

Исследование возможности создания мультикиловаттного твердотельного лазера с многоканальной диодной накачкой на основе оптически плотных активных сред

С.В.Гарнов, В.А.Михайлов, Р.В.Серов, В.А.Смирнов, В.Б.Цветков, И.А.Щербаков

Определены оптимальные условия для создания эффективных твердотельных лазеров ($\lambda \sim 1$ мкм) с диодной накачкой и мощностью генерации вплоть до нескольких десятков киловатт. Проанализированы тепловые условия работы различных активных сред, легированных ионами Yb^{3+} или Nd^{3+} , которые применяются в мощных лазерных системах. Обсуждаются преимущества и недостатки этих активных ионов, а также различных кристаллических матриц. Проведенный теоретический анализ и экспериментальное моделирование позволяют определить области применения различных лазерных кристаллов. Предлагается новая концепция многолучевой (многоточечной) накачки активной среды.

Ключевые слова: лазеры с высокой средней мощностью, диодная накачка, оптически плотные активные среды, GdVO_4 ; Nd.

1. Введение

Для научных исследований и использования в технологических целях требуются лазеры с выходной мощностью от ста ватт до нескольких десятков киловатт. До недавнего времени получение излучения мощностью более нескольких киловатт при длительной работе было возможно в основном при использовании химических или газовых лазеров с длиной волны $\lambda \sim 10$ мкм, которые нашли широкое применение в промышленности. Однако для многих применений предпочтительной является длина волны ~ 1 мкм. По мере увеличения мощности, повышения надежности и снижения стоимости лазерных диодов мощные волоконные и твердотельные лазеры с диодной накачкой становятся конкурентами существующих технологических лазеров. Характерные черты твердотельных и волоконных лазерных систем, такие как компактность и простота в обслуживании, также являются их преимуществом. Однако волоконные лазеры могут быть использованы в основном для работы в непрерывном режиме. Кроме того, при создании мощных волоконных лазеров, как, впрочем, и любых других, с высоким качеством излучения возникает проблема когерентного сложения излучений нескольких источников.

Максимальная мощность лазерного излучения, получаемая в настоящее время с одного волокна, как правило, не превышает ~ 2 кВт. Для достижения больших мощностей при сохранении высокого качества лазерного пучка необходимо когерентное суммирование пучков излучения отдельных волоконных лазеров. Эта задача на сегодняшний день не решена. Следует отметить, что когерентное сложение лазерных пучков успешно осуществляется в лазерах со слэб-конфигурацией. Так, в работе [1] сообщается о лазерной установке на слэбах с выходной мощностью

25 кВт и высоким качеством пучка (расходимость меньше 1.5 дифракционного предела), а в [2] – о слэб-лазере с выходной мощностью 19 кВт и расходимостью 1.73 дифракционного предела. Однако подобные лазеры конструктивно очень сложны и требуют отдельного «стерильного» помещения, так что возможности их широкого практического использования, по-видимому, невелики. То же самое относится и к лазерам, работающим на «тепловой емкости» активных элементов: они могут генерировать излучение мощностью 25 кВт в течение не более 10 с или мощностью 67 кВт «при кратковременном включении» [1].

Цель данного исследования – определение условий для создания твердотельных лазеров с диодной накачкой и длиной волны излучения ~ 1 мкм, которые могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме генерации с высокими КПД и качеством излучения в диапазоне средней мощности излучения до нескольких десятков киловатт. В отличие от описанных в литературе мы рассматриваем диодную накачку с волоконным выходом, разнесенную в пространстве, и оптически плотный кристаллический диск в качестве активной среды. Высокая оптическая плотность, обеспечивающая поглощение излучения накачки за один-два прохода через активную среду даже в тонком активном элементе, достигается за счет большой силы осциллятора на длине волны накачки или за счет высокой концентрации рабочих частиц. Это позволяет отказаться от сложной многопроходной накачки. Анализируются предельные возможности лазеров, построенных по предлагаемой схеме. Выполнены эксперименты, подтверждающие выводы проделанного анализа.

