

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРА И ВЫБОР АКТИВНОЙ СРЕДЫ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА, РАБОТАЮЩЕГО В НЕПРЕРЫВНОМ И ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМАХ, С НАКАЧКОЙ МОЩНЫМ ОДИНОЧНЫМ ДИОДОМ

© 2009 г. В. В. Безотосный*, канд. физ.-мат. наук; М. В. Горбунков*, канд. физ.-мат. наук;
П. В. Кострюков**, Ю. М. Попов*, доктор физ.-мат. наук;
В. Г. Тункин*, доктор физ.-мат. наук; Е. А. Чешев*, канд. физ.-мат. наук

* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: cheshev_e2003@mail.ru

Изучено влияние конфигурации резонатора на пространственную и временную структуру излучения эффективного компактного лазера с продольной диодной накачкой, работающего в непрерывном режиме и режиме модуляции добротности акустооптическим затвором. Показано, что при существенно неоднородной накачке отстройка длины резонатора от критических конфигураций позволяет обеспечить генерацию излучения с пространственной структурой, близкой к гауссовой. Проведенный сравнительный анализ пространственной структуры излучения лазеров на Nd:YAG и Nd:YLF показал существенные преимущества кристаллов Nd:YLF.

Ключевые слова: твердотельные лазеры, схема накачки, диодная накачка.

Коды OCIS: 140.3540, 140.3580, 140.4780

Поступила в редакцию: 26.03.2009

Введение

Диодная накачка открывает новые возможности в разработке твердотельных лазеров, поскольку позволяет получить высокие эффективность генерации, качество излучения и ресурс при относительной простоте реализации и компактности [1]. Наиболее естественным способом получения высокоэффективной одномодовой генерации является использование продольной схемы накачки, в которой излучение накачки вводится в активную среду через одну из торцевых граней. При этом инверсия населенностей оказывается сосредоточенной в области, близкой к оси резонатора. Практический интерес представляет случай узкого пучка накачки, диаметр которого меньше диаметра нулевой моды пустого резонатора. Именно в этом случае реализуется высокоэффективная генерация на нулевой моде [2]. Однако пространственная структура излучения таких лазеров заметно зависит от конфигурации резонатора [3–5]. Известно, что существует ряд конфигураций резонатора, в которых при

накачке узким пучком пространственная структура выходного излучения заметно отличается от гауссовой. Сложная структура излучения реализуется в условиях вырождения мод пустого резонатора по частоте, которое имеет место, если параметры конфигурации резонатора g_1 и g_2 удовлетворяют соотношению

$$\left[\arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2}) \right] / \pi = r/s, \quad (1)$$

где r/s – несократимая дробь, описывающая вырождение, $g_{1,2} = 1 - L/R_{1,2}$ (L – длина резонатора, $R_{1,2}$ – радиусы кривизны зеркал). Значения фазовых набегов вырожденных мод при полном обходе резонатора отличаются друг от друга на целое число 2π . Вследствие этого их любая суперпозиция самовоспроизводится за полный обход резонатора и сама является “полноправной” модой [6]. Обмен энергией в системе мод, вызванный пространственно неоднородным усилением в активной среде, приводит к синхронизации поперечных мод, формируется суперпозиция, обеспечивающая максимальное усиление. Что-

бы обеспечить или исключить синхронизацию поперечных мод, необходимо контролировать параметры резонатора и накачки [7]. Другой причиной искажения пространственной структуры излучения являются аберрации тепловой линзы, которые растут с увеличением плотности мощности накачки [8]. Поэтому для достижения высокого пространственного качества излучения лазеров повышенной мощности важен оптимальный выбор активной среды. В литературе достаточно подробно изучена пространственная структура излучения компактных лазеров, использующих в качестве активной среды кристаллы Nd:YVO₄ [3–5] и Nd:YAG [8, 9]. Кристаллы Nd:YLF представляют интерес благодаря большому времени жизни на верхнем лазерном уровне и относительно слабой тепловой линзе, однако особенности пространственной структуры излучения Nd:YLF-лазеров с неоднородной накачкой в литературе не рассмотрены.

