

Влияние эффекта насыщения усиления на мощность излучения полупроводниковых лазеров на квантовых ямах

© Г.Г. Зегря, И.Ю. Соловьев[†]

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

(Получена 7 октября 2004 г. Принята к печати 12 октября 2004 г.)

Теоретически исследована ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера на квантовых ямах с учетом эффекта насыщения коэффициента усиления. Показано, что при больших значениях плотности тока ватт-амперная характеристика становится нелинейной. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры находят все больше применений в различных областях науки и техники, при этом требования предъявляемые к их характеристикам постоянно растут. Одним из таких требований является повышение выходной мощности излучения. Хорошо известно, что с ростом тока накачки наблюдается насыщение мощности излучения полупроводникового лазера, а иногда и срыв генерации [1]. Как правило, считается, что насыщение излучения связано с разогревом носителей заряда и решетки [1]. Однако в ряде работ показано, что в отсутствие разогрева решетки и носителей заряда эффект насыщения все же имеет место [2]. Так, в работе [3] проведено исследование насыщения ватт-амперных характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах с разной длиной резонатора, при этом лазер поддерживался при постоянной температуре. В процессе исследования ватт-амперной характеристики лазера одновременно изучался и спектр спонтанной эмиссии, благодаря чему выяснилось, что при увеличении тока накачки не происходило разогрева решетки и носителей заряда, но насыщение ватт-амперной характеристики имело место. Таким образом, был сделан вывод, что существуют и другие механизмы, ответственные за насыщение излучения полупроводниковых лазеров и ограничивающие его мощность.

В полупроводниковых лазерах, как и в газовых, имеет место эффект насыщения коэффициента усиления. Впервые внимание на это обратил О.Н. Крохин [4]. Подробный анализ механизма насыщения коэффициента усиления приведен в книге [5]. Насколько нам известно, на данный момент аналогичный анализ для полупроводниковых лазеров на гетероструктурах отсутствует.

В гетероструктурах при высоких уровнях возбуждения процессы релаксации неравновесных носителей заряда усилены по сравнению с однородными полупроводниками. Релаксация носителей заряда происходит, как правило, за счет кулоновского взаимодействия.

Это, в частности, связано с локализацией носителей в пространстве. В объемных полупроводниках основным механизмом релаксации обычно является электрон-фононное взаимодействие. Как будет показано далее, процессы релаксации существенно влияют на величину коэффициента усиления, а следовательно, и на механизм насыщения усиления.

Данная работа посвящена исследованию механизма насыщения усиления в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах и анализу его влияния на предельную мощность излучения.

2. Вычисление коэффициента усиления

Для вычисления коэффициента усиления можно воспользоваться формализмом матрицы плотности [6]. Кратко изложим основные моменты данного формализма в приложении к нашей задаче.

Для вычисления коэффициента усиления нам нужны компоненты матрицы плотности, описывающие поведение электронов в валентной зоне и в зоне проводимости. Уравнение для компонент матрицы плотности имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = (E_i - E_j)\rho_{ij} + [H', \rho]_{ij} + \frac{i\hbar}{\tau_{ij}} (\rho_{ij}^e - \rho_{ij}). \quad (1)$$

Индексы $i, j = 1, 2$ соответствуют валентной зоне и зоне проводимости соответственно, E_i — энергия электрона в соответствующей зоне, $H' = -(e/m_c c)\mathbf{p}\mathbf{A}$ — гамильтониан взаимодействия электронов с электромагнитным полем, m_c — эффективная масса электрона, \mathbf{p} — оператор импульса, \mathbf{A} — векторный потенциал, τ_{ij} — время релаксации. При $i = j$ имеем $\tau_{ii} = T_1$ — продольное время релаксации функции распределения в каждой зоне, при $i \neq j$ имеем $\tau_{ij} = T_2$ — поперечное время релаксации, ρ_{ii}^e — равновесное распределение по импульсам в зоне i .

