

Экспериментальное исследование диодного усилителя модулированного пучка на основе AlGaAs/GaAs, работающего в режиме глубокого насыщения усиления

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

Экспериментально исследовано изменение параметров модуляции оптического сигнала при его усилении в диодном усилителе мощности. Результаты эксперимента находятся в хорошем согласии с теорией, учитывающей нелинейное взаимодействие полей в активной среде лазера через биения инверсии. Показано, что доминантным типом модуляции выходного сигнала является фазовый тип, а глубина модуляции зависит от коэффициента амплитудно-фазовой связи активной среды усилителя и характера модуляции (фазовых соотношений между спектральными компонентами) выходного сигнала.

Ключевые слова: диодный оптический усилитель, амплитудно-фазовая модуляция.

1. Введение

Проведенные в работе [1] расчеты показали перспективность использования диодного усилителя в качестве выходного усилителя мощности модулированного оптического пучка для систем оптической связи в открытом пространстве. В расчетах, выполненных на основе развитой в [2] теории, использовался целый ряд внутренних параметров активной среды диодного лазера. Хотя эти параметры были использованы в большом числе работ, разброс их значений, связанный как с различием активных сред диодных лазеров, так и с технологическими особенностями их конструкций, может вносить дополнительную неопределенность в прогнозируемые результаты. В связи с этим экспериментальная проверка выводов работы [1] путем сравнения данных расчета и эксперимента представлялась целесообразной.

На настоящий момент экспериментальные данные по исследованию усиления модулированных в ГГц диапазоне оптических пучков в диодном усилителе, работающем в режиме глубокого насыщения, отсутствуют. Именно только такой режим и может обеспечить наиболее высокоэффективное преобразование электрической мощности в мощность оптического пучка.

В связи с этим целью настоящей работы было экспериментальное исследование усиления квазимонохроматического оптического излучения в диодном усилителе при условии насыщения усиления входным излучением. Особый интерес представляло получение данных о том, как изменяются параметры модуляции пучка при прохождении его через такой усилитель.

2. Экспериментальная установка

Упрощенная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Одночастотный диодный лазер с внешним резонатором (блок I) служил в качестве задающего генератора. Его излучение, спектр которого показан на первой вставке, поступало на вход диодного усилителя-модулятора (блок II). Ток накачки усилителя-модулятора, наряду с регулируемой постоянной составляющей, имел и регулирующую гармоническую составляющую на частотах $\Omega/2\pi$ в диапазоне 400–1150 МГц. В результате спектр оптического излучения на выходе усилителя-модулятора содержал несущую частоту задающего генератора ω_0 и две симметрично расположенные боковые частоты на расстоянии Ω от несущей частоты, как показано на второй вставке. Это излучение через светоделительную пластину поступало на вход диодного усилителя мощности (блок III), который и являлся основным объектом исследования.

Принцип получения и экспериментальная реализация источника спектрально-согласованного модулированного оптического излучения с помощью одночастотного лазера и диодного усилителя-модулятора (блоки I и II) описаны ранее, например в работах [2, 3]. Оптическая связь между всеми блоками осуществлялась в параллельном пучке, формируемом линзами 4 и 5 (коллиматорами излучения лазерных диодов).

Все эксперименты выполнялись для пространственно-го профиля пучка, соответствующего одной поперечной моде лазерных диодов 1, 2, 3. Необходимость острой фокусировки пучка линзами 4 потребовала специальных усилий по выбору оптики и системы юстировки этих линз. В нашем случае оптимальным решением оказалось использование линзовых «головок» из проигрывателей DVD дисков. Все они имели электромеханическое управление, которое осуществлялось ПК. На рассматриваемой упрощенной схеме блоки управления юстировочных узлов и их связь с компьютером не показаны. Линзы 5, задача которых заключалась в формировании параллельного пучка на выходе лазерных и усилительных диодов,

Н.В.Дьячков, А.П.Богатов, Т.И.Гущик, А.Е.Дракин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kln4d@yandex.ru, bogatov@sci.lebedev.ru

