

# ОВФ спекл-неоднородного излучения в голографическом YAG:Nd-лазере с короткой тепловой голограммой

В.В.Яровой, А.В.Кирсанов

На примере тепловой голограммы, записываемой двумя спекл-волнами и являющейся выходным зеркалом формируемого в результате этой записи кольцевого лазера, исследована модель так называемой короткой голограммы, на толщине которой отсутствует дифракционная деформация тонкой спекл-структуры полей записи. Экспериментально продемонстрирована зависимость селективной способности такой короткой голограммы, направленной на выделение в моде голографического лазера сопряженной к спекл-сигналу волны, как от степени взаимного перемешивания в ее объеме спеклов записывающих пучков, так и от эффектов ее насыщения ими. Максимальная точность ОВФ спекл-излучения в голографическом YAG:Nd-лазере, достигнутая в условиях наилучшей селекции обращенной волны короткой тепловой голограммой, составила 93%.

**Ключевые слова:** голографический лазер, обращение волнового фронта, спекл-поле, короткая голограмма, тепловая голограмма.

## 1. Введение

В кольцевом лазере, одно из зеркал которого представляет собой динамическую голограмму, записываемую инжектируемой в петлевую схему волной  $E_1$  и волной  $E_3$  (образуется из волны  $E_1$  при обходе ею элементов петлевой схемы) (рис.1) при определенных параметрических условиях может развиваться волна генерации  $E_2, E_4$  во встречном к сигнальной волне  $E_1, E_3$  направлении и с обращенным к ней волновым фронтом. Таким образом, подобный «голографический лазер» выступает в качестве нелинейно-оптического ОВФ-зеркала для волны  $E_1$  [1, 2]. При этом данное ОВФ-зеркало способно качественно обрабатывать не только гладкий пучок, но и спекл-излучение [3–4], что придает ему известную универсальность с точки зрения ОВФ произвольного пучка, поскольку последний всегда может быть дополнительно «спеклован» при пропускании через случайно-неоднородный фазовый аббератор, помещаемый на входе такого зеркала.

В первых работах, исследующих голографический лазер с точки зрения задач ОВФ спекл-излучения, осуществлялась запись тепловой голограммы, т. е. голограммы, возникающей за счет разогрева  $\delta T$  при тепловыделении из-за слабого поглощения сигнального излучения  $E_1, E_3$  в жидкой среде, который обуславливал неоднородное возмущение ее показателя преломления  $\delta n \sim dn/dT \delta T$  [5, 6]. Эти эксперименты отличались не очень высоким качеством ОВФ: при обращении излучения CO<sub>2</sub>-лазера оно составило  $\sim 20\%$  [5], а в голографическом лазере на неодимовом стекле – всего 5% [6].

В дальнейшем при записи голографического зеркала

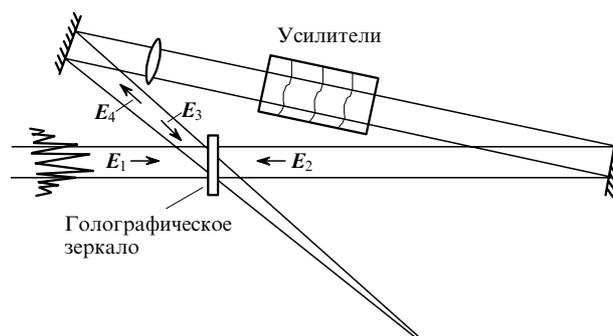


Рис.1. Кольцевой лазер с голографическим зеркалом, которое формируется инжектируемым в петлевую схему спекл-неоднородным излучением  $E_1, E_3$ .

«на решетках усиления» в лазерной среде удалось заметно улучшить точность ОВФ спекл-излучения (до 80–90%) в голографическом лазере [3, 4, 7], чему также способствовало обнаружение новых факторов селекции обращенной волны в его моде. В частности, в работах [3, 7] были впервые обоснованы селективные возможности так называемой короткой голограммы, на толщине которой несущественна дифракция на спекл-масштабе волн записи.

В настоящей работе мы вновь возвращаемся к записи тепловой голограммы, обладающей рядом преимуществ перед голограммой на решетках усиления. Одним из достоинств тепловой голограммы является ее слабая чувствительность к воздействию волны генерации, в то время как голограмма на решетках усиления в существенно большей мере подвержена ему в силу безынерционного характера отклика нелинейности насыщения усиления на лазерное поле. Следствием этого для решетки усиления является самовоздействие волны генерации (посредством неоднородного изменения ею голограммы) на собственную модовую структуру, ведущее к деградации этой структуры. Инерционный же (акустиче-

ский) характер проявления в тепловой голограмме возмущения показателя преломления является фактором, сглаживающим упомянутое воздействие. Это может иметь важное значение для ряда конкретных постановок задачи ОВФ, в частности при экспериментальной реализации построенной в работе [8] поляризационной модели голографического лазера, решающей задачу ОВФ деполаризованного спекл-излучения.

Целью настоящей работы было осуществление высокоточного ОВФ линейно поляризованного спекл-излучения в голографическом лазере с тепловой голограммой на основе селективных свойств модели короткой голограммы. При этом особое внимание уделялось исследованию зависимости этих свойств от эффектов насыщения тепловой голограммы спеклами волн записи  $E_1, E_3$ .

