ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДАМИ ГОЛОГРАФИИ И СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Ю.Н. Захаров¹, А.Н. Малов², А.Ю. Попов³, А.В. Тюрин³ ¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ²Иркутское высшее военное авиационное инженерное училище, ³НИИ физики Одесского национального университета имени И.И.Мечникова

Аннотация

Разработан метод контроля когерентных свойств излучения непосредственно во время работы лазеров в составе голографических и интерферометрических схем, приборов и устройств. Мониторинг данных параметров осуществляется с использованием специальных тест-объектов либо голографическим способом, либо при помощи метода электронной фазомодулированной спекл-интерферометрии [ESPI].

<u>Ключевые слова</u>: оптическая когерентность, лазер, голография, спекл-интерферометрия, видность, контраст, интерференция, мода.

Введение

При проведении голографических исследований необходимо получить интерференционную картину, обусловленную только изменениями состояния объекта, по которой потом возможно восстановить карту смещений (деформаций) контролируемой поверхности объекта. Очевидно, что точность полученных данных определяется, в первую очередь, стабильностью всех параметров измерительной системы. Появление полупроводниковых лазеров и лазеров с диодной накачкой позволяет создавать мобильные и портативные измерительные приборы, но при этом на первый план выходит проблема стабилизации и/или контроля параметров когерентного излучения.

Обычно анализ процесса получения голографических интерферограмм при исследовании деформации поверхности диффузно отражающих предметов основывается на предположении об отсутствии изменений модовых и спектральных характеристик лазерного излучения при экспонировании. Такое условие обычно выполняется при экспериментах, использующих стабилизированные лазеры и виброизолированные голографические установки, что позволяет исследовать, как правило, предметы относительно небольших размеров. Но, даже в этих условиях, часто возникают различные нестабильности излучения. Так, например, при использовании рубиновых лазеров при регистрации голографических интерферограмм методом двойной экспозиции используется режим генерации парных импульсов, который имеет ряд специфических особенностей, приводящих к изменению спектральных характеристик второго импульса по отношению к первому. Одна из основных причин этого обусловлена различием температур активной среды в момент формирования каждого из импульсов пары. Изменение температуры происходит из-за разогрева активного элемента при поглощении излучения ламп накачки в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра и в результате передачи энергии кристаллической решетке при безизлучательном переходе. Разогрев кристалла приводит к изменению его плотности, показателя преломления и, как следствие, к изменению оптических характеристик резонатора лазера, что, в конечном счете, и обуславливает нестабильность спектральных характеристик генерируемых импульсов. Для рубина, линия флюоресценции которого составляет при комнатной температуре примерно 10 см⁻¹ при длине резонатора 1 м, возможно одновременное возбуждение до 100 продольных мод. В этом случае длина когерентности излучения будет крайне малой (порядка 10⁻² см) и запись голограмм объемного предмета оказывается практически невозможной [1].

На рис. 1*а* и 1*б* приведены интерферограммы одной и той же формы вибрационных колебаний металлического листа на резонансной частоте f_{pes} =195 Гц, полученные соответственно при совпадении спектров излучения обоих импульсов (для стабилизации частоты излучения лазера установки УИГ-1М в резонатор вводился эталон Фабри-Перо) и при спектральной нестабильности второго типа, когда использовался стандартный полуконфокальный резонатор: во втором импульсе присутствовало излучение на двух спектральных линиях, расстояние между которыми было около 1 см⁻¹. Интервал между импульсами в данном случае 200 мкс.

Еще более сложная ситуация возникает в случае дискретного спектра излучения лазера (возбуждения двух или более продольных мод) - функция когерентности может иметь сложный, немонотонный вид [2]. Даже в случае одной экспозиции стабильного объекта это приведет к образованию на восстановленном изображении системы полос, период которых связан с градиентом рельефа объекта и набором частот – при эквидистантном спектре с межмодовым интервалом $\Delta\lambda$ переход от одной полосы к другой (рис. 1*в*) связан с изменением разности хода лучей

$$(r_1 - r_2) = \lambda^2 / \Delta \lambda \tag{1}$$

(на рис. 1*в*, полученном при восстановлении голограммы Денисюка, зарегистированной при помощи полупроводникового лазера ЛМ-635 производства компании «Кантегир», полосы представляют собой изолинии равной высоты с интервалом по вертикали 0,7 мм).



Рис. 1а. Голографическая интерферограмма колебаний пластины на резонансной частоте f_{pes} =195 Гц. Спектральные составы импульсов стабильны с точностью Δv≤10⁸Ги [1]



Рис. 16. Голографическая интерферограмма колебаний пластины на резонансной частоте f_{pes}=195 Гц. В одном из импульсов присутствует излучение на двух спектральных линиях, расстояние между которыми Δν=0,5•10¹⁰ Гц [1]



Рис. 1в. Голографическая интерферограмма неподвижного объекта, записанная двухмодовым излучением



Рис. 1г. Голографическая интерферограмма объекта, вибрировавшего во время экспозиции

А в случае вибрирующего объекта одна длительная экспозиция стабильным по частоте одномодовым гелий-неоновым лазером также приведет к образованию на голографическом изображении системы полос (рис. 1г), связанных в данном случае с узлами и пучностями стоячих волн [3].

