

ГЛАВА 1. Адаптивная система со сдвиговым интерферометром в цепи оптической обратной связи в отсутствие модуляции интенсивности

Настоящая глава посвящена результатам теоретического и экспериментального исследования адаптивной системы для компенсации мелкомасштабных фазовых искажений на основе ЖК-ПВМС со сдвиговым интерферометром и голографическим фильтром в цепи оптической обратной связи [100-102]. При анализе работы системы считается, что световой пучок, поступающий на ее вход, не содержит модуляцию интенсивности. Хотя это условие редко реализуется на практике общий анализ работы системы целесообразно начать именно с этого случая. Результаты теоретического исследования работы системы в более общем случае при наличии как флуктуаций фазы, так и флуктуаций интенсивности во входном пучке представлены во второй главе диссертации.

В начале этой главы изложены общие принципы работы адаптивной системы с оптической обратной связью, на примере системы со сдвиговым интерферометром. Далее описан новый способ организации оптической обратной связи с помощью клинообразно сдвигового интерферометра и голографического фильтра. Проведен линейный анализ работы системы на основании, которого сделан вывод о возможности коррекции мелкомасштабных фазовых искажений при такой организации обратной связи. Проведено аналитическое исследование негативного влияния крупномасштабных фазовых искажений на работу системы. Далее представлены результаты численного анализа возможности коррекции произвольных фазовых возмущений. Получены зависимости остаточной ошибки коррекции от статистических характеристик фазовых флуктуаций на входе системы. В конце главы описана экспериментальная установка, и проведено сравнение результатов эксперимента и теории.

§1.1 Основные соотношения

Рассмотрим работу адаптивной системы для компенсации мелкомасштабных фазовых искажений с оптическим контуром управления, обобщенная схема которой представлена на рис.1.1.1.

Пусть на вход системы поступает световой пучок с фазовыми искажениями $F(x, y, t)$. Он проходит полупрозрачное зеркало (1), слой жидкого кристалла ЖК-ПВМС (2), отражается от его внутреннего зеркала и направляется в цепь оптической обратной связи с помощью зеркала (1). В цепи обратной связи фазовые искажения с помощью сдвигового интерферометра (4) преобразуются в управляющее распределение интенсивности $\hat{I}(x, y, t)$, которое переносится на фоточувствительный слой модулятора с помощью зеркала (5). При этом показатель преломления ЖК-слоя модулятора изменяется, и в систему вносится дополнительный корректирующий набег фазы $U(x, y, t)$, который описывается следующим уравнением диффузионного типа [19]:

$$T_0 \frac{\partial U}{\partial t} + U = l_{dif}^2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + G(\hat{I}), \quad (1.1.1)$$

где T_0 - постоянная времени модулятора; x и y – поперечные координаты; l_{dif} - диффузионная длина, характеризующая пространственное разрешение ЖК-ПВМС [107]; $G(\hat{I})$ - статическая характеристика модулятора. Граничные условия уравнения (1.1.1) будут обсуждаться далее.

Исходный световой пучок с фазовыми искажениями $F(x, y, t)$ при отражении от внутреннего зеркала ЖК-ПВМС приобретает суммарную фазу $H(x, y, t) = F(x, y, t) + U(x, y, t)$, которая анализируется на выходе системы после полупрозрачного зеркала (3). Для компенсации фазовых искажений обратная связь должна быть организована таким образом, чтобы $U(x, y, t) + F(x, y, t) \approx 0$ и, следовательно, $H(x, y, t) \ll F(x, y, t)$.

В случае когда управляющая интенсивность \hat{I} меньше интенсивности насыщения I_s ЖК-ПВМС справедливо приближение [108]:

$$\begin{aligned} G(I) &\approx kI - C_1 \\ I &= \hat{I} / I_s \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

где $k = \frac{\partial G}{\partial I}$; C_1 - постоянный параметр, определяющийся пороговым значением интенсивности ЖК-ПВМС.

Одной из простейших конструкций сдвиговых интерферометров является плоскопараллельная пластинка с частично отражающей передней поверхностью и полностью отражающей задней поверхностью (рис.1.1.2). При падении на такой интерферометр световой волны с интенсивностью I_0 часть света отражается от передней грани, имеющей коэффициент отражения R_1 . Другая часть света испытывает преломление и отражается от задней грани с коэффициентом отражения R_2 близким к единице. Таким образом, на выходе интерферометра, если не учитывать пучки, испытавшие многократные отражения, присутствуют две волны с интенсивностями $I_1 = I_0 R_1$, $I_2 = I_0 (1 - R_1)^2$.

Величина поперечного сдвига S и продольная разность хода Δl между пучками равны:

$$\begin{aligned} S &= \frac{2h \sin \alpha \cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \\ \Delta l &= 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

где α - угол падения света на интерферометр; h - толщина пластины; n - показатель преломления.

При падении на сдвиговой интерферометр светового пучка с равномерным распределением интенсивности I_0 и фазовой модуляцией $H(x, y, t)$ распределение интенсивности на его выходе описывается следующим соотношением [100]:

$$\begin{aligned} I &\cong I_0 (1 + \gamma_0 \cos(\Delta H + \Delta_0)) \\ \Delta H(x, y, t) &= H(x + S, y, t) - H(x, y, t) \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

где γ_0 - контрастность интерференционной картины; Δ_0 - средний фазовый набег, определяющий положение рабочей точки интерферометра; S - поперечный сдвиг пучков в интерферометре. В дальнейшем будем считать, что $\gamma_0 = 1$.

Особенностью плоскопараллельного интерферометра является возникновение на его выходе нежелательных пучков, испытавших многократные отражения. Так как они распространяются в одном направлении, то на практике выделить необходимые первый и второй порядки невозможно. В случае $\gamma_0 = 1$ отношения интенсивностей первых четырёх порядков равны: $I_2 / I_1 = 1$, $I_3 / I_1 = 0.38$, $I_4 / I_1 = 0.15$. Видно, что интенсивности третьего и четвертого порядков ещё сравнимы по величине с интенсивностью первого, и при анализе работы системы их необходимо учитывать. Следует также отметить, что при использовании плоскопараллельного интерферометра на практике возникает сложность, связанная с выбором рабочей точки Δ_0 . Из соотношений (1.1.3) видно, что продольная разность хода Δl и величина сдвига S при фиксированной толщине подложки определяются исключительно углом падения пучка на интерферометр. Таким образом, для выбора рабочей точки Δ_0 необходимо менять этот угол, что на практике не всегда удобно. Поэтому в цепи обратной связи для преобразования фазы в интенсивность мы использовали клинообразный сдвиговый интерферометр с голографическим фильтром. Такая конструкция сдвигового интерферометра не обладает вышеперечисленными недостатками. Подробное рассмотрение работы интерферометра представлено в следующем параграфе.

§1.2 Анализ работы сдвигового интерферометра с голографическим фильтром

Рассмотрим работу клинообразного сдвигового интерферометра с голографическим фильтром (рис.1.2.1). В случае падения на клинообразный интерферометр (1) плоского пучка возникающая интерферограмма при учете только первых двух порядков отражения представляет собой параллельные полосы, описываемые выражением:

$$I(x, y) = I_0 [1 + \gamma_0 \cos \theta x] \quad (1.2.1)$$

$$\theta = \frac{4\pi \sin \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\lambda \cos \alpha},$$

где β - угол между гранями интерферометра; λ - длина световой волны.

Голографический фильтр (4) представляет собой фотопластину, на которую записана интерферограмма (1.2.1), переносимая линзами (2) и (3) с поверхности интерферометра (1) Коэффициент пропускания такого фильтра $B(x)$ промодулирован с частотой θ :

$$B(x) = B_0(1 + \gamma_0 \cos \theta x) \quad (1.2.2)$$

где B_0 – средний коэффициент пропускания.

Если в пучке присутствуют фазовые искажения $H(x, y, t)$, то форма полос на выходе интерферометра исказится и описывается выражением:

$$I(x, y, t) = I_0(1 + \gamma_0 \cos(\Delta H(x, y, t) + \theta x)) \quad (1.2.3)$$

Величина поперечного сдвига S между пучками в случае малого угла β определяется следующим выражением:

$$S = \frac{d \cos \alpha \cos \beta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \left(\sin \alpha + \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \frac{\sin \alpha + 2\beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - 2\beta \sin \alpha} \right) \quad (1.2.4)$$

Поместим на пути отраженных от интерферометра пучков голографический фильтр. Для определения распределения интенсивности после фильтра необходимо интенсивность (1.2.3) умножить на коэффициент пропускания фотопластины (1.2.2):

$$I(x, y, t) = B(x + \Delta x)I_0(1 + \gamma \cos(\Delta H + \theta x)), \quad (1.2.5)$$

где Δx - смещение голографического фильтра вдоль оси X (Направление оси X совпадает с направлением сдвига S). Период полос интерферограммы определяется углом β между гранями интерферометра. При достаточно большом угле β полосы не будут разрешаться системой (например, из-за диффузии заряда в фотопроводящем слое транспаранта). В этом случае (1.2.5) следует усреднить по малому пространственному периоду $\Lambda = 2\pi / \theta$:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &\approx B_0 I_0 (1 + \gamma \cos(\Delta H + \Delta_0)) \\ \gamma &= \frac{1}{2} \gamma_0^2, \quad \Delta_0 = \theta \Delta x \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

Выражение (1.2.6) с точностью до констант совпадает с распределением интенсивности на выходе плоскопараллельного сдвигового интерферометра с продольной разностью хода Δ_0 равной $\theta \Delta x$ (см. (1.1.4)). Однако, в данном случае

выбор рабочей точки Δ_0 производится смещением Δx голографического фильтра. Величина сдвига S и направление распространения интерферирующих пучков при смещении фильтра не меняются. Аналогичная операция в плоскопараллельном интерферометре потребовала бы изменения наклона пластины, что неизбежно вызвало бы изменение сдвига S и направления распространения отраженных волн. На выходе клинообразного интерферометра также присутствуют пучки испытавшие многократные отражения от граней. Однако, они распространяются под разными углами, и ненужные порядки могут быть легко устранены с помощью экрана, помещенного в фокальную плоскость линзы (2).

§1.3 Анализ работы системы при малых возмущениях

Исследуем возможность коррекции фазовых искажений в адаптивной системе со сдвиговым интерферометром и голографическим фильтром в линейном приближении.

Для статической характеристики ЖК-ПВМС $G(I)$ с учетом выражений (1.1.2) и (1.2.6) можно получить выражение:

$$G(I) = kB_0 I_0 (1 + \gamma \cos(\Delta H + \Delta_0)) + C_1 \quad (1.3.1)$$

При условии малости $\Delta H(x, y, t)$ справедливо линейное приближение:

$$\cos(\Delta H + \Delta_0) \approx \cos(\Delta_0) + \Delta H \sin \Delta_0 \quad (1.3.2)$$

Следует отметить, что это приближение справедливо не только при малой величине фазовых искажениях $H(x, y, t)$, а также и при относительно больших искажениях, при условии, что их характерный пространственный размер намного больше величины сдвига S .

Уравнение (1.1.1) с учетом (1.3.1) и (1.3.2) приобретает вид:

$$T_0 \frac{\partial U}{\partial t} + U = l_{dif}^2 d \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + K_0 (\Delta U + \Delta F) + K_1 \quad (1.3.3)$$

В последнем выражении были введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} K_0 &= -kB_0 I_0 \gamma \sin \Delta_0 \\ K_1 &= kI_0 (1 + \gamma \cos \Delta_0) + C_1 \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

Слагаемое K_l описывает однородный стационарный фазовый набег и в линейном приближении не оказывает влияния на работу системы. Поэтому в дальнейшем это слагаемое опущено.

Перейдем в уравнении (1.3.3) к двумерному пространственному Фурье-спектру:

$$\begin{aligned} F_{\Omega}(\Omega_x, \Omega_y) &= \frac{1}{2\pi} \int F(x, y) \exp i(\Omega_x x + \Omega_y y) \hat{a}x \hat{a}y, \\ U_{\Omega}(\Omega_x, \Omega_y, t) &= \frac{1}{2\pi} \int U(x, y, t) \exp i(\Omega_x x + \Omega_y y) \hat{a}x \hat{a}y \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

Подставляя (1.3.5) в (1.3.3), получаем следующее выражение для стационарного

коэффициента подавления гармонических фазовых искажений $V = \left| \frac{F_{\Omega} + U_{\Omega}}{F_{\Omega}} \right|$:

$$\begin{aligned} V &= \frac{d}{\sqrt{d^2 + 2K_0(K_0 + d)(1 - \cos \Omega_x S)}} \\ d &= 1 + l_{dif}^2 (\Omega_x^2 + \Omega_y^2). \end{aligned} \quad (1.3.6)$$

Подавление фазовых возмущений соответствует случаю $V < 1$. Данное неравенство выполняется одновременно для всех пространственных частот при условии $K_0 > 0$ (Знак K_0 зависит от смещения голографического фильтра Δx).

На рис.1.3.1 представлена зависимость коэффициента подавления V от параметра $\Omega_x S / 2\pi$ при различных положительных значениях K_0 . Из рисунка видно, что лучше всего подавляются фазовые искажения с пространственными частотами, удовлетворяющими соотношению $\Omega_x S / 2\pi = (2n + 1) / 2$, где n - целое число. Гармоники с частотами, удовлетворяющими равенству $\Omega_x S / 2\pi = n$, не компенсируются ($V = 1$). Это объясняется тем, что на длине сдвига S укладывается целое число длин волн и, следовательно, фазовые неоднородности не визуализируются сдвиговым интерферометром. Анализ выражения (1.3.6) показывает, что компенсация фазовых искажений неодинаково зависит от пространственных частот Ω_x и Ω_y . Для подавления фазовых неоднородностей необходимо отличие от нуля частоты Ω_x .

Стационарный коэффициент подавления фазовых искажений V имеет физический смысл только в областях устойчивости системы. Исследуем основное уравнение (1.1.1) на устойчивость в отсутствие внешних фазовых искажений $F(x, y, t)$. Для этого представим фазовую функцию $U(x, y, t)$ в виде:

$$U(x, y, t) = U_{cm}(x, y) + \tilde{U}(x, y, t), \quad (1.3.7)$$

где $U_{cm}(x, y)$ - стационарное решение, а $\tilde{U}(x, y, t)$ - малое возмущение. Не нарушая общности рассмотрения, функцию $\tilde{U}(x, y, t)$ будем искать в виде:

$$\tilde{U}(x, y, t) = U_0(t)e^{i(\Omega_x x + \Omega_y y)} \quad (1.3.8)$$

В результате подстановки выражений (1.3.7) и (1.3.8) в основное уравнение (1.1.1) и линеаризации по малому возмущению $\tilde{U}(x, y, t)$ получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} U_0(t) &= U_0(0)e^{-pt/T_0} e^{i(K_0 \sin \Omega_x S)t} \\ p &= D + K_0(1 - \cos \Omega_x S) \end{aligned} \quad (1.3.9)$$

Для выполнения условия устойчивости системы необходимо, чтобы коэффициент p был больше нуля. Как видно из выражения (1.3.9), это условие выполняется для всех пространственных частот Ω_x при положительном коэффициенте $K_0 > 0$ ($\sin \Delta_0 < 0$). При $K_0 < 0$ ($\sin \Delta_0 > 0$) существует критическое значение коэффициента обратной связи $K_{cr} = D / (\cos \Omega_x S - 1)$, при котором система теряет устойчивость. При выполнении условия $K_{cr} < K_0 < 0$ система устойчива, но фазовые искажения не компенсируются ($V > 1$).

Таким образом, результаты линейного анализа позволяют сделать вывод о возможности коррекции фазовых искажений в системе со сдвиговым интерферометром и голографическим фильтром в цепи оптической обратной связи. Эффективность коррекции тем выше, чем больше значение коэффициента K_0 . Оптимальное значение рабочей точки интерферометра $\Delta_0 = -\pi/2$, что соответствует поперечному сдвигу голографического фильтра на четверть полосы (см. параграф 1.2). В этом случае коэффициент обратной связи K_0 имеет максимально возможное значение.

§1.4 Влияние крупномасштабных фазовых искажений на работу системы

Считается, что основной задачей адаптивных систем с оптической обратной связью является коррекция мелкомасштабных фазовых искажений. Из рис.1.3.1 видно, что при низких пространственных частотах Ω_x коэффициент подавления $V \approx 1$, и следовательно эти частоты компенсируются плохо. К сожалению, низкие частоты не только плохо компенсируются, но и приводят к понижению качества коррекции мелкомасштабных фазовых искажений. В связи с этим представляет интерес исследовать влияние крупномасштабных фазовых искажений на оптическую обратную связь.

Оптическая система может быть организована таким образом, чтобы наклоны волнового фронта не вызывали смещение изображения входного зрачка на поверхностях интерферометра и ЖК-ПВМС. Несмотря на это, пучок поступающий на вход системы под углом к ее оптической оси может понизить качество работы системы вследствие изменения ее параметров.

Пусть на вход системы падает пучок под небольшим углом $\delta\alpha$ в плоскости XOZ (ось Z совпадает с осью системы). Это приведет к изменению угла падения пучка на интерферометр и вследствие этого к изменению частоты полос интерферограммы θ и поперечного сдвига S (см. 1.2.1 и 1.2.4). В соответствии с выражениями (1.2.6) и (1.3.4) наклон волнового фронта также вызовет изменение рабочей точки Δ_0 и коэффициента обратной связи K_0 .

Поперечный сдвиг влияет на коэффициент подавления V через множитель $(1 - \cos \Omega_x S)$ (см. 1.3.6). Из этого можно сделать вывод, что изменение сдвига S приведет только к смещению экстремумов коэффициента подавления $V(\Omega_x)$ и не изменит существенно качество компенсации. Вариации же пространственной частоты θ вызывают изменение рабочей точки Δ_0 , в следствие этого система может потерять устойчивость.

Допустим, что угол $\delta\alpha$ достаточно мал. Ограничимся в разложении $\theta(\alpha)$ в ряд Тейлора первыми двумя членами:

$$\begin{aligned}\theta(\alpha) &= \theta(\alpha_0) + \Theta(\alpha_0)\delta\alpha + o(\delta\alpha), \\ \Theta(\alpha_0) &= \theta(\alpha_0) \tan \alpha_0 \frac{n^2 - 1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_0}},\end{aligned}\quad (1.4.1)$$

где α_0 - угол падения пучка на интерферометр, в отсутствии наклонов волнового фронта, при котором $\Delta_0 = -\pi/2$ (оптимальный выбор рабочей точки интерферометра (см. параграф 1.3)).

С учетом этого разложения коэффициент пропускания голографического фильтра $B(x)$ (см. 1.2.2) и распределение интенсивности на выходе клинообразного интерферометра $I(x, y, t)$ (см. 1.2.3) можно представить в виде:

$$\begin{aligned}B(x) &= B_0(1 + \gamma_0 \cos[\theta(\alpha_0)x]), \\ I(x, y, t) &= I_0(1 + \gamma_0 \cos[\Delta H + \theta(\alpha)x]).\end{aligned}\quad (1.4.2)$$

Видно, что частота полос интерферограммы $\theta(\alpha)$ отличается от частоты полос голографического фильтра $\theta(\alpha_0)$. Для средней интенсивности $\langle I \rangle$ после голографического в этом случае можно получить выражение:

$$\begin{aligned}\langle I \rangle &\approx B_0(I_1 + I_2)\{1 + \gamma \cos[\Delta H + \Delta_0(\delta\alpha)]\} \\ \Delta_0 &= \Theta(\alpha_0)\delta\alpha x - \theta(\alpha_0)\Delta x.\end{aligned}\quad (1.4.3)$$

Из выражения (1.4.3) следует, что при наличии наклонов волнового фронта рабочая точка Δ_0 уже не остается постоянной. Значение Δ_0 линейно возрастает с увеличением координаты x . Как было показано ранее (см. параграф 1.3), качество компенсации фазовых искажений максимально, когда $\sin(\Delta_0) = -1$ (коэффициент обратной связи K_0 достигает максимального положительного значения). Если в какой-либо точке апертуры системы $\sin(\Delta_0)$ принимает положительное значение, то система перестает компенсировать фазовые искажения. Положив $x = A$, где A - апертура системы, получаем условие для критической величины наклона волнового фронта $\delta\alpha_{cr}$:

$$\Theta(\alpha_0)\delta\alpha_{cr} A = \pi/2 \quad (1.4.4)$$

Подставляя значения параметров реализуемых в типичных экспериментальных установках: $n = 1.5$, $\alpha_0 = \pi/4$, можно получить следующее выражение для критического наклона волнового фронта:

$$\delta\alpha_{cr} = C \frac{\pi}{2} \frac{1}{A\theta(\alpha_0)}, \quad (1.4.5)$$

где константа $C \approx 1$. В соответствии с этим выражением для увеличения предельно допустимого наклона $\delta\alpha_{cr}$ необходимо уменьшать величину пространственной частоты полос $\theta(\alpha_0)$.

Рассмотрим теперь влияние небольшого наклона волнового фронта в плоскости YOZ , соответствующего отклонению падающего пучка в этой плоскости. Следует отметить, что нормальное значение угла падения пучка в этой плоскости $\varepsilon = 0$. Влияние наклонов на работу системы связано с изменением относительного положения между полосами голографического фильтра и полосами на выходе сдвигового интерферометра. По аналогии с предыдущими вычислениями можно получить выражение связывающее нормальный угол падения пучка на интерферометр α_0 и его новое значение α_1 , связанное с наклоном $\delta\varepsilon$ в плоскости YOZ :

$$\sin \alpha_1 \approx \sin \alpha_0 \left[1 + \frac{\delta\varepsilon^2}{2} \left(\frac{\cos \alpha_0}{\sin \alpha_0} \right)^2 \right] \quad (1.4.6)$$

В соответствии с этим выражением при $\alpha_0 = \pi/4$ вариации $\sin \alpha_1$ являются функцией второго порядка по $\delta\varepsilon$, и, следовательно, они оказывают пренебрежительно малое влияние на работу системы.

Отклонение $\delta\varepsilon$, вызывает не только изменение относительного положения полос, но также приводит к вращению пучков, отраженных от интерферометра, вокруг оси OZ . При этом период полос интерферограммы θ вдоль оси OX меняется. Можно показать, что новый период полос удовлетворяет соотношению:

$$\frac{2\pi}{\theta} \cos(\delta\varepsilon) \approx \frac{2\pi}{\theta} \left(1 - \frac{1}{2} \delta\varepsilon^2 \right). \quad (1.4.7)$$

Изменения этого периода, вызванные наклоном, имеют второй порядок малости, и, следовательно, они оказывают пренебрежительно малое влияние на работу системы.

Крупномасштабные фазовые искажения, также как наклоны волнового фронта, приводят к сдвигу рабочей точки интерферометра Δ_0 . Допустимая величина таких искажений также определяется выражением (1.4.5), где $\delta\alpha_{cr}$ - критический локальный наклон волнового фронта. Рассмотрим влияние крупномасштабных искажений на работу системы на примере дефокусировки. Максимальный локальный наклон волнового фронта в этом случае возникает на краю апертуры A , и для его критической величины дефокусировки D_{cr} в диоптриях можно получить следующее выражение:

$$D_{cr} = \frac{2}{A} \frac{\delta\alpha_{cr}}{\sqrt{\delta\alpha_{cr}^2 + 1}}. \quad (1.4.8)$$

Таким образом крупномасштабные фазовые искажения снижают качество работы адаптивной систем. Это связано в первую очередь с тем, что наклоны волнового фронта смещают рабочую точку Δ_0 интерферометра. Она уже не является постоянной величиной для всей апертуры, а зависит от пространственной координаты $\Delta_0(x)$. Существует критическое значение локального наклона волнового фронта α_{cr} , при которой система может потерять устойчивость.

§1.5 Анализ работы системы при произвольных возмущениях

В общем случае негармонических фазовых искажений качество коррекции удобно характеризовать относительной остаточной среднеквадратичной ошибкой η^2 :

$$\eta^2 = \frac{\int_A [H(x, y) - \bar{H}(x, y)]^2 dx dy}{\int_A [F(x, y) - \bar{F}(x, y)]^2 dx dy}, \quad (1.5.1)$$

где $\bar{H} = \frac{1}{A^2} \int_A H(x, y) dx dy$, $\bar{F} = \frac{1}{A^2} \int_A F(x, y) dx dy$ - средние по апертуре значения.

Для исследования работы системы при произвольных фазовых возмущениях уравнение (1.1.1) решалось численно с использованием чисто неявной схемы. Число

узлов сетки выбиралось таким образом, чтобы шаг по пространственным координатам был существенно меньше диффузионной длины l_{dif} . Использовались граничные условия второго рода:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U(0, y, t)}{\partial x} &= \frac{\partial U(A, y, t)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U(x, 0, t)}{\partial y} &= \frac{\partial U(x, A, t)}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (1.5.2)$$

В реальности поведение фотоиндуцированного заряда на границе может быть более сложным и зависит от технологии производства ЖК-ПВМС. Альтернативой этому является, например, выбор нулевых граничных условий первого рода:

$$U(0, y, t) = U(A, y, t) = U(x, 0, t) = U(x, A, t) = 0 \quad (1.5.3)$$

Как показал численный эксперимент, решения уравнения (1.1.1) с граничными условиями (1.5.2) и (1.5.3) различаются только непосредственно вблизи границ. Уже при смещении к центру апертуры на величину равную нескольким l_{dif} их различие становится незначительным.

Рассмотрим случай, когда на вход системы поступает пучок с равномерным распределением интенсивности, содержащий фазовую неоднородность гауссовой формы с характерной шириной $r_0 \ll A$. Результаты линейного анализа показывают (см. параграф 1.3), что различные пространственные частоты компенсируются неодинаково. Качество коррекции зависит от соотношения характерного пространственного размера фазовых искажений и величины сдвига S . Поэтому интересно рассмотреть два случая: $r_0 > S$ и $r_0 < S$. На рис. 1.5.1 представлен численно рассчитанный фазовый профиль до и после адаптивной компенсации. Из рис.1.5.1а видно, что при $r_0 > S$ остаточные фазовые искажения имеют несимметричную вдоль оси Ox форму. Это объясняется тем, что в системе имеется выделенное направление – направление сдвига интерферирующих пучков. Фазовые искажения корректируются только в том случае, когда они содержат отличные от нуля пространственные частоты Ω_x . Одномерные фазовые искажения $F(y)$ не визуализируются сдвиговым интерферометром. Численный анализ показал, что в

отличие от направления OX распределение фазы вдоль оси OY сохраняет симметричную гауссову форму.

На рис. 1.5.1б представлен пример коррекции фазовой неоднородности с характерной шириной $r_0 < S$. Видно, что фазовые искажения компенсируются и при поперечном сдвиге S большем их характерной ширины r_0 , что согласуется с результатами линейного анализа (см. параграф 1.3). Остаточная фазовая ошибка представляет собой семейство спадающих по амплитуде пиков с формой близкой к гауссовой. В этом случае можно провести аналогию с работой адаптивной системы с опорным пучком [19]. Допустим, что ширина фазового возмущения меньше сдвига. При перекрытии пучков на выходе интерферометра область каждого из пучков, содержащая фазовую неоднородность, будет интерферировать с областью, имеющей плоский волновой фронт (с опорным пучком). Таким образом в управляющем пучке фазовая неоднородность визуализируется в двух областях, одна из которых вызовет компенсацию первоначального фазового возмущения, вторая создаст новое. После многократного прохождения фазового возмущения по цепи обратной связи и возникает фазовый профиль, представленный на рис.1.5.1б.

Рассмотрим теперь более общий случай, когда функция $F(x, y)$ является случайной. Фазовые искажения $F(x, y)$ будем характеризовать среднеквадратичным отклонением σ_F и корреляционным радиусом

На рис.1.5.2 представлена зависимость фазовой ошибки η^2 от отношения r_F / A . Для моделирования случайного поля фазовых флуктуаций суммировалось не менее ста гауссовых функций со случайным по апертуре положением. В такой модели корреляционный радиус случайного поля определяется шириной гауссовых функций, а дисперсия их амплитудой. Каждая точка кривых, представленных на рис.1.5.2, получена путем усреднения ошибки η^2 по ансамблю из трехсот реализаций случайных фазовых полей с фиксированным среднеквадратичным отклонением равным $\sigma_F = 0.2$ радиана. Из рис.1.5.2 видно, что остаточная ошибка η^2 минимальна при значении r_F / A близком к $S/(2A)$. Увеличение корреляционного радиуса r_F приводит к ухудшению качества компенсации, что можно объяснить ростом доли

низких частот в спектре функции $F(x, y)$, которые плохо подавляются. Рост остаточной ошибки η^2 при уменьшении корреляционного радиуса r_F связан с ограничением, накладываемым диффузией фотоиндуцированного заряда на пространственное разрешение системы.

Рассмотрим, как компенсируются различные пространственные частоты в спектре фазовых искажений. На рис.1.5.3 представлена численно рассчитанная зависимость коэффициента подавления гармоник V от параметра $\Omega_x S / 2\pi$ для двух величин корреляционного радиуса фазовых флуктуаций $r_F / A = 0.01$ (рис.1.5.3а) и $r_F / A = 0.05$ (рис.1.5.3б), а также соответствующая зависимость, полученная в линейном приближении (пунктирная линия). Для построения кривых вычислялись средние по ансамблю из трехсот случайных реализаций $F(x, y)$ пространственные спектры $F_\Omega, U_\Omega, H_\Omega$ до и после адаптивной компенсации, после чего находилось их отношение. На рис.1.5.3в,г представлены пространственные спектры H_Ω при разомкнутой и замкнутой обратной связи. Видно, что пространственные частоты, отвечающие соотношению $\Omega_x S / 2\pi = n$, где n - целое число, компенсируются плохо, что согласуется с результатами линейного анализа (см. рис.1.3.1). Однако, в отличие от линейного приближения, в котором эти частоты вообще не компенсируются ($V = 1$), результаты численного моделирования показывают, что они все же подавляются ($V < 1$). Из рис.1.5.3 видно, что коэффициент подавления гармоник V зависит от ширины спектра фазовых возмущений. При относительно широком спектре ($r_F / A = 0.01$) зависимость коэффициента подавления V от параметра $\Omega_x S / 2\pi$ отличается от соответствующей зависимости, полученной в линейном приближении, меньше, чем в случае более узкого спектра ($r_F / A = 0.05$). Это обстоятельство еще раз подтверждает тот факт, что уравнение (1.1.1) является существенно нелинейным.

Рассмотрим теперь, как зависит остаточная ошибка компенсации η^2 от среднеквадратичного отклонения σ_F фазовых флуктуаций на входе системы. Так как в линейном приближении (см. параграф 1.3) качество компенсации не зависит от

амплитуды фазовых искажений на входе в систему, то следовало бы ожидать, что результаты численного моделирования и линейного анализа будут совпадать только при малых возмущениях ($\sigma_F \ll 1$). Однако, как видно из зависимости остаточной ошибки компенсации η^2 от σ_F (рис.1.5.4), линейное приближение справедливо и при $\sigma_F \leq 1$. Так даже при относительно большом коэффициенте обратной связи $K_0 = 5$ остаточная ошибка начинает возрастать только при $\sigma_F > 1$. Этот рост тем быстрее, чем больше коэффициент обратной связи.

§1.6 Экспериментальная установка

Для экспериментального исследования нелинейной адаптивной системы со сдвиговым интерферометром с цепи оптической обратной связи была собрана экспериментальная установка, представленная на рис.1.6.1. Источником когерентного монохроматического света являлся He-Ne-лазер (1). Мощность излучения лазера была недостаточной для управления ЖК-модулятором с круговой апертурой $A = 20$ мм. Поэтому лазерный пучок с помощью анаморфотной телескопической системы (2) расширялся только в одном направлении до апертуры 20×2 мм, что позволило получить интенсивность достаточную для управления ЖК-ПВМС. Таким образом уменьшалась неоднородность профиля интенсивности в одном направлении. Фазовые искажения создавались расположенной на входе системы стеклянной пластиной (3), содержащей одномерные фазовые неоднородности. Поэтому в системе, фактически, был реализован одномерный случай. Изображение поверхности фазовой пластины переносилось линзами (4) и (5) на поверхность ЖК-ПВМС (6). В установке был использован ЖК-ПВМС производства ЦНИИ «Комета» со слоем арсенида галлия в качестве фотопроводника и нематическим жидким кристаллом. ЖК-ПВМС работал в режиме чисто фазовой модуляции, реализуемом, когда директор молекул ЖК ориентирован параллельно поляризации падающего излучения [14]. После отражения от внутреннего зеркала модулятора пучок, приобретший добавочную фазовую модуляцию в результате прохождения через ЖК-слой, направлялся в контур обратной связи. Для этой цели ЖК-ПВМС был немного наклонен, что позволяло, разместив в фокальной плоскости линзы (5) призму (6), выделить отраженный от модулятора пучок. Поверхность сдвигового интерферометра (9) была сопряжена с поверхностью

модулятора с помощью конфокально расположенных линз (5) и (8). Угол падения пучка на интерферометр α_0 был равен 45° . В системе использовался интерферометр, представляющий собой стеклянную клинообразную пластину, имеющую толщину $h = 4.5$ мм, на грани которой было нанесено частично отражающее покрытие, подобранное таким образом, что контраст интерференционной картины был близок к единице. Угол между гранями интерферометра был равен $\beta = 3 \cdot 10^{-4}$ радиана. Величина поперечного сдвига пучков была равна $S = 0.4$ мм. На выходе интерферометра присутствовали пучки, испытавшие многократные отражения, нежелательные для системы с оптической обратной связью. Эти пучки устранялись с помощью экрана (на схеме не показан), помещенного в фокальной плоскости линзы (10). Изображение с поверхности интерферометра переносилось с помощью линз (10) и (11) на голографический фильтр (12), представляющий собой фотопластинку, на которую была записана интерферограмма в отсутствие внешнего фазового возмущения. Таким образом коэффициент пропускания фотопластинки был промодулирован с пространственной частотой равной 35 линий/мм. Голографический фильтр был закреплен на микрометрической подвижке, что позволяло перемещать его в поперечном направлении с достаточной точностью, и тем самым выбирать рабочую точку Δ_0 (см. параграф 1.2). Стекловолоконный жгут (12) переносил изображение с поверхности голографического фильтра (11) на фотопроводящий слой ЖК-ПВМС, одновременно компенсируя поворот изображения на 180° , характерный для «4f»-системы.

Для контроля работы системы использовался пучок, испытавший двукратное отражение в интерферометре. Для этой цели поворотной призмой (13) он направлялся в измерительное плечо, в котором фазовые искажения визуализировались с помощью второй клинообразной пластинки (15). С поверхности этой пластинки изображение интерферограммы с помощью линзы (16) переносилась на CCD-камеру (17), соединенную с персональным компьютером посредством платы ввода изображения.

§1.7 Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

В эксперименте голографический фильтр был смещен в поперечном направлении на четверть полосы. Это соответствовало выбору оптимальной рабочей

точки $\Delta_0 = -\pi/2$, при которой коэффициент обратной связи K_0 имел максимальное положительное значение.

Для создания фазовых искажений на входе в систему располагалась стеклянная пластинка с одномерными фазовыми неоднородностями ориентированными перпендикулярно направлению, в котором был расширен лазерный пучок, и направлению сдвига пучков в интерферометре. Следует отметить, что сильная модуляция интенсивности пучка в направлении оси OY вызывала модуляцию фазы. Однако эта модуляция не визуализировалась сдвиговым интерферометром, и поэтому она не оказывала влияние на работу системы и не могла привести к потере устойчивости. Качество компенсации в этом случае характеризуется изменением фазового профиля вдоль оси OX .

На рис.1.7.1 представлен пример адаптивной компенсации. Фазовые искажения были визуализированы с помощью дополнительного сдвигового интерферометра (15), помещенного в измерительное плечо (см. рис.1.6.1). Характерная ширина фазовой неоднородности составляла 0.5 мм. Из рис.1.7.1 видно, что при замыкании обратной связи кривизна полос интерферограммы уменьшилась, что свидетельствует о компенсации фазовых неоднородностей.

Для определения распределения фазы и количественной оценки качества компенсации фазовый профиль восстанавливался по сдвиговой интерферограмме. Из рис.1.7.2 видно, что амплитуда фазовых искажений при адаптивной компенсации уменьшилась приблизительно в 4 раза. Остаточная относительная ошибка компенсации для представленного случая составляла $\eta^2 = 0.1$. На рис. 1.7.2 также изображен рассчитанный фазовый профиль, полученный при численном решении уравнения (1.1.1). В расчетах использовался профиль входной неоднородности, измеренный экспериментально. При численном моделировании были использованы следующие значения параметров системы: $l_{dif} / A = 0.002$, $S / A = 0.02$, $K_0 = 2.5$. Как видно из рис.1.7.2, теоретическая и экспериментальная кривые качественно согласуются.

Коэффициент обратной связи K_0 зависит от средней интенсивности в пучке (см. 1.3.4). На рис.1.7.3 представлена экспериментально измеренная зависимость

остаточной ошибки компенсации η^2 от нормированной интенсивности входного пучка. Как видно из представленного графика, при увеличении интенсивности качество компенсации сначала улучшается, что можно объяснить возрастанием значения коэффициента обратной связи K_0 . Ухудшение качества компенсации при высоких интенсивностях можно объяснить насыщением ЖК-ПВМС. Из экспериментальной кривой также видно, что при оптимальной интенсивности пучка остаточная ошибка компенсации η^2 составляла 0.07. На этом рисунке также представлена также аналогичная зависимость, полученная при численном моделировании. При расчетах фазовых искажений использовался профиль фазы, измеренный экспериментально. Для учета насыщения ЖК-ПВМС была использована характеристика транспаранта в приближении $G(I) = G_0 \text{th}(I + C)$.

Результаты

Показано, что организация оптической обратной связи на основе сдвигового интерферометре и голографического фильтра позволяет корректировать мелкомасштабные фазовые искажения при отсутствии модуляции интенсивности во входном пучке.

Клинообразный сдвиговый интерферометр с голографическим фильтром обладает преимуществами по сравнению с плоскопараллельным интерферометром. К ним можно отнести простоту выбора рабочей точки интерферометра Δ_0 и возможность фильтрации нежелательных пучков, испытавших многократное отражение между гранями.

Различные пространственные частоты фазовых искажений компенсируются неодинаково. Качество коррекции зависит от соотношения величины поперечного сдвига пучков в интерферометре S и характерного размера фазовых искажений.

Компенсация фазовых искажений возможна только в том случае, когда в их спектре содержатся пространственные частоты в направлении поперечного сдвига S .

Показано, что результаты линейного анализа и численного моделирования согласуются с экспериментом.

Исследование влияния крупномасштабных фазовых искажений показало, что они понижают качество работы системы вследствие изменения рабочей точки интерферометра Δ_0 и могут привести к потере устойчивости.

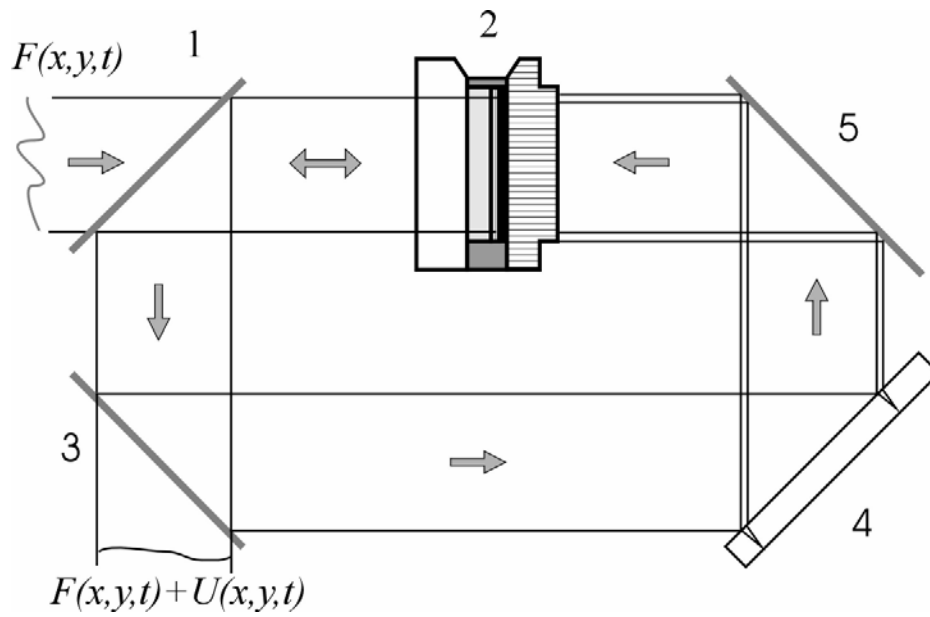


Рис. 1.1.1. Обобщенная схема адаптивной системы со сдвиговым интерферометром в цепи оптической обратной связи: 1, 3, 5 – зеркала; 2 – ЖК-ПВМС; 4 – сдвиговой интерферометр.

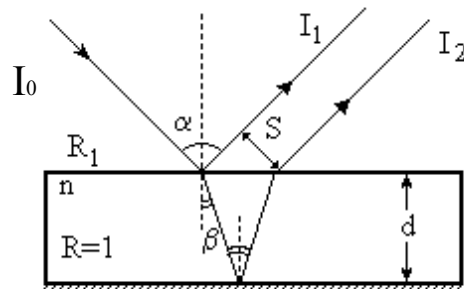


Рис. 1.1.2. Плоскопараллельный сдвиговой интерферометр

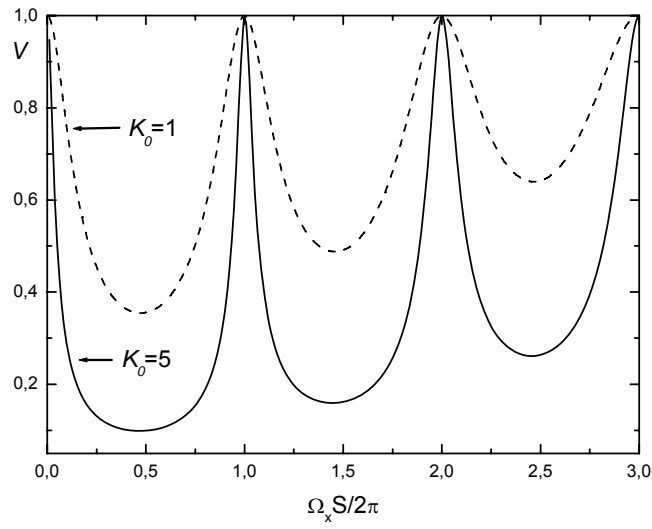
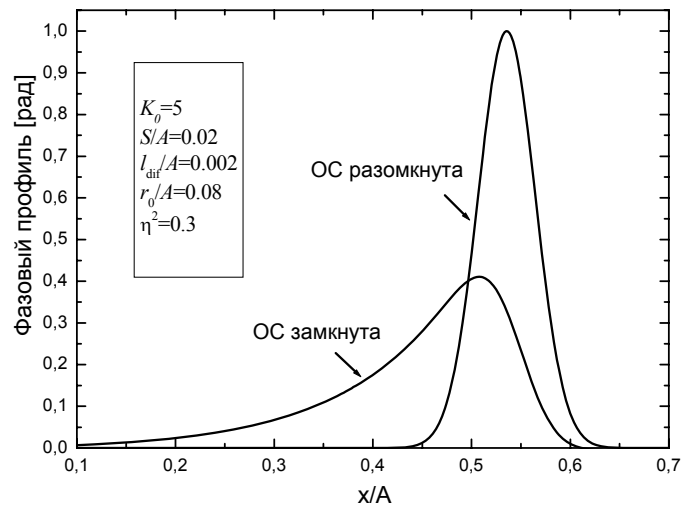
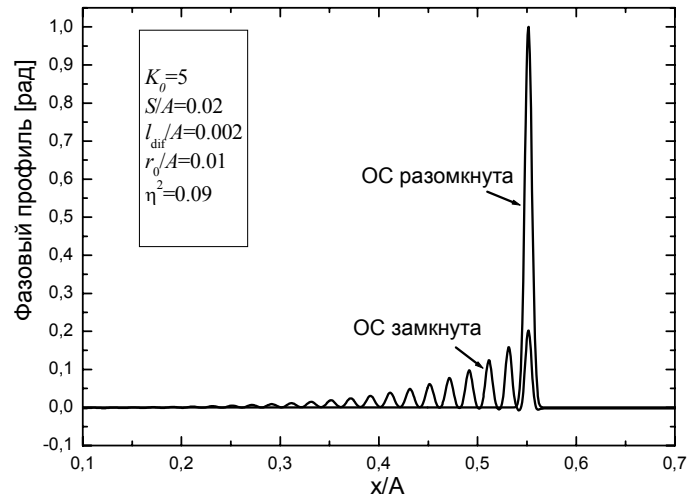


Рис.1.3.1. Зависимость коэффициента подавления гармонических фазовых искажений V от параметра $\Omega_x S / 2\pi$, полученная в линейном приближении при $K_0 = 5$ (сплошная линия), $K_0 = 1$ (пунктир), $l_{dif} / S = 0.1$.



а



б

Рис.1.5.1 Адаптивная компенсация фазовой неоднородности гауссовой формы с характерной шириной большей (а) и меньшей (б) величины сдвига. Обратная связь разомкнута - сплошная линия; замкнута – прерывистая линия.

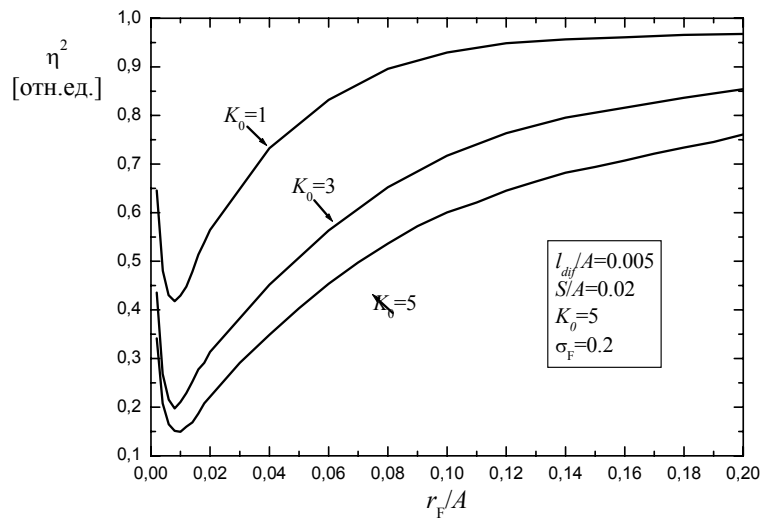
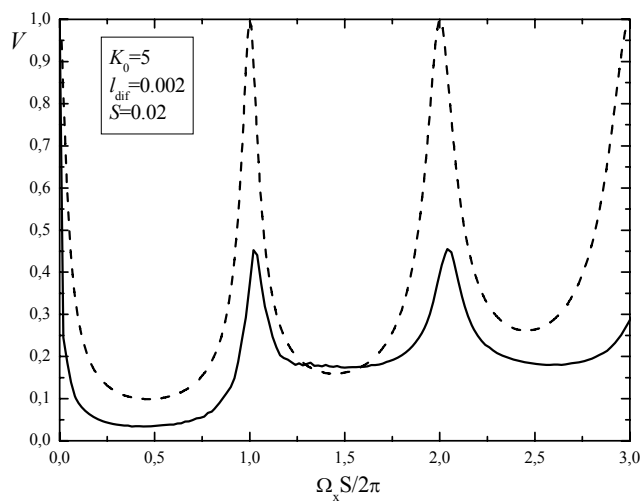
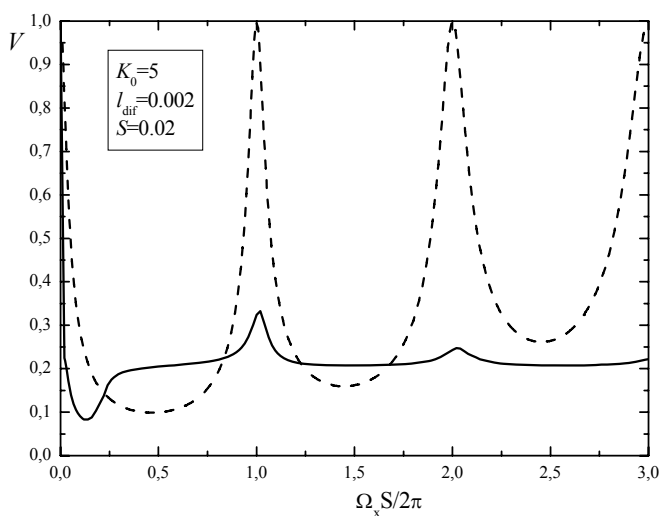


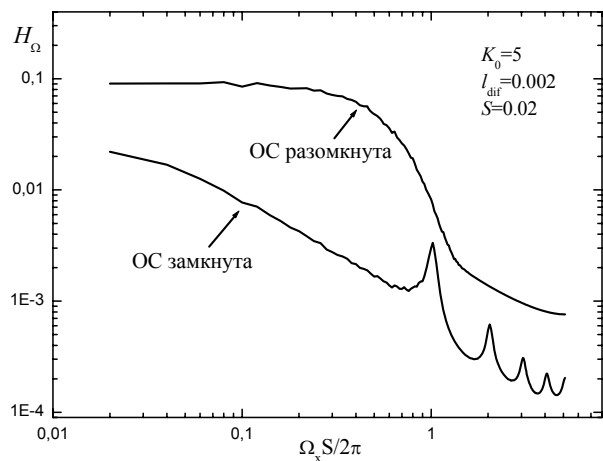
Рис.1.5.2 Зависимость относительной остаточной ошибки компенсации η^2 от корреляционного радиуса случайных фазовых искажений нормированного на апертуру системы r_F / A . Среднеквадратичное отклонение фазовых искажений на входе в систему составляло $\sigma_F = 0.2$. Каждая точка кривой получена усреднением ошибки η^2 по ансамблю из трехсот случайных реализаций фазовых возмущений.



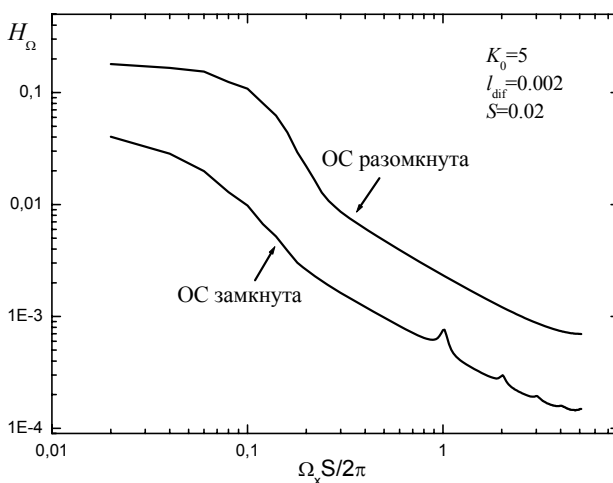
а



б



в



г

Рис. 1.5.3 Коэффициент подавления пространственных гармоник V (а, б), а также соответствующие пространственные спектры H_Ω фазовых искажений при разомкнутой и замкнутой обратной связи (в, г) в случае $r_F / A = 0.01$ (а, в) и $r_F / A = 0.05$ (б, г). Среднеквадратичное отклонение фазовых флуктуаций на входе системы составляло $\sigma_F = 0.25$. Пунктирная кривая соответствует линейному приближению.

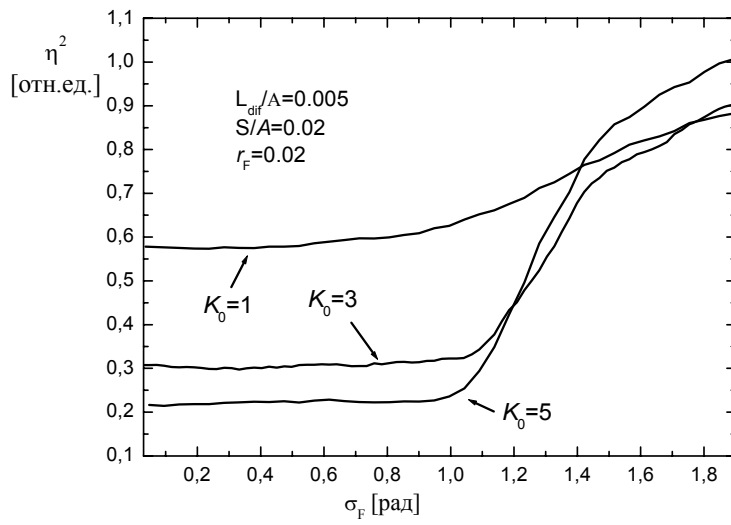
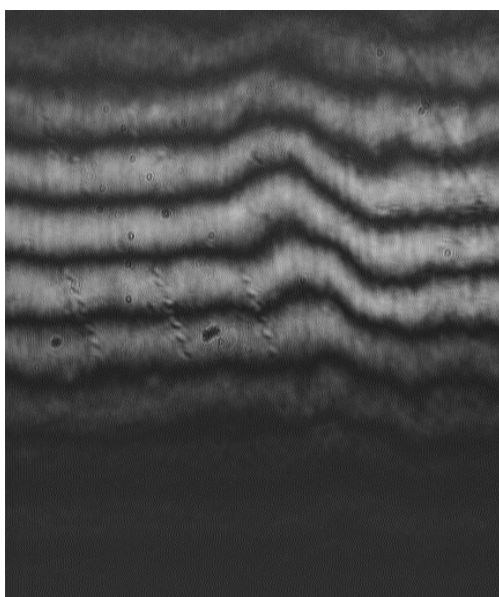
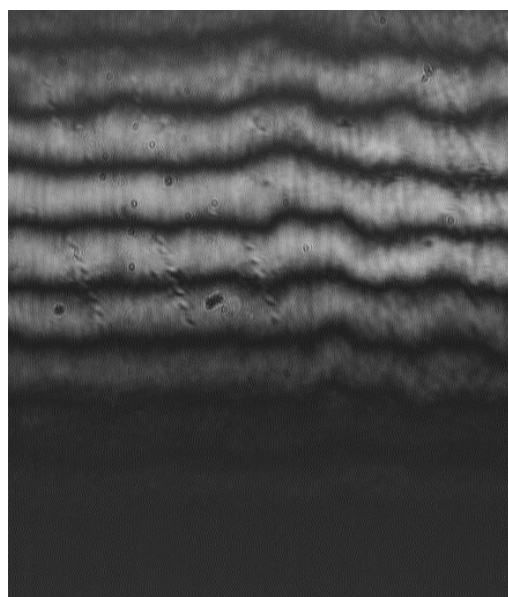


Рис.1.5.4 Зависимость остаточной относительной ошибки компенсации η^2 от среднеквадратичного отклонения σ_F фазовых флуктуаций на входе системы.



а



б

Рис.1.7.1 Адаптивная компенсация фазовых искажений: визуализированные с помощью сдвигового интерферометра фазовые неоднородности при разомкнутой (а) и замкнутой (б) обратной связи.

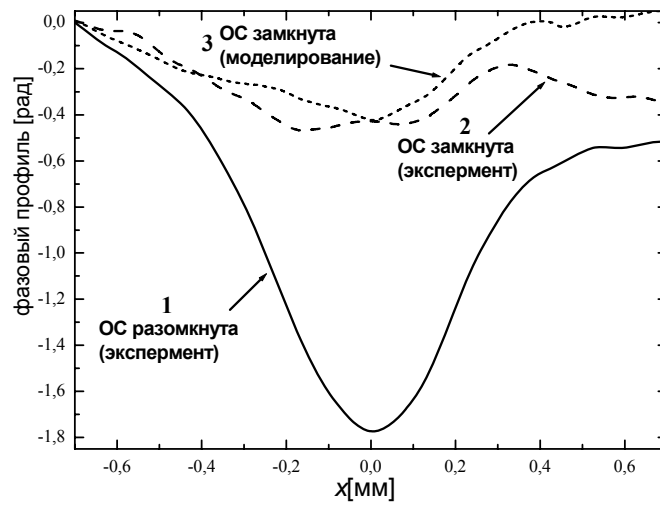


Рис.1.7.2 Экспериментально измеренный профиль фазовых искажений при разомкнутой (кривая 1) и замкнутой (кривая 2) обратной связи, а также рассчитанный фазовый профиль (кривая 3).

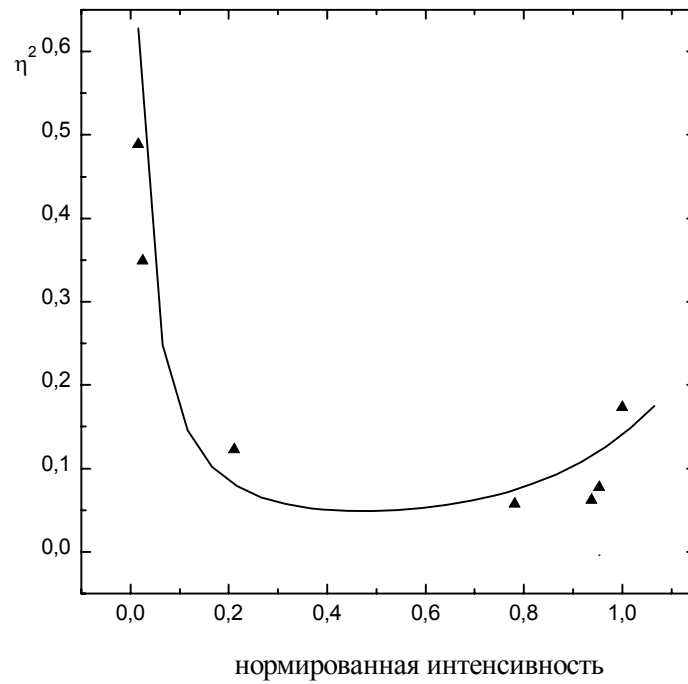


Рис.1.7.3 Зависимость относительной остаточной ошибки компенсации η^2 от относительной интенсивности в цепи обратной связи: сплошная линия – численное моделирование; треугольники - эксперимент.