

ПРОДОЛЬНАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРОТЯЖЕННОГО ПРОСТРАНСТВЕННО НЕКОГЕРЕНТНОГО ИСТОЧНИКА

Владимир Петрович Рябухо^{1,2} (профессор кафедры оптики и биофотоники СГУ, заведующий лабораторией проблем когерентно-оптических измерений в точной механике ИПТМУ РАН, e-mail: rvp@sgu.ru),

Дмитрий Владимирович Лякин² (старший научный сотрудник лаборатории проблем когерентно-оптических измерений в точной механике ИПТМУ РАН, e-mail: ldv-77@mail.ru),

Владислав Валерьевич Лычагов¹ (заведующий лабораторией, ассистент кафедры оптики и биофотоники СГУ, e-mail: serpes@yandex.ru)

¹ *Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского,*

² *Учреждение Российской академии наук Институт проблем точной механики и управления РАН*

Аннотация

Рассматривается продольная когерентность оптического поля протяженного пространственно некогерентного источника света в зависимости от ширины частотного и углового спектров этого поля. Получены выражения для функции и длины продольной когерентности оптического поля в зависимости от ширины частотного и ширины углового спектров поля. Обсуждается конкурирующее влияние углового и частотного спектров поля на его продольную когерентность. Выполнены экспериментальные исследования с использованием сканирующего интерферометра Майкельсона продольного сдвига, подтверждающие теоретические результаты.

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

Введение

Пространственно-временная когерентность оптического поля определяется и частотным, и угловым спектрами поля [1-6]. Принято считать, что в продольном направлении – в направлении распространения поля – когерентные свойства оптического поля определяются частотным спектром $G(\omega)$ этого поля. Полагается, что ширина функции продольной когерентности $\Gamma(\Delta z)$ – длина продольной когерентности L_c равна длине временной когерентности l_c , которая обратно пропорциональна ширине частотного спектра $\Delta\omega$, $l_c \approx 2\pi c/\Delta\omega$, где c – скорость света. Это вполне справедливо для направленного пучка света – для оптического поля с относительно широким частотным спектром $G(\omega)$ и достаточно узким угловым спектром $I(\alpha)$ в той области пространства, где рассматривается когерентность поля (ω - частота колебаний поля, α – угол между оптической осью пучка света и произвольным лучом, приходящим от источника в рассматриваемую область пространства). Однако для оптического поля с широким угловым спектром и достаточно узким частотным спектром функция и, соответственно, длина продольной когерентности могут определяться уже не частотным, а угловым спектром этого поля [3,7-27]. Для длины продольной когерентности в этом случае может быть использована [3,7-10,14,18,26,27] оценка $L_c \approx r_{\parallel} \approx 2\lambda_0/\theta^2$, где θ – ширина углового спектра, λ_0 – средняя длина волны. В [11-13,15-17] с помощью интерферометра Майкельсона экспериментально показано, при каких условиях в сигнале интерферометра можно наблюдать преимущественное влияние на продольную когерентность или частотного, или углового спектров оптического поля пространственно некогерентного ис-

точника в зависимости от ширины этих спектров. В [18-21] эффект продольной пространственной когерентности рассматривается в задачах низкокогерентной интерферометрии по аналогии с широко известными методами, основанными на использовании эффектов временной когерентности [23-25]. Эффекты продольной пространственной когерентности наблюдаются в методе формирования совпадающих изображений (ghost imaging) [26,27] при использовании частично когерентного излучения протяженных тепловых источников.

Очевидно, оптическое поле может иметь такую ширину частотного и такую ширину углового спектров, когда продольная когерентность этого 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, отсутствует в литературе, несмотря на подробное теоретическое описание когерентных свойств оптических полей [1-6]. Нам не известны также интерференционные эксперименты, в которых наблюдалось бы проявление продольной когерентности, определяемой одновременно и частотным, и временным спектрами оптического поля.

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 по-

звонят 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 частотно широкополосным протяженным пространственно некогерентным источником света.

