

УДК 621.373.826

И. А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук

**ТРЕХУРОВНЕВАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ
ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С РАЗДЕЛЬНОЙ ОБЛАСТЬЮ
ОГРАНИЧЕНИЯ**

Для оптической связи в настоящее время применяют в качестве источников света прямомодулированные по интенсивности полупроводниковые лазеры. Центральное место в создании систем оптической связи занимает вопрос о том, как быстро может изменяться интенсивность света при его излучении в лазерном диоде. Квантово-размерная (КР) технология с использованием многочисленных слоев толщиной, сравнимой с длиной волны де Бройля, позволяет изготовить лазеры с чрезвычайно широкой полосой модуляции, достигающей

в малосигнальной области полосы порядка 40 ГГц.

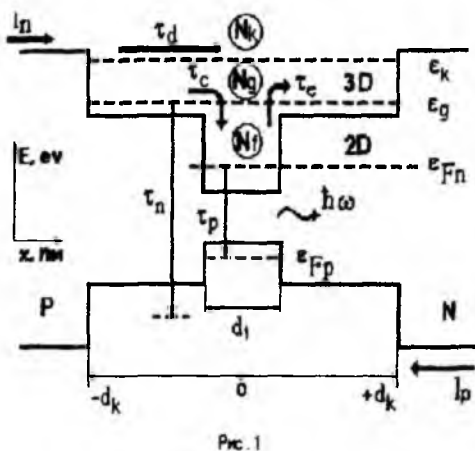
Для разработки полупроводниковых квантоворазмерных лазеров со все более увеличивающейся полосой модуляции необходимо создание более точной динамической модели КР лазера, которая бы адекватно отражала действительное поведение лазера, особенно при режиме большого сигнала, т.е. скачкообразного изменения тока накачки.

Формирование динамической модели КР лазера

Анализ современного состояния теоретических исследований КР лазеров показывает, что пока не существует приемлемой модели, которая бы с достаточной точностью описывала сложные динамические процессы в них, давала бы результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными, и имела бы приемлемый набор параметров. Численные модели, предназначенные для возможно более точного описания физических процессов [1] очень сложны для практического применения, требуют больших вычислительных мощностей. Их применение тем более усложнено, что они требуют использования параметров, полученных из экспериментов. Более простые модели, состоящие из трех [2] или четырех [3,4] скоростных уравнений, имеют либо слишком упрощенный характер, либо содержат ряд искусственно введенных параметров, физическое содержание и количественная оценка которых не поддаются определению. Тем не менее, несмотря на сложность интерпретации некоторых феноменологических параметров, в большинстве случаев используют трехуровневую модель для описания работы КР лазера.

Области активной зоны КР лазеров, где носители заряда (волновой вектор) имеют три степени свободы, называют трехмерными (3D), а носители - 3D носителями. Для КР области используется понятие соответственно 2D области и 2D носителей. Теория амбиполярного переноса [2] с двухуровневой энергетической схемой использует для связи обоих уровней понятие местного захвата. Однако предположение об амбиполярном переносе и неизменности числа носителей вдоль области ограничения приводит к чрезмерному упрощению и искажению реальной физической картины.

С целью уточнения модели было высказано предположение [3] о наличии промежуточного энергетического состояния (уровня) (состояние - gateway) в области квантового слоя, но энергетически соответствующего 3D состояниям области ограничения. В трехуровневой модели 3D носители разделяются на две части: одна описывается транспортными механизмами в области ограничения N_K , другая, непосредственно взаимодействует с КР слоем N_F . Следует отметить, что точное физическое содержание промежуточного 3D состояния КР слоя до сих пор



неясно.

Рассмотрим процессы переноса и рекомбинации носителей при их переходе между слоями в КР структуре, которые описываются соответствующими временными постоянными. От того, насколько полно учитываются процессы переноса в динамической модели; зависит ее адекватность реальным характеристикам КР лазера. На рис. 1 показана энергетическая диаграмма квантоворазмерной пятислойной гетероструктуры с отдельным ограничением активной зоны (SCH область) шириной d_K с одним узким квантовым слоем шириной d_F , толщиной активной области b и длиной L ; E_{Fn} (E_{Fp}) - квазиуровни Ферми, электронов и дырок. Типичные данные [5] для структуры $(Ga_{1-x}Al_x)As$, генерирующей на длине волны $\lambda = 0,85$ мкм, следующие: $d_K = 100$ нм; $d_F = 7$ нм; $b = 3$ мкм; $L = 200$ мкм. Пороговое значение плотности носителей $n_{K0} = 2,5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, $p_{F0} = 4,4 \times 10^{18}$ см $^{-3}$. Следовательно, среднее расстояние между носителями на пороге $\delta = \sqrt[3]{n}$ составляет в области ограничения $\delta_K = 34$ нм, в квантоворазмерном слое $\delta_F = 6$ нм.

