

В. А. Десяцков, Л. В. Десяцкова,
А. В. Степанов

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПОСТРОЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Приведены результаты исследований системы продольной диодной накачки активных сред твердотельных лазеров, термооптических и энергетических параметров усилительных и генераторных лазерных схем на активных средах YAG:Nd и YVO₄:Nd.

E-mail: sav-rl@mail.ru

Ключевые слова: продольная диодная накачка, термооптические искажения, усилительные схемы.

Продольная диодная накачка активных сред твердотельных лазеров широко используется при создании высокоэффективных одномодовых минилазеров малой мощности излучения. Высокая плотность излучения накачки в объеме активной среды позволяет достигать высоких коэффициентов преобразования его в лазерное излучение в усилительных и генераторных схемах и при модуляции добротности в последних достаточно просто осуществлять генерацию наносекундных импульсов излучения даже при непрерывной накачке [1]. Но малая средняя мощность излучения (~ 1 Вт) таких лазеров была обусловлена малой мощностью используемых диодных источников накачки. С повышением степени интеграции конструкций лазерных диодов возросла и мощность их излучения. В настоящее время на лазерном рынке достаточно широко представлены накачные модули на основе диодных линеек и решеток. Мощность линеек при непрерывной генерации составляет десятки ватт. Обычно для транспортировки излучения таких диодных источников и придания ему удовлетворительных пространственных характеристик используется оптическое волокно. Далее излучение накачки с помощью оптического объектива переносится в объем активного элемента.

Цель работы состоит в проведении исследований, связанных с разработкой высокоэффективных твердотельных лазеров, в частности неодимовых, с продольной диодной накачкой, включая задачи построения системы накачки и усилительных схем, а также исследования термооптических характеристик активных сред.

Пространственно-энергетические характеристики системы накачки полностью определяются параметрами перечисленных ее компонентов, а также поглощательными свойствами активной среды для излучения накачки. В проводимых исследованиях в качестве источника излучения накачки использован диодный модуль JOLD-30-FS-14 (на базе диодной линейки) с шириной спектра излучения ~ 3 нм по уровню

половинной мощности. Для транспортировки этого излучения к активной среде использовалось оптическое волокно диаметром 400 мкм с числовой апертурой $NA=0,2$, т.е. угловая расходимость излучения на выходе волокна составляла $20 \dots 25^\circ$, что может приводить к заметному абберационному искажению пучка излучения накачки и негативному эффекту при формировании возбужденного канала активной среды. По этой причине в системах продольной диодной накачки применяются двухлинзовые объективы. Специальные меры для коррекции действия аббераций не применялись — использовались симметричные двояковыпуклые линзы с фокусными расстояниями f_1 и f_2 в паракиальном приближении. Энергетическая характеристика системы накачки, представленная на рис. 1, в основном определяется излучением диодной линейки, генерирующей непрерывное излучение на длине волны около 808 нм и предназначенное для возбуждения неодимсодержащих активных сред. Здесь I_n — ток накачки, P_n — мощность излучения накачки. Приведенная характеристика получена после оптического волокна и двухлинзового объектива.

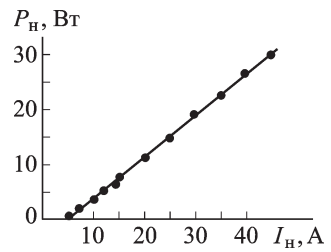


Рис. 1. Энергетическая характеристика системы накачки

Пространственные же характеристики излучения накачки формируются оптическим волокном и объективом. Излучение диодной линейки при отсутствии волокна имеет пространственное распределение, показанное на рис. 2, *а*. После оптического волокна оно приобретает достаточно гладкое осесимметричное распределение (рис. 2, *б*). На рис. 2, *в* показано угловое распределение яркости B этого излучения. Пространственное распределение поглощенной его доли, а следовательно, и созданной инверсной населенности в активной среде зависят от параметров фокусирующих линз f_1 и f_2 , положения их относительно торца оптического волокна и ближнего торца активного