## 2. Экспериментальная схема

Экспериментальная схема голографического YAG : Nd-лазера показана на рис.2. Линейно поляризованное излучение  $E_0$  дифракционного качества, представляющее собой ТЕМ<sub>00</sub>-моду задающего YAG : Nd-генератора (ЗГ) (длина волны  $\lambda = 1.06$  мкм), поступало на вход петлевой схемы в виде спектрально-ограниченного импульса длительностью  $\sim 30$  нс. Проходя аберратор 1, вносящий в пучок  $E_0$  глубокие и мелкомасштабные по его поперечному сечению флуктуации фазы, сигнальное излучение поступало в кювету 2 (заполнена слабо поглощающим излучением раствором  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$  в ацетоне) уже в виде пучка  $E_1$  с развитой спекл-структурой, где совместно с волной  $E_3$  записывало тепловую голограмму. Фазовый аберратор 1 обеспечивал для волны  $E_1$  расходимость  $\theta_0 \sim 2 \times 10^{-3}$  ( $\theta_0$  – полуширина по уровню  $e^{-1}$  от максимума углового спектра волны, получаемой по прохождении аберратора 1 плоской волной).

Таким образом, при радиусе пучка  $E_0$  на его входе  $a_0 = 1.5$  мм оценка параметра, описывающего спекл-неоднородности поля (параметр «пятнистости»),  $\beta = \rho_1/a_1 = \rho_3/a_3$ , дает в соответствии с выражением  $\beta = 2\theta_{\text{diff}}/\theta_0 = 2/ka_0\theta_0$  значение  $\beta \approx 0.11$ . Здесь  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $a_{1,3}$

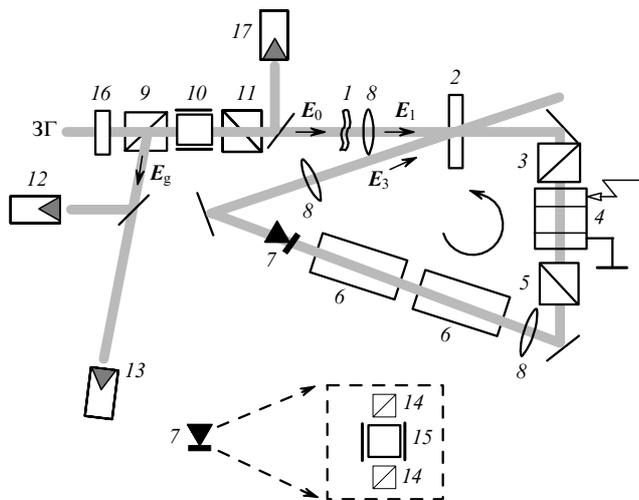


Рис.2. Экспериментальная схема YAG : Nd-лазера: 1 – фазовый аберратор; 2 – тепловая голограмма; 3, 5, 9, 11, 14 – поляризаторы Глана; 4 – электрооптическая ячейка Поккельса; 6 – петлевые YAG : Nd-усилители; 7 – вентиль Фарадея; 8 – линзы; 10, 15 – 45°-ные вращатели Фарадея; 12, 13, 17 – calorиметры; 16 – пластина  $\lambda/2$ .

– радиусы спекл-пучков  $E_1, E_3$ , с гауссовой огибающей, которые определяются по уровню  $e^{-1}$  от максимума средней интенсивности, достигаемого в центре пучков;  $\rho_{1,3}$  – радиусы поперечной корреляции, определяемые спаданием до уровня  $e^{-1}$  поперечной корреляционной функции  $K_{1,3}(r_1, r_2)$  спекл-полей  $E_1, E_3$ , в модели дважды-гауссова спекл-пучка [7, 9], для которого  $K(r_1, r_2) \sim \exp[-(r_1 - r_2)^2/\rho^2]$ .

Реализованный режим генерации голографического лазера аналогичен режиму включения добротности обычного лазера ( $Q$ -модуляция), когда генерируется гигантский импульс длительностью в несколько десятков наносекунд. Формирование моды  $E_2^{\text{mod}}, E_4^{\text{mod}}$  происходит в таком сугубо нестационарном режиме генерации в течение короткой линейной стадии, составляющей несколько десятков обходов резонатора волной генерации.

В этой связи важно исключить влияние на данный процесс разного рода паразитных затравок и конкурирующих волн, которые в условиях значительного усиления, достигнутого к моменту записи голограммы в усилителях 6 ( $\sim 10^4$  по слабому сигналу), могут заметно возмущать моду  $E_2^{\text{mod}}$  голографического резонатора, ухудшая в ней тем самым точность ОВФ сигнального поля  $E_1$ . С этой целью в петлевую схему помещались вентильный узел Фарадея 7 и поляризационный узел, включающий в себя поляризаторы Глана 3, 5 и электрооптическую ячейку Поккельса 4.

