

УДК 621.373 : 535

## ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕУСТОЙЧИВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

*Данилова Л. А., Стаселько Д. И., Стригун В. Л.*

Исследовано влияние модельных оптических неоднородностей различных типов (статических и динамических, мелко- и крупномасштабных) на пространственную когерентность излучения лазера с неустойчивым резонатором. Установлены количественные соотношения между величиной вносимых неоднородностей и пространственной когерентностью лазерного излучения, позволяющие сформулировать требования к оптической однородности активной среды лазера с заданной когерентностью генерируемого излучения и прогнозировать величину и характер когерентности излучения лазера с неустойчивым резонатором при известных значениях оптических неоднородностей активной среды.

Оптические несовершенства активных сред являются одной из основных причин ухудшения пространственной структуры и снижения когерентности лазерного излучения. Исследованию влияния aberrаций резонатора на структуру поля лазерного излучения посвящено значительное число публикаций [1], однако в литературе до настоящего времени отсутствовали работы, в которых обобщалась бы связь характера и величин фазовых искажений резонатора с пространственной когерентностью излучения (ПКИ) лазера, что, в частности, важно при практических применениях лазеров в голографии [2-4].

В данной работе на примере модельных неоднородностей различных типов (мелко- и крупномасштабных оптических неоднородностей (МОН), (КОН), статических и динамических) экспериментально изучено влияние искажений резонатора на ПКИ лазера с неустойчивым резонатором (НР) с целью установления количественной связи между оптическими неоднородностями (ОН) и ПКИ.

### Теоретическое рассмотрение

Одной из существенных особенностей НР является сравнительно малая чувствительность формируемого ими поля к вносимым в резонатор ОН, поэтому в НР с высокими коэффициентами увеличения наиболее актуальным следствием его aberrаций является обычно деформация мод, приводящая к существенным изменениям диаграммы направленности излучения [1].

В случае статических ОН структура поля моды, генерируемой лазером, несмотря на ее деформацию и существенное ухудшение диаграммы направленности, будет сохраняться в течение генерации, и, таким образом, можно ожидать высокой ПКИ. При наличии же динамических ОН амплитудно-фазовое распределение поля моды по сечению лазерного пучка будет в течение генерации меняться, что должно привести к падению ПКИ даже при сохранении одномодового режима в каждый момент времени.

При анализе влияния на ПКИ МОН рассмотрим модель случайной неоднородности с радиусом корреляции, малым по сравнению не только с диаметром активного элемента, но и с размером зоны Френеля (присутствие МОН с размерами порядка зоны Френеля в приосевой зоне НР может привести к изменению модового состава генерируемого излучения [5]). Это позволяет представить поле лазерного излучения в виде поля невозмущенной нижней моды и поля излучения,

рассеянного на МОН [6]. Если МОН за время генерации меняется многократно и некоррелированным образом, то рассеянное поле становится пространственно некогерентным. Таким образом, результирующее поле на выходе лазера можно рассматривать как сумму когерентной составляющей, соответствующей полю невозмущенной моды, и некогерентной, обусловленной рассеянием излучения на динамической МОН.

Функция ПКИ при таком подходе совпадает с корреляционной функцией  $B(r_1, r_2)$ , характеризующей статистическую связь между точками волнового поля при его усреднении по всем возможным реализациям случайных распределений фаз МОН [7]

$$|\gamma(r_1, r_2)| = B(r_1, r_2). \quad (1)$$

Отсюда, с одной стороны, следует возможность определения функций ПКИ лазера на основе известных корреляционных функций  $B(r_1, r_2)$ , рассчитанных в [6] для НР с МОН, а с другой — возможность сопоставления теории НР с МОН с экспериментом путем измерения ПКИ лазера.

В случае статической МОН соотношение (1) не выполняется, поскольку амплитудно-фазовые распределения поля невозмущенной моды и поля, рассеянного на МОН, не меняются во времени, следовательно, сохраняется когерентность как этих полей, так и результирующего суммарного поля.

