

Влияние паразитных элементов мезаполоскового лазера на его амплитудно-частотную характеристику

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.В.Лобинцов, В.И.Романцевич, Р.В.Чернов

Теоретически и экспериментально изучено влияние паразитных элементов лазера на его амплитудно-частотную характеристику (АЧХ). Показано, что АЧХ зависит от толщины изолирующей диэлектрической пленки d , дифференциального сопротивления R_d и длины резонатора лазера L . Так, при $d = 0.15$ мкм, $R_d = 9$ Ом, $L = 300$ мкм верхняя частота модуляции лазера по уровню -3 дБ составляет $500 - 1500$ МГц, а при $d = 1.2$ мкм, $R_d = 5$ Ом и $L = 200$ мкм она достигает 12 ГГц.

Ключевые слова: квантоворазмерные лазеры, амплитудно-частотная характеристика, паразитные элементы лазера.

В настоящее время полупроводниковые лазеры являются ключевым элементом, определяющим скорость передачи информации в волоконно-оптических линиях связи. В связи с этим исследование влияния паразитных элементов лазера на его быстродействие является важной практической задачей [1].

В настоящей работе рассмотрено влияние паразитных элементов мезаполоскового лазера на его амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) с помощью модели 3N (см. работы [2, 3]). Обычно для исследования АЧХ используют лазеры, длина которых составляет $200 - 400$ мкм, а ширина равна $300 - 400$ мкм; при этом ширина активной области лазера составляет $2 - 5$ мкм. Чтобы обеспечить инжекцию тока накачки только через активную область, необходимо остальную часть лазера защитить от тока накачки. Для этого используются различные диэлектрические пленки из SiO_2 , Si_3N_4 , ZnSe . В конструкции лазера такая диэлектрическая пленка и создает паразитную емкость, которая ограничивает его быстродействие. Кроме паразитной емкости большое влияние оказывает и дифференциальное сопротивление лазера R_d , которое определяется из его вольт-амперной характеристики: $R_d \propto \cot \alpha$, где α – угол между линеаризованной в рабочей точке вольт-амперной характеристикой и осью напряжений.

Для того чтобы получить максимально различающиеся АЧХ, нами были выбраны лазеры с $d = 0.15$ мкм, $R_d = 9$ Ом и $L = 300$ мкм, а также лазеры с $d = 1.2$ мкм, $R_d = 5$ Ом и $L = 200$ мкм. Верхняя частота модуляции лазера в первом случае составляла $500 - 1500$ МГц, а во втором – до 12 ГГц. Приборы были изготовлены из различных гетероструктур, выращенных по одной и той же технологии, объемы активных областей лазеров были одинаковыми.

На рис.1 представлены экспериментальные вольт-амперные и амплитудно-частотные характеристики квантоворазмерных InGaAlAs/InP-лазеров с длиной волны из-

лучения 1.3 мкм. Из наклона вольт-амперной характеристики определялось время жизни фотонов в резонаторе $\tau_{\text{ph}} = S_0 e V_a / (I_0 - I_{\text{th}})$, где I_0 – постоянная составляющая тока накачки; S_0 – стационарное значение плотности фотонов в резонаторе; e , V_a – заряд электрона и объем активной области лазера. Из пороговых значений тока накачки I_{th} находилось время рекомбинации носителей $\tau = e V_a n_{10} / I_{\text{th}}$, где n_{10} определялось из стационарного решения уравнения (3). Из рис.1 видно, что совокупность па-

