

Амплитудно-фазовая модуляция излучения в усилителе бегущей волны на основе лазерного диода

А.П.Богатов, Н.В.Дьячков, А.Е.Дракин, Т.И.Гущик

Впервые получено аналитическое решение (в квадратурах) задачи о распространении квазимонохроматического оптического сигнала в полупроводниковом усилителе при гармонической модуляции его тока накачки. Показано, что модуляция выходного излучения является амплитудно-фазовой. Найдена связь между коэффициентами амплитудной и фазовой модуляции с учетом эффекта насыщения усиления. Адекватность полученных результатов подтверждена в эксперименте.

Ключевые слова: мобильная оптическая связь, полупроводниковый оптический усилитель, оптический усилитель бегущей волны, квантоворазмерная гетероструктура.

1. Введение

В работе [1] показано, что на основе лазерного диода возможно создание оптического усилителя-модулятора с быстродействием свыше $2 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Такой модулятор интересен тем, что его можно монолитным образом интегрировать с оптическими излучателями и усилителями мощности в единых монокристаллических полупроводниковых гетероструктурах (например, AlGaAs или InGaAlPAs). В эти монокристаллические оптические схемы могут быть включены и типично электронные устройства, в частности СВЧ GaAs-транзисторы, которые могут служить драйверами для рассматриваемых усилителей-модуляторов.

Впервые эксперимент по модуляции в гигагерцевой области монохроматического излучения в усилителе-модуляторе на основе лазерного диода выполнен в работе [2]. Оптическая схема состояла из отдельного одночастотного лазера, который являлся источником входного монохроматического излучения, и отдельного усилителя-модулятора. В работах [3, 4] уже в монокристаллическом варианте гетеролазера с двумя независимыми областями накачки (одна из них служила модулирующей областью, а другая – усилителем оптической мощности) получен мощный ($\sim 2 \text{ Вт}$) модулированный оптический пучок с эффективностью модуляции $\sim 13 \text{ Вт/А}$ на частоте 1 ГГц. Это многообещающий результат, который свидетельствует о возможности новых применений диодных лазеров, например для высокоскоростной связи в открытом пространстве и, в частности, для связи в космосе.

Численный расчет, выполненный в работе [1], не всегда удобен для физического анализа, особенно для предельных режимов работы подобных устройств. В этом случае, как правило, полезными оказываются возможные анали-

тические решения задачи. Кроме того, результаты численного расчета выглядят более убедительными только после экспериментальной проверки. Настоящая работа в некоторой мере восполняет указанные выше пробелы, в ней найдены условия, позволяющие получить аналитические решения и проведено их сравнение с численными решениями и с результатами эксперимента.

2. Модель и аналитическое решение

Как и в [1], мы считаем, что усилитель-модулятор представляет собой лазерный диод, у которого отсутствует отражение на гранях. Этого можно достичь путем нанесения просветляющего покрытия на его грани, либо наклоном оптической оси активной области под некоторым углом α (как правило, $\alpha < 15^\circ$) к выходным граням, либо использованием диода в виде области интегральной оптической схемы с отдельным электрическим контактом. Предполагается, что оптический волновод, содержащий активную область, поддерживает только одну фундаментальную поперечную моду, например за счет его гребневой структуры [5]. Ток накачки J_p такого усилителя-модулятора включает постоянную составляющую J и гармоническую составляющую на частоте Ω с относительной амплитудой γ :

$$J_p = J \{1 + \frac{1}{2}[\gamma \exp(-i\Omega t) + \text{компл. сопр.}]\}. \quad (1)$$

На вход усилителя поступает непрерывный внешний оптический поток с некоторой интенсивностью I_0 . Условно схема усилителя-модулятора представлена на рис.1. Амплитуду напряженности электрического поля $\mathcal{E}(z, t)$ в объеме усилителя представим в виде суммы трех волн:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z, t) = \frac{1}{2} \{ \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) [E_0(z) + E_1(z) \exp(iqz - i\Omega t) \\ + E_{-1}(z) \exp(-iqz + i\Omega t)] + \text{компл. сопр.} \}. \quad (2) \end{aligned}$$

Амплитуда $E_0(z)$ характеризует усиленную волну внешнего излучения на частоте ω_0 , распространяющуюся с волновым вектором k_0 , в то время как амплитуды $E_1(z)$ и $E_{-1}(z)$ представляют собой волны, появившиеся в усилителе.

А.П.Богатов, Н.В.Дьячков, А.Е.Дракин, Т.И.Гущик. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 27 февраля 2013 г., после доработки – 3 апреля 2013 г.

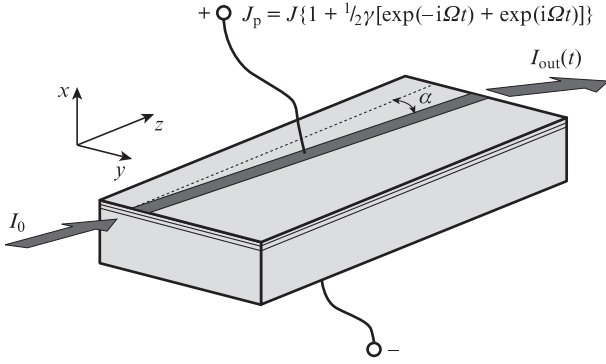


Рис.1. Схематическое изображение диодного усилителя.

