

01.1;07;09

## Диффузионно-дрейфовая модель транспорта носителей заряда и фотонов в инжекционных лазерах

© Б.Г. Коноплев, Е.А. Рындин, М.А. Денисенко

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону  
E-mail: earyndin@sfedu.ru

Поступило в Редакцию 20 января 2015 г.

Предложена математическая модель, позволяющая проводить численный анализ динамики процессов в инжекционных лазерах с учетом их структурных особенностей, неравномерности пространственных распределений концентраций электронов, дырок и фотонов, различных механизмов излучательной рекомбинации. Проведен сравнительный анализ результатов численного моделирования инжекционных лазеров с двойной гетероструктурой, полученных с использованием уравнений кинетики лазеров и уравнений предложенной модели. Выполнена оценка границ применимости рассмотренных моделей.

В настоящее время для исследования динамики процессов в инжекционных лазерах широко используются уравнения кинетики, связывающие концентрацию носителей заряда с плотностью тока накачки и плотностью фотонов в активной области лазера [1,2]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{eD} - \frac{n}{\tau_s} - v_g g(n, n_{ph}) n_{ph}; \quad (1)$$

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = -\frac{n_{ph}}{\tau_f} + \beta \frac{n}{\tau_s} + v_g g(n, n_{ph}) n_{ph}, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация носителей заряда в активной области лазера;  $n_{ph}$  — плотность фотонов;  $j$  — плотность тока накачки;  $t$  — время;  $e$  — элементарный заряд;  $D$  — характеристический размер активной области;  $g(n, n_{ph})$  — коэффициент оптического усиления;  $\beta$  — доля спонтанного излучения, попадающего в лазерную моду;  $\tau_s$  — время спонтанной излучательной рекомбинации;  $\tau_f$  — время жизни фотона в активной области;  $v_g$  — скорость фотонов в активной области лазера.

Представляя собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, уравнения (1), (2) не учитывают ряд факторов, которые во многих случаях могут быть важны для анализа характеристик лазерных структур [3–5]:

- различие распределений по координатам концентраций электронов и дырок в активной области лазера (уравнения кинетики получены в предположении, что в пределах активной области лазера концентрации электронов и дырок равны);

- неравномерность пространственных распределений концентраций носителей заряда и фотонов в активной области;

- особенности пространственного распределения плотности тока;

- влияние периферийных областей лазера на его характеристики.

Существует множество структур инжекционных лазеров, что требует учета их структурно-топологических особенностей при выполнении математического моделирования [4–6]. Для описания отдельных структурных областей инжекционных лазеров в систему уравнений (1), (2) вводятся дополнительные слагаемые и уравнения, что значительно сужает область применимости подобных моделей [2,7]. Следует также отметить, что модели, полученные на основе уравнений кинетики, описывают переходные процессы для заданного изменения во времени тока накачки лазеров и не позволяют исследовать режим заданного изменения напряжения на контактах.

С целью решения перечисленных проблем предлагается математическая модель, полученная на основе анализа уравнений кинетики (1), (2) и фундаментальной системы уравнений полупроводника в диффузионно-дрейфовом приближении [8].

В предлагаемой модели уравнение кинетики (1) для обобщенной концентрации носителей заряда, рассматриваемой в приближении равенства концентраций электронов и дырок в активной области лазера, заменено уравнениями непрерывности для электронов и дырок диффузионно-дрейфовой модели, дополненными уравнением Пуассона и уравнением (2) для плотности фотонов, причем, в отличие от уравнений кинетики, концентрации электронов, дырок и фотонов являются функциями не только времени, но и координат, что позволяет рассматривать процессы во всей лазерной структуре, а не только в ее активной области. При этом в уравнениях непрерывности для электронов и дырок и уравнении для плотности фотонов использованы уточненные слагаемые, описывающие процессы спонтанной и стимулированной из-

лучательной рекомбинации с учетом неравномерных пространственных распределений электронов, дырок и фотонов.