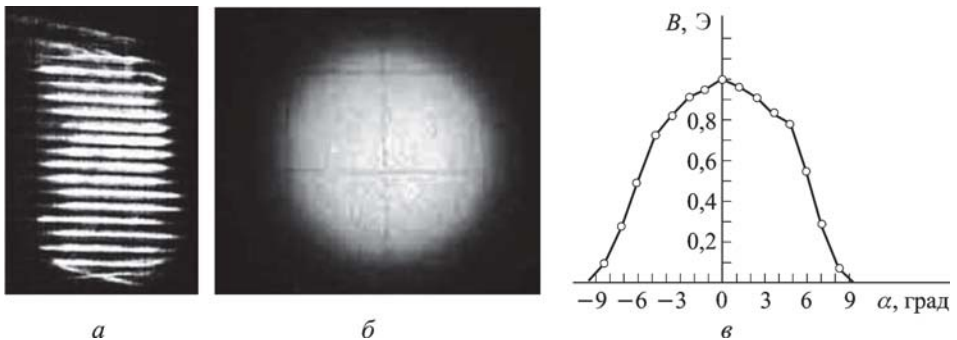


Рис. 2. Пространственно-энергетические характеристики системы накачки:
а — без волокна; *б* — с волокном; *в* — угловое распределение яркости излучения после волокна

элемента, а также от коэффициента поглощения излучения накачки активной средой. Последнее, как известно, может изменяться для выбранного диодного излучателя посредством изменения температуры его полупроводникового кристалла. Для излучения накачного модуля JOLD-30, ширина спектра которого равна ≈ 3 нм, максимальное значение усредненного показателя поглощения в активной среде АИГ:Nd, по нашим оценкам, составляет $\approx 4 \text{ см}^{-1}$. Теоретическая проработка системы накачки в целях исследования зависимости поперечного распределения инверсной населенности

$$\delta N(r) = \int_{l_a} \Delta N(r) dl$$

возбужденной области активной среды от перечисленных ее параметров выполнялась численным методом; ΔN — объемная плотность инверсной населенности; l_a и r — длина и текущий радиус активного элемента. При выполнении расчетов угловое распределение излучения накачки на выходе оптического волокна соответствовало приведенному на рис. 2, в, а коэффициент поглощения излучения в активной среде составлял 4 см^{-1} .

В системе накачки с двухлинзовым объективом торец оптического волокна совмещали с фокальной плоскостью первой линзы (в параксиальном приближении) и изменяли расстояние S' между ближними поверхностями второй линзы и активного элемента. Если линзы разных объективов, изготовленные из одного материала, имеют одинаковые отношения f_1/f_2 , то при выполнении указанного условия установки первой линзы относительно волокна сохраняется инвариантность в угловых параметрах произвольного луча, идущего от волокна через компоненты объективов, и сохраняется практически неизменным поперечное распределение излучения в пучке в области перетяжки. Поэтому в представленных результатах разные объективы отличались параметром f_1/f_2 . Результаты расчетов поперечного распределения инверсной населенности приведены на рис. 3 и 4. Из рис. 3 (для $f_1/f_2 = 1$) видно, что геометрию возбужденной области можно изменять в широких пределах. Изменением расстояния S' реализуются распределения $\delta N(r)$, которые наиболее пригодны для генерации одномодового излучения ($S' = 16$ мм), либо реализуются почти равномерные распределения $\delta N(r)$ ($S' = 17$ мм) — более пригодные для усилительной схемы. На рис. 4 приведены зависимости, характеризующие поперечное распределение инверсной населенности (для разных значений f_1/f_2), выраженной отношением N_d/N , где N_d — инверсная населенность в пределах цилиндра диаметром d и длиной l_a . Приведенные зависимости получены для расстояний S' , при которых реализуются максимальные значения распределений $\delta N(r)$. Видно, что

