

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

А В Т О М Е Т Р И Я

2005, том 41, № 1

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

УДК 530 + 535 + 621.373.826 + 681.782.44

С. Л. Микерин, И. Г. Пальчикова, В. Д. Угожаев

(Новосибирск)

**ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ
ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ
В ЛАЗЕРНОМ АКТИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ $KGd(WO_4)_2$
С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ
НА ЗОННЫХ ПЛАСТИНКАХ***

Представлена схема дифракционного интерферометра с инвертированными волновыми фронтами на основе зонной пластинки и предложена ее модификация, которая позволяет регистрировать неоднородности показателя преломления с погрешностью менее 10^{-6} . Проведена регистрация временного изменения поперечного распределения оптической неоднородности в кристалле калий-гадолиниевого вольфрамата (КГВ), образующейся после вспышки лампы накачки. Выявлено, что возмущения оптической толщины, возникающие вблизи лампы накачки, противоположны по знаку тепловым изменениям показателя преломления и линейных размеров образца, что косвенно указывает на доминирующее влияние фотоупругих эффектов при формировании генерации в лазерах на КГВ.

Введение. Для твердотельных лазеров характерны неоднородность и нестационарность температурных полей в активном элементе, вызванные наличием в нем неоднородно распределенного тепловыделения, связанного с поглощением излучения накачки и действием охлаждения. Эта неоднородность приводит к сложному объемному распределению возмущений всех параметров активного элемента, в частности показателя преломления и геометрических размеров. Теоретическое и экспериментальное изучение возмущений параметров активного элемента при неоднородно распределенном тепловыделении представляет известную трудность, усугубляющуюся для анизотропных кристаллов. Точные аналитические решения подобных задач известны только для ряда симметричных случаев, а экспериментальное изучение требует проведения комплексных исследований и актуально для каждой конфигурации активного элемента и резонатора лазера.

* Работа выполнена при частичной поддержке Государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-439.2003.2).

Существенное влияние на лазерное излучение имеет неоднородность оптической толщины активного элемента. Она приводит к искажению реального резонатора и параметров генерации. Изучение тепловых неоднородностей оптической толщины в лазерных активных элементах, в том числе трубчатой конфигурации из кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата (КГВ) [1], дает возможность найти способы коррекции влияния тепловых неоднородностей, определить оптимальные параметры конфигурации резонатора, осветителя и системы охлаждения и таким образом повысить эффективность работы лазера.

Измерение неоднородности оптической толщины образца выполняется с помощью интерференционных методов, которые отличаются высокой чувствительностью и позволяют регистрировать ее кинетику. На практике для этой цели применяются классические двухлучевые интерферометры Маха – Цендера, Рэлея или их модификации [2].

Апертура, на которой возможно измерение поперечного распределения неоднородности оптической толщины с помощью интерферометра Маха – Цендера, ограничивается только размерами зеркал. Однако применение этой схемы эффективно в случае, когда плечи интерферометра точно выровнены [2]. Это усложняет настройку, которая также требует коррекции положения выходного зеркала, зависящей от величины неоднородности. Кроме того, высоки требования к жесткости конструкции и качеству зеркал.

Схема, эквивалентная интерферометру Майкельсона, представлена в [3]. Изучаемый объект помещается между двумя клиновидными полупрозрачными зеркалами с широкой апертурой. Полосы равного наклона образуются при интерференции волны, отраженной от первой поверхности зеркала, и волны, дважды прошедшей сквозь объект. Визуализации без дополнительной обработки картины поддаются только значительные фазовые неоднородности ($>2\pi$) объекта.

В интерферометре Рэлея [4, 5] измеряется разность оптических путей для двух точек апертуры образца или однородно прогретого образца и опорного пучка. Эта схема не позволяет промерить профиль неоднородности оптической толщины одновременно на всей апертуре, чувствительна к нестабильности излучения лазера и деформациям интерферометра.

В работе [6] предложен внутрирезонаторный метод измерения вариаций показателя преломления во времени, основанный на измерении разности частот опорной и информационной мод генерации лазера. Метод не позволяет измерять профили вариаций и ориентирован на образцы малых размеров (~ 1 мм).

В работах [7–10] рассматриваются дифракционные интерферометры с совмещенными ветвями и общим ходом опорного и измерительного пучков на основе зонных пластинок (ЗП-интерферометры). Такие устройства, не утрачивая возможностей классических интерферометров, позволяют исключить из схемы разделительные пластины большого диаметра и высококачественные дорогие объективы. Влияние вибраций и температурных колебаний окружающей среды на показания дифракционного интерферометра существенно ослаблено по сравнению с классическими.

В данной работе рассматривается схема дифракционного интерферометра с инвертированными волновыми фронтами и предлагается ее модификация, позволяющая визуализировать неоднородности оптической толщины образца. Целью работы является визуализация и измерение с помощью предлагаемых интерферометров таких неоднородностей в активном элементе

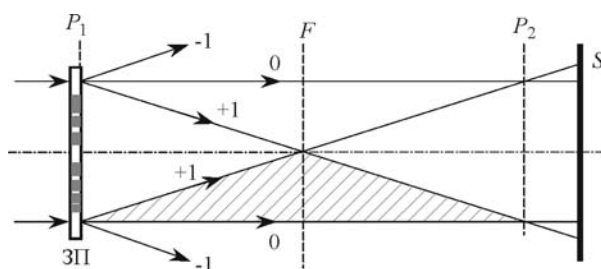


Рис. 1. Ход лучей через зонную пластинку

трубчатой конфигурации из кристалла КГВ, возникающих из-за нагрева излучением лампы накачки. Подробное описание исследуемого кристалла и его ориентации в интерферометре дано в следующих разделах.

Принцип действия предлагаемых интерферометров и объект исследования. ЗП-интерферометр. Принцип действия ЗП-интерферометра поясняет рис. 1. Линейная ЗП помещается в плоскость P_1 и освещается коллимированным лазерным пучком. Падающий пучок делится ЗП на ряд цилиндрических волн. Амплитудная ЗП направляет 45,2 % энергии пучка в три дифракционных порядка: 25 % в 0-й порядок дифракции (плоская волна) и по 10,1 % в +1-й и -1-й порядки (цилиндрические волны с фокусными расстояниями f и $-f$ соответственно). Более высокие дифракционные порядки фокусируются в плоскостях, расположенных на расстояниях $\pm f/(2m+1)$ от плоскости ЗП ($m=1,2,\dots$). На экране в произвольной плоскости регистрации S наблюдаются полосы, возникающие в результате интерференции плоской и цилиндрических волн (нелокализованные полосы Френеля). Оптические плечи ЗП-интерферометра пространственно совмещены, и поэтому дополнительных оптических элементов для сведения интерферирующих пучков не требуется. Выбором местоположения плоскости регистрации в сочетании с пространственной фильтрацией дифрагированных пучков можно минимизировать вклад в интерференционную картину волн, отличных от 0-го и +1-го порядков дифракции, и свести таким образом интерференцию к двухлучевой.

