

ПРОДОЛЬНАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов

Рассматривается пространственная когерентность оптического поля в направлении его распространения в зависимости от параметров его частотного и углового спектров. Получены выражения для функции и длины продольной когерентности в зависимости от ширины частотного и углового спектров. Обсуждается конкурирующее влияние углового и частотного спектров поля на его продольную когерентность. Выполнены эксперименты с использованием интерферометра Майкельсона продольного сдвига, подтверждающие теоретические результаты.

Ключевые слова: оптическая когерентность, длина когерентности, функция когерентности, интерференция, интерферометр Майкельсона.

Введение

Временные корреляции случайных волновых полей в оптике описываются в терминах давно сложившихся понятий когерентности колебаний, возбуждаемых волной в различных точках пространства [1–6]. Соответствующие корреляционные функции поля в оптике называют функциями когерентности. Корреляционные свойства случайных волновых полей наиболее ярко проявляются при их распространении, интерференции, дифракции и в поляризационных эффектах.

Когерентность стационарного оптического поля, случайного по своей природе, определяется и частотным, и угловым спектрами поля [1–6]. В общем случае для описания когерентных свойств бегущего оптического поля рассматривается пространственно-временная функция когерентности поля [2, 4, 5]. Однако наиболее часто рассматриваются отдельно пространственная поперечная и временная когерентность, что во многом обусловлено соответствующими интерференционными экспериментами, в которых наблюдаются проявления этих типов когерентности [1, 2, 6]. В продольном направлении – в направлении распространения поля, как это принято считать, когерентные свойства поля определяются его частотным спектром. Функция продольной пространственной когерентности $\Gamma(\Delta z)$ отождествляется с функцией временной когерентности $\Gamma(\Delta t = \Delta z/c)$ и полагается, что длина продольной когерентности L_c равна длине временной когерентности l_c , которая обратно пропорциональна ширине $\Delta\omega$ частотного спектра; $l_c \approx 2\pi c/\Delta\omega$, где c – скорость света. Это справедливо для направленного пучка света – для поля с относительно широким частотным спектром $G(\omega)$ и достаточно узким угловым спектром $I(\alpha)$.

В [7–16] показано, что когерентность оптического поля в продольном направлении может определяться преимущественно угловым спектром поля. Для длины когерентности в этом случае используется [7–10, 17] оценка $L_c \approx 2\lambda_0/\theta^2$, где θ – ширина углового спектра, λ_0 – средняя длина волны. В [11–14] с помощью интерферометра Майкельсона показано, при каких условиях в интерференционном сигнале можно наблюдать преимущественное влияние на продольную когерентность или частотного, или углового спектров оптического поля.

Очевидно, волновое поле может иметь такую ширину частотного и такую ширину углового спектров, когда продольная когерентность поля и, соответственно, функция продольной когерентности $\Gamma(\Delta z)$ в сравнимой степени зависят от параметров этих спектров. Длина продольной когерентности L_c в этом случае должна определяться одновременно и шириной частотного и шириной углового спектров оптического поля, $L_c(\Delta\omega, \theta)$. Такая зависимость продольной когерентности в форме или явного выражения для функции продольной когерентности $\Gamma(\Delta z; \Delta\omega, \theta)$, или длины когерентности $L_c(\Delta\omega, \theta)$, насколько нам известно, не обсуждается в специальной литературе, несмотря на, казалось бы, всестороннее теоретическое описание когерентных свойств оптических полей [1–6]. Причина этой неполноты в исследовании оптической когерентности кроется, как мы полагаем, в методологически ошибочном отождествлении представлений о продольной и временной когерентности оптического поля и, что самое главное, в отсутствии соответствующих экспериментов по наблюдению эффектов продольной когерентности.

В настоящей работе получены выражения для функции продольной когерентности $\Gamma(\Delta z; \Delta\omega, \theta)$ и для длины продольной когерентности $L_c(\Delta\omega, \theta)$ в зависимости и от ширины $\Delta\omega$ частотного, и от ширины θ углового спектров оптического поля. Эти выражения позволяют определять продольную когерентность поля в условиях, когда продольная когерентность в сравнимой степени зависит от ширины частотного $G(\omega)$ и углового $I(\alpha)$ спектров оптического поля. Полученная теоретическая зависимость $L_c(\Delta\omega, \theta)$ проверена экспериментально с использованием сканирующего интерферометра Майкельсона продольного сдвига с широкополосным протяженным источником света.

1. Функция продольной когерентности

Оптическое поле в свободном пространстве в большинстве случаев можно отнести к классу статистически квазигоднородных случайных полей [5] с достаточно медленно меняющимися в пространстве статистическими параметрами в сравнении с их корреляционной длиной и с достаточно медленным изменением самой корреляционной длины. Для таких полей возможно использование теоремы Винера–Хинчина для определения корреляционной функции [5]. Поэтому для функции одновременной ($\Delta t = 0$) продольной когерентности оптического поля можно записать:

$$\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} W(k_z) \exp(ik_z \Delta z) dk_z, \quad (1)$$

где $\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0) = \langle E(z, t) E^*(z - \Delta z, t) \rangle$, $E(z, t)$ – возмущение, создаваемое полем на продольной оси z (рис. 1), а угловые скобки означают усреднение во времени; Δt – взаимная задержка возмущений; k_z – пространственная частота оптического