1. Изменение длины продольной когерентности поля в процессе его распространения

Ширина углового спектра оптического поля θ протяженного пространственно некогерентного источника света (например, теплового) изменяется в широких пределах в пространстве распространения этого поля от источника до дальней области дифракции. В пространстве, примыкающем к источнику, поле имеет предельно широкий угловой спектр и для ширины этого спектра можно принять $\theta \approx \pi/2$. При удалении от источника ширина углового спектра в свободном пространстве уменьшается и становится пренебрежимо малой в дальней области дифракции. Следовательно, 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 продольную когерентность, $\rho_{||} \ll l_c$, поэтому $L_c \approx \rho_{||}$. Вдали от источника, вследствие уменьшения ширины углового спектра θ , там, где $\rho_{||}$ становит-

ся существенно больше l_c , $\rho_{||} \gg l_c$, 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 должен иметь 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, ожидается, что длина продольной когерентности L_c в этой области будет примерно в два раза меньше длины временной l_c и длины пространственной $\rho_{||}$ когерентности, $L_c \approx l_c/2 \approx \rho_{||}/2$.

С продольной когерентностью поля и, соответственно, с длиной продольной когерентности, связано представление о волновом цуге и его длине [1,2]. На рис.1 схематически представлено изменение длины продольной когерентности поля – длины волнового цуга, в процессе его распространения от пространственно некогерентного источника. В пространстве вблизи источника, где $\rho_{||} \ll l_c$, волновой цуг имеет длину $\rho_{||}$, 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 [12,13,15].

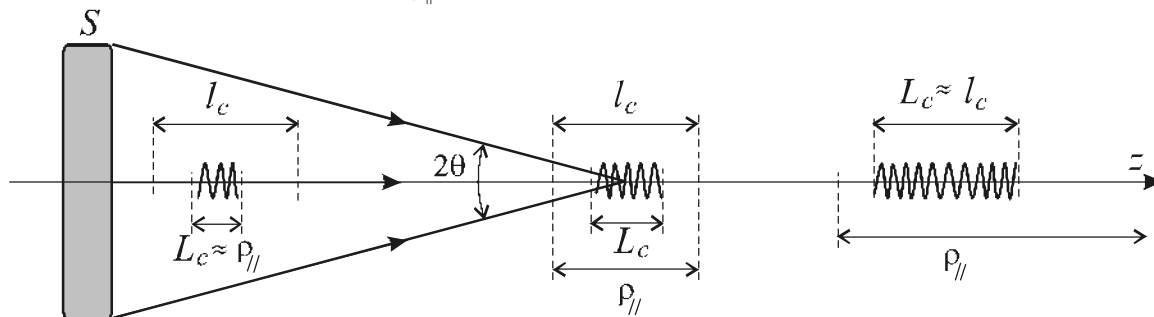


Рис.1. Изменение длины волнового цуга в поле излучения пространственно некогерентного источника

Используя оценочные формулы для длины временной когерентности $l_c \approx \lambda_0^2/\Delta\lambda$ и для длины когерентности $\rho_{||} \approx 2\lambda_0/\theta^2 \approx 8\lambda_0 z^2/D^2$, где D – поперечный размер источника, z – расстояние от источника, можно приблизительно графически отобразить предполагаемое изменение длины продольной когерентности $L_c(z)$. Ниже мы получили формальное выражение для $L_c(z)$ в зависимости от ширины частотного и углового спектров $\Delta\lambda$ и θ и представили соответствующие графические зависимости.