Объект исследования помещается в заштрихованную область, где отсутствует волна +1-го порядка. Таким образом, плоская волна 0-го порядка дифракции выполняет функцию измерительной волны, а волна +1-го порядка – опорной. При внесении исследуемого образца в измерительную волну ее фаза запаздывает и интерференционные полосы в соответствующей части картины на экране смещаются.

Сопоставляя положения смещенных полос между собой в различные моменты времени, можно получить количественную информацию о кинетике и поперечном распределении неоднородности оптической толщины образца.

Интерферометр Тальбота (модификация схемы ЗП-интерферометра). Воспользуемся свойством зонной пластинки формировать частичное самоизображение на двойном фокусном расстоянии [9] (плоскость P_2 на рис. 1). Если в этой плоскости расположить соосно с ЗП дополнительную к ней (негативную) ЗП, то структура интерференционных полос проявится в виде муаровой картины. В частности, если объект исследования отсутствует и светлые интерференционные полосы попадают на непрозрачные зоны ЗП, то на экране S наблюдается равномерно затененное поле. При увеличении расстояния между экраном и ЗП поле разделяется на две области: не изменяющееся

с расстоянием пятно, соответствующее параллельному пучку, и увеличивающееся в размерах пятно, соответствующее цилиндрической волне, исходящей из плоскости F между зонными пластинками. Внесение объекта искажает самоизображение ЗП (интерференционные полосы в плоскости P_2 сдвигаются) и после ЗП' на экране возникают муаровые полосы различных видов. В параллельном пучке размер муаровых полос не зависит от положения экрана. В расходящемся пучке муаровая картина пропорционально увеличивается по мере удаления от ЗП'.

Изучаемый кристалл и система накачки. Тепловые неоднородности оптической толщины изучались в анизотропном двухосном кристалле КГВ. Используемый образец после огранки и оптической обработки отжигался. Расположение кристаллографических осей \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} относительно осей индикатрисы показателя преломления \mathbf{p} , \mathbf{m} , \mathbf{g} показано на рис. 2. Угловые расстояния составляют [11, 12]: $\angle \mathbf{m}, \mathbf{a} \approx 24^\circ$, $\angle \mathbf{g}, \mathbf{c} \approx 20^\circ$; оси \mathbf{p} и \mathbf{b} совпадают (перпендикулярны плоскости рис. 2; на рисунке не показаны).

Образец размером $15 \times 15 \times 30$ мм вырезан с точностью $\sim 1'$ относительно кристаллографических осей. Этот образец предназначался для использования в качестве трубчатого активного элемента лазера. Поэтому приблизительно в центре рабочей апертуры вдоль наибольшего размера образца (ось \mathbf{b}) располагается отверстие диаметром 4,5 мм (после сверления отверстия кристалл не отжигался, и ввиду этого в образце могут присутствовать механические напряжения, связанные с отверстием). Боковые грани и внутренняя поверхность отверстия матированы, полированные торцы взаимно параллельны с точностью $\sim 10''$, и плоскостность выдержана с точностью $\sim 0,1$ полосы.

В отверстие помещалась импульсная ксеноновая лампа накачки типа ИФК-20-3 диаметром 4 мм с номинальной электрической энергией 20 Дж. Колба лампы не касалась стенок отверстия. Длительность световой вспышки по полувысоте составляла 250 мкс. Тепло с поверхности кристалла рассеивалось в окружающее пространство путем естественного охлаждения.

Изучаемый кристалл КГВ ранее использовался в качестве активного элемента твердотельного лазера [1], системы накачки и охлаждения которого идентичны используемым в данной работе. Причем далее интерференционные полосы мы изучаем именно в той части торца кристалла, где в [1] наблюдалась генерация. При выбранной ориентации кристалла и лампы накачки максимальные поглощение и нагрев происходят в области, где излучение накачки распространяется вдоль оси \mathbf{c} в силу анизотропии поглощения (см., например, [1] и [12] в [1]). В лазере [1] вдоль этой оси наблюдалась неоднородность оптической толщины $\sim \lambda/2$, эквивалентная неоднородности показателя преломления 10^{-5} . Оценка этой неоднородности в эксперименте [1] производилась по величине угловой расстройки резонатора.

В данной работе во всех случаях образец устанавливался в интерферометр так, что измерительная волна распространялась вдоль оси лампы накачки (ось \mathbf{b}). Интерференционные полосы ориентировались перпендикулярно оси \mathbf{c} , что позволяло определить наибольшие неоднородности оптической толщины

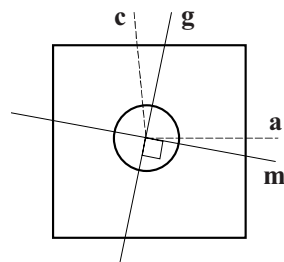


Рис. 2. Поперечное сечение образца из кристалла КГВ. Кругом в центре отмечено отверстие

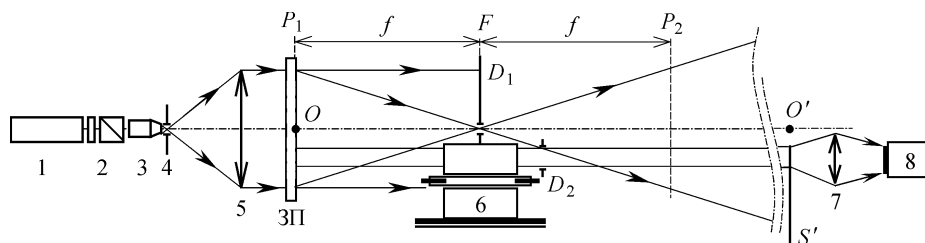


Рис. 3. Принципиальная схема экспериментальной установки

ны, связанные с нагревом, посредством измерения смещений полос вдоль линии, параллельной оси \mathbf{c} и проходящей через ось лампы накачки.

Экспериментальная установка. Принципиальная схема интерферометра и системы регистрации представлена на рис. 3. Гелий-неоновый лазер 1 и коллиматор 3–5 формировали плоскую волну. Пластика $\lambda/4$ с поляризатором 2 позволила установить требуемую ориентацию линейной поляризации излучения, соответствующую направлениям осей \mathbf{m} или \mathbf{g} в кристалле, для исключения влияния двулучепреломления и достижения максимального контраста интерференционных картин. Амплитудные зонные пластинки были изготовлены по технологии фотолитографии в пленках хрома на стеклянных подложках, рассчитаны на длину волны $0,6328 \text{ мкм}$ и имели фокусное расстояние первого порядка дифракции $f = 300 \text{ мм}$. Образец 6 помещался в измерительную волну так, чтобы фокус ЗП располагался над его серединой; расстояние между фокусом и осью лампы составляло $11,6 \pm 0,1 \text{ мм}$. Регистрация интерференционных картин производилась видеокамерой 8.