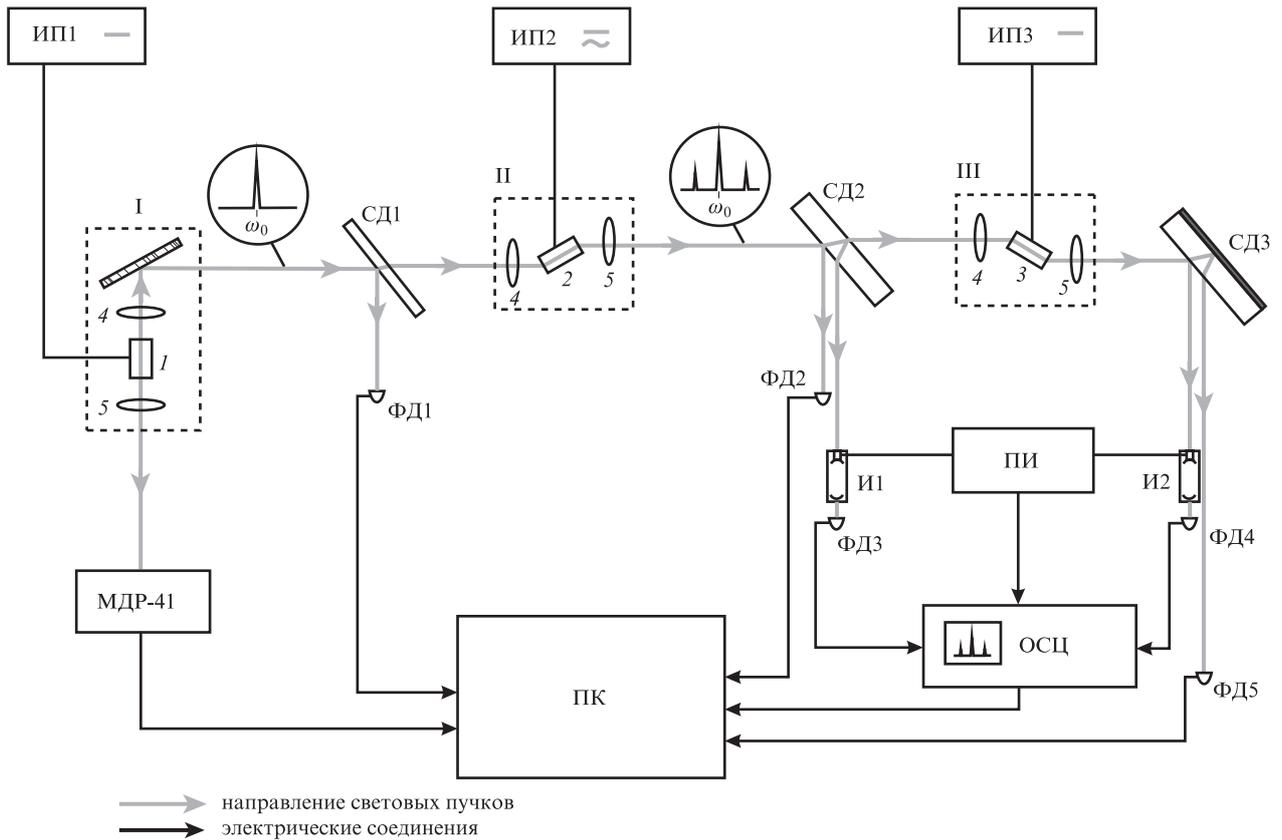


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

I – блок одночастотного лазера с внешним резонатором; II – блок диодного усилителя-модулятора; III – блок диодного усилителя мощности; ИП1–ИП3 – источники питания лазера и усилителей; СД1–СД3 – светоделительные пластины; И1, И2 – конфокальные интерферометры Фабри–Перо; ПИ – блок питания интерферометров; МДР – монохроматор МДР-41; ФД1–ФД5 – фотодиоды; ОСЦ – цифровой осциллограф В-423; ПК – управляющий компьютер; 1, 2, 3 – лазерные диоды; 4, 5 – линзы.

юстировались вручную до встраивания соответствующих блоков в оптическую систему. Фокусные расстояния линз составляли ~3 мм, так что линейные размеры оптических пучков блоков I, II, III не превышали 4 мм. На рис.2 представлены оптические схемы задающего генератора и усилительного модуля, показаны направления прецизион-

ных юстировок линз и даны точности их перемещений. Плоскостям слоев гетероструктур диодов соответствует плоскость *yz*. Грубые юстировки узлов оптических схем осуществлялись вручную путем механических подвижек.

Резонатор задающего генератора (рис.2,*а*) помимо зеркал, образованных гранями диода, включал в себя внешнее спектрально-селективное зеркало в виде голографической решетки полного внутреннего отражения [4]. Нулевой порядок этой решетки служил оптическим выходом излучения задающего генератора. Излучение с «глухого» зеркала лазерного диода использовалось в качестве дополнительного оптического выхода для контроля спектра генерации с помощью монохроматора МДР-41, снабженного сопряженной с ПК линией фотодетекторов (см. рис.1).

Лазерные диоды для задающего генератора и усилителей были изготовлены на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs, предназначенных для мощных поперечно-одномодовых лазеров, работающих в спектральной области 850 нм, геометрия слоев гетероструктур была близка к описанной в работе [5]. Основное отличие усилительных диодов 2, 3 от лазерного диода 1 заключалось в том, что оптическая ось активной области усилительных диодов была наклонена под углом ~7° к их граням, на которые дополнительно наносились просветляющие покрытия. Это позволило избежать в усилителях самовозбуждения лазерной генерации. Усилительные диоды разработаны в ООО «Суперлюминесцентные диоды» (Москва). Их конструкция описана ранее в [6], а значения параметров частично представлены в табл.1.

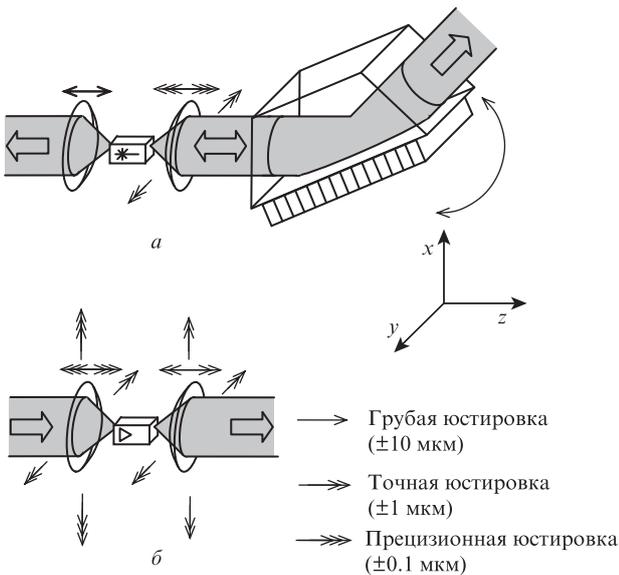


Рис.2. Оптическая схема одночастотного лазера (*а*) и усилительного модуля (*б*). Тонкими стрелками показана требуемая точность юстировки линз в соответствующих направлениях, слои гетероструктуры (*p-n*-переход) лежат в плоскости *yz*.