В данной работе изучается влияние конфигурации резонатора на пространственную и временную структуры излучения эффективного компактного лазера с продольной лазерной диодной накачкой, работающего в непрерывном режиме и режиме модуляции добротности акустооптическим затвором. В условиях предложенной в работе [10] схемы резонатора сравниваются пространственные структуры излучений лазеров с кристаллами Nd:YAG и Nd:YLF. Благодаря возможности достижения высокой эффективности при своей относительной простоте исследуемая схема находит применения, например, в области лазерных технологий микроэлектроники, в частности, при подгонке резисторов, в тонкопленочных технологиях и пр., где особые

требования предъявляются к пространственным характеристикам лазерного пучка.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1а. В качестве активной среды использовались кристаллы Nd:YLF и Nd:YAG. Кристалл Nd:YLF вырезан в ориентации (100), оптическая ось кристалла расположена перпендикулярно оси резонатора. Грань, обращенная к накачке, просветлена на длину волны накачки 0,8 мкм и является зеркалом для длины волны генерации 1,047 мкм. Другая поверхность кристалла – сферическая с радиусом 60 мм просветлена для длины волны генерации. Плоское выходное зеркало установлено на трансляционном столике, что позволяет менять длину резонатора. Излучение лазерного диода LD фокусировалось в активную среду линзой LE с фокусным расстоянием 4,2 мм. Для модуляции добротности в резонатор устанавливался акустооптический модулятор (АОМ) MZ-308 с эффективностью дифракции 60% и действующей апертурой 1 мм. Для управления модулятором использовался ВЧ-генератор (80 МГц) мощностью 8 Вт. Распределения интенсивности выходного излучения регистрировались ПЗС матрицей, установленной на расстоянии 32 см от выходного зеркала. Для определения мощности лазерного излучения использовался измеритель мощности *FieldMaster* с измерительной головкой LM-10. Временная структура излучения регистрировалась осциллографом *Tektronix TDS-1012*.

Для такой схемы лазера произведение параметров конфигурации резонатора g_1 и g_2 определяется соотношением

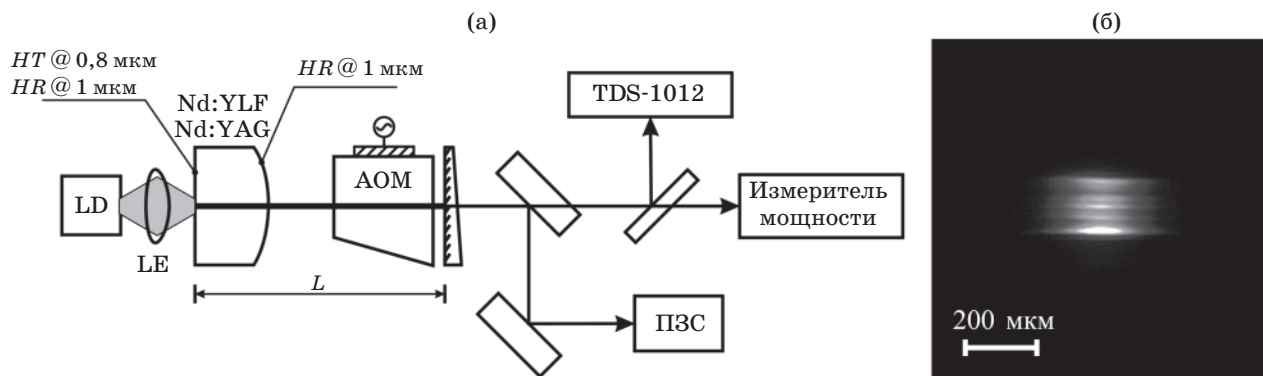


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и зарегистрированное распределение интенсивности накачки на торце активной среды (б). LD – лазерный диод, LE – линза, АОМ – акустооптический модулятор. HR и HT – высокое отражение и высокое пропускание для указанных длин волн.