В схеме двухлучевого интерферометра для снижения влияния побочных дифракционных порядков использовался пространственный фильтр в виде щелевой диафрагмы D_1 шириной $\approx 0,2 \text{ мм}$, расположенной в фокальной плоскости F , а экран S' удалялся от ЗП на расстояние $5,7 \text{ м}$. Последнее было необходимо для снижения требований к разрешению регистрирующей аппаратуры: вблизи P_2 (френелевская зона) шаг интерференционной картины составлял $30\text{--}80 \text{ мкм}$, что не позволяло надежно регистрировать интерферограммы на всем рабочем поле из-за недостаточного разрешения видеокамеры. Вместе с тем на больших расстояниях от ЗП становятся заметными дифракционные эффекты на прямоугольной апертуре образца, которые маскируют интерференционную картину, а также делают проблематичной привязку координат интерференционных полос к апертуре кристалла. Это затруднение разрешалось путем установки сразу за кристаллом круглой диафрагмы D_2 диаметром 6 мм , позволяющей использовать центр дифракционной картины для привязки координат. Расстояние между центром D_2 и оптической осью интерферометра составляло $6,2 \pm 0,1 \text{ мм}$.

Интерференционные картины регистрировались видеокамерой КТ&С High Resolution с объективом 7 типа «Вега 2/20» и затем оцифровывались с разрешением 704×576 пикселей. Измеренный экспериментально масштабный коэффициент между оцифрованным изображением и изображением в плоскости S' составил $0,011 \text{ мм/пиксель}$. С целью уменьшения погрешности определения экстремумов цифровые изображения увеличивались с применением сглаживания. Качество изображений не терялось при двукратном

увеличении. Для ослабления шумов (спеклов) в регистрируемом изображении экран S' был выполнен в виде вращающейся матовой пленки.

В схеме интерферометра Тальбота в плоскости P_2 (см. рис. 3) помещалась вторая зонная пластинка, негативная к первой. Обе зонные пластинки устанавливались таким образом, чтобы дифракционные структуры на них были обращены друг к другу. Диафрагмы D_1 и D_2 отсутствовали. Сразу после ЗП располагался экран S .

Точная юстировка пустого интерферометра, посредством которой достигалось максимально возможное затемнение экрана, производилась с помощью микроскопа, настроенного на плоскость P_2 . После настройки неравномерность затемнения рабочего поля на экране составила менее 3% (на краю рабочего поля) и обусловлена тем, что в качестве источника света использовался He-Ne-лазер с гауссовым распределением интенсивности в пучке. Никаких паразитных осцилляций яркости не наблюдалось. После внесения образца добавленная оптическая длина компенсировалась коррекцией положения ЗП. Муаровые картины регистрировались с помощью видеокамеры Philips VKR6853 и затем оцифровывались.

Результаты и обсуждение. Визуализация неоднородности оптической толщины в кристалле КГВ до и после световой вспышки осуществлялась с помощью интерферометра Тальбота. На рис. 4, *a* показаны две серии муаровых картин в плоскости экрана S , расположенные последовательно во времени. Кадры серии I выполнены при поляризации излучения гелий-неонового лазера вдоль оси \mathbf{m} , серии II – вдоль оси \mathbf{g} . В серии I интерферометр Тальбота настроен на минимум освещенности на апертуре образца. Светлая область вблизи отверстия, отмеченная знаком « \times » на кадрах слева, вызвана наличием напряжений в образце, возникших в процессе изготовления отверстия. Серия II отличается только поляризацией, перенастройка интерферометра не производилась. Изменение яркости муаровой картины обусловлено различием показателя преломления КГВ для этих поляризаций.

Первые кадры в сериях I и II выполнены для «холодного» состояния образца. Далее следуют изображения, смонтированные из левой половины холодного кадра и правой половины текущего кадра (разделены вертикальной линией), соответствующего указанному моменту времени (под серией II). В серии I по техническим причинам два кадра отсутствуют.

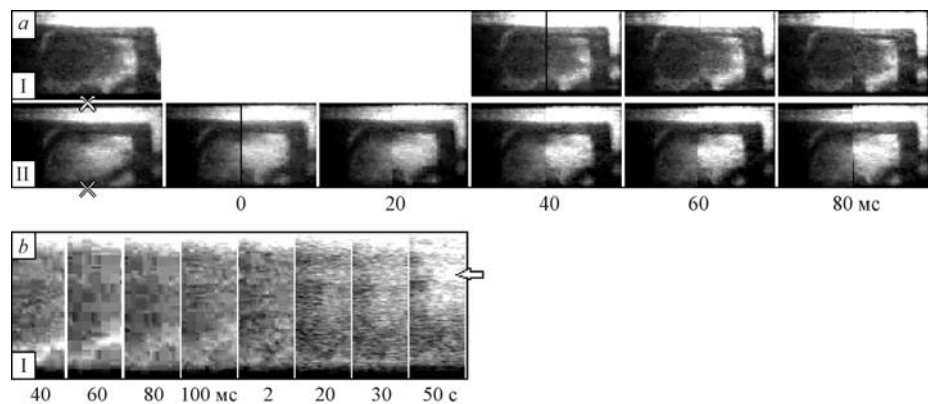


Рис. 4. Визуализация неоднородности оптической толщины КГВ в различные моменты времени до и после вспышки лампы накачки

После вспышки лампы в обеих сериях возникают дугообразные полосы, которые перемещаются от отверстия к периферии апертуры кристалла. При более внимательном рассмотрении кадров, соответствующих моментам времени 60 и 80 мс, можно увидеть стратификацию муаровой полосы вблизи отверстия. Интерпретация такой структуры в общем случае неоднозначна; стратификация может означать как большую величину неоднородности оптической толщины вблизи лампы, монотонно спадающую к периферии, так и знакопеременную неоднородность. На последующих кадрах (на рис. 4, *a* не показаны) темные дугообразные полосы размываются и периферийная часть муаровой картины светлеет, что наиболее ярко проявляется в серии I.

На рис. 4, *b* представлена последовательность составленных вместе увеличенных левых половинок кадров серии I, соответствующих более поздним моментам времени, чем на рис. 4, *a*.

Обработка интерферограмм двухлучевого интерферометра. На рис. 5, *a* показана интерференционная картина холодного образца, зарегистрированная на экране S' (см. рис. 3). Светлым пунктиром и знаком «+» отмечены соответственно контур изучаемой части апертуры образца и положение оси лампы накачки. Двухлучевые интерференционные полосы легко выделяются на фоне широких дифракционных колец. Центр дифракционных колец совпадает с центром диафрагмы D_2 . Горизонтальные двухлучевые интерференционные полосы ориентированы перпендикулярно оси c образца, и их ширина возрастает по мере удаления от оси лампы. Из всей этой картины интерес для нас представляет узкий вертикальный фрагмент, включающий ось лампы, потому что в данной работе не рассматриваются эффекты, связанные с анизотропией поглощения излучения в кристалле. В этом фрагменте и проводится изучение смещений полос, описываемое далее.