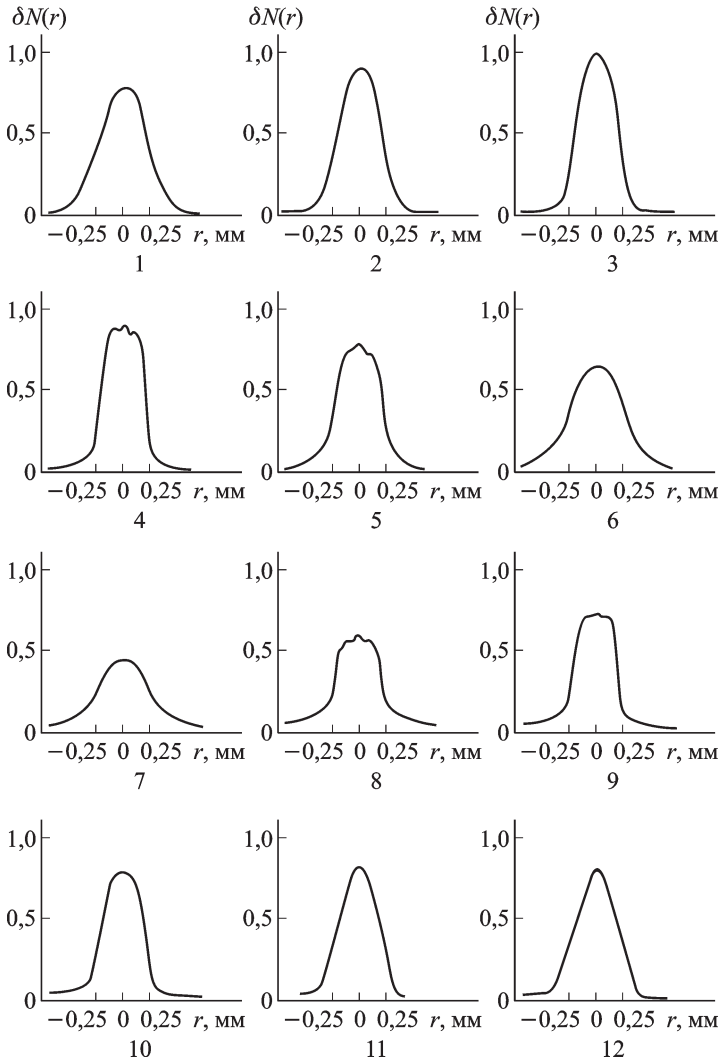
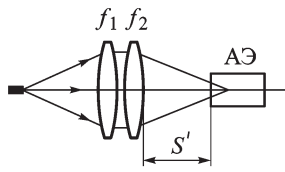


Рис. 3. Радиальное распределение инверсной населенности $\delta N(r)$ в активном элементе с продольной диодной накачкой от величины S' с двухлинзовым объективом $f_1/f_2 = 1$: 1... 6 от $S' = 14$ мм до $S' = 19$ мм; с однолинзовым объективом $f = 30$ мм: 7... 12 от $S' = 51$ мм до $S' = 46$ мм; $\Delta S' = 1$ мм

наибольшая плотность инверсной населенности реализуется для объектов с величиной f_1/f_2 , изменяемой в интервале 1... 1,25. Следует отметить, что расчеты, выполненные для значений показателей преломления материала линз $n = 1,5 \dots 1,63$, показали практически одинаковые результаты для распределения инверсной населенности.

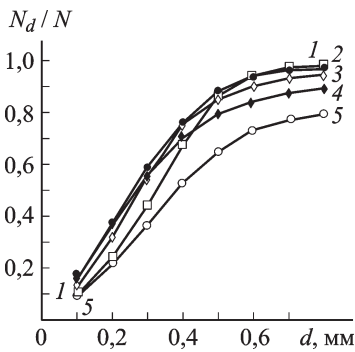


Рис. 4. Пространственное распределение инверсной населенности с двухлинзовым объективом $f_1/f_2 = 0,8$ (1); 1,0 (2); 1,25 (3); 1,5 (4); с однолинзовым объективом (5)

Для сравнения на тех же рисунках приведены соответствующие характеристики, полученные для однолинзового объектива (симметричная двояковыпуклая линза). Линза устанавливалась на двойном фокусном расстоянии от торца волокна, и сравнивать ее действие необходимо с двухлинзовым объективом, у которого $f_1/f_2 = 1$. Одиночная линза явно проигрывает двухлинзовому объективу, давая значительную долю рассеянного излучения и, соответственно, на 20...30% меньшую плотность инверсной населенности.