$$g_1 g_2 = \left\{ 1 - \frac{l_{AM}}{F_{TL} n_{AM}} + (L - l_{AM}) \times \left[-\frac{1}{F_{TL}} - \frac{n_{AM} - 1}{R_{AM}} \left(1 - \frac{l_{AM}}{F_{TL} n_{AM}} \right) \right] \right\} \times \left[1 - \frac{l_{AM} (n_{AM} - 1)}{R_{AM} n_{AM}} \right], \quad (2)$$

где $l_{AM} = 6$ мм – длина активной среды, n_{AM} – показатель преломления активной среды, R_{AM} – радиус кривизны внутренней грани активной среды, F_{TL} – фокусное расстояние наведенной в активной среде тепловой линзы.

На рис. 16 приведено распределение интенсивности излучения накачки на торце активной среды. Распределение интенсивности заметно неоднородно, вертикальный размер изображения торца диода составляет 0,14 мм. В то же время диаметр нулевой моды пустого резонатора при длине резонатора 60 мм составляет 0,3 мм.

В экспериментах с кристаллом Nd:YLF использовались зеркала с пропусканием $T = 7,5, 15, 25, 32\%$. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме реализуется при $T = 15\%$ и составляет 2 Вт при поглощенной мощности накачки 4 Вт.

Пространственная структура излучения Nd:YLF и Nd:YAG-лазеров

В эксперименте с кристаллом Nd:YLF длина резонатора изменялась от 15 до 100 мм, что соответствует изменению $g_1 g_2$ от 0,82 до 0,16. В указанном диапазоне длин наблюдалось более 10 критических конфигураций, наиболее яркие из них $g_1 g_2 = 0,75, 0,6545, 0,5, 0,3455$ и $0,25$ (им соответствуют $r/s = 1/6, 1/5, 1/4, 3/10$ и $1/3$). В критических конфигурациях распределения интенсивности существенно негауссовы, при мощности накачки < 1 Вт они представляют собой кольцевые структуры (рис. 2а). При увеличении мощности распределения интенсивности в критических конфигурациях они теряют круговую симметрию и расширяются в направлении, перпендикулярном оптической оси, вследствие анизотропии тепловой линзы. Примеры таких распределений для мощности накачки 4 Вт приведены на рис. 16 – г для длин резонатора 57 мм ($g_1 g_2 = 0,5, r/s = 1/4$), 24 мм ($g_1 g_2 = 0,75, r/s = 1/6$) и 76 мм ($g_1 g_2 = 0,35, r/s = 3/10$) соответственно. Распределения интенсивности и поляризация излучения поворачиваются при вращении кристалла Nd:YLF вокруг оси резонатора; распределения, приведенные на рис. 2, соответ-