Следует отметить, что концепция оптически плотных активных сред развивается достаточно давно [3]. Так, на кристаллах смешанных гранатов, активированных ионами хрома и неодима, при ламповой накачке были получены рекордные значения абсолютного (10.5 %) и дифференциального (11.5 %) КПД в режиме свободной генерации, а также рекордный дифференциальный КПД (6 %) в режиме модулированной добротности. Кроме того, экс-

С.В.Гарнов, В.А.Михайлов, Р.В.Серов, В.А.Смирнов, В.Б.Цветков, И.А.Щербаков. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: tsvetkov@lsk.gpi.ru

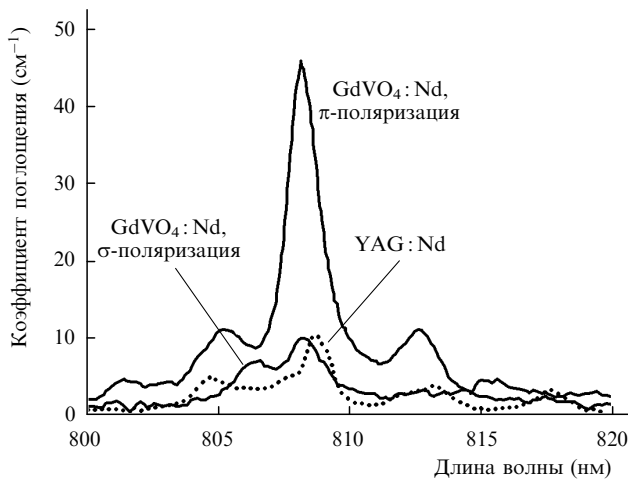


Рис.1. Спектры поглощения кристалла $GdVO_4:Nd$ (концентрация ионов неодима равна 1 %) для излучения с π - и σ -поляризациями, а также спектр поглощения кристалла $YAG:Nd$.

периментально было показано, что пороговая мощность оптической накачки для разрушения оптически плотной активной среды существенно выше, чем для среды с малой оптической плотностью (при однородном тепловыделении) [3].

Заметим, что если для кристаллов хромсодержащих скандиевых гранатов при ламповой накачке речь шла об оптически плотной активной среде с высоким спектрально-средним коэффициентом поглощения, то в случае диодной накачки речь идет уже о «чистой» оптически плотной среде, имеющей большое поглощение на длине волны накачки. Такая среда (кристаллы ванадата гадолиния с неодимом) была предложена в [4]. На рис.1 представлены спектры поглощения кристаллов $GdVO_4:Nd$ для излучения с π - и σ -поляризациями (атомная концентрация ионов Nd^{3+} составляла 1 %), а также кристалла $YAG:Nd$. Видно, что коэффициент поглощения излучения с π -поляризацией на длине волны накачки достигает 45 см^{-1} . В настоящее время выращиваются кристаллы $GdVO_4:Nd$ высокого оптического качества, обладающие коэффициентом поглощения более 100 см^{-1} . При таком коэффициенте поглощения 99 % излучения накачки поглощается за один проход через активную среду при толщине диска всего лишь $\sim 0.5 \text{ мм}$.

Отметим, что создание мощных твердотельных лазеров является сложной физико-технической задачей, для решения которой требуется не только правильный выбор активной среды, ее геометрической формы и легирующих ионов, но и проработка систем накачки и теплоотвода. Ниже последовательно рассмотрены все указанные аспекты.

2. Выбор рабочих ионов активной среды

На роль активной среды лазеров с $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ в наибольшей степени подходят кристаллы, активированные трехвалентными ионами Yb^{3+} или Nd^{3+} . Обе среды обладают преимуществами и недостатками.

Основным преимуществом кристаллов, активированных ионами иттербия, считается пониженное тепловыделение по сравнению с кристаллами, активированными ионами неодима. Так, в кристаллах $YAG:Nd$ тепловыделение достигает 30 % – 35 % [5], а в $YAG:Yb$ – около 15 % [6]. Различие связано с тем, что квантовый дефект

