

Условия генерации пикосекундного лазера с абберационной тепловой линзой при продольной импульсной диодной накачке*

В.Б.Морозов, А.Н.Оленин, В.Г.Тункин, Д.В.Яковлев

Проанализирована зависимость диапазона частот повторения, в котором обеспечивается устойчивая работа пикосекундного лазера с продольной импульсной диодной накачкой, от параметров резонатора и тепловой линзы, наводимой в активном элементе. Представлены результаты расчета радиуса нижней моды резонатора при изменении средней мощности и диаметра пучка накачки. На основе измерений методом пробного пучка продемонстрирована адекватность представленной модели абберационной тепловой линзы для случаев однородно допированного Nd: YAG и композитного YAG/Nd: YAG активных элементов при перестройке частоты повторения импульсов накачки в пределах 0–1 кГц. Обсуждаются способы реализации устойчивой генерации импульсов миллиджоульного уровня энергии в заданном диапазоне частот повторения.

Ключевые слова: пикосекундный лазер, диодная накачка, тепловая линза.

1. Введение

Пикосекундные лазеры высокой пиковой мощности, генерирующие импульсы выходного излучения с энергией порядка 1 мДж и более с частотами повторения от нескольких герц до единиц килогерц, востребованы в широком спектре научно-исследовательских и прикладных задач, таких как нелинейная спектроскопия [1, 2], спектрофотометрия полупроводников [3], нанобиофотоника [4], высокоточная обработка материалов [5], лазерная хирургия [6], бесконтактная очистка поверхности предметов искусства [7], лазерная локация [8] и т. д. В ряде практических случаев применение пикосекундных лазеров предпочтительнее, чем фемтосекундных, благодаря использованию более простых схем усиления, нелинейного преобразования и передачи через оптические элементы и атмосферу.

Использование диодной накачки, как непрерывной [9], так и импульсной (импульсно-периодической) [10], позволяет создавать компактные лазерные системы, обладающие высокой стабильностью и надежностью. Когда речь идет о частотах повторения вплоть до единиц килогерц (предельная частота определяется временем жизни верхнего лазерного уровня), то для активных сред на основе ионов Nd определенные преимущества может иметь импульсный режим накачки. В этом случае достигается максимальная энергетическая эффективность пре-

образования накачки в выходное излучение при минимальном уровне сопутствующего выделения тепла, что позволяет обходиться без водяного контура охлаждения даже при работе с диодными линейками высокой пиковой мощности.

Тепловое воздействие на элементы лазерного резонатора, обусловленное нагревом диодных линеек, можно исключить, используя диодные линейки с волоконным выводом. Это особенно важно в режиме работы с большой средней мощностью. Выбор продольной геометрии накачки также оказывается удобным благодаря возможности эффективного усиления излучения, генерируемого на нижней гауссовой моде резонатора, без принятия дополнительных мер для пространственной селекции мод. В то же время существенно неоднородное радиальное распределение интенсивности излучения накачки в активном элементе лазера приводит к формированию абберационной тепловой линзы [11], в отличие от случаев использования достаточно однородной ламповой [12] или поперечной диодной накачки [13], когда тепловая линза остается почти сферической в широком диапазоне изменения мощности накачки и может быть скомпенсирована обычными оптическими элементами. При продольной накачке тепловая линза состоит из легко компенсируемой параболической части и абберационной части, которую скомпенсировать значительно сложнее [14]. Характер абберационной составляющей определяется пространственным распределением интенсивности накачки, параметрами активного элемента и условиями теплоотвода.

При достижении средней мощности накачки некоторого значения абберации приводят к увеличению потерь и нарушению режима синхронизации мод. В результате стабильная генерация импульсов миллиджоульного уровня энергии становится невозможной уже при частоте повторения в несколько сотен герц. Повышением пиковой мощности накачки не удается компенсировать абберационные потери, растущие быстрее, чем усиление. Это является, в некотором смысле, расплатой за удобство

*Доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2010 г.

В.Б.Морозов, А.Н.Оленин, В.Г.Тункин. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: morozov@phys.msu.ru, andrei_olenin@mail.ru, vladimirtunkin@mail.ru
Д.В.Яковлев. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dmyak@mail.ru

использования продольной геометрии диодной накачки. В настоящей работе представлен экспериментальный и теоретический анализ тепловой линзы в активном элементе пикосекундного лазера с импульсной продольной диодной накачкой с целью определения условий его эффективной и устойчивой работы в пределах частот повторения ~ 1 кГц.