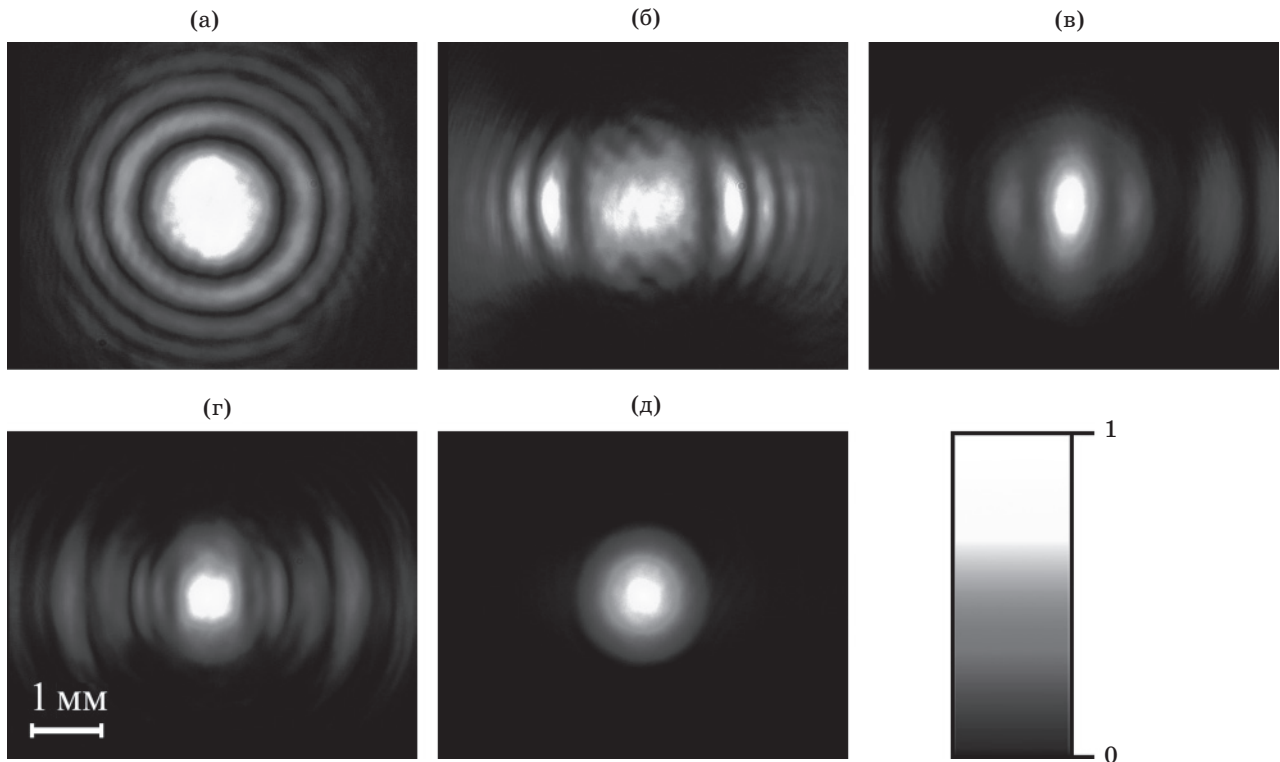


Рис. 2. Распределения интенсивности в критических конфигурациях резонатора при мощности накачки 1 Вт (а) и 4 Вт (б–г) для длин резонатора 57 мм (а, б), 24 мм (в) и 76 мм (г) и в некритической конфигурации при длине резонатора 64 мм (д).

ствуют вертикальной ориентации оптической оси Nd:YLF. Кроме того, при увеличении мощности накачки области критических конфигураций расширяются и в целом смещаются в сторону уменьшения длины резонатора вследствие увеличения оптической силы тепловой линзы [5]. Распределения интенсивности при отстройке от критических конфигураций близки к гауссовым при мощности накачки вплоть до 5 Вт. Наиболее близкая к гауссовой пространственная структура излучения наблюдается в некритических конфигурациях при $g_1 g_2 = 0,82, 0,78, 0,73, 0,64, 0,47$ и $0,23$. Значения параметра качества M^2 [11] в этих некритических конфигурациях лежат в диапазоне от 1,1 до 1,4. Типичное распределение интенсивности при некритической конфигурации резонатора приведено на рис. 2д.

Исследования спектрального состава генерируемого излучения с помощью спектрометра *AvaSpec* показали наличие особенностей в окрестностях критических конфигураций, наиболее сильно проявляющихся для полуконфокального резонатора. При достаточной отстройке от кри-

тической конфигурации генерируется излучение с длиной волны 1,047 мкм с поляризацией, направленной вдоль оптической оси Nd:YLF. В окрестностях критических конфигураций существуют узкие диапазоны изменения длины, в пределах которых наблюдается генерация излучения на двух длинах волн: появляется компонента с длиной волны 1,053 мкм, поляризованная перпендикулярно оптической оси. В окрестности полуконфокальной конфигурации ($r/s = 1/4$) при определенном значении длины было обнаружено полное подавление компоненты 1,047 мкм: наблюдалась одночастотная генерация излучения с длиной волны 1,053 мкм. В то же время в окрестности критической конфигурации с $r/s = 1/3$ полного подавления излучения с длиной волны 1,047 мкм не наблюдалось. Исследования особенностей двухчастотной генерации в кристалле Nd:YLF в окрестностях критических конфигураций будут изложены в последующих работах.