2. Функция и длина продольной когерентности

В свободном пространстве оптическое поле в большинстве случаев можно отнести к классу квази-

однородных случайных полей [5] - случайных полей с достаточно медленно меняющимися в пространстве статистическими параметрами в сравнении с их корреляционной длиной и с достаточно медленным изменением в пространстве самой корреляционной длины. Для таких полей, как известно, возможно использование соотношения Винера-Хинчина для определения корреляционных функций этих полей [5]. Поэтому для определения в явном виде выражений для функции $\Gamma(\Delta z; \Delta\omega, \theta)$ и затем для длины $L_c(\Delta\omega, \theta)$ продольной когерентности в зависимости от ширины частотного и углового спектров поля можно воспользоваться соотношением Винера-Хинчина для функции продольной одновременной ($\Delta t = 0$) когерентности оптического поля $\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$:

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

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.2), а угловые скобки означают усреднение во времени; Δt - взаимная задержка возмущений; k_z - пространственная частота пространственных флуктуаций оптического поля в продольном направлении z (k_z - проекция волнового вектора $\vec{k} = (2\pi/\lambda)\vec{N}$ светового поля на ось z (см. рис.3)); $W(k_z)$ - спектр пространственных частот волнового поля.

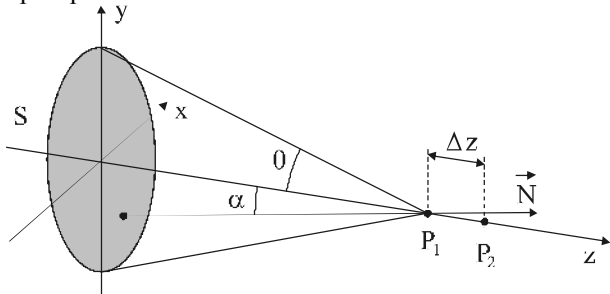


Рис.2. К определению функции продольной когерентности $\Gamma(P_1, P_2, \Delta t = 0) = \Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$ оптического поля протяженного некогерентного источника S

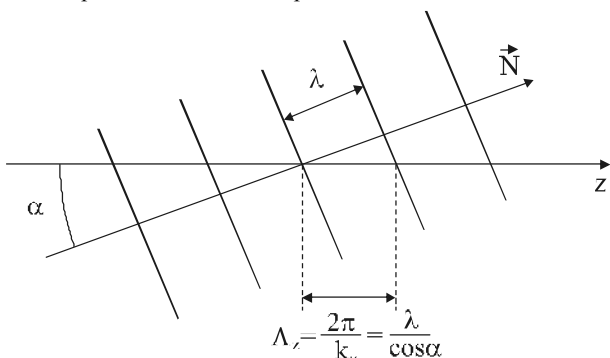


Рис.3. Пространственный период Λ_z и пространственная частота $k_z = 2\pi/\Lambda_z$ вдоль продольной оси z некоторой угловой компоненты оптического поля

Пространственная частота k_z зависит и от частоты ω (от длины волны λ), и от угла α распространения плоской волны пространственного спектра поля относительно продольной оси z (рис.3)

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

Поэтому функция пространственного спектра $W(k_z)$ в уравнении (1) есть, фактически, пространственно-временной спектр поля, $W(k_z) = W(\alpha, \omega)$. Следовательно, функция продольной когерентности $\Gamma(\Delta z)$, важно подчеркнуть, определяется и угловым, и частотным спектрами оптического поля.

Рассмотрим протяженный пространственно некогерентный источник света. Предположим для простоты, что спектральная функция поля такого

источника $W(k_z) = W(\alpha, \omega) = W_0 = const$ на всем диапазоне угловых направлений α и частот ω . Иными словами, $W(k_z) = W_0 = const$ на всем диапазоне пространственных частот $\Delta k_z = k_{z \max} - k_{z \min}$, где $k_{z \max}$ и $k_{z \min}$ - соответственно, максимальное и минимальное значения пространственных частот k_z поля (рис.4):

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

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

ω_0 - центральная частота колебаний поля.