($\Delta E = h\nu_p - h\nu_L$) в ионах Yb^{3+} меньше, чем в ионах Nd^{3+} . Однако сечение поглощения на длине волны накачки у ионов иттербия также значительно меньше, чем у ионов неодима (для кристаллов ИАГ эти сечения составляют $\sim 7 \times 10^{-21} \text{ см}^2$ [7] и $\sim 6 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ [8] соответственно). Поэтому для эффективной работы лазера требуются достаточно высокие концентрации ионов иттербия в активной среде. В настоящее время реально используемые концентрации активных ионов в кристаллах $YAG:Yb$ составляют около 10 % (см., напр., [9]). При таких и более высоких концентрациях иттербия в кристаллах, выращенных по методу Чохральского в иридиевых тиглях, наблюдается уменьшение времени жизни люминесценции иттербия из-за тушения на примесях [10], что приводит к повышенному по сравнению с теоретическим значением тепловыделению. Предложенный в работе [10] метод выращивания кристаллов в рениевых тиглях, позволяющий получать сильно легированные кристаллы $YAG:Yb$ практически без тушащих центров, по-видимому, не получил широкого распространения. Кроме того, как показывает опыт, даже в отсутствие концентрационного тушения наилучшие результаты получаются при концентрации иттербия менее 10%, что, возможно, связано с высокой пороговой мощностью при больших концентрациях Yb^{3+} .

В активированных ионами иттербия средах рабочей схемой уровня является квазичетырехуровневая схема с низко расположенным ($\sim 610 \text{ см}^{-1}$ для $YAG:Yb$ [11]) конечным лазерным уровнем. Это приводит к большим значениям пороговой мощности генерации и инверсной населенности, а также к сильной зависимости генерационных характеристик от температуры. В ионах Nd^{3+} реализуется классическая четырехуровневая схема, поэтому температурная зависимость генерационных характеристик значительно слабее. Кроме того, более высокая (по сравнению с ионами неодима) инверсная населенность приводит к большой оптической силе керровской линзы [12], особенно для лазеров с высокой средней мощностью. Наводимые в активном элементе линзы (тепловая и керровская (электронная)) могут быть частично компенсированы различными способами: выбором конфигурации резонатора, геометрией активного элемента, адаптивной оптикой и т. д. Однако повышенная температурная чувствительность генерационных характеристик ионов Yb^{3+} обуславливает относительно низкую рабочую температуру активной среды (см., напр., [13, 14]).

Перечисленные выше преимущества и недостатки сред на основе ионов Yb^{3+} и Nd^{3+} приводят нас к выводу, что неодимовые среды являются более перспективными для создания мощных кристаллических лазеров.

3. Возможности современных источников диодной накачки

Одним из ключевых условий для создания мощных компактных лазеров является реализация максимально возможной плотности мощности накачки. В настоящее время мощность излучения, получаемая с единичной линейки диодных лазеров с размером излучающей поверхности $10 \text{ мм} \times 1 \text{ мкм}$, составляет 50 Вт. Поэтому получить необходимую для работы лазера мощность накачки можно, либо собирая линейки диодных лазеров в матрицы с последующей фокусировкой излучения на активный элемент (см., напр., [9, 15, 16]), либо используя мощные сборки лазерных диодов с волоконным выходом

(мощность излучения единичной диодной сборки на выходе стеклянного волокна диаметром 400–600 мкм составляет до 500 Вт). Выбор способа реализации максимальной плотности мощности поглощенного излучения накачки зависит от геометрии активного элемента и конфигурации резонатора. Второй способ накачки проигрывает методу непосредственной фокусировки по потерям мощности накачки из-за использования двойного набора фокусирующей оптики, однако является значительно более гибким за счет разделения системы накачки и активного элемента. В этом случае значительно проще решаются вопросы раздельного охлаждения лазерных диодов и активной среды, упрощается механическая конструкция излучателя.

4. Выбор геометрии активной среды

Основной вклад в искажение лазерного пучка и деполаризацию излучения обусловлен нагревом активной среды. Поэтому форма активного элемента должна выбираться такой, чтобы обеспечить наилучшие условия охлаждения. Кроме того, желательно обеспечить прохождение лазерного пучка через активную среду таким образом, чтобы аберрации, связанные с неоднородным распределением температуры в активном элементе, были минимальны.

При прочих равных условиях охлаждение активного элемента тем лучше, чем выше отношение площади охлаждаемой поверхности к объему активной среды. Наилучшим образом это требование реализуется в двух предельных случаях – тонкой пластины с большой площадью поверхности и длинного тонкого стержня с большим отношением длины к диаметру (как, например, в случае волоконных лазеров).

Минимизация отрицательного воздействия температурных эффектов в активной среде на качество излучения возможна при использовании волноводного распространения излучения в активном элементе (в частности, зигзагообразного хода пучка в пластинах) или в случае, когда направление распространения лазерного пучка совпадает с температурным градиентом в активном элементе.