Анализ термооптических искажений активной среды при рассматриваемом способе возбуждения заслуживает особого

внимания. Высокая плотность излучения накачки в поглощающей среде приводит к высокой объемной плотности источников тепловыделения и, как следствие, возникают сильные термооптические искажения этой области активной среды. Особенность рассматриваемого способа накачки активного элемента усилительного модуля состоит в том, что поперечный размер возбужденной области, как правило, много меньше его диаметра. При этом по тепловому действию активный элемент можно сравнить с цилиндрическим активным элементом в гомогенной неактивированной оболочке [2]. Такая конфигурация активного элемента способствует, в частности, более эффективному отводу теплоты от его активной части (ядра) при невысоком теплообмене с окружающей средой (воздушный и кондуктивный способы охлаждения), а также уменьшению мощности усиленной люминесценции. При активной части в форме кругового цилиндра радиуса r_0 и однородной плотности источников тепловыделения $q_T = P_T/V_a$ изменение температуры в поперечном сечении активного элемента описывается следующими выражениями:

$$T(r_1)_я = \frac{q_T r_0^2}{4\lambda_T} \left(1 + \frac{2}{k Bi} + 2 \ln k - r_1^2 \right); \quad (1)$$

$$T(r_1)_об = \frac{q_T r_0^2}{2\lambda_T} \left(\frac{1}{k Bi} - \ln \frac{r_1}{k} \right), \quad (2)$$

где $T(r_1)_я$ и $T(r_1)_об$ — температуры ядра и оболочки активного элемента; r — текущий радиус; $r_1 = \frac{r}{r_0}$; R — радиус оболочки; $k = \frac{R}{r_0}$ (для ядра $r_1 \leq 1$, для оболочки $k \geq r_1 \geq 1$); P_T — мощность тепловыделения в возбужденном объеме V_a активного элемента; λ_T — коэффициент

теплопроводности активной среды; Bi — число Био, характеризующее эффективность теплообмена активного элемента с окружающей средой.

Эффект позитивного действия оболочки при охлаждении ядра активного элемента проявляется, если для реализуемого значения параметра Bi выполняется условие

$$Bi < \frac{k-1}{k} \cdot \frac{1}{\ln k}.$$

При продольной диодной накачке в рассматриваемой схемной реализации это условие, как правило, выполняется, так как значение параметра $k \gg 1$ и охлаждение осуществляется кондуктивным способом ($Bi < 0,1$).

Из выражения (1) следует, что изменение температуры в поперечном сечении возбужденной области такого активного элемента описывается квадратичной зависимостью, как и в случае активного элемента в форме сплошного кругового цилиндра [2]. Следовательно, фокусное расстояние тепловой линзы возбужденного канала активного элемента может быть определено по формуле [1]

$$f_T^{-1} \approx \frac{P_T}{2S_a \lambda_T} \frac{dn}{dT},$$

где S_a — площадь сечения возбужденной части активного элемента. Однако в реальных условиях возбужденная область активного элемента формируется при фокусировке излучения накачки в его объем, поэтому ее форма отличается от цилиндрической. Таким образом, приведенные аналитические выражения для температурных характеристик активной среды применительно к схемам с продольной накачкой можно использовать для определения их приближенных значений.

Экспериментальное измерение фокусного расстояния тепловой линзы возбужденной области активного элемента, например путем пропускания коллимированного зондирующего пучка излучения, затруднено из-за малости поперечного размера этой области и плотного расположения элементов, образующих усилительный модуль. Однако есть достаточно точный косвенный способ измерения f_T [3]. Суть способа в том, что образующаяся тепловая линза активного элемента при определенной ее силе переводит изначально устойчивый резонатор в неустойчивое состояние со срывом генерации. Для выполнения этих измерений исходный резонатор может быть образован двумя плоскими зеркалами, при этом “глухое” зеркало является элементом усилительного модуля. На g -диаграмме (рис. 5) плоскопараллельному резонатору (при отсутствии тепловой линзы) соответствует точка A . При образовании тепловой линзы ее действие с ближним плоским