2. Моделирование лазерного резонатора

Оптическая схема пикосекундного лазера представлена на рис.1. Два связанных ломаных резонатора [15] имеют общий активный элемент АЭ длиной $l_{ac} = 11$ мм и диаметром $d_{ac} = 5$ мм с концентрацией ионов Nd 1.1 %, накачиваемый импульсной диодной линейкой с волоконным выходом излучения максимальной пиковой мощности $P_{max} = 70$ Вт на длине волны 808 нм. С выхода волокна диаметром 0.6 мм импульсы излучения накачки длительностью $\tau_p = 200$ мкс на частотах повторения f_p в диапазоне 0 – 1000 Гц фокусируются в активный элемент через концевое зеркало резонатора 31. В экспериментах максимальная пиковая мощность излучения накачки ограничена уровнем 55 Вт. Тепловой контакт боковой поверхности лазерного активного элемента и алюминиевого радиатора, охлаждаемого потоком воздуха, обеспечивается индиевой прокладкой. Так как теплопроводность индия примерно в шесть, а алюминия в десять раз больше теплопроводности YAG [16], а торцевые поверхности лазерного активного элемента охлаждаются только за счет конвекции, мы считаем, что его боковая поверхность имеет фиксированную температуру, и пренебрегаем потоком тепла через торцы.

Первый резонатор образован выпуклым зеркалом 31 и полупроводниковым насыщающимся зеркалом ПЗ с глубиной модуляции 8 % и временем восстановления 10 пс. Вогнутое зеркало 32 помещено вблизи центра резонатора.

В этом глухом резонаторе происходит формирование пикосекундного импульса с энергией ~ 1 мкДж под действием сигналов отрицательной обратной связи и активной синхронизации мод (АСМ), подаваемых на двухкристальный электрооптический модулятор ЭОМ1 из кристалла RTP [15] в конце каждого импульса накачки. Пассивная синхронизация мод посредством полупроводникового зеркала ПЗ позволяет сократить продолжительность процесса формирования импульса до 5–10 мкс и способствует укорочению импульса. Усиление пикосекундного импульса до энергии 1–1.5 мДж осуществляется регенеративным усилителем, резонатор которого образован зеркалами 31 и 33. Переключение резонаторов происходит при подаче импульса полуволнового напряжения на электрооптический модулятор ЭОМ2. Вывод излучения из резонатора усилителя обеспечивается подачей импульса четвертьволнового напряжения на электрооптический модулятор ЭОМ3.

Расстояние L_1 между зеркалом 31 и активным элементом выбирается равным 1 см с целью устранения формирования стоячей волны вблизи концевое зеркало резонатора [17] в режиме генерации импульсов длительностью около 25 пс. Оптическая длина первого резонатора $L_{res} = 145$ см соответствует четверти периода гармонического сигнала АСМ, а расстояние L_2 между АЭ и зеркалом 32 составляет 69 см. При этом расстояние между ЭОМ2 и 31 оказывается достаточным, чтобы за время его прохождения оптическим импульсом в прямом и обратном направлении модулятор успевал сработать. Сферические зеркала 31 и 32 обеспечивают устойчивость резонатора. Радиус кривизны R_1 выпуклого зеркала 31 выбирается из соображений компенсации параболической составляющей тепловой линзы в активном кристалле. Средний диаметр моды резонатора определяется главным образом радиусом кривизны R_2 вогнутого зеркала 32.

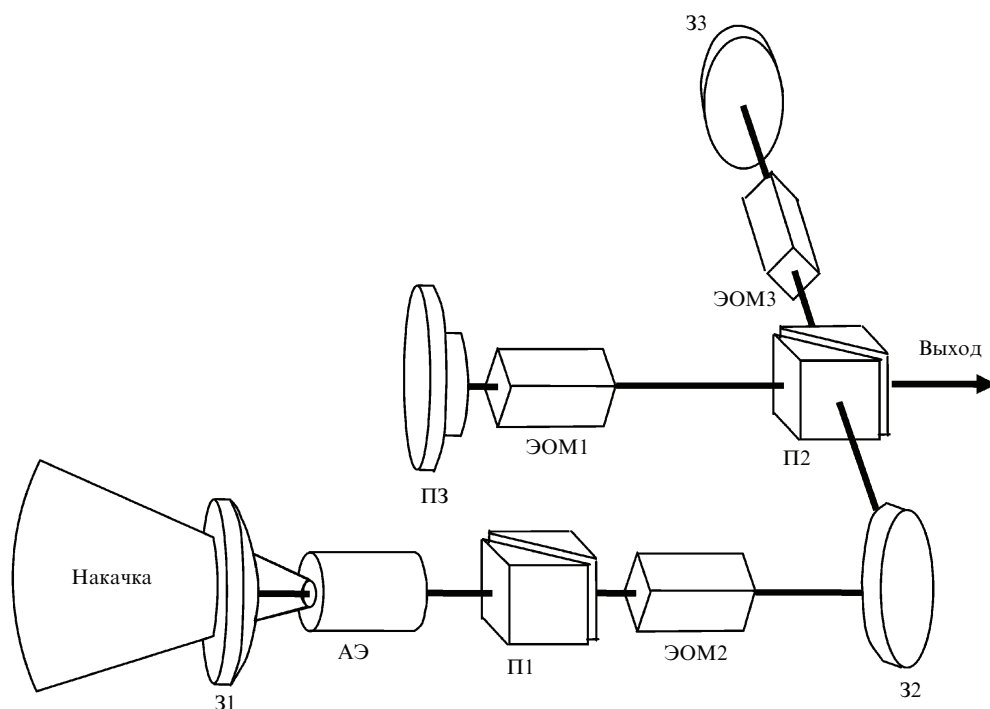


Рис.1. Упрощенная оптическая схема пикосекундного лазера:

31 – выпуклое зеркало; АЭ – активный элемент; ЭОМ1, ЭОМ2 и ЭОМ3 – электрооптические модуляторы; 32 – вогнутое зеркало; П1, П2 – поляризаторы; ПЗ – полупроводниковое насыщающееся зеркало; 33 – плоское зеркало.