На рис. 5, *b* показаны составленные вместе фрагменты интерферограмм для различных моментов времени после вспышки лампы. При $t = 10$ мин наступает полная тепловая релаксация и расположение всех полос совпадает с таковым для холодного образца ($t = 0$ мин).

Для обработки оцифрованных интерферограмм нами разработана специальная программа поиска экстремумов, которая производит поиск вдоль центра вертикального фрагмента. Положение минимумов и максимумов определяется вначале грубо, а затем уточняется путем минимизации разно-

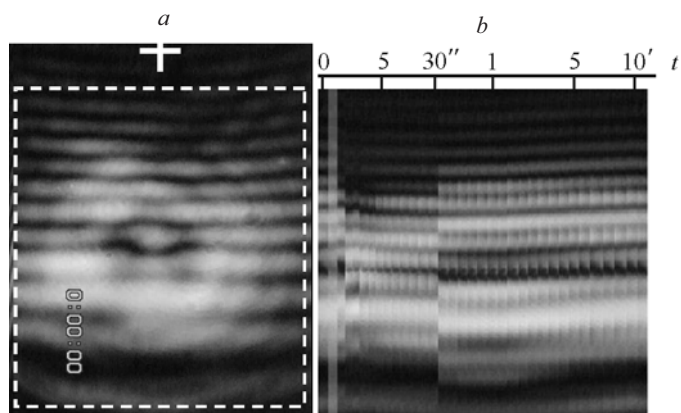


Рис. 5. Интерференционная картина: в двухлучевом интерферометре (*a*), изучаемые фрагменты интерферограмм (*b*)

сти интегралов яркости изображения в двух половинках щели усреднения. Ширина усредняющей щели (вдоль полос) задается равной ширине фрагмента. Точность определения координат экстремумов составила $\approx 0,01$ мм ($\sim 1/80$ периода полос). Начало системы координат (точка O' на рис. 3) лежит на оптической оси OO' интерферометра. Для каждого момента времени массив координат экстремумов составляет вектор \mathbf{X} .

В методике обработки интерферограмм не используется значение порядка интерференции. В хронологической последовательности кадров полосы легко идентифицируются при выполнении следующего критерия: $\tau_{\text{рег}} \leq \tau_{\pi}$, где $\tau_{\text{рег}}$ – период следования кадров при регистрации; τ_{π} – характерное время, за которое оптическая толщина образца изменяется на π . В нашем случае $\tau_{\text{рег}} = 20$ мс. За время вспышки лампы (нагрева образца) полосы сдвигаются очень быстро ($\tau_{\pi} < 250$ мкс), поэтому для первой пары кадров (первого кадра после вспышки и холодного) данный критерий не выполняется. Но в процессе остывания температура меняется медленно и плавно, и обусловленное ею изменение оптической толщины носит такой же плавный характер, поэтому для всех последующих кадров, начиная со второго, критерий выполняется.

Для определения максимального смещения полосы необходимо регистрировать интерферограммы до момента полной тепловой релаксации. Далее идентификация полос на разновременных интерферограммах (см. рис. 5, *b*) производится путем сопоставления их положений последовательно в обратном направлении по времени от момента полной релаксации. В результате такой процедуры в векторах \mathbf{X} каждая компонента соответствует одному и тому же экстремуму в любой момент времени. Обозначим через $\mathbf{X}t$ вектор, соответствующий интерферограмме в заданный момент времени t , и через $\mathbf{X}0$ – интерферограмме при $t = 0$ (холодный образец), эквивалентной интерферограмме после тепловой релаксации.

Анализ разности фаз в интерферометре между цилиндрической (опорной) и плоской (измерительной) волнами в условиях эксперимента проводится далее в пренебрежении дифракционными и рефракционными эффектами. В плоскости регистрации разность фаз с учетом неоднородности оптической толщины образца можно записать в следующем виде:

$$\Phi(x, t) = \frac{kx^2}{2(z-f)} - k(z-f) + kl(x, t) - k \int_0^{l(x, t)} n(z, x, t) dz. \quad (1)$$

Здесь z – удаление плоскости регистрации от зонной пластинки; $k = 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора в воздухе; $l(x, t)$ – геометрическая толщина образца, где зависимость от времени обусловлена изменениями температуры; $\int_0^{l(x, t)} n(z, x, t) dz$ – оптическая толщина образца $L(x, t)$. При любом характере

распределения показателя преломления в объеме образца оптическая толщина в момент времени t в координате x поперечного сечения может быть выражена через эквивалентное значение показателя преломления $n_{\text{equ}}(x, t)$:

$$L(x, t) = \int_0^{l(x, t)} n(z, x, t) dz = n_{\text{equ}}(x, t)l(x, t).$$

Термоиндуцированные неоднородности показателя преломления и геометрической толщины образца дают вклады в четвертое и третье слагаемые в выражении (1). Выделим явно возмущения показателя преломления, геометрической и оптической толщин образца на фоне некоторых средних значений:

$$n_{\text{equ}}(x, t) = n_0 + \delta n(x, t); \quad l(x, t) = l_0 + \delta l(x, t); \quad L = L_0 + \delta L; \quad \delta L = l_0 \delta n + n_0 \delta l.$$

Здесь n_0 , l_0 и L_0 – средние по сечению образца значения в начальном состоянии, удовлетворяющие условиям: $\delta n \ll n_0$, $\delta l \ll l_0$, $\delta L \ll L_0$. Тогда выражение (1) переписывается в виде

$$\Phi(x, t) = Ax^2 - k(z - f) - B - \varphi(x, t),$$

где

$$A = \frac{k}{2(z - f)}; \quad B = kl_0(n_0 - 1);$$

$$\varphi(x, t) = k\delta n(x, t)l_0 + k\delta l(x, t)(n_0 - 1) = k(\delta L(x, t) - \delta l(x, t));$$

слагаемым второго порядка малости мы пренебрегли.

Таким образом, в разности фаз $\Phi(x, t)$ удастся выделить слагаемое $\varphi(x, t)$, показывающее влияние возмущений геометрической и оптической толщин и определяющее смещение полос относительно их положений в случае однородного образца.

Если известна зависимость $\delta l(x, t)$, то для выявления термоиндуцированных изменений оптической толщины при фиксированном x за промежуток времени $[0, t]$ достаточно построить график функции

$$\delta\Phi(x; t, 0) = \Phi(x, t) - \Phi(x, 0) = \varphi(x, t) - \varphi(x, 0)$$

в силу линейной зависимости $\varphi(x, t)$ от δL . Величина $\delta\varphi(x_1, t; x_2) \equiv \varphi(x_1, t) - \varphi(x_2, t)$ также линейно выражается через разность оптической толщины между двумя точками изучаемой апертуры в момент времени t .