Волноводные лазеры [16] и лазеры на пластинах с зигзагообразным ходом пучка [17] имеют стабильные параметры в диапазоне выходной мощности 100–1000 Вт. Дальнейшее увеличение мощности требует принципиально новых технических решений, кардинальным образом усложняющих конструкцию лазера. Кроме того, небольшая площадь поперечного сечения активного элемента волоконных лазеров ограничивает возможность работы такого лазера в режиме модулированной добротности резонатора.

С другой стороны, использование активного элемента в виде тонкой пластины с направлением распространения лазерного пучка в ней, перпендикулярным плоскости пластины [14], позволяет достаточно легко увеличить мощность генерации лазера путем увеличения площади поперечного сечения пучка при сохранении плотности мощности накачки.

Таким образом, представляется предпочтительным выбор формы активного элемента в виде тонкой пластины из активированного ионами неодима кристалла с поперечным распространением лазерного пучка в ней. Дальнейшие оценки будут проводиться для этого варианта геометрии активного элемента.

5. Распределение температур и термоупругих напряжений в активном элементе

Практические ограничения, возникающие во время работы любого твердотельного лазера, связаны, в первую очередь, с появляющимися в активном элементе температурными градиентами.

Для пластинчатых активных элементов используются два варианта охлаждения: со стороны двух плоскостей и со стороны одной плоскости. При однородном по объему тепловыделении в обоих случаях температурный профиль, как известно, имеет вид параболы, однако разность между максимальной и минимальной температурами и максимальная температура в активном элементе различны.

Распределение температуры в установившемся режиме находится из решения стационарного уравнения теплопроводности с учетом граничных условий (в общем случае – третьего рода).

Аналогично методу, использовавшемуся в [18], получим выражения для распределения температуры и термоупругих напряжений для тонкого диска, накачиваемого с одной стороны ($x = 0$) и охлаждаемого с другой стороны ($x = h$, где h – толщина диска), пригодные для любой оптической плотности активной среды.

Если мощность излучения накачки, направляемого на активный элемент, обозначить как P_p , то (пренебрегая отражением на поверхности активного элемента и рассматривая охлаждение только с одной стороны пластины) получим выражения для приращения температуры $\Delta T(x) = T(x) - T(h)$ и термоупругих напряжений σ в следующем виде:

$$\Delta T(x) = \frac{\eta_t P_p}{k \lambda_t S} \left(e^{-kh} - e^{-kx} \right) + \frac{\eta_t P_p}{\lambda_t S} (h - x),$$

$$\sigma = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \frac{\eta_t P_p}{\lambda_t S} \left[\frac{e^{-kx}}{k} + \frac{e^{-kh}}{hk^2} - \frac{1}{hk^2} + \left(\frac{12x}{h^3} - \frac{6}{h^2} \right) \times \left(\frac{e^{-kh}h}{2k^2} + \frac{e^{-kx}}{k^3} + \frac{h}{2k^2} - \frac{1}{k^3} \right) \right],$$

где S – площадь поверхности активного элемента; η_t – доля поглощенной мощности накачки, идущая на нагрев активной среды; k – коэффициент поглощения активной среды на длине волны накачки; λ_t – коэффициент теплопроводности; α – коэффициент теплового расширения; E – модуль Юнга; ν – коэффициент Пуассона. При расчете активную среду полагаем изотропной по механическим и тепловым свойствам.

Результаты расчетов представлены на рис.2. Значения термомеханических констант брались, для конкретности, равными соответствующим константам для кристалла ИАГ.

При расчетах предполагалось, что общая тепловая мощность, рассеиваемая в кристалле, одинакова для всех оптических плотностей. Из рис.2 видно, что распределение температуры меняется от классического параболического при малых оптических плотностях ($D = 0.1$) до «квазилинейного» при больших плотностях ($D = 20$). При этом чем больше D , тем больше максимальная температура образца, но тем больше и линейный участок в зависимости $T(x)$ и тем меньше термоупругие напряжения, поскольку, как известно, при линейной зависимости $T(x)$ напряжения не возникают [18]. Видно также, что макси-