Табл.1. Геометрические и материалыные параметры исследуемого усилителя.

Параметр	Обозначение	Значение
Фактор оптического ограничения	Γ (%)	2.0
Толщина активной области	d_a (нм)	9.2
Ширина гребня	W (мкм)	5.0
Длина усилителя	L (см)	0.16
Длина волны задающего генератора	λ_0 (нм)	850

Оптический спектр входного и выходного излучений для усилителя мощности контролировался с помощью сканирующих конфокальных интерферометров И1 и И2. Развертка интерферометров осуществлялась одновременной подачей пилообразного напряжения от блока ПИ на пьезокерамические держатели зеркал. Выходное излучение интерферометров регистрировалось фотодиодами ФД3 и ФД4, сигналы которых поступали на цифровой осциллограф В-423, где и формировались считываемые ПК оцифрованные данные, как условно показано на рис. 1. Входные оптические пучки для интерферометров создавались с помощью светоделительных пластин СД2 и СД3.

На рис.3 представлены типичные спектры входного и выходного пучков, полученные с помощью сканирующих интерферометров И1 и И2. Выходные сигналы интерферометров нормированы на интенсивность излучения несущей частоты, поэтому амплитуды боковых пиков автоматически представляют собой квадраты модулей $|V_{\pm 1}|^2$ соответствующих относительных амплитуд волн на боковых частотах $V_{\pm 1}(\Omega)$, определенных в работе [1]. Ширины пиков на рис.3 соответствуют спектральному разрешению интерферометров.

Светоделительные пластины СД1, СД2 и СД3 создавали также пучки для измерения выходной мощности

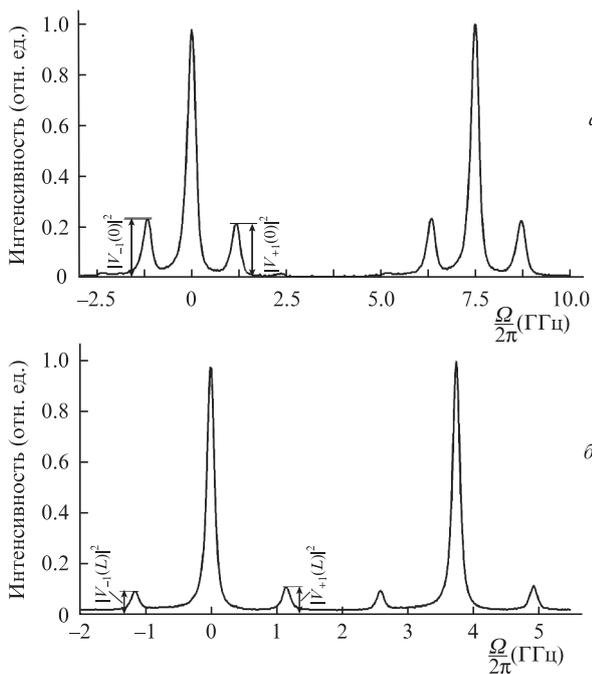


Рис.3. Типичные спектры входного (а) и выходного (б) оптических пучков, полученные с помощью интерферометров И1 (область свободной дисперсии 7.5 ГГц) и И2 (область свободной дисперсии 3.75 ГГц). Показаны два порядка пропускания интерферометров.

задающего генератора и интегральной входной и выходной мощностей исследуемого усилителя с помощью фотодиодов ФД1, ФД2 и ФД5, сигналы которых обрабатывались ПК.

Регулируя уровень постоянного тока накачки источников питания ИП1 и ИП2, можно было в необходимых пределах изменять мощность входного оптического пучка для исследуемого усилителя (блок И), а регулировкой амплитуды и частоты переменной составляющей источника питания ИП2 изменять глубину и частоту его гармонической модуляции.

Таким образом, описанная экспериментальная установка позволяла в широких пределах изменять параметры входного модулированного оптического пучка усилителя, а также режим его работы, варьируя ток накачки от источника ИП3, и выполнять все необходимые измерения – как спектрального состава излучения, так и интенсивности пучка при каждом его прохождении через оптический блок.

3. Результаты эксперимента и их анализ

Первая часть исследований была посвящена измерениям статических характеристик усилителя, в которых входной пучок представлял собой монохроматическое излучение постоянной интенсивности на несущей частоте ω_0 задающего генератора. В этом случае переменная составляющая тока усилителя-модулятора (диод 2) была равна нулю, а регулировка постоянной составляющей тока позволяла управлять интенсивностью входного пучка усилителя (диод 3). На рис.4 и 5 представлены результаты таких исследований.

На рис.4,а показаны типичные ватт-амперные характеристики – зависимости мощности выходного пучка P_{out} от тока накачки J при различных мощностях входного излучения $P(0)$. Видно, что ватт-амперная характеристика линейна даже при достаточно высоких значениях тока J . Это, во-первых, свидетельствует о хорошей точности теоретического расчета и адекватности сделанного в [1] приближения для зависимости выходной мощности усилителя от его тока накачки (соотношение (10)). Во-вторых, полагая эффективность накачки $\Gamma_w \cong 1$, что вполне допустимо для данного типа лазерных диодов, можно по наклону линейного участка сразу найти значение нерезонансных потерь α . Из данных рис.4,а следует, что $\alpha = 8.5 \text{ см}^{-1}$.