В общем виде предложенная диффузионно-дрейфовая модель транспорта носителей заряда и фотонов в инжекционных лазерах может быть записана следующим образом:

$$\nabla(\varepsilon \nabla \varphi) = \frac{e}{\varepsilon_0} (n - p - N); \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & \nabla [\mu_n (-n \nabla (\varphi + V_n) + \varphi_T \nabla n)] \\ & - \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} - v_g g \left( \sqrt{np - n_i^2}, n_{ph} \right) n_{ph}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} = & \nabla [\mu_p (p \nabla (\varphi + V_p) + \varphi_T \nabla p)] \\ & - \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} - v_g g \left( \sqrt{np - n_i^2}, n_{ph} \right) n_{ph}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = -\frac{n_{ph}}{\tau_f} + \beta \frac{\sqrt{np - n_i^2}}{\tau_s} + v_g g \left( \sqrt{np - n_i^2}, n_{ph} \right) n_{ph}; \quad (6)$$

$$g = \begin{cases} g \left( \sqrt{np - n_i^2}, n_{ph} \right) > 0, & \text{при } E_{Fn} - E_{Fp} \geq E_C - E_V; \\ 0, & \text{при } E_{Fn} - E_{Fp} < E_C - E_V, \end{cases} \quad (7)$$

где  $n, p$  — распределения концентраций электронов и дырок соответственно по координате и времени;  $N$  — эффективная концентрация примесей;  $n_i$  — собственная концентрация;  $\varphi$  — электростатический потенциал;  $\varphi_T$  — температурный потенциал;  $V_n$  — гетероструктурный потенциал в зоне проводимости;  $V_p$  — гетероструктурный потенциал в валентной зоне;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $E_{Fn}, E_{Fp}$  — квазиуровни Ферми для электронов и дырок;  $E_C, E_V$  — уровни дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Одним из ключевых параметров инжекционных лазеров является коэффициент оптического усиления  $g$ . Зависимость коэффициента оптического усиления от концентраций носителей заряда и фотонов в активной области лазера традиционно определяется моделями, приведенными

в [7]. В предложенной системе уравнений (3)–(7) значения коэффициента оптического усиления определяются аналогичными приведенным в [7] аналитическими выражениями, в которых для учета влияния концентраций электронов, дырок и фотонов обобщенная концентрация носителей заряда (предполагающая равенство  $n = p$  в активной области лазера) заменена выражением  $\sqrt{np - n_i^2}$ , более точно определяющим степень отклонения концентраций как электронов, так и дырок от равновесных значений. Кроме того, для исследования процессов транспорта носителей заряда и фотонов во всех областях лазерной структуры, а не только в активной области, предложенная система уравнений дополнена выражением (7), определяющим пространственное распределение значений коэффициента оптического усиления в зависимости от выполнения условия инверсной заселенности энергетических уровней в различных областях инжекционного лазера.

Важным является вопрос о границах применимости уравнений кинетики лазеров (1), (2) и уравнений предложенной модели (3)–(7) с учетом принятых в них допущений.

Прежде всего следует отметить, что модель (3)–(7) не учитывает эффектов размерного квантования энергии, в результате чего область ее применимости ограничивается лазерами с шириной активной области более 30 нм. Современные лазерные гетероструктуры с отдельным электронным и оптическим ограничением характеризуются шириной активной области менее 10 нм [2,6,7] и, таким образом, не могут исследоваться с использованием предложенной модели. Вместе с тем одним из современных направлений развития интегральных систем оптической коммутации является разработка и исследование инжекционных лазеров-модуляторов, объединяющих в единой гетероструктуре собственно инжекционный лазер и быстродействующий амплитудный или частотный модулятор оптического излучения [3,4,5]. Данные лазеры-модуляторы, помимо контактов питания, содержат дополнительные управляющие контакты, позволяющие при неизменном токе накачки осуществлять модуляцию лазерного излучения посредством изменения управляющего поля, поперечного к плоскости полупроводниковой подложки. При этом необходимым условием эффективной модуляции является обеспечение ширины активной области не менее 50–200 нм. Структурно-топологические особенности лазеров-модуляторов не позволяют исследовать протекающие в них процессы с использованием уравнений кинетики (1), (2) вследствие свойственных данным урав-