Эквивалентная оптическая схема обоих резонаторов, используемая для расчетов радиуса моды, представлена на рис.2,*а*. На ней вогнутое зеркало 32 заменено линзой Л с фокусным расстоянием $F = R_2/2$. Поскольку взаимное положение оптических элементов резонатора фиксировано, конфигурация моды резонатора полностью определяется параметрами R_1, F и индуцированной в активном элементе тепловой линзой. Последнюю мы считаем тонкой, поскольку протяженность нагретой области соответствует длине поглощения излучения накачки $l_a \sim 3$ мм, что мало по сравнению с остальными расстояниями в схеме.

Анализ поведения резонаторной моды при изменении частоты повторения импульсов накачки f_p проводится на основе следующей простой модели термоиндуцированной линзы. Распределение интенсивности излучения накачки в активном элементе внутри цилиндрической области длиной l_a и радиусом r_p (рис.2,*б*) считаем однородным. Излучение накачки представляет собой последовательность прямоугольных импульсов длительностью τ_p с периодом следования $1/f_p$. Простая оценка на основе величины теплоемкости АЭ [18] показывает, что каждый импульс накачки дает увеличение температуры в поглощающей области АЭ в пределах десятых долей градуса. Таким образом, в процессе генерации не происходит заметного изменения распределения температуры в активном элементе, и импульсное тепловое воздействие накачки можно заменить на стационарное, эквивалентное по средней мощности. В дальнейшем будем рассматривать два механизма формирования тепловой линзы: на основе температурной зависимости показателя преломления и деформации за счет теплового расширения той поверхности лазерного кристалла, через которую осуществляется накачка [19]. Фокусирующие свойства тепловой линзы определяются радиальной зависимостью дополнительной, обусловленной нагревом, оптической дли-

ны пути ΔL^T излучения в АЭ, которая может быть выражена через интеграл от распределения температуры [14]:

$$\Delta L_{2D}^T(r) = \left[\frac{dn}{dT} + (1 + \nu)(n_0 - 1)\alpha_T \right] \int_0^{l_{ac}} T(r, z) dz, \quad (1)$$

где использованы следующие параметры АЭ: dn/dT – термооптический коэффициент; α_T – коэффициент теплового расширения; ν – коэффициент Пуассона; n_0 – показатель преломления.

Распределение температуры $T(r, z)$ может быть найдено из уравнения теплопроводности. В случае цилиндрической симметрии имеем двумерную задачу в координатах (r, z) (рис.2,*б*) [20]:

$$\frac{d^2 T(r, z)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT(r, z)}{dr} + \frac{d^2 T(r, z)}{dz^2} + \frac{Q(r, z)}{k_T} = 0. \quad (2)$$

Здесь $Q(r, z)$ – плотность мощности тепловых источников; k_T – коэффициент теплопроводности. Численное решение уравнения (2) показывает, что при теплоотводе только через боковую поверхность АЭ распределение температуры вдоль оси z имеет почти прямоугольную форму (рис.3,*а*). Это свидетельствует о преобладании радиальных потоков тепла внутри активного элемента. Таким образом, разумно перейти к одномерной задаче теплопроводности:

$$\frac{d^2 T(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT(r)}{dr} + \frac{Q(r)}{k_T} = 0. \quad (3)$$

Подставив решение уравнения (3) в выражение (1), получим

$$\Delta L_{1D}^T = \left[\frac{dn}{dT} + (1 + \nu)(n_0 - 1)\alpha_T \right] \times$$