Носители заряда поступают через контактные области в активную зону (N_K), где распространяются за счет диффузии и дрейфа. Количественная оценка, выполненная исходя из представления об амбиполяр-

ной диффузии [2] для выбранной нами структуры, дает $\tau_d = 5,5$ пс. Из-за высокой степени легирования контактных областей, по сравнению с активной зоной, механизм дрейфа имеет много большую величину временной постоянной, чем процесс диффузии ($\tau_{df} \approx \infty$). Поэтому в динамической модели учитывается только диффузия носителей в SCH области τ_d .

Локальное время захвата τ_c (*cap* - захват, англ) является функцией концентрации носителей и зависит от энергетической структуры и материала [6]. Для выбранных нами параметров лазерной структуры $\tau_c = 1$ пс. Обратный процесс характеризуют постоянной времени τ_e (*esc* - выход, англ.). Обычно принимают $\tau_e = 5,6$ пс, хотя строгой оценки этого параметра до сих пор нет. На каждом из уровней существует также спонтанная рекомбинация носителей с постоянной времени τ_n , зависящей от концентрации

$$\tau_n^{-1} = A + Bn + Cn^2, \quad (1)$$

где A - коэффициент безызлучательной рекомбинации, принимается равным его значению в объемном материале, $A = 2$ нс⁻¹; B - коэффициент бимолекулярной зона-зонной рекомбинации, $B = 7 \times 10^{-10}$ см³/с; C - коэффициент Оже рекомбинации. В структуре (GaAs)As Оже рекомбинация отсутствует ($C = 0$), а в (InGa)(AsP) $C = 4 \times 10^{-29}$ см⁶/с. Подстановка значений в (6) дает при пороговой концентрации $n_K = 4,4 \times 10^{18}$ см⁻³ и позволяет считать $\tau_n^{-1} \cong A^{-1} = 0,5$ нс.

Основной проблемой при формулировании динамической модели КРС лазера является необходимость установить правильные соотношения между уровнями и временными постоянными. Существует несколько путей решения этой проблемы. Чаще всего в формулируемой модели учитывается максимальное число механизмов посредством только двух параметров - числа носителей заряда и соответствующего времени жизни [7]. Недостатком этого способа является использование большого числа феноменологических параметров, например τ_n , τ_e . Более строгим является метод, применяемый в [1,4], где учитывается не только пропорциональность числа носителей и объемов соответствующих областей, но вводится дополнительный коэффициент, определяемый соотношением числа носителей в состоянии 2D и 3D КР зоны.

Таким образом, трехуровневая схема лазерного процесса выражается с учетом вклада спонтанной рекомбинации следующей системой урав-

нений для пространственно усредненных значений числа носителей N_K , N_g , N_F , а также числа фотонов N_P :

$$\frac{dN_K}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N_K - N_g/\eta_K}{\tau_d} - \frac{N_K}{\tau_n}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_g}{dt} = \frac{N_K - N_g/\eta_K}{\tau_d} - \frac{N_g}{\tau_n} - \frac{N_g - N_F/\eta_F}{\tau_c}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_F}{dt} = \frac{N_g - N_F/\eta_F}{\tau_c} - \frac{N_F}{\tau_n} - g(n_K, N_P) \frac{N_P}{1 + \varepsilon N_P}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma g(n_K, N_P) \frac{N_P}{1 + \varepsilon N_P} + K_e \Gamma \frac{N_F}{\tau_n} - \frac{N_P}{\tau_P}. \quad (5)$$

Уравнения (2) - (5) содержат два упомянутых выше "весовых" параметра. Первый параметр η_K зависит от геометрических размеров КР лазера, но в отличие от объемно-пропорционального множителя δ принимает в расчет изменение концентраций носителей вдоль области ограничения

нижения $\eta_K \sim \frac{N_g d_F}{N_K d_K}$. Уровни N_K и N_g взаимодействуют со