Анализ влияния КОИ на формирование ПКИ проведем в предположении сохранения в каждый момент времени одномодового характера генерации. Тогда поле на выходном торце лазера может быть представлено в виде

$$V(r, t) = A(r, t) \cos[\omega t + k\Delta L(r, t)], \quad (2)$$

где  $A(r, t)$  — амплитуда моды;  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  — волновое число;  $\Delta L(r, t)$  — разность хода в точке  $r$ , набегаящая за время генерации. В предположении, что временная зависимость генерации имеет прямоугольную форму: в интервале времени от  $t_1$  до  $t_2$   $A(r, t) = A(r)$  и  $A(r, t) = 0$  вне этого интервала, степень ПКИ на торце лазера относительно точек с координатами  $r_1$  и  $r_2$  определяется выражением [8]

$$\begin{aligned} |\gamma(r_1, r_2)| &= \frac{\int_{t_1}^{t_2} V(r_1, t) V^*(r_2, t) dt}{\left\{ \int_{t_1}^{t_2} V(r_1, t) V^*(r_1, t) dt \int_{t_1}^{t_2} V(r_2, t) V^*(r_2, t) dt \right\}^{1/2}} = \\ &= \int_{t_1}^{t_2} \cos[k\Delta L(r_1, t) - k\Delta L(r_2, t)] dt, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $t_1$  и  $t_2$  — моменты времени, соответствующие началу и концу генерации; знак «звездочка» означает операцию комплексного сопряжения.

Влияние динамических КОИ на ПКИ излучения лазера рассмотрим на простейших примерах неоднородностей — динамического клина и линзы, вызывающих равномерное изменение угла поворота и кривизны волнового фронта излучения за время генерации. Выражения для  $\Delta L(r)$  в случае этих неоднородностей имеют вид

$$\Delta L_{\text{кл}}(r) = \alpha_1 \Omega \Delta t r, \quad (4)$$

$$\Delta L_{\text{лф}}(r) = \frac{r^2}{2} \left( \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R} \right), \quad (5)$$

где  $\alpha_1$  — абберрационный коэффициент [1],  $\Omega \Delta t = \psi$  — изменение за время генерации угла наклона пучка при однократном прохождении клина,  $R = R(t)$  — изменяющийся во времени радиус волны, выходящей из резонатора.

Подставляя (4), (5) в (3), получаем для клиновой неоднородности

$$|\gamma(r_1, r_2)| = |\text{sinc}[k\alpha_1 \Omega \Delta t (r_1 - r_2)]| \quad (6)$$

и для динамической линзы

$$|\gamma(r_1, r_2)| = \frac{R_k \cos\left(\frac{a}{R_0} - \frac{a}{R_k}\right) - R_0 + a \left\{ \left[ \text{Si}\left(\frac{a}{R_k}\right) - \text{Si}\left(\frac{a}{R_0}\right) \right] \times \right.}{R_k - R_0}, \quad (7)$$

$$\left. \times \cos\left(\frac{a}{R_0}\right) - \left[ \text{Ci}\left(\frac{a}{R_k}\right) - \text{Ci}\left(\frac{a}{R_0}\right) \right] \sin\left(\frac{a}{R_0}\right) \right\}$$

где  $a = k(r_1^2 - r_2^2)/2$ ; Si и Ci — интегральные синус и косинус;  $R_0, R_k$  — радиусы сферических волн соответственно в начальный и конечный момент времени генерации. На рис. 3, в приведены в качестве примеров функции ПКИ, построенные, согласно (6) и (7) (соответственно кривые 11 и 12), для одного и того же фазового набега  $k\Delta L(r) = 1.3\pi$  на краю исследуемой области торца лазера ( $r = 1$  мм). Из сравнения кривых видно, что функция ПКИ определяется не только максимальной величиной ОН, но и видом зависимости фазовых набегов от поперечной координаты.

Таким образом, современная теория НР позволяет предсказывать когерентность генерируемого излучения при заданных динамических деформациях низших мод в зависимости от величины и характера вносимых оптических искажений.