Поведение пространственной структуры излучения Nd:YAG-лазера существенно отличается

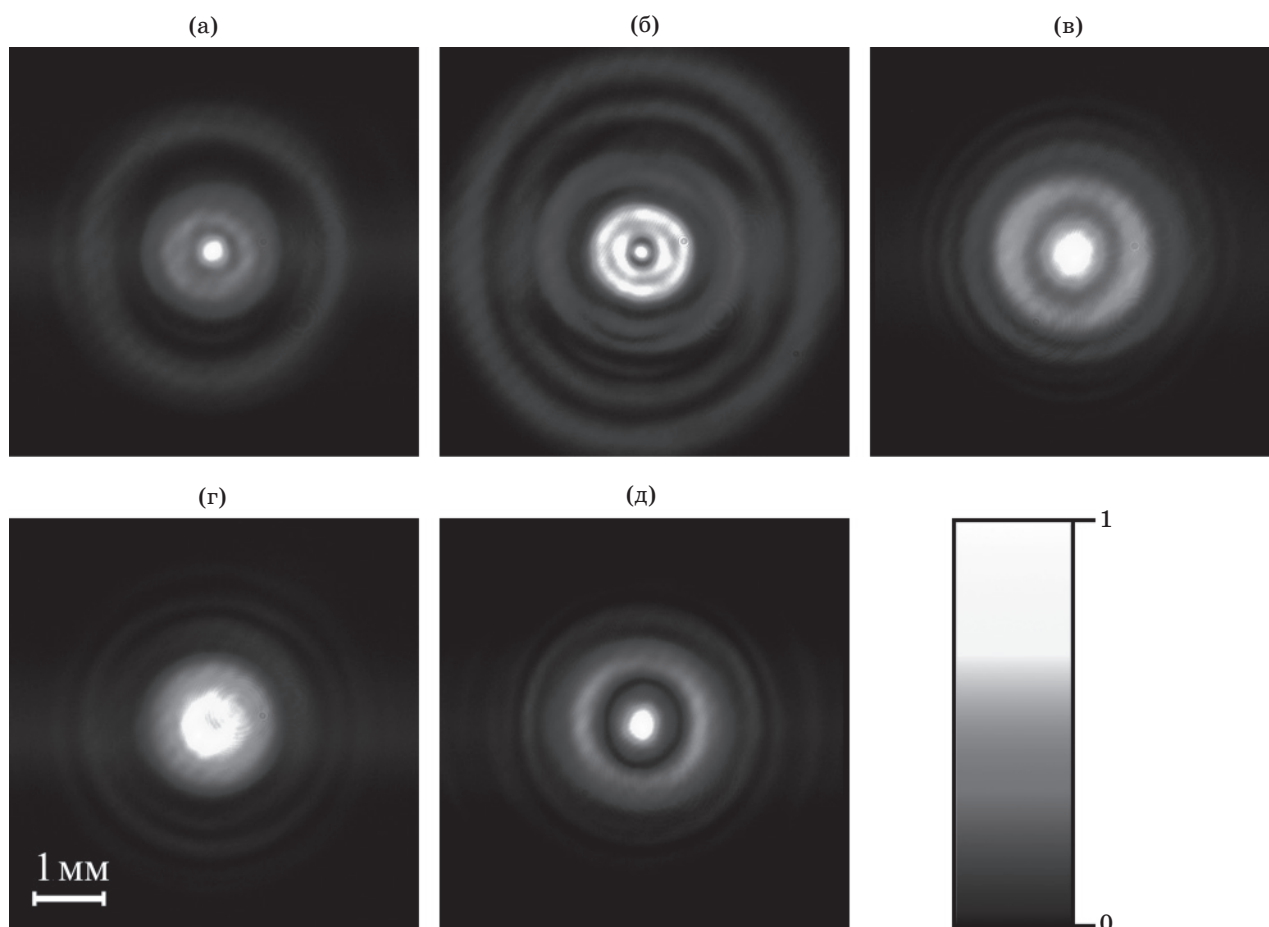


Рис. 3. Распределения интенсивности излучения Nd:YAG-лазера при мощности накачки 1 Вт для длин резонатора 56 (а), 61 (б), 70 (в), 75 (г) и 79 мм (д).