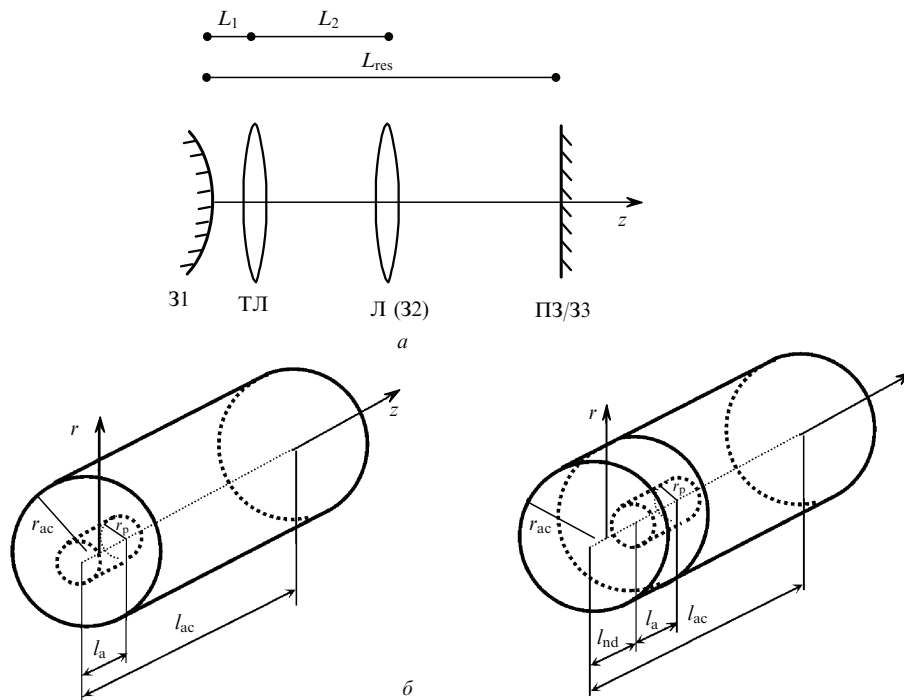


Рис.2. Эквивалентные схемы резонатора (*а*) и активного элемента с выделенной областью накачки для случаев Nd:YAG (слева) и YAG/Nd:YAG (справа) (*б*): ТЛ – тепловая линза; r_{ac} и r_p – радиусы активного элемента и области накачки соответственно; l_{ac} и l_{nd} – длины активного кристалла и недопированной области; l_a – длина накачиваемой области.

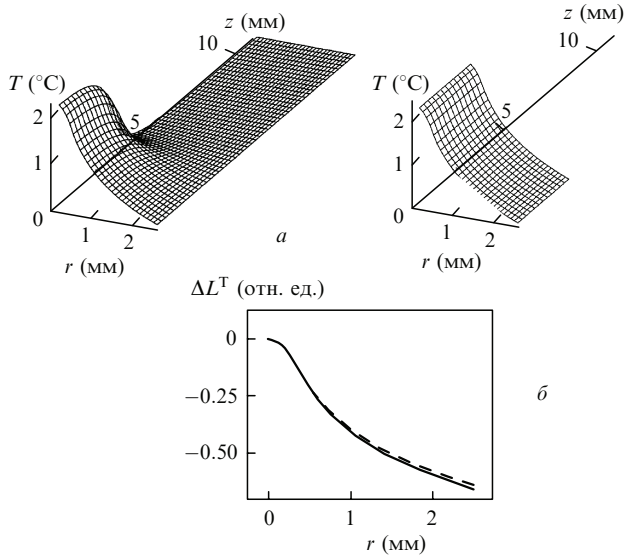


Рис.3. Рассчитанные распределения температуры в цилиндрическом АЭ при одинаковой плотности мощности нагрева и отводе тепла только через боковую поверхность: двумерная зависимость в координатах r, z (слева) и одномерная радиальная зависимость (справа) (а). Зависимости оптической длины пути в АЭ от радиальной координаты при наличии тепловой линзы, рассчитанные для одномерно (штриховая линия) и двумерного (сплошная линия) случаев (б).

$$\times \frac{Q_0 r_p^2 I_a}{4k_T} \begin{cases} -2 \ln \frac{r_p}{r_{ac}} + 1 - \frac{r^2}{r_p^2}, & r \leq r_p, \\ -2 \ln \frac{r}{r_{ac}}, & r_p < r \leq r_{ac}, \end{cases} \quad (4)$$

где Q_0 – плотность мощности однородного эквивалентного теплового источника внутри области накачки. Действительно, как видно из рис.3,б, результаты расчета ΔL^T в двумерном и одномерном случаях очень близки. Чтобы получить определенное значение фокусного расстояния тепловой линзы, оставим в выражении (4) только квадратичный член относительно r . Такое упрощение позволяет записать фокусное расстояние тепловой линзы F_{tl} в виде [19]:

$$F_{tl} = \frac{2\pi k_T r_p^2}{\gamma P_p [(dn/dT) + (1 + \nu)(n_0 - 1)\alpha_T]}, \quad (5)$$

где $\gamma = 1 - \lambda_p/\lambda_{las}$ – часть излучения накачки, переходящая в тепло; λ_p – длина волны излучения накачки; λ_{las} – длина волны лазерного излучения. Средняя мощность излучения накачки может быть записана в виде

$$P_p = \frac{P_{max} \tau_p f_p (I - I_0)}{I_{max} - I_0},$$

где I, I_0 и I – максимальный, пороговый и рабочий ток диодной линейки соответственно.

Расчет радиуса нижней гауссовой моды осуществлялся с использованием формализма ABCD-матриц [21] с учетом приведенных выше параметров резонатора и определяемого формулой (5) фокусного расстояния тепловой линзы. В настоящей работе мы не учитываем влияния на формирование моды резонатора таких зависящих от интенсивности излучения процессов, как усиление в активном элементе и поглощение в полупроводниковом зеркале. Особенности рассматриваемой в работе оптической схемы и общая длина резонатора обусловлены в

основном требованиями режимов электрооптической отрицательной обратной связи и активной синхронизации мод при генерации пикосекундных импульсов. Разумеется, представленный подход к определению параметров тепловой линзы и условий устойчивости генерации применим и для других типов лазеров с продольной импульсной диодной накачкой.