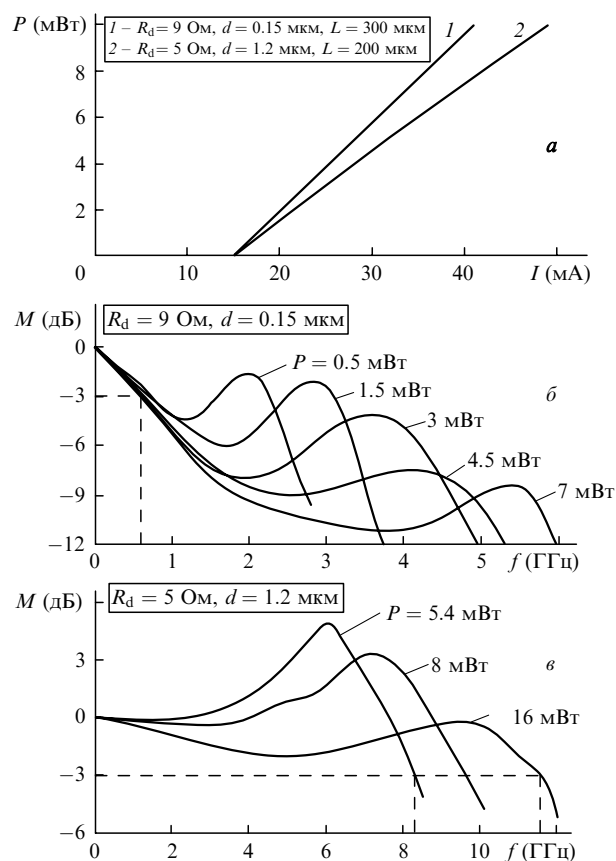


Рис.1. Вольт-амперные (а) и амплитудно-частотные (б,в) характеристики лазеров при разных значениях R_d , d и L и разных мощностях излучения.

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.В.Лобинцов, В.И.Романцевич, Р.В.Чернов. ФГУП «НИИ"Полус"» им. М.Ф.Стельмаха, Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Поступила в редакцию 25 октября 2002 г.

раметров d, R_d, L сильно влияет на АЧХ лазеров. Верхняя частота модуляции лазера, представленного на рис. 1, б, составляла 500 МГц по уровню -3 дБ, а для лазера, представленного на рис. 1, в, она могла достигать 10–12 ГГц.

На рис. 2 показана схема мезаполоскового лазера, получившая в настоящее время наибольшее распространение. Здесь выделены основные паразитные элементы лазера: C_f – емкость, образуемая диэлектрической пленкой, и C_{p-n} – барьерная емкость $p-n$ -перехода лазера, которая образуется за счет того, что n - и p -эмиттеры легированы, а активная область и волноведущие слои являются нелегированными. Как показали измерения, емкость C_{p-n} при нулевом смещении равна $(40 - 70) \times 10^{-12}$ Ф, поэтому при $R_d = 5 - 10$ Ом частота модуляции лазера $f = (2\pi R_d C_{p-n})^{-1}$ не должна превышать 200–800 МГц, однако в эксперименте (рис. 1, в) она может достигать 10–12 ГГц.

Этот результат был учтен при составлении эквивалентной схемы лазера. Обычно для создания ограниченного оптического поля вдоль активной области недотравленная до волноведущего слоя толщина p -эмиттера составляет 0.1–0.15 мкм; сопротивление оставшегося слоя достигает нескольких сотен ом. В этом случае можно считать, что емкости C_f и C_{p-n} включены последовательно и зарядка-разрядка емкости $C = C_f C_{p-n} / (C_f + C_{p-n})$ будет осуществляться через последовательно соединенные сопротивления R_d и Z_d . Величина R_d определяется сопротивлением p - и n -омических контактов, толщиной p -эмиттера над активной областью и сопротивлением подложки, сопротивлением Z_d – параллельно соединенными емкостью C_a и сопротивлением лазерного диода Z_g (см. рис. 2, в), величина C_a – частью барьерной емкости $p-n$ -перехода накачиваемой области лазера. Сопротивление лазерного диода является комплексным, т. е. состоит из активной и реактивной частей.