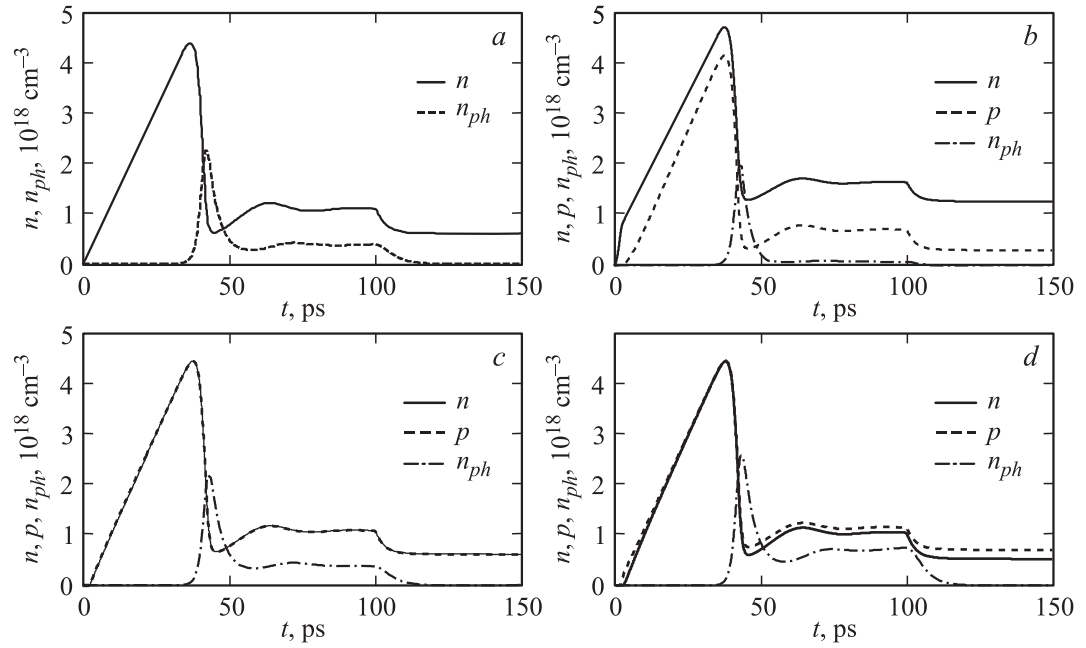
нениям ограничений. Поэтому в данной работе сравнительный анализ уравнений кинетики и уравнений предложенной модели выполнен на основе результатов численного моделирования инжекционных лазеров с двойной гетероструктурой (ДГС) с шириной активной области 50 нм. Численное решение системы (3)–(7) выполнялось с использованием метода конечных разностей. С целью получения начального условия решение соответствующей стационарной задачи выполнялось с применением метода Ньютона.

На рис. 1, 2 представлены результаты численного моделирования переходного процесса, а также распределений по координате концентраций электронов, дырок и фотонов в ДГС-лазере  $n^+ \text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/i\text{-GaAs}/p^+ \text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  с шириной активной области 50 нм, временем жизни фотонов в резонаторе  $\tau_f = 3 \cdot 10^{-12}$  с, временем спонтанной излучательной рекомбинации  $\tau_s = 4 \cdot 10^{-9}$  с, долей спонтанного излучения, попадающего в лазерную моду,  $\beta = 10^{-4}$  для импульса плотности тока накачки длительностью  $\tau_p = 10^{-10}$  с амплитудой  $j = 10^5$  А/см<sup>2</sup>. С учетом сравнительно большой ширины активной области лазера, высокая амплитуда плотности тока накачки выбрана с целью сокращения длительности переходного процесса и повышения эффективности сравнительного анализа полученных результатов моделирования.

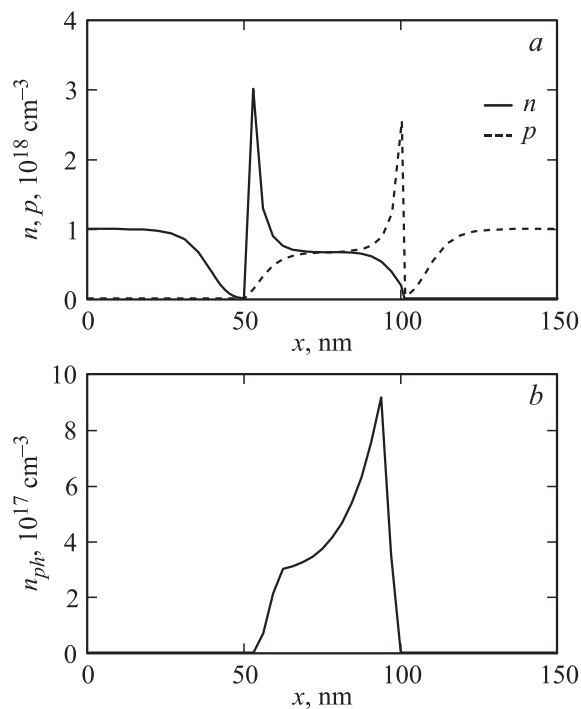
Результаты, приведенные на рис. 1, *a*, получены при решении уравнений кинетики. На рис. 1, *b, c, d* и рис. 2 показаны результаты, полученные с использованием предложенной модели. Временные зависимости концентраций электронов, дырок и фотонов на рис. 1, *b, c, d* представлены для различных (центрального и краевых) поперечных сечений активной области ДГС-лазера.