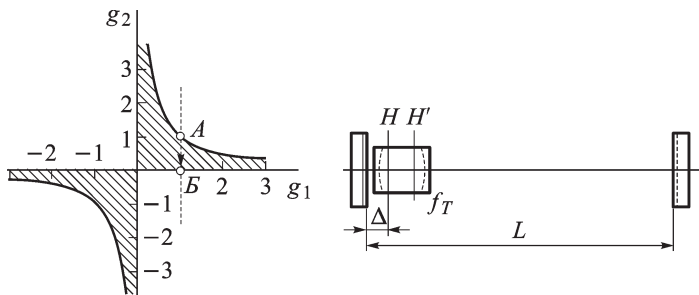


Рис. 5. Схема и g -диаграмма резонатора с тепловой линзой активного элемента

зеркалом эквивалентно вогнутому сферическому зеркалу с радиусом кривизны $R_3 \approx \frac{f_T^2}{f_T - \Delta}$. Но так как расстояние Δ от плоского зеркала до главной плоскости тепловой линзы H составляет несколько миллиметров ($\Delta \ll f_T$), то можно считать, что $R_3 \approx f_T$.

При увеличении мощности излучения накачки и мощности тепловыделения уменьшается f_T и точка на g -диаграмме, соответствующая новым конфигурациям резонатора, перемещается к точке B , находящейся на границе области устойчивости. В этой точке $f_T \approx R_3 \approx L$. При дальнейшем уменьшении f_T резонатор переходит в область больших дифракционных потерь с резким падением мощности генерируемого излучения P_r . На рис. 6 приведена характерная зависимость P_r от тока накачки I_H для лазера с активной средой АИГ:Nd и резонатором, образованным плоскими зеркалами и геометрической длиной L , примерно равной 11,5 см. Для построения зависимости f_T от I_H усилительного модуля с заданным набором оптико-геометрических параметров составляющих его элементов, проводятся аналогичные измерения с разными значениями L . Такая зависимость приведена на рис. 7. Погрешность измерения f_T данным способом не превышает 10% [4].

Другая важная характеристика усилительного модуля — термонаведенное двулучепреломление в активном элементе, приводящее к де-

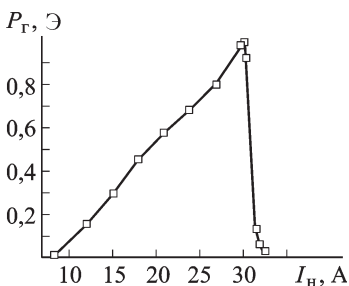


Рис. 6. Энергетическая характеристика лазера с резонатором, образованным плоскими зеркалами

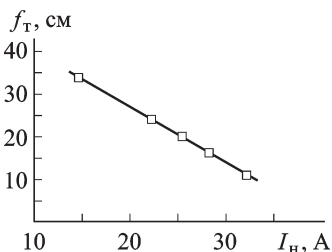


Рис. 7. Фокусное расстояние тепловой линзы активного элемента при продольной накачке

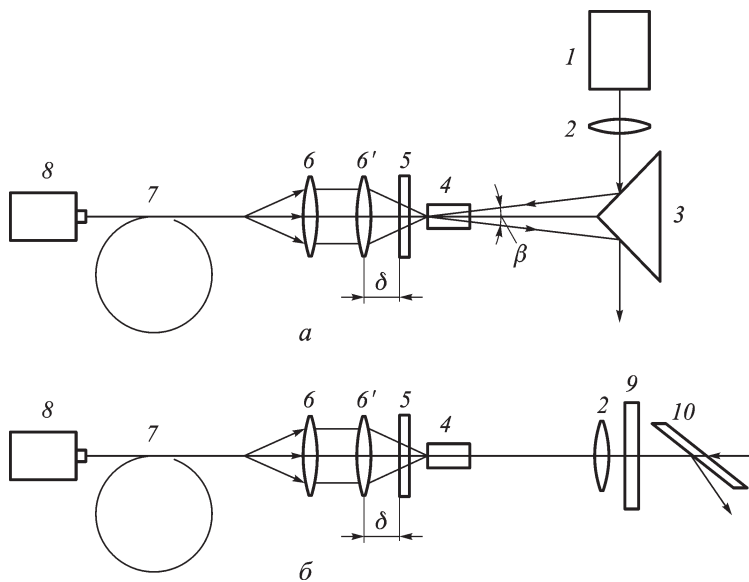


Рис. 8. Оптические схемы усилителей с продольной накачкой:

