

# Быстродействие оптического усилителя-модулятора на основе диодного лазера

А.П.Богатов, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков

*С помощью численного моделирования показано, что основным параметром, определяющим быстродействие оптического усилителя-модулятора, является сечение стимулированного излучения (дифференциальное усиление) в активной области. Достижимое для современных гетероструктур с квантоворазмерными активными областями значение сечения  $\sim 3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup> может обеспечить быстродействие усилителя-модулятора, достаточное для передачи информации со скоростью  $\sim 20$  Гбит/с.*

**Ключевые слова:** мобильная оптическая связь, полупроводниковый оптический усилитель-модулятор, квантоворазмерные гетероструктуры.

## 1. Введение

Разработанные и созданные к настоящему времени волоконно-оптические каналы связи практически вытеснили СВЧ и радиоканалы связи в области высокоскоростной передачи информации. Однако это относится в основном к локальным (стационарным) типам связи. Что же касается мобильной связи, то в этой области устройства для высокоскоростной оптической связи находятся только в стадии разработок.

В частности, значительные усилия прилагаются для создания оптических каналов связи в космическом пространстве для передачи информации от спутников околоземной орбиты к геостационарным спутникам с последующей передачей информации на наземные станции. Потенциальные возможности и преимущества оптической связи по сравнению с СВЧ и радиосвязью для мобильной связи еще не реализованы в силу ряда ее специфических особенностей.

Первые попытки прямого переноса научно-технических решений (успешно зарекомендовавших себя в волоконно-оптических линиях связи) на мобильные каналы столкнулись с проблемами, отсутствовавшими ранее. Не все они преодолеваются техническим решением. Значительная часть этих проблем имеет физическую природу и, следовательно, требует дополнительных исследований.

Действительно, в волоконно-оптических линиях связи используются лазеры, работающие в спектральных диапазонах 1.3 и 1.5 мкм. При этом их выходная мощность составляет, как правило,  $\sim 10$  мВт. Выбор спектральных диапазонов связан с минимумами дисперсии и оптических потерь в волокне, а выходная мощность почти всегда ограничена его оптической нелинейностью. При распространении излучения в свободном пространстве эти требования отпадают, но зато возникают дру-

гие, обусловленные расходимостью излучения и невозможностью или трудностью использования ретрансляторов. Вышесказанное означает, что излучатель должен создавать потоки оптического излучения достаточно высокой мощности для пучков с расходимостью излучения, близкой к дифракционному пределу. Другими словами, угловая яркость такого источника должна быть максимально достижимой для данного типа лазеров.

В стационарном режиме генерации эта задача рассмотрена ранее для мощных лазеров в ряде работ (см., напр., [1–4] и приведенные там ссылки), в которых за счет специальной конструкции резонатора была достигнута мощность  $\sim 1$  Вт и выше при расходимости пучка, близкой к дифракционному пределу. Однако понятно, что это само по себе не является решением проблемы, поскольку для передачи информации необходим модулированный пучок. При этом частота модуляции должна составлять свыше нескольких гигабит в секунду, чтобы канал был достаточно информационно-емким для современного уровня связи.

На данный момент задача создания излучателя, который одновременно являлся бы источником высокояркого оптического излучения и был способен модулировать пучок этого излучения в гигагерцевом диапазоне, не решена. Дело в том, что прямая модуляция интенсивности пучка посредством модуляции тока накачки приводит к нестационарному режиму работы лазера, в котором, во-первых, нарушается поперечно-одномодовый режим генерации, так что расходимость излучения может в десятки раз превышать дифракционный предел, а во-вторых, спектр генерации содержит значительное число продольных мод и его ширина на порядки превышает частоту модуляции. Все это крайне нежелательные эффекты, поскольку увеличение расходимости пучка сокращает расстояние, на которое передается информация, а уширенный спектр снижает информационную емкость связи при спектральном уплотнении каналов (WDM-технологии).

Одним из перспективных вариантов оптического излучателя, способного решать проблемы скоростной оптической мобильной связи, представляется комбиниро-

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

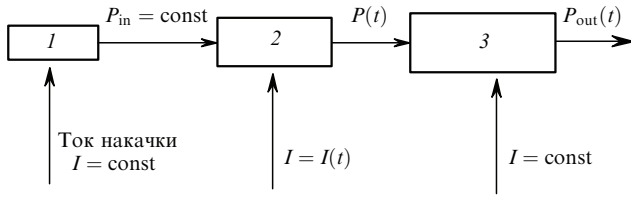


Рис. 1. Упрощенная схема излучателя:  
1 – задающий генератор; 2 – усилитель-модулятор; 3 – усилитель мощности.