### Эксперимент

С целью экспериментальной проверки выводов теории был проведен ряд экспериментов на рубиновом лазере с плосковыпуклым неустойчивым резонатором, работающим в режиме свободной генерации. Для обеспечения возможности количественного сравнения экспериментальных и теоретических результатов условия эксперимента выбирались так, чтобы в отсутствие в резонаторе ОН степень ПКИ была близка к единице по всему сечению исследуемой области лазерного пучка. С этой целью в качестве активных элементов использовались высокооднородные рубиновые элементы (РЭ) диаметром 16 мм и длиной 120 мм, выращенные по методу [9], которые характеризовались малой величиной статических КОИ и МОИ. Число полос, наблюдавшихся в интерферометре Маха—Цандера, не

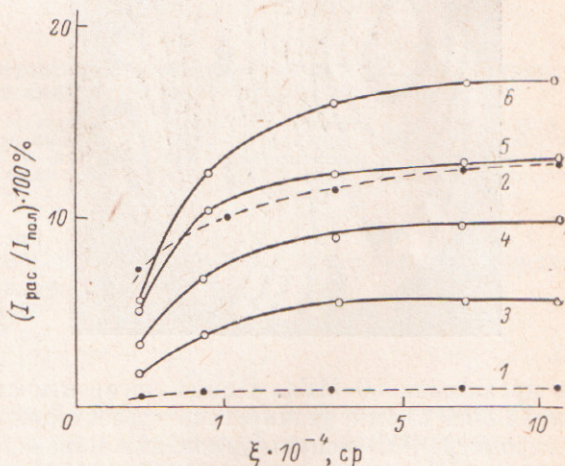


Рис. 1. Угловое распределение излучения, рассеянного рубиновыми элементами (1, 2) и моделями мелко-масштабных оптических неоднородностей (3—6).

1 — РЭ, выращенный по методу [9], 2 — по методу Вернейля.

превосходило 3 по радиусу РЭ (рис. 2, а). Количественной характеристикой МОИ элементов служила доля излучения, рассеянного ими за один проход  $\rho$ , которая измерялась в телесном угле  $\sim 10^{-3}$  ср, где было заключено более 95 % излучения, рассеянного под малыми углами. В использованных оптически однородных РЭ эта величина не превосходила 1 % от падающего потока (рис. 1, кривая 1). РЭ помещались в цилиндрический осветитель с диффузно отражающей поверхностью, накачка осуществлялась с помощью спиральной лампы (энергия накачки до 15 кДж). При внесении моделей ОН в резонатор лазера превышение накачки над пороговой поддерживалось постоянным. Неустойчивый резонатор с эквивалентной длиной  $L = 38$  см и увеличением  $M = 2.8$ , как и в [4], был образован выпуклым глухим зеркалом радиусом  $R_{зеп} = 1.35$  м и стопой из трех плоскопараллельных стеклянных пластин. Для дополнительной селекции продольных мод в резонатор лазера под небольшим углом к его

оси помещалась плоскопараллельная пластинка. Регистрация спектра осуществлялась интерферометрами Фабри—Перо с базами 30 и 180 мм и коэффициентами отражения зеркал 96 %. В отсутствие в резонаторе модельных ОН выходная энергия лазера составляла 5 Дж, импульс генерации имел огибающую по форме близкую к прямоугольной и длительность 1.6 мс. В интегральном за импульс спектре излучения наблюдались три узких линии приблизительно равной интенсивности с интервалами  $\sim 270$  МГц, соответствующими расстояниям между соседними продольными модами НР. Ширина отдельных линий