После несложных преобразований получаем уравнение для диагональных и недиагональных компонент

[†] E-mail: igor@theory.ioffe.rssi.ru

матрицы плотности:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} (E_1 - E_2) \rho_{12} - \frac{\rho_{12}}{T_2} + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12} (\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} (E_2 - E_1) \rho_{21} - \frac{\rho_{21}}{T_2} + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12} (\rho_{11} - \rho_{22}), \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -\frac{1}{T_1} (\rho_{11} - \rho_{11}^e) + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} (\mathbf{r}_p^{12} \rho_{21} - \rho_{12} \mathbf{r}_p^{21}), \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= -\frac{1}{T_1} (\rho_{22} - \rho_{22}^e) + \frac{ie}{\hbar} \mathbf{E} (\mathbf{r}_p^{21} \rho_{12} - \rho_{21} \mathbf{r}_p^{12}).\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь \mathbf{r}_p^{12} — матричный элемент межзонного перехода, \mathbf{E} — электрическое поле волны.

В уравнениях (1) и (2) мы использовали приближение времени релаксации, которое позволяет значительно сократить вычисления и получить аналитические выражения для компонент матрицы плотности. Несомненно, точное рассмотрение требует аккуратного рассмотрения интеграла столкновений и решения интегродифференциальных уравнений, но для качественного анализа эффекта насыщения усиления в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах и его влияния на предельную мощность лазера мы ограничимся приближением времени релаксации.

Далее мы используем резонансное приближение, т. е. в решении системы уравнений (2) оставляем только слагаемые с той же частотой ω , что и у внешнего возбуждения, опуская вклады на удвоенных частотах.

Введем разность заселенностей между зоной проводимости и валентной зоной:

$$D(\mathbf{p}, t) = \rho_{22} - \rho_{11}. \quad (3)$$

Из системы уравнений (2) получаем выражения для недиагональных компонент матрицы плотности

$$\rho_{12}(\mathbf{p}, t) = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{r}_p^{12} D(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{E} e^{i\omega t}}{\omega_{21} - \omega + \frac{i}{T_2}}, \quad (4)$$

$$\rho_{21}(\mathbf{p}, t) = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{r}_p^{12} D(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{E} e^{-i\omega t}}{\omega_{21} - \omega - \frac{i}{T_2}}. \quad (5)$$

Для разности заселенностей получаем

$$D(\mathbf{p}) = D^e(\mathbf{p}) \frac{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2}}{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2} + R}, \quad (6)$$

$$D^e(\mathbf{p}) = \frac{2}{n(2\pi)^2} [f_c(\mathbf{p}) - f_v(\mathbf{p})], \quad (7)$$

где

$$\omega_{21} = \frac{E_2(\mathbf{p}) - E_1(\mathbf{p})}{\hbar}, \quad (8)$$

$$R = 4 \frac{T_1}{T_2} \frac{e^2}{\hbar^2} |\mathbf{E} \mathbf{r}_p^{12}|^2, \quad (9)$$

$f_c(\mathbf{p})$, $f_v(\mathbf{p})$ — функции распределения электронов в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,

n — двумерная концентрация носителей заряда, $E_1(\mathbf{p})$ и $E_2(\mathbf{p})$ — энергии носителей заряда с импульсом \mathbf{p} в валентной зоне и в зоне проводимости, ω_{12} — частота перехода.

Вектор плотности поляризации системы выражается через недиагональные компоненты матрицы плотности и имеет вид

$$\mathbf{P}(t) = \frac{en}{a} \int \mathbf{r}_p^{12} [\rho^{12}(\mathbf{p}, t) + \rho^{21}(\mathbf{p}, t)] d^2 p. \quad (10)$$

Здесь a — ширина квантовой ямы, \mathbf{p} — двумерный импульс носителей заряда. Подставив сюда решение уравнений (4) и (6), получим

$$\begin{aligned}\mathbf{P}(t) &= -\frac{2e^2 n}{a \hbar} \\ &\times \int |\mathbf{r}_p^{12}|^2 \mathbf{E} D^e(\mathbf{p}) \frac{(\omega_{21} - \omega) \cos \omega t + T_2^{-1} \sin \omega t}{(\omega_{21} - \omega)^2 + T_2^{-2} + R} d^2 p.\end{aligned}\quad (11)$$

Для изотропной среды вектор плотности поляризации можно представить в виде $\mathbf{P} = \chi(\omega) \mathbf{E}$, где χ — комплексная восприимчивость среды. Мнимая часть восприимчивости связана с мнимой частью диэлектрической проницаемости среды ε'' соотношением $\varepsilon''(\omega) = 4\pi \text{Im} \chi(\omega)$.