На рис.4,б представлены результаты (как и на рис.4,а, но более подробно) для начального участка ватт-амперной характеристики в логарифмическом масштабе. Используя результаты работы [1], можно показать, что при малых токах линейный участок зависимости на рис.4,б характеризуется наклоном:

$$\frac{d(\ln P_{out})}{dJ} = \left(\frac{\Gamma_w \Gamma}{e d_a W} \right) \sigma \tau. \tag{1}$$

С помощью данных табл.1 и рис.4,б можно сразу найти $\sigma \tau$. Это же произведение определяет и интенсивность насыщения $I_s = h\omega_0(\sigma \tau)$, а значит, и нелинейный участок зависимости на рис.4,б. Все это вместе дает возможность, помимо произведения $\sigma \tau$, найти по данным рис.4,б значения κ – коэффициента ввода оптической мощности из параллельного пучка в оптический волновод усилителя, а также тока прозрачности J_{tr} путем наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных данных. Это можно

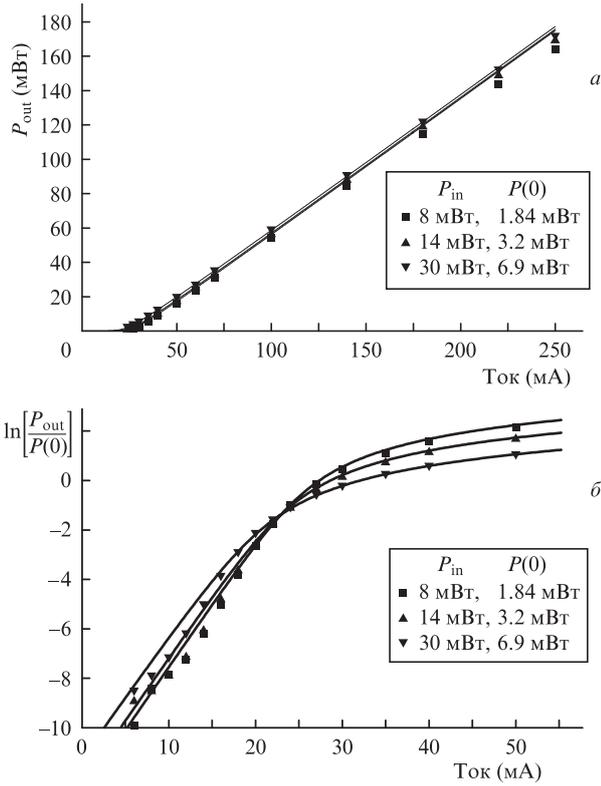


Рис.4. Ватт-амперные характеристики усилителя мощности P_{out} при разных мощностях входного излучения P_{in} . Экспериментальные результаты (точки) и расчет (сплошные линии) представлены в линейном масштабе во всем диапазоне (а) и в полулогарифмическом масштабе на начальном участке диапазона (б) токов накачки.

сделать, поскольку все эти коэффициенты отвечают за различные свойства функции $P_{out}(J)$ и поэтому являются линейно-независимыми. На рис.4 уже использовано зна-

чение κ для пересчета измеряемой в эксперименте мощности, падающей на усилитель, в мощность $P(0)$ входного пучка внутри усилителя. Точность определения значений σ_t , κ и J_{tr} оказалась вполне приемлемой для дальнейшего нашего анализа, т. к. P_{out} в наших измерениях изменялась в диапазоне более четырех порядков.

Это подтверждают данные рис.5, из которых можно независимым образом найти ток прозрачности J_{tr} и коэффициент ввода κ . Действительно, при токе вблизи тока прозрачности ($J \approx J_{tr}$) зависимость P_{out} от $P(0)$ должна быть линейной, при $J > J_{tr}$ она сублинейна, а при $J < J_{tr}$ – суперлинейна. Такое поведение можно видеть на рис.5 при $J_{tr} = 23$ мА. Из данных на рис.4,б получено, что $J_{tr} = 23.2 \pm 1$ мА (диапазон, в котором лежат все точки пересечения трех экспериментальных зависимостей). Наклон прямой на рис.5,б, пересчитанный на мощность входного пучка вне усилителя, дает $\kappa = 0.22$, что вполне согласуется с $\kappa = 0.23$, полученным из данных рис.4,б. В табл.2 приведен набор полученных из эксперимента значений параметров исследованных усилителей в статическом режиме. При этом оцениваемая нами погрешность значений не превышает существенно того разброса, который испытывают остальные параметры этих усилителей, например геометрических и оптических, приведенные в табл.1 для однотипных образцов лазерных диодов.

Таким образом, вышеприведенные результаты позволяют считать, во-первых, что представленные в [1, 2] теория и расчеты на ее основе адекватно описывают поведение статических характеристик усилителя, а во-вторых, что эти результаты позволяют найти параметры усилителя, от которых зависят и его динамические характеристики.

Результаты исследования динамических характеристик представлены ниже. Основными измеряемыми величинами в эксперименте были мощности пучка на входе и выходе усилителя $P(0)$ и P_{out} , а также