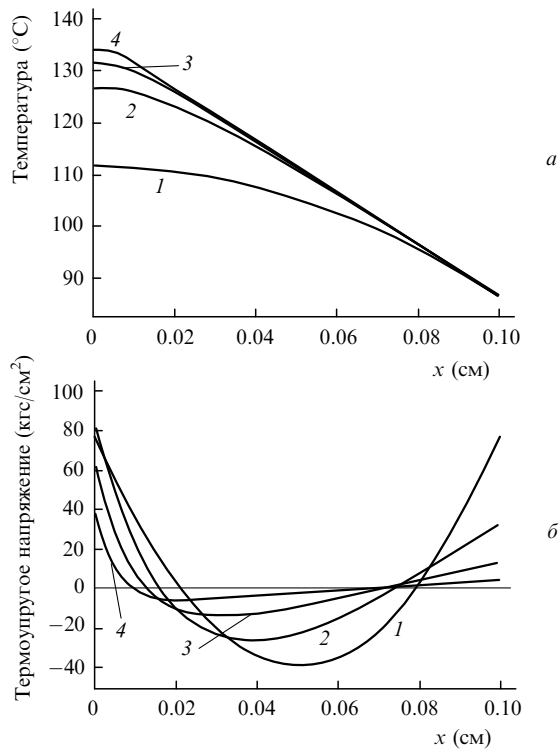


Рис.2. Распределения температуры (а) и термоупругих напряжений (б) в активных средах мощных дисковых кристаллических лазеров при оптических плотностях среды $D = 0.1$ (1), 5 (2), 10 (3) и 20 (4), площади диска $S = 1000 \text{ см}^2$, его толщине $h = 0.1 \text{ см}$, тепловой мощности, рассеиваемой в диске, 50000 Вт и температуре охлаждающей жидкости $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

мальная температура активного элемента составляет $\sim 130 \text{ }^\circ\text{C}$. Как будет показано ниже, при температурах такого порядка генерационные характеристики остаются такими же, как и при комнатной температуре. Таким образом, анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

- При одинаковой мощности тепловыделения перепад температур между плоскостями активного элемента приблизительно вдвое больше в оптически плотной среде, чем в среде с равномерным распределением источников тепловыделения (т. е. в среде с малым коэффициентом поглощения);

- По мере увеличения оптической плотности $D = kh$ распределения температуры все больше приближаются к линейному;

- Максимальные термоупругие напряжения наблюдаются на той плоскости кристалла, на которую падает излучение накачки. При этом с ростом оптической плотности D термоупругие напряжения уменьшаются, что объясняется тем, что распределение температуры по образцу все больше приближается к линейному [18]. При толщине образца $h = 1 \text{ мм}$ и $D > 6$ термоупругие напряжения становятся меньше, чем при малых D (при одинаковой мощности тепловыделения).

6. Ограничения на геометрию активной среды, обусловленные суперлюминесценцией и генерацией паразитных мод

Рассмотрим теперь основные источники потерь энергии возбуждения в неодимовых активных средах. Прежде всего, к ним относятся потери за счет спонтанного рас-

пада уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$, суперлюминесценции и генерации паразитных мод. Необходимым условием сильного влияния двух последних факторов является комбинация достаточно большого коэффициента усиления и большого оптического пути для суперлюминесценции и паразитных мод в активной среде.

Потери энергии возбуждения подробно изучались применительно к лазерам и усилителям на основе неодимовых стекол (см., напр., подробную библиографию в [19]). В ряде работ, в частности в [20], было получено аналитическое выражение для потока мощности суперлюминесценции J_{ASE} как функции усиления слабого сигнала:

$$\frac{J_{\text{ASE}}}{J_s} = \frac{\Omega}{4} \frac{G_0}{\sqrt{\ln G_0}},$$

где J_s – поток мощности насыщения; Ω – телесный угол, в котором распространяется люминесценция в активном элементе; $G_0 = \exp(g_0 l_{\text{av}})$ – полное ненасыщенное (пороговое) усиление в активной среде; l_{av} – длина пути лучей в активном элементе, усредненная по всем направлениям с учетом зигзагообразного хода части лучей между торцевыми рабочими поверхностями внутри угла полного внутреннего отражения; g_0 – коэффициент усиления.

Возникновение генерации на паразитных модах в дисковых усилителях также подробно изучено. Для лучей, которые распространяются зигзагообразно по замкнутому пути в диске и испытывают ряд полных внутренних отражений от рабочих поверхностей и отражений от боковой поверхности с коэффициентом отражения R_{ss} , условие возникновения паразитных мод имеет вид [20]

$$R_{\text{ss}} \exp\left(\frac{n_2}{n_1} g d_0\right) = 1,$$

где n_2 , n_1 – коэффициенты преломления активного материала и окружающей среды со стороны рабочих поверхностей; g – коэффициент усиления; d_0 – диаметр диска.