Вентиль Фарадея обеспечивал однонаправленный режим генерации во встречном к сигналу  $E_1$  направлении за счет подавления попутной волны генерации, тем самым исключая ее влияние на процесс формирования волны моды  $E_2^{\text{mod}}$ . Поляризационный узел (3, 4, 5) позволял задержать импульс генерации  $E_2^{\text{mod}}$  относительно сигнального импульса  $E_1$ . Задержка должна быть достаточно большой, чтобы исключить вероятность навязывания паразитной волной своей пространственной структуры волне генерации. Эта паразитная волна возникает из-за обратного рассеяния самой сигнальной волны на элементах петлевой схемы и способна самостоятельно развиваться в сформированном сигнальным излучением  $E_1, E_3$  кольцевом резонаторе.

Такая задержка обеспечивалась следующим образом. Поляризаторы 3 и 5 скрещены относительно друг друга, поэтому кольцевой резонатор, сформированный практически сразу же после выведения из петлевой схемы короткого сигнального импульса, оставался закрытым для генерации. Он открывался с помощью электрооптической ячейки 4, на которую через синхронизованную с сигнальным импульсом задержку ( $\sim 1$  мкс) подавалась «ступенька» высоковольтного напряжения, поворачивающая в ячейке 4 поляризацию на  $90^\circ$ .

Заметим, что с точки зрения процесса записи голограммы «скрещенность» поляризаторов Глана 3 и 5 была неполной, т. е. угол поворота одного поляризатора относительно другого не был равен точно  $90^\circ$ . Варьирование этого угла около указанного значения обеспечивало такое прохождение по петлевой схеме сигнальной волны, когда она сначала существенно ослаблялась на выходе поляризатора 5, а затем, усиливаясь в усилителях 6 и трансформируясь в волну  $E_3$ , имела среднюю плотность энергии  $\langle W_3 \rangle = E_3/\pi a_3^2$ , примерно равную средней плотности энергии  $\langle W_1 \rangle = E_1/\pi a_1^2$  волны  $E_1$  (здесь  $E_{1,3}$  – энергии волн  $E_{1,3}$ ). Это необходимо для обеспечения наилучшего контраста голографической решетки. Под

угловыми скобками здесь и далее подразумевается усреднение по статистическому ансамблю реализаций сигнальной волны  $E_1$  (и формируемого ею голографического лазера), переход к которому является стандартной процедурой при работе со спекл-полями [9].

### 3. Связь качества ОВФ сигнальной волны в основной моде голографического лазера со свойствами короткой голограммы

Несмотря на подавление в голографическом резонаторе упомянутых паразитных и конкурирующих факторов, в моде  $E_2^{\text{mod}}$  наряду с сопряженной к сигнальной волне компонентой  $E_{2c}^{\text{mod}} \sim E_1^*$  всегда присутствует компонента  $E_{2n}^{\text{mod}}$ , некоррелированная с ней по тонкой спекл-структуре ( $\langle E_{2n}^{\text{mod}} E_1 \rangle = 0$ ). Основной причиной ее появления является «безопорность» голограммы, означающая, что ни одна из двух записывающих ее спекл-волн  $E_1$  и  $E_3$  не выступает по отношению к другой в качестве опорной, т.е. пространственно-однородной на масштабе ее огибающей, и ведущая к тому, что при отражении от голограммы даже точно сопряженной волны  $E_{2c} \sim E_1^*$  в волне рассеяния  $E_4$  наряду с сопряженной волной  $E_{4c} \sim E_3^*$  всегда появляется некоррелированная с ней волна  $E_{4n}$  ( $\langle E_{4n} E_3 \rangle = 0$ ). Последняя в итоге и формирует некоррелированную компоненту моды  $E_{2n}^{\text{mod}}$ , ухудшающую в ней точность ОВФ  $\chi$ , которая определяется как

$$\chi = \frac{\int |E_{2c}^{\text{mod}}|^2 dr^2}{\int |E_2^{\text{mod}}|^2 dr^2},$$

где  $E_2^{\text{mod}} = E_{2c}^{\text{mod}} + E_{2n}^{\text{mod}}$ .

Однако «безопорная» голограмма, порождая некоррелированную компоненту  $E_{2n}^{\text{mod}}$ , сама способна эффективно дискриминировать ее. Это достигается за счет взаимного перемешивания спеклов волн записи  $E_1$  и  $E_3$  в объеме голографической среды. При этом, как было показано в работах [6, 7], не принципиально то, каким образом осуществляется такое перемешивание – «дифракционным», как в модели длинной голограммы [6] ( $N \gg 1$ , где  $N = l/(z_{\text{cor}1} z_{\text{cor}3})^{1/2}$ ), толщина которой многократно превышает длины  $z_{\text{cor}1,3} = k\rho_{1,3}^2$  дифракционного расплывания характерных спекл-неоднородностей  $\rho_{1,3}$  волн записи, или «геометрическим», как в модели короткой голограммы ( $N \leq 1$ ) [7].

Вторая модель выглядит предпочтительнее первой, будучи существенно менее требовательной к толщине голографической среды, в связи с чем мы и придерживались ее в наших экспериментах. Так, оценка параметра  $N$  для кюветы 2 наибольшей толщины ( $l = 6$  см) в соответствии с выражением  $N = l/(z_{\text{cor}1} v)$  (где  $z_{\text{cor}1} = ka_1^2 \beta^2$ ,  $v = a_3/a_1 \approx 1/2$ ,  $a_1 \approx 3$  мм) дает  $N \sim 0.2$ , соответствующее данной модели.