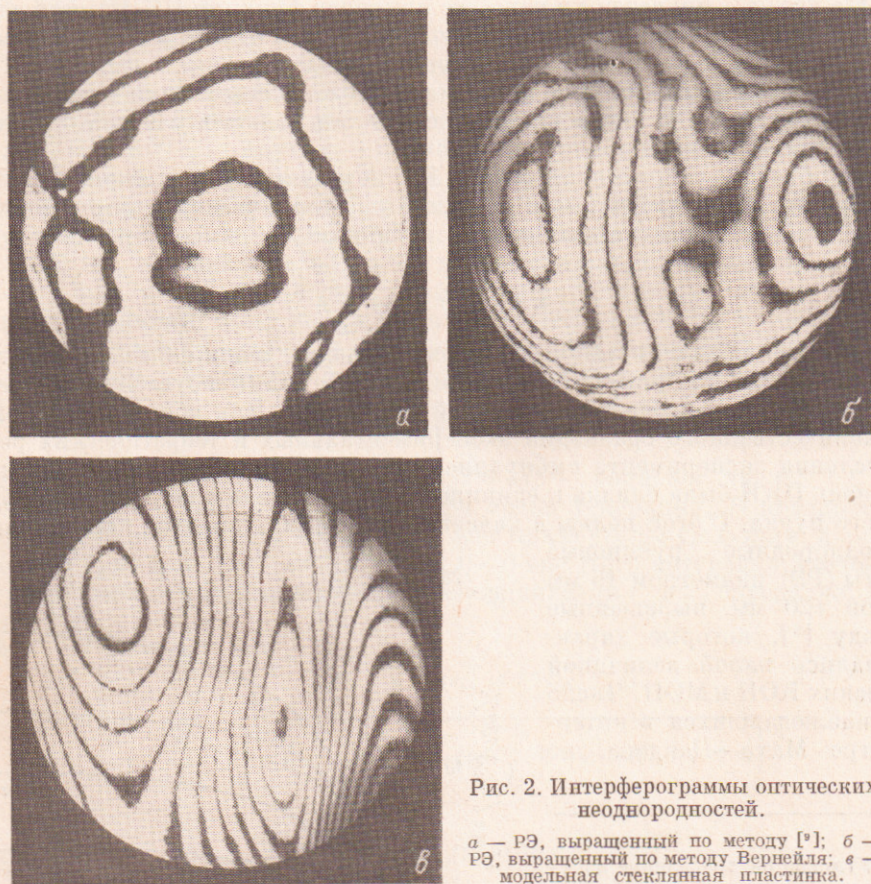


Рис. 2. Интерферограммы оптических неоднородностей.

*a* — РЭ, выращенный по методу [1]; *b* — РЭ, выращенный по методу Вернейля; *v* — модельная стеклянная пластинка.

не превышала 50 МГц. Длина когерентности, определенная аналогично [10], составляла 13 см и значительно превосходила разности хода в голографическом когерентометре [11], используемом для измерения ПКИ ( $\leq 5$  мм). При внесении в резонатор лазера моделей КОН и МОН существенных изменений в спектре излучения не наблюдалось. При регистрации голограмм изображение торца лазера с увеличением от 12 до 50 раз переносилось в плоскость голограммы, что позволяло достичь пространственного разрешения на торце до 0.07 мм. При этом одновременно измерялась функция ПКИ в пределах области торца диаметром 2 мм. Голограммы регистрировались на фотопластинках ЛОИ-2.

Модельные МОН и КОН представляли собой специально приготовленные стеклянные пластины с распределениями неоднородностей, имитирующими типичные ОН кристаллов рубина, выращенных по методу Вернейля. Это позволяло сравнить результаты данных экспериментов с выполненными ранее измерениями когерентности излучения лазеров с РЭ различного оптического качества [4]. В качестве МОН использовались рассеиватели, изготовленные из плоско-параллельных пластинок, одна из сторон которых подвергалась травлению фтористо-водородной кислотой. Угловые распределения энергии рассеянного света для таких пластин (рис. 1, кривые 3—6) примерно повторяют угловую за-

висимость рассеяния в РЭ, выращенных методом Вернейля (кривая 2) и методом [9] (кривая 1). Доля рассеянного излучения  $\rho$ , как и для РЭ, измерялась в телесном угле  $10^{-3}$  ср и составляла в зависимости от времени травления от 1 до 20 %. Средний размер МОН  $d_{cp}$ , оцененный в соответствии с полушириной индикатрисы рассеяния как  $d_{cp} \sim \lambda/\xi$ , составлял  $\sim 70$  мкм и был значительно меньше диаметра зоны Френеля ( $d_{cp} \approx 0.5$  мм). Моделями КОН служили пластинки, которые подвергались механическим деформациям при температуре размягчения стекла. На рис. 2, б, в представлены фотографии неоднородностей в использованной модели КОН, а также в РЭ, выращенных методом Вернейля. Оценим влияние этих ОН на свойства резонатора. Воспользуемся условием,