В обоих случаях вероятность возникновения паразитных эффектов сильно зависит от коэффициента усиления g активной среды, который в простейшем случае определяется из порогового условия $2gh = L - \ln R_{\text{out}}$, где L – полные потери в активном элементе, а R_{out} – коэффициент отражения выходного зеркала. Совместное решение уравнений, задающих условия возникновения «полезной» генерации, генерации паразитных мод и суперлюминесценции дает возможность определить критическое соотношение между толщиной диска h и его диаметром d_0 . Для непрерывного режима генерации (коэффициент усиления мал, $R_{\text{out}} = 0.8 - 0.9$) отношение $\beta = d_0/h$, которое не следует превышать, составляет ~ 25 , а для импульсного режима оно должно быть еще меньше.

7. Экспериментальные результаты

Экспериментальные результаты, полученные при использовании оптически плотных активных элементов дискообразной формы, подтверждают сделанные выше расчеты и оценки. На рис.3 представлена схема измерения температуры активного элемента. Измерения были проведены с кристаллами лантан-скандий-бората с неодимом (LSB: Nd), YAG: Nd и GdVO_4 : Nd. Температура T_{max} в центре накачиваемой области на поверхности диска определялась по числу интерференционных колец,

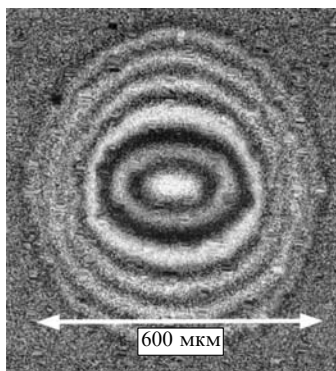
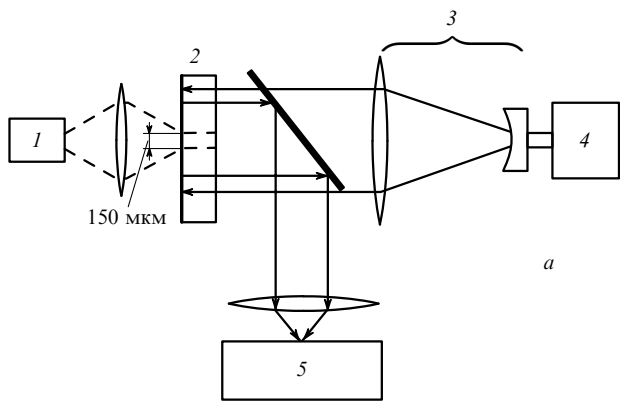


Рис.3. Схема установки для исследования нагрева дисковых активных элементов (а) и вид интерференционных колец для случая кристалла LSB:Nd (б):

1 – диод накачки ($P = 1 - 2$ Вт); 2 – активный элемент размером $3 \times 3 \times 1$ мм; 3 – телескоп; 4 – He-Ne-лазер; 5 – видеокамера; штриховые линии – излучение накачки, сплошные – излучение He-Ne-лазера.

«пробежавших» по кристаллу от момента начала накачки до установления стационарного режима, а число колец позволяло определить перепад температуры по образцу ΔT . Плотность мощности падающего на образец излучения накачки составляет ~ 30 кВт/см², а плотность поглощенной мощности накачки равна ~ 300 кВт/см³. Значения T_{max} и ΔT приведены в табл.1.

Табл.1. Нагрев дисковых активных элементов из активированных ионами неодима кристаллов.