На рис. 2 можно видеть существенную неравномерность пространственных распределений концентраций электронов, дырок и фотонов в пределах активной области лазера, в результате чего, в соответствии с рис. 1, количественное несоответствие результатов, полученных при решении уравнений кинетики (рис. 1, *a*) и решении предложенной системы уравнений (3)–(7) (рис. 1, *b, c, d*) для отдельных поперечных сечений активной области лазера, составляет более 50 %.

Уравнения кинетики лазеров сформулированы в предположении, что при плотности тока накачки, превышающей пороговое значение, коэффициент оптического усиления  $g$  при протекании переходного процесса испытывает периодические изменения только во времени. С учетом неравномерности пространственных распределений концен-



**Рис. 1.** Результаты численного моделирования переходного процесса в ДГС-лазере, полученные при решении уравнений кинетики (a) и уравнений предложенной модели для центрального (c) и периферийных (b, d) сечений активной области.



**Рис. 2.** Распределения по координате концентраций электронов, дырок (а) и фотонов (б) в центральном поперечном сечении активной области ДГС-лазера.

траций электронов, дырок и фотонов следует предположить, что значения коэффициента оптического усиления по координате в пределах активной области лазера также могут распределяться неравномерно.

Результаты численного моделирования, полученные с использованием предложенной модели (3)–(7), подтверждают возможность периодических изменений значений коэффициента оптического усиления лазера не только во времени, но и по координате, что позволяет проводить анализ переходных процессов в лазерных структурах с шириной активной области более 50 nm с учетом данного аспекта.

Проведенный сравнительный анализ полученных результатов свидетельствует о том, что система уравнений (3)–(7) позволяет исследовать

динамику изменения пространственных распределений концентраций электронов, дырок и фотонов во всей лазерной структуре, а не только в ее активной области. Причем в зависимости от используемых граничных условий возможно исследование переходных процессов при заданном изменении во времени как тока накачки, так и напряжения на контактах. Важным является использование в уравнениях (3)–(7) в качестве исходных данных пространственных распределений гетероструктурного потенциала и профилей легирующих примесей, что позволяет получать результаты численного моделирования лазеров с учетом самых различных структурно-топологических особенностей, тем самым расширяя границы применимости предложенной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 13-07-00274, 14-07-31234) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект 8.797.2014К).

## Список литературы

- [1] *Ozyazici M.S.* // J. Optoelectronics and Advanced Materials. 2004. V. 6. N 4. P. 1243–1253.
- [2] *Lim D.W., Cho H.U., Sung H.K., Yi J.C., Jhon Y.M.* // J. Optical Society of Korea. 2009. V. 13. N 3. P. 386–391.
- [3] *Рындин Е.А., Денисенко М.А.* // Известия вузов. Электроника. 2012. № 6 (98). С. 26–35.
- [4] *Konoplev B.G., Ryndin E.A., Denisenko M.A.* // Technical Physics Letters. 2013. V. 39. N 11. P. 986–989.
- [5] *Ryndin E.A., Denisenko M.A.* // Russian Microelectronics. 2013. V. 42. N 6. P. 360–362.
- [6] *Alferov Z.I.* // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. V. 6. N 6. P. 832–840.
- [7] *Zarifkar A., Ansari L., Moravvej-Farshi M.K.* // Fiber and Integrated Optics. 2009. N 28. P. 249–267.
- [8] *Абрамов И.И.* // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26–36.