теле за счет модуляции тока накачки на частоте Ω . Они имеют волновые векторы, отличающиеся от k_0 на $\pm q$. Поскольку мы предполагаем, что оптические свойства усилителя соответствуют одномодовому волноводу, то поперечное распределение амплитуды волн $v(x, y)$ соответствует фундаментальной поперечной моде волновода. Будем также считать, что эта функция не зависит от продольной координаты z и от уровня накачки лазера. Для оптимизированного волновода, как показано в работе [6], такое приближение может быть достаточно адекватным. Поэтому введем далее функцию $v(x, y)$, характеризующую поперечное распределение амплитуды фундаментальной моды, будет опущена. Волноводный характер распространения волн автоматически учтен путем использования эффективного (волноводного) показателя преломления n , эффективных толщины и ширины оптического пучка d и W , а также фактора оптического ограничения активной области Γ , как это описано, например, в работах [5, 6]:

$$d = \int_{-\infty}^{\infty} |v(x, 0)|^2 dx / |v(0, 0)|^2 \cong d_a / \Gamma, \quad (3)$$

$$W \approx \int_{-\infty}^{\infty} |v(0, y)|^2 dy / |v(0, 0)|^2,$$

где d_a - толщина квантоворазмерного слоя активной области. Эффективную (волноводную) диэлектрическую проницаемость ε представим в виде

$$\varepsilon(\omega, z) = \varepsilon_0(\omega) + i \frac{\alpha \varepsilon_0}{k_0} - i \frac{\varepsilon_0}{k_0} \Gamma G(N)(1 - iR), \quad (4)$$

$$\varepsilon_0(\omega) \cong n^2(\omega), \quad k_0 = \omega_0 n / c,$$

где c - скорость света; ε_0 - действительная величина, представляющая эффективную диэлектрическую постоянную на пороге прозрачности (равенства усиления и потерь излучения); α - нерезонансные оптические потери волновода; G - материальное усиление в активной области; R - волноводное значение коэффициента амплитудно-фазовой связи, как это определено, например, в работе [7].

В указанных обозначениях волновые вектора имеют вид

$$k_1 = k_0 + q, \quad k_{-1} = k_0 - q, \quad (5)$$

здесь $q = \Omega n_{gr} / c$, $n_{gr}(\omega_0) = n(\omega_0) + \omega_0 \partial n / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}$ - групповой показатель преломления. Коэффициент усиления G представим в линеаризованной форме:

$$G = \sigma(N - N_{tr}), \quad \sigma = \left. \frac{\partial G}{\partial N} \right|_{N=N_{tr}}, \quad (6)$$

где σ - дифференциальное усиление (сечение вынужденного перехода); N - концентрация инжектированных электронов в активной области; N_{tr} - концентрация, при которой среда прозрачна. В свою очередь, уравнение для N запишем в виде

$$\dot{N} + \frac{N}{\tau} + \frac{G(N)cn}{4\pi\hbar\omega} \overline{\mathcal{E}^2(t, z)} - \frac{\Gamma_W}{e d_a W l} \times J \{1 + 1/2\gamma[\exp(i\Omega t) + \text{компл. сопр.}]\} = 0. \quad (7)$$

Здесь τ - время жизни носителей; $\hbar\omega$ - энергия кванта; e - заряд электрона; l - длина усилителя; Γ_W - коэффициент, учитывающий растекание тока и равный доле от общего тока, которая проходит через ширину активной области W . Чертой сверху над $\mathcal{E}^2(t, z)$ обозначено усреднение по времени с масштабом $(2\pi/\omega_0)$, соответствующим периоду световой волны. Удобно выразить N в виде

$$N(z, t) = \bar{N}(z) + \delta N(z, t), \quad (8)$$

где $\bar{N}(z)$ - усредненное значение $N(z, t)$, но уже по временному интервалу, большему $2\pi/\Omega$. Нас будут интересовать такие частоты модуляции Ω , для которых $\Omega\tau > 1$, и амплитуды, при которых выполняются соотношения

$$|\delta N| < \bar{N}, \quad |E_1|, |E_{-1}| < |E_0|. \quad (9)$$

Эти условия позволяют линеаризовать уравнение (7) по δN , E_1 и E_{-1} и получить следующие решения:

$$\bar{N}(z) - N_{tr} = N_{tr} \eta / (1 + I(z)/I_0), \quad (10)$$

$$\delta N(z, t) = \eta N_{tr} \left\{ \frac{\exp(-i\Omega t)}{1 + I/I_s - i\Omega t} \left[\frac{\eta + 1}{2\eta} \gamma - \frac{cn(E_0^* E_1 + E_0 E_{-1}^*) \exp(iqz)}{8\pi(I + I_s)} \right] + \text{компл. сопр.} \right\}. \quad (11)$$

Здесь введены $I = cn|E_0|^2/(8\pi)$ - интенсивность на оси усилителя; $I_s = \hbar\omega/(\sigma\tau)$ - интенсивность насыщения; $J_{tr} = eN_{tr}d_a W l / (\tau\Gamma_W)$ - ток прозрачности; $\eta = J/J_{tr} - 1$ - относительное превышение тока J над током J_{tr} . С учетом осциллирующей во времени добавки $\delta\varepsilon(z, t)$, возникающей из-за осциллирующей добавки к концентрации носителей $\delta N(z, t)$ согласно (11), выражение (4) переписывается как