Если же изменение длины волны происходит плавно во время экспонирования голограммы, то сдвиг $\Delta\lambda$ соответствует (в смысле формирования голограммной структуры) уширению спектра на эквивалентную величину, а значит и уменьшению длины когерентности, следовательно, и глубины голографируемой сцены из-за снижения дифракционной эффективности при увеличении разности хода опорного и предметного пучков.

Таким образом, актуальность контроля степени когерентности излучения при голографических измерениях (например, в задачах неразрушающего контроля) не вызывает сомнений, поскольку возможно существенное искажение интерференционной картины, вызванной реальными изменениями исследуемого объекта (рис. 1).

С другой стороны, в настоящее время все более широкое применение при прецизионных голографических и интерферометрических измерениях [4-6], оптическом гетеродинировании, генерации опорного излучения и др. находят полупроводниковые лазеры (ППЛ) - весьма разнообразные по назначению, параметрам и конструкции. Однако их общим недостатком пока является сильная зависимость параметров излучения от условий эксплуатации (тока накачки, температуры, степени деградации излучателя и др.). Это привело к появлению ППЛ со встроенными системами контроля, но они позволяют надежно стабилизировать только выходную мощность излучения. Спектральные же параметры, непосредственно связанные с временной когерентностью (вопрос о пространственной когерентности ППЛ обычно не встает ввиду малых размеров излучателя), стабилизировать значительно труднее, хотя степень когерентности и стабильность частоты используемого излучения играет важнейшую роль.

Причины этого носят фундаментальный характер. Аналитический расчет лазеров и лазерных систем часто невозможен, поэтому широко применяется численное моделирование излучательных характеристик, в том числе и спектральных [7,8]. Однако нелинейная задача анализа лазерных режимов, во-первых, требует ограничения моделей численного симулирования (следствие - неадекватность результатов расчета реальности), а во-вторых, расчет одного параметра не означает автоматического получения другого, казалось бы, непосредственно с ним связанного. Например, нахождение спектра излучения – задача более сложная, чем нахождение собственных мод резонатора и спектрального контура усиления активной среды [8], что приводит к тому, что предсказание оптического спектра, т.е. структуры возбужденных продольных мод, оказывается практически невозможным [7], в том числе из-за флуктуаций фазы лазерной моды. Тем более трудной является задача расчета функции когерентности для ППЛ, спектр излучения которых содержит сложный неэквидистантный набор линий.

В реальности, зависимость оптического спектра и степени когерентности излучения ППЛ от условий эксплуатации, а также высокая чувствительность к наличию различного рода возмущений приводит к тому, что эти характеристики могут изменяться непосредственно в ходе эксплуатации лазера, приборов и устройств, в состав которых он включен. Также возможно изменение когерентности лазерного излучения при распространении в световодах [9].

Поэтому, как следует из вышесказанного, особую актуальность приобретает разработка методов экспериментального определения и мониторинга данных свойств лазерного излучения непосредственно в процессе измерений.

Определение длины когерентности по интерференционной картине

Когерентность световых полей проявляется при формировании интерференционных картин [10-12]. Если в схеме опыта Юнга (рис. 2) излучение от отверстий P_1 и P_2 интерферирует в точке $P(\mathbf{r}, t)$ экрана, то

 $V(\mathbf{r},t) = K_1 V(\mathbf{r}_1, t - t_1) + K_2 V(\mathbf{r}_2, t - t_2) ,$

где $t_1 = R_1/c$, $t_2 = R_2/c$, K_1 и K_2 – постоянные коэффициенты, зависящие от размера отверстий и геометрии эксперимента.



Мгновенная интенсивность I(r,t) в точке P(r) в момент времени *t* определяется выражением

$$I(\mathbf{r},t) = V^*(\mathbf{r},t)V(\mathbf{r},t) \ .$$

Определим, согласно [11, 12], функцию взаимной когерентности для световых колебаний в отверстиях P_1 и P_2 в моменты времени t_1 и t_2 как среднее (по ансамблю реализаций) амплитуд светового поля в этих отверстиях

$$\Gamma(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2;t_1,t_2) = \left\langle V^*(\mathbf{r}_1,t_1)V(\mathbf{r}_2,t_2) \right\rangle$$

Если поле стационарно и эргодично [10-12], то в $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t_1, t_2)$ можно заменить усреднение по ансамблю на усреднение по времени $\tau = t_1 - t_2$:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \left\langle V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t+\tau) \right\rangle =$$
$$= \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} V^*(\mathbf{r}_1, t) V(\mathbf{r}_2, t+\tau) dt.$$

Вводя нормированную функцию взаимной когерентности – степень комплексной когерентности светового поля

$$\begin{split} \gamma(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2};\tau) &\equiv \gamma_{12}(\tau) = \\ &= \frac{\Gamma(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2};\tau)}{\left[\Gamma(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{1};\tau)\right]^{1/2}\left[\Gamma(\mathbf{r}_{2},\mathbf{r}_{2};\tau)\right]^{1/2}} = \\ &= \frac{\Gamma(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2};\tau)}{\left[\langle I(\mathbf{r}_{1};\tau)\rangle\right]^{1/2}\left[\langle I(\mathbf{r}_{2};\tau)\rangle\right]^{1/2}} \end{split}$$