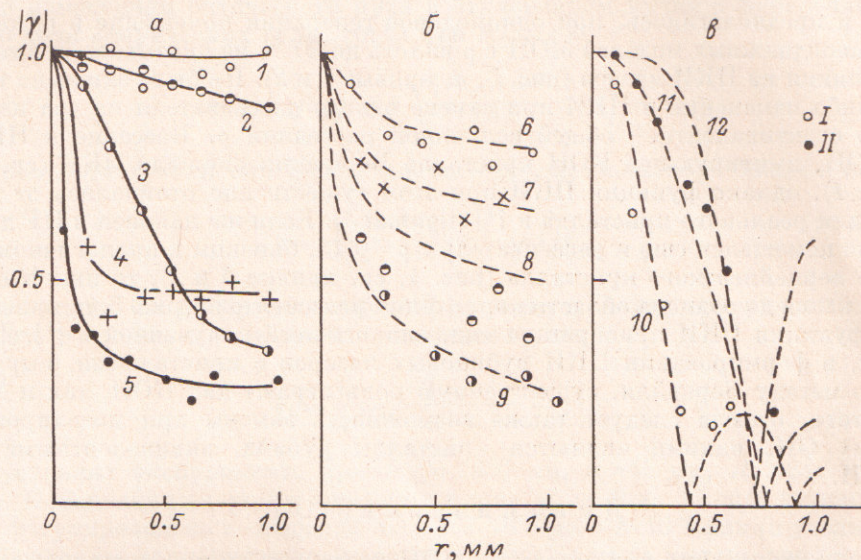


Рис. 3. Функции пространственной когерентности излучения лазера  $|\gamma(r_1, r_2)|$  с крупно- и мелкомасштабными оптическими неоднородностями в резонаторе.

а — статические ОН: 1 — резонатор без ОН; 2 — модель МОН с  $\rho=0.17$ ; 3 — модель КОН (рис. 2, в); 4 — модели КОН и МОН вместе,  $\rho=0.13$ ; 5 — РЭ, выращенный по методу Вернейля (рис. 1, кривая 2 и рис. 2, б); б — динамические МОН с  $\rho=0.06, 0.1, 0.17, 0.3$  (6—9 — расчет для соответствующих  $\rho$ ); в — динамический клин, максимальный фазовый набег на краю сечения: 1 —  $3.2 \pi$ , 11 —  $1.3 \pi$  (10, 11 — расчет для соответствующих фазовых набегов); 12 — расчет для динамической линзы, фазовый набег  $1.3 \pi$ .

при котором ОН не вызывают существенного изменения хода лучей по сравнению со случаем идеального резонатора [1]

$$\frac{d}{dr} \delta L(r) \ll \frac{d}{dr} \left| \frac{r^2}{2} \left( \frac{1}{R'} - \frac{1}{|R_{зеп}|} \right) \right|, \quad (8)$$

где  $\delta L(r)$  — разность оптических путей между крайним и осевым лучами на выходе из резонатора;  $R'$  — радиус волны, падающий на выпуклое зеркало;  $R_{зеп}$  — радиус выпуклого зеркала;  $r$  — поперечная координата. В условиях эксперимента при  $L=380$  мм,  $R_{зеп}=1350$  мм,  $r=2$  мм  $\frac{d}{dr} \left| \frac{r^2}{2} \left( \frac{1}{R'} - \frac{1}{|R_{зеп}|} \right) \right| \sim 2 \cdot 10^{-4}$ , где  $R' = \sqrt{L^2 - LR_{зеп}} + L$  [1]. Величину  $\frac{d}{dr} [\delta L(r)]$  определим, полагая, что в пределах небольших участков сечения неоднородности можно приближенно представить в виде клина и, характеризуя величину ОН, числом интерференционных полос на единицу длины  $N/r$ , с учетом абберационного коэффициента резонатора

$$\frac{d}{dr} [\delta L(r)] = \alpha_1 \frac{\lambda N}{r}.$$

Для модели КОН и РЭ, выращенного по методу Вернейля при  $\alpha_1=0.1$  (см. далее),  $\lambda=0.69 \cdot 10^{-3}$  мм и  $N/r=2 \div 4$  мм $^{-1}$  (рис. 2),  $\frac{d}{dr} [\delta L(r)] \sim 2 \cdot 10^{-4}$ , а для РЭ, выращенного по методу [9],  $N/r \approx 0.25$  мм $^{-1}$ , и эта величина состав-

ляет  $\sim 1.7 \cdot 10^{-5}$ . Сравнивая найденные значения  $\frac{d}{dr} [\delta L(r)]$  с величиной  $\frac{d}{dr} \left[ \frac{r^2}{2} \left( \frac{1}{R'} - \frac{1}{|R_{\text{всп}}|} \right) \right]$ , находим, что в первом случае условие (8) не выполнялось тогда как высокооднородные РЭ ему удовлетворяли, поэтому в последнем случае можно было ожидать сохранения одномодовой генерации. Действительно, степень ПКИ с таким РЭ была близка к единице в пределах всей исследуемой области торца (рис. 3, а, кривая 1).