3. Диаграммы устойчивости резонатора

Устойчивая работа лазера на высоких частотах повторения в значительной степени определяется тепловым режимом ключевых элементов, таких как модуль накачки активного элемента и электрооптические модуляторы. Чрезвычайно уязвимым при этом оказывается режим синхронизации мод. В этом разделе обсуждаются условия устойчивости генерации, определяемые необходимостью согласования моды резонатора с апертурами его оптических элементов при изменении параметров тепловой линзы, обусловленном выбором частоты по-

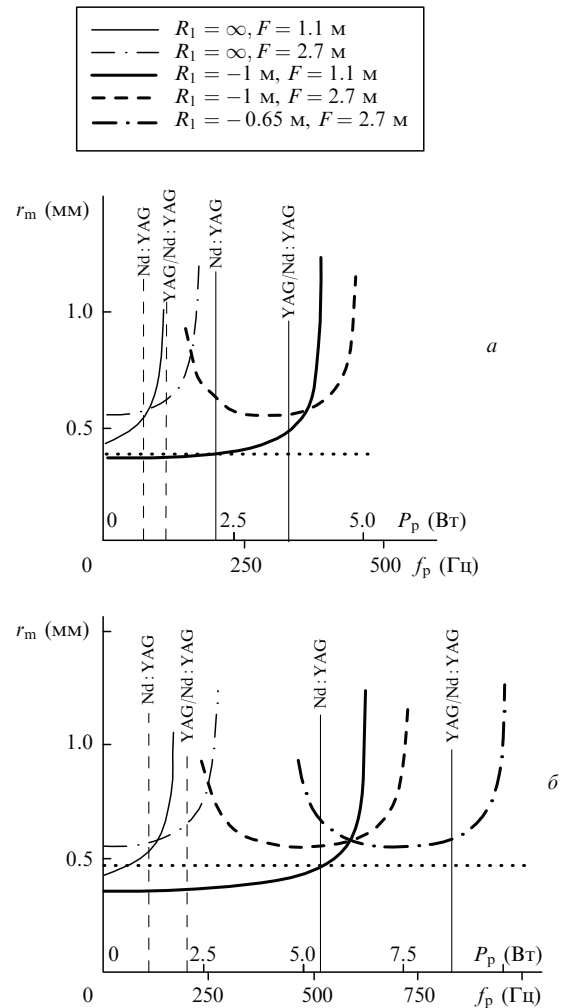


Рис.4. Радиус моды r_m в активном элементе в зависимости от средней мощности накачки/частоты повторения импульсов для различных конфигураций резонатора и радиусах области накачки, равных 370 (а) и 470 мкм (б). Области конечных размеров моды соответствуют диапазонам устойчивой работы лазера. Вертикальные линии разграничивают области незначительного (вверху) и значительного (внизу) влияния аббераций на работу лазера для $F = 1.1$ м (сплошные линии) и $F = 2.7$ м (штриховые линии). Пунктирными линиями показан радиус накачиваемой области.

вторения и диаметра накачиваемой области. Устойчивая работа лазера оказывается возможной только в ограниченных диапазонах изменения параметров.

Продольный профиль резонаторной моды рассчитывался для различных наборов R_1 и F с учетом тепловой линзы. Область устойчивости резонатора определяется значениями фокусного расстояния тепловой линзы, при которых мода не выходит за пределы апертур оптических элементов резонатора. Примеры диаграмм устойчивости представлены на рис.4. Большому значению r_p соответствуют более широкие области возможной перестройки частоты повторения импульсов накачки (рис.4,б). В то же время, как только r_p начинает превышать радиус моды, существенно падает эффективность накачки [22]. Малые значения обеспечивают хорошее перекрытие пучка накачки с модой резонатора, но все диаграммы характеризуются узким диапазоном перестройки (рис.4,а). Из анализа поведения кривых, соответствующих фиксированному значению F , можно заключить, что уменьшение R_1 (увеличение кривизны зеркала 31) приводит к сдвигу всей диаграммы в сторону больших частот повторения, при которых тепловая линза оказывается скомпенсированной. Увеличение фокусного расстояния F при фиксированном R_1 приводит к увеличению радиуса моды и сдвигу диаграммы также в сторону больших частот повторения. Таким образом, выбор подходящих значений R_1 и F обеспечивает требуемое положение области наилучшей стабильности. При этом, однако, необходимо учитывать, что значительное увеличение частоты повторения при неизменном диаметре накачиваемой области сопровождается ростом влияния абберационной части тепловой линзы, ухудшающей условия генерации, вплоть до ее прекращения.

4. Измерение аббераций тепловой линзы

Схема установки для измерения фазовых искажений, вносимых тепловой линзой, показана на рис.5. Исследуемый активный элемент, подобный используемому в работающем лазере, помещался в аналогичный алюми-

вый радиаторный блок с индиевой прокладкой и накачивался с помощью такой же системы диодной накачки. При этом выходное излучение работающего лазера на сравнительно небольшой частоте повторения использовалось в качестве пробного пучка (параметр качества $M^2 = 1.2$), который пропусклся через продольно-накачиваемый исследуемый АЭ. Радиус пробного пучка подбирался с помощью дополнительной длиннофокусной линзы (не показана на рисунке). Перемещая линзу вдоль пучка, добивались максимального заполнения излучением исследуемого АЭ без заметной дифракции на его апертуре. Измерительная линза с фокусным расстоянием $F_L = 50$ мм использовалась для преобразования фазовых искажений пробного пучка, внесенных тепловой линзой, в распределение его интенсивности. Регистрации профилей интенсивности пробного пучка вблизи фокальной плоскости измерительной линзы осуществлялась ПЗС-камерой. Поскольку импульсные диодные линейки систем накачки исследуемого АЭ и пробного лазера функционировали несинхронно, мы отбрасывали те изображения, которые соответствовали случаям совпадения пикосекундных импульсов пробного пучка и импульсов накачки, нагревающих исследуемый активный элемент. Радиус накачиваемой области в описываемых экспериментах составлял 370 мкм и определялся из условия минимального порога генерации при небольших частотах повторения. Для измерения поперечного размера накачиваемой области ее изображение регистрировалось на фоне апертуры АЭ радиусом $r_{ac} = 2.5$ мм с помощью длиннофокусного объектива и ПЗС-камеры.

Абберации измерялись при использовании однородно допированного Nd:YAG (рис.2,б, слева) и композитного YAG/Nd:YAG (рис.2,б, справа) активных элементов. Второй элемент имеет недопированную область длиной $l_{nd} = 3$ мм, через которую осуществляется накачка, поэтому механизм формирования тепловой линзы за счет искривления входного торца при тепловом расширении можно исключить. Примеры экспериментально измеренных профилей интенсивности пробного пучка показаны на рис.5. При $r_p = 370$ мкм профили интенсив-

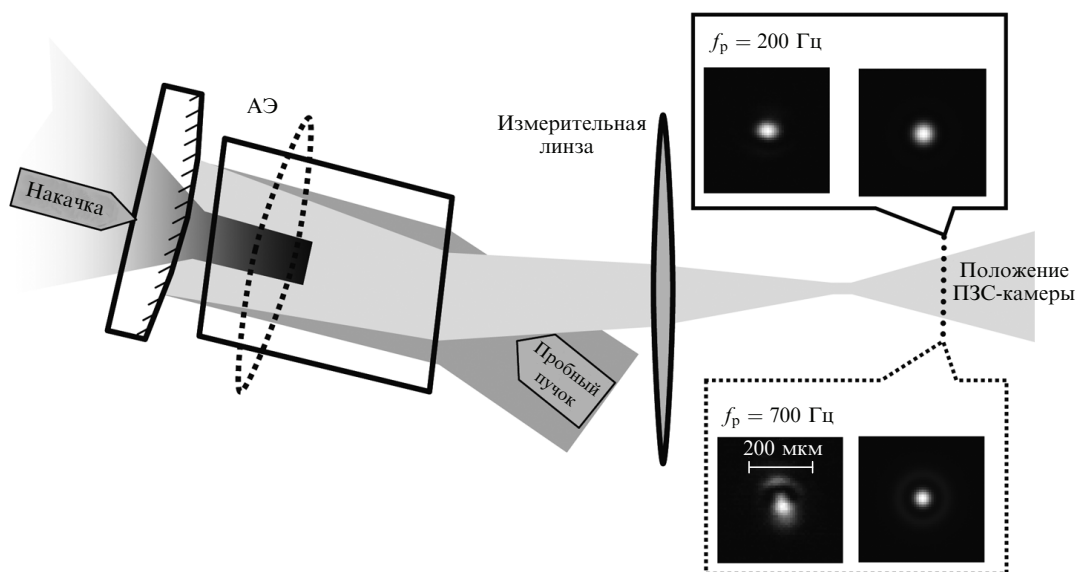


Рис.5. Схема измерения аббераций тепловой линзы при изменении частоты повторения импульсов накачки и примеры зарегистрированных (слева) и рассчитанных (справа) профилей интенсивности пробного пучка вблизи фокальной плоскости измерительной линзы для случаев слабых (вверху) и значительных (внизу) аббераций тепловой линзы в активном элементе Nd:YAG.

ности остаются практически гауссовыми вплоть до частоты повторения 210 Гц для Nd : YAG и 350 Гц в случае YAG/Nd : YAG. При более высоких частотах повторения наблюдается существенное изменение профилей интенсивности, и генерация становится невозможной при любой конфигурации резонатора. Абберрации могут быть уменьшены путем увеличения радиуса накачиваемой области, однако это достигается ценой снижения эффективности использования энергии накачки.

5. Моделирование аббераций

Проверка пригодности для описания простейшей модели аббераций экспериментальных результатов проводится на основании сравнения профилей интенсивности, измеренных экспериментально и полученных в результате моделирования распространения пробного пучка. Исходные радиус и кривизна волнового фронта пробного пучка определяются на основе применения формализма ABCD-матриц при используемой конфигурации лазерного резонатора. Распространение пучка в свободном пространстве моделируется с помощью дифракционного интеграла [23]:

$$E(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{\Sigma} E_0(M) \frac{e^{-ik\rho}}{\rho} (1 + \cos \theta) d\sigma, \tag{6}$$

где $E(P)$ – электрическое поле излучения в определенной точке пространства P ; λ – длина волны; k – волновой вектор; $E_0(M)$ – известное электрическое поле излучения в точке M некоторой поверхности Σ ; ρ – длина отрезка, соединяющего точки P и M ; θ – угол между этим отрезком и вектором нормали к Σ ; $d\sigma$ – элемент поверхности.

Линзы на пути распространения пробного пучка и тепловая линза в АЭ рассматриваются как тонкие фазовые экраны с комплексной передаточной функцией [23] $T(r)$ и фокусным расстоянием f :

$$T(r) = \exp\left(ik \frac{r^2}{2f}\right). \tag{7}$$

Передаточная функция АЭ имеет вид

$$T_{ac}(r) = \exp[i2k\Delta L_{ID}^T(r)]. \tag{8}$$

Моделирование в случае композитного активного элемента отличается формальным приравниванием нулю коэффициента α_T в выражении для $\Delta L_{ID}^T(r)$ (4).

Результаты расчетов, соответствующие экспериментальным данным, приведены на рис.5. Хорошо видно, что представленная модель абберационной термолинзы адекватно описывает искажения пробного пучка, при этом в модели отсутствуют подгоночные параметры. Для оценки потерь энергии, обусловленных непараболической составляющей тепловой линзы, будем рассматривать абберрации как возмущение волнового фронта низшей гауссовой моды лазерного резонатора. Такое возмущение приводит к увеличению расходимости исходного гауссового пучка и, следовательно, к дополнительным дифракционным потерям излучения при очередном обходе резонатора. Доля энергии, теряемая при обходе резонатора за счет аббераций, может быть оценена следующим образом [24]:

$$\gamma_a = \left| \frac{\int_0^{r_{ac}/\sqrt{2}r_{las}} \exp[i2\varphi(\sqrt{2}\rho r_{las}) - \rho^2] \rho d\rho}{\int_0^{r_{ac}/\sqrt{2}r_{las}} \exp(-\rho^2) \rho d\rho} \right|, \tag{9}$$

где r_{las} – радиус гауссовой лазерной моды в АЭ; $\varphi(\sqrt{2}\rho r_{las})$ – набег фазы, обусловленный тепловой линзой, за вычетом квадратичной составляющей. Считая, что для поддержания устойчивой генерации приемлемые потери энергии, обусловленные абберациями, при прохождении пучком активного элемента составляют 20 % [25], и используя выражение (4) для расчета фазового набега

$$\varphi(r) = k \left[\frac{dn}{dT} + (1 + \nu)(n_0 - 1)\alpha_T \right] \times \frac{Q_0 r_p^2 l_a}{4k_T} \begin{cases} 0, & r \leq r_p, \\ -2 \ln \frac{r}{r_p} - 1 + \frac{r^2}{r_p^2}, & r_p < r \leq r_{ac}, \end{cases} \tag{10}$$

можно получить с помощью (9) диапазон отношений r_p/r_{las} , для которого потери за счет аббераций не превышают заданного значения при различных частотах следования импульсов накачки (рис.6). Как отмечалось выше, радиус моды определяется главным образом выбором радиуса кривизны вогнутого зеркала 32. Исходя из величин r_p и минимального радиуса лазерной моды, определяемого выбором 32 (рис.4), с помощью диаграмм, представленных на рис.6, можно найти максимальные значения частот повторения импульсов накачки, вплоть до которых потери энергии за счет аббераций не превышают 20 %. Вертикальные линии на рис.4 соответствуют таким значениям частот для различных комбинаций 32 и АЭ.

Основываясь на результатах моделирования (рис.6), можно определить диапазон частот повторения, в котором потери за счет аббераций тепловой линзы будут не существенными при определенном соотношении между радиусом накачиваемой области и радиусом лазерной

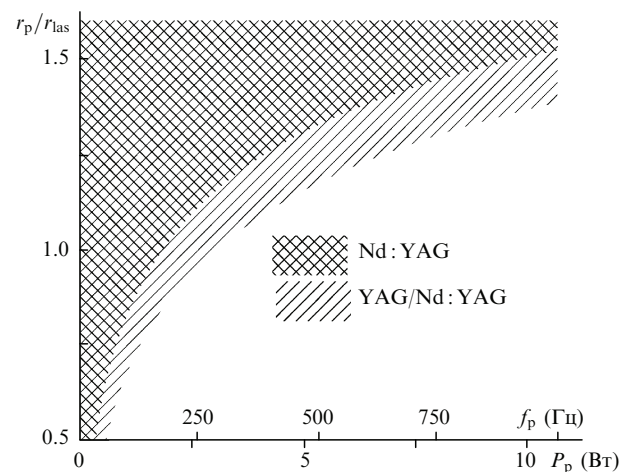


Рис.6. Диаграмма потерь энергии, обусловленных абберациями тепловой линзы, после прохода гауссового пучка через активный элемент в зависимости от частоты повторения импульсов накачки и отношения радиуса области накачки к радиусу пучка для лазерных элементов Nd : YAG и YAG/Nd : YAG. Заштрихованные области соответствуют потерям, не превышающим 20 %.