для средней интенсивности в точке P(r,t), получим выражение

$$\langle I(\mathbf{r},t) \rangle = \langle I^{(1)}(\mathbf{r},t) \rangle + \langle I^{(2)}(\mathbf{r},t) \rangle +$$

+2[$\langle I^{(1)}(\mathbf{r},t) \rangle$]^{1/2}[$\langle I^{(2)}(\mathbf{r},t) \rangle$]^{1/2} Re γ [$\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2;(R_1-R_2)/c$].
Если средние интенсивности пучков в точке
 $P(\mathbf{r},t)$ равны, то

 $\langle I(\mathbf{r},t)\rangle = 2\langle I^{(1)}(\mathbf{r},t)\rangle [1 + \operatorname{Re}\gamma_{12}(\tau)].$

Если излучение квазимонохроматично (ширина спектра $\Delta\lambda \ll \lambda_0$, где λ_0 - средняя длина волны), то можно показать, что

 $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = |\gamma_{12}(0)| \exp\{i[\alpha(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) - 2\pi v_0 \tau]\}$, и в результате интерференции получается

 $\langle I(\mathbf{r},t)\rangle =$

$$= 2\langle I^{(1)}(\mathbf{r},t)\rangle\{1+|\gamma_{12}(0)|\cos[\alpha(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2;(R_1-R_2)/c)-\delta]\},\$$

где

$$\delta = \frac{2\pi v_0}{c} (R_1 - R_2) = k_0 (R_1 - R_2),$$

$$k_0 = \frac{2\pi v_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

Последнее выражение описывает интерференционные полосы в плоскости наблюдения, на экране. Со времен Майкельсона (1890 г., [10,11]) контраст интерференционной картины принято оценивать величиной видности

$$v(\mathbf{r}) = \frac{\langle I \rangle_{\max} - \langle I \rangle_{\min}}{\langle I \rangle_{\max} + \langle I \rangle_{\min}},$$

63

где $\langle I \rangle_{\text{max}}$ и $\langle I \rangle_{\text{min}}$ - средние значения локальных максимумов и минимумов интенсивности области наблюдения. Тогда, в случае квазимонохроматического излучения

$$\gamma(\mathbf{r}) = |\gamma_{12}(0)|$$

ı

если интерференционная картина образована двумя волнами равной интенсивности.

Для точечного квазимонохроматического источника с непрерывным спектром шириной $\Delta\lambda$ можно ввести понятие длины когерентности L_c, которая в этом случае равна [10,11]

 $L_{c} = \lambda^{2} / \Delta \lambda .$ (2)

Понятие длины когерентности оказывается возможным ввести только для так называемого спектрально чистого излучения, каковым и является квазимонохроматическое излучение, обеспечивающее разделение пространственных и временных множителей в функции когерентности $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)$.

В более общей теории когерентности второго порядка [13] установлено, что для полной когерентности не требуется полной монохроматичности поля, оно может иметь произвольный спектральный состав, если выполняется так называемое условие факторизации

$$\Gamma(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2;t_1,t_2) = \left\langle V^*(\mathbf{r}_1,t_1)V(\mathbf{r}_2,t_2) \right\rangle.$$

Но в случае сложного спектрального состава излучения, во-первых, значительно усложняются сами спектральные измерения, во-вторых, вместо использования простой формулы (2) необходимо выполнять Фурье-преобразование, связывающее спектр с функцией когерентности, а в-третьих, задавать какой-либо критерий определения длины когерентности по полученной функции $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)$.

Излучение немонохроматического спектрального состава описывается функцией взаимной спектральной мощности (спектром взаимной мощности), которая является мерой корреляции между спектральными амплитудами произвольной частотной компоненты световых колебаний в точках \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 :

$$W(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{v})\delta(\mathbf{v}-\mathbf{v}') = \left\langle \mathbf{V}^*(\mathbf{r}_1,\mathbf{v})\mathbf{V}(\mathbf{r}_2,\mathbf{v}')\right\rangle,\,$$

где

I

 $\mathbf{V}(\mathbf{r},\mathbf{v}) = \int_{0}^{\infty} V(\mathbf{r},t) e^{i2\pi \mathbf{v}t} dt.$

По теореме Винера-Хинчина

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \int_0^\infty W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu,$$
$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \nu) = \int_{-\infty}^\infty \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau.$$

Из приведенных соотношений следует, что для спектрального профиля, имеющего равномерное распределение в интервале частот Δv с центром v_0 , комплексная степень когерентности имеет вид [13]

$$y_{12}(\tau) \sim \exp(-i2\pi v_0 \tau) \frac{\sin(\Delta v \tau)}{\Delta v \tau}$$

т.е. периодически обращается в нуль на оси z = ct.