Чтобы выразить $\delta\varphi$ через вектор $\mathbf{X}t$, рассмотрим разность величины Φ в двух произвольных экстремумах с координатами Xt_i и Xt_j в некоторый момент времени t :

$$\Phi(Xt_i, t) - \Phi(Xt_j, t) = A(Xt_i^2 - Xt_j^2) - [\varphi(Xt_i, t) - \varphi(Xt_j, t)].$$

Причем $\Phi(Xt_i, t) - \Phi(Xt_j, t) = \pi(i - j)$, откуда

$$\varphi(Xt_i, t) - \varphi(Xt_j, t) = A(Xt_i^2 - Xt_j^2) - \pi(i - j). \quad (2)$$

Из последнего выражения видно, что если на интерферограмме выбран некоторый экстремум в качестве базового ($Xt_i = Xt_b$), то на основе экспериментальных данных возможно точное вычисление разности поправок φ между точками Xt_i и Xt_b :

$$\delta\varphi(Xt_i, t; Xt_b) \equiv \varphi(Xt_i, t) - \varphi(Xt_b, t) = A(Xt_i^2 - Xt_b^2) - \pi(i - b). \quad (3)$$

Значения $\delta\varphi(x, t; X_{t_b})$ для $x \in [X_{t_i}, X_{t_{i+1}}]$ (между экстремумами) могут быть рассчитаны только приближенно, пользуясь, например, линейной интерполяцией, строящейся на каждом отрезке между соседними экстремумами при условии достаточно малого шага интерференционной картины по сравнению с характерным размером исследуемой неоднородности

$$\begin{aligned} \delta\varphi(x, t; X_{t_b}) &\cong \\ &\cong \delta\varphi(X_{t_i}, t; X_{t_b}) + [\delta\varphi(X_{t_{i+1}}, t; X_{t_b}) - \delta\varphi(X_{t_i}, t; X_{t_b})] \frac{x - X_{t_i}}{X_{t_{i+1}} - X_{t_i}} = \\ &= (x - X_{t_i}) \left[A(X_{t_{i+1}} + X_{t_i}) - \frac{\pi}{X_{t_{i+1}} - X_{t_i}} \right] + A(X_{t_i}^2 - X_{t_b}^2) - \pi(i - b). \end{aligned} \quad (4)$$

Данная процедура позволяет построить график функции $\delta\varphi(x, t; X_{t_b})$, определяющей неоднородность оптической и геометрической толщин в фиксированный момент времени относительно их значений в заданной точке на апертуре.

Случайные ошибки ΔX_{t_i} при измерении координат экстремумов приводят к появлению погрешности в вычислениях $\delta\varphi$. Среднеквадратичное отклонение σ_φ от среднего значения $\delta\varphi$ определяется по формуле из [13]:

$$\sigma_\varphi = \sqrt{\sum_i \left[\frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial X_{t_i}} \right]^2 (\Delta X_{t_i})^2}, \quad (5)$$

и составляет в среднем 0,06 рад на фоне характерных значений величины $\delta\varphi \sim 1$ рад.

Чтобы получить данные об изменениях неоднородности оптической толщины за определенное время, сопоставим соответствующие разновременные интерферограммы. Вычислить приращение фазы $\delta\Phi(x; t, 0)$ измерительной волны в точке x на апертуре образца за промежуток времени $[0, t]$, основываясь только на данных о координатах экстремумов, для произвольного значения x нельзя, но можно применить линейную интерполяцию вида (4), в которой выбор точек будет зависеть от взаимного расположения точки x и экстремумов на обеих интерферограммах.

Временная зависимость координат экстремумов может быть отражена в виде графиков дрейфа полос (рис. 6), которые по определению представляют собой изофазы – линии постоянной разности фаз измерительной и опорной волн в плоскости регистрации интерферограммы. Это означает, что разность значений фаз $\Phi(C)$ и $\Phi(D)$ между любыми точками на произвольных изофазах C и D постоянна, т. е. искомая величина $\delta\Phi(x; t, 0) \equiv \Phi(D) - \Phi(C)$, где C и D – изофазы, проходящие через точки на координатной плоскости $(x, 0)$ и (x, t) соответственно.

Определим номера c и d компонент векторов $\mathbf{X0}$ и \mathbf{Xt} такие, что выполняются условия $X0_c \leq x \leq X0_{c+1}$, $Xt_d \leq x \leq Xt_{d+1}$. Графики дрейфа полос, проходящие через точки $(X0_c, 0)$ и (Xt_d, t) , обозначим соответственно c' и d' .

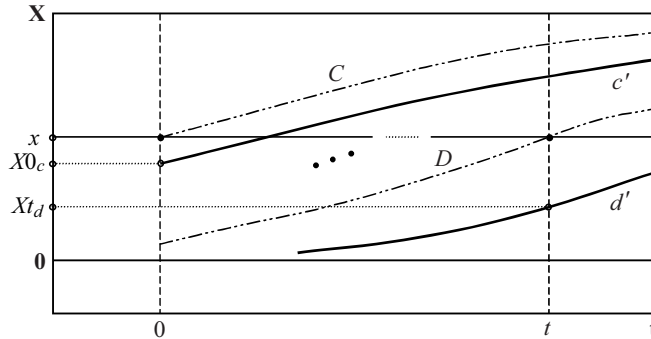


Рис. 6. Иллюстрация к расчету приращения фазы между двумя моментами времени на основе двух интерферограмм. Кривые c' и d' – графики временной зависимости x -координат экстремумов; кривые C и D – изофазы с разностью фаз, не кратной π

Важно заметить, что разности $\Phi(C) - \Phi(c')$ и $\Phi(D) - \Phi(d')$ всегда неотрицательные. Поэтому искомую фазовую разность удобно выражать через них:

$$\begin{aligned} \delta\Phi(x; t, 0) &\equiv \Phi(D) - \Phi(C) = \\ &= [\Phi(D) - \Phi(d')] - [\Phi(C) - \Phi(c')] + (d - c)\pi, \end{aligned} \quad (6)$$

где последнее слагаемое отвечает количеству изофаз экстремумов, расположенных между изофазами c' и d' .

Разности $\Phi(C) - \Phi(c')$ и $\Phi(D) - \Phi(d')$ в точном выражении (6) удобно свести к разностям фаз между следующими точками на координатной плоскости: $(x, 0)$, $(X0_c, 0)$ и (x, t) , $(Xt_d, 0)$. Пользуясь формулой (1) и обозначением (3), запишем

$$\Phi(C) - \Phi(c') = \Phi(x, 0) - \Phi(X0_c, 0) = A(x^2 - X0_c^2) - \delta\phi(x, 0; X0_c),$$

$$\Phi(D) - \Phi(d') = A(x^2 - Xt_d^2) - \delta\phi(x, t; Xt_d).$$

В приближении линейной интерполяции вида (4) после упрощений получим окончательное выражение:

$$\begin{aligned} \delta\Phi(x; t, 0) &\cong \\ &\cong \pi \left[\frac{x - X0_c}{X0_{c+1} - X0_c} - \frac{x - Xt_d}{Xt_{d+1} - Xt_d} \right] + Ax(Xt_{d+1} - X0_{c+1} + Xt_d - X0_c) - \\ &\quad - A(Xt_d Xt_{d+1} - X0_c X0_{c+1}) + (d - c)\pi, \end{aligned} \quad (7)$$

которое имеет смысл для $x \in [X0_c, X0_{c+1}] \cap [Xt_d, Xt_{d+1}]$.