В рамках модели короткой голограммы для качества ОВФ  $\chi_0$  в основной моде справедливо следующее выражение [7]:

$$\chi_0(\mu) \approx 1 - \mu \left[ 2 \int_0^{1/\mu} e^{-x^2} dx - \mu \left( 1 - e^{-1/\mu^2} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\mu = \rho_1/(\sqrt{2}l \sin \varphi)$  – безразмерный параметр голограммы, характеризующий степень взаимного перемешивания в ней спеклов волн записи, поскольку величина, обратная ему, прямо пропорциональна среднему числу

пересечений каждым спеклом волны записи  $E_3$  спеклов волны записи  $E_1$  в объеме голограммы.

Таким образом, с уменьшением параметра  $\mu$ , которое при фиксированной толщине голограммы  $l$  происходит с увеличением угла сведения  $\varphi$  волн записи, качество ОВФ  $\chi_0$  в соответствии с (1) монотонно растет. Заметим, что выражение (1) в полной мере справедливо для спекл-полей записи с бесконечными огибающими. В отношении апертурно-ограниченных пучков оно хорошо работает вплоть до угла сведения  $\varphi_{\text{opt}} \sim 2a_1/l$  (для попутной геометрии сведения), который с точки зрения селективных свойств короткой голограммы является оптимальным, поскольку его дальнейшее увеличение уже не приводит к росту числа взаимных пересечений спеклов волн записи  $E_1$  и  $E_3$ . Иначе говоря, при оптимальном угле  $\varphi_{\text{opt}}$  параметр  $\mu$  достигает минимального значения, определяемого только параметром пятнистости  $\beta$  сигнального поля:  $\mu_{\text{min}} \approx \beta/2\sqrt{2}$ . Таким образом, при том значении  $\beta$ , которое было обеспечено в нашем эксперименте ( $\beta \approx 0.1$ ), максимальное качество ОВФ должно составлять  $\sim 93\%$ .

### 4. Результаты эксперимента

Качество ОВФ в эксперименте измерялось следующим образом. Волна генерации  $E_g$ , проходя aberrатор  $1$  и поляризационный узел (состоит из поляризаторов  $9$ ,  $11$  и вращателя Фарадея  $10$ ), развязывающий задающий генератор и голографический лазер, отводилась поляризатором  $9$ . Калориметр  $12$ , расположенный относительно поляризатора  $9$  в ближней зоне, измерял полную энергию  $E_g$  волны генерации, а калориметр  $13$ , расположенный в дальней зоне, – энергию  $E_g^c$  только ее сопряженной компоненты. Последняя после aberrатора  $1$  приобретала плавную структуру пучка, имеющего дифракционную расходимость, и в процессе своего распространения до калориметра  $13$  пространственно отфильтровывалась от некоррелированного спекл-фона  $E_{2n}^{\text{mod}}$ . Следовательно, экспериментальное качество ОВФ  $\chi_{\text{exp}}$  определялось как отношение этих энергий:  $\chi_{\text{exp}} = E_g^c/E_g$ .

На рис.3 показаны зависимости измеренного таким образом качества ОВФ  $\chi_{\text{exp}}$  от энергии  $E_0$  входной волны  $E_0$  для двух углов сведения пучков записи  $E_1$ ,  $E_3$  ( $\varphi \sim 1/20$  и  $\varphi \sim 1/10$ ) и для четырех кювет с разными толщинами ( $l \sim 0.5, 1.5, 3$  и  $6$  см). Изменение энергии  $E_0$  осуществлялось поворотом  $\lambda/2$ -пластины  $16$ , а ее измерение – калориметром  $17$ .

Во всех кюветах обеспечивалось одинаковое поглощение проходящего через них излучения; в эксперименте оно составило  $15\%$ , т.е.  $\exp(-\alpha l) \sim 0.85$ , где  $\alpha$  – коэффициент поглощения раствора. Это обуславливало равенство порога генерации голографического лазера (по энергии входной волны  $E_0$ ) с голограммами разной толщины в силу одинаковости для волны моды (при фиксированном  $E_0$ ) энергетического коэффициента отражения  $R$  от них волны моды. В случае  $R \ll 1$  коэффициент отражения оценивался следующим выражением:

$$R \approx \tau v^2 (\alpha l g)^2 \langle W_1 \rangle \langle W_1 \rangle,$$

где  $\langle W_3 \rangle \approx \langle W_1 \rangle \approx E_0/\pi a_1^2$ ;  $\tau \sim 0.5$  – параметр, характеризующий степень когерентности, взаимное поляризационное состояние и временное перекрытие импульсов волн записи  $E_1$ ,  $E_3$ ;  $g = k_0 (\partial n / \partial T)_p / \rho c_p$  – нелинейный параметр;  $\rho$ ,  $c_p$  – плотность и удельная теплоемкость голо-