Известно, что лазерное излучение является вынужденным, то есть лазер - это нелинейный оптический прибор, работающий при отсутствии теплового равновесия и в условиях настолько высокой плотности фотонов, что их взаимное пространственное и временное влияние играет существенную роль [13]. С другой стороны, интерференция является однофотонным эффектом и не зависит от взаимодействия фотонов друг с другом. В опыте Юнга каждый фотон должен обладать способностью интерференции с самим собой таким образом, чтобы вероятность его соударения с экраном (фоторегистратором) в определенной точке была пропорциональна интенсивности в той же точке, вычисленной классическим способом. Поскольку фотоны между собой не взаимодействуют, то все интерференционные эффекты следует искать в том способе, каким каждый отдельный фотон попадает из источника на второй экран [14].

Фотон как частица (с энергией $\hbar\omega$) проявляется только при измерении в процессе регистрации или фотодетектирования. Поэтому если фотоприемник (фотоэмульсия) светочувствителен в диапазоне $\Delta\lambda$, то он не разрешает отдельные фотоны диапазона ($\lambda - \Delta\lambda/2$, $\lambda + \Delta\lambda/2$) и об одном фотоне говорить сложно. Иными словами, разные поля с разными длинами волн могут быть когерентными, то есть создавать на фотоэмульсии интерференционные картины и по Юнгу, и по Майкельсону. Эти обстоятельства и находят свое выражение в нефакторизуемости $\gamma_{12}(\tau)$, если свет не является спектрально чистым [11, 13, 14].

В конкретном случае полупроводникового лазера мы имеем:

а) малую площадку излучателя, то есть по теореме Ван-Циттерта-Цернике [10,11] $\gamma_{12}(0) = 1$ по всему поперечному сечению излучаемого поля (несмотря даже на его спектральный состав);

б) вынужденное излучение, содержащее волны различной длины, является единым, синхронизованным, самосогласованным электромагнитным полем.

Поэтому излучение от полупроводникового лазера хоть и не монохроматично, но, тем не менее, может быть когерентным.

Следует также отметить, что функция взаимной когерентности $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)$ при распространении излучения в свободном пространстве вдоль оси z = ct подчиняется волновым уравнениям [11-13]

$$\nabla_i^2 \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)}{\partial \tau^2}$$

rge $\nabla_i^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2},$
a $i = 1, 2,$

и в оптической измерительной схеме, если не выполняются спектральные (время-частотные) преобразования, изменения степени когерентности не происходит.

Поскольку задача определения полного вида функции когерентности конкретного источника излучения в общем виде пока что далека от своего решения [11-13], то в экспериментальной практике приходится довольствоваться измерениями видности интерференционной картины и (вычисляемой по этим данным) «длиной когерентности».

В интерферометрической практике обычно пользуются видностью $v(L_c, (r_1-r_2))$, которая характеризует контраст интерференционных полос

$$\nu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$
(3)

где I_{пах}, I_{піп} – интенсивность в точках максимума и минимума (пучностях и узлах интерференционной картины). $v = |\gamma|$, когда $I_1 = I_2$. Для полностью когерентного света $|\gamma| = 1$, а для полностью некогерентного $|\gamma| = 0$. Когерентным считается (достаточно условно) такое излучение, для которого $|\gamma| \ge 1/e$. Длина когерентности в интерферометрии определяется как такая оптическая разность хода интерферирующих лучей, когда видность интерференционных полос снижается в е раз.

Для ее измерения необходимо только вычислить видность интерференционных полос и разность хода лучей в различных точках интерферограммы при соблюдении условия равенства интенсивности интерферирующих источников. Зная геометрию хода лучей и рассчитав видность интерференционных полос в точках с различной разностью хода, можно оценить длину когерентности излучения используемого лазера.

Голографический метод измерения длины когерентности

Голограмма регистрирует результат интерференции опорной и предметной волн, который описывается выражением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos\left(2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} + (\varphi_2 - \varphi_1)\right) \cdot |\gamma|,$$

здесь $I_{1,2}$ – интенсивность предметной и опорной волн, $(r_1 - r_2)$ - разность хода опорного луча и луча, отраженного от голографируемого объекта, а $(\varphi_1 - \varphi_2)$ – определяет несущую частоту голограммы. При линейной записи прозрачность голограммы

$$T(x, y) = T_0 + kI$$

(где *T*₀ и *k* определяются характеристической кривой носителя записи (фотоэмульсии), *x*,*y* – координаты плоскости записи).

При восстановлении голограммы плоской волной C_0 волновой фронт за голограммой

$$C(x, y) = C_0 T(x, y),$$

и в первый порядок дифракции распространяется волна

$$C_{\rm inf} = C_0 k (I_1 I_2)^{1/2} |\gamma| \exp[2\pi (r_1 - r_2)/\lambda] .$$

Если I_1 = const и I_2 = const, то есть голограмма сформирована предметной волной от объекта, имеющего равную по всей площади отражательную способность, при равномерном по интенсивности освещении и однородной опорной волне, распределение интенсивности восстановленного изображения будет пропорционально функции взаимной когерентности опорного и объектного пучков в плоскости голограммы. Аргументом этой функции является разность хода опорного луча и луча, отраженного от голографируемого объекта, поэтому при голографических измерениях, имея информацию о геометрии объекта, по восстановленному изображению можно сделать выводы о когерентных свойствах используемого излучения. Если же необходимо проконтролировать эти свойства непосредственно в момент измерения, можно просто ввести в измерительную схему наряду с исследуемым произвольным объектом тест-объект и профотометрировать его восстановленное изображение (рис. 3).