Приближение (7) позволяет восстановить из интерференционной картины график приращения фазы $\delta\Phi(x, t; 0)$ в фиксированный момент времени t в виде кусочно-линейной функции на всей рабочей области с погрешностью, определяемой только точностью интерполяции (4).

В наших экспериментальных условиях шаг интерференционной картины, задающий сетку интерполяции $\delta\varphi(x)$, удовлетворяет неравенству $Xt_{i+1} - Xt_i \leq 0,8$ мм. Точность интерполяции велика, если на характерном размере неоднородности оптической толщины помещается несколько полос. Однако период муаровых полос, которые наблюдались в экспериментах с интерферометром Тальбота (см. рис. 4, *b*), составляет ~ 1 мм, что сравнимо с $Xt_{i+1} - Xt_i$, и $\delta\varphi(x)$ может оказаться немонотонной на некоторых отрезках $[Xt_i, Xt_{i+1}]$, а условие применимости интерполяции может нарушаться. Следовательно, расчет приращения фазы измерительной волны по приближенной формуле (7) содержит некоторую неопределенность. Для оценки возможной систематической погрешности в таких случаях было построено модельное распределение $\delta\varphi_{\text{mod}}(x)$, основанное на экспериментальных данных, обсуждаемых в следующем разделе. Это распределение представляет собой сумму двух компонент: монотонной (нагрев от излучения лампы) и осциллирующей (возможные вариации свойств кристалла). На основе $\delta\varphi_{\text{mod}}(x)$ по формулам (1) и (6) вычислялась функция $\delta\Phi_{\text{mod}}(x)$, затем по формуле (1) численно определялись координаты экстремумов, а по формуле (7) строилась приближенная функция $\delta\Phi(x)$. Погрешность формулы (7) оценивалась по отклонению от модели и выражалась числом $\varepsilon \equiv \delta\Phi / \delta\Phi_{\text{mod}} - 1$.

В результате моделирования установлено, что если $Xt_{i+1} - Xt_i \approx 1$ мм и разность $\delta\Phi(x) - \delta\Phi_{\text{mod}}(x)$ на каком-то отрезке интерполяции знакопеременна, то максимальное значение $|\varepsilon| \sim 20\%$. Если $Xt_{i+1} - Xt_i \approx 1$ мм и разность $\delta\Phi(x) - \delta\Phi_{\text{mod}}(x)$ одного знака на всем отрезке, то $|\varepsilon| \leq 60\%$. В случае высокой точности интерполяции ($Xt_{i+1} - Xt_i < 0,5$ мм) величина $|\varepsilon| \leq 0,2\%$ в любом случае.

Среднеквадратичное отклонение от среднего значения $\delta\Phi$ вычислялось по формуле, аналогичной (5), и в нашем эксперименте составило в среднем 0,15 рад на фоне характерных значений $\delta\Phi \sim 1$ рад. В нашем образце в условиях однородного нагрева в пренебрежении тепловым изменением длины это соответствует изменению показателя преломления $0,5 \times 10^{-6}$.

Результаты обработки интерферограмм. На рис. 7, *a* представлены графики зависимости координат экстремумов от времени, полученные после обработки интерферограмм для поляризации излучения вдоль оси **m**. На рис. 7, *b* показан увеличенный фрагмент графиков рис. 7, *a* для полос вблизи лампы накачки в первые секунды после вспышки. На графиках можно выделить три временных участка. На первом участке (от 0 до 1 с) происходит резкое изменение координат полос на всей апертуре образца, на втором (от 1 до 80 с) величина смещения полосы зависит от положения ее на апертуре образца. На третьем участке (от 80 до 600 с) происходит медленное возвращение координат к холодному состоянию. На первом участке отражено изменение оптической длины кристалла в процессе перераспределения тепла, выделившегося в объеме кристалла в результате поглощения излучения накачки, на втором – в процессе распространения тепла от колбы лампы к периферии кристалла, на третьем – в процессе общего остывания образца.

Измерение температуры колбы лампы с помощью термопары показало, что в течение 5 с ее поверхность нагревается на 10 °С. Из-за малости воздушного зазора между лампой и кристаллом тепло от колбы лампы за доли секунды передается стенкам отверстия в кристалле. На графиках (см. рис. 7, *a*) видно, что максимальное смещение полосы на втором участке достигается тем позднее, чем она более удалена от лампы. Характерное время распространения тепла от отверстия к периферии составляет величину порядка

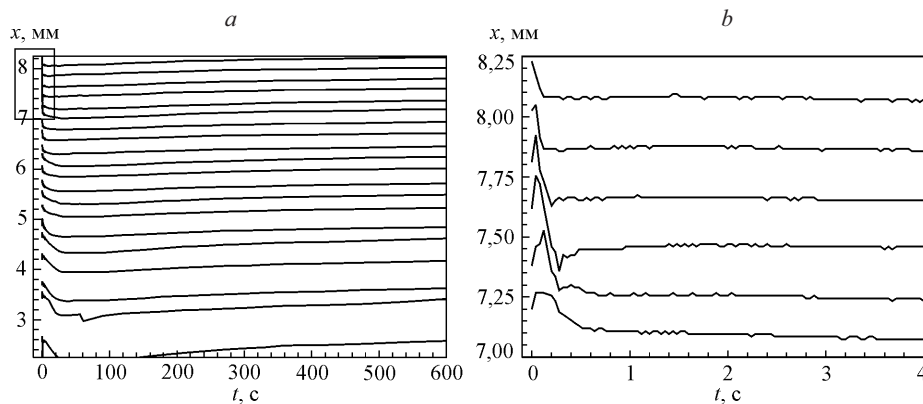


Рис. 7. Результаты обработки экспериментальных данных: графики зависимости x -координат экстремумов интерференционных полос от времени (a) (ось лампы имеет x -координату 11,6 мм); увеличенный фрагмент графиков (b)

$\Delta x^2/4\chi = 20-30$ с ($\chi \cong 9,2 \cdot 10^{-3}$ см²/с – коэффициент температуропроводности КГВ вдоль оси c [14, 15]), что хорошо согласуется с наблюдаемой задержкой смещения на графиках.