1 — задающий генератор; 2 — линза; 3 — призма с отражающими покрытиями; 4 — активный элемент; 5 — плоское зеркало $\tau_{1,064} \cong 0$, $\tau_{0,808} \cong 1$; 6, 6' — двухлинзовая оптическая система; 7 — световолокно; 8 — диодный модуль JOLD-30-FS-14; 9 — $\lambda/4$ -пластина; 10 — поляризатор

поляризации проходящего через него излучения. Измерения степени деполаризации излучения проводились для фрагментов усилительных схем, приведенных на рис. 8. В обеих схемах деполаризация излучения измерялась после двух проходов излучением активного элемента. В схеме б траектории распространения излучения в обоих направлениях совпадают, а в схеме а они разнесены на угол $\beta = 0,01 \dots 0,015$ радиан. В этом диапазоне значений углов β достигалось максимальное усиление (см. рис. 8, а). Зондирующее излучение было линейно поляризовано для схемы б в плоскости рисунка, а для схемы а — в ортогональной плоскости. Результаты измерений деполаризации излучения термонапряженных активных элементов в рассматриваемой схеме диодной накачки показали, что она не велика и при высокой плотности мощности излучения, достигающей $(0,5 \dots 1,0) \cdot 10^4$ Вт/см², составляет несколько процентов.

Однако столь высокие уровни излучения накачки приводят к сильному нагреву возбужденной области активного элемента. Согласно выражениям (1) и (2) перепад температур между центром и боковой поверхностью активного элемента

$$\Delta T = \frac{q_t r_o^2}{4\lambda_t} (1 + 2 \ln k).$$

Для неодимсодержащих активных сред нагрев возбужденной области может достигать 100 °С и более. Это, в свою очередь, приводит не

только к значительным спектральным подвижкам линий усиления и поглощения активной среды, действие которых можно компенсировать, но и к ухудшению усилительной σ (поперечное сечение лазерного перехода) и временной τ_{32} (время жизни возбужденного состояния) ее характеристик [5]. Действие этих эффектов необходимо учитывать при разработке лазеров с предельными энергетическими параметрами излучения.

Усилительные схемы, построенные на лазерных модулях с продольной диодной накачкой, вследствие реализации высокой плотности накачки активной среды должны обладать высокими усилительными характеристиками. В ходе исследований были рассмотрены два варианта усилительных схем (см. рис. 8). Схема, приведенная на рис. 8, б, выполнена с поляризационной развязкой входного и выходного пучков излучения, а схема, приведенная на рис. 8, а — с пространственным разнесением входного и выходного пучков ($\beta < 0,015$ радиан). Исследования проводились с активными элементами YAG:Nd диаметром 6,3 мм и длиной 10 мм и YVO₄:Nd — 4×4×10 мм. Возбуждение активной среды осуществлялось излучением рассмотренной системы накачки, в которой излучение от волокна в объем активного элемента переносится с помощью объектива, состоящего из двух положительных линз б и б' из стекла ТФ-2. Экспериментальные исследования усилительных схем проводились для трех комбинаций линз: 1) $f_1 = 20$ мм и $f_2 = 25$ мм; 2) $f_1 = f_2 = 20$ мм; 3) $f_1 = 25$ мм и $f_2 = 20$ мм.

В качестве задающего лазера I использовался квазинепрерывный одномодовый YAG:Nd-лазер с непрерывной диодной накачкой и модуляцией добротности акусто-оптическим затвором. Малая длина резонатора позволяет генерировать импульсы излучения наносекундной длительности.

