph,th} \simeq \gamma n_{th}^2$, где γ — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. Поэтому зависимость \mathcal{I}_{th} от N определяется зависимостью от N как пороговой концентрации, так и величины γ . Пороговая концентрация n_{th} убывает с ростом N немонотонно (рис. 3). Следовательно, основной вклад в зависимость \mathcal{I}_{th} от N вносит коэффициент бимолекулярной рекомбинации γ , который растет с ростом N линейно.

В длинноволновых лазерах зависимость \mathcal{I}_{th} от N принципиально иная: с ростом числа квантовых ям N пороговый ток \mathcal{I}_{th} вначале убывает и при некотором значении N достигает минимума; потом \mathcal{I}_{th} начинает расти практически линейно с ростом N [10].

На рис. 6 представлена зависимость пороговой плотности тока \mathcal{I}_{th} от ширины квантовой ямы a . Зависимость \mathcal{I}_{th} от ширины квантовой ямы a является немонотонной. При определенном значении a \mathcal{I}_{th} имеет минимум. Немонотонная зависимость \mathcal{I}_{th} от a связана с зависимостью от ширины квантовой ямы как пороговой концентрации, так и коэффициента бимолекулярной рекомбинации γ . Коэффициент γ пропорционален интегралу перекрытия электрон-дырка I_{ch} : $\gamma \sim |I_{ch}|^2$ (см. (20)). При уменьшении ширины квантовой ямы интеграл перекрытия убывает и при некоторой толщине выходит на насыщение, так как в квантовой яме остается лишь одно связанное состояние. При фиксированном значении квазиуровня Ферми пороговая концентрация n_{th} возрастает при уменьшении a . В результате \mathcal{I}_{th} убывает при уменьшении ширины квантовой ямы a . При том значении a , при котором $I_{ch} = \text{const}$, \mathcal{I}_{th} достигает

минимума, и дальнейшее уменьшение ширины квантовой ямы приводит к увеличению \mathcal{I}_{th} из-за возрастания n_{th} .

Итак, анализ зависимости порогового тока от числа квантовых ям и от их ширины показал, что существуют оптимальные параметры, при которых значение \mathcal{I}_{th} минимально. Для лазеров на основе InGaN оптимальное число квантовых ям $5 \leq N \leq 10$, так как при $N > 10$ пороговая концентрация n_{th} практически не зависит от N , а \mathcal{I}_{th} растет линейно с ростом N . Поэтому уменьшение числа квантовых ям в 2 раза приводит к уменьшению \mathcal{I}_{th} также в 2 раза, а уменьшение \mathcal{I}_{th} приводит к ослаблению процессов разогрева носителей заряда и к подавлению токов утечки.

4. Заключение

В настоящей работе выполнен микроскопический анализ пороговых характеристик лазера на многих квантовых ямах на основе InGaN. Показано, что пороговые характеристики такого лазера существенно зависят от параметров лазерной структуры и от температуры (см. рис. 2–6). Продемонстрировано, что пороговый ток лазеров на основе нитридов имеет качественно иную зависимость от параметров квантовой ямы по сравнению с длинноволновыми лазерами. Такой анализ позволяет выполнить оптимизацию лазерных структур, что очень важно при создании мощных лазеров на основе GaN, работающих при высоких температурах.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты N 96-02-17952 и 97-02-18151) и Российской государственной программой "Физика твердотельных наноструктур" (гранты N 97-0003, 97-1035 и 97-2014).

Список литературы

- [1] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto. *J. Appl. Phys.*, **35**, L217 (1996).
- [2] S.L. Chuang, C.S. Chang. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1657 (1996).
- [3] A.T. Menev. E.P. O'Reilly, A.R. Adams. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 897 (1996).
- [4] W.J. Fan, M.F. Li, T.C. Chong, J.B. Xia. *J. Appl. Phys.*, **80**, 3471 (1996).
- [5] G.G. Zegrya. In: *Antimonide Related Strained Layer Heterostructures*, ed. by M.O. Manasreh (Gordon and Breach, Neward, 1997).
- [6] Р. Пантел, Г. Путхоф. *Основы квантовой электроники* (М., Мир, 1972).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1982).
- [8] В.П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).
- [9] W. van Roosbroeck, W. Shockley. *Phys. Rev.*, **94**, 1558 (1954).
- [10] *Quantum Well Lasers*, ed. by Peter S.Zory, Jr. (Academic Press, 1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Theoretical study of threshold characteristics of many-quantum-wells lasers on InGaN basis

G.G. Zegrya, N.A. Gun'ko

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

E-mail: zegrya@theory.ioffe.rssi.ru
gunko@ammp.ioffe.rssi.ru