от того, что наблюдается для кристалла Nd:YLF. В данном случае разделение конфигураций резонатора на критические и некритические затруднительно, поскольку даже при мощности накачки 1 Вт распределения интенсивности существенно отличаются от гауссовых практически при всех длинах резонатора. Распределения интенсивности излучения Nd:YAG-лазера при мощности накачки 1 Вт приведены на рис. 3 для длин резонатора 56 (а), 61 (б), 70 (в), 75 (г) и 79 мм (д). При увеличении мощности до 5 Вт распределения еще более усложняются, но сохраняют круговую симметрию.

В отличие от случая Nd:YLF основной причиной негауссовости пространственной структуры излучения Nd:YAG-лазера является тепловая линза, а не пространственно неоднородное усиление. Сильная тепловая линза приводит к тому, что конфигурации резонатора невозможно поделить на критические и некритические, так как гауссовых распределений не наблюдается. В то же время тепловая линза для случая Nd:YAG не имеет анизотропии, что приводит к круговой симметрии выходных распределений.

Временная структура излучения

Вырождение мод резонатора заметно отражается и на временной структуре генерируемого излучения. В непрерывном режиме генерации вблизи критических конфигураций наблюдается заметная нестабильность выходной мощности (рис. 4б), в то же время при отстройке от критической конфигурации излучение стабилизируется (рис. 4а). В режиме модуляции добротности с помощью акустооптического затвора вдали от вырожденной конфигурации лазер генерирует одиночные импульсы с длительностью от 6 до 40 нс при изменении мощности накачки от 5 до 2 Вт. При приближении к полуконфокальной конфигурации амплитуда импульсов уменьшается в несколько раз, а длительность возрастает. Кроме того, при некоторых длинах резонатора в окрестности полуконфокальной конфигурации возможно формирование сложной временной структуры излучения, например, с двумя максимумами неравной амплитуды; пример осциллограммы для такого случая, полученный при мощности накачки 2 Вт, приведен на рис. 4г.