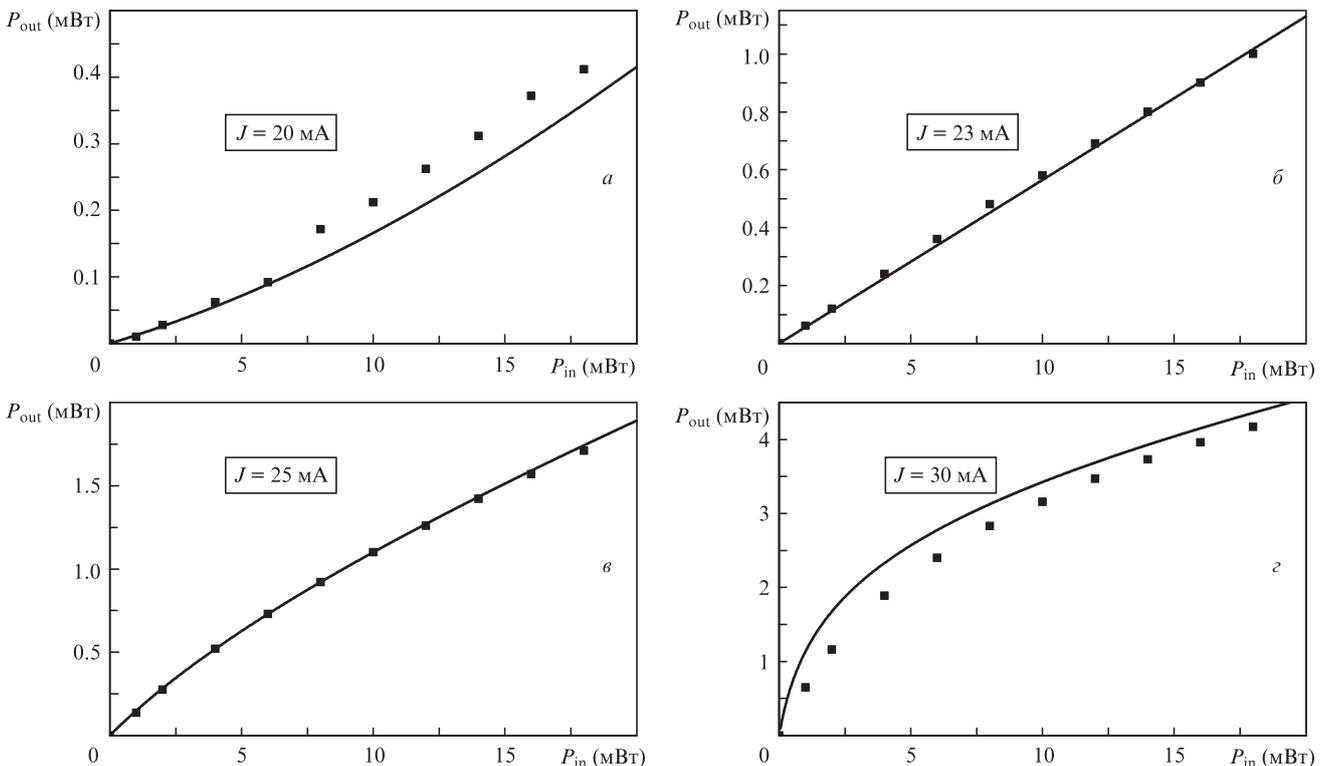


Рис.5. Зависимости выходной мощности усилителя P_{out} от входной мощности излучения P_{in} при разных токах накачки усилителя.

Табл.2. Параметры исследуемого усилителя, полученные из анализа его статических характеристик.

Параметр	Обозначение	Значение
«Динамическое» сечение стимулированного перехода	$\sigma\tau$ (10^{-15} нс·см ²)	1.9
Ток прозрачности	J_{tr} (мА)	23.0
Коэффициент нерезонансных потерь в волноводе	α (см ⁻¹)	8.5
Коэффициент ввода излучения в усилитель	κ (%)	23
Интенсивность насыщения усиления	I_s (кВт/см ²)	123
Мощность насыщения усиления	P_s (мВт)	2.83

$$|V_{\pm 1}|^2 = \frac{P(\omega_0 \pm \Omega)}{P(\omega_0)} \quad (2)$$

– отношения мощностей на боковых частотах $P(\omega_0 \pm \Omega)$ к мощности волны на несущей частоте $P(\omega_0)$. В эксперименте квадраты модулей $|V_{\pm 1}|^2$ находились как амплитуды боковых пиков сигнала интерферометра, нормированные на амплитуду пика, соответствующего несущей (центральной) частоте (см. рис.3). При сравнении экспериментальных и расчетных данных для расчета $|V_{\pm 1}|^2$ использовалось выражение (15) из работы [1].

На рис.6 представлены данные, характеризующие зависимость отношения мощностей на боковых частотах на выходе усилителя ($z = L$) к аналогичному отношению на его входе ($z = 0$), $|V_{\pm 1}(L)|^2/|V_{\pm 1}(0)|^2$, от мощности P_{out} , которая изменялась при изменении тока накачки усилителя. Параметром этих зависимостей являлась частота модуляции. Видно, что результаты расчета и эксперимента удовлетворительно согласуются.

Из данных рис.6 следует, что относительная интенсивность боковых частот падает с ростом выходной мощности. Однако абсолютное значение мощности волн на боковых частотах $P(\omega_0 \pm \Omega)$ растет за счет увеличения мощности несущей частоты (полной выходной мощности) $P(\omega_0)$. Более того, значения $|V_{\pm 1}(L)|^2$ при мощности свыше 100 мВт выходят на постоянный уровень. Это означает, что при дальнейшем увеличении выходной мощности параметры модуляции сохраняются. Такое поведение – исключительно результат различия коэффициентов амплитудно-фазовой связи R_m и R для среды усилителя-модулятора и усилителя мощности соответственно. Это следует из соотношения (15) работы [1], если учесть, что при росте выходной мощности (росте u) $|K| \rightarrow 0$. Физический смысл такого поведения заключен в том, что смешанный тип модуляции, которым обладает входной пучок, в усилителе мощности переходит в чисто фазовый тип модуляции. Дальнейшее усиление фазово-модулированного сигнала происходит уже без изменения параметров его модуляции. Это свидетельствует о том, что доминантным типом модуляции в диодном усилителе мощности является фазовая модуляция, глубина которой определяется значением R активной среды усилителя и характером модуляции (соотношением между амплитудной и фазовой компонентами) входного сигнала. В нашем случае этот характер определялся параметром R_m . Только тогда, когда R_m значительно отличается от R , возможно усиление оптического сигнала в диодном усилителе мощности при сохранении глубины его модуляции.