### Статические ОН

Как и предполагалось, при одномодовой генерации помещение в резонатор лазера неподвижных моделей МОН с  $\rho$  вплоть до 20 % не оказывало существенного влияния на ПКИ лазера (рис. 3, а, кривые 1 и 2). Не было замечено также каких-либо изменений в ПКИ при замене одного рассеивателя на два или несколько с эквивалентной общей величиной рассеяния  $\rho$ . Внесение в НР модели КОН, имитирующей КОН кристалла Вернейля, снижало ПКИ (ср. кривые 3 и 1), однако функция ПКИ при этом существенно отличалась от полученной для реального кристалла в [4] (кривая 5). Если же наконец в НР дополнительно помещался еще и рассеиватель с  $\rho=0.13$ , близким к аналогичному параметру вернейлевского кристалла (рис. 1, ср. кривые 5 и 2), то пик функции ПКИ сужался до размера области корреляции рассеивателя (рис. 3, а, кривая 4), а сама функция ПКИ приобретала вид, аналогичный полученной в [4]. Таким образом, в формировании ПКИ рубиновых лазеров с кристаллами, выращенными по методу Вернейля, существенную роль играют как КОН, так и МОН. Кроме того, отсюда следует также возможность замены при моделировании объемных ОН, какими являются кристаллы рубина, эквивалентными тонкими ОН.

### Динамические ОН

При моделировании динамических МОН рассеиватели перемещались внутри резонатора в плоскости, перпендикулярной его оси, с линейной скоростью 7—24 см/с, обеспечивающей сдвиг неоднородностей по сечению пучка лазера за время генерации на величину порядка 100—240 мкм, что в 1.5—3.5 раза превосходило радиус корреляции МОН. В этом случае у функции ПКИ появлялся «пичок» с размерами порядка радиуса корреляции ОН, а значения  $|\gamma(r_1, r_2)|$  за пределами «пичка» снижались до некоторого уровня, определяемого параметром  $\rho$  рассеивающих пластинок (рис. 3, б). Данные результаты сопоставлялись с расчетом, выполненным согласно выражению (1). Для случая, соответствующего условиям эксперимента, когда ширина углового распределения рассеянной компоненты меньше апертурного угла резонатора, корреляционная функция имеет вид [6]

$$B(r_1, r_2) = \exp \left[ \frac{\ln(1-\rho)}{1-M^{-2}} + \ln(1-\rho) \frac{\ln|r_1-r_2|/d}{\ln M} \right], \quad (9)$$

где  $d=\lambda/\xi$  — размер зоны корреляции ОН,  $\xi$  — полуширина индикатрисы рассеяния МОН. Результаты расчета  $B(r_1, r_2)$  при  $d=0.07$  мм и  $\rho$  от 0.06 до 0.3 представлены на рис. 3, б штриховыми кривыми. Качественное и количественное соответствие результатов расчета  $B(r_1, r_2)$  и измеренных значений  $|\gamma(r_1, r_2)|$  во всем исследованном диапазоне значений  $\rho$  и  $r$  показывает, с одной стороны, возможность использования методов расчета [6] для определения функций ПКИ лазеров с динамическими МОН, а с другой — справедливость использованного представления результирующего поля в резонаторе в виде суммы когерентной и некогерентной составляющих.