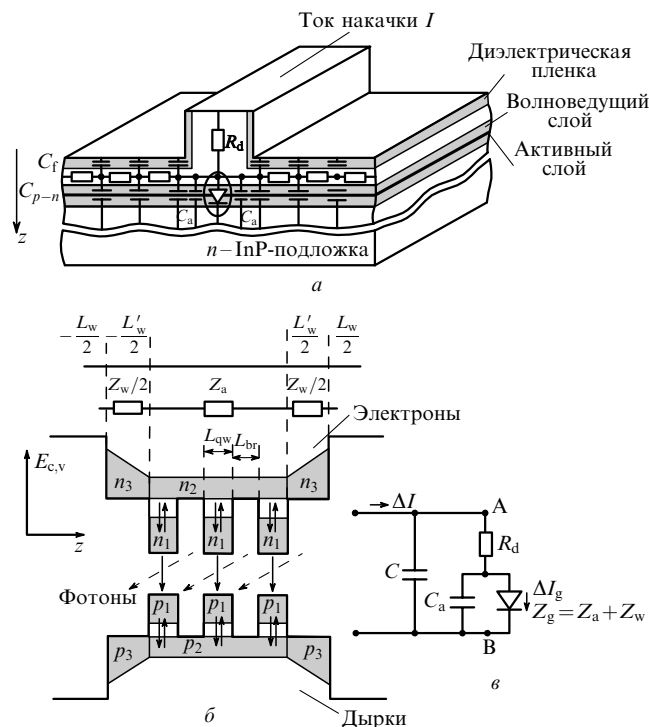


Рис. 2. Схема мезаполоскового лазера (а), распределение носителей в активной области лазера (условно показаны три ямы, в эксперименте – пять ям) (б) и эквивалентная схема лазера (в).

Для расчета сопротивления лазерного диода и его АЧХ обычно применяются разные модели. В настоящей работе, как уже говорилось выше, использована модель 3N, рассмотренная в [2, 3]. Система скоростных уравнений для этой модели записывается следующим образом:

$$\frac{dn_3}{dt} = D \frac{d^2 n_3}{dz^2} - R_3(n_3), \tag{1}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I_{n_2}}{eV_a} - \frac{I_{net}}{eV_a} - R_2(n_2), \tag{2}$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I_{net}}{eV_a} - R_1(n_1) - \Gamma_a v_{gr} GS, \tag{3}$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_a v_{gr} GS - \frac{S}{\tau_{ph}}, \tag{4}$$

где S – плотность фотонов в резонаторе; G – коэффициент усиления; Γ_a – коэффициент ограничения оптического поля; v_{gr} – групповая скорость света; D – коэффициент амбиполярной диффузии; n_1, n_2, n_3 – плотности носителей; $R_1 = n_1/\tau_{n1}, R_2 = n_2/\tau_{n2}, R_3 = n_3/\tau_{n3}$ – скорости рекомбинации; $\tau_{n1}, \tau_{n2}, \tau_{n3}$ – времена жизни носителей в активной области, в волноведущем слое над активной областью и в волноведущих слоях (см. рис. 2, б).

Используем для анализа (приближение слабых сигналов) следующую линеаризацию коэффициента усиления:

$$G(n_1, S) = G(n_{10}, S_0) + \left. \frac{\partial G}{\partial n_1} \right|_0 \Delta n_1 + \left. \frac{\partial G}{\partial S} \right|_0 \Delta S \tag{5}$$

$$\equiv G_0 + g \Delta n_1 + \zeta \Delta S,$$

где

$$\zeta \equiv \left. \frac{\partial G}{\partial S} \right|_0 = - \frac{G_0 \epsilon_{sh}}{1 + \epsilon_{sh} S_0}; \quad g = \frac{g_0}{1 + \epsilon_{sh} S_0};$$

$$g_0 = \left. \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n_1} \right|_0$$

– дифференциальный коэффициент усиления для $G = G^{(1)}(n_1)/(1 + \epsilon_{sh} S)$ (ϵ_{sh} – нелинейность коэффициента усиления, определяемая спектральным выгоранием носителей). В расчетах для $G^{(1)}(n_1)$ используется линейная аппроксимация максимума коэффициента усиления: $G^{(1)}(n_1) = g_0(n_1 - n_0)$.

Ток, определяемый захватом и выбросом носителей из квантовой ямы, дается формулой [2,3]

$$I_{net}(n_2, n_1) = I_{net}(n_{20}, n_{10}) + \left. \frac{\partial I_{net}}{\partial n_1} \right|_0 \Delta n_1 + \left. \frac{\partial I_{net}}{\partial n_2} \right|_0 \Delta n_2 \tag{6}$$

$$\equiv eV_a \left(\frac{n_{20}}{\tau_{c0}} - \frac{n_{10}}{\tau_{e0}} + \frac{\Delta n_2}{\tau_c} - \frac{\Delta n_1}{\tau_e} \right),$$

где $\tau_{c0}, \tau_{e0}, \tau_c, \tau_e$ – локальные постоянные времени захвата и выброса носителей для постоянного тока и переменного сигнала.

