

**ОСОБЕННОСТИ УЧЕТА ЭФФЕКТА СПЕКТРАЛЬНОГО
ВЫЖИГАНИЯ ДЫР ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ
ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ**

Предельные значения полосы модуляции полупроводниковых гетеролазеров в значительной степени определяются нелинейными эффектами насыщения усиления, которые присутствуют в виде коэффициента нелинейности в динамической модели, состоящей из системы скоростных уравнений. Для анализа модели усиления и динамических характеристик гетеролазера на основе структуры InGaAsP эффективно применяют формализм матрицы плотности. Представляет интерес применение этого формализма и для анализа эффекта насыщения усиления, особенно если учесть необходимость сравнения нескольких существующих форм представления в скоростных уравнениях нелинейного коэффициента усиления, обусловленного эффектом спектрального выжигания дыр [1].

Эффект спектрального выжигания дыр включают в одномодовые скоростные уравнения путем представления коэффициента усиления в форме $g = g_L(1 - P/P_S)$ [2] или $g = g_L / (1 + P/P_S)$ [3], где g_L - линейный коэффициент усиления, P_S - мощность насыщения, P - выходная мощность лазера. Типичное значение P_S находится в области 0,1 - 1 Вт и зависит от длины волны и материала. Приведенные формы описания коэффициента усиления основаны на теории насыщения усиления в равномерно распределенных двухуровневых системах [1] и правильно описывают модель при значениях $P < 10$ мВт [4]. Поэтому для больших мощностей модель нелинейного коэффициента усиления должна быть усовершенствована.

Определим, используя приближение матрицы плотности, выражение для нелинейного оптического усиления включая эффекты насыщения [1] и обсудим проблему применения различных форм его представления для моделирования динамических характеристик при высокочастотной модуляции.

В приближении матрицы плотности [1, 4] структура полупроводника состоит из неравномерно распределенной двухуровневой системы. Этот метод рассматривает взаимодействие двухуровневой системы с электро-

магнитным полем в электрическом диполе. В предположении плоской волны электрическое поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и вызванная им поляризация $\vec{P}(\vec{r}, t)$ связаны параметром восприимчивости χ . Если пренебречь влиянием на поляризацию переходов из валентной зоны в зону проводимости, можно воспользоваться упрощенной формулой [4]

$$P(r, t) = \epsilon_0 [\chi E_0 U(r) \exp(-i\omega_0 t) + \text{с.с.}],$$

где E_0 - амплитуда электрического поля, $U(r)$ - пространственное распределение основной моды, поддерживаемое в лазерном волноводе, ϵ_0 - вакуумная восприимчивость, ω_0 - частота перехода при $k=0$.

При этом восприимчивость

$$\chi = - \int_a^{\infty} \frac{1 + \Delta^2}{1 + \Delta^2 + I} \frac{f(\Delta) d\Delta}{\Delta - i}, \quad (1)$$

где $a = (\omega_K - \omega_0) \tau_{in}$ - нормированный параметр расстройки, ω_K - частота k -перехода, τ_{in} - время поляризации, I - нормированная интенсивность, или средняя интенсивность внутри активной зоны, а I_S - интенсивность насыщения:

$$I = \frac{|E_0|^2}{I_S}, \quad I_S = \left[\left(\frac{\mu}{\hbar} \right)^2 \langle |U(r)|^2 \rangle (\tau_C + \tau_V) \tau_{in} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где τ_C , τ_V - времена внутризонной релаксации для электронов и дырок соответственно, $\langle |U(r)|^2 \rangle$ - среднее значение уровня поля вдоль активного объема, μ - дипольный момент, формируемый между электронами зоны проводимости и тяжелыми дырками валентной зоны [2].

Входящая в (1) функция $f(\Delta)$ описывает процессы в электрическом диполе:

$$f(\Delta) = \Gamma \mu^2 D (\bar{\rho}_{11} - \bar{\rho}_{22}) / \epsilon_0 \hbar, \quad (3)$$

где $\bar{\rho}_{11}$, $\bar{\rho}_{22}$ - вероятности нахождения электронов и дырок при температурном равновесии, определяемом как функция распределения Ферми; D - общая плотность состояний; Γ - фактор ограничения оптической моды.