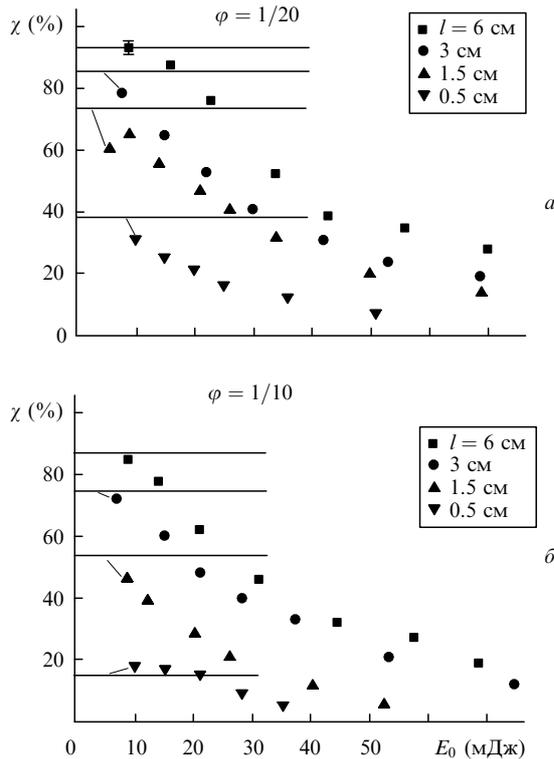


Рис.3. Экспериментальные зависимости точности ОВФ  $\chi_{\text{exp}}$  от энергии  $E_0$  входной волны для голограмм разной толщины  $l$  и двух углов сведения в них пучков записи  $\varphi$ . Горизонтальные линии определяют точность ОВФ  $\chi_0$  спекл-пучка с параметром пятнистости  $\beta \approx 0.11$ , оцениваемую для соответствующей толщины голограммы  $l$  и угла сведения  $\varphi$  в ней волн записи на основе выражения (1).

графической среды. Для ацетона  $g$  равно  $\sim 17 \text{ см}^2/\text{Дж}$  ( $k_0 = 2\pi/1.06 \text{ мкм}$ ,  $(\partial n/\partial T)_p \sim -5 \times 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ ,  $\rho c_p \sim 1.7 \times 10^6 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-3}\cdot\text{К}^{-1}$ ).

Экспериментальный порог по энергии  $E_0$ , составивший 8–10 мДж, на основании приведенных выше данных соответствует коэффициенту отражения  $R_{\text{th}} \sim 10^{-3}$ . Это значение для коэффициента  $R$  можно считать оптимальным, поскольку максимальное значение качества ОВФ, достигаемое для всех четырех голограмм вблизи порога, находилось в хорошем согласии с ожидаемым в соответствии с выражением (1), в то время как при увеличении энергии  $E_0$  (и, соответственно, коэффициента  $R$ ) имело место заметное ухудшение точности ОВФ  $\chi_{\text{exp}}$  (см.рис.3). Это вызвано неучтенным при выводе формулы (1) насыщением тепловой голограммы спекл-пучками записи  $E_1, E_3$ , с ростом энергии которых в ней все сильнее проявляются существенно абберационные микролинзы, локализованные в ее спекл-неоднородностях.

Таким образом, с учетом суммарных потерь (френелевских, апертурных и поляризационных) для волны генерации в кольцевом резонаторе, которые в нашем эксперименте обуславливали примерно десятикратное падение ее энергии в петлевой схеме, запас по усилению в усилителях  $b$  должен составлять  $\sim 10^4$ .

Это позволяет достигнуть порога генерации при условии ненасыщения тепловой голограммы ( $R_{\text{th}} \sim 10^{-3}$ ) записывающими ее спекл-полями. Именно наличие такого запаса и дало возможность в наших экспериментах достигнуть максимального качества ОВФ ( $\sim 93 \%$ ), которое в имеющихся параметрических условиях (т.е. при параметре пятнистости сигнального поля  $\beta \sim 0.1$ ) могла

обеспечить модель короткой голограммы. Как представляется, отсутствие такого запаса по усилению, вынуждающего работать с насыщенной ( $R_{\text{th}} > 10^{-3}$ ) тепловой голограммой, было одной из основных причин низкого качества ОВФ спекл-излучения в работах [5, 6].

### 5. Оценка влияния на селективные свойства короткой тепловой голограммы эффектов ее насыщения спеклами волн записи

Для объяснения наблюдаемого в эксперименте снижения качества ОВФ с ростом энергии записывающих голограмму спекл-пучков несколько модернизируем модель короткой голограммы (количественно описывается формулой (1)), учитывая в ней влияние микролинз насыщения, локализованных в спекл-неоднородностях тепловой голограммы. В первом приближении это влияние состоит в том, что при выводе волны генерации через голографическое зеркало ее сопряженная составляющая  $E_{2c}^{\text{mod}}(z=l) \sim E_1^*(z=l)$  дополнительно «зашумляется» в толще голограммы, давая на ее выходе волну (рис.4)

$$E_{2c}^{\text{out}}(z=0) = E_1^* \exp[i(\delta\psi_1 + \delta\psi_3)], \tag{2}$$

где

$$\delta\psi_1(r) = g\alpha \int_0^l W_1(r,z)dz; \quad \delta\psi_3(r) = g\alpha \int_0^l W_3(r',z')dz;$$

$$W_{1,3} \sim |E_{1,3}|^2$$

– плотности энергии волн записи в сечениях, ортогональных направлению распространения соответствующей волны записи. В рамках рассматриваемой модели короткой голограммы зависимость  $W_1(r,z)$  и  $W_3(r',z')$  от продольной координаты  $z$  или  $z'$  связана не с дифракционной деформацией пучков записи, а с однородным спаданием поля из-за поглощения в кювете, которым при условии  $al \ll 1$  можно пренебречь, полагая, что  $W_1(r,z) = W_1(r,0)$ ,  $W_3(r',z') = W_3(r',0)$ .