Рис. 3. Голографическая схема с тест-объектом для измерения когерентности излучения лазера: 1 – блок питания; 2 – лазер ЛМ-650 («Кантегир»); 3 – голограмма (10х10 см); 4 – объект; 5 – тест-объект

Для определения длины когерентности лазера наиболее удобным тест-объектом является плоскость, отражаясь от различных точек которой, лучи приобретают заданную разность хода с опорным пучком, и имеющая сетку делений, соответствующую этой разности хода. Определяя, в каких точках освещенность изображения образца падает в е раз по сравнению с точкой нулевой разности хода, можно вычислить длину когерентности (рис. 4). Из рис. 4 δ видно, что функция когерентности может иметь периодический или квазипериодический вид [2, 13], что, в свою очередь, приводит к образованию на восстановленном изображении системы полос, период которых связан с наклоном тест-объекта и набором частот (при эквидистантном спектре с межмодовым интервалом $\Delta\lambda$ переход от одной полосы к другой (рис. 4б) связан с изменением разности хода лучей ($r_1 - r_2$) = $\lambda^2 / \Delta \lambda$).

Если же изменение длины волны происходит плавно в течение экспонирования голограммы, то сдвиг $\Delta\lambda$ соответствует (в смысле формирования го-

лограммной структуры) уширению спектра на эквивалентную величину, а значит и уменьшению длины когерентности, следовательно, и глубины голографируемой сцены из-за соответствующего снижения дифракционной эффективности при увеличении разности хода опорного и предметного пучков. Таким образом, использование того же тест-объекта в виде наклонной плоскости позволит выявить изменения частоты лазера во время экспозиции, если известна спектральная ширина линии в стабильных условиях.



Рис. 4. Восстановленные изображения тест-объекта для $L_{c} = 4 \, cm \, (a) \, u \, dля \, случая \, периодической функции$ когерентности лазера (б)

Измерение длины когерентности методом спекл-интерферометрии

Просто и удобно измерения длины когерентности можно выполнить, используя методы цифровой спекл-интерферометрии. Одним из таких методов является электронная фазомодулированная спеклинтерферометрия (в англоязычной литературе ESPI - electronic speckle-pattern interferometry). Особым достоинством этого метода является возможность по отдельности исследовать амплитудные и фазовые характеристики объектной волны. Также его преимуществом является простота и экспрессность использования, поскольку спеклограммы регистрируются при помощи телекамеры (отсутствует стадия записи голограмм на фотоэмульсию), соединенной непосредственно с компьютером. Благодаря этому длительность цикла измерений, проходящих под компьютерным управлением в полностью автоматическом режиме, составляет доли секунды (изменением частоты излучения ППЛ за это время в большинстве случаев можно пренебречь), а последующая компьютерная обработка данных с наглядным представлением результатов - секунды.

Принципиальная схема примененного нами варианта этого метода [4, 15] показана на рис. 5.

Характерной особенностью спекл-структуры является то, что в пределах одного спекла амплитуда излучения меняется, но фаза остается постоянной [16]. Спекл-поле от диффузного рассеивателя 6 играет роль опорного пучка в классической интерферометрии. При его наложении на объектную спекл-волну (от диффузно рассеивающих объектов 4 и 4') при помощи полупрозрачного делителя 5 образуется суммарная волна, которая также имеет спекловую структуру. Изменением диаметра диафрагмы 8 можно добиться формирования развитой спекл-структуры, при которой интерференционной картины (ни общей, ни внутри отдельных спеклов) не наблюдается.



Рис. 5. 1- лазер, 2,3 - линзы коллиматора-расширителя, 4 - объект, 4' - тест-объект, 5 - полупрозрачное зеркало, 6 - диффузный рассеиватель, закрепленный на пьезокерамике, 7 - управление фазовым сдвигом, 8 диафрагма (пространственный фильтр), 9 - телекамера

В этих условиях изменение фазы опорной волны (при помощи напряжения, подаваемого на пьезокерамику 7) не приводит к изменению или сдвигу спекл-структуры, но будет изменяться интенсивность света в каждом отдельном спекле (рис. 6) [4].



Рис. 6. Набор спеклограмм при различных фазовых сдвигах опорной волны

 π

Величина этих изменений (глубина модуляции) будет зависеть от степени когерентности излучения. Таким образом, для измерения длины когерентности необходимо только измерить глубину модуляции интенсивности спеклов в суммарной картине при изменении фазового рассогласования объектного и опорного пучков от 0 до 2π .

В этом случае контраст спекл-структуры (аналогичный видности интерференционной картины) также рассчитывается по формуле (3), но входящие в формулу значения I_{max} и I_{min} – будут значениями интенсивности отдельно взятого спекла (точнее, выбранной точки внутри спекла), измеренные при таких фазовых сдвигах, при которых достигаются, соответственно, максимум и минимум интенсивности.