скоростью $(N_K - N_g/\eta_K)/\tau_d$. η_F есть отношение между числом 2D носителей КР слоя и числом 3D носителей непосредственно над КР слоем. Взаимодействие уровней N_F и N_g происходит со скоростью $(N_g - N_F/\eta_F)/\tau_c$ через процессы локального захвата и термического выброса (при этом $\eta_F = N_F/N_g$). В уравнениях (2) - (5) оптическое усиление $g(n_K, N_P) = g(n_K)(1 + \varepsilon \Gamma N_P/V)^{-1}$, Γ - коэффициент ограничения оптической моды в активном слое, K_e - доля спонтанного излучения в оптической моде, I - инжекционный ток, e - элементарный заряд,

Параметры η_F , η_K позволяют отказаться от понятий время жизни термического выброса из КР слоя (τ_e) и время жизни уровня захвата (τ_g), что улучшает физическую интерпретацию динамической модели. Однако определение численных значений η_F и η_K требует решения точной расширенной системы уравнений [1], и в зависимости от структуры эти параметры существенно изменяются. Для лазера на структуре

InGaAs/InGaAsP с параметрами $d_K = 100$ нм; $d_F = 8$ нм величина η_F для электронов лежит в области от 2 до 3.

Численные результаты

Численное решение системы уравнений (2) - (5) позволяет получить характеристики КР лазера как при малосигнальной модуляции (аналоговый сигнал), так и при модуляции большим сигналом (ступенька тока, последовательность импульсов). Результаты численного расчета системы уравнений (2) - (5) методом Рунге-Кутты 4-го порядка [9]

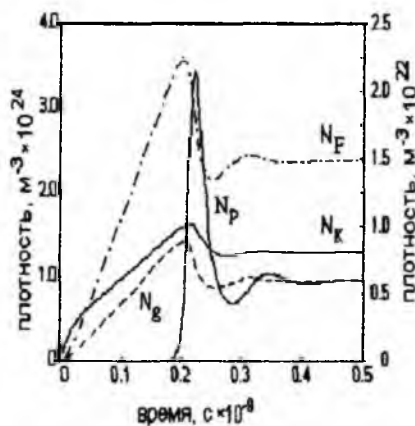


Рис. 2

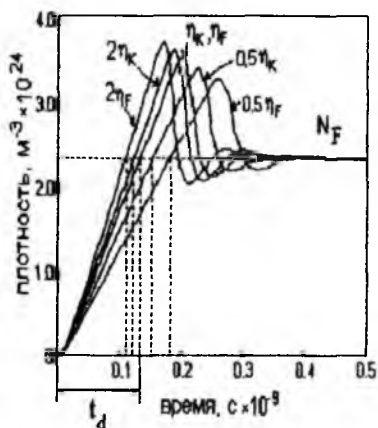


Рис. 3

представлены на рис. 2. Здесь показан отклик отдельно для каждого из состояний модели лазера N_K , N_B , N_F , и оптической плотности N_P на ступеньку тока 50 мА. Параметры КР лазера приняты при расчете следующие: $g_0 = 2,5 \times 10^{-12}$ м³/с; $\Gamma = 0,06$; $K_e = 3 \times 10^{-4}$; $\epsilon = 1,2 \times 10^{-23}$ м³; $\tau_p = 3$ пс; $\tau_n = 3$ пс; $\tau_d = 15$ пс; $\tau_K = 1$ пс. Параметры η_K и η_F соответственно 1,225 и 2,57 [1].

Следует обратить внимание на динамику перераспределения носителей между уровнями (областями структуры) и влияние 3D состояния КР слоя на динамическое поведение лазерного диода. Если вначале (в пределах периода времени $t \leq 0,2$ нс) основная часть носителей была сосредоточена в области ограничения, а 2D область КР слоя имела наименьшее число носителей, то через промежуток времени $t \approx 50$ пс

большая часть носителей была сосредоточена в КР слое. В то же время задержка оптического отклика (рис. 2) составила $t_d = 0,2$ нс.

Начальное время задержки оптического отклика оказалось также сильно связанным с феноменологическими параметрами $\eta_{К,Ф}$. Влияние параметров η_K и η_F показано на рис. 3. Увеличение любого из них приводит к уменьшению времени задержки, и наоборот. Кроме того, реакция t_d на изменение η_F более существенна по сравнению с реакцией на изменения η_K . При двукратном увеличении η_F время задержки изменяется на 40%.