Заметим, что интенсивности на выходе усилителя-модулятора для стоксовой и антистоксовой компонент

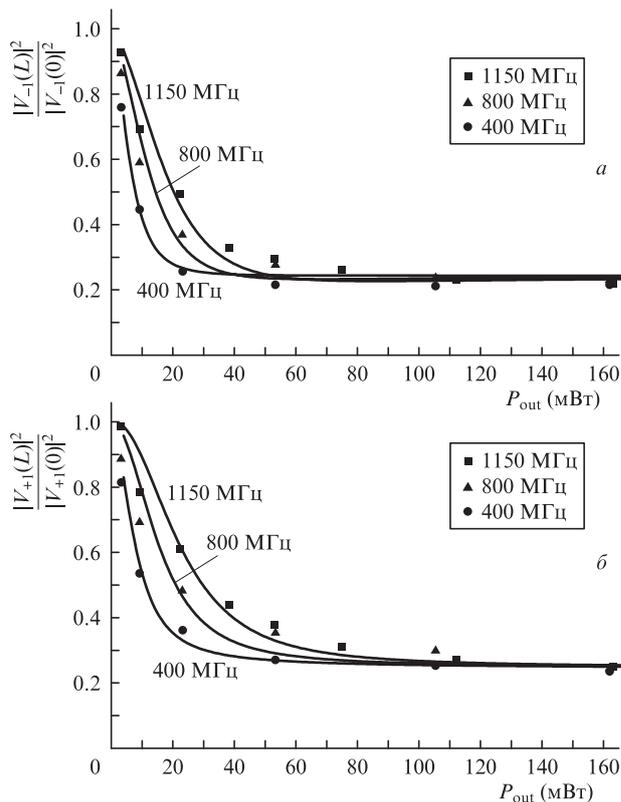


Рис.6. Зависимости относительного изменения квадратов модулей амплитуд стоксовой (а) и антистоксовой (б) компонент излучения при усилении в усилителе мощности при мощности входного излучения 3.2 мВт и различных частотах модуляции входного пучка. Постоянная составляющая тока накачки усилителя-модулятора – 110 мА. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет при коэффициентах амплитудно-фазовой связи усилителя-модулятора $R_m = 6.0$, усилителя мощности $R = 3.0$ и $\tau = 1.6$ нс.

строго равны: $|V_{+1}(0)|^2 \equiv |V_{-1}(0)|^2 = |V(0)|^2$, что следует из равенства (14) в [1]. А их фазовые соотношения и, следовательно, соотношения между компонентами амплитудной и фазовой модуляций, определяются коэффициентом амплитудно-фазовой связи R_m . Если значения R и R_m не совпадают, то на выходе усилителя мощности всегда будет присутствовать компонента излучения с чисто фазовой модуляцией, что и отражается в наличии слагаемых, пропорциональных $R_m - R$ и $(R_m - R)^2$ в выражении (15) из [1]. Слагаемое $(R_m - R)^2/(1 + R_m^2)$ и определяет тот постоянный уровень, к которому стремится отношение $|V_{\pm 1}(L)|^2/|V(0)|^2$ при росте выходной мощности усилителя.

Наличие слагаемого, пропорционального $R_m - R$, приводит к различию интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент на выходе. Из расчета также следует, что при росте выходной мощности это различие стремится к нулю, как и должно быть при чисто фазово-модулированном пучке (рис.7).

В нашем случае различие между R_m и R обеспечивалось различием рабочих точек (постоянной составляющей) тока накачки усилителя-модулятора и усилителя мощности. Известно (см., напр., [7–9]), что коэффициент амплитудно-фазовой связи активной среды зависит от уровня накачки (концентрации носителей в активной области) и длины волны (ее положения относительно спектрального максимума усиления). Поэтому изменением постоянного тока через усилитель-модулятор можно изменять R_m , а значит, и то значение, на которое в пределе выходит $|V_{\pm 1}(L)|^2$. Об этом свидетельствуют рис.8 и 9. В

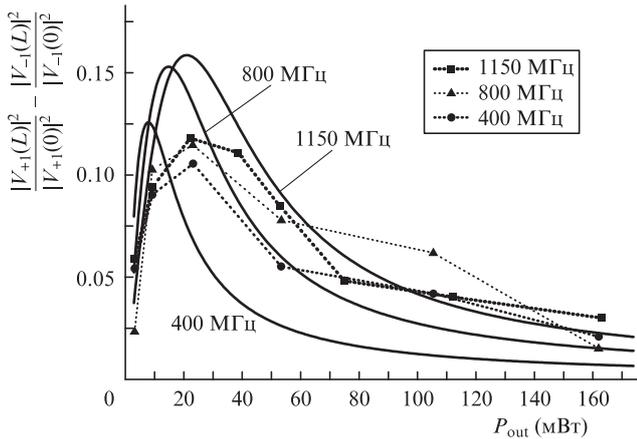


Рис.7. Зависимости разности относительного изменения квадратов модулей амплитуд антистоксовой (рис.6,б) и стоксовой (рис.6,а) компонент излучения при усилении в усилителе мощности при разных частотах модуляции входного пучка и тех же параметрах, что и на рис.6.