В схеме прямой модуляции излучения лазера ток накачки $I = I_0 + \Delta I \exp(i\omega t)$, где I_0 и ΔI – постоянная и переменная составляющие тока накачки; аналогично запи-

шем $x = x_0 + \tilde{x} \exp(i\omega t)$, где $x_0 = n_1, n_2, n_3, S$; $\tilde{x} = \Delta n_1, \Delta n_2, \Delta n_3, \Delta S$; $\omega = 2\pi f$.

АЧХ лазера для линеаризованной системы скоростных уравнений (1)–(4) без учета паразитных параметров описывается выражением [2, 3]

$$R(\omega) = \frac{\Delta S(\omega)/\Delta I(\omega)}{\Delta S(0)/\Delta I(0)} = \frac{\omega_0^2}{(1 + i\omega\tau_{ce})(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\mu)}, \quad (7)$$

где ω_0 – резонансная частота; μ – декремент затухания;

$$\omega_0^2 = \frac{\Gamma_a v_{gr} g_0 S_0}{(1 + Rr_D)(1 + \varepsilon_{sh} S_0) \tau_{ph}}; \quad (8)$$

$$\mu = \frac{1}{(1 + Rr_D) \tau_{n_1}} + \omega_0^2 \left[\tau_{ph} + \frac{(\varepsilon_{sh} + \varepsilon_{ce})(1 + Rr_D)}{\Gamma_a v_{gr} g_0} \right]; \quad (9)$$

$\tau_{ce} = r_D \tau_c + \tau_D$; $R = \tau_c / \tau_e$; $r_D = L_w / L_a$; $\varepsilon_{ce} = Rr_D \Gamma_a v_{gr} g_0 \times \tau_{ce} / (1 + Rr_D)^2$; $\tau_D = (L_w - L_a)^2 / 8D$; L_a – суммарная толщина квантовых ям; L_w – толщина волноведущего слоя лазера.

Необходимо отметить, что в отличие от лазерных диодов, изготовленных на основе GaAs/GaAlAs и работающих в одночастотном режиме генерации на длине волны $\lambda = 0.85$ мкм [4], исследованные в настоящей работе GaInAlAs/InP-лазеры с $\lambda = 1.3$ мкм не были одночастотными, поэтому нелинейностью коэффициента усиления ε_{sh} в расчетах мы пренебрегали, полагая, что в формулах (5), (8), (9) $\varepsilon_{sh} = 0$. Подавление релаксационного выброса на АЧХ лазера осуществлялось в основном за счет нелинейности ε_{ce} (9), учитывающей транспорт носителей [2, 3].

Для составления эквивалентной схемы лазера необходимо определить импеданс активной области и волноведущего слоя (выделены на рис.2,а эллипсом и в увеличенном масштабе представлены на рис.2,б), для чего необходимо знать плотности электронов и дырок в них. В активной области лазера эти плотности таковы:

$$n_1 = \rho_c kT \ln \left[1 + \exp \left(\frac{F_c - E_{c0} - E_{c1}}{kT} \right) \right], \quad (10)$$

$$p_1 = \rho_v kT \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_{v0} - E_{v1} - F_v}{kT} \right) \right], \quad (11)$$

где $\rho_c = m_c / (\pi \hbar^2 L_{qw})$; $\rho_v = m_v / (\pi \hbar^2 L_{qw})$; F_c и F_v – квазиуровни электронов и дырок; $E_{c0}, E_{v0}, E_{c1}, E_{v1}$ – энергии дна зоны проводимости, потолка валентной зоны, а также основных состояний электронных и дырочных подзон.

Для линеаризованной системы (10), (11) с $n_1 = n_1^0 + \Delta n_1, p_1 = p_1^0 + \Delta p_1, F_c = F_{c0} + \Delta F_c, F_v = F_{v0} - \Delta F_v$ условие электрической нейтральности активной области можно записать в следующем виде:

$$(\Delta n_1 - \Delta p_1) L_a + (\Delta n_2 - \Delta p_2) (L_{qw} N_{qw} + L_{br} N_{br}) = 0,$$

где $L_a = L_{qw} N_{qw}$; $L_{qw}, L_{br}, N_{qw}, N_{br}$ – ширина и число квантовых ям и барьерных слоёв (рис.2,б); $\Delta n_2 = \Delta n_1 \tau_{ce} / \tau_e$; $\Delta p_2 = \Delta p_1 \tau_{ch} / \tau_{eh}$; τ_{ce}, τ_{ch} – эффективные времена захвата электрона и дырки в квантовую яму; τ_{ee}, τ_{eh} – времена выброса электрона и дырки из квантовой ямы.