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon_0(\omega) + i \frac{\alpha \varepsilon_0}{k_0} - i \frac{\varepsilon_0}{k_0} \Gamma \sigma (1 - iR) (\bar{N}(z) - N_{tr}) - i \frac{\varepsilon_0}{k_0} \Gamma \sigma (1 - iR) \delta N(z, t). \quad (12)$$

Далее, используя стандартную процедуру и подставив выражение (12) для волн в виде (2) в волновое уравнение, с учетом соотношений (9) получим три уравнения для «медленных» амплитуд $E_0(z)$, $E_1(z)$ и $E_{-1}(z)$:

$$\frac{dE_0}{dz} = -\frac{\alpha}{2} E_0 + \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{1 - iR}{1 + I(z)/I_s} E_0, \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} = & -\frac{\alpha}{2} E_1 + \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{1-iR}{1+I(z)/I_s} E_1 \\ & + \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{(1-iR)\exp(-iqz)}{1+I(z)/I_s - i\Omega\tau} \frac{\eta+1}{2\eta} \gamma E_0 \\ & - \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{(1-iR)}{1+I(z)/I_s - i\Omega\tau} \frac{cn}{8\pi(I_s+I)} [E_0]^2 E_1 + E_0^2 E_{-1}^*, \end{aligned} \quad (13б)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{-1}}{dz} = & -\frac{\alpha}{2} E_{-1} + \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{1-iR}{1+I(z)/I_s} E_{-1} \\ & + \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{(1-iR)\exp(iqz)}{1+I(z)/I_s + i\Omega\tau} \frac{\eta+1}{2\eta} \gamma E_0 \\ & - \frac{\Gamma G_0}{2} \frac{(1-iR)}{1+I(z)/I_s + i\Omega\tau} \frac{cn}{8\pi(I_s+I)} [E_0^2 E_1^* + |E_0|^2 E_{-1}]. \end{aligned} \quad (13в)$$

Здесь $G_0 = \eta\sigma N_{tr}$ – ненасыщенное усиление (поглощение при $J < J_{tr}$). В уравнениях (13) мы пренебрегли дисперсией потерь и усиления, а также полагали, что дисперсия показателя преломления линейна. Уравнение (13а) описывает стационарное усиление волны с учетом эффекта насыщения. Его решение известно (см., напр., [8]). Уравнения (13б) и (13в) описывают распространение и усиление волн на боковых частотах. Первые два члена в правой части этих уравнений, совпадающие с правой частью уравнения (13а), отвечают за ослабление и усиление волн при их распространении как стационарных волн. Третий член в правой части уравнений (13б) и (13в) отвечает за генерацию волн на боковых частотах за счет амплитудно-фазовой модуляции волны входного излучения. Последний член в правой части (13б) и (13в) отвечает за нелинейное взаимодействие волн на боковых частотах в результате биений интенсивности и инверсии на частоте Ω . Впервые такое нелинейное взаимодействие было рассмотрено в [9]. Впоследствии нелинейное взаимодействие в различных вариантах было включено в анализ работы как диодных лазеров (см., напр., [10–16]), так и диодных усилителей [17–20]. Это взаимодействие волн – результат их когерентного рассеяния на динамической пространственной решетке усиления и показателя преломления из-за биений инверсии заселенности. Такие биения впервые прямым образом были зарегистрированы в работе [21]. Аналогичное взаимодействие применительно к твердотельному Nd:YAG-лазеру рассмотрено в [22].

Вначале приведем решение уравнения (13а), для чего почленно умножим его на $cnE_0^*/(8\pi)$ и, выделяя действительную и мнимую части, получим следующие уравнения для интенсивности $I(z)$ и фазы $\varphi(z)$:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I(z) + \frac{\Gamma G_0}{1+I(z)/I_s} I(z), \quad (14)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = -\frac{\Gamma G_0 R}{2(1+I(z)/I_s)}, \quad I(z) = \frac{cn}{8\pi} |E_0(z)|^2, \quad (15)$$

$$E_0(z) = |E_0(z)| \exp[i\varphi(z)].$$

Далее удобно ввести безразмерную интенсивность $u(z)$, нормированную на интенсивность насыщения I_s , и безразмерное полное ненасыщенное усиление g , нормированное на величину потерь α ,

$$u(z) = I(z)/I_s, \quad u_0 = I(0)/I_s, \quad g = (\Gamma G_0 - \alpha)/\alpha.$$

Тогда решение уравнений (14) и (15) можно записать в неявном виде как

$$\frac{u(z)}{|g-u(z)|^{g+1}} = \frac{u_0}{|g-u_0|^{g+1}} \exp(g\alpha z), \quad (16)$$

$$\varphi(z) = -\frac{R}{2}\alpha z - \frac{R}{2} \ln\left(\frac{u(z)}{u_0}\right). \quad (17)$$

Таким образом, окончательное решение уравнения (13а) примет вид

$$E_0(z) = \left[\frac{8\pi I_s u(z)}{cn}\right]^{1/2} \exp[i\varphi(z)]. \quad (18)$$

Следовательно, полная стационарная мощность оптического потока \bar{P} внутри усилителя будет распределена согласно выражению

$$\bar{P}(z) = dW I_s u(z). \quad (19)$$

Два оставшихся уравнения (13б) и (13в) можно рассматривать как систему линейных уравнений с переменными коэффициентами, описывающую связанные волны с амплитудами E_1 и E_{-1} . Введем новые функции $V_1(z), V_{-1}(z)$ и будем искать решения в виде

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_{-1} \end{bmatrix} = E_0(z) \begin{bmatrix} V_1(z) \\ V_{-1}(z) \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Подставляя выражение (20) в уравнения (13б), (13в) и проводя необходимые преобразования, получим систему уравнений уже для $V_1(z)$ и $V_{-1}(z)$:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} V_1(z) \\ V_{-1}(z) \end{bmatrix} = -A(z) \hat{S} \begin{bmatrix} V_1(z) \\ V_{-1}(z) \end{bmatrix} + B(z) \begin{bmatrix} \exp(-i\psi) \\ \exp(i\psi) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

где

$$A(z) = \frac{\alpha(g+1)(1+R^2)^{1/2}u}{2(1+u-i\Omega\tau)(u+1)};$$

$$B(z) = \gamma \frac{\alpha(g+1)(1+R^2)^{1/2}(\eta+1)}{4\eta} \frac{\exp(-iqz)}{1+u-i\Omega\tau};$$

$$\hat{S} = \begin{bmatrix} \exp(-i\psi) & \exp(-i\psi) \\ \exp(i\psi) & \exp(i\psi) \end{bmatrix}; \quad \tan \psi = R.$$

Матрица \hat{S} имеет два собственных значения $\beta_{1,2}$ и соответствующие им два собственных вектора

$$\begin{bmatrix} \exp(-i\psi) \\ \exp(i\psi) \end{bmatrix} \text{ для } \beta_1 = 2 \cos(\psi) \text{ и } \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \text{ для } \beta_2 = 0.$$

В этом случае нетрудно показать, что общее решение системы (21) запишется в виде

$$\begin{bmatrix} V_1(z) \\ V_{-1}(z) \end{bmatrix} = \frac{1}{\Phi(u(z))} \left[C_1 + \frac{(\eta+1)(1+R^2)^{1/2}\gamma(g+1)}{4\eta} F(u(z)) \right] \times \begin{bmatrix} \exp(-i\psi) \\ \exp(i\psi) \end{bmatrix} + C_2 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad (22)$$

где комплексные $\Phi(u)$ и $F(u)$ определены как

$$\Phi(u) = \exp \left\{ \frac{1}{1 - i\Omega\tau/(g+1)} \ln \left[\frac{(1+u - i\Omega\tau)(1-u_0/g)}{(1-u/g)(1+u_0 - i\Omega\tau)} \right] \right\}, \quad (23)$$

$$F(u) = \int_{u_0}^{u(z)} \frac{\exp(-iqz(u')) \Phi(u')(1+u') du'}{(g-u')u'(1+u' - i\Omega\tau)}. \quad (24)$$

Здесь $z(u)$ – функция, обратная функции $u(z)$, которая была неявно задана уравнением (16). Равенство (22) совместно с (16), (17) и (20) аналитически определяет в общем виде амплитуду квазимонохроматической волны, распространяющейся и усиливающейся в диодном усилителе, в том числе и в отсутствие модуляции тока накачки ($\gamma = 0$). Постоянные коэффициенты C_1 и C_2 находятся из граничных условий при $z = 0$. В рассматриваемом нами случае из граничных условий $E_1(0) = E_{-1}(0) \equiv 0$ следует, что $C_1 = C_2 = 0$. Тогда для амплитуд полей с учетом (20) и (22) будем иметь уравнение

$$\begin{bmatrix} E_1(z) \\ E_{-1}(z) \end{bmatrix} = \frac{\gamma E_0}{4} a(1+R^2)^{1/2} \exp(-i\psi) \begin{bmatrix} \exp(i\theta) \\ \exp(-i\theta) \end{bmatrix}, \quad (25)$$

где

$$a(z) = \frac{(\eta+1)(g+1)}{\eta} \left| \frac{F(u(z))}{\Phi(u(z))} \right|, \quad (25a)$$

$$\theta(z) = \arctan \frac{\text{Im}[F(u(z))/\Phi(u(z))]}{\text{Re}[F(u(z))/\Phi(u(z))]} \quad (25b)$$

Если амплитуду полного поля $\mathcal{E}(z, t)$ представить в виде

$$\mathcal{E}(z, t) = \frac{1}{2} E(z, t) \exp(-i\omega_0 t + ikz) + \text{компл. сопр.},$$

где $E(z, t) = E_0(z) + E_1(z) \exp(-i\Omega t + iqz) + E_{-1}(z) \exp(i\Omega t - iqz)$, то, с учетом (25), амплитуду $E(z, t)$ можно записать как

$$E(z, t) = E_0(z) \xi(z, t), \quad (26)$$

$$\xi(z, t) = 1 + \gamma \frac{a(z)(1+R^2)^{1/2} \exp(-i\psi)}{2} \times \cos(\Omega t - qz - \theta(z)).$$