Измеряя спекл-контраст при различной разности хода опорного и объектного лучей, можно определить длину когерентности. Как и в голографическом методе, наиболее удобно это сделать, взяв в качестве тестобъекта диффузно рассеивающую наклонную плоскость с той же отражательной способностью, что и у рассеивателя 6 (рис. 5). В тех местах тест-объекта, где разность хода равна 0, спекл-контраст будет достигать максимума (ν ~1), а по мере увеличения разности хода – спадать к 0. Определить длину когерентности можно, используя как нанесенную на тест-объект шкалу (как в голографическом методе), так и калибровку приемной телекамеры. Используя тест-объекты с более сложной формой поверхности (например, полусфера или конус), можно выполнить прямое определение трехмерной функции когерентности.

В обычно применяемой нами программе обрабатываются 3 спеклограммы с фазовыми сдвигами опорного и объектного пучков 0, $\pi/2$ и π (рис. 6). Изза этого погрешность определения глубины модуляции может достигать 30%. Для повышения точности можно увеличить количество фазовых шагов (разумным представляется не более 9-12) и использовать соответствующие функции аппроксимации.

Дополнительную погрешность в измерения вносит несовпадение интенсивностей объектной и опорной волн. Для исправления этого недостатка в используемой версии программы исходными данными, кроме спеклограмм, являются также картины распределения интенсивностей в объектной и опорных волнах по отдельности. Это дает возможность рассчитать исправленный спекл-контраст в каждом из пикселей телевизионного изображения спеклкартины по формуле

$$v_t = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{4\sqrt{I_1 I_2}} \quad .$$

где I_1 и I_2 – интенсивности данного пикселя в объектной и опорных волнах.

Кроме измерения длины когерентности, предлагаемый метод имеет дополнительные возможности, которые также весьма полезны в экспериментальной работе.

1. Оказывается возможным построение карты разности интенсивностей в объектной и опорных волнах (рис. 7*a*), что позволяет минимизировать эту разницу.

2. Возможен расчет реальной глубины модуляции, неискаженной изменением поляризации предметной волны, которая собственно и важна для голографических и интерферометрических экспериментов (в предыдущем анализе объектная и опорная волны считались одинаково поляризованными. Для тестовых объектов это требование легко выполнить, но при отражении от реальных объектов поляризация может существенно меняться, что снижает глубину модуляции). На рис. 7 показан такой объект, верхняя часть которого металлическая, а нижняя – керамическая.

Использование шкалы градаций серого показывает, что интенсивности опорной и объектных волн лучше выровнены в нижней, керамической части, но глубина модуляции в ней не больше 0.25, интерферометрические измерения затруднены, а местами невозможны. Исправить это можно, например, покрыв керамическую часть металлическим порошком (серебрином).



Рис. 7. Картины распределения разности интенсивностей (а) и глубины модуляции (б) для пористого металлокерамического объекта, состоящего из металлической (М) и керамической (К) частей

Предложенные измерительные схемы весьма просты и могут являться стационарной (используемой непосредственно в эксперименте) частью установок по измерению деформации объектов и т. д. При этом параметры излучения лазера можно контролировать непрерывно, поместив тест-объект рядом с измеряемым объектом, как показано на рис. 5.

Интерферограммы тест-объекта (рис. 8) показывают, что при относительно небольшом изменении тока накачки полупроводникового оптического квантового генератора длина когерентности существенно меняется – для генератора на основе лазерного диода производства НИИ «Полюс» при токе накачки 71 мА длина когерентности L_c составляет более 2 см и выходит за пределы использовавшегося в данном опыте тест-объекта (рис. 8*a*), а при токе накачки 84 мА длина когерентности составляет ме-

нее 0,3 мм. Квазипериодическая функция когерентности (соответствующая случаю, отображенному на рис.8б) возникает вследствие наличия нескольких продольных мод излучения лазера - если разность хода пучков кратна длине резонатора лазера (в данном случае 5 мм), когерентность излучения восстанавливается (хотя ее значение несколько ниже, чем при нулевой разности хода).



Рис. 8. Пространственное распределение участков со спекловым контрастом более 1/е (белый цвет) при токах накачки лазера 71 мА (а) и 84 мА (б). Цена деления шкалы – 1 мм разности хода объектного и опорного пучков, отметка 0 на шкале соответствует нулевой разнице хода

Также была разработана методика, позволяющая контролировать стабильность частоты лазерного излучения в процессе записи (с использованием той же экспериментальной установки). Использование тех же 3 спеклограмм с фазовыми сдвигами опорного и объектного пучков 0, π/2 и π позволяет построить двумерное распределение фазы в объектном пучке, точнее, картин разности фаз в опорном и объектном пучках [15]. Сравнение картин разности фаз, построенных в различные моменты времени, позволяет построить картину фазовых корреляций, аналогичную интерферограммам. Если частота излучения лазера изменилась, то в этой картине наблюдаются эквифазные полосы, расстояние между которыми (в пересчете на разность хода лучей) определяется, как и в голографическом случае, формулой (1). На рис. 9 одинаковыми цветами обозначены эквифазные полосы с фазовым сдвигом 0, $\pi/2$, π и $3\pi/4$ (красный, желтый, зеленый и синий соответственно).