Кристалл	ΔT (°C)	T_{max} (°C)
YAG:Nd	15	90
GdVO ₄ :Nd	20	110
LSB:Nd	70	150

Было установлено, что при указанных температурах выходная мощность лазеров на исследованных кристаллах не изменялась, т. е. для активных сред на основе ионов Nd³⁺ нагрев до достаточно высоких температур не является критичным. На рис.4 приведена оптическая схема лазера с диодной накачкой на основе активного элемента GdVO₄:Nd в виде тонкого диска. Накачка осуществлялась лазерной диодной линейкой с волоконным выходом излучения ($NA = 0.2$, $\lambda = 808$ нм). Использовалось выходное зеркало с коэффициентом отражения 94% на длине волны генерации 1.064 мкм. Размер кристалла составлял $4 \times 4 \times 0.35$ мм, а размер накачиваемой области

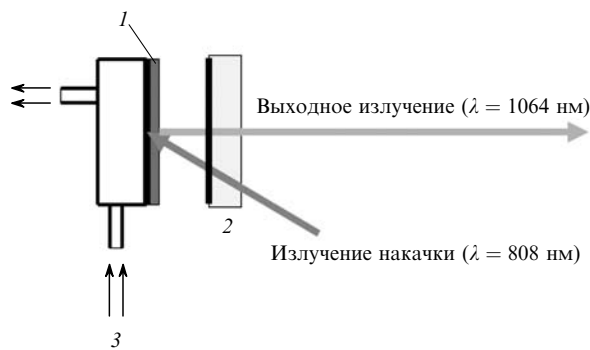


Рис.4. Схема лазера с диодной накачкой на основе активного элемента GdVO₄:Nd в виде тонкого диска: 1 – активный элемент размером $4 \times 4 \times 0.35$ мм; 2 – выходное зеркало ($R_{out} = 94\%$); 3 – теплопровод (охлаждение проточной водой).

активного элемента – $\varnothing 0.2 \times 0.35$ мм. Объемная плотность поглощенной мощности накачки была равна ~ 400 кВт/см³. Охлаждение кристалла осуществлялось проточной водой.

На рис.5 приведена зависимость плотности выходной мощности от плотности поглощенной мощности. Оптимизация КПД, который составил 26%, в данном случае не входила в нашу задачу. Такая оптимизация в лазере на кристалле GdVO₄:Nd обеспечивает КПД вплоть до 70% [21]. Отношение диаметра накачиваемой области d к толщине кристалла h равнялось 0.6. Если положить $d/h = 20$, что отвечает необходимым условиям, обеспечивающим приемлемые потери, связанные с паразитными модами и суперлюминесценцией, то диаметр пятна накачки при данной плотности мощности накачки может достигать 6 мм. Это обеспечит выходную мощность 1–2 кВт. Тогда при достаточно легко реализуемом КПД, равном 50%, и мощности генерации 1.5 кВт требуемая мощность накачки составит 3 кВт. Анализ показывает, что для получения мульткиловаттных мощностей диаметр активного элемента должен быть существенно больше, чем того требует ограничение $d_0/h \leq 25$, обусловленное потерями, связанными с паразитными модами и суперлюминесценцией. Устранить данное противоречие можно, используя многоканальную, т. е. разнесенную в пространстве, схему накачки активной среды с разбивкой тонкого диска большого диаметра на секции, которые

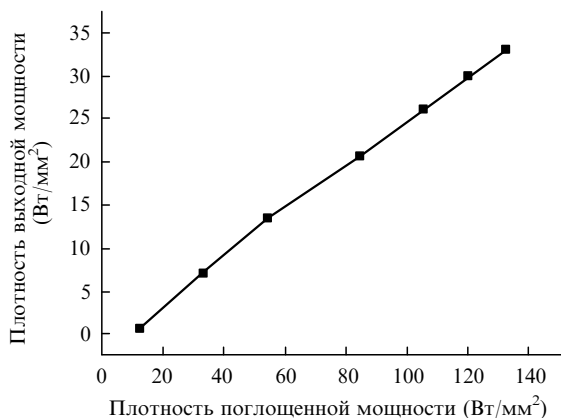


Рис.5. Зависимость плотности выходной мощности от плотности поглощенной мощности лазера на основе активного элемента GdVO₄:Nd в виде тонкого диска.

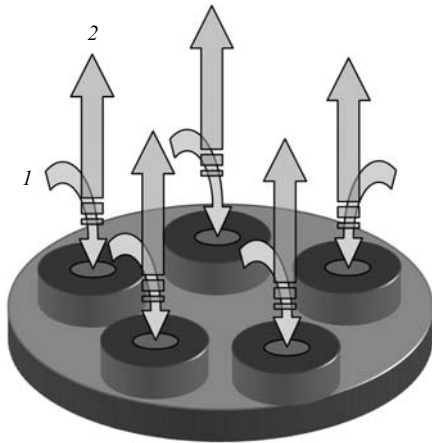


Рис.6. Секционированный дисковый активный элемент на основе оптически плотной активной среды с многоканальной накачкой: 1 – излучение накачки; 2 – лазерное излучение, когерентное сложение лазерных пучков осуществляется общим резонатором лазера.

можно получить, например, методом ионного травления (рис.6).

В настоящее время проводится компьютерное моделирование мультикиловаттного лазера, которое включает в себя моделирование процесса развития генерации в мощном лазере с устойчивым или неустойчивым резонатором и расчет установки, состоящей из задающего генератора и многоканального многопроходного усилителя.

Цель расчетов – определение качества формируемого излучения (сравнение расходимости с дифракционной) и коэффициента заполнения среды излучением. Для проведения расчетов используется разработанная в ИОФ РАН программа ФРЕНЕЛЬ [22], которая позволяет учесть такие факторы, как геометрия резонатора, неоднородность распределения накачки, насыщение усиления, амплитудные и фазовые искажения в активной среде, некогерентность затравочного спонтанного излучения.

8. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, что тонкие диски с высокой оптической плотностью являются перспективными активными элементами для создания лазеров мультикиловаттной мощности с диодной накачкой. Установлено, что использование оптически плотных сред позволяет осуществлять однопроходную накачку тонких дисков и минимизировать тепловые нагрузки. Предложена схема многоканальной накачки активной среды. Выполненные эксперименты демонстри-

руют возможность создания мультикиловаттного лазера на тонких дисках из кристаллов ванадатов с неодимом.

Авторы выражают благодарность А.Н.Алпатьеву и И.В.Епатко за плодотворное обсуждение результатов, а также М.Б.Стукан и Д.К.Сычеву за помощь в оформлении работы.

- Heller A., in *Science & Technology Review* (Livermore, 2006, April, pp 10–17).
- Goodno G.D., Komine H., McNaught S.J., et al. *Opt. Lett.*, **31**, 1247 (2006).
- Алпатьев А.Н., Данилов А.А., Никольский М.Ю., Прохоров А.М., Цветков В.Б., Щербаков И.А. *Труды ИОФАН*, **26**, 107 (1990).
- Jenssen T., Meyn J.-P., Huber G., Ostroumov V.G., Zagumennyi A.I., Shcherbakov I.A. *Tech. Dig. CLEO-93* (Baltimore, 1993, p. 590).
- Brown D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 560 (1998).
- Vetrovec J. *Materials for High-Average Power Solid-State Lasers. Preprint of a paper 4968-9 presented at LASE 2003 Conf.* (San Jose, Cal, 2003).
- Chenais S., Druon F., Balembois F., et al. *Opt. Mater.*, **22**, 99 (2003).
- Xionghui Zeng, Guangjun Zhao, Xiaodong Xu, et al. *J. Cryst. Growth*, **274**, 106 (2005).
- Yanagisawa T., Yamamoto S., Hirano Y., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 2004, vol. 94, p. 242).
- Petermann K., Fagundes-Peters D., Johannsen J., et al. *J. Cryst. Growth*, **275**, 135 (2005).
- Yoshikawa A., Boulon G., Laversenne L., Canibano H., Lebbou K., Collombet A., Guyot Y., Fukuda T. *J. Appl. Phys.*, **94**, 5479 (2003).
- Antipov O.L., Bredikhin D.V., Eremeykin O.N., Savikin A.P., Ivakin E.V., Sukhadolau A.V. *Opt. Lett.*, **31**, 763 (2006).
- Karszewski M., Brauch U., Erhard S., et al., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 1998, vol. 19, p. 296).
- Erhard S., Giesen A., et al., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 1999, vol. 26, p. 38).
- Takada A. et al., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 1999, vol. 26, pp 21–23).
- Lee J.R. et al., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 2001, vol. 50, p. 36).
- Tulloch W.M., Rutherford T.S., Gustfson E.K., Byer R.L., in *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* (Washington, D.C., OSA, 1999, vol. 26, p. 9).
- Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. *Обобщенная термомеханика* (Киев: Наукова думка, 1976).
- Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).
- Linford G.J., Pressini E.R., Sooy W.R., Spaeth M.L. *Appl. Opt.*, **13**, 379 (1974).
- Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Калачев Ю.Л. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 315 (2007).
- Epatko I.V., Serov R.V. *J. Phys. IV*, **133** (1), 679 (2006).