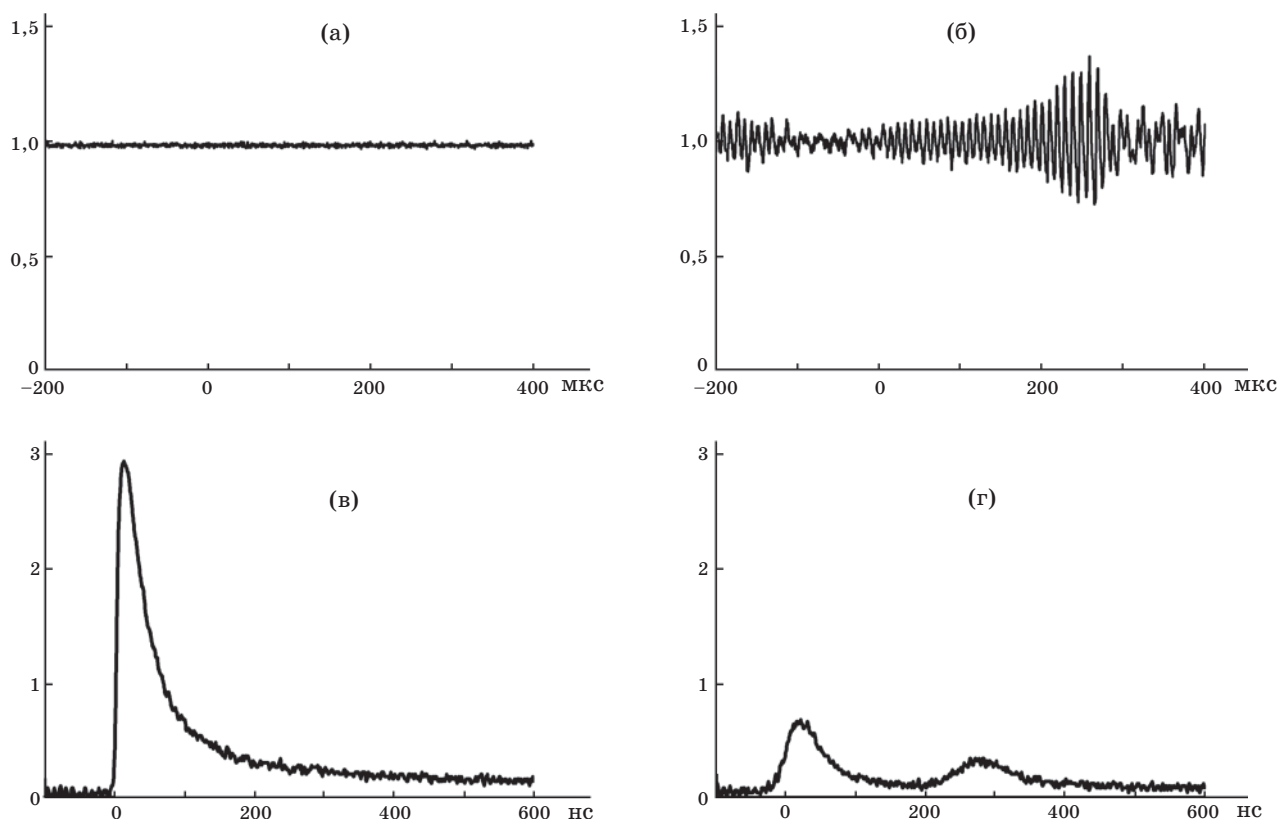


Рис. 4. Осциллограммы, полученные при мощности накачки 2 Вт в непрерывном (а, б) и импульсном (в, г) режимах генерации вблизи полуконфокальной конфигурации (б, г) и при отстройке от нее (а, в).

Следует отметить, что свойство критических конфигураций поддерживать в резонаторе существование произвольных суперпозиций вырожденных мод приводит к особенности использования акустооптического затвора для реализации режима модуляции добротности. Акустооптический затвор в закрытом состоянии имеет малое пропускание только в некоторой окрестности оси резонатора, определяемой его числовой апертурой, что при некритической конфигурации обеспечивает закрытие резонатора (срыв генерации) и накопление инверсии, необходимое для генерации гигантского импульса. В случае критической конфигурации возможно формирование таких суперпозиций мод, которые имеют нулевую интенсивность в зоне действия акустической волны, т. е. “обтекающие” центральную часть затвора. Пример такого случая демонстрирует рис. 5, где приведено распределение интенсивности излучения лазера, формирующееся при закрытом акустооптическом затворе в резонаторе полуконфокальной конфигурации. Отчетливо наблюдается “обтекание” рабочей области затвора.

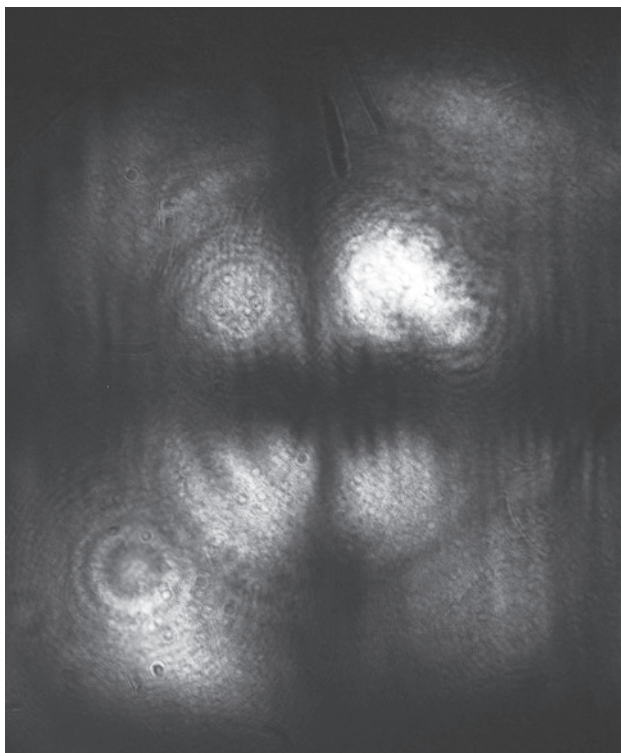


Рис. 5. Распределение интенсивности в случае непрерывной генерации с закрытым акустооптическим затвором при полуконфокальной конфигурации резонатора.