Рис. 8 демонстрирует распределение неоднородности оптической толщины кристалла вдоль оси c в фиксированные моменты времени в системе координат с центром на оси лампы: $\tilde{x} = 11,6 - x$ (мм). На рис. 8, a приведены графики $\delta\varphi(\tilde{x}; t; \tilde{x}_b)$ – разности функций φ между точками \tilde{x} и базовой точкой \tilde{x}_b , соответствующей дальнему от лампы экстремуму, для моментов времени $t = 0; 40$ и 80 мс. На рис. 8, b представлены графики приращения $\delta\Phi(\tilde{x}; t, 0)$ фазы измерительной волны между моментами времени $t = 40; 80; 200$ мс и $t = 0$ (холодное состояние). Величины $\delta\varphi$ и $\delta\Phi$ рассчитывались по формулам (4) и (7) соответственно. Отображенные на графиках точки соединены прямыми линиями в соответствии с предположением о линейной интерполируемости функции $\delta\varphi(\tilde{x})$. Погрешности для удобства восприятия пока-

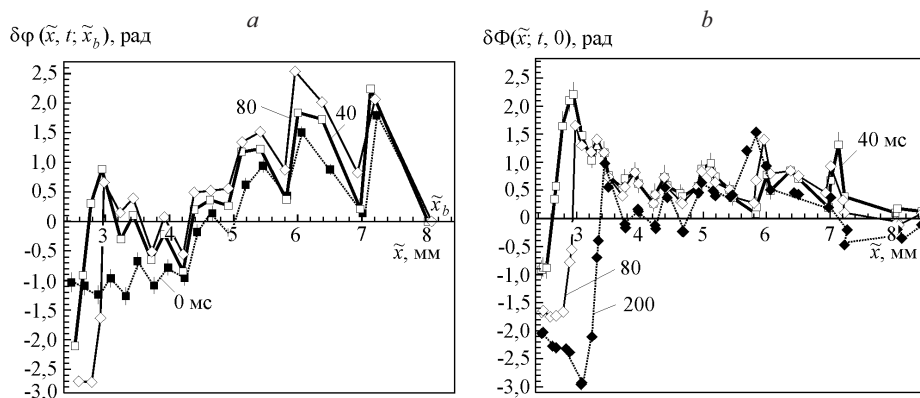


Рис. 8. Распределение неоднородности оптической толщины образца вдоль линии измерения: графики разности фаз измерительной волны между точками с координатами \tilde{x} и \tilde{x}_b для указанных моментов времени (a); графики приращения фазы измерительной волны за указанное время после вспышки лампы (b)

заны только на графиках, соответствующих 0 мс (см. рис. 8, *a*) и 40 мс (см. рис. 8, *b*).

На рис. 8, *a* на графике зависимости $\delta\varphi(\tilde{x}, t=0; \tilde{x}_b)$ (пунктирная кривая) наблюдаются осцилляции на фоне плавного нарастания к периферии кристалла. Поскольку речь идет о графике для холодного кристалла, наблюдаемая картина не связана с распространением тепла. Вид графика указывает на наличие неравномерной структуры неоднородности оптической толщины данного образца.

Наблюдение полос равной толщины в плоскопараллельной пластинке, образованной рабочими гранями холодного образца в отдельном эксперименте, подтверждало сложный характер неоднородности оптической толщины.

Другие графики на рис. 8, *a* соответствуют моментам времени 40 мс (сплошная жирная кривая) и 80 мс (сплошная тонкая кривая). Положения экстремумов на них близки к таковым для холодного состояния образца. Аналогичная ситуация наблюдается и для других моментов времени. Интересно отметить, что положения светлых полос, наблюдавшихся визуально в интерферометре Тальбота (на рис. 4, *b* отмечены стрелкой), хорошо соответствуют положению пиков на графиках рис. 8, *a*.

Оценим возможную величину вариации показателя преломления кристалла, связанную с наблюдаемой неравномерной структурой на рис. 8, *a*. В области самого удаленного от отверстия пика ($\tilde{x} \approx 7,2$ мм) будем считать длину кристалла равной средней величине l_0 . Тогда возможная вариация составит $\sim \pi/kl_0 \approx 10^{-5}$.

Графики на рис. 8, *b* строились таким образом, что из них вычиталась неоднородность оптической толщины холодного образца (см. выше определение $\delta\Phi(\tilde{x}; t, 0)$). Согласно этому осцилляции на рис. 8, *b* отсутствовали бы при условии пространственной однородности температурной зависимости характеристик кристалла. Однако на этих графиках пики присутствуют и расположены так же, как на рис. 8, *a*.

Вместе с тем некоторые максимумы на рис. 8, *a* соответствуют минимумам на рис. 8, *b* (например, в точке $\tilde{x} \approx 4,7$ мм). Отдельные максимумы в некоторые моменты времени разбиваются на пары максимум–минимум ($\tilde{x} \approx 7,1$ мм, $t = 200$ мс; на рис. 8, *b* не показаны).

Представленные осцилляции наблюдались в опытах только с изучаемым кристаллом КГВ и отсутствовали в контрольных опытах с оптически однородными образцами (например, из плавленого кварца). Осцилляции отражают, по нашему мнению, слабые вариации свойств кристалла, которые могут быть связаны с неоднородностями кристаллической структуры, неравномерностью концентрации активатора или других химических компонентов. Эти неоднородности проявляются в виде пространственных неоднородностей теплофизических, механических и фотоупругих свойств кристалла, создавая локализации тепла и знакопеременные фазовые возмущения в процессе нагрева, которыми можно объяснить особенности на графиках рис. 8.

Необходимо отметить, что полосы, подобные изображенным на рис. 4, *b* ($t = 50$ с), наблюдались нами и ранее в поперечном распределении интенсивности излучения лазера с исследуемым образцом в качестве активного элемента [1] (рис. 9), а также других лазеров с активными элементами из КГВ одного и того же производителя. Во всех случаях наблюдались полосы с тем же характерным периодом, ориентированные параллельно оси **a**, как на рис. 4, *b* и на рис. 9.

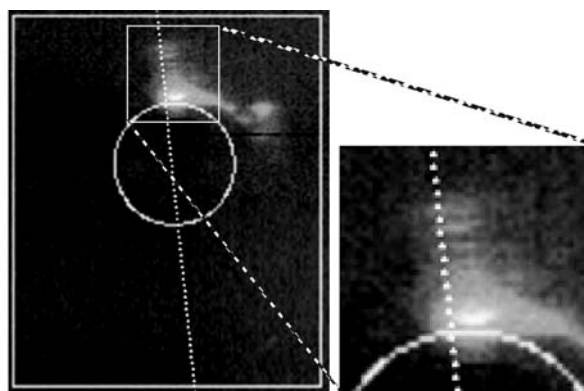


Рис. 9. Фотография поперечного сечения светового пучка лазера с исследуемым кристаллом в качестве активного элемента (белыми штрихами обозначены выносные линии для увеличенного фрагмента; окружность в центре – отверстие в кристалле; ось s изображена пунктиром)

На рис. 8, b обращает на себя внимание наличие большого перепада значений $\delta\Phi(\tilde{x}; t, 0)$ в отрицательную область вблизи лампы, особенно для $t = 40$ мс. В лазерах генерация происходит в течение вспышки лампы, поэтому данные, ближайšie к ней по времени, наиболее интересны. В наших данных 40 мс – наиболее короткий промежуток времени между вспышкой лампы и регистрацией картины. Отмеченная выше отрицательная часть графиков означает уменьшение оптической толщины кристалла вблизи отверстия (возникает отрицательная тепловая линза). В то же время известно, что в условиях нашего эксперимента в кристалле КГВ температурный коэффициент показателя преломления ($\Delta n/\Delta T = 4,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [14]) и температурный коэффициент линейного расширения ($\Delta l/\Delta T = 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [15]) положительны. Поэтому наблюдаемый отрицательный перепад можно объяснить проявлением механических напряжений, возникающих из-за температурного градиента в этой области, т. е. указывает на вклад фотоупругости в изменение оптической толщины.