Учитывая, что $e\Delta u = \Delta F_c - \Delta F_v$, получаем линейную связь между Δn_1 и Δu в виде

$$\Delta n_1 = A \Delta u, \quad (12)$$

где

$$A = \frac{e\rho_c \{1 - \exp[-n_1^0 / (\rho_c kT)]\}}{1 + \xi \rho_c / \rho_v \{1 - \exp[-n_1^0 / (\rho_c kT)]\} / \{1 - \exp[-\xi n_1^0 / (\rho_v kT)]\}}; \quad (13)$$

$$\xi = \frac{L_a \tau_{ce} \tau_e^{-1} (L_{qw} N_{qw} + L_{br} N_{br})}{L_a + \tau_{ch} \tau_{eh}^{-1} (L_{qw} N_{qw} + L_{br} N_{br})}.$$

Параметр $n_1^0 = n_0 + \alpha / (\Gamma_a g_0)$ может быть найден из решения стационарного уравнения (3) ($\alpha = \alpha_0 + L^{-1} \ln R_{mr}^{-1}$ – потери в лазере, L – длина резонатора, R_{mr} – коэффициент отражения зеркал). В дальнейших расчетах считалось, что $\xi = 1$.

Импеданс активной области лазера Z_a может быть получен из линеаризованной системы скоростных уравнений (1)–(4) в виде

$$Z_a = \frac{\Delta u}{\Delta I_g} = \frac{1}{B} \frac{i\omega}{(1 + i\omega\tau_{ce})[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\mu]}. \quad (14)$$

Выделив из уравнения (14) действительную и мнимую части, получим

$$R_a = \frac{\omega^2 \tau_{ce} (\omega_0^2 - \omega^2) + \omega^2 \mu}{B(1 + \omega^2 \tau_{ce}^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \mu^2])}, \quad (15)$$

$$X_a = \frac{\omega [(\omega_0^2 - \omega^2) - \mu \omega^2 \tau_{ce}]}{B(1 + \omega^2 \tau_{ce}^2 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \mu^2])}, \quad (16)$$

где $B = eV_a A(1 + Rr_D)$.

Зависимости R_a и X_a от частоты для разных значений мощности излучения представлены на рис.3. При малых плотностях фотонов поведение R_a и X_a имеет резонансный характер; R_a и $X_a \rightarrow 0$ при $\omega = 2\pi f \rightarrow \infty$, и при увеличении плотности фотонов в резонаторе величины R_a и X_a уменьшаются.

Импеданс волноведущего слоя может быть найден из распределения плотности носителей в волноведущем слое. Данное распределение описывается выражением (86) из работы [3]. Учитывая, что диффузионная длина L_D много больше толщины волноведущего слоя, можно считать, что плотность носителей изменяется линейно (рис.2,б). Таким образом, в волноведущем слое происходит накопление носителей, что может быть промоделировано параллельно соединенной $R_w C_w$ -цепочкой. Считая (как и в [5]), что в волноведущем слое плотность носителей зависит от напряжения как $\exp(u/mV_T)$, где $V_T = kT/e$ и $m = 2$, для емкости C_3 и сопротивления R_3 получаем

$$C_3 = eV_w' \bar{n}_3 / 2V_T, \quad (17)$$

$$R_3 = mV_T / (I + b), \quad (18)$$

где $\bar{n}_3 = [n_3(L_w/2) + n_3(L_w'/2)]/2 = n_1^0 \tau_{c0} \tau_{e0}^{-1} + I(L_w - L_w') / [4 \times (eS_a D)]$ – стационарное среднее значение плотности носителей в точках $L_w/2$ и $L_w'/2$; $b = 4n_1^0 \tau_{c0} \tau_{e0}^{-1} eS_a D (L_w - L_w')^{-1}$; $S_a = wL$; $L_w' = L_{qw} N_{qw} + L_{br} N_{br}$; $V_w' = wL(L_w - L_w')$.