ванный излучатель, схематически представленный на рис. 1. Он включает в себя задающий генератор несущей оптической частоты (например, маломощный одночастотный лазер, работающий в непрерывном режиме), излучение которого вводится в усилитель-модулятор, работающий в режиме модуляции тока накачки информационным сигналом, и далее усиливается в выходном оптическом усилителе мощности, работающем в режиме постоянной накачки. Выходной усилитель может обеспечивать достаточно высокий уровень мощности излучения, например в мультиваттном диапазоне. Все эти активные элементы схемы представляют собой лазерные диоды, изготовленные на основе квантоворазмерных гетероструктур, которые к настоящему времени обладают наиболее высокими излучательными характеристиками. Комбинированный излучатель может представлять собой как гибридный вариант с соединениями посредством оптического волокна, так и монокристаллической структуре, подобный рассмотренному в работах [5, 6].

Очевидно, что одной из ключевых характеристик этого излучателя будет быстродействие усилителя-модулятора. В ранних работах [7, 8] проведены экспериментальные и теоретические исследования диодного лазера на основе гетероструктуры с объемной активной областью, работающего в режиме усилителя-модулятора одночастотного сигнала. Получена спектрально согласованная модуляция, при которой ширина оптического спектра не превышает удвоенной частоты модуляции. Однако верхняя граница частоты модуляции составила всего 2 ГГц [7] и была ограничена аппаратными возможностями генератора модулирующего сигнала. Теоретический анализ усилителя-модулятора, изложенный в [8], выполнен в рамках квазистационарного подхода, который не позволяет получить адекватную оценку верхней границы частоты модуляции.

В связи со сказанным выше представлялось интересным провести анализ быстродействия диодного усилителя-модулятора с лазерными параметрами, характерными для современных гетероструктур с квантоворазмерной активной областью, с целью определения верхней границы его быстродействия и тех параметров, которые в большей степени ответственны за эту границу.

## 2. Физическая модель и основные уравнения

Анализ быстродействия усилителя-модулятора проведен путем численного моделирования. Заметим, что анализ аналитическими методами, например таким, который использовался в работе [9], вряд ли возможен в данном случае, поскольку в условиях глубокого насыщения усиления приближение «малого сигнала» не является вполне корректным.

Усилитель-модулятор представляет собой усилитель бегущей волны с нулевыми коэффициентами отражения на торцах. Поперечное распределение амплитуды распространяющейся волны считалось фиксированным и определяемым фактором оптического ограничения  $\Gamma$  в вертикальном направлении (перпендикулярно слоям гетероструктуры) и эффективной шириной  $W$  в плоскости слоев. Накачка усилителя осуществляется током  $I$ , изменяющимся во времени. Это может быть как гармоническое изменение по закону

$$I(t) = I_0 + I_1 \sin(\Omega t), \quad \Omega = 2\pi\nu, \quad (1)$$

так и импульсно-кодовая модуляция, при которой закон изменения тока можно представить в виде

$$I(t) = \sum_{m=0}^M \xi_m f(t - mt), \quad (2)$$

где  $\nu$  – частота модуляции;  $\xi_m$  – информационный сигнал (случайная функция, принимающая, например, одно из двух значений – 0 или 1 на  $m$ -м шаге, а  $M$  – полное число импульсов в одной реализации случайного процесса). Функция  $f(t)$  представляет собой форм-фактор одиночного импульса, соответствующего этому информационному сигналу. В наиболее простом случае ее можно представить, используя функцию Хэвисайда  $\theta(t)$ :

$$f(t) = \theta(T/2 - |t|), \quad (3)$$

где  $T$  – период следования сигнала (обратная скорость передачи информации).

В модели учитывается пространственно-неоднородное «выгорание» инверсии вдоль продольной оси усилителя  $z$ . На левую грань усилителя (рис. 1) при  $z = 0$  падает волна  $E_0 \exp(-i\omega_0 t)$ , мощность которой с учетом поперечных размеров пучка

$$P_{in} = \frac{Wd_a}{\Gamma} \frac{cn_{eff}}{8\pi} |E_0|^2, \quad (4)$$

где  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления гетероструктуры;  $d_a$  – толщина активной области.

Поле внутри усилителя представлялось в виде бегущей волны

$$\mathcal{E}(z, t) = E(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] \quad (5)$$

с медленно меняющейся комплексной амплитудой  $E(z, t)$  и  $k_0^2 = \omega_0^2 \varepsilon(\omega_0)/c^2$ , где  $\varepsilon(\omega_0)$  – спектральная компонента диэлектрической проницаемости на несущей частоте  $\omega_0$ . Медленность изменения  $E(z, t)$  означает, что ширина ее спектра  $\Omega_E$  удовлетворяет неравенству  $\Omega_E \ll \omega_0$ . Предполагается, что оператор диэлектрической проницаемости  $\hat{\varepsilon}$  вследствие изменения инверсии в активной области получает малую добавку

$$\Delta\varepsilon(t) = \delta\varepsilon(t)f_\varepsilon(\omega), \quad |\delta\varepsilon(t)| \ll \varepsilon(\omega_0), \quad (6)$$

где форм-фактор  $f_\varepsilon(\omega)$  описывает ее дисперсию.