Коэффициент усиления связан с мнимой частью диэлектрической проницаемости соотношением

$$g(\omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon''}{\sqrt{\varepsilon_0}}, \quad (12)$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость среды. Подставив в (11) явное выражение для оптического матричного элемента и переходя к интегрированию по энергии, получим окончательное выражение для коэффициента усиления [7]

$$\begin{aligned}g(\hbar\omega) &= I_{cv}^2 \frac{\pi}{2} \frac{1}{a} \frac{\alpha}{\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3} \Delta_0} \\ &\times \int_{E_0}^{\infty} \left(\frac{1}{1 + e^{A_n}} + \frac{1}{1 + e^{B_p}} - 1 \right) \\ &\times \left(1 + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n + \frac{M}{1+M} (E_{cv} - E_0)} \right) F(E_{cv}, \hbar\omega, E) \frac{dE_{cv}}{E_{cv}}.\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь символами A_n и B_p обозначены величины

$$A_n = \frac{1}{T} \left[\frac{M}{1+M} (E_{cv} - E_0) + \varepsilon_n - \mu_n \right],$$

$$B_p = \frac{1}{T} \left[\frac{1}{1+M} (E_{cv} - E_0) + \varepsilon_p - \mu_p \right];$$

α — постоянная тонкой структуры; I_{cv} — интеграл перекрытия между электронными и дырочными волновыми функциями, $I_{cv} < 1$, $M = m_h/m_c$, m_h — эффективная масса дырки; E_{cv} — энергия перехода; E_g — ширина

запрещенной зоны; Δ_0 — энергия спин-орбитального расщепления; $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$, ε_n и ε_p — энергии квантовых уровней электрона и дырки, измеренные от края зоны; μ_n , μ_p — квазифермиевские уровни электронов и дырок соответственно; T — температура электронно-дырочной плазмы, выраженная в энергетических единицах,

$$F(E_{cv}, \hbar\omega, |E|^2) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/T_2}{(E_{cv} - \hbar\omega)^2 + (\hbar/T_2)^2 + R}. \quad (14)$$

Функция $F(E_{cv}, \hbar\omega, |E|^2)$ учитывает зависимость коэффициента усиления от интенсивности излучения.

При точном рассмотрении задачи о насыщении коэффициента усиления, как уже говорилось выше, необходимо в системах уравнений (1) и (2) рассматривать интеграл столкновений с зависимостью от импульса частиц, поскольку в сильном поле происходит деформация функции распределения частиц. При этом для последовательного рассмотрения необходимо учитывать также изменение процессов рассеяния в сильных полях. Поскольку сейчас мы хотим получить только качественную картину причин насыщения усиления, нам достаточно воспользоваться приближением времени релаксации.

Условия начала генерации, т.е. равенство усиления и потерь, дают нам уравнение для определения пороговой концентрации лазера:

$$\Gamma g^{\max} = \alpha, \quad (15)$$

$$\alpha = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}}. \quad (16)$$

Здесь α — коэффициент потерь, Γ — фактор оптического ограничения, g^{\max} — максимальная величина коэффициента усиления, α_{int} — внутренние потери излучения,

$$\alpha_{\text{ext}} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_r} \quad (17)$$

— потери на зеркалах резонатора, L — длина резонатора, R_r — коэффициент отражения ($R_r = \sqrt{R_1 R_2}$), R_1 и R_2 — коэффициенты отражения на каждом зеркале.