С учетом такого дополнительного зашумления сопряженной компоненты моды уточненное выражение для качества ОВФ записывается следующим образом:

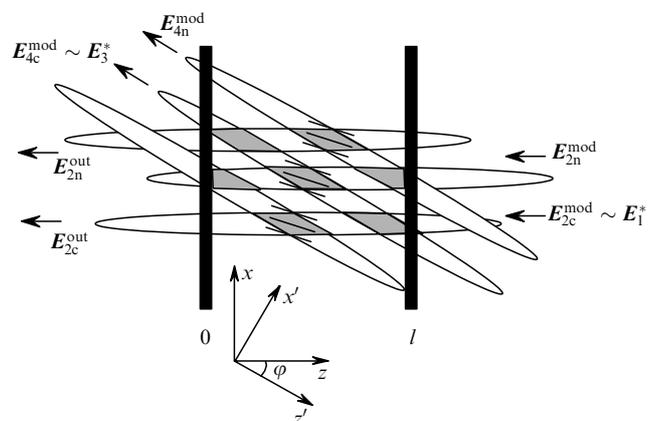


Рис.4. Вывод волны моды  $E_2^{\text{mod}}(z=l)$  через голографическое зеркало, в результате чего она преобразуется в волну  $E_2^{\text{out}}(z=0)$ , в которой сопряженная компонента  $E_{2c}^{\text{mod}}(z=l)$  моды зашумляется на локализованных в ее спекл-неоднородностях микролинзах голограммы.

$$\chi_1 = \chi_0 \eta, \quad (3)$$

где

$$\eta = \frac{|\int (\mathbf{E}_{2c}^{\text{out}} \mathbf{E}_1) dr^2|^2}{\int |\mathbf{E}_{2c}^{\text{out}}|^2 dr^2 \int |\mathbf{E}_1|^2 dr^2}$$

– энергетический вес обращенной компоненты  $\mathbf{E}_1^*$  в волне  $\mathbf{E}_{2c}^{\text{out}}$ . Для расчета фактора  $\eta$  обратимся к статистическому ансамблю реализаций сигнальной волны  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_3$ , оценивая среднюю по ансамблю величину  $\langle \eta \rangle$ , которая тем меньше отличается от  $\eta$  в каждой конкретной реализации, чем меньше параметр пятнистости ( $\beta \ll 1$ ) сигнального пучка:  $\eta = \langle \eta \rangle + o(\beta)$ .

Далее, поскольку влиянием крупномасштабной линзы, обусловленной насыщением тепловой голограммы пучками записи на масштабе их апертур, можно пренебречь как заведомо слабым по сравнению с влиянием микролинз, связанных со спеклами голограммы, то диаметры волн, фигурирующих в выражении для  $\eta$ , можно положить бесконечными. Тогда в согласии с эргодическим постулатом [9] для  $\langle \eta \rangle$  справедливо следующее выражение:

$$\langle \eta \rangle = \frac{|\langle \mathbf{E}_{2c}^{\text{out}} \mathbf{E}_1 \rangle|^2}{\langle |\mathbf{E}_{2c}^{\text{out}}|^2 \rangle \langle |\mathbf{E}_1|^2 \rangle}.$$

Подстановка в него формулы (2) для  $\mathbf{E}_{2c}^{\text{out}}$  даст с учетом статистической независимости между волнами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_3$  следующее выражение для фактора  $\eta$ :

$$\eta = \eta_1 \eta_2, \quad (4)$$

$$\eta_1 = \frac{|\langle W_1 \exp(ig\alpha l W_1) \rangle|^2}{\langle W_1 \rangle^2};$$

$$\eta_2 = \left| \left\langle \exp(ig\alpha \int_0^l W_3(r') dz) \right\rangle \right|^2.$$

Вклады факторов  $\eta_1$  и  $\eta_2$ , обусловленных фазовыми набегам  $\delta\psi_1$  и  $\delta\psi_3$  соответственно, неравнозначны. В отличие от принципиально неоднородного (по поперечному сечению голограммы) фазового возмущения  $\delta\psi_1 \sim W_1(r)$ , степень неоднородности фазы  $\delta\psi_3 \sim \int_0^l W_3(r') dz$  сильно зависит от угла сведения  $\phi$  волн записи (определяющего также основной безразмерный параметр короткой голограммы  $\mu$ ).

Итак, учитывая, что спекл-поля  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_3$  удовлетворяют нормальной статистике [9], в рамках которой плотность энергии имеет распределение  $dP(W_{1,3}) = \langle W_{1,3} \rangle^{-1} \times \exp(-W_{1,3}/\langle W_{1,3} \rangle) dW_{1,3}$ , для фактора  $\eta_1$  в итоге получаем:

$$\eta_1 = (1 + \Psi_1^2)^{-2}, \quad (5)$$

где  $\Psi_1 = g\alpha l \langle W_1 \rangle$ .