Активная и реактивная составляющие комплексного сопротивления $Z_w = R_w + iX_w$ волноведущего слоя лазера есть

$$R_w = R_3 [1 + (\omega R_3 C_3)^2]^{-1},$$

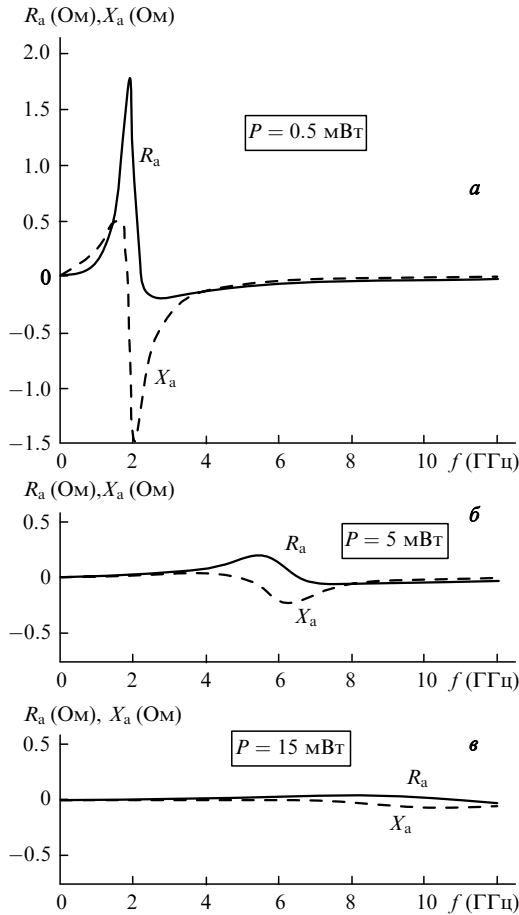


Рис.3. Расчетные частотные зависимости активного (R_a) и реактивного (X_a) сопротивлений активной области лазера для разных мощностей излучения.

$$X_w = \omega R_3^2 C_3 [1 + (\omega R_3 C_3)^2]^{-1}. \quad (19)$$

Анализируя эквивалентную схему, представленную на рис.2,б, можно получить следующую связь тока модуляции ΔI , подаваемого на вход лазера, с током ΔI_g , протекающим через активную область лазера:

$$\Delta I = \Delta I_g (1 + i\omega C_a Z_g)(1 + i\omega C Z_{AB}), \quad (20)$$

где $Z_g = Z_a + Z_w$; Z_a и Z_w определяются формулами (15), (16), (19); $Z_{AB} = R_d + Z_g(1 + i\omega C_a Z_g)^{-1}$ – импеданс цепи между точками А и В на рис.2,б.

С учетом формулы (20) АЧХ лазера имеет вид

$$R_1(\omega) = \frac{1}{(1 + i\omega C_a Z_g)(1 + i\omega C Z_{AB})(1 + i\omega \tau_{ce})} \times \frac{\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega \mu}. \quad (21)$$

Сравнив формулы (21) и (7), видим, что в знаменателе появились два дополнительных члена, которые ухудшают АЧХ.

На рис.4 и рис.5 представлены АЧХ $M = 10 \lg |R_1(\omega)|$ для лазеров с толщинами пленки $d = 0.15$ и 1.2 мкм.

На рис.4,а представлены АЧХ каждого из членов, входящих в состав формулы (21), причем $M = \sum_{i=1}^4 M_i$, что позволяет оценить их влияние на частотные характеристики лазера. Необходимо отметить, что $M_2 =$