В пороговую плотность тока лазера J_{th} вносят вклад ток излучательной рекомбинации J_{th}^R и ток оже-рекомбинации J_{th}^A [7]:

$$J_{\text{th}} = J_{\text{th}}^R + J_{\text{th}}^A, \quad (18)$$

где, согласно [7],

$$J_{\text{th}}^R = I_{cv}^2 \frac{2}{3\pi} \alpha \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3}\Delta_0} \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{\hbar^3 c^2} \int_{E_0}^{\infty} E \frac{1}{1 + e^{A'_n}} \frac{1}{1 + e^{B'_p}} dE,$$

$$A'_n = \frac{1}{T} \left[\frac{M}{1 + M} (E - E_0) + \varepsilon_n - \mu_n \right],$$

$$B'_p = \frac{1}{T} \left[\frac{1}{1 + M} (E - E_0) + \varepsilon_p - \mu_p \right]; \quad (19)$$

$$J_{\text{th}}^A = e[C_1 n^2 p + C_2 p^2 n], \quad (20)$$

C_i — коэффициенты оже-рекомбинации. Выражение для коэффициентов оже-рекомбинации приведено в работе [8].

Для простоты мы не учитываем ток утечки носителей из активной области.

Знание порогового тока дает нам возможность определить ватт-амперную характеристику лазера

$$P_{\text{out}} = \frac{\hbar\omega}{e} (J - J_{\text{th}}), \quad (21)$$

где P_{out} — выходная мощность излучения лазера, J — ток накачки.

3. Анализ полученных результатов

В работе исследуется эффект насыщения ватт-амперной характеристики при больших токах накачки. При высоких уровнях возбуждения функция распределения носителей по энергии деформируется благодаря интенсивным процессам релаксации неравновесных носителей заряда. В результате в области энергии, соответствующей энергии оптического перехода, функция распределения имеет провал, что в итоге приводит к уменьшению коэффициента усиления [5], при этом с ростом тока накачки увеличивается концентрация неравновесных носителей. В результате время внутризонной релаксации T_1 убывает, глубина и ширина провала функции распределения увеличивается. Следовательно, с ростом интенсивности излучения коэффициент усиления убывает, а пороговая концентрация растет. При этом зависимость мощности излучения от тока накачки становится нелинейной и стремится к насыщению.

На рис. 1 представлены зависимости пороговой концентрации носителей тока от квадрата электрического поля электромагнитной волны. Важно отметить, что пороговая концентрация существенно зависит от мощности лазерного излучения и от коэффициента потерь α .

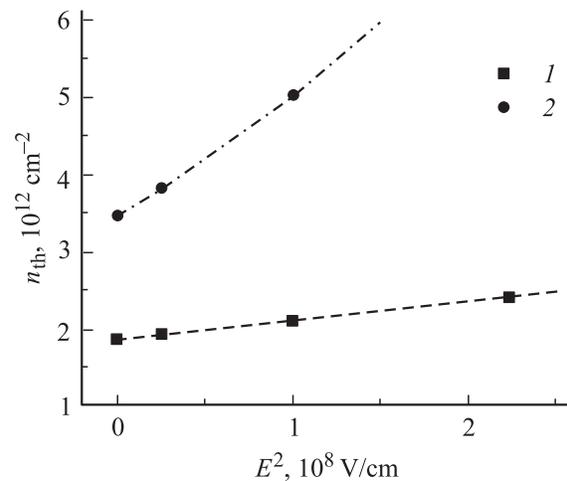


Рис. 1. Зависимости пороговой концентрации носителей тока n_{th} от квадрата электрического поля электромагнитной волны E^2 при значении времени релаксации $\tau = 5 \cdot 10^{-13}$ с; фактор оптического ограничения $\Gamma_0 = 0.03$; коэффициенты потерь α , см^{-1} : 1 — 13, 2 — 34.

При увеличении α зависимость пороговой концентрации от квадрата электрического поля электромагнитной волны становится более резкой (рис. 1, кривая 2). Чем больше потери, тем больше значение коэффициента усиления, при котором начинается генерация. Вместе с тем коэффициент усиления зависит от концентрации носителей нелинейно; для увеличения коэффициента усиления требуется значительное увеличение концентрации носителей. Поскольку с ростом электрического поля коэффициент усиления падает, для поддержания генерации необходимо увеличивать концентрацию носителей, и из-за упомянутой выше нелинейности, чем больше коэффициент усиления, тем быстрее надо увеличивать концентрацию носителей.