При сделанных предположениях волновое уравнение

$$\Delta\mathcal{E}(z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 D(z, t)}{dt^2} = 0, \quad D(z, t) = \hat{\varepsilon} \mathcal{E}(z, t) \quad (7)$$

для распространяющейся в усилителе волны с учетом малости указанных выше параметров преобразуется в следующее уравнение для медленной меняющейся амплитуды:

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} + \frac{n^*}{c} \frac{\partial E(z, t)}{\partial t} = \frac{i\omega_0}{2cn} \delta\epsilon(t) E(z, t), \quad (8)$$

где  $n^*$  – групповой показатель преломления.

Выражения для реальной и мнимой частей добавки к диэлектрической проницаемости

$$\delta\epsilon(t) = \Gamma(\text{Re } \delta\epsilon_a + i\text{Im } \delta\epsilon_a), \quad (9)$$

где индекс «а» соответствует активной области, записывались в стандартном виде:

$$\text{Re } \delta\epsilon_a = \frac{\partial \text{Re } \epsilon_a}{\partial N} \delta N = 2n_a \frac{\partial n_a}{\partial N} \delta N = 2n_a \Delta n_a(N), \quad (10a)$$

$$\text{Im } \delta\epsilon_a = -\frac{cn_a}{\omega_0} g(N). \quad (10б)$$

Здесь  $n_a$ ,  $g(N)$  и  $N$  – показатель преломления, коэффициент усиления и концентрация инжектированных носителей в активной области соответственно. Таким образом, в нашей модели (согласно выражениям (8)–(10)) динамика амплитуды  $E(z, t)$  задается динамикой концентрации носителей  $N(t)$ . Последняя, в свою очередь, определяется динамикой изменения тока и скоростью рекомбинации носителей с учетом процессов стимулированной рекомбинации.

В расчетах зависимость коэффициента усиления от концентрации предполагалась линейной:

$$g(N) = \sigma(N - N_{tr}), \quad (11)$$

где  $N_{tr}$  – концентрация прозрачности;  $\sigma$  – сечение стимулированного излучения (дифференциальное усиление  $\partial g/\partial N$ ). Производная  $\partial n_a/\partial N$  определялась как величина, пропорциональная  $\sigma$ , с учетом коэффициента амплитудно-фазовой связи  $R$ . Используя представление комплексной величины  $E(z, t)$  в виде

$$E(z, t) = E_r(z, t) \exp[i\varphi(z, t)], \quad (12)$$

получаем окончательную систему уравнений, описывающих распространение волны в усилителе:

$$\frac{\partial E_r(z, t)}{\partial z} + \frac{n^*}{c} \frac{\partial E_r(z, t)}{\partial t} = \Gamma \frac{g(N)}{2} E_r(z, t), \quad (13a)$$

$$\frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z} + \frac{n^*}{c} \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t} = \Gamma k_0 \Delta n_a(N) \varphi(z, t). \quad (13б)$$

Эта система решалась совместно с уравнением непрерывности для носителей в активной области

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{I(t)}{WLd_a e} - \frac{N(z, t)}{\tau} - \frac{cn_a}{8\pi} \frac{g(N)}{\hbar\omega} E_r^2(z, t), \quad (14)$$

где  $L$  – длина усилителя;  $\tau$  – время жизни инжектированных носителей относительно спонтанной рекомбинации;  $e$  – заряд электрона. При расчетах использовались следующие начальные и граничные условия:

$$N(z, 0) = N_{tr}, \quad E_r(z, 0) = E_0, \quad \varphi(z, 0) = 0, \quad (15a)$$

$$E_r(0, t) = E_0, \quad \varphi(0, t) = 0. \quad (15б)$$

Расчеты проводились численно с шагом по времени 1 пс и шагом по пространству 0.25 мкм. Результатом расчетов являлись временные зависимости мощности  $P$  и фазы  $\varphi$  поля на выходе усилителя. При модуляции тока  $I(t)$  по гармоническому закону эти зависимости имели вид

$$P(t) = P_0 + P_1 \sin(\Omega t - \psi), \quad (16)$$

$$\varphi(t) = \varphi_0 + \varphi_1 \sin(\Omega t - \psi), \quad (17)$$

где  $\psi$  – сдвиг фазы мощности излучения и фазы поля относительно тока накачки. Для импульсно-кодовой модуляции расчет выходной мощности и фазы выполнялся для одиночного импульса и для случайной последовательности  $M$  импульсов ( $M$  – длина «слова»). В наших расчетах мы использовали  $M \leq 60$ .