Для фактора  $\eta_2$  при нулевом угле сведения имеем  $\eta_2(\mu \rightarrow \infty) = 1/(1 + \Psi_3^2)$ , где  $\Psi_3 = g\alpha l \langle W_3 \rangle$ . Связь фактора  $\eta_2$  с параметром  $\mu$  получим при небольшом насыщении голограммы ( $\Psi_3 \ll 2\pi$ ). Для этого разложим в ряд экспоненту в выражении (4) для  $\eta_2$ , ограничиваясь тремя первыми членами, которых достаточно для обнаружения искомой связи  $\eta_2(\mu)$ :

$$\eta_2 \approx \left| 1 + ig\alpha l \langle W_3 \rangle - (g\alpha)^2/2 \times \int_0^l \int_0^l \langle W_3[r'(z_1)] W_3[r'(z_2)] \rangle dz_1 dz_2 \right|^2. \quad (6)$$

В рамках нормальной статистики для спекл-поля  $\mathbf{E}_3$  справедливо разложение

$$\langle W_3[r'(z_1)] W_3[r'(z_2)] \rangle = \langle W_3 \rangle^2 + |K_3|^2,$$

где  $K_3 = \langle W_3 \rangle \exp[-(z_1 - z_2)^2/2(l\mu\nu)^2]$ .

С учетом этого из (6) получаем следующее выражение для  $\eta_2$  (опуская в нем член  $\sim \Psi_3^4$ ):

$$\eta_2(\Psi_3, \mu) \approx 1 - \Psi_3^2 [1 - \chi_0(\nu\mu)]. \quad (7)$$

Таким образом, в условиях описанного зашумления сопряженной компоненты моды при выводе ее через голографическое зеркало качество ОВФ  $\chi_1(\Psi_{1,3}, \mu)$  в первом приближении оценивается выражением

$$\chi_1(\Psi_{1,3}, \mu) \approx \chi_0(\mu) \eta_1(\Psi_1) \eta_2(\Psi_3, \mu). \quad (8)$$

Более строгий расчет, выходящий за рамки настоящей работы, должен учитывать и другие факторы влияния микролинз, локализованных в спекл-неоднородностях тепловой голограммы. В частности, при отражении от голографического зеркала сопряженной компоненты моды  $\mathbf{E}_{2c}^{\text{mod}}(r, z = l)$  в присутствии этих микролинз в волне рассеяния будет снижаться доля сопряженной компоненты  $\mathbf{E}_{4c}^{\text{mod}}(r', z' = 0) \sim \mathbf{E}_3^*$  относительно некоррелированной составляющей  $\mathbf{E}_{4n}^{\text{mod}}$ , также ухудшая точность ОВФ в моде.

Основные причины этого заключаются в том, что, с одной стороны, в толще голограммы имеет место описанное выше зашумление (т. е. уменьшение) сопряженной компоненты  $\mathbf{E}_{2c}^{\text{mod}} \sim \mathbf{E}_1^*$  считывающей ее волны, которая, собственно говоря, и порождает в волне рассеяния сопряженную составляющую  $\mathbf{E}_{4c}^{\text{mod}} \sim \mathbf{E}_3^*$ . С другой стороны, последняя также дополнительно зашумляется на определенных микролинзах.

Можно показать, что учет этих дополнительных факторов приводит в случае селективной короткой голограммы ( $\mu \ll 1$ ) и при не очень сильном ее насыщении волнами записи ( $\Psi_{1,3} \ll 2\pi$ ) к следующему уточнению выражения (8):

$$\chi_2(\Psi_{1,3}, \mu) \approx \frac{f_1(\Psi_{1,3}) - 1 + \chi_0}{f_2(\Psi_{1,3}, \mu) - 1 + \chi_0} \eta_1 \eta_2, \quad (9)$$

где

$$f_1(\Psi_{1,3}) = \left| \int_0^1 (1 - i\Psi_3 z)^{-2} [1 - i\Psi_1(1 - z)]^{-2} dz \right|^2;$$

$$f_2(\Psi_{1,3}, \mu)$$

$$= \int_0^1 \int_0^1 \frac{[1 + f(\mu)] - 2i\Psi_1(z_1 - z_2)[1 + 2f(\mu)]}{[1 - i\Psi_3(z_1 - z_2)]^2} dz_1 dz_2;$$