Это обстоятельство заставляет по-новому, с учетом фотоупругости, взглянуть на особенности в кинетике пространственных и спектральных характеристик генерации лазеров на КГВ [16, 17]. В частности, очень низкую, близкую к дифракционной, расходимость излучения широкоапертурного пластинчатого лазера на КГВ в резонаторе с плоскими зеркалами [17] можно объяснить возникновением отрицательной тепловой линзы. В особенностях генерации, наблюдавшихся в работе [16], селекция мод, обусловленная такой линзой, тоже может играть значительную роль.

Заключение. Такие достоинства ЗП-интерферометра, как резкое снижение влияния вибраций, температурных и турбулентных колебаний воздуха, позволили провести измерения кинетики и распределения неоднородности оптической толщины кристалла КГВ после вспышки лампы накачки. Продемонстрированы высокая чувствительность и стабильность простой конструкции интерферометра на основе зонных пластинок. Введение дополнительной зонной пластинки в оптическую схему позволило осуществить визуализацию неоднородностей оптической толщины кристалла без коренной перестройки интерферометра.

Выявлено, что вдоль оси с кристалла КГВ фазовые возмущения, возникающие вблизи лампы накачки, противоположны по знаку тепловым изменениям показателя преломления и линейных размеров образца, что косвенно указывает на доминирующее влияние фотоупругих эффектов при формировании генерации в лазерах на КГВ. Такие эффекты могут оказывать принципиальное влияние на параметры генерации, по крайней мере, для экспериментальных условий [1, 17].

В исследуемом образце кристалла КГВ были обнаружены слабые неоднородности оптической толщины, не связанные с нагревом. Они проявлялись в виде полос с шагом ~ 1 мм, параллельных оси **a**, и имели сходство с наблюдавшимися ранее полосами в распределении выходного излучения лазеров на КГВ. Для создания лазеров на КГВ с высокими пространственными характеристиками излучения требуются дополнительные исследования пространственного распределения активатора и других химических компонентов кристаллов КГВ с целью повышения их качества.

Представленная методика, благодаря высокой чувствительности и простоте реализации, может с успехом применяться для исследования и экспресс-контроля качества кристаллов и других оптических материалов.

Авторы выражают благодарность канд. физ.-мат. наук В. С. Гулеву за инициирование работ по лазерам с трубчатым активным элементом из КГВ и за предоставленные образцы, а также чл.-корр. РАН, проф. С. Г. Раутиану за инициирование и поддержку работы по измерениям термических вариаций показателя преломления в активных элементах мощных лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулев В. С., Микерин С. Л., Ключников А. А. и др. Генерация лазера с трубчатым активным элементом из кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата с неодимом // Квантовая электрон. 2001. 31, № 10. С. 867.
2. Мезенцев А. В., Сомс Л. Н., Степанов А. И. Термооптика твердотельных лазеров. Л.: Машиностроение, 1986.
3. Костюкевич Е. А., Минько Л. Я. Двухзеркальный автоколлимационный интерферометр с визуализацией поля // Журн. прикл. спектроскопии. 1981. 34, вып. 3. С. 551.
4. Громов А. К., Изынцев А. А., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б. Температурная зависимость термооптической постоянной W фосфатных стекол // Физика и химия стекла. 1976. 2, № 5. С. 4.
5. Бужинский И. М., Дианов Е. М., Мамонов С. К. и др. Термооптические характеристики стекол, активированных неодимом // ДАН СССР. 1970. 190, № 3. С. 558.
6. Зуйков И. Е., Оксенчук И. Д. Внутррезонаторный метод регистрации изменения показателя преломления // Автометрия. 2002. № 2. С. 92.
7. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г. Интерференционные свойства зонных пластинок // Автометрия. 1994. № 3. С. 85.
8. Lohman A. W. An interferometer with zone plates as beam-splitter // Opt. Acta. 1985. 32. P. 1465.
9. Пальчикова И. Г., Попова С. С., Смирнов С. В. Сравнительное изучение самоизображения прозрачных решеток // Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ, 2000. Вып. 20. С. 60.

10. **Palchikova I. G., Palchikov E. I.** Zone Plates Application in the Talbot Shift-Interferometer for Flow Visualization // 9th Millenium Intern. Symp. on Flow Visualization. Edinburgh: Heriot-Watt University, 2000. (CD-ROM Proc. Paper Nr. 9MISFV-42. (The address of the library deposit (ISBN system archive): National Library of Scotland, Legal Deposit and Donations Unit, 31 Salisbury Place, Edinburgh EH9 1SL, Scotland, UK)).
11. **Ананьева Г. В., Афанасьев И. И., Васильева В. И. и др.** Структурные, морфологические и оптические характеристики кристаллов калий-гадолиниевого вольфрамата // ОМП. 1983. № 8. С. 35.
12. **Устименко Н. С., Гулин А. В.** Новые ВКР-лазеры на кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ с самопреобразованием частоты излучения // Квантовая электрон. 2002. **32**, № 3. С. 229.
13. **Клаассен К. Б.** Основы измерений. Электронные методы и приборы в измерительной технике. М.: Постмаркет, 2000.
14. **Жиленис А. А., Малдутис Э. К., Гульбинас И. А. и др.** Термооптические свойства кристаллов КГВ // Лазеры и оптическая нелинейность. Вильнюс: ИФАН ЛитССР, 1987. С. 340.
15. **Kalisky Y., Kravchik L., Labbe C.** Repetitive modulation and passively Q-switching of diode-pumped Nd-KGW laser // Opt. Commun. 2001. **189**, N 1–3. P. 113.
16. **Гулев В. С., Павлюк А. А., Пивцов В. С., Фолин К. Г.** Особенности динамики свободной генерации лазера на $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ // Журн. прикл. спектроскопии. 1980. **XXXII**, вып. 2. С. 241.
17. **Гулев В. С., Микерин С. Л., Павлюк А. А., Юркин А. М.** Мощные твердотельные лазеры с равномерным поперечным распределением интенсивности и малой расходимостью излучения // Автометрия. 1999. № 4. С. 104.

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
E-mail: palchikova@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию
14 марта 2003 г.*