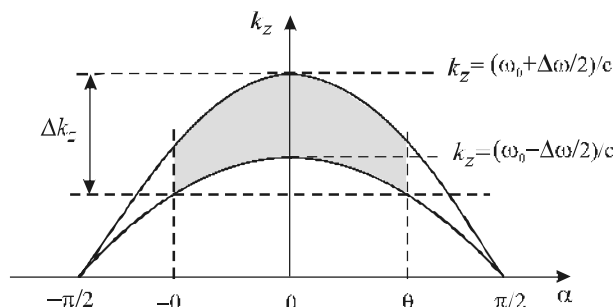


Рис.4. Диапазон изменения продольной пространственной частоты поля Δk_z в зависимости от ширины частотного $\Delta\omega$ и ширины углового θ спектров поля

Тогда из (1) непосредственно следует вполне ожидаемое оценочное соотношение 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) при условии $W(k_z) = W_0 = const$ во всем диапазоне пространственных частот Δk_z . Выполняя в (1) интегрирование, для функции когерентности получаем следующее выражение

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

где k_{z0} - центральная пространственная частота,

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

Δk_z - диапазон пространственных частот поля (рис.4),

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

В (6) и (7) λ_0 и $\Delta\lambda$ - центральная длина волны и ширина частотного спектра, выраженная в шкале длин волн, $G(\lambda)$.

При подстановке (6) и (7) в (5) имеем аналитическое выражение для функции продольной когерентности $\Gamma(\Delta z)$ в зависимости от ширины $\Delta\omega$ или, соответственно, ширины $\Delta\lambda$ частотного спектра и от ширины θ углового спектра поля.

Длину продольной когерентности L_c можно определить как расстояние Δz , на котором модуль функции когерентности $\Gamma(\Delta z)$, определяемой (5), принимает первое нулевое значение. Для такой оценки получаем выражение, совпадающее с (4). Используя (7) и (4), для длины когерентности L_c получаем уравнение

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

Полученное уравнение определяет зависимость продольной длины когерентности L_c и от ширины частотного спектра $\Delta\omega$ (или $\Delta\lambda$), и от ширины углового спектра θ оптического поля.

Анализ уравнения (8) показывает, что влияние на L_c множителя $\cos^2(\theta/2)$ во втором слагаемом становится заметным только при широком частотном спектре, когда $\Delta\omega \approx \omega_0$ или $\Delta\lambda \approx \lambda_0$. В остальных случаях при малых углах θ можно считать $\cos^2(\theta/2) \approx 1$, а при средних и больших углах θ имеет место преобладающее влияние на L_c первого слагаемого в (8) по сравнению со вторым слагаемым. Таким образом, множитель $\cos^2(\theta/2)$ во втором слагаемом (8) можно опустить и это уравнение записать в более наглядном и запоминающемся виде

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

где $l_c \approx \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ – длина продольной когерентности, определяемая шириной частотного спектра, которую принято называть длиной временной когерентности;

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

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

Если $l_c \gg \rho_{\parallel}$, что эквивалентно $\lambda_0 / \Delta\lambda \gg [2 \sin^2(\theta/2)]^{-1}$, то, как следует из (9), $L_c \approx \rho_{\parallel}$ – длина когерентности определяется преимущественно угловым спектром поля. И наоборот, если $l_c \ll \rho_{\parallel}$, то длина когерентности L_c определяется преимущественно частотным спектром поля, $L_c \approx l_c$. Оба этих предельных случая, как показано в [11-13,15], отчетливо наблюдаются в эксперименте с интерферометром Майкельсона.

В диапазоне сравнимых величин l_c и ρ_{\parallel} длина продольной когерентности L_c определяется в сравнимой степени и угловым, и частотным спектрами оптического поля в соответствии с уравнением (9).

Уравнение (9) носит оценочный характер. Если определять полную длину когерентности L_c , например, по уровню 0,5 от максимального значения функции когерентности $\Gamma(\Delta z)$, то аналогичным образом следует определять и длины когерентности l_c и ρ_{\parallel} . Уравнение (9) в этом случае останется прежним. Если же контуры частотного и углового спектров имеют прямоугольные и различные формы, то слагаемые в правой части уравнения (9) будут иметь некоторые неединичные множители, определяемые формами спектральных контуров.