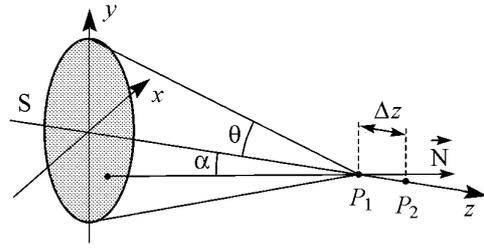


Рис. 1. К определению функции продольной когерентности $\Gamma(P_1, P_2, \Delta t = 0) = \Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$ оптического поля протяженного некогерентного источника S

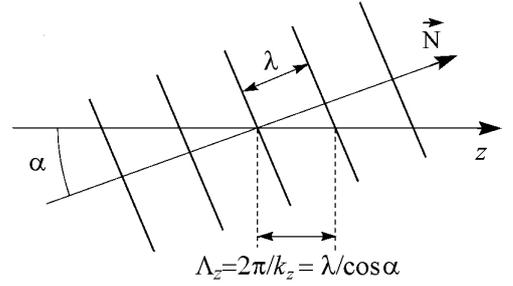


Рис. 2. Пространственный период Λ_z и пространственная частота $k_z = 2\pi/\Lambda_z$ вдоль продольной оси z некоторой угловой компоненты оптического поля

поля в продольном направлении z (рис. 2); $W(k_z)$ – спектр пространственных компонент волнового поля.

Пространственная частота k_z зависит и от частоты ω (от длины волны λ), и от угла α распространения плоской волны углового спектра поля относительно оси z

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\alpha) = \frac{\omega}{c} \cos(\alpha). \quad (2)$$

Предположим, что спектральная функция поля $W(k_z) = W(\alpha, \omega) = W_0 = \text{const}$ на всем диапазоне пространственных частот $\Delta k_z = k_{z \max} - k_{z \min}$, где

$$k_{z \max} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega/2}{c} \cos(\alpha = 0), \quad k_{z \min} = \frac{\omega_0 - \Delta\omega/2}{c} \cos(\alpha = \theta), \quad (3)$$

ω_0 – центральная частота колебаний. Тогда из (1) непосредственно следует выражение для продольной длины когерентности

$$L_c \approx \frac{2\pi}{\Delta k_z}. \quad (4)$$

Соотношение (4) также следует и из явного выражения для $\Gamma(\Delta z)$, которое можно получить с использованием (1) для равномерного спектра

$$\Gamma(\Delta z) = (W_0 \Delta k_z) \frac{\sin(\Delta k_z \Delta z / 2)}{\Delta k_z \Delta z / 2} \exp(ik_{z0} \Delta z), \quad (5)$$

где k_{z0} – средняя пространственная частота,

$$k_{z0} = \frac{(k_{z \max} + k_{z \min})}{2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{1}{2} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (6)$$

$$\Delta k_z = k_{z \max} - k_{z \min} = 2\pi \left[\frac{2 \sin^2 \theta / 2}{\lambda_0} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (7)$$

В (6) и (7) λ_0 и $\Delta\lambda$ – центральная длина волны и диапазон длин волн поля.

Длину когерентности L_c можно определить как расстояние Δz , на котором модуль $\Gamma(\Delta z)$ принимает первое нулевое значение

$$\frac{1}{L_c} \approx \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\omega_0}{c} 2 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + \frac{\Delta\omega}{c} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] = \frac{2 \sin^2(\theta/2)}{\lambda_0} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \cos^2(\theta/2). \quad (8)$$

Влияние множителя $\cos^2(\theta/2)$ во втором слагаемом (8) становится заметным только при очень широком частотном спектре, когда $\Delta\omega \approx \omega_0$. В остальных случаях при малых θ можно считать $\cos^2(\theta/2) \approx 1$, а при средних и больших углах θ имеет место преобладающее влияние первого слагаемого в (8). Поэтому множитель $\cos^2(\theta/2)$ в (8) можно опустить и это уравнение записать в более наглядном и запоминающемся виде

$$\frac{1}{L_c} \approx \frac{1}{\rho_{||}} + \frac{1}{l_c}, \quad (9)$$

где $l_c \approx \lambda_0^2/\Delta\lambda$ – длина временной когерентности;

$$\rho_{||} = \frac{\lambda_0}{2 \sin^2(\theta/2)} \quad (10)$$

– длина когерентности, определяемая шириной углового спектра поля при достаточно узком частотном спектре.

Если $l_c \gg \rho_{||}$, то, как следует из (9), $L_c \approx \rho_{||}$ – длина когерентности определяется преимущественно угловым спектром поля. И наоборот, если $l_c \ll \rho_{||}$, то L_c определяется преимущественно частотным спектром поля, $L_c \approx l_c$. В диапазоне сравнимых величин l_c и $\rho_{||}$ длина когерентности L_c определяется и угловым, и частотным спектрами поля и существенно отличается от l_c и $\rho_{||}$ – при $l_c \approx \rho_{||}$ величина $L_c \approx l_c/2$.

На рис. 3 представлены полученные с помощью (9) и (10) зависимости

$L_c(z)$ и $\rho_{||}(z)$ (z – расстояние от источника) при использовании соотношения $\theta(z) = \arctg(D/2z)$, где D – диаметр источника. Отметим, для l_c и, соответственно, для $L_c(z)$ мы не учитываем эффект дифракционного изменения ширины частотного спектра – эффект Вольфа [18, 19]. Графики показывают заметное отличие L_c от l_c и $\rho_{||}$ в области сравнимых значений l_c и $\rho_{||}$. Эти различия должны заметным образом проявляться в интерференционном эксперименте.

График $L_c(z)$ показывает эволюцию длины когерентности поля в процессе его распространения от источника. Ширина углового спектра поля θ протяженного пространственно некогерентного источника света (например, теплового) изменяется в широких пределах в пространстве распространения этого поля от источника до дальней области дифракции. Около источника поле имеет предельно широкий угловой спектр $\theta \approx \pi/2$. В этом случае, согласно (9) и (10), $L_c \approx \lambda_0/2$, что вполне согласуется с физическими представлениями, поскольку это значение совпадает с периодом стоячей волны, образующейся при сложении встречных волн, которые имеют место при таком широком угловом спектре поля. При удалении от источника ширина углового спектра уменьшается и становится пренебрежимо малой в дальней области дифракции. При относительно узком частотном спектре $G(\omega)$ можно считать, что в пространстве вблизи источника длина продольной когерентности поля определяется шириной углового спектра, который оказывает преимущественное влияние на

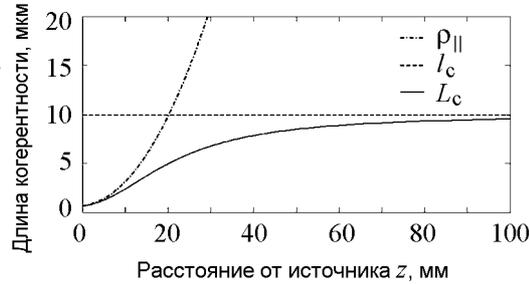


Рис. 3. Длина продольной когерентности L_c в зависимости от расстояния z от некогерентного источника диаметром $D = 15$ мм при постоянной ширине $\Delta\lambda = 0.04$ мкм частотного спектра поля и $\lambda_0 = 0.63$ мкм

продольную когерентность, $\rho_{\parallel} \ll l_c$ и поэтому $L_c \approx \rho_{\parallel}$. Вдали от источника, вследствие уменьшения ширины углового спектра θ , там, где ρ_{\parallel} становится существенно больше l_c , $\rho_{\parallel} \gg l_c$ или, что эквивалентно, $\theta \ll \sqrt{2\Delta\lambda/\lambda_0}$, длина продольной когерентности определяется уже шириной частотного спектра $L_c \approx l_c$, влияние которого в дальней области дифракции становится доминирующим. В некоторой промежуточной области пространства имеет место переходный процесс, в котором проявляется приблизительно равное влияние и углового, и частотного спектров поля на его продольную длину когерентности L_c . Равное и совместное влияние спектров можно расценивать как удвоенное влияние. Следовательно, длина продольной когерентности L_c в этой области примерно в два раза меньше длины временной когерентности l_c и длины когерентности ρ_{\parallel} , $L_c \approx l_c/2 \approx \rho_{\parallel}/2$.

С продольной когерентностью поля и, соответственно, с длиной продольной когерентности связано представление о волновом цуге и его длине [1, 2]. На рис. 4 схематически представлено изменение длины волнового цуга в процессе его распространения от источника в дальнюю область дифракции. Вблизи источника, где $\rho_{\parallel} \ll l_c$, волновой цуг имеет длину ρ_{\parallel} , определяемую шириной углового спектра θ . В этой области волновой цуг в процессе своего распространения постоянно испытывает амплитудно-фазовые декорреляционные изменения, обусловленные влиянием некоррелированных различных угловых компонент поля. Фактически, волновой цуг в процессе распространения не сохраняется. Длина когерентности ρ_{\parallel} в этом случае определяет длину коррелированного пробега волнового возмущения.

В пространстве, где $\rho_{\parallel} \gg l_c$, волновой цуг имеет длину l_c и в процессе распространения претерпевает медленные амплитудно-фазовые декорреляционные изменения. Длина такого коррелированного пробега цуга равна длине когерентности ρ_{\parallel} , определяемой шириной углового спектра поля в этом пространстве. В дальней области пространства, где $\theta \approx 0$, волновой цуг распространяется без декорреляционных изменений.

Для определения декорреляции волнового цуга в процессе его распространения необходимо использовать специальную функцию продольной пространственно-временной когерентности $\Gamma(z, \Delta z, \Delta t = \Delta z/c)$, определяющую корреляцию возмущений в двух точках пространства вдоль направления распространения возмущения при взаимной временной задержке возмущений Δt , равной времени распространения возмущения из одной точки в другую. Эта функция в [14, 15] названа функцией продольной чисто пространственной когерентности, поскольку она определяется только угловым спектром волнового поля.

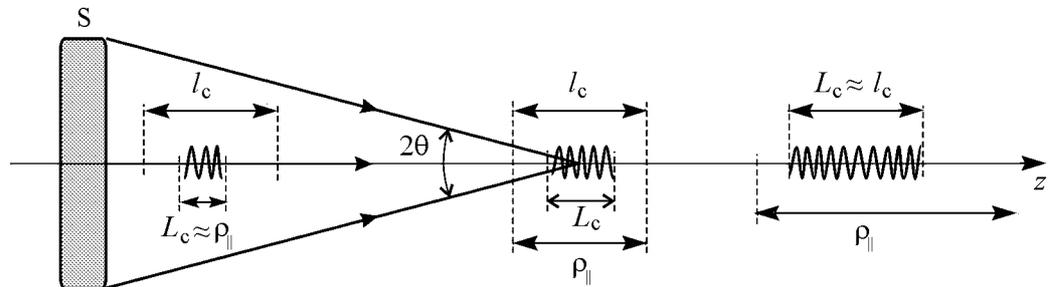


Рис. 4. Изменение длины волнового цуга в процессе его распространения в поле излучения пространственно некогерентного источника

2. Интерференционный эксперимент

Проявление продольной когерентности можно наблюдать с помощью интерферометра Майкельсона (рис. 5). При продольном смещении зеркала M2 на величину Δz_M на выходе интерферометра на его оптической оси возникает взаимный продольный сдвиг $\Delta z = 2\Delta z_M$ интерферирующих полей. При этом, как установлено в [20], между этими полями отсутствует временная задержка, $\Delta t = 0$, которая рассматривается в функции пространственно-временной когерентности $\Gamma(\Delta z, \Delta t)$, где Δt никак не связано с Δz , $\Delta t \neq \Delta z/c$. Поэтому в сигнале фотодетектора u_P , установленном на оптической оси интерферометра, проявляется функция продольной одновременной когерентности $\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$: $u_P \sim \text{Re}\{\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)\} = |\Gamma(\Delta z)| \cos(4\pi\Delta z/\lambda_0)$. При непрерывном сканировании зеркала M2 в сигнале фотодетектора u_P формируется интерференционный импульс продольной когерентности, огибающая которого определяется $|\Gamma(\Delta z)|$. Ширина импульса в шкале разности хода волн $\Delta = 2\Delta z_M = \Delta z$ определяется длиной когерентности L_c .

В эксперименте в качестве первичного источника света S использовался полупроводниковый лазер ($\lambda_0 = 0.653$ мкм) с возможностью регулировки тока накачки и, соответственно, ширины частотного спектра, что позволяло изменять длину временной когерентности в пределах $l_{c \min} = 146$ мкм, $l_{c \max} = 5 \cdot 10^3$ мкм. В качестве источника оптического поля с широким угловым спектром, поступающего в интерферометр, использовался рассеиватель G, диаметр освещенной области на котором можно регулировать с помощью ирисовой диафрагмы D. Центр диафрагмы располагался строго на оптической оси интерферометра.

Таким образом, ширина углового спектра оптического поля, поступающего в интерферометр, могла быть изменена путем изменения диаметра диафрагмы D при фиксированном положении фотоприемника PD на выходе интерферометра или пу-

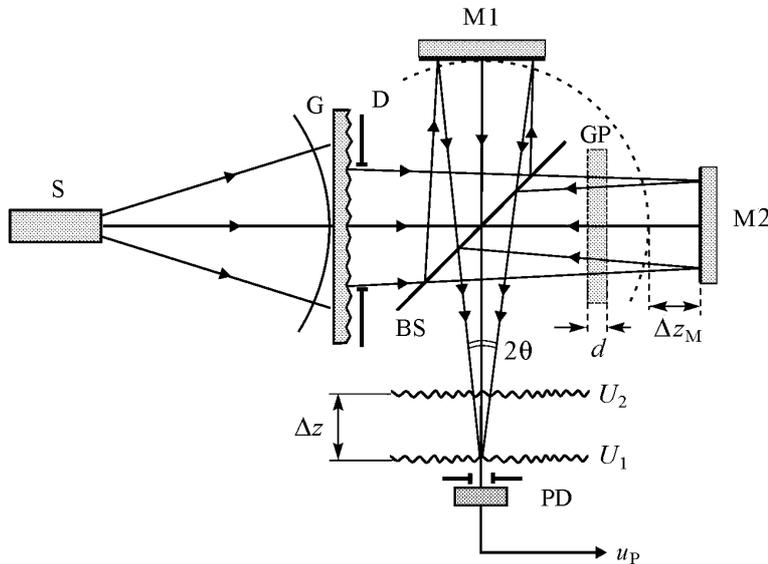


Рис. 5. Оптическая схема интерферометра Майкельсона для наблюдения эффектов продольной когерентности оптического поля: S – источник света; G – рассеиватель (матовое стекло); D – апертурная диафрагма; BS – светоделитель; M1 и M2 – плоские зеркала; GP – плоскопараллельная стеклянная пластина с оптической толщиной nd ; U_1 и U_2 – идентичные волновые поля, отраженные зеркалами M1 и M2, соответственно; PD – фотодетектор; u_P – сигнал фотодетектора

тем перемещения фотоприемника вдоль оптической оси при фиксированном диаметре диафрагмы на входе интерферометра. Ширина частотного спектра поступающего в интерферометр оптического поля определялась частотным спектром источника, освещающего рассеиватель. Показанная на рис. 5 плоскопараллельная пластина GP с оптической толщиной nd в одном из плеч интерферометра использовалась для наблюдения эффектов продольной чисто пространственной когерентности (см. ниже).

На рис. 6 представлены переменные составляющие сигналов $\tilde{u}_P(2\Delta z_M)$, полученные в режиме непрерывного сканирования зеркала M2 интерферометра при различной ширине θ углового спектра интерферирующих полей. Длина продольной когерентности L_c определялась как полуширина интерференционного импульса на половине его высоты. Экспериментальные значения L_c сопоставлялись с теоретическими значениями, рассчитанными с использованием уравнений (9). Ширина углового спектра поля в плоскости регистрации сигнала определялась с помощью камеры-обскуры. Разность хода волн в интерферометре Δ и, соответственно, величина продольного сдвига $\Delta z = \Delta$ определялись по числу интерференционных осцилляций в сигнале с использованием средней длины волны источника света $\lambda_0 = 0.65$ мкм. В сигналах на рис. 6 интерференционные осцилляции графически не разрешаются (сливаются) из-за их высокой частоты.

На рис. 7 представлены экспериментальные значения (кружки) длины когерентности L_c в зависимости от ширины углового спектра θ , которая в экспери-

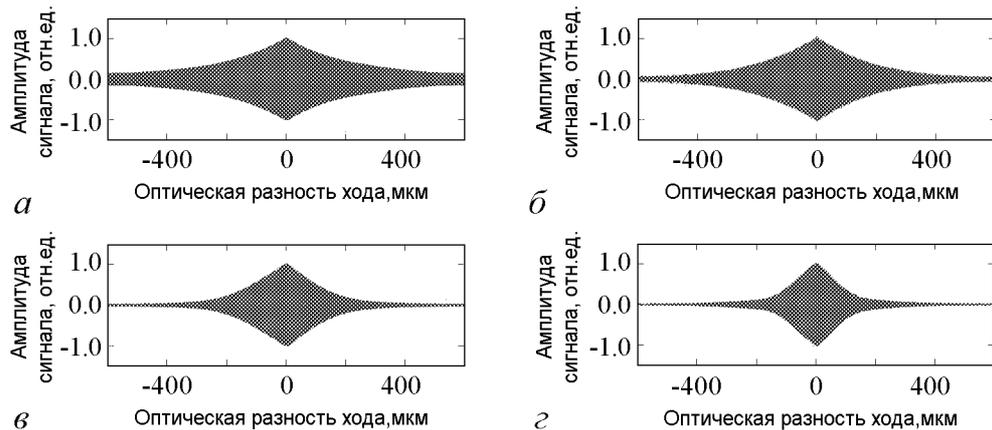


Рис. 6. Нормированные переменные составляющие сигналов интерферометра Майкельсона с протяженным некогерентным источником ($\lambda_0 = 0.65$ мкм, $l_c = 165$ мкм) при различной ширине θ углового спектра интерферирующих световых полей: $\theta = 0.01$ рад (а); $\theta = 0.045$ рад (б); $\theta = 0.063$ рад (в); $\theta = 0.085$ рад (г)

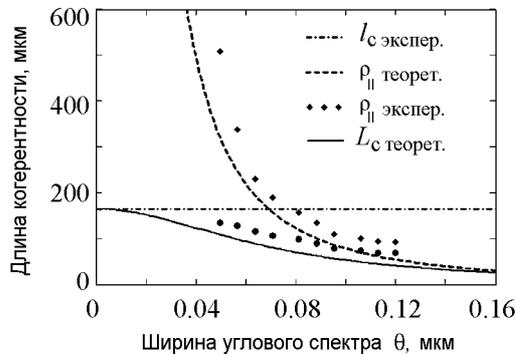


Рис. 7. Длина продольной когерентности в зависимости от ширины углового спектра при увеличении диаметра апертурной диафрагмы (расстояние от источника до фотоприемника $z = 60$ мм)

менте изменялась путем изменения диаметра апертурной диафрагмы. Теоретическая кривая $L_c(\theta)$ (сплошная линия) получена с использованием выражения (9) при $l_c = 165$ мкм (отмечено штрихпунктирной линией). На рис. 7 также представлена теоретическая кривая $0.6\rho_{||}(\theta)$ (пунктирная линия) и экспериментальные значения (ромбы) этой длины когерентности, полученные при минимальной ширине частотного спектра источника и, соответственно, при максимальной длине временной когерентности излучения $l_{c \max} = 5 \cdot 10^3$ мкм.

Экспериментальные результаты, как мы считаем, находятся в хорошем согласии с теоретическими данными. Некоторую завышенность экспериментальных значений по сравнению с теоретическими можно объяснить тем, что угловое распределение интенсивности по вторичному источнику (матовому стеклу) было более близко к гауссову, нежели к равномерному (об этом можно было судить по медленному спадающему интерференционному импульсу – наличию так называемых «крыльев»), в то время как теоретические кривые строились в предположении равномерности и углового, и частотного спектров.

В эксперименте с интерферометром Майкельсона (см. рис. 5) также возможно наблюдение эффектов чисто пространственной продольной когерентности, определяемых функцией когерентности вида $\Gamma(z, \Delta z, \Delta t = \Delta z/c)$. Эти эффекты, как рассматривалось выше, связаны с процессами декорреляции волнового цуга (волнового возмущения) в процессе его распространения. Длина волнового цуга, определяемая длиной временной когерентности l_c , должна быть существенно меньше длины когерентности $\rho_{||}(\theta)$, определяемой шириной углового спектра поля, $l_c \ll \rho_{||}(\theta)$. Для наблюдения эффектов декорреляции волнового цуга необходимо иметь возможность создания в интерферометре взаимного продольного сдвига Δz интерферирующих полей при специальной временной задержке возмущений $\Delta t = \Delta z/c$. При такой временной задержке, как нетрудно показать, оптическая разность хода волн в плечах интерферометра должна быть равна нулю, $\Delta = 0$.

Эти, на первый взгляд противоречивые, условия могут быть созданы в разбалансированном интерферометре [15], в одном из плеч которого располагается нескомпенсированный оптический слой, например, плоскопараллельная стеклянная пластина с оптической толщиной nd (пластина GP на рис. 5). Пластина при двойном прохождении через нее светового поля вносит продольный сдвиг вперед амплитудно-фазовой структуры поля на величину $\Delta z_{GP} \approx 2d(n-1)/n$ и изменяет оптическую разность хода волн на величину $\Delta_{GP} \approx 2d(n-1)$. Эта дополнительная разность хода может быть скомпенсирована соответствующим смещением $\Delta z \approx d(n-1)$ зеркала M2 или зеркала M1. Смещение зеркала сопровождается таким же продольным смещением амплитудно-фазовой структуры поля, отраженного этим зеркалом. В результате на выходе интерферометра имеем нулевую разность хода волн в плечах интерферометра при ненулевом продольном сдвиге интерферирующих полей, $\Delta z \approx \Delta z_{GP} + \Delta_{GP} = 2d(n^2 - 1)/n$. Если изменять толщину нескомпенсированного оптического слоя от 0 до такой величины, при которой $\Delta z > \rho_{||}$, то по значениям коэффициента модуляции интерференционных осцилляций в сигнале интерферометра $\tilde{u}_P(2\Delta z_M)$ можно определить значения функции чисто пространственной когерентности, $\tilde{u}_P(2\Delta z_M) \sim |\Gamma(z, \Delta z, \Delta t = \Delta z/c)| \cos(2\pi 2\Delta z_M/\lambda_0)$.

В наших экспериментах плавное изменение толщины d нескомпенсированного оптического слоя GP (см. рис. 5) в одном плече интерферометра достигалось

использованием специального светоделительного куба BS, одну из призм которого можно плавно смещать вдоль гипотенузной (делительной) грани [14]. На рис. 8 представлены экспериментально зарегистрированные интерференционные импульсы когерентности, наблюдаемые при непрерывном сканировании зеркала M2. Импульсы на рисунке отображены в шкале разности хода $2\Delta z_M$, нулевое значение которой имеет место при нулевой толщине слоя GP, $d = 0$. Каждый импульс записывался при определенной толщине d нескомпенсированного оптического слоя GP. Увеличение толщины слоя сопровождается соответствующим смещением импульса в шкале разности хода Δ и уменьшением амплитуды осцилляций в импульсе, обусловленным снижением взаимной когерентности интерферирующих полей. Величина смещения импульса позволяет определить взаимный продольный сдвиг полей Δz , а максимальная относительная амплитуда осцилляций – значения модуля нормированной продольной чисто пространственной когерентности $|\gamma(\Delta z, \Delta t = \Delta z/c)| = |\Gamma(\Delta z, \Delta t = \Delta z/c)| / \Gamma(\Delta z = 0, \Delta t = 0)$. На рис.9 представлен модуль нормирован-

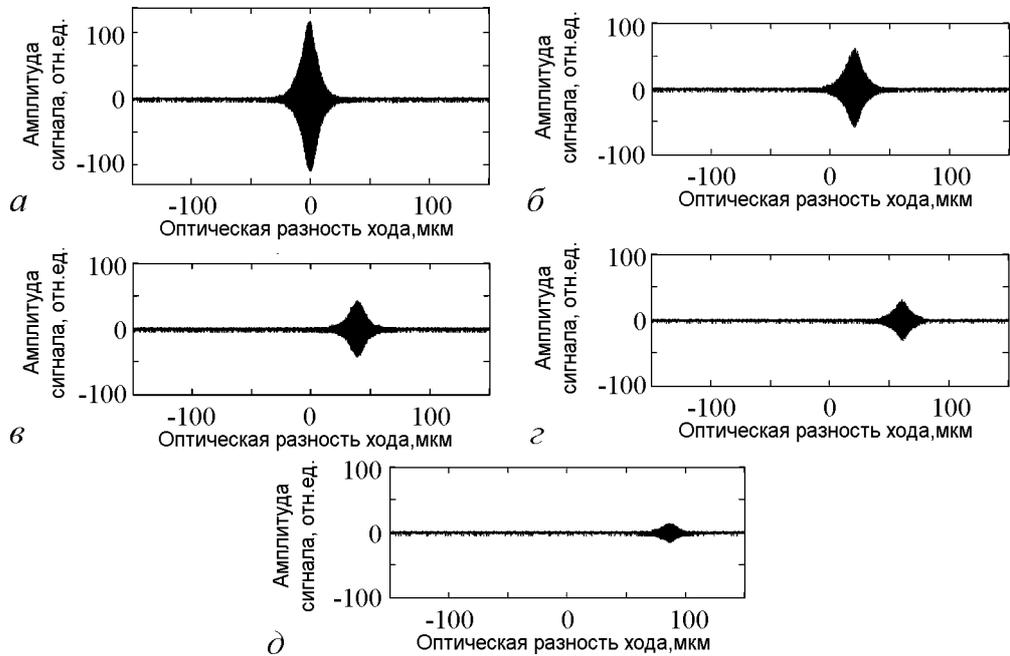


Рис. 8. Экспериментальные осциллограммы интерференционных импульсов продольной когерентности, зарегистрированные на выходе разбалансированного интерферометра в световом поле с широкими угловым и частотным спектрами ($\theta \approx 0.15$ рад, длина временной когерентности $l_{c1} \approx 7$ мкм) при различной толщине d нескомпенсированного слоя с показателем преломления $n \approx 1.5$ в одном из плеч интерферометра: $d \approx 0$ (а); 20 (б); 38 (в); 60 (г); 85 мкм (д)

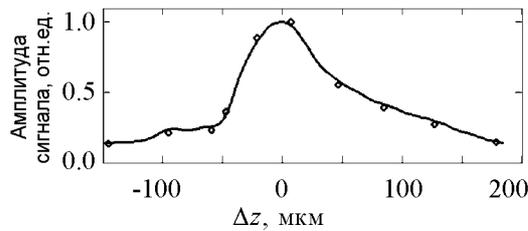


Рис. 9. Экспериментальные значения модуля нормированной продольной чисто пространственной когерентности $|\gamma(\Delta z, \Delta t = \Delta z/c)|$

ной функции когерентности $|\gamma(\Delta z, \Delta t = \Delta z/c)|$, восстановленный по экспериментальным импульсам когерентности (см. рис. 8). Длина продольной когерентности – длина коррелированного пробега волнового цуга $\rho_{||}$, определенная как ширина функции $|\gamma(\Delta z, \Delta t = \Delta z/c)|$, – с хорошей точностью совпадает с теоретически рассчитанным значением $\rho_{||} \approx 2\lambda_0/\theta^2 \approx 58$ мкм.

Заключение

Когерентность оптического поля в продольном направлении в общем случае определяется и частотным, и угловым спектрами поля. В свободном пространстве в поле излучения протяженного некогерентного источника всегда имеется такая область, в которой продольная когерентность и, соответственно, ее длина оказываются существенно зависимыми одновременно и от ширины частотного, и от ширины углового спектров. Эта зависимость в аналитическом виде получена в настоящей работе.

С длиной продольной когерентности связано представление о волновом цуге. Если длина когерентности определяется преимущественно угловым спектром поля, $L_c \approx \rho_{||}$, то с необходимостью приходим к представлению о волновом цуге, непрерывно и стохастически изменяющемся в процессе его распространения. При $L_c \approx l_c$ волновой цуг пробегает без существенных декорреляционных изменений расстояние $\Delta z \approx \rho_{||}$. Это расстояние можно рассматривать как длину коррелированного (свободного) пробега волнового цуга. В дальней области дифракции, где поле имеет узкий угловой спектр, длина коррелированного пробега волнового цуга устремляется в бесконечность. С приближением к поверхности источника длина пробега уменьшается. В области, где $\rho_{||} \approx l_c$, длина цуга оказывается приблизительно в 2 раза меньше l_c или $\rho_{||}$. В этой области цуг претерпевает декорреляционные изменения в процессе своего распространения и длина когерентности определяет длину коррелированного пробега возмущения волнового поля. Еще ближе к источнику длина когерентности преимущественно определяется угловым спектром волнового поля $L_c \approx \rho_{||}$.

Зависимость продольной когерентности и от частотного, и от углового спектров может проявляться в различных экспериментальных условиях, например, в микроскопии высокого разрешения, в том числе в интерференционной микроскопии, где используются объективы с большой числовой апертурой и широкополосный источник света [11, 16, 22–24]. Полная длина когерентности может проявляться и в методе формирования совпадающих изображений (ghost imaging) [25, 26] при использовании частично когерентного излучения.

Результаты настоящей работы, как мы полагаем, имеют и важное методологическое значение, уточняющее соответствующие положения теории когерентности оптических полей и теории проявления когерентности в интерференционном эксперименте.

Авторы благодарны В.И. Цою за плодотворное обсуждение работы и А.Л. Кальянову за помощь в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке гранта 2.1.1/4364 и 2.2.1.1/2950 программы «Развитие научного потенциала высшей школы» и гранта Президента для ведущих научных школ РФ, НШ-208-2008.2.

Библиографический список

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 720 с.
2. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика / Пер. с англ. М.: Наука. Физматлит, 2000. 896 с.
3. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.
4. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
5. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
6. Гудмен Дж. Статистическая оптика / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
7. Zarubin A.M. Three-dimensional generalization of Van Cittert–Zernike theorem to wave and particle scattering // Opt. Commun. 1993. Vol. 100. P. 491.
8. Ryabukho V.P., Klimenko I.S., Golubentseva L.I. Interference of laser speckle fields // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2340. P. 513.
9. Rosen J., Yariv A. Longitudinal partial coherence of optical radiation // Opt. Commun. 1995. Vol. 117. P. 8.
10. Локишин Г.Р., Ученев А.В., Энтин М.А. Пространственная периодичность в когерентных, некогерентных и спекл-полях // Радиотех. и электр. 2000. Т. 45, № 4. С. 416.
11. Abdulhalim I. Theory for double beam interference microscopes with coherence effects and verification using the Linnik microscope // J. Mod. Opt. 2001. Vol. 48, № 2. P. 279.
12. Ryabukho V., Lyakin D., Lobachev M. Influence of longitudinal spatial coherence on signal of a scanning interferometer // Opt. Lett. 2004. Vol. 29, № 7. P. 667.
13. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лобачев М.И. Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте // Опт. и спектр. 2005. Т. 98, № 2. С. 309.
14. Ryabukho V., Lyakin D., Lobachev M. Longitudinal pure spatial coherence of a light field with wide frequency and angular spectra // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, № 3. P. 224.
15. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Продольная чисто пространственная когерентность светового поля // Опт. и спектр. 2006. Т. 100, № 5. С. 788.
16. Abdulhalim I. Competence between spatial and temporal coherence in full field optical coherence tomography and interference microscopy // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. Vol. 8. P. 952.
17. Рябухо В.П., Лякин Д.В. Теорема Винера–Хинчина в теории пространственной когерентности в курсах статистической оптики и радиофизики // Физ. обр. вуз. 2005. Т. 11, вып. 3. С. 107.
18. Wolf E. Invariance of the spectrum of light on propagation // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 1370.
19. Дьяков Ю.Е. Дифракционные изменения в частотном спектре распространяющегося излучения (эффект Вольфа) // Квант. электрон. 1993. Т. 20, № 11. С. 1068.

20. *Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В.* Какой тип когерентности оптического поля наблюдается в интерферометре Майкельсона // *Опт. и спектр.* 2007. Т. 102, № 6. С. 996.
21. *Рябухо В.П., Хомутов В.Л., Лякин Д.В., Константинов К.В.* Лазерный интерферометр с острогофокусированными пучками для контроля пространственного положения объекта // *ПЖТФ.* 1998. Т. 24, вып. 4. С. 19.
22. *Тычинский В.П.* Когерентная фазовая микроскопия внутриклеточных процессов // *УФН.* 2001. Т. 171, № 6. С. 649.
23. *Тычинский В.П.* Динамическая фазовая микроскопия: возможен ли «диалог» с клеткой? // *УФН.* 2007. Т. 177, № 5. С. 535.
24. *Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Минаев В.Л.* Томографическая микроскопия трехмерных фазовых объектов в частично когерентном свете // *Опт. и спектр.* 2003. Т. 95, № 1. С. 142.
25. *Liu H., Han S.* Spatial longitudinal coherence length of a thermal source and its influence on lens less ghost imaging // *Opt. Lett.* 2008. Vol. 33, № 8. P. 824.
26. *Ferri F., Magatti D., Sala V.G., Gatti A.* Longitudinal coherence in thermal ghost imaging // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 92, I. 26. P. 261109.

Поступила в редакцию 29.06.2009

LONGITUDINAL COHERENCE OF OPTICAL FIELD

V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin, V.V. Lychagov

Spatial coherence of an optical field in a direction of its propagation depending on parameters of frequency and angular spectra of the field is considered. The expressions for function and length of longitudinal coherence are derived depending on width of frequency and angular spectra. The competing influence of angular and frequency spectra of a field on its longitudinal coherence is discussed. The experimental study with use the Michelson interferometer of longitudinal shift confirming theoretical results are executed.

Keywords: optical coherence, length of coherence, coherence function, interference of waves, Michelson interferometer.

Рябухо Владимир Петрович – родился в с. Новопокровка Балашовского района Саратовской области (1951), окончил Саратовский государственный университет (1976). Работал в НПО «Алмаз» инженером, младшим научным сотрудником. В 1980 г. окончил спецфакультет Московского физико-технического института (МФТИ). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в МФТИ (1985) и доктора физико-математических наук в СГУ (1996) в области голографической и спекл-интерферометрии, теории интерференции оптических спекл-полей. Профессор кафедры оптики СГУ, заведующий лабораторией проблем когерентно-оптических измерений в точной механике Института проблем точной механики и управления РАН. Опубликовал 180 научных статей по направлениям, указанным выше.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
 410028 Саратов, ул. Рабочая, 24
 Институт проблем точной механики и управления РАН
 E-mail: rvp@sgu.ru



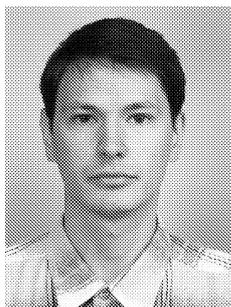


Лякин Дмитрий Владимирович – родился в Саратове (1977), окончил Саратовский государственный университет (2000). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (2004) в области оптической низкокогерентной и лазерной интерферометрии. Старший научный сотрудник Института проблем точной механики и управления РАН.

410028 Саратов, ул. Рабочая, 24

Институт проблем точной механики и управления РАН

E-mail: ldv-77@mail.ru



Лычагов Владислав Валерьевич – родился в Саратове (1981), окончил Саратовский государственный университет (2003). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2007) в области теории когерентности оптических полей. Заведующий учебной лабораторией кафедры оптики и биофотоники. Опубликовал 12 научных статей по этому направлению.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: cepes@yandex.ru