Для выравнивания поперечного размера усиливаемого излучения с размером возбужденной области активного элемента усилителя пучок излучения задающего лазера сжимался линзой 2 с $f' = 350$ мм до диаметра примерно 0,5 мм в перетяжке. Пространственное их сопряжение осуществляется путем поперечного и продольного перемещения линз б и 2. Энергетические характеристики обеих схем усилителей с активной средой YAG:Nd при частоте следования импульсов входного излучения $F = 5$ кГц приведены в табл. 1, 2. Средняя мощность входного излучения измерялась на выходе “холодного” усилителя ($I_n = 0$).

Результаты измерений показали, что обе схемы усилителей по энергетической эффективности примерно одинаковы, а реализуемые абсолютные значения усиления G весьма высоки для квазинепрерывного режима работы лазера. Для сравнения, с двухпроходным усилителем на основе квантрона RB-240 (“CEO” США) с суммарной мощностью излучения диодной накачки (непрерывной, как и в рассмотренных

**Энергетические характеристики усилительной схемы *a*
(рис. 8) с активной средой YAG:Nd**

$f_1 = 20 \text{ мм}, f_2 = 25 \text{ мм}$					
$I_{\text{н}}, \text{ А}$	0	20	25	28	30
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,11	0,37	0,49	0,54	0,55
G	–	3,36	4,50	4,90	5,00
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,51	1,42	1,76	1,85	1,89
G	–	2,78	3,45	3,63	3,70
$f_1 = 20 \text{ мм}, f_2 = 20 \text{ мм}$					
$I_{\text{н}}, \text{ А}$	0	20	25	28	30
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,11	0,43	0,59	0,63	0,65
G	–	3,90	5,36	5,70	5,90
$f_1 = 25 \text{ мм}, f_2 = 20 \text{ мм}$					
$I_{\text{н}}, \text{ А}$	0	20	25	28	30
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,10	0,47	0,64	0,68	0,71
G	–	4,56	6,15	6,56	6,82
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,48	1,63	2,10	2,25	2,30
G	–	3,36	4,34	4,64	4,75

Таблица 2

**Энергетические характеристики усилительной схемы *b*
(рис. 8) с активной средой YAG:Nd**

$f_1 = 25 \text{ мм}, f_2 = 20 \text{ мм}$					
$I_{\text{н}}, \text{ А}$	0	20	25	28	30
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,11	0,52	0,68	0,75	0,78
G	–	4,72	6,22	6,82	7,07
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,49	1,54	2,03	2,23	2,32
G	–	3,13	4,13	4,54	4,71

примерах) 240 Вт на активный элемент АИГ:Nd диаметром 3 мм для входного излучения средней мощностью 0,48 Вт был реализован коэффициент усиления $G \approx 2,5$. В схеме же с продольной накачкой для входного излучения той же мощности $G \approx 5$.

Высокая эффективность усилительной схемы *a* с пространственным разнесением пучков усиливаемого излучения (см. рис. 8) позволяет достаточно просто реализовать двухпроходовой усилитель на активной среде $\text{YVO}_4:\text{Nd}$, являющейся анизотропным кристаллом и, соответственно, не допускающей использование поляризационной развязки по схеме *b* (см. рис. 8). Эта активная среда имеет существенно более высокие значения поперечного сечения вынужденного перехода, чем YAG:Nd, и хорошо сопряжена с ней по спектру люминесценции, что позволяет совместно использовать их в лазерной схеме.

В табл. 3 приведены результаты измерений двухпроходового усилителя на $YVO_4:Nd$ (схема *a*) с тем же задающим лазером на $YAG:Nd$. Измерения выполнялись при частоте следования импульсов усиливаемого излучения $F = 5$ кГц. Приведенные результаты демонстрируют высокие усилительные свойства данного усилителя на $YVO_4:Nd$ при всех уровнях мощности входного излучения.