На рис.5-7 представлены полученные с помощью уравнения (9) графические зависимости полной длины продольной когерентности L_c от θ , $\Delta\lambda$ и от расстояния z от пространственно некогерентного источника света круглой формы. Зависимость $L_c(z)$ получена при использовании соотношения $\theta(z) = \arctg(D/2z)$, где D – диаметр источника. Там же, для сравнения, представлены графики для $\rho_{\parallel}(\theta)$ и $\rho_{\parallel}(z)$, а также прямые для l_c . Отметим, что при расчете l_c и $L_c(z)$ мы не учитывали эффект дифракционного изменения ширины частотного спектра – эффект Вольфа и соответствующее изменение длины временной когерентности этого поля [28-31].

Графики на рис.5-7 показывают заметное отличие полной длины L_c от l_c и от ρ_{\parallel} в области сравнимых значений l_c и ρ_{\parallel} . Эти различия должны быть заметны в интерференционном эксперименте. График $L_c(z)$ на рис.7 показывает эволюцию длины продольной когерентности волнового поля в процессе его распространения от пространственно некогерентного источника (см. также рис.1). В области, непосредственно примыкающей к поверхности источника, где угловой спектр поля максимально широкий, длина продольной когерентности определяется шириной углового спектра. При удалении от источника возрастает влияние на продольную когерентность частотного спектра поля, которое становится доминирующим в дальней области дифракции.

Графики на рис.5-7 получены в предположении протяженного пространственно некогерентного источника с шириной спектрального контура $\Delta\lambda=0,04\text{мкм}$ при средней длине волны $\lambda_0=0,63\text{мкм}$. Для такого источника область наибольшего отличия полной длины когерентности L_c от длины временной когерентности l_c и от длины ρ_{\parallel} лежит в диапазоне больших угловых апертур θ оптического поля, $\theta \approx 0,16 \div 0,6$ рад (см. рис.5). В эксперименте нам пока не удалось сформировать для наблюдения эффектов интерференции оптические поля с такими широкими угловыми спектрами. Поэтому нам пришлось использовать дру-

гой источник света с более узким частотным спектром и, соответственно, с большей длиной временной когерентности.

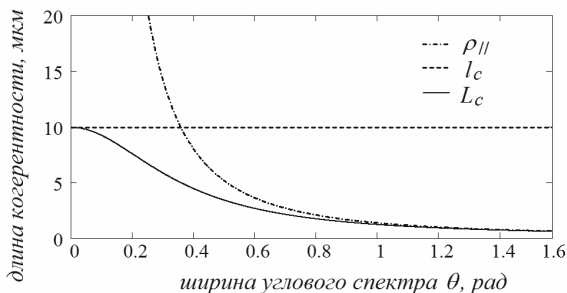


Рис.5. Длина продольной когерентности L_c в зависимости от ширины углового спектра θ оптического поля при постоянной ширине $\Delta\lambda = 0,04$ мкм частотного спектра поля и $\lambda_0 = 0,63$ мкм

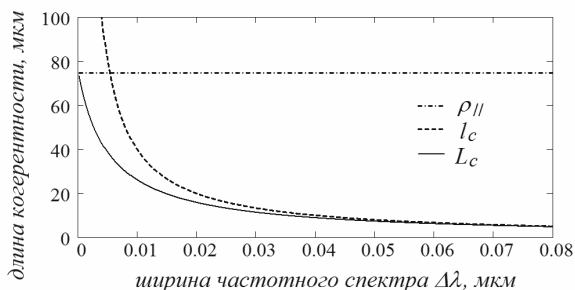


Рис.6. Длина продольной когерентности L_c в зависимости от ширины $\Delta\lambda$ частотного спектра поля при постоянной ширине $\theta = 0,13$ углового спектра этого поля и $\lambda_0 = 0,63$ мкм

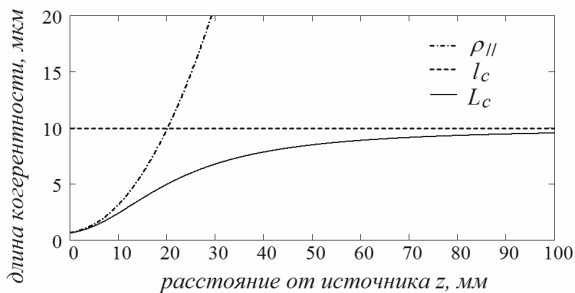


Рис.7. Длина продольной когерентности L_c в зависимости от расстояния z от некогерентного источника диаметром $D = 15$ мм при постоянной ширине $\Delta\lambda = 0,04$ мкм частотного спектра поля и $\lambda_0 = 0,63$ мкм

3. Определение длины продольной когерентности в интерференционном эксперименте

Проявление ограниченной продольной когерентности оптического поля в эксперименте можно наблюдать с помощью интерферометра Майкельсона с плоскими зеркалами без использования линз в плечах интерферометра (рис.8). Подробная методика такого эксперимента описана в [11-13,15].

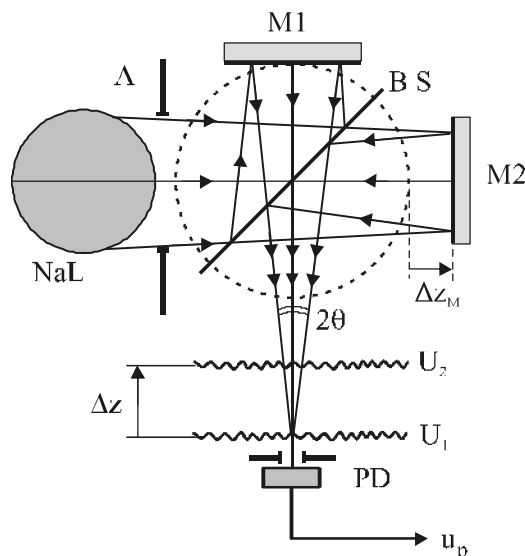


Рис.8. Схема интерферометра Майкельсона для наблюдения эффектов продольной когерентности волнового поля с широкими угловым и частотным спектрами: NaL – натриевая лампа; A – апертурная диафрагма; BS – делитель пучка; M1 и M2 – плоские зеркала; U_1 и U_2 – идентичные волновые поля, отраженные зеркалами M1 и M2, соответственно; PD – фотодетектор; u_p – сигнал фотодетектора

При продольном смещении зеркала интерферометра на величину Δz_M на выходе интерферометра на оптической оси системы возникает взаимный продольный сдвиг $\Delta z = 2\Delta z_M$ интерферирующих идентичных полей. При этом, как показано в [32], между этими волновыми полями отсутствует временная задержка, $\Delta t = 0$, которая рассматривается в функции пространственно-временной когерентности оптического поля $\Gamma(\Delta z, \Delta t)$, где Δt никак не связано с Δz и не определяется $\Delta z, \Delta t \neq \Delta z/c$. Идентичные волновые поля, которые формируются в интерферометре путем деления по амплитуде исходного волнового поля, на выходе интерферометра накладываются друг на друга только с пространственным сдвигом. На оптической оси интерферометра имеет место только продольный пространственный сдвиг Δz . Поэтому в интерференционном сигнале фотодетектора u_p , установленном на оптической оси интерферометра, проявляется функция продольной одновременной когерентности поля $\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$: $u_p \sim \text{Re}\{\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)\}$. При непрерывном продольном сканировании зеркала интерферометра в сигнале фотодетектора u_p наблюдается интерференционный импульс продольной когерентности (см. рис.9), огибающая которого определяется $\text{Re}\{\Gamma(\Delta z)\}$. Ширина этого импульса в шкале разности хода волн в интерферометре $\Delta = 2\Delta z_M$, которая равна взаимному продольному смещению волновых полей $\Delta z = 2\Delta z_M$, определяется длиной продольной когерентности L_c .

Для экспериментальной проверки обсуждаемых в работе зависимостей полной длины