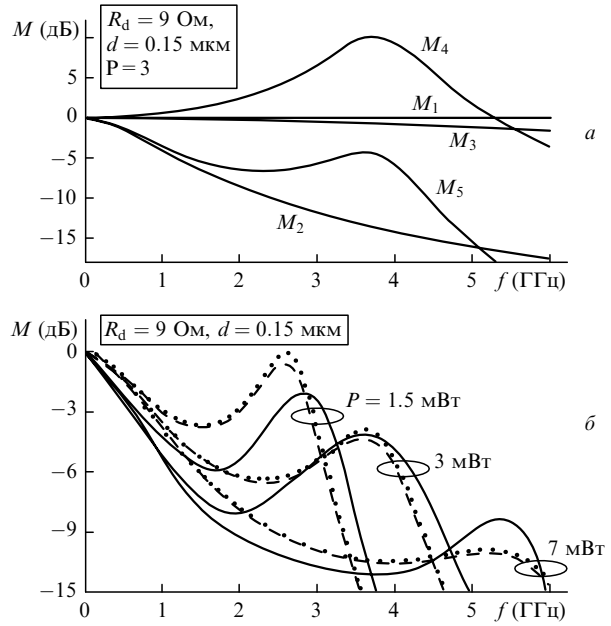


Рис.4. Расчетные АЧХ членов, входящих в формулу (21) (а), а также АЧХ, рассчитанные по формулам (21) (штриховые кривые) и (22) (пунктир); сплошные кривые – эксперимент (б).

$10 \lg |(1 + i\omega C Z_{AB})^{-1}|$ имеет вид спадающей функции, а $M_4 = 10 \lg |\omega_0^2 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega \mu]^{-1}|$ – нарастающей (слева от релаксационного выброса), поэтому, подбирая геометрические размеры лазера, можно уменьшить влияние паразитной емкости на его частотные характеристики, а в отдельных случаях получить ровную АЧХ слева от релаксационного выброса.

Емкость C_a (рис.2,а) может быть оценена (без учета растекания тока) как $C_a = C_{p-n} w / w_{las}$, где w – ширина активной области лазера, w_{las} – ширина лазера. Если учесть растекание тока, то к w необходимо добавить некую величину $2l$ [6]. Из рис.4,а и 5,а видно, что емкость C_a оказывает слабое влияние на АЧХ лазера, т.к. она зашунтирована открытым $p - n$ -переходом лазера (см. рис.2,а, б).

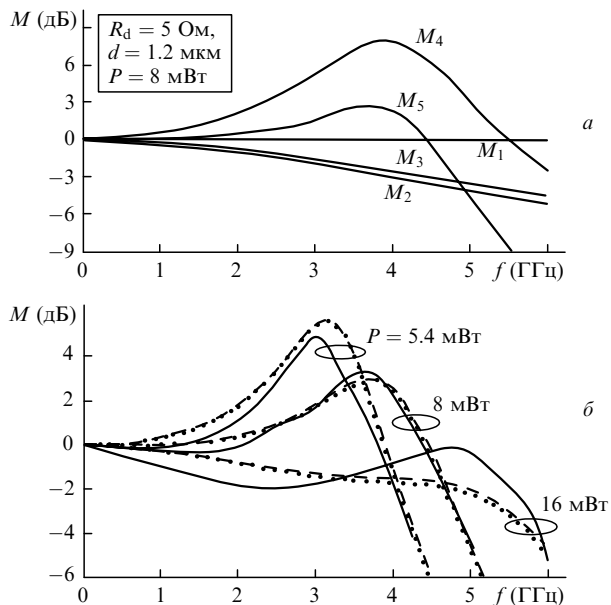


Рис.5. Расчетные АЧХ членов, входящих в формулу (21) (а), а также АЧХ, рассчитанные по формулам (21) (штриховые кривые) и (22) (пунктир); сплошные кривые – эксперимент (б).

Напротив, в случае лазеров с широкой активной областью ($w = 50 - 100$ мкм) значение C_a будет сильно влиять на АЧХ, т. к. $C_{p-n} \approx 70 \times 10^{-12}$ Ф.

На рис.4,б и 5,б представлены АЧХ лазера для разных мощностей оптического излучения. Расчет характеристик проводился по формуле (21), и при этом считалось, что $\varepsilon_{ch} = 0$. В расчетах также не учитывался разогрев электронного газа, поскольку, как было показано на рис.3.4 из работы [7], учет разогрева электронного газа уменьшает амплитуду релаксационного выброса, но практически не влияет на полосу модуляции лазера по уровню -3 дБ. Таким образом, можно получить удовлетворительное согласие теории и эксперимента, учитывая лишь механизм транспорта носителей [2, 3], даже для лазеров, изготовленных из различных гетероструктур.