На рис. 2 представлены зависимости пороговой плотности тока от квадрата электрического поля при тех же значениях параметров структуры, что и на рис. 1. При малых значениях коэффициента потерь (т.е. при малых концентрациях носителей тока) основной вклад в пороговую плотность тока вносит излучательный ток. Поэтому зависимость пороговой плотности тока от квадрата электрического поля волны является слабой (рис. 2, кривая 1). С ростом коэффициента потерь α растет пороговая концентрация и основной вклад в пороговую плотность тока вносит ток оже-рекомбинации (рис. 2, кривая 2). Важно отметить, что эффект насыщения будет сильнее проявляться в длинноволновых лазерах. Это связано с тем, что в длинноволновых лазерах ток оже-рекомбинации усиливается, и, следовательно, эффект насыщения усиления и насыщения ватт-амперной характеристики будет проявляться при меньших интенсивностях излучения.

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические зависимости выходной мощности полупроводникового лазера P_{out} от тока накачки J для значений времени релаксации $T_2 = 5 \cdot 10^{-13}$ с при двух значениях коэффициента потерь α .

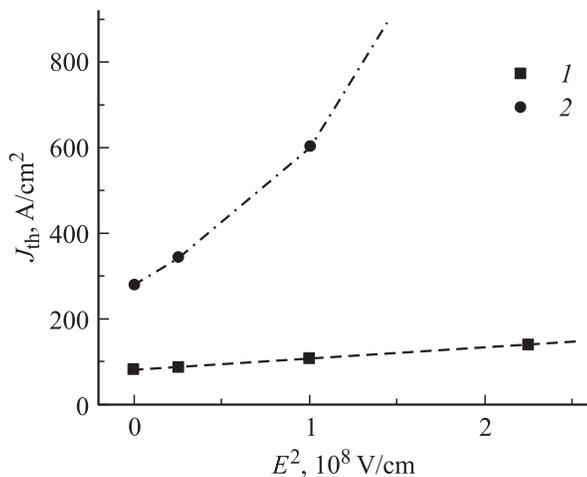


Рис. 2. Зависимости пороговой плотности тока J_{th} от квадрата электрического поля электромагнитной волны E^2 при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.

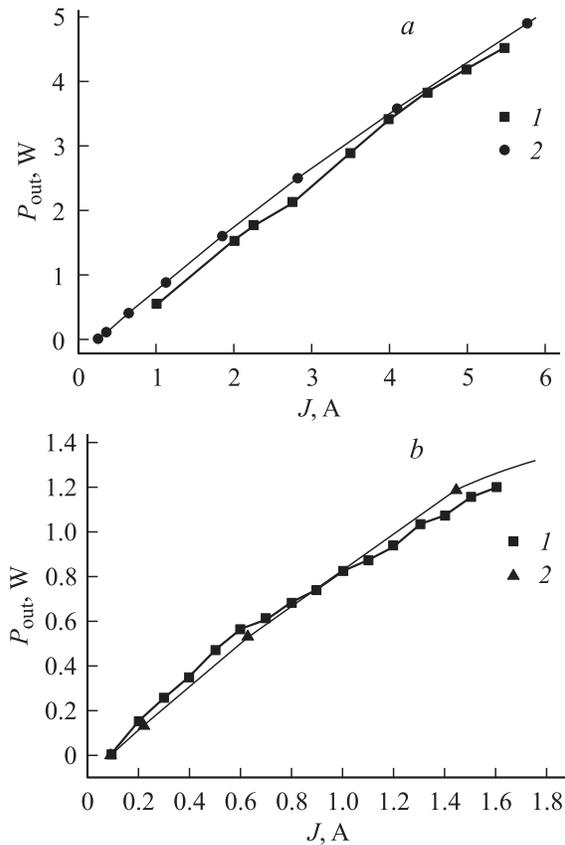


Рис. 3. Зависимости мощности излучения P_{out} от тока накачки J при значениях коэффициента потерь: a — $\alpha = 13 \text{ cm}^{-1}$, b — $\alpha = 34 \text{ cm}^{-1}$ при тех же значениях параметров, что и на рис. 1; кривые 1 — экспериментальные данные [3], 2 — теоретические результаты.