Суммируя изложенное выше, можно утверждать, что в режиме модуляции добротности структура излучения в критических конфигурациях еще более усложняется, а режим реализации гигантских импульсов становится проблематичным. Однако, отстройка конфигурации резонатора от критической обеспечивает стабильную генерацию гигантских импульсов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-08-00108-а, 08-02-12143-офи и 09-02-01190-а), Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов” и Программы Президента РФ “Научные школы России” (грант НШ 3168.2008.2).

Заключение

Таким образом, сформулированы условия оптимизации компактного (длина резонатора < 10 см) твердотельного лазера, работающего в непрерывном и импульсном режимах, с накачкой мощным одиночным диодом. Показано, что при существенно неоднородной накачке отстройка конфигурации резонатора от критической позволяет обеспечить генерацию излучения с пространственной структурой, близкой к гауссовой. Установлено, что для кристаллов Nd:YLF даже при мощности накачки 5 Вт пространственная структура излучения вдали от критических конфигураций близка к гауссовой. В случае кристаллов Nd:YAG получить излучение с пространственной структурой, близкой к гауссовой, затруднительно уже при относительно небольшой мощности накачки (1 Вт) в связи с термооптическими свойствами кристалла Nd:YAG. Отстройка от критических конфигураций позволяет получить в режиме модуляции добротности акустооптическим затвором стабильную генерацию гигантских импульсов с длительностью 6 нс при мощности накачки 5 Вт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zehetner J. Highly efficient diode-pumped elliptical mode Nd:YLF laser // Opt. Commun. 1995. V. 117. P. 273–276.
2. Laporta P., Brussard M. Design Criteria for Mode Size Optimization in Diode-Pumped Solid-State Lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1991. V. 27. № 10. P. 2319–2326.
3. Wu H.-H., Sheu C.-C., Chen T.-W., Wei M.-D., Hsieh W.-F. Observation of power drop and low

threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an end-pumped Nd:YVO₄ laser // Opt. Commun. 1999. V. 165. P. 225–229.

4. Martel G., Labbe C., Sanches F., Frimager M., Ait-Ameur K. Non-Gaussian fundamental laser mode oscillation in end-pumped Nd:YVO₄ microchip laser // Opt. Commun. 2002. V. 201. P. 117–127.
5. Chen C.-H., Tai P.-T., Hsieh W.-F. Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd:YVO₄ laser // JOSA. B. 2003. V. 20. № 6. P. 1220–1226.
6. Ананьев Ю.А. О многопроходных, “V-образных” и прочих модах оптических резонаторов // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. № 6. С. 650–652.
7. Горбунков М.В., Кострюков П.В., Тункин В.Г. Влияние параметров резонатора и пространственно неоднородного усиления на пространственную структуру основной моды лазеров с устойчивыми резонаторами // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 7. С. 689–694.
8. Frauchiger J., Albers P., Weber H.P. Modeling of Thermal Lensing and Higher Order Ring Mode Oscillation in End-Pumped CW Nd:YAG Lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1992. V. 28. № 4. P. 1046–1056.
9. Zhang Q., Ozygus B., Weber H. Degeneration effects in laser cavities // Eur. Phys. J. AP. 1999. V. 6. P. 293–298.
10. Безотосный В.В., Глущенко Н.Ф., Залевский И.Д., Попов Ю.М., Семенов В.П., Чешев Е.А. Высокоэффективный компактный Nd³⁺:YAG-лазер на длине волны 1,064 мкм, работающий в непрерывном и импульсном режимах с диодной накачкой и модуляцией добротности акустооптическим затвором // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 6. С. 507–510.
11. ISO 11146-1:2005(E). Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams.