

# Новый метод измерения фокусного расстояния термической линзы в твердотельных лазерах с короткой активной средой

Н.В.Ведяшкин, С.И.Державин, В.В.Кузьминов, Д.А.Машковский

*Предложен и опробован новый метод измерения фокусного расстояния термической линзы в твердотельных лазерах с короткими активными элементами, основанный на срыве генерации. Этот метод позволяет мгновенно получать прямую оценку фокусного расстояния с погрешностью  $\sim 10\%$ .*

**Ключевые слова:** термическая линза, твердотельный лазер, модуляция добротности.

## 1. Введение

Излучение накачки создает в активном элементе (АЭ) твердотельного лазера неоднородное распределение температурного поля. Такое распределение поля приводит к возникновению термических напряжений, неравномерному распределению показателя преломления и появлению двулучепреломления. Следствием этого является изменение волнового фронта излучения, проходящего через АЭ, которое можно описать с помощью эквивалентной термической линзы, образующейся в АЭ под воздействием накачки. Параметры термической линзы определяются теплофизическими свойствами материала АЭ, способом отвода тепла от него и пространственным распределением поля накачки.

В работах [1–6] уже сообщалось о различных экспериментальных методах измерения фокусного расстояния термической линзы. Например, в [1] проводились интерферометрические исследования, в [2] измерялась расходимость излучения накачки, в [3–6] анализировались расходимость, модовый состав и частоты биений поперечных мод излучения генерации. В данной работе представлен новый метод измерения фокусного расстояния термической линзы в лазерах с короткими АЭ и большим поглощением накачки, основанный на срыве генерации. Этот метод прост в реализации и не требует сложной обработки результатов эксперимента.

В настоящее время в миниатюрных твердотельных лазерах с продольной накачкой в качестве АЭ широко используются такие материалы, как Nd:YAG, Nd:LSB, Nd:YVO<sub>4</sub>, которые на длине 1–2 мм поглощают практически все излучение накачки.

## 2. Метод срыва генерации

Для реализации и проверки метода срыва генерации был создан твердотельный лазер с пассивной модуля-

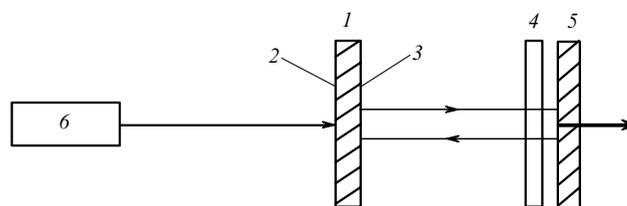


Рис.1. Схема лазера:

1 – АЭ; 2 – грань с дихроичным покрытием, высокоотражающим на  $\lambda = 1.064$  мкм и просветленным на  $\lambda = 0.808$  мкм; 3 – грань, просветленная на  $\lambda = 1.064$  мкм; 4 – пассивный модулятор добротности; 5 – выходное зеркало; 6 – диодная линейка.

цией добротности. В качестве АЭ использовался кристалл Nd:YVO<sub>4</sub>, изготовленный в виде квадратной плоскопараллельной пластины с толщиной 1 мм, поперечными размерами 3 × 3 мм и атомной концентрацией ионов неодима 1.1%. Сечения поглощения на длинах волн накачки (0.808 мкм) и излучения (1.064 мкм) составляют соответственно  $27 \times 10^{-20}$  и  $7.6 \times 10^{-19}$  см<sup>2</sup>.

Схема лазера приведена на рис.1. На внешнюю грань 2 активного элемента 1, которая служила глухим зеркалом, было нанесено дихроичное покрытие, высокоотражающее на  $\lambda = 1.064$  мкм и просветленное на  $\lambda = 0.808$  мкм. Внутренняя грань АЭ 3 просветлена на  $\lambda = 1.064$  мкм. Плоское выходное зеркало 5 имело коэффициент отражения 96% на длине волны генерации. АЭ закреплялся на медной подложке. В качестве пассивного модулятора добротности 4 применялся кристалл Cr<sup>4+</sup>:YAG, установленный вплотную к выходному зеркалу. Для накачки использовалась лазерная диодная линейка 6 с оптоволоконным выводом излучения. Ширина линии излучения диодной линейки составляла 3.1 нм. Излучение накачки фокусировалось в область с поперечными размерами 400 мкм. Эффективность поглощения излучения накачки АЭ была равна 55%.

Метод срыва генерации заключается в следующем. Возникновение термической линзы в АЭ лазера под воздействием накачки изменяет структуру резонатора. При нагреве АЭ зеркало резонатора, образованное внешней гранью АЭ, становится выпуклым, причем образовавшаяся выпуклость направлена во внешнюю сторону резонатора. Такой резонатор устойчив, если его длина

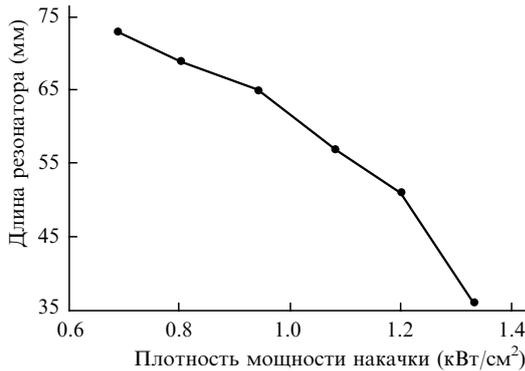


Рис.2. Зависимость длины резонатора, при которой генерация прекращается, от плотности мощности накачки.

меньше радиуса кривизны зеркала. При длине резонатора, равной радиусу зеркала (полуконцентрический резонатор), он находится на границе области устойчивости, и незначительное увеличение длины резонатора приводит к резкому снижению выходной мощности и срыву генерации. С увеличением мощности накачки уменьшается радиус кривизны наведенного зеркала и, следовательно, максимальная длина резонатора, при которой он еще устойчив. При этом фокусное расстояние термической линзы, наведенной в АЭ, равно радиусу кривизны образуемого зеркала. На рис.2 показана зависимость длины резонатора, при которой генерация прекращается, от плотности мощности накачки.

Измерения проводились через некоторое время (необходимое для выхода тепловых характеристик на стационарный режим) после включения лазера. Затем длина резонатора увеличивалась (при подстройке на максимум выходной мощности) до прекращения генерации. Фокусные расстояния термических линз, измеренные таким образом, изменялись от 56 до 37 мм при изменении плотности мощности накачки от 0.68 до 1.3 кВт/см<sup>2</sup>.

Пассивный затвор при определении области устойчивости резонатора играет важную роль. Дело в том, что наведенное термическое зеркало (линза) не является сферическим, т.е. радиусы кривизны разных областей его поверхности различны, причем в центральной области пятна накачки кривизна самая большая. Этот факт обуславливает возможность возникновения в режиме свободной генерации многоходовых мод (рис.3), условия устойчивости которых отличаются от условий устойчивости основных мод. Наличие же пассивного затвора при пере-

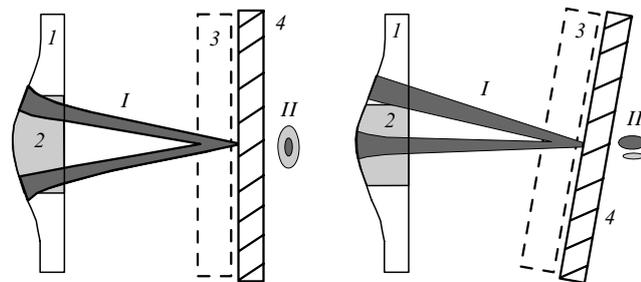


Рис.3. Возможные распределения полей в резонаторе (I) и интенсивностей в поперечном сечении выходного пучка (II) при возбуждении многоходовой моды: 1 – АЭ; 2 – область накачки; 3 – пассивный модулятор добротности; 4 – выходное зеркало.

ходе в режим со сложным типом колебаний приводит к значительному увеличению потерь в резонаторе за счет увеличения просветляемого объема затвора (см. распределение поля на рис.3) и, тем самым, препятствует возбуждению многоходовых мод.

### 3. Интерферометрические измерения фокусного расстояния термической линзы

Для проверки метода срыва генерации был использован интерферометрический метод измерения фокусного расстояния термической линзы. Схема эксперимента приведена на рис.4. В качестве вспомогательного лазера использовался He–Ne-лазер 1 с  $\lambda = 0.6328$  мкм. Его излучение проходило через делительный кубик 2 и попадало на АЭ 3. Интерференция наблюдалась между волновыми фронтами двух пучков. Первый пучок появлялся в результате отражения от внутренней грани АЭ, второй – в результате прохождения через АЭ, отражения от его внешней грани и повторного прохождения через него. Линза 4 применялась для проецирования интерференционной картины на CCD-камеру 5, соединенную с персональным компьютером.

Изменение фазы первого пучка связано с его отражением от передней грани АЭ, а изменение фазы второго пучка обусловлено его прохождением через переднюю грань АЭ и сам АЭ, а также отражением от второй грани и повторным прохождением через АЭ и его переднюю грань. В параксиальном приближении разностью фаз между этими пучками будет являться набег фазы при двойном проходе излучения через АЭ.

Фазовый набег в поперечном сечении  $\Delta\varphi$  в сферической тонкой линзе с фокусным расстоянием  $f$  в параксиальном приближении представляется в виде [7]

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - \frac{k r^2}{2f}, \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  – постоянная фаза;  $k$  – модуль волнового вектора;  $r$  – радиус в полярных координатах.

Фазовый набег, возникающий при прохождении излучения через АЭ, аппроксимировался фазовым набегом от сферической тонкой линзы с помощью метода наименьших квадратов [8]. Фокусное расстояние термической линзы для каждой плотности мощности накачки определялось по формуле (1) для трех случаев. В первом учитывался фазовый набег по всему поперечному размеру АЭ, т.е. от площадки радиусом  $r_0 = 1.5$  мм, во втором – от площадки с  $r_0 = 0.5$  мм и в третьем – при  $r_0 = 0.25$  мм. На рис.5,а приведены переменная составляющая набег фазы в плоскости, перпендикулярной оптической оси, при плотности мощности накачки 11.9 Вт/см<sup>2</sup> и ее пара-

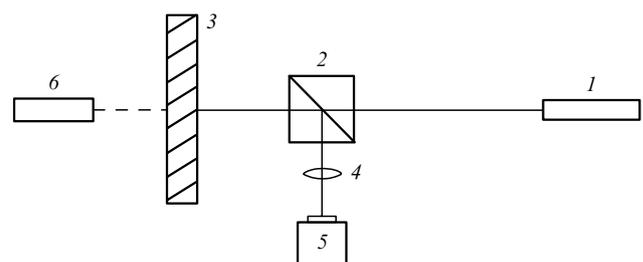


Рис.4. Схема интерферометрических измерений: 1 – He–Ne-лазер; 2 – делительный кубик; 3 – АЭ; 4 – линза; 5 – CCD-камера; 6 – диодная линейка.

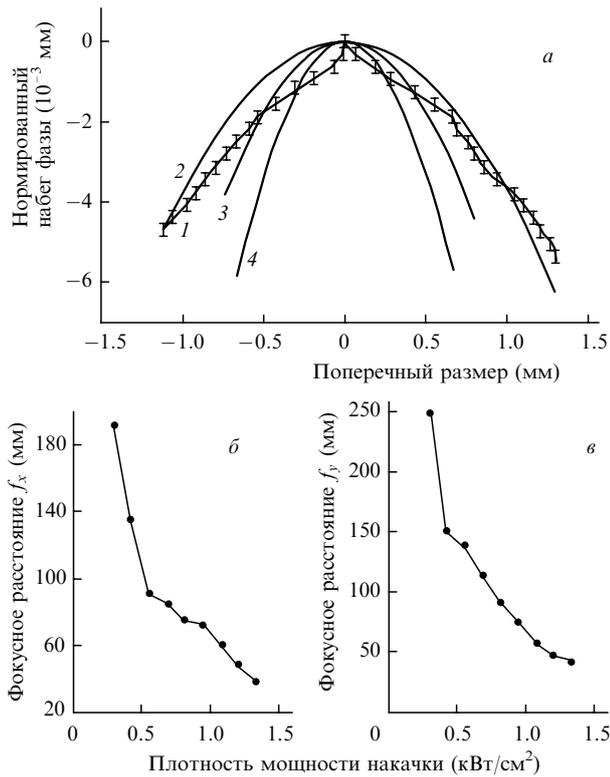


Рис.5. Пространственное распределение экспериментально измеренной переменной составляющей набег фазы (1) и ее аппроксимации при  $r_0 = 1.5$  (2), 0.5 (3) и 0.25 мм (4) (а), а также зависимости фокусных расстояний  $f_x$  (б) и  $f_y$  (в) от плотности мощности накачки. Набег фазы нормирован на волновое число  $k$ .

болическая аппроксимация для указанных случаев. Видно, что наведенная линза не является сферической, причем ее фокусное расстояние и эффекты, связанные с абер-

рациями, будут зависеть от поперечных размеров светового пучка.

Как уже отмечалось, поперечные размеры области накачки составляют  $\sim 400$  мкм. Следовательно, на излучение генерации будет влиять только эта область АЭ, фокусное расстояние которой соответствует кривой 4 на рис.5,а.

В ходе эксперимента была получена серия интерферограмм при различных мощностях накачки. С помощью рассмотренной методики были оценены фокусные расстояния термических линз  $f_x$  и  $f_y$ , образующихся в АЭ под воздействием накачки (рис.5,б, в), в перпендикулярных плоскостях. При увеличении плотности мощности накачки от 0.3 до 1.3  $\text{kW/cm}^2$  фокусное расстояние  $f_x$  уменьшалось от 192 до 38 мм, а  $f_y$  – от 249 до 41 мм.

Таким образом, фокусные расстояния термической линзы, измеренные методом срыва генерации и интерферометрическим методом, совпали в пределах погрешности 10 %. Следовательно, метод срыва генерации может быть использован для измерения фокусного расстояния термической линзы. Этот метод является простым в реализации и не требует сложной обработки результатов эксперимента.

1. Pfister C., Weber R., Weber H.P., Merazzi S., Gruber R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1605 (1994).
2. Маничев И.А., Михайлов В.П., Савицкий Д.Е., Минков Б.И. *Квантовая электроника*, **20**, 769 (1994).
3. Bernd Ozygus, Qincheng Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2590 (1997).
4. Kapoor R., Mukhopadhyay P.K., George J. *J. Phys. Pramana*, **52**, 623 (1999).
5. Ozygus B., Erhard J. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1361 (1995).
6. Neuschwander B., Weber R., Weber H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1082 (1994).
7. Ораевский А.Н. *Гауссовы пучки и оптические резонаторы* (М.: Изд-во МИФИ, 1987).
8. Чистяков В.П. *Курс теории вероятностей* (М.: Агар, 1996).

## ПОПРАВКА

**С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, В.Б.Розанов, Р.В.Степанов, Н.В.Змитренко, А.Карузо, К.Странгио.** Симметричное сжатие мишеней «лазерный парник» малым числом лазерных пучков («Квантовая электроника», т. 33, № 2, 2003, с. 95–104).

В статье допущены следующие опечатки: на с. 104 (два верхних графика рис.9) в значениях, приведенных для изолиний плазмы, точки в показателях экспонент не нужны.