$$f(\mu) = \exp \left[ -\frac{(z_1 - z_2)^2}{\mu^2} \right].$$

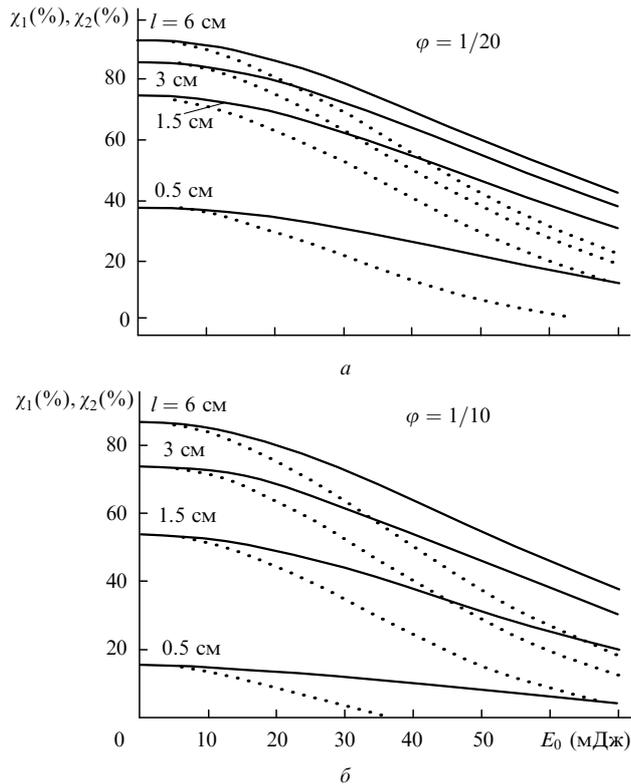


Рис.5. Теоретические зависимости точности ОВФ  $\chi_1, \chi_2$  спекл-пучка (соответствующего  $\beta \approx 0.11$ ) от энергии  $E_0$  входной волны для голограмм разной толщины  $l$  и двух углов сведения в них пучков записи  $\varphi$ . Сплошная линия – зависимости  $\chi_1$ , полученные на основе выражения (8), пунктирная – зависимости  $\chi_2$  (9).

Теоретические зависимости  $\chi_{1,2}[\Psi_{1,3}(E_0)]$ , полученные на основе выражений (8), (9) для разных значений параметра  $\mu$  (соответствующих экспериментальным толщинам голограммы и углам сведения пучков записи в ней), приведены на рис.5. Сравнение этих зависимостей с данными эксперимента (см. рис.3) свидетельствует о хорошем качественном и количественном согласии между ними при небольшом насыщении тепловой голограммы ( $\Psi_{1,3} \leq 0.1$ ) спекл-полями записи. С увеличением параметров  $\Psi_{1,3}$  также очевидна тенденция быстрого падения качества ОВФ как в эксперименте, так и в теории.

## 6. Заключение

Сформулируем основные выводы проведенного в настоящей работе исследования. Во-первых, оно показало, что тепловая голограмма при условии подавления эффектов ее насыщения спеклами волн записи и при обеспечении в рамках модели короткой голограммы ее селективной функции не уступает голограмме на решетках усиления. Подтверждением этому служит тот факт, что максимальное качество ОВФ, достигнутое в условиях

наилучшей селекции обращенной волны в моде голографического лазера, превысило 90 %, что совпадает с лучшими результатами, полученными в аналогичных схемах с лазерной средой в качестве голографической [3, 4].

Во-вторых, осуществленная в настоящей работе модернизация модели короткой голограммы позволила проанализировать влияние на ее селективные свойства специфики тепловой голограммы, связанной с эффектами насыщения голограммы спеклами полей записи. В результате такой модернизации к основному параметру  $\mu$ , характеризующему селективную способность короткой голограммы, добавились параметры  $\Psi_1$  и  $\Psi_3$ , ответственные за упомянутое насыщение.

Сопоставление расчетов на основе такой модифицированной модели с данными эксперимента обнаружило хорошее согласие между ними. В частности, анализ модели и результатов эксперимента показал, что влияние микролинз, локализованных в спекл-неоднородностях короткой тепловой голограммы, не сказывается на ее селективных свойствах вплоть до плотностей энергии волн записи, соответствующих  $\Psi_{1,3} \sim 0.1$  (или коэффициенту отражения от голографического зеркала моды  $R \sim \tau v^2 \Psi_1 \Psi_3 \sim 10^{-3}$ ). Данные значения этих параметров и следует считать оптимальными для тепловой голограммы, записываемой спекл-полями.

Наконец, при работе с тепловой голограммой мы имели возможность в широких пределах варьировать параметр  $\mu$  (за счет значительного изменения толщины голограммы и угла сведения в ней пучков записи), что было затруднено при работе с голограммой на решетках усиления, параметры которой лимитированы апертурой и длиной лазерного стержня. Это позволило нам провести более тщательный анализ зависимости селективной способности короткой голограммы от параметра  $\mu$ . Анализ продемонстрировал (в условиях ненасыщенной тепловой голограммы, когда  $\Psi_{1,3} \leq 1$ ) хорошее соответствие экспериментального качества ОВФ модельным представлениям, определяемым выражением (1).

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку работы (грант № 00-02-17243).

1. Бельдюгин И.М., Галушкин М.Г., Земсков Е.М. *Квантовая электроника*, **11**, 887 (1984).
2. Беспалов В.И., Бетин А.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 1496 (1989).
3. Кирсанов А.В., Яровой В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 245 (1997).
4. Yarovoy V.V. *Opt. Commun.*, **158**, 351 (1998).
5. Бетин А.А., Ергаков К.В., Митропольский О.В. *Квантовая электроника*, **21**, 1 (1994).
6. Бетин А.А., Кирсанов А.В. *Квантовая электроника*, **21**, 237 (1994).
7. Kirsanov A.V., Yarovoy V.V. *Opt. Commun.*, **138**, 235 (1997).
8. Яровой В.В. *Квантовая электроника*, **31**, 333 (2001).
9. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981).
10. Бетин А.А., Русов Н.Ю. *Квантовая электроника*, **15**, 1021 (1988).