моды в активном элементе. Так, абберрационные потери невелики и генерация возможна при изменении f_p вплоть до 1 кГц при отношении r_p/r_{las} , равном 1.5 для Nd:YAG и 1.37 для YAG/Nd:YAG.

Условия устойчивой генерации лазера, используемого в наших экспериментах, выполнялись вплоть до частот 400–450 Гц при радиусе области накачки 370 мкм. Дальнейшему увеличению частоты повторения препятствуют абберрационные потери, снизить которые можно, увеличив диаметр области накачки, что в свою очередь приведет к дополнительным потерям энергии пучка накачки из-за его неполного перекрытия с модой резонатора в активной среде. Для преодоления порога генерации в этом случае необходимо использовать систему диодной накачки большей мощности.

6. Заключение

Использование продольной накачки диодными линейками с волоконным выходом привлекательно для создания эффективных импульсно-периодических лазеров с энергией импульсов выходного излучения миллиджоульного уровня. Однако существенно неоднородный радиальный прогрев лазерного активного элемента приводит при увеличении средней мощности накачки к появлению у возникающей тепловой линзы значительной абберрационной составляющей, делающей генерацию невозможной. Устойчивая работа лазера возможна в ограниченном диапазоне частот повторения, границы которого определяются параметрами резонатора и диаметром накачиваемой области. Определены условия устойчивой генерации с частотами повторения вплоть до 1 кГц при использовании лазерных элементов Nd:YAG и YAG/Nd:YAG. Характер проявления абберраций тепловой линзы для двух данных элементов экспериментально исследован с помощью пробного пучка. Представленная простейшая модель абберрации адекватно описывает экспериментальные данные и позволяет рассчитать оптимальную конфигурацию резонатора для заданного диапазона частот повторения импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-01277-а).

1. Seeger T., Kiefer J., Leipertz A., Patterson B.D., Kliewer C.J., Settersten T.B. *Opt. Lett.*, **1**, 3755 (2009).
2. Arakcheev V.G., Kireev V.V., Morozov V.B., Olenin A.N., Tunkin V.G., Valeev A.A., Yakovlev D.V. *J. Ram. Spectr.*, **38**, 1046 (2007); **38**, 1052 (2007).
3. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. *ФТП*, **44**, 1328 (2010).
4. Пашенко В.З., Гришанова Н.П., Нокс П.П., Корватовский Б.Н., Рубин А.Б. *Электрохимия*, **38**, 103 (2002).
5. Furbach A., Peng X., Turi L., Krausz F. *Appl. Phys. B*, **78**, 261 (2004).
6. Kurtz R.M., Horvath C., Liu H., Krueger R.R., Juhasz T. *J. Refract. Surg.*, **14**, 541 (1998).
7. Targowski P., Ostrowski R., Marczak J., Sylwestrzak M., Kwiatkowska E.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7391**, 73910G (2009).
8. Kaldvee B., Ehn A., Bood J., Alden M. *Appl. Opt.*, **48**, B65 (2009).
9. Keller U. *Nature*, **424**, 831 (2003).
10. Kovalev V.I., Harrison R.G., Scott A.M. *Opt. Lett.*, **30**, 3386 (2005).
11. Bourderionnetta J., Brignona A., Huignarda J.-P., Frey R. *Opt. Commun.*, **204**, 299 (2002).
12. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. В кн.: *Лазеры на алюмо-иттриевом гранате* (М.: Радио и связь, 1985).
13. Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1 (2009).
14. Cousins A.K. *Appl. Opt.*, **31**, 7259 (1992).
15. Горбунков М.В., Коняшкин А.В., Кострюков П.В., Морозов В.Б., Оленин А.Н., Русов В.А., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Шабалин Ю.В., Яковлев Д.В. *Квантовая электроника*, **35**, 2 (2005).
16. Бабичев А. П., Бабушкина Н.А., Братковский А. М. *Справочник физических величин* (М.: Энергоатомиздат, 1991).
17. Flood C.J., Walker D.R., van Driel H.M. *Opt. Lett.*, **20**, 58 (1995).
18. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. В кн.: *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
19. Weber R., Neuenschwander B., Weber H.P. *Opt. Mater.*, **11**, 245 (1999).
20. Innocenzi M.E., Yura H.T., Fincher C.L., Fields R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1831 (1990).
21. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).
22. Sanchez F., Brunel M., Ait-Ameur K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2390 (1998).
23. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М.: Наука, 2004).
24. Jabczynski J. *Opt. Commun.*, **182**, 413 (2000).
25. Van den Bos A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 356 (2000).