### 3. Результаты моделирования и обсуждение

Значения лазерных параметров, использованные в расчетах, приведены в табл.1. Они являются типичными для современных лазерных диодов, работающих в спектральном диапазоне 0.8–1.06 мкм и изготовленных на основе гетероструктур с квантоворазмерной активной областью. Параметры, значения которых варьировались и отличались от базовых, приведены на рис.2–9.

На рис.2–6 представлены результаты, соответствующие накачке усилителя током, изменяющимся по гармоническому закону (1), с амплитудой  $I_1 = I_0 = I$ , указанной на рисунках. Они наиболее наглядно демонстрируют динамические характеристики усилителя. На рис.2 и 3 показаны зависимости постоянной составляющей мощности  $P_0$  и амплитуды ее переменной составляющей  $P_1$ , а также амплитуды  $\varphi_1$  фазовой модуляции от частоты

Табл.1. Значения базовых лазерных параметров, использованные в расчетах.

Обозначение	Параметр	Значение
$n_a$	Показатель преломления активной области	3.6
$n_{\text{eff}}$	Эффективный показатель преломления гетероструктуры	3.45
$n^*$	Групповой показатель преломления	3.9
$\tau$	Время жизни носителей относительно спонтанной рекомбинации	1 нс
$\Gamma$	Коэффициент оптического ограничения гетероструктуры	0.0132
$d_a$	Толщина активной области	8 нм
$W$	Ширина активной области	3 мкм
$R$	Коэффициент амплитудно-фазовой связи	3
$\lambda$	Длина волны генерации	0.81 мкм
$\alpha$	Коэффициент нерезонансного поглощения в гетероструктуре	20 см <sup>-1</sup>
$\sigma$	Сечение стимулированного излучения	3 × 10 <sup>-15</sup> см <sup>2</sup>
$L$	Длина усилителя	100 мкм

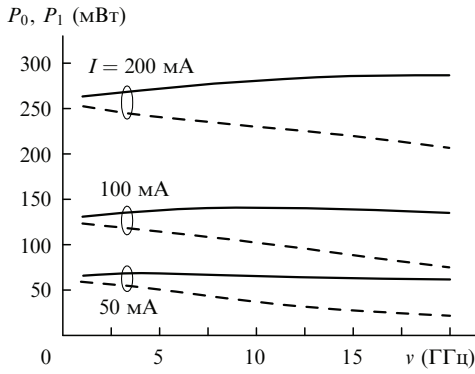


Рис.2. Зависимости постоянной составляющей мощности  $P_0$  (сплошные кривые) и амплитуды модуляции мощности  $P_1$  (штриховые кривые) на выходе усилителя от частоты модулирующего тока  $\nu$  при разных токах накачки  $I$  и мощности входного оптического излучения  $P_{in} = 1$  мВт.

модулирующего тока. Видно, что  $P_0$  практически не зависит от частоты модуляции в диапазоне 3–20 ГГц. Это качественно понятно, поскольку для указанного диапазона частот  $\Omega\tau \gg 1$ . Поэтому инверсия не «успевает» уменьшиться до порога прозрачности. Выходная мощность модулированной компоненты заметно снижается с увеличением частоты (в 2–3 раза) для небольшого тока (50 мА) и слабо уменьшается (не более чем на 25 %) для тока свыше 100 мА в частотном диапазоне 0–15 ГГц. Это означает, что диапазон модуляции, определенный по уровню 3 дБ, заведомо превышает 15 ГГц. Заметим, что зависимости ширины полосы модуляции и мощности модулированного сигнала от величины входного сигнала достаточно слабые. Изменение мощности входного сигнала в 10 раз (от 1 до 10 мВт) практически не меняет характеристики выходного излучения. Усилитель-модулятор не чувствителен к величине входного сигнала в этом диапазоне, что является весьма благоприятным обстоятельством с практической точки зрения. Расчеты также показали, что зависимость амплитуды модулированного сигнала при фиксированной частоте от тока модуляции  $I$  близка к линейной. Это полностью совпадает с данными, полученными ранее [8] в рамках упрощенной квазистатической модели.

Спецификой полупроводниковых лазеров и усилителей является наличие в них амплитудно-фазовой связи.