Оптическое усиление может быть найдено из известного выражения [4]:

$$\chi = 2n(\Delta n - ig / 2k); \quad (4)$$

где n - коэффициент преломления на границе раздела сред; g - оптическое усиление; Δn - изменение коэффициента преломления. Разделяя линейную и нелинейную части восприимчивости и проведя некоторые математические вычисления, получим выражения для полного коэффициента оптического усиления, также включающего линейную g_L и нелинейную g_{NL} составляющие: $g = g_L + g_{NL} = \frac{g_L}{\sqrt{1+I}}$. Введем параметр

нелинейности ϵ , равный обратной величине плотности насыщения фотонов. Тогда

$$g = \frac{g_L}{\sqrt{1+\epsilon S}}. \quad (5)$$

Для плотности фотонов, значительно меньших плотности насыщения $S \ll S_S$, выражение для оптического коэффициента усиления $g \sim g_L / (1 + S / 2S_S)^{-1}$. Как видно, значение плотности увеличилось в 2 раза, следовательно, при том же значении плотности насыщения эффект насыщения будет проявляться при большей плотности фотонов.

Используем модифицированное выражение (5) в системе скоростных уравнений [2] для исследования динамических характеристик типового лазера с двойной гетероструктурой:

$$\dot{N} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_n} - \frac{g_0(N - N_{th})S}{\sqrt{1+\epsilon S}}, \quad (6)$$

$$\dot{S} = \frac{\Gamma g_0(N - N_{th})S}{\sqrt{1+\epsilon S}} - \frac{S}{\tau_s} + \frac{\Gamma \beta N}{\tau_n}, \quad (7)$$

где $\dot{N}$, $\dot{S}$ - изменение плотности электронов N и фотонов S ; I - ток накачки; q - заряд электрона; V - объем активной области; τ_n, τ_s - время рекомбинации электронов и фотонов; N_{th} - пороговая плотность элек-

тронов; g_0 - дифференциальное усиление; β - коэффициент спонтанной рекомбинации.

Параметры, использованные при численном интегрировании[2]:

$$V = 2 \times 10^{-17} \text{ м}^3, \quad \Gamma = 0,34, \quad I = 40 \text{ мА}, \quad N_{\text{ш}} = 7 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}, \\ \tau_n = 10^{-9} \text{ с}^{-1}, \quad \tau_s = 10^{-13} \text{ с}^{-1}, \quad g_0 = 1,8 \times 10^{-12} \text{ м}^3 / \text{с}, \quad \beta = 3 \times 10^{-4}.$$

Чтобы ответить на вопрос, какая модель предпочтительна, мы получили модуляционные характеристики для различных значений ε из области от 0 до $2 \times 10^{-23} \text{ м}^3$ для $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-1}$, и от 0 до $4 \times 10^{-23} \text{ м}^3$ для $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0,5}$. Результаты представлены на рис. 1. Точками обозначена экспериментальная модуляционная характеристика [2]. Пунктирная линия соответствует усилению вида $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0,5}$, сплошная - виду $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-1}$.

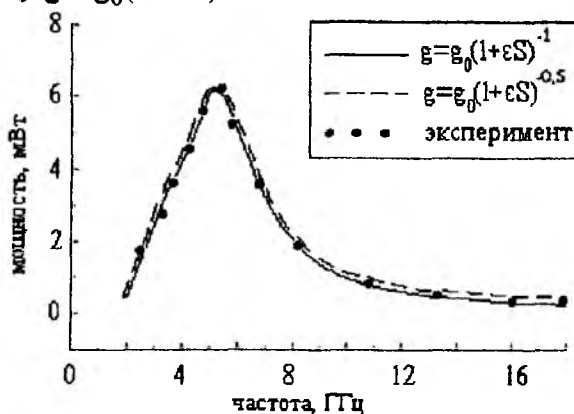


Рис.1

Из рисунка видно, что при малом уровне накачки характер обеих кривых практически совпадает и расчетные данные совпадают с экспериментальными для усиления вида $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-1}$ при $\varepsilon = 1,2 \times 10^{-23} \text{ м}^3$, а для $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0,5}$ при $\varepsilon = 2,4 \times 10^{-23} \text{ м}^3$, т.е. значения параметра нелинейности ε для различных форм представления

отличаются друг от друга в 2 раза, как мы и отметили ранее. В режиме модуляции большим сигналом ток накачки возрастает и модуляционные характеристики имеют расхождения.

На рис. 2 представлены модуляционные характеристики для двух рассмотренных ранее форм представления коэффициента оптического усиления при различных токах накачки. Сплошной линией показаны характеристики для усиления вида $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-1}$ при $\varepsilon = 1,2 \times 10^{-23} \text{ м}^3$, пунктирной - для вида $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0,5}$ при $\varepsilon = 2,4 \times 10^{-23} \text{ м}^3$. Таким образом, при значениях тока больше 100 мА модуляционные характеристики заметно отличаются друг от друга.