соответствии с экспериментальными данными работ [8, 9] можно полагать, что увеличение тока накачки усилителя-модулятора при фиксированной длине волны увеличивало R_m с 4.3 до ~ 6.0 .

Наблюдаемое на рис.6 и 8 некоторое отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых может быть связано не только со статистической ошибкой, но и с неточностью определения параметров усилителя. Например, при нахождении их значений мы принимали $\Gamma_w = 1$, в то время как реальное значение может составлять ~ 0.8 , что

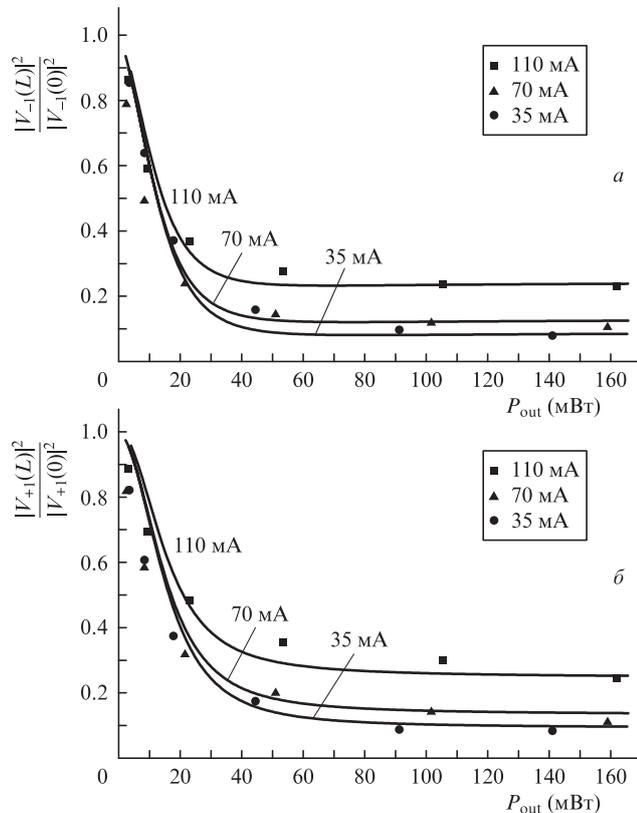


Рис.8. Зависимости относительного изменения квадратов модулей амплитуд стоксовой (а) и антистоксовой (б) компонент излучения при усилении в усилителе мощности при различных токах через усилитель-модулятор и частоте модуляции 800 МГц. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет для $R_m = 4.35, 4.75$ и 6.0 при токах 35, 70 и 110 мА соответственно. Для усилителя мощности $R = 3.0$.

безусловно приведет к некоторым поправкам значений найденных параметров. Кроме того, расчетные кривые получены в модели, в которой принято, что R постоянно по длине усилителя. Конечно, в реальности значение R вблизи входной грани может отличаться от его значения вблизи выходной грани усилителя. Поэтому под R_m и R , использованными в расчете, можно понимать некоторые их значения, усредненные по длине соответствующих усилителей.

Тем не менее можно считать, что согласие представленных на рис.6 и 8 результатов расчета и эксперимента достаточно хорошее.

Что касается различия в интенсивностях стоксовой и антистоксовой компонент, то в нашем случае, поскольку $R_m > R$, антистоксова компонента была несколько больше. Однако расчет и эксперимент показывают, что это различие невелико и составляет менее 10% (по отношению к интенсивности на входе) в максимуме. Хотя экспериментальные данные рис.7 и 9 имеют значительный разброс относительно расчета, тем не менее можно уверенно констатировать, что этот разброс не влияет на вывод о доминировании в нашем случае антистоксовой компоненты и о наличии максимума для мощностей компонент (рис.7 и 9) при умеренных значениях выходной мощности, как это следует из расчета.

4. Обсуждение и выводы

В настоящей работе впервые, насколько нам известно, экспериментально исследовано распространение и усиление модулированного пучка в диодном усилителе мощности, работающем в режиме глубоко насыщения. В наших исследованиях мы вынуждены были ограничивать выходную мощность усилителя на уровне ~ 100 мВт из-за опасений появления необратимых изменений усилителя, обусловленных оптическим разрушением выходной грани диода. Такое ограничение мощности никак не связано с предметом исследования, поскольку имеет другую физическую природу и снимается независимыми методами. Примером может служить работа [10], в которой за счет оптического упрочнения выходной грани и оптимизации горизонтального волновода лазерного диода достигнута выходная мощность ~ 2 Вт в режиме стационарной поперечно-одномодовой генерации. Поэтому, с нашей точки зрения, все результаты настоящей работы останутся в силе или даже улучшатся (например, расширится полоса моду-

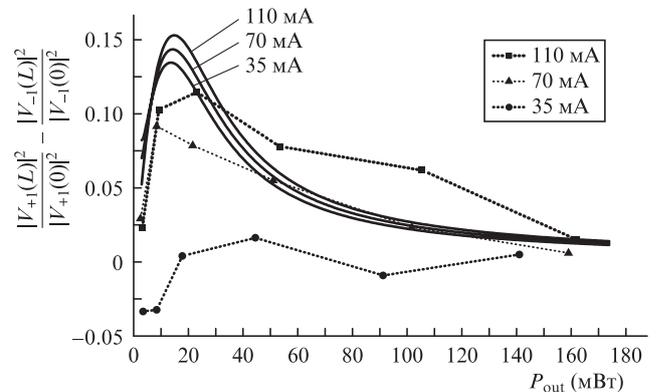


Рис.9. Зависимости разности относительного изменения квадратов модулей амплитуд стоксовой (рис.8,а) и антистоксовой (рис.8,б) компонент выходного излучения при разных токах усилителя-модулятора и тех же параметрах, что и на рис.8.