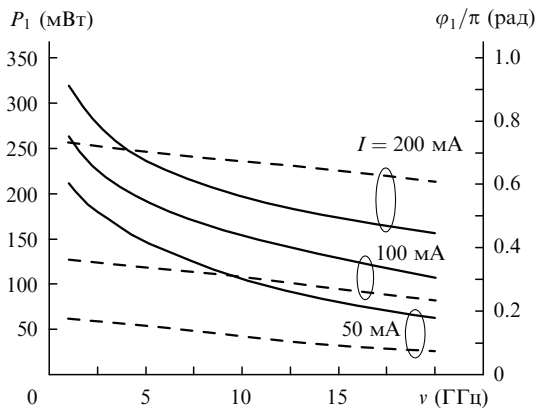


Рис.3. Зависимости амплитуды модуляции мощности  $P_1$  (штриховые кривые) и фазы  $\varphi_1$  оптического сигнала (сплошные кривые) от частоты модуляции  $\nu$  при разных токах накачки  $I$  и мощности  $P_{in} = 10$  мВт.

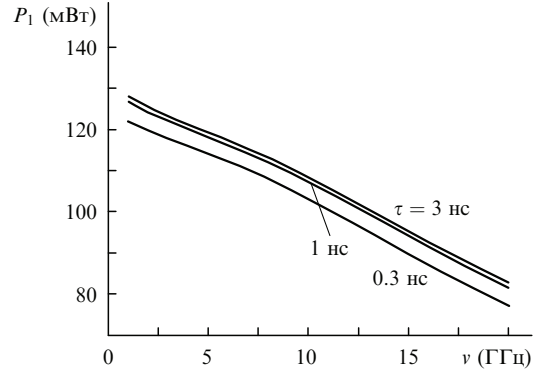


Рис.4. Зависимости амплитуды модуляции мощности  $P_1$  оптического сигнала от частоты  $\nu$  при разных временах жизни носителей  $\tau$  и мощности  $P_{in} = 10$  мВт.

Она проявляется в том, что при изменении уровня инверсии, т. е. усиления, одновременно и практически пропорционально изменяется показатель преломления активной среды. Это отражено в уравнениях (9), (10) и в результатах расчета, представленных на рис.3. Видно, что ширина полосы фазовой модуляции близка к ширине полосы амплитудной модуляции.

Динамические свойства усилителя-модулятора для различных времен жизни носителей  $\tau$  иллюстрирует рис.4. Видно, что глубина амплитудной модуляции практически не зависит от  $\tau$ . Время спонтанной рекомбинации  $\tau$  изменяется на порядок, в то время как амплитуда модуляции – не более чем на 7%. Это свидетельствует о том, что условие  $\Omega\tau \gg 1$  в данном случае практически не работает. Частотная характеристика определяется другим характерным временем, а именно временем стимулированной рекомбинации, которое обратно пропорционально сечению стимулированного излучения  $\sigma$ .

Действительно, расчеты показали, что наиболее сильно динамические свойства усилителя зависят от сечения  $\sigma$ . Это видно из данных, представленных на рис.5.

Важным для практики обстоятельством является выбор длины  $L$  усилительного диода. Условия удобного согласования электрического выхода интегральной схемы с цепью токового питания усилителя определяют в качестве инвариантной величины полный ток через усилитель. В этом случае выбор оптимальной длины усилителя не очевиден. Действительно, при изменении длины действуют два противоположных эффекта. Например, увеличение длины усилителя ведет к увеличению полно-

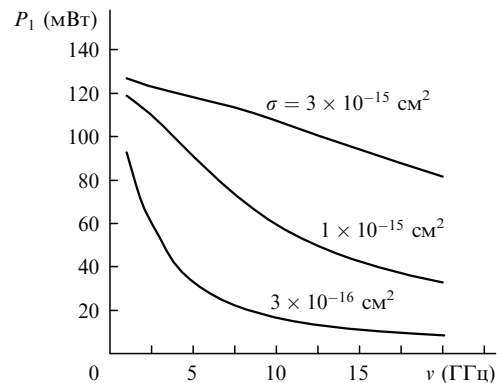


Рис.5. Зависимости амплитуды модуляции мощности  $P_1$  оптического сигнала от частоты  $\nu$  при разных сечениях стимулированного излучения  $\sigma$  и мощности  $P_{in} = 10$  мВт.

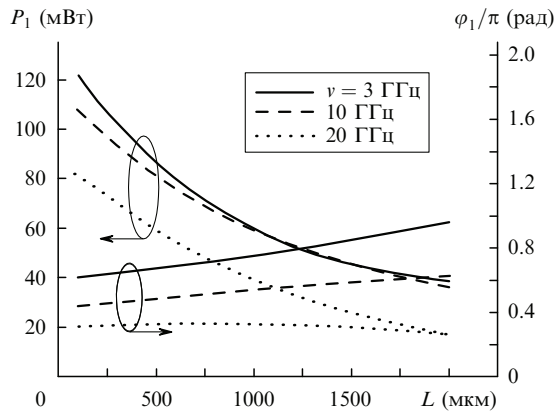


Рис.6. Зависимости амплитуды модуляции мощности  $P_1$  и фазы  $\varphi_1$  оптического сигнала от длины усилителя-модулятора при разных частотах  $\nu$  и мощности  $P_{in} = 10$  мВт.