Аналогичное сильное влияние значений параметров η_F, η_K демон-

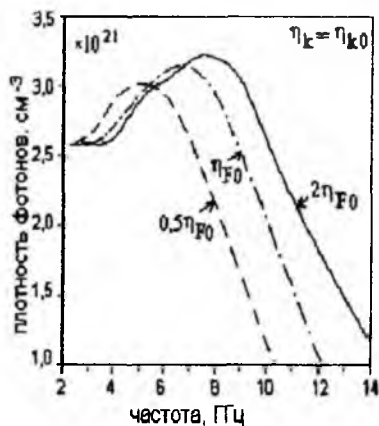


Рис.4

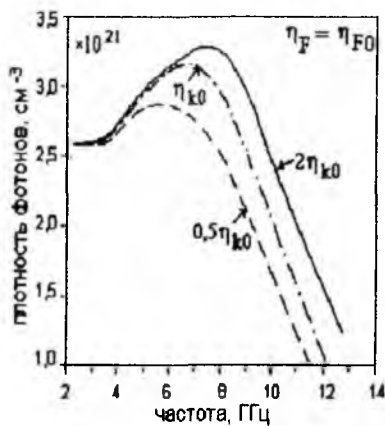


Рис.5

стрируют модуляционные характеристики, показанные на рис. 4, 5. Эти модуляционные характеристики получены для тех же параметров лазерной структуры из уравнений (2) - (6). Причем рост значений как параметра η_F , так и η_K приводит к увеличению полосы модуляции, хотя и в разной степени. Увеличение η_F по сравнению с базовым значением $\eta_{F0} = 2,57$ дает рост полосы по уровню 3 дБ с 11,7 ГГц до 13,75 ГГц. Аналогично, для $\eta_K = 2\eta_{K0}$, где $\eta_{K0} = 1,225$, частоты составляют $f_{10} = 11,7$ ГГц и $f_{12} = 12,3$ ГГц. Влияние η_F , следовательно, более существенное. Снижение значений параметров η_F, η_K также уменьшает полосу соответственно до 10,2 ГГц при $\eta_F = 0,5\eta_{F0}$ и до 11,1 ГГц при $\eta_K = 0,5\eta_{K0}$. Для области изменений параметра η_F , указанной выше,

изменение полосы составляет $\Delta f = 1,2$ ГГц. В силу того, что параметры η_F и η_K зависят от структуры слоев и не могут быть измерены, их применение для расчета имеет ограничения, связанные со структурой.

Следовательно, модель в виде системы уравнений (2)-(5) требует дальнейшего совершенствования и поиска новых форм описания параметров в скоростных уравнениях.

Заключение. Численные исследования динамики импульсного отклика и модуляционных характеристик показали, что использование весовых коэффициентов для описания носителей заряда области ограничения непосредственно над КР слоем при частотах выше 5 - 7 ГГц так же проблематично, как и применение феноменологических параметров квази-3D уровня. Для формулировки адекватной модели высокоскоростного КР лазера целесообразно:

а) учесть эффекты переноса носителей заряда, которые зависят от величины тока инжекции. Эти эффекты связаны с действительно измеряемыми параметрами лазерного процесса;

б) уточнить модель насыщения усиления;

в) ввести указанные решения в систему скоростных уравнений.

Решение этих задач выходит за рамки настоящей работы и станет предметом последующих публикаций.

Список литературы: 1. *Tessler N., Eisenstein G.* Modelling carrier dynamics and small signal modulation response in quantum-well lasers. *Opt. and Quantum Electron.* 1994. P.767-787 2. *Nagarajan R., Ishikawa M.* High speed quantum-well lasers and carrier transport effects. *IEEE J. Quant. Electron.* 1992. P.1990-2008. 3. *Brum J.A. Bastard G.* Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B.* 1986. P.1420-1423. 4. *Tessler N., Nagar R., Eisenstein G.* Structure dependent modulation responses in quantum well lasers. *IEEE J. Quant. Electron.* 1992. P. 2242-2250. 5. *Nagarajan R.* Carrier transport effects in quantum well lasers. *Opt. and Quantum Electron.* 1996. P.666-676. 6. *Tsai C.* Nonlinear gain coefficients in semiconductor quantum well lasers. *IEEE J. Select. Top. in Quant. Electronics* 1995. P.316-330. 7. *McDonald D., O'Dowd R.F.* Comparison of two- and tree level rate equations in the modelling of quantum well lasers. *IEEE J. Quant. Electron.* 1995. P. 1927-1934. 8. *Tessler N., Eisenstein G.* On carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers. *IEEE J. of Quant. Electron.* 1993. P. 1586-1595. 9. *Manshura A.N., Sukhoivanov I. A.* Dynamic properties of a quantum well laser. Numerical research of one well modell. *Proc MMTT'96, Lviv, 1996.* P. 256-259.

Поступила в редакцию 13.01.97