В принципе, данный метод позволяет также контролировать стабильность длины волны с точностью вплоть до тысячных долей нанометра.

Результаты и выводы

Таким образом, предложенные методы позволяют проводить прямое определение трехмерной функции когерентности в произвольный момент времени, в то время как измерение когерентности, выполненное классически – интерферометром Майкельсона – дает одномоментно только одно значение и позволяет определить полную функцию когерентности лишь последовательно, требуя при этом механических перемещений с высокой точностью.

Адекватный результат при этом может быть получен лишь при условии стабильности функции когерентности излучения, что не может быть гарантировано в случае ППЛ, и, как показывают наши исследования, часто не выполняется.



Рис. 9. Картины корреляции фаз для тест-объектов в виде клина и полусферы при изменении частоты лазерного излучения на 0,03 нм (а), 0,19 нм (б), 0,05 нм (в)

Это еще раз подтверждает целесообразность использования предложенных методов контроля когерентности излучения непосредственно в измерительных схемах. Введение тест-объектов (в виде одной наклонной плоскости, набора различно ориентированных плоскостей или более сложных поверхностей) в измерительные схемы голографической и спекл-интерферометрии позволяет с помощью разработанных методов оперативно и достаточно точно оценивать длину когерентности и стабильность частоты лазерного излучения, в частности, для полупроводниковых лазеров при различных токах накачки и температуре излучателя.

Как методы измерений, так и разработанные программы компьютерной обработки данных отличаются простотой и надежностью и уже используются в экспериментальной работе в НИИ физики Одесского национального университета и Нижегородского государственного университета.

Благодарности

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-04-97109, № 08-02-00724, № 08-04-12213 и гранта Минобрнауки России № 2.1.1/6223.

Литература

- Брытков, Г.А. О влиянии спектральной нестабильности парных импульсов рубинового лазера на запись голографических интерферограмм динамических деформаций. / Г.А. Брытков, А.В. Беляков, А.Н. Малов //Труды ФИАН.-М.: Наука, -1989. - С.116-125. (Effect of the spectral instability of ruby laser double pulses on the holographic interferogram recording of dynamic strains / G.A. Brytkov, A.V. Belyakov, A.N. Malov //Journal of Russian laser research, -1996.- Vol. 17(2).- P. 148-156.)
- Захаров, Ю. Н. Модовая структура излучения полупроводниковых лазеров: контроль, управление и применение/ Ю. Н. Захаров // Физика наукоемких технологий. – Иркутск: ИВВАИУ, -2006. - С. 108 - 119.
- Мандель В.Е. Определение параметров и дефектности кремниевых пластин интерферометрическим методом / В.Е. Мандель [и др.]// Оптич. журн., -1995 - № 1.- С.71-74.
- Phase modulated speckle interferometry method for in situ numerical evaluation of residual stresses in constructions/ A. Yu. Popov, V. K. Zhukovskyy, S A. Gokhman //Proc. SPIE, -2006. – Vol. 6254. – P.62541L1.

- Захаров, Ю. Н. Применимость полупроводниковых лазеров в научно-технической и изобразительной голографии/ Ю. Н. Захаров // Голография в России и за рубежом. Наука и практика. - М.: ООО «Голографиясервис», -2007.- С.50-54).
- Бакут, П. А. Оценка минимальной длины когерентности зондирующего оптического излучения в интерферометрии/ П. А. Бакут, В. И. Мандросов // Квантовая электроника, -2007. – Т.37, -№1.- С.81-84.
- 7. Батрак, Д. В. Мощность полупроводникового лазера гребнёвого типа в одночастотном режиме генерации/ Д. В. Батрак, А. П. Богатов // Квантовая электроника, -2007. – Т.37, -№8.- С.745-752.
- Батрак, Д. В. Моды полупроводникового прямоугольного микрорезонатора. / Д. В. Батрак [и др.]// Квантовая электроника, -2008.- Т.38, -№1, С.16-22.
- Кицак, М. А. Эффективность нестационарного процесса преобразования пространственной когерентности импульсного лазерного излучения в многомодовом волоконном световоде при самомодуляции его фазы / М. А. Кицак, А. И. Кицак // Квантовая электроника, -2007. – Т.37, -№8. - С.770-774.
- Борн, М. Основы оптики./, М.Борн, Э. Вольф; пер.с англ. - М.: Наука, -1970. – 856 с. (М. Born, E. Wolf. Principles of Optics./ Pergamon Press. N.Y., -1964.)
- Мандель, Л. Оптическая когерентность и квантовая оптика/ Л. Мандель, Э. Вольф; пер. с англ. – М.: Наука. Физматлит, -2000. – 896 с. (Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. / Cambridge University Press, -1995.)
- Перина, Я. Когерентность света/ Я. Перина; пер. с англ. – М.: Мир, -1974.- 368 с. (Perina J. Coherence of Light. /Van Nostrand Reinhold Company. London, -1972.)
- Перина, Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений/ Я. Перина; пер. с англ. – М.: Мир, -1987. – 368 с. (Perina J. Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena. / D.Reidel Publishing Company. Dordreach / Boston / Lancaster, -1984.)
- Лоудон, Р. Квантовая теория света/ Р. Лоудон; пер.с англ. – М.: Мир, -1976. – 488 с. (Loudon R. The Quantum Theory of Light. / Claredon Press. Oxford, -1973.]
- Деклараційний. патент. UA № 7343, МКІ 7 G 01 В 9/021/ В.А. Сминтина, О. В. Тюрин, А. Ю. Попов В. К. Жуковський // Бюл. № 6, -2005.
- 16. Франсон, М. Оптика спеклов./ М. Франсон; пер. с франц. -М.: Мир, -1980. – 172 с. (Francon M. La Granularite Laser (Speckle) et ses Applications en Optique/ Masson. Paris, -1978).

В редакцию поступила 16.02.2009г.

HOLOGRAPHY AND SPECKLE-INTERFEROMETRY METHODS OF LASER IRRADIATION COHERENCE PROPERTIES INVESTIGATIONS

Yu.N. Zakharov¹ (assistant professor, e-mail: <u>yz-ua3@list.ru</u>),

A.N. Malov² (professor, e-mail: <u>cohol2007@yandex.ru</u>),

A.Yu. Popov³ (lead. reseacher, e-mail: <u>popov-niif@onu.edu.ua</u>),

A.V. Tyurin³ (lead. reseacher, e-mail: <u>tyurin@onu.edu.ua</u>)

¹Nizhni Novgorod Lobachevsky State University,

²Irkutsk Higher Air Force Engineering School,

³Scientific-Research Institute of Physics of I.I.Mechnicov Odessa National University

Abstract

Laser radiation coherence characteristics testing on-line method was designed for holographic and interferometric schemes and devices. These parameters monitoring puts into practice with the help of special test-objects by either holographic setup or ESPI.

Key words: optical coherence, laser, holography, ESPI, visibility, contrast, interference, mode.

<u>Citation</u>: Zakharov YuN, Malov AN, Popov AYu, Tyurin AV. Holography and speckleinterferometry methods of laser irradiation coherence properties investigations. Computer Optics 2009; 33(1): 61-9.

<u>Acknowledgements</u>: The work was supported by grant RFFI \mathbb{N} 08-04-97109, \mathbb{N} 08-02-00724, \mathbb{N} 08-04-12213 and grant the Russian Ministry \mathbb{N} 2.1.1 / 6223.

References

- Brytkov GA, Belyakov AV, Malov AN. Effect of the spectral instability of ruby laser double pulses on the holographic interferogram recording of dynamic strains. J Rus Laser Research 1996; 17(2): 148-56.
- [2] Zakharov YuN. Mode structure of semiconductor laser radiation: testing, control and applications. Physics of science intensive technology [In Russian]. Irkutsk: IVVAIIU; 2006: 108-19.
- [3] Mandel VE, Popov AY, Popova EV, Tyurin AV, Shugailo YB. Determining the Parameters and Defect Level of Silicon-wafers Interferometrically. J Opt Tech 1995; 62(1): 55-8.
- [4] Popov AYu, Zhukovskyy VK, Gokhman SA. Phase modulated speckle interferometry method for in situ numerical evaluation of residual stresses in construction. Proc. SPIE 2006; 6254: 62541L1.
- [5] Zakharov YuN. Application of semiconductor lasers in scientific and technical as well as pictorial holography. Proceedings and official materials of the conference "Holography in Russia and abroad. Theory and practice". Moscow; 2007: 50-54.
- [6] Bakut PA, Mandrosov VI. Estimate of the minimal coherence length of probe optical radiation in interferometry. Quantum Electronics 2007; 37(1): 81-4.
- [7] Batrak DV, Bogatov AP. Output power of a ridge semiconductor laser in the single-frequency. Quantum Electronics 2007; 37(8): 745-52.
- [8] Batrak DV et al. Modes of a semiconductor rectangular microcavity . Quantum Electronics 2008; 38(1):16-22.
- [9] Kitsak MA, Kitsak AI. Efficiency of nonstationary transformation of the spatial coherence of pulsed laser radiation in a multimode optical fibre upon self-phase modulation. Quantum Electronics 2007; 37(8): 770-4.
- [10] Born M, Wolf E. Principles of Optics. New York: Pergamon Press; 1964.
- [11] Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge: University Press; 1995.
- [12] Perina J. Coherence of Light. . London: Van Nostrand Reinhold Company; 1972.
- [13] Perina J. Quantum Statistics of Linear and Nonlinear Optical Phenomena. Dordreach/Boston /Lancaster: D.Reidel Publishing Company; 1984.
- [14] Loudon R. The Quantum Theory of Light. Oxford: Claredon Press; 1973.
- [15] Smintina VA, Tyurin OV, Popov AYu, Zhukovskyy VK. Substrate [In Ukraine]. Pat UA of Invent N7343, MKI 7 G 01 B9/021. Bull of Inventions N6, 2005.
- [16] Francon M. La Granularite Laser (Speckle) et ses Applications en Optique. Paris: Masson; 1978.