го за проход оптического усиления за счет увеличения оптической длины. С другой стороны, одновременно уменьшается плотность тока накачки (при сохранении полного тока через усилитель), а значит и локальное значение усиления. Поэтому заранее не совсем ясно, в какой мере один эффект компенсирует другой в условиях неоднородного по длине резонатора насыщения усиления.

В рамках нашей модели ответом на этот вопрос могут быть данные, приведенные на рис.6. Они свидетельствуют о том, что для амплитудной составляющей модуляции доминирующим эффектом является эффект, обусловленный увеличением плотности тока накачки. Для фазовой же компоненты модуляции преобладает интегральный эффект набега фазы по длине диода. Из анализа данных рис.6 можно сделать вывод о том, что наиболее выгодные условия для амплитудной модуляции реализуются при минимальной длине усилителя. В свою очередь, это означает, что выбор оптимальной длины будет связан с компромиссом между техническими трудностями изготовления диода с малыми размерами и возможным выигрышем от увеличения эффективности модуляции.

Данные, полученные в условиях гармонической модуляции, дают скорее качественную характеристику скорости передачи информации, поскольку гармоническая модуляция сама по себе не переносит никакой информации. Более полную картину можно получить, если в качестве модулирующего тока использовать импульсно-кодированную модуляцию, представляющую собой квазислучайный процесс.

На рис.7 представлены функции отклика для мощности и сдвига фазы выходного излучения усилителя-модулятора при подаче на него прямоугольного импульса тока длительностью 50 пс. Такая длительность импульса может обеспечивать скорость передачи информации  $\sim 20$  Гбит/с.

Данные расчета соответствуют трем значениям амплитуды тока. Видно, что ее увеличение вызывает не только увеличение выходной мощности оптического импульса, но и изменение его формы. Это изменение в основном сводится к тому, что длительность как переднего, так и заднего фронта уменьшается. Физическая причина такого поведения – уменьшение эффективного времени стимулированной рекомбинации носителей в активной области усилителя. Таким образом, увеличение амплитуды тока накачки усилителя сопровождается не только уве-

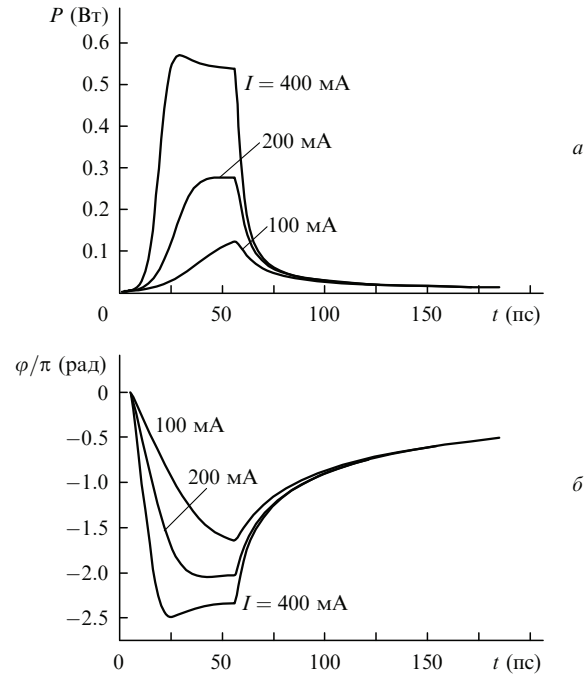


Рис.7. Функции отклика для мощности (а) и сдвига фазы (б) выходного излучения усилителя-модулятора на прямоугольный импульс тока длительностью 50 пс при разных его амплитудах  $I$ ,  $L = 100$  мкм и  $\sigma = 3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

личением выходной мощности импульса излучения, но и повышением быстродействия усилителя. Это находится в соответствии с данными, полученными для гармонического закона изменения тока, описанными выше (см. рис.2, 3).