Исследование влияния динамических КОН на ПКИ лазера проводилось с использованием клиновой неоднородности. Для этого в резонаторе лазера на расстоянии  $h=45$  мм от выпуклого зеркала устанавливался вращающийся оптический клин с углом при вершине  $\theta=4^\circ$  и показателем преломления  $n=1.5$ . Скорость вращения и длительность генерации  $\Delta t$  контролировались фотоэлементом и осциллографом. Поворот клина вокруг оси резонатора в перпенди-

кулярной ей плоскости на угол  $\omega_k \Delta t$ , где  $\omega_k$  — угловая скорость вращения клина, приводил к излому оптической оси резонатора на угол  $\psi$

$$\psi = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\operatorname{tg} [\theta (n-1)] \sin (\omega_k \Delta t)}{\cos (\omega_k \Delta t / 2)} \right\}$$

и поперечному смещению опорной точки, через которую проходит ось резонатора, на величину

$$x_0 = (|R_{\text{зеп}}| + h) \operatorname{tg} \psi.$$

Одновременно с этим на выходе лазера нарастал фазовый набег  $\varphi$ , обусловленный изменением оптического пути в отклоненном пучке и поперечной разностью хода сферических волн, тогда при малых  $\psi$

$$\varphi = k (|R_{\text{зеп}}| + h) \left( \frac{|R_{\text{зеп}}| + h}{2R_0} - 1 \right) \psi^2.$$

В результате волновой фронт на выходе лазера поворачивался на угол

$$\beta = \frac{\varphi}{kx_0} \left( \frac{|R_{\text{зеп}}| + h}{2R_0} - 1 \right) \psi,$$

отсюда следует, что абберационный коэффициент  $\alpha_1$ , характеризующий чувствительность резонатора к внесению оптического клина,

$$\alpha_1 = \frac{\beta}{\psi} = \left| \frac{|R_{\text{зеп}}| + h}{2R_0} - 1 \right|.$$

В условиях эксперимента при  $R_{\text{зеп}} = 1350$  мм,  $h = 45$  мм,  $R_0 = 810$  мм  $\alpha_1 \approx 0.14$ . Изменением скорости вращения клина  $\omega_k$  от 9 до 30 об/с величина  $\psi = \Omega \Delta t$  регулировалась в пределах от  $\sim 3.2 \cdot 10^{-3}$  до  $\sim 8 \cdot 10^{-3}$  рад (с увеличением  $\omega_k$  наблюдалось сокращение времени генерации  $\Delta t$  из-за выхода опорной точки за границы активного элемента). Результаты измерения ПКИ в плоскости угла наклона волнового фронта при различных величинах  $\psi$  приведены на рис. 3, в. Видно, что с увеличением фазового набег на выходе лазера ПКИ заметно снижается. Результаты эксперимента сравнивались с расчетами, проведенными согласно (6) (рис. 3, в, штриховые кривые 10 и 11). Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о том, что снижение ПКИ лазера действительно связано с динамической деформацией низшего типа колебаний, обусловленного нестационарными фазовыми набегам на ОН.

Таким образом, влияние ОН, возмущающих НР, на ПКИ лазера существенно зависит от их величины и характера (МОН, КООН, статические, динамические) и может быть рассчитано с помощью теории неустойчивых резонаторов. Полученные количественные соотношения между величинами вносимых ОН и значениями функций ПКИ лазера позволяют сформулировать требования к оптической однородности активных сред лазеров с заданной ПКИ, а также прогнозировать величину и характер ПКИ лазеров с НР при известных значениях оптических возмущений активной среды в широком диапазоне изменения последних.

Авторы благодарны Ю. Н. Денисюку за поддержку работы, М. И. Мусатову за предоставленные высокооднородные кристаллы рубина, В. В. Любимову за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М., 1979.
- [2] Аристов А. В., Козловский Д. А., Стаселько Д. И., Стригун В. Л., Чернасов А. В. — Опт. и спектр., 1976, т. 41, в. 4, с. 674.
- [3] Андреев Р. Б., Гулидов С. С., Калинин А. Г., Стаселько Д. И., Стригун В. Л. — Опт. и спектр., 1983, т. 54, в. 2, с. 350.

- [4] Клиот-Дашинская И. М., Стаселько Д. И., Стригун В. Л. — Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 4, с. 618.
- [5] Ковальчук Л. В., Сергеев В. В., Шерстобитов В. Е. — Квант. электрон., 1979, т. 6, с. 1164.
- [6] Любимов В. В. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 1970.
- [7] Зверев В. А. Радиооптика. М., 1975.
- [8] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
- [9] Мусатов М. И. — ОМП, 1975, № 8, с. 36.
- [10] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., 1973.
- [11] Кузин В. А., Стаселько Д. И., Стригун В. Л. — ОМП, 1979, № 2, с. 57.

Поступило в Редакцию 4 марта 1986 г.

---