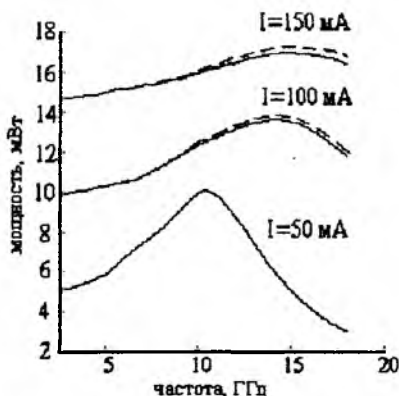


Рис. 2

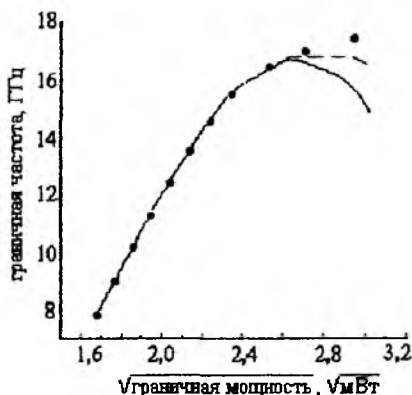


Рис. 3

Влияние формы представления коэффициента оптического усиления также хорошо отражают мощностные характеристики (зависимость граничной частоты от квадратного корня граничной мощности), которые показаны на рис.3. Сплошной линией представлена мощностная характеристика для модели усиления $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-1}$ при $\varepsilon = 1,2 \times 10^{-23} \text{ м}^3$, пунктирной линией - для $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0,5}$ при $\varepsilon = 2,4 \times 10^{-23} \text{ м}^3$, точками показаны экспериментальные данные [5].

Как можно заметить, при малой мощности характеристики для всех форм представления совпадают, а при увеличении мощности более 7 мВт для модифицированной модели усиления уменьшение граничной частоты происходит не так резко, как для традиционной характеристики.

В реальных полупроводниках в мощностных характеристиках не наблюдается характерного уменьшения граничной частоты при увеличении мощности [5], следовательно, вторая форма представления коэффициента усиления более точно описывает динамическое поведение лазера при большой мощности излучения.

Таким образом, в данной работе проанализирована методика определения коэффициента оптического усиления с использованием формализма матрицы плотности. Проведены численные исследования математической модели для различных форм коэффициента усиления и определено значение параметра нелинейности, при котором теоретические модуляционные характеристики совпадают с экспериментальными.

На мощностных характеристиках показано, что модель коэффициента усиления $g = g_0(1 + \varepsilon S)^{-0.5}$ более точно отражает поведение лазера при высокочастотной модуляции и большой выходной мощности.

Список литературы: 1. Agrawal G.P. Gain nonlinearities in semiconductor lasers: theory and application to distributed feedback lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics. 1987. N. 6. P. 860-868. 2. Bowers J. E. Modulation properties of semiconductor lasers. Research in Optoelectronics (B): reprints Prof. Bowers J. E. and Collaborators BCE Technology Santa Barbara, California 1993. P. 109 - 141. 3. Tysker R. S. High-speed modulation of semiconductor lasers. Journal of Lightwave Technology. N. 3. P. 1180-1192. 4. Agrawal G. P. Spectral hole-burning and gain saturation in semiconductor lasers: Strong-signal theory. J. Appl. Phys. N. 4. 1988. P. 1232-1235. 5. Nagarajan R., Mirin R.P. Reynolds T.E., and Bowers J.E. Effect of the confinement-layer composition on the internal efficiency and modulation response. IEEE Photonics technology letters. 1992. N. 8. P. 832-834.

Поступила в редколлегию 13.01.97

УДК 551.510.522: 551.396

Н.Г. МАКСИМОВА

ТОЧЕЧНЫЕ АНГЕЛ - ЭХО В АКУСТИКЕ. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Изучение тонкой структуры тропосферы уже давно привлекает внимание исследователей. Знание пространственно-временных особенностей тропосферы помогает понять происходящие в ней физические процессы и имеет важное прикладное значение (при прогнозировании загрязнения атмосферы, для обеспечения устойчивой радиосвязи, для повышения надежности при взлете и посадке летательных аппаратов и т.д.).