Быстродействие усилителя-модулятора при постоянной амплитуде импульса тока, но при различных его длительностях, наглядно иллюстрирует рис.8. Видно, что при

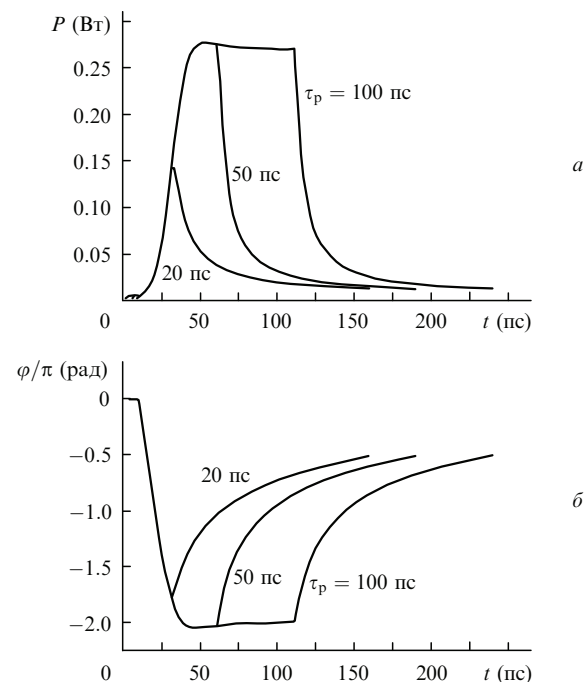


Рис.8. Функции отклика для мощности (а) и сдвига фазы (б) выходного излучения усилителя-модулятора на прямоугольный импульс тока с амплитудой 200 мА при разных его длительностях  $\tau_p$ ,  $L = 100$  мкм и  $\sigma = 3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

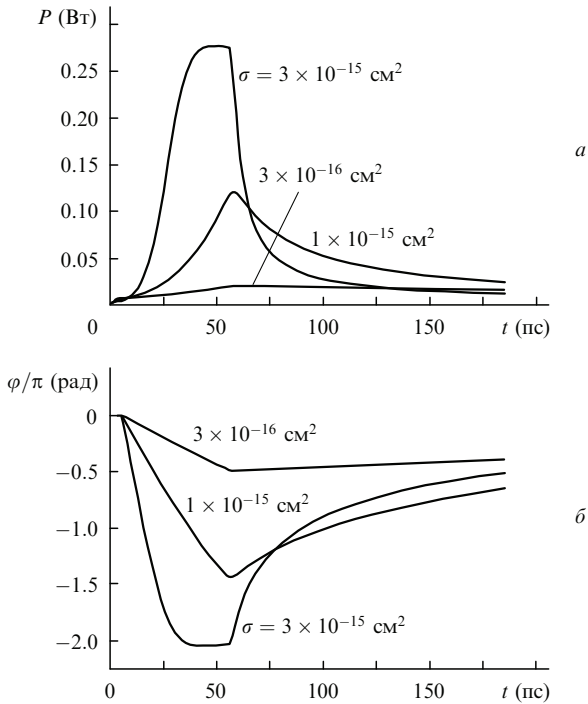


Рис.9. Функции отклика для мощности (а) и сдвига фазы (б) выходного излучения усилителя-модулятора на прямоугольный импульс тока с амплитудой 200 мА и длительностью 50 пс при разных сечениях стимулированного излучения  $\sigma$  и  $L = 100$  мкм.

параметрах усилителя, используемых в расчете, уменьшение длительности импульса менее 50 пс вряд ли целесообразно, т. е. предельная скорость передачи информации ограничена значением 20 Гбит/с. Возможность увеличения быстродействия за счет увеличения амплитуды импульсов тока (о чем говорилось выше) весьма ограничена, что связано как с электронными схемами питания усилителя, так и с электрическими параметрами самого лазерного диода. Всегда существуют ограничения на скорость нарастания тока в цепи питания, обусловленные, например, наличием паразитных индуктивностей.

В связи с этим наибольший интерес представляют возможности увеличения быстродействия за счет внутренних лазерных параметров усилителя. Расчеты показали, что одним из таких параметров, существенно влияющим на быстродействие, является сечение стимулированного излучения  $\sigma$ . Данные рис.9 наглядно демонстрируют зависимость быстродействия усилителя-модулятора от сечения  $\sigma$ . Они также находятся в согласии с результатами, полученными при гармонической модуляции тока накачки усилителя (рис.5).

Одной из главных характеристик, определяющих скорость передачи информации, является BER (bit error rate) – скорость генерации ошибки. В наиболее наглядном виде ее иллюстрирует так называемая глаз-диаграмма (eye diagram), которая в нашем случае показывает, как выглядит на выходе усилителя сигнал при модуляции тока накачки большим числом случайных последовательностей импульсов с амплитудами 0 и 1 («слов» информации) во временном окне, равноотстоящем от начала каждого «слова». На рис.10 приведены результаты моделирования трех таких диаграмм для выходного сигнала (выходной мощности) усилителя-модулятора при накачке током, задаваемым уравнениями (2), (3). Из этого примера видно, что для сечения  $\sigma = 3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,

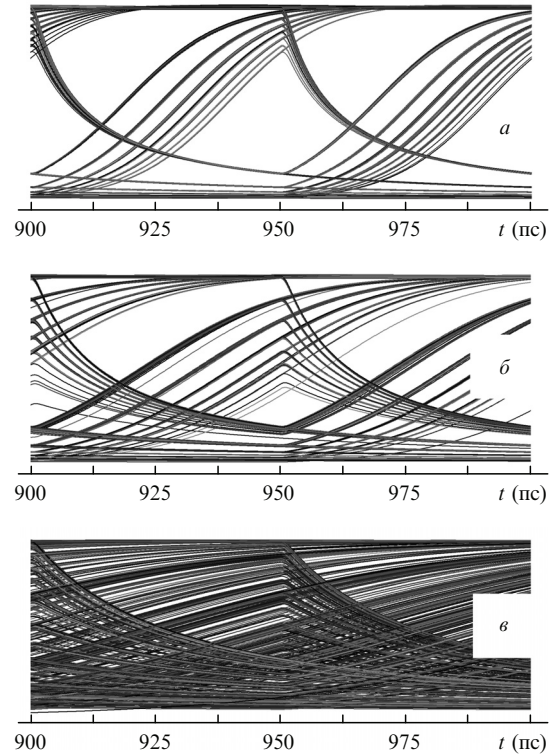


Рис.10. Глаз-диаграммы усилителя-модулятора при модуляции случайными последовательностями импульсов тока с амплитудой 100 мА и длительностью 50 пс (длина одной последовательности 20 бит, число случайных выборок  $10^3$ ). Сечение стимулированного излучения  $\sigma = 3 \times 10^{-15}$  (а),  $2 \times 10^{-15}$  (б) и  $1 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup> (в). Показаны последние два бита.

характерного для квантоворазмерной активной области, возможен режим, при котором усилитель-модулятор не вносит дополнительных ошибок в связь при скорости передачи информации до 20 Гбит/с. В то же время, если сечение  $\sigma$  меньше этой величины, то предельная скорость передачи информации будет существенно меньше, и ее величина будет определяться значением  $\sigma$ .

Аналогичные глаз-диаграммы могут быть построены и для фазового детектирования, однако здесь они не приведены, поскольку их конкретный вид зависит от способа фазового детектирования. Тем не менее из рис.7 следует, что быстродействие усилителя при амплитудной и фазовой модуляции примерно одинаково.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе получены следующие результаты:

- Путем численного моделирования показано, что для типичных параметров полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерной активной областью и сечением стимулированного излучения  $\sim 3 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, предназначенных для работы в спектральном диапазоне 0.8 – 1.06 мкм, возможно создание усилителей-модуляторов оптического излучения с шириной полосы модуляции до 15 ГГц по уровню 3 дБ, позволяющих осуществлять передачу информации со скоростями до 20 Гбит/с.
- Показано, что лазерный усилитель-модулятор производит смешанный тип амплитудно-фазовой модуляции. При изменении рабочего режима усилителя (ампли-

туды тока, частоты модуляции и т. д.) уровни амплитудной и фазовой модуляции изменяются синхронным образом.

– Установлено, что основным внутренним параметром, ответственным за быстродействие и верхний предел ширины полосы модуляции, является сечение стимулированного излучения.

На основании этих результатов можно заключить, что предложенная схема получения модулированного пучка излучения диодного лазера не уступает по быстродействию традиционному методу прямой модуляции тока диодного лазера. Однако по сравнению с ним она имеет ряд существенных преимуществ, в частности возможность реализации не только амплитудной, но и фазовой модуляции, а также WDM-систем с уплотнением, близким к теоретическому пределу.

1. Mikula M. *Topics Appl. Phys.*, **78**, 265 (2000).
2. Sumpf B., Hulsewede R., Erbert G., Dzionk C., Fricke J., Knauer A., Pittroff W., Ressel P., Sebastian J., Wenzel H., Tränkle G. *Electron. Lett.*, **38**, 183 (2002).
3. Paschke K., Bogatov A.P., Drakin A.E., Güther R., Strattonnikov A.A., Wenzel B.H., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 835 (2003).
4. Paschke K., Bogatov A.P., Bugge F., Drakin A.E., Fricke J., Güther R., Strattonnikov A.A., Wenzel B.H., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 1172 (2003).
5. Kwok C.H., Penty R.V., White I.H., Hasler K.-H., Sumpf B., Erbert G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **21**, 301 (2009).
6. Michel N., Ruiz M., Calligaro M., Robert Y., Lecomte M., Parilland O., Krakovski M., Esquivias I., Odriazola H., Tijero J.M.G., Kwok C.H., Penty R.V., White I.H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7616**, 7616F (2010).
7. 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).
8. Богатов А.П. *Труды ФИАН*, **166**, 68 (1986).
9. Olshansky R., Hill P., Lanzisera V., Powazinik W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 1410 (1987).