Теоретические результаты, представленные на рис. 3, сравниваются с экспериментальными данными из работы [3]. В эксперименте исследовались ватт-амперные характеристики лазеров с разной длиной резонатора. Получено, что в случае длинного резонатора (малые концентрации) ватт-амперная характеристика, в широком интервале токов накачки, является линейной (рис. 3, a , кривая 1). Линейная зависимость ватт-амперной характеристики для данного лазера означает, что при малых значениях пороговой концентрации эффект насыщения усиления проявляется слабо.

Для короткого лазера (большие значения α_{ext} и большие концентрации носителей) ватт-амперная характеристика является нелинейной и стремится к насыщению (рис. 3, b , кривая 1). В этом случае пороговая концентрация выше, чем для длинного лазера, и эффект насыщения усиления существен.

4. Заключение

В рамках формализма матрицы плотности в приближении времени релаксации вычислен коэффициент усиления как функция температуры, концентрации но-

сителей тока и интенсивности лазерного излучения. Из порогового условия найдены зависимости пороговой концентрации от интенсивности излучения. Показано, что при уменьшении времени внутризонной релаксации зависимость пороговой концентрации от интенсивности становится сильно нелинейной. Вычислена ватт-амперная характеристика при высоких уровнях возбуждения. Показано, что для лазера с коротким резонатором ватт-амперная характеристика является нелинейной. Для данного лазера пороговая концентрация больше, чем для лазера с длинным резонатором. Следовательно, процессы релаксации усилены и коэффициент усиления меньше, чем для лазера с длинным резонатором. С ростом тока накачки коэффициент усиления падает, что приводит к нелинейной зависимости мощности лазера от тока накачки, а следовательно, и к насыщению усиления. Полученная ватт-амперная характеристика полупроводникового лазера хорошо согласуется с экспериментом.

Авторы выражают благодарность В.П. Евтихиеву и Е.Ю. Котельникову за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 02-02-17610, 04-02-16786, 04-07-90148), научной программы РАН и президиума РАН.

Список литературы

- [1] T. Makino, J.D. Evans, G. Mak. Appl. Phys. Lett., **71**, 2871 (1997); L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, R.A. Suris, G.G. Zegrya, B.B. Elenkrig, S. Smetona, J.G. Simmons, P.-K. Lau, T. Makino. Semicond. Sci. Technol., **14**, 1069 (1999).
- [2] J.G. Kim, L. Shterengas, R.U. Martinelli, G.L. Belenky, D.Z. Garbuzov, W.K. Chan. Appl. Phys. Lett., **81**, 3146 (2002).
- [3] V.P. Evtikhiev, E.Yu. Kotelnikov, D.V. Dorofeyev, G.G. Zegrya. Proc. 8th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (St. Petersburg, Russia, June 19–23, 2000) p. 407.
- [4] О.Н. Кронин. ФТТ, **7**, 2612 (1966).
- [5] V.M. Galitckij, V.F. Elesin. *Resonans Coupling of Electromagnetic Fields and Semiconductors* (Moscow, 1986).
- [6] К. Блум. *Теория матрицы плотности и ее приложения* (М., Мир, 1983).
- [7] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. Semicond. Sci. Technol., **15**, 1131 (2000).
- [8] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. Phys. Rev., **58**, 4039 (1998).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of gain saturation on output power of quantum well lasers

G.G. Zegrya, I.Yu. Solovyev

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

Abstract In this paper, power-current characteristics of a quantum well laser are calculated, the gain saturation effect being taken into account. It is shown that at high excitation levels the power-current characteristic becomes non-linear. The calculated power-current characteristics of a quantum-well laser are in good agreement with those observed experimentally.