Таблица 3

Энергетические характеристики усилительной схемы *a* (рис. 8) с активной средой $YVO_4:Nd$

$$f_1 = 25 \text{ мм}, f_2 = 20 \text{ мм}$$

$I_H, \text{ А}$	0	15	20	25	28	30
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,03	0,25	0,48	0,71	0,80	0,85
G	–	8,5	16,1	23,6	26,6	28,3
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,11	0,61	0,96	1,27	1,41	1,49
G	–	5,4	8,5	11,3	12,5	13,3
$P_{\text{вых}}, \text{ Вт}$	0,48	1,40	1,93	2,40	2,62	2,76
G	–	2,9	4,0	5,0	5,5	5,7

В заключение следует отметить высокие усилительные характеристики схем с продольной диодной накачкой непрерывным излучением. Использование же импульсных диодных источников накачки в таких схемах позволяет рассчитывать на многократное увеличение значений их усилительных характеристик. Усилительные схемы, построенные на модулях с продольной диодной накачкой, являются эффективным средством усиления слабых сигналов, так как уровни мощности усиленной люминесценции в таких схемах должны быть ниже, чем в традиционных схемах усилителей с боковой накачкой активной среды.

Генераторные схемы с продольной диодной накачкой отличаются высокой энергетической эффективностью. В наших экспериментах с АИГ:Nd-лазером в режиме свободной генерации КПД преобразования “свет–свет” приближался к 50 % ($P_r = 12$ Вт, $I_H = 32$ А, $P_H = 25$ Вт) для резонатора, образованного плоскими зеркалами с оптимальным выходным зеркалом (пропускание 18 %), с использованием оптического волокна диаметром 400 мкм и линз с $f_1 = f_2 = 20$ мм. Предельный коэффициент преобразования зависит, очевидно, от степени пространственного сопряжения объемов каналов накачки и генерации.

Деполаризация излучения термонапряженным активным элементом проявлялась в том, что при постановке в резонатор плоскопараллельной кварцевой пластины под углом Брюстера мощность выходного излучения уменьшалась на 10...12 % по сравнению с выходной

мощностью лазерной схемы без пластины. При этом степень деполяризации выходного излучения не превышала 5 %.

И последнее, при построении одномодовых лазерных генераторов с продольной диодной накачкой высокой мощности, работающих в режимах модулированной добротности, конфигурации применяемых резонаторов должны исключать локализацию генерируемого излучения на внутриврезонаторных элементах выше предельной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В ы с о к о э ф ф е к т и в н ы й компактный Nd³⁺:YAG-лазер на длине волны 1,064 мкм, работающий в непрерывном и импульсном режимах с диодной накачкой и модуляцией добротности акусто-оптическим затвором / В.В. Безотосный и др. // КЭ. Т. 35. – № 6. – 2005. – С. 507.
2. Б е л о с т о ц к и й Б. Р., Р у б а н о в А. С. Тепловой режим твердотельных оптических квантовых генераторов. – М.: Энергия, 1973.
3. В е д ь ш к и н Н. В., Д е р ж а в и н С. И., К у з ь м и н о в В. В., М а ш - к о в с к и й Д. А. Новый метод измерения фокусного расстояния термической линзы в твердотельных лазерах с короткой активной средой // КЭ. – 2003. – Т. 33, № 4. – С. 367.
4. М и к а э л ь я н А. Л., Т е р - М и к а э л ь я н М. Л., Т у р к о в Ю. Г. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. – М.: Сов. радио, 1967.
5. М е з е н о в А. В., С о м с Л. Н., С т е п а н о в А. И. Термооптика твердотельных лазеров. – Л.: Машиностроение. 1986.

Статья поступила в редакцию 24.12.2008

Владимир Александрович Десяцков родился в 1947 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1971 г. Канд. техн. наук, начальник отдела НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области лазерной техники.

V.A. Desjatzkov (b. 1947) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. PhD (Eng.), section head of Research Institute for Electronics and Laser Technology of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 70 publications in the field of laser technology.

Людмила Васильевна Десяцкова окончила МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1971 г. Научный сотрудник НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области лазерной техники.

L.V. Desjatzkova graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1971. Research of Research Institute for Electronics and Laser Technology of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 30 publications in the field of laser technology.

Алексей Валериевич Степанов родился в 1962 г., окончил Московский институт стали и сплавов в 1984 г. Научный сотрудник НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ в области радиоэлектроники и лазерной техники.

A.V. Stepanov (b. 1962) graduated from the Moscow Steel & Alloys Institute in 1984. Researcher of Research Institute for Electronics & Laser Technology of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of laser technology.