ляции) при дальнейшем увеличении выходной мощности усилителя.

Результаты исследований в динамическом и статическом режимах работы усилителя мощности в полной мере подтвердили адекватность теории, изложенной в работе [2], поскольку расчеты, выполненные в рамках этой теории в [1], хорошо согласовывались с экспериментальными данными. Более того, их сравнение позволило найти параметры усилителя, необходимые для полного моделирования его работы не только в тех режимах, которые были рассмотрены выше, но и в ряде других случаев. В частности, например, если в статическом режиме измеряемой величиной является параметр $\sigma\tau$ (интенсивность насыщения), то в динамическом режиме наряду с этим параметром фигурирует параметр $\Omega\tau$. Найдя этот параметр из эксперимента по данным рис.6 и 8, можно с использованием найденного ранее $\sigma\tau$ по отдельности определить σ и τ , что и сделано в настоящей работе.

Экспериментально показано, что изменения интенсивностей боковых частот в результате нелинейного взаимодействия их полей с полем «сильной» несущей частоты зависят от их фазовых соотношений. Один и тот же механизм взаимодействия полей через инверсию и зависимость показателя преломления от концентрации носителей приводят к различным результатам, если амплитудно-фазовые соотношения полей на входе усилителя различны, как это показано в работах [11–14]. Например, если на входе усилителя присутствует только одно «сильное» поле и имеется «слабое» поле в стоксовой области, а антистоксова компонента каким-то образом подавлена (например, из-за потерь на этой частоте или отсутствия синхронизма), то стоксова компонента будет испытывать существенное дополнительное усиление со стороны сильного поля. В другом случае, когда во входном сигнале присутствуют как стоксова, так и антистоксова компоненты это же взаимодействие приведет к тому, что комбинация полей боковых частот, соответствующая амплитудной модуляции сигнала, будет подавляться сильным полем центральной частоты. Напротив, комбинация полей, соответствующая фазово-модулированному сигналу, при усилении не будет испытывать воздействия этого сильного поля.

В экспериментах подтверждено, что эффективное усиление модулированного сигнала в системе диодный усилитель-модулятор – диодный усилитель мощности возможно, если коэффициенты R_m и R значительно различаются. При этом доминантным типом модуляции усиленного пучка будет фазовый тип.

В наших экспериментах входной сигнал имел одинаковые интенсивности волн на боковых частотах, а их фазовые соотношения задавались коэффициентом амплитудно-фазовой связи R_m , причем R_m превышало R . В этом случае выходная антистоксова компонента была несколько больше стоксовой. Из расчетов понятно, что в противном случае ($R_m < R$), выходная стоксова компонента может превышать антистоксову. Однако в любом случае при достаточно высокой мощности выходные интенсивности стоксовой и антистоксовой компонент становятся

равными, и их фазовые соотношения соответствуют фазово-модулированному сигналу.

В случае, когда $R_m = R$, на выходе усилителя боковые компоненты будут подавлены. Их интенсивности будут стремиться к нулю по мере роста выходной мощности усилителя. Это означает, что получение мощного модулированного оптического пучка в нашей системе усилитель-модулятор – выходной усилитель мощности возможно только при $R_m \neq R$. Кроме того, в любом случае выходной пучок диодного усилителя мощности будет преимущественно фазово-модулированным с подавленной амплитудно-модулированной компонентой.

В заключение отметим, что результаты настоящей работы в совокупности с результатами работы [1] позволяют считать, что диодные лазеры можно рассматривать как элементную базу для создания на их основе высокоэффективных и малогабаритных излучателей для систем связи в открытом пространстве со средней выходной мощностью фазово-модулированного пучка мультиваттного уровня и расходимостью, близкой к дифракционному пределу. При этом полоса модуляции может находиться на уровне ~ 10 ГГц при усилении в выходном усилителе мощности амплитудно-модулированного пучка и свыше 100 ГГц при усилении фазово-модулированного пучка.

Работа выполнена в рамках темы №01201156501 «Исследование свойств оптоэлектронных материалов и структур и возможностей их использования в лазерной технике, информатике и медицине» и при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №12-02-31345 мол_А_2012) и УНК ФИАН.

1. Дьячков Н.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **44**, 997 (2014).
2. Богатов А.П., Дьячков Н.В., Дракин А.Е., Гущик Т.И. *Квантовая электроника*, **43**, 699 (2013).
3. 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).
4. Соскин М.С., Тараненко В.Б. *Квантовая электроника*, **4**, 536 (1977).
5. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36**, 1058 (2006).
6. Лобинцов А.А., Успенский М.Б., Шишкин В.А., Шраменко М.Б., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **40**, 305 (2010).
7. Wenzel H., Erbert G. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **5**, 637 (1999).
8. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 315 (2000).
9. Богатов А.П., Болтасева А.Е., Дракин А.Е., Белкин М.А., Коняев В.П. *ФТП*, **34**, 1258 (2000).
10. Sverdlov V., Pfeiffer H.-U., Zibik E., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8605**, 860508-1 (2013).
11. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov V.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 510 (1975).
12. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Рахвальский М.П., Хайретдинов К.А. *Квантовая электроника*, **10**, 1851 (1983).
13. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Kobildzhanov O.A., Madgazin V.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 1064 (1987).
14. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 941 (2003).