Необходимо отметить, что расчеты АЧХ можно значительно упростить, если влияние паразитных элементов лазера свести к обычной $R_d C$ -цепочке. На этих же рис.4,б и 5,б представлены АЧХ, рассчитанные по формуле

$$M = 10 \lg \frac{\omega_0^4}{[1 + (\omega R_d C)^2](1 + \omega^2 \tau_{ce}^2)[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \mu^2]}. \quad (22)$$

Видно неплохое согласие результатов упрощенного расчета АЧХ с экспериментом.

При расчете АЧХ лазера были использованы следующие значения параметров:

для лазера с $d = 0.15$ мкм: $g_0 = 9 \times 10^{-16}$ см² [8], $V_a = 1.5 \times 10^{-11}$ см³, $w = 2 \times 10^{-4}$ см, $L = 300 \times 10^{-4}$ см, $\Gamma_a = 0.043$, $r_D = 10.6$, $R = 0.05$, $\tau_{ph} = 2.4 \times 10^{-12}$ с, $\tau_{n1} = 0.36 \times 10^{-9}$ с, $\tau_D = 7.2 \times 10^{-12}$ с, $\tau_c = 10^{-12}$ с, $R_d = 9$ Ом, $C = 22 \times 10^{-12}$ Ф, $C_a = 2 \times 10^{-12}$ Ф, $L_{qw} = 50$ Å, $N_{qw} = 5$, $L_{br} = 100$ Å, $N_{br} = 4$;

для лазера с $d = 1.2$ мкм: $g_0 = 9 \times 10^{-16}$ см² [8], $V_a = 1.5 \times 10^{-11}$ см³, $w = 3 \times 10^{-4}$ см, $L = 200 \times 10^{-4}$ см, $\Gamma_a =$

0.043 , $r_D = 10.6$, $R = 0.05$, $\tau_{ph} = 1.2 \times 10^{-12}$ с, $\tau_{n1} = 0.5 \times 10^{-9}$ с, $\tau_D = 7.2 \times 10^{-12}$ с, $\tau_c = 10^{-12}$ с, $R_d = 5$ Ом, $C = 4 \times 10^{-12}$ Ф, $C_a = 3 \times 10^{-12}$ Ф, $L_{qw} = 50$ Å, $N_{qw} = 5$, $L_{br} = 100$ Å, $N_{br} = 4$.

Различие во временах жизни фотонов τ_{ph} и носителей τ_{n1} для лазеров с $d = 0.15$ и 1.2 мкм определяется различием их ватт-амперных характеристик (см.рис.1,а). Время захвата носителей в квантовую яму τ_c для лазеров на основе InGaAlAs/InP ($\lambda = 1.3$ мкм) выбиралось равным 1.0×10^{-12} с, что отличается от того же времени (4.0×10^{-12} с), полученного для GaAlAs/GaAs-лазера ($\lambda = 0.85$ мкм) в работе [4].

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Верхняя граничная частота модуляции лазера по уровню -3 дБ зависит от паразитной емкости, определяемой толщиной диэлектрической пленки, дифференциального сопротивления и длины резонатора лазера.

2. Для мезаполоскового лазера с шириной полоски $w = 2 - 5$ мкм влияние паразитных элементов на его АЧХ можно оценивать постоянной времени $\tau = R_d C$.

1. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры. Под ред. У.Тсанга (М.: Радио и связь, 1990).
2. Tsai C.Y., Lo Y.H., Spencer R.M., Eastman L.F., Tsai C.Y. *IEEE J. Select. Topic Quantum Electron.*, **1**, 316 (1995).
3. Tsai C.Y., Shih F.P., Sung T.L., Wu T.Y., Chen C.H., Tsai C.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2084 (1997).
4. Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В. *Квантовая электроника*, **32**, 303 (2002).
5. Esquivias I., Weisser S., Romero B., Ralston J.D., Rosenzweig J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 635 (1999).
6. Letal G.J., Simmons J.G., Evans J.D., Li G.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 512 (1998).
7. Любарский А.В. *Динамические характеристики полупроводниковых гетеролазеров с квантоворазмерными слоями. Канд. дисс.* (М., МИРЭА, 1998).
8. Lin G, Chuang S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1283 (2001).