Динамика амплитуды $E(z, t)$ определяется множителем $\xi(z, t)$ в выражении (26). Удобно представить этот множитель вектором на комплексной плоскости, как показано на рис.2. Конец этого вектора периодически перемещается с периодом $2\pi/\Omega$ по прямой, проходящей через точку с координатами (1,0) и наклоненной к оси абсцисс под углом $-\psi$. Размах перемещения равен $\gamma a(z)(1+R^2)^{1/2}$, как показано на рис.2. Отсюда наглядно можно видеть, что модуляция амплитуды $E(z, t)$ квазимонохроматической волны является модуляцией смешанного типа – амплитудно-фазовой. Размах изменения фазы

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \arctan \left(\frac{\gamma a(z) R}{2 - \gamma a(z)} \right) + \arctan \left(\frac{\gamma a(z) R}{2 + \gamma a(z)} \right), \quad (27)$$

а фазовый сдвиг между током модуляции и модуляцией фазы, равно как и амплитуды, составит $\pi + qz + \theta(z)$.

При значениях $\gamma a(l)(1+R^2)^{1/2} < 1$ мощность оптической волны приближенно можно представить в виде

$$P(t) \cong \bar{P} + \delta P \cos(\Omega t - ql - \theta(l)), \quad (28)$$

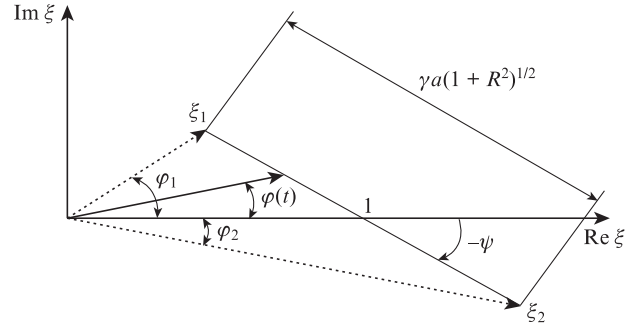


Рис.2. Диаграмма динамики нормированной медленной комплексной амплитуды поля ξ на выходе усилителя-модулятора. Конец «вектора» ξ перемещается с частотой $\Omega/2\pi$ по отрезку $\xi_1\xi_2$, который делится осью абсцисс пополам; $\tan\psi = R$.

где \bar{P} – стационарное значение выходной мощности, определяемой равенством (19) для $z = l$. Тогда для относительной глубины модуляции мощности $\delta P/\bar{P}$ будем иметь

$$\delta P/\bar{P} = \gamma a(l). \quad (29)$$

Для отношения интенсивностей P_1 и P_{-1} спектральных компонент на частотах $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ к интенсивности несмещенной компоненты на частоте ω_0 согласно (25) получим

$$\frac{P_1(\omega_0 + \Omega)}{P(\omega_0)} = \frac{P_{-1}(\omega_0 - \Omega)}{P(\omega_0)} = (\gamma a(l))^2 \frac{1+R^2}{16}. \quad (30)$$

Таким образом, мы аналитически нашли как глубину амплитудной модуляции (29), так и амплитуду фазовой модуляции (27), а также соотношения между интенсивностью излучения на несущей частоте и интенсивностью боковых частот, определяемых равенством (30). При этом мы не ограничивались уровнем входного оптического потока, поскольку насыщение усиления автоматически учтено в рамках принятой нами модели.

3. Сравнение результатов аналитического решения с результатами численного расчета и эксперимента

Эксперимент в настоящей работе выполнен на установке, аналогичной описанной ранее в работе [2]. Установка включала одночастотный диодный лазер с внешним резонатором, который служил источником входного излучения усилителя-модулятора (рис.1), представляющего собой лазерный диод на основе AlGaAs-гетероструктуры с квантоворазмерной активной областью (изготовлен ООО «Суперлюминесцентные диоды») и подобен описанным в работе [23]). Продольная ось активной области усилителя была наклонена к его выходным граням под углом $\sim 7^\circ$. Для дополнительного подавления обратного отражения излучения от выходных граней они имели просветляющее покрытие. Модуляция тока накачки усилителя в рамках настоящей работы осуществлялась на одной частоте (1.245 ГГц) при различных амплитудах модуляции. Для регистрации оптических спектров входного и выходного излучения усилителя использовался монохроматор МДР-41 и сканирующий конфокальный интерферометр. Сигнал с выхода интерферометра, длина которого (~ 10 мм) модулировалась путем подачи пилообразного напря-

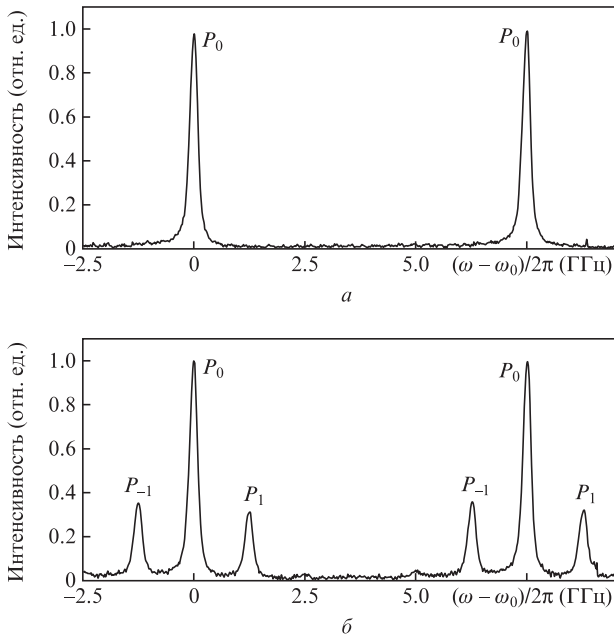


Рис.3. Результаты измерения сигнала с выхода сканирующего конфокального интерферометра при постоянной $\gamma = 0$ (а) и модулированной $\gamma = 0.2$ (б) накачке. Постоянная составляющая тока накачки $J_s = 130$ мА. Над пиками приведены обозначения спектральных компонент, которым они соответствуют. Представлены два порядка пропускания использованного интерферометра с шириной области свободной дисперсии $\Delta\omega/2\pi = 7.5$ ГГц.

жения на пьезокерамический держатель одного из его зеркал, регистрировался фотодиодом и оцифровывался с помощью цифрового осциллографа, после чего сохранялся в памяти компьютера в виде массива данных. На рис.3 представлены результаты измерений спектра при наличии и отсутствии модуляции тока накачки усилителя-модулятора. Приведенные данные подвергались численной обработке, позволяющей определить значения $P_{\pm 1}/P_0$ с абсолютной погрешностью 0.01. Поскольку, согласно (30), $P_{+1} = P_{-1}$, а в эксперименте из-за систематической погрешности они несколько различались, то для сравнения с расчетом использовалась величина $P_1/P_0 = (P_{+1} + P_{-1})/(2P_0)$.

На рис.4 представлены данные эксперимента, демонстрирующие зависимость выходной интенсивности оптического пучка от тока накачки в отсутствие модуляции, и результаты численного расчета в соответствии с уравнением (16). Можно видеть, что совпадение расчета и эксперимента достаточно хорошее. Параметры, которые были использованы в расчете, соответствуют нашим данным об экспериментальном образце:

- Групповой показатель преломления n_{gr} 3.9
- Фактор оптического ограничения Γ 0.04
- Толщина активной области d_a (нм) 14
- Ширина активной области W (мкм) 4.5
- Длина диода l (мкм) 1800
- Длина волны входного излучения λ (мкм) 0.85
- Нерезонансное поглощение в гетероструктуре α (см⁻¹) 12
- Сечение стимулированной рекомбинации σ (см²) 0.47×10^{-15}
- Концентрация прозрачности N_{tr} (см⁻³) 2.9×10^{18}
- Время жизни носителей для межзонной рекомбинации τ (нс) 1.0
- Коэффициент амплитудно-фазовой связи R 5.5

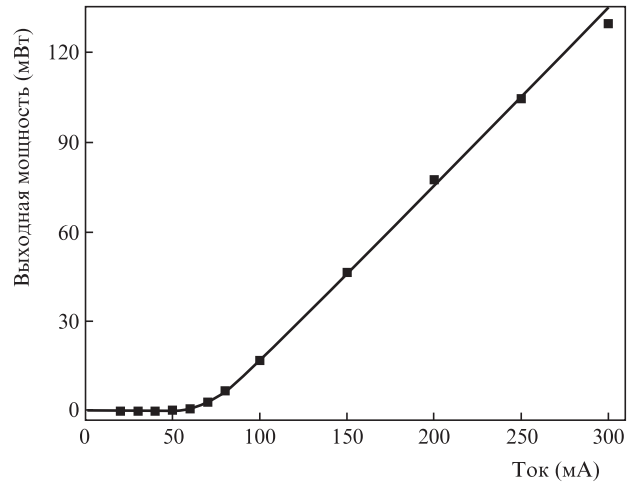


Рис.4. Зависимость мощности выходного излучения усилителя-модулятора P от тока накачки при постоянном одночастотном входном сигнале мощностью 2 мВт и отсутствии модуляции тока накачки.

- Мощность излучения на входе усилителя P_{in} (мВт) . . . 2.0
- Частота модуляции тока накачки $\Omega/2\pi$ (ГГц) 1.245
- Эффективная толщина d (мкм) 0.35
- Интенсивность насыщения I_s (Вт/см²) 5×10^5

Эти данные также использовались для расчета динамических характеристик усилителя-модулятора при сравнении с экспериментом.

Аналитические выражения (30) для интенсивностей оптических волн на боковых оптических частотах $\omega_0 - \Omega$ и $\omega_0 + \Omega$ позволяют выполнить сравнение экспериментальных динамических характеристик с расчетными. На рис.5 показаны зависимости P_1/P_0 от абсолютной глубины модуляции тока накачки при неизменной средней составляющей и от средней составляющей тока накачки при неизменной абсолютной глубине модуляции, рассчитанные в соответствии с соотношением (30). Сравнение представленных данных показывает, что они хорошо согласуются.

В соответствии с результатами работы [1] ключевым параметром, который определяет быстродействие модулятора, является величина сечения вынужденного перехода σ , поэтому для выяснения верхней границы быстродействия выполнен расчет с наиболее высоким значением σ (3.0×10^{-15} см²), достижимым на практике. На рис.6 приведены результаты расчета амплитуды модуляции интенсивности и изменения фазы поля выходного излучения от тока накачки и частоты модуляции аналитическим методом, согласно соотношениям (29), и численным методом, описанным в работе [1]. Значения параметров, использованных в расчете, приведены ниже:

- Групповой показатель преломления n_{gr} 3.9
- Фактор оптического ограничения Γ 0.0132
- Толщина активной области d_a (нм) 8
- Ширина активной области W (мкм) 3
- Длина диода l (мкм) 500
- Длина волны входного излучения λ (мкм) 0.85
- Нерезонансное поглощение в гетероструктуре α (см⁻¹) 20
- Сечение стимулированной рекомбинации σ (см²) 3.0×10^{-15}

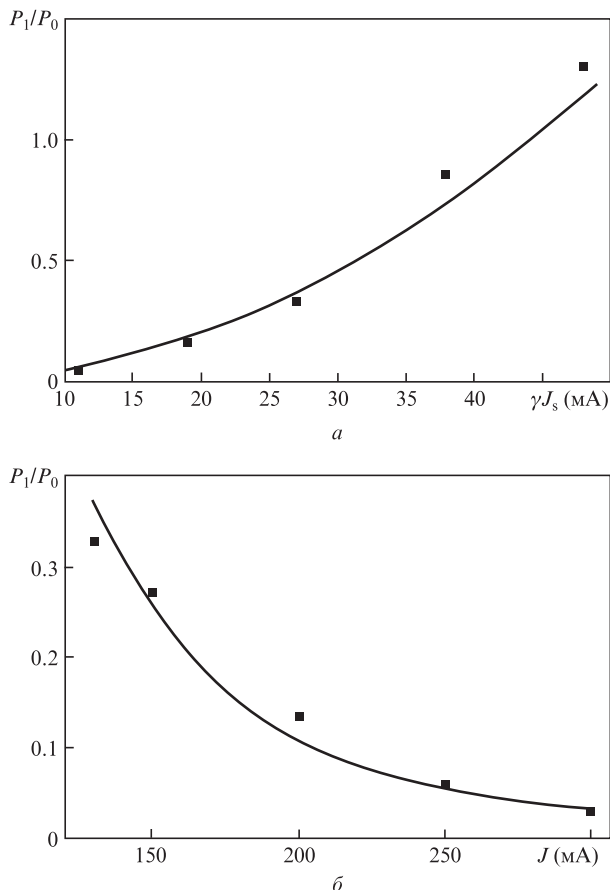


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости относительной глубины амплитудно-фазовой модуляции выходного излучения усилителя-модулятора P_1/P_0 от абсолютной глубины модуляции тока накачки γJ_s (а) при постоянной составляющей тока $J = 130$ мА и от J (б) при $\gamma J_s = 27$ мА. Частота модуляции $\Omega/2\pi = 1.245$ ГГц.

- Концентрация прозрачности N_{tr} (см⁻³) 1.0×10^{18}
- Время жизни носителей для межзонной рекомбинации τ (нс) 1.0
- Коэффициент амплитудно-фазовой связи R 3.0
- Мощность излучения на входе усилителя P_{in} (мВт) . . . 1.0
- Постоянная составляющая тока накачки J_s (мА) 200
- Эффективная толщина d (мкм) 0.61
- Интенсивность насыщения I_s (Вт/см²) 0.78×10^5

Из рис.6 видно, что, во-первых, при относительной глубине модуляции выходной интенсивности $\delta P/\bar{P} < 0.5$ имеет место хорошее согласие между результатами, полученными аналитически и численно. Во-вторых, найденные зависимости являются дополнительным подтверждением возможности реализации, при соответствующем выборе активной области и гетероструктуры (значение σ), полосы модуляции до ~ 20 ГГц.

4. Заключение

В настоящей работе впервые, насколько нам известно, получены аналитические выражения для амплитуды квазимонохроматической волны, распространяющейся в полупроводниковом усилителе в условиях гармонической модуляции его тока накачки, при учете эффекта насыщения усиления оптическим излучением. Общий вид полу-

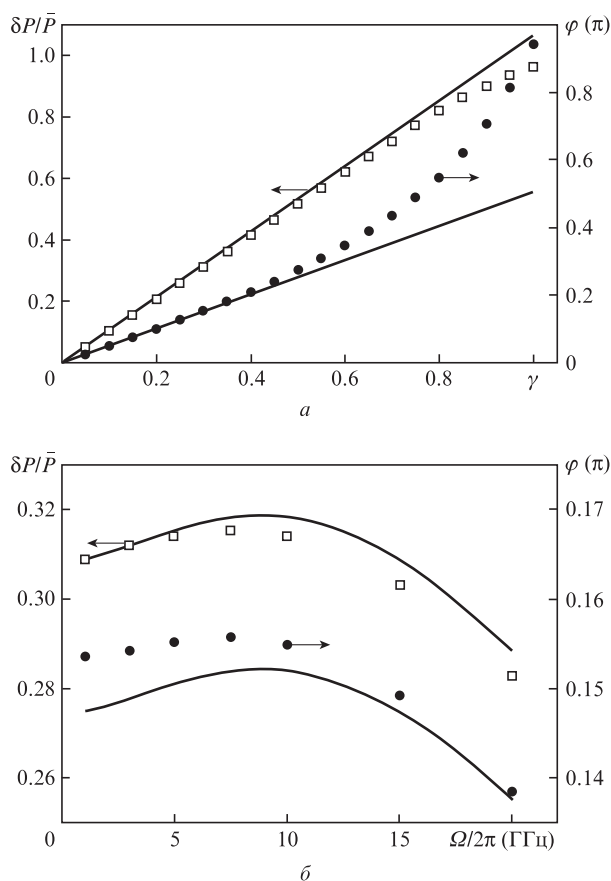


Рис.6. Вычисленные аналитически (кривые) и путем прямого численного счета (точки) зависимости относительной глубины амплитудной модуляции $\delta P/\bar{P}$ и изменения фазы φ волны выходного излучения усилителя-модулятора от относительной глубины модуляции тока накачки γ (а) при частоте модуляции тока $\Omega/2\pi = 10$ ГГц и от $\Omega/2\pi$ (б) при $\gamma = 0.3$. Постоянная составляющая тока накачки $J = 200$ мА, стационарное значение выходной мощности $\bar{P} = 178$ мВт.

ченных решений в виде (22) позволяет их использовать не только в условиях, характерных для усилителя-модулятора, но также и для рассмотрения усилителя мощности квазимонохроматического входного сигнала в отсутствие какой-либо модуляции тока накачки. Согласие между результатами, полученными аналитически и численно, и их экспериментальное подтверждение являются дополнительным свидетельством в пользу возможности модуляции излучения в усилителе до частот ~ 20 ГГц, как это уже отмечалось в работе [1].

Две методики нахождения динамических характеристик усилителя-модулятора, аналитическая и численная, находятся в согласии и, наряду с общей областью применения, имеют различающиеся условия применимости. Таким образом, они могут дополнять друг друга. Действительно, аналитическая модель ограничена использованием не слишком больших значений глубины модуляции γ . Причем верхняя граница для γ , при которых еще адекватно аналитическое решение, зависит от параметра $\Omega\tau$. Чем он выше, тем для больших γ модель продолжает оставаться справедливой. Неким критерием применимости может быть условие на величину $(\gamma a(l))^2$, фигурирующую в (30): $(\gamma a(l))^2 < 1/2$. С другой стороны, при численном счете удобным представляется проверка алгоритма расчетов независимыми аналитическими вычислениями с их наглядной физической интерпретацией. Например,

из аналитических выражений для амплитуды поля (26) и изменения фазы $\Delta\varphi$ (27) и из иллюстрации суммарной комплексной амплитуды на рис.2 можно видеть, что именно из-за отличия коэффициента R от нуля появляется фазовая модуляция при амплитудной модуляции. Причем эта связь модуляции фазы и амплитуды достаточно «жесткая», поскольку она не зависит от условий насыщения усиления в усилителе и сохраняется при распространении оптического пучка по всей длине усилителя.

Авторы благодарны В.Л.Величанскому и С.Д.Якубовичу за предоставление образцов диодных усилителей.

Работа выполнена в рамках темы №01201156501 «Исследование свойств оптоэлектронных материалов и структур и возможностей их использования в лазерной технике, информатике и медицине» при поддержке РФФИ (грант №12-02-31345-мол_а) и УНК ФИАН.

1. Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков Н.В. *Квантовая электроника*, **40**, 782 (2010).
2. Анненков Д.М., Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т., Рахвальский М.П., Федоров Ю.Ф., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **11**, 231 (1984).
3. Kwok C.H., Pentyl R.V., White L.H., Hasler K.-H., Sumpf B., Erbert G. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **21**, 301 (2009).
4. Michel N., Ruiz M., Calligaro M., Robert Y., Lecomte M., Parillaud O., Krukowski M., Esquivias I., Odriozola H., Tijero J.M.G., Kwok C.H., Pentyl R.V., White I.H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7616**, 76161F1 (2010).
5. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Чельный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
6. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 1058 (2006).
7. Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **14**, 2190 (1987).
8. Богатов А.П. *Труды ФИАН*, **166**, 68 (1986).
9. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 510 (1975).
10. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10**, 1851 (1983).
11. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobildzhanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1064 (1987).
12. Agrawal G.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 147 (1988).
13. Mork J., Tromborg B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 123 (1988).
14. Provost J.G., Frey R. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 519 (1989).
15. Mecozzi A., D'Ottavi A., Hui R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1477 (1993).
16. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 941 (2003).
17. Mukai T., Saitoh T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 865 (1990).
18. Bogatov A.P., Rakhvalskii M.P. *Laser Phys.*, **2**, 533 (1992).
19. Shtauf M., Horowitz M., Nagar R., Eisenstein G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2188 (1994).
20. Runge P., Elshner R., Bunge C.-A., Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 629 (2009).
21. Sharfin W.F., Schlater J., Koteles E.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1709 (1994).
22. Antipov O.L., Belyaev S.I., Kuzhelev A.S., Chausov O.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2276 (1998).
23. Лобинцов А.А., Успенский М.Б., Шишкин В.А., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **40**, 305 (2010).