

# 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  $\alpha$  (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  $\Omega$  с относительной амплитудой  $\gamma$ :

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

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  $\omega_0$ , 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.

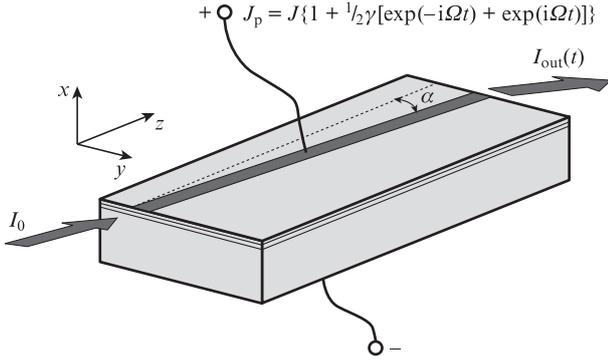


Рис.1. Схематическое изображение диодного усилителя.

теле за счет модуляции тока накачки на частоте  $\Omega$ . 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  $\Gamma$ , 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  $\varepsilon$  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;  $\varepsilon_0$  – действительная величина, представляющая эффективную диэлектрическую постоянную на пороге прозрачности (равенства усиления и потерь излучения);  $\alpha$  – 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  $\sigma$  – 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  $\tau$  – время жизни носителей;  $\hbar\omega$  – энергия кванта;  $e$  – заряд электрона;  $l$  – длина усилителя;  $\Gamma_W$  – 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  $\Omega$ , 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  $\delta N$ ,  $E_1$  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;  $J_{tr} = e N_{tr} d_a W l / (\tau \Gamma_W)$  – 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  $\Omega$ . 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  $\alpha$ ,

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

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

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

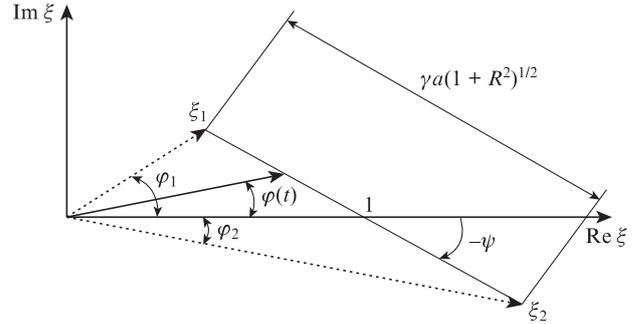


Рис.2. Диаграмма динамики нормированной медленной комплексной амплитуды поля  $\xi$  на выходе усилителя-модулятора. Конец «вектора»  $\xi$  перемещается с частотой  $\Omega/2\pi$  по отрезку  $\xi_1\xi_2$ , который делится осью абсцисс пополам;  $\tan\psi = R$ .

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  $\omega_0$  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 ( $\sim 10$  мм) модулировалась путем подачи пилообразного напря-

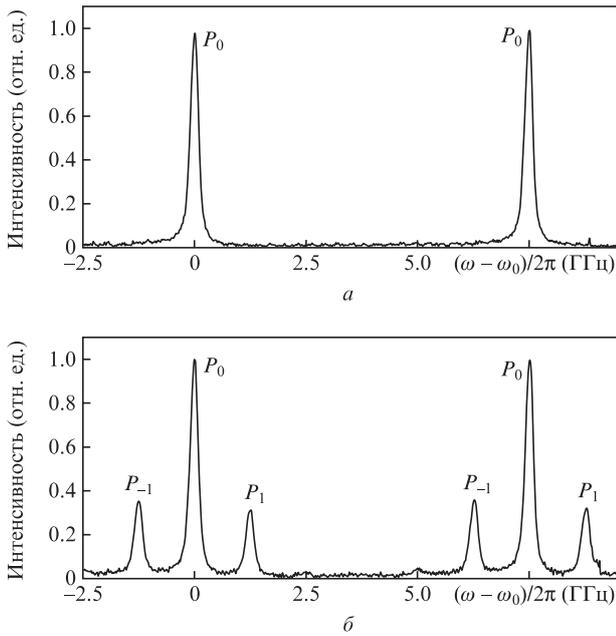


Рис.3. Результаты измерения сигнала с выхода сканирующего конфокального интерферометра при постоянной  $\gamma = 0$  (а) и модулированной  $\gamma = 0.2$  (б) накачке. Постоянная составляющая тока накачки  $J_s = 130$  мА. Над пиками приведены обозначения спектральных компонент, которым они соответствуют. 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  $\Gamma$  . . . . . 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  $\lambda$  (мкм) . . . . . 0.85
- Нерезонансное поглощение в гетероструктуре  $\alpha$  (см<sup>-1</sup>) . . . . . 12
- Сечение стимулированной рекомбинации  $\sigma$  (см<sup>2</sup>) . . . . .  $0.47 \times 10^{-15}$
- Концентрация прозрачности  $N_{tr}$  (см<sup>-3</sup>) . . . . .  $2.9 \times 10^{18}$
- Время жизни носителей для межзонной рекомбинации  $\tau$  (нс) . . . . . 1.0
- Коэффициент амплитудно-фазовой связи  $R$  . . . . . 5.5

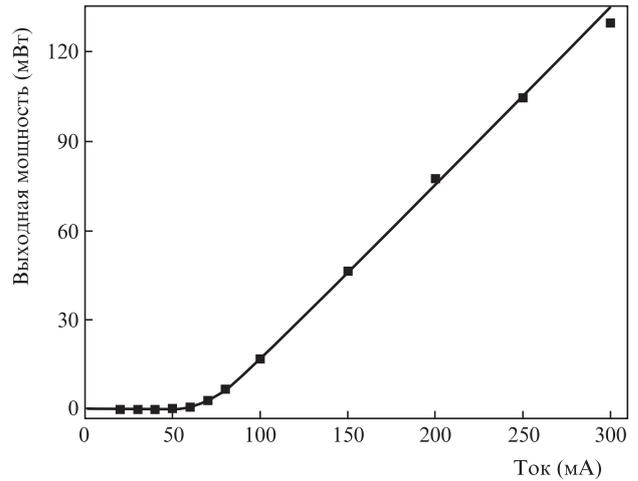


Рис.4. Зависимость мощности выходного излучения усилителя-модулятора  $P$  от тока накачки при постоянном одночастотном входном сигнале мощностью 2 мВт и отсутствии модуляции тока накачки.

- 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/см<sup>2</sup>) . . . . .  $5 \times 10^5$

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  $\sigma$ , поэтому для выяснения верхней границы быстродействия выполнен расчет с наиболее высоким значением  $\sigma$  ( $3.0 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>), 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  $\Gamma$  . . . . . 0.0132
- Толщина активной области  $d_a$  (нм) . . . . . 8
- Ширина активной области  $W$  (мкм) . . . . . 3
- Длина диода  $l$  (мкм) . . . . . 500
- Длина волны входного излучения  $\lambda$  (мкм) . . . . . 0.85
- Нерезонансное поглощение в гетероструктуре  $\alpha$  (см<sup>-1</sup>) . . . . . 20
- Сечение стимулированной рекомбинации  $\sigma$  (см<sup>2</sup>) . . . . .  $3.0 \times 10^{-15}$

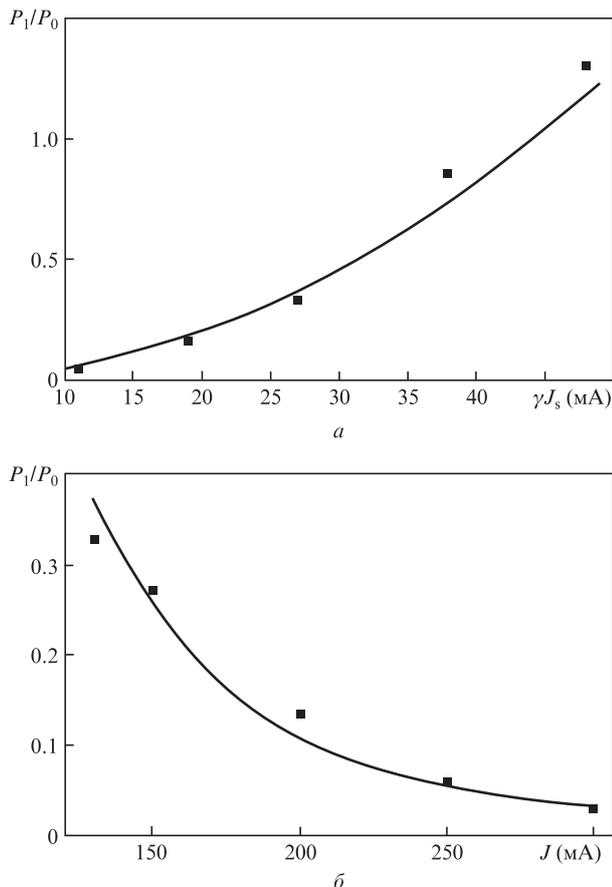


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости относительной глубины амплитудно-фазовой модуляции выходного излучения усилителя-модулятора  $P_1/P_0$  от абсолютной глубины модуляции тока накачки  $\gamma J_s$  (а) при постоянной составляющей тока  $J = 130$  мА и от  $J$  (б)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

Концентрация прозрачности $N_{tr}$ (см <sup>-3</sup> )	...	$1.0 \times 10^{18}$
Время жизни носителей для межзонной рекомбинации $\tau$ (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/см <sup>2</sup> )	...	$0.78 \times 10^5$

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  $\sigma$ ), полосы модуляции до  $\sim 20$  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-

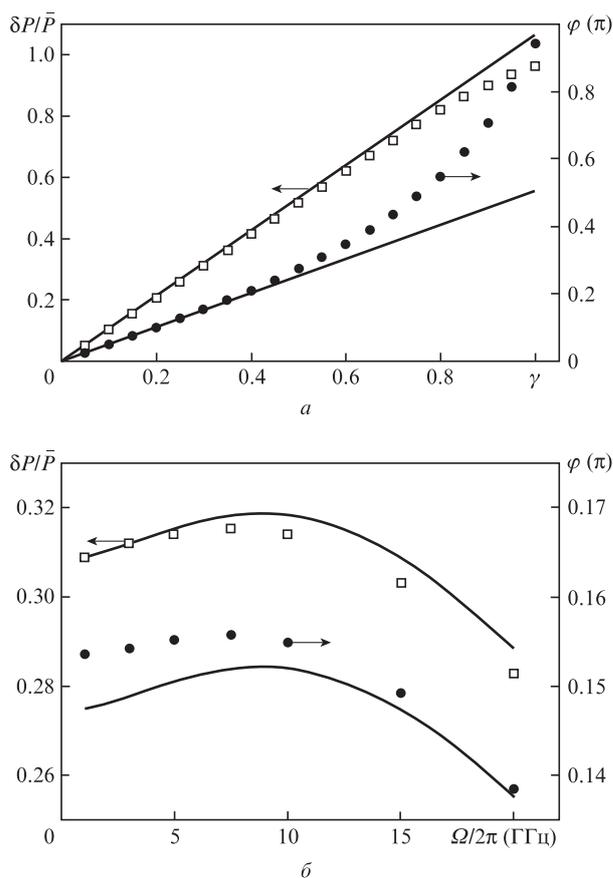


Рис.6. Вычисленные аналитически (кривые) и путем прямого численного счета (точки) зависимости относительной глубины амплитудной модуляции  $\delta P/\bar{P}$  и изменения фазы  $\varphi$  волны выходного излучения усилителя-модулятора от относительной глубины модуляции тока накачки  $\gamma$  (а) при 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  $\sim 20$  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  $\gamma$ . Причем верхняя граница для  $\gamma$ , при которых еще адекватно аналитическое решение, зависит от параметра  $\Omega\tau$ . Чем он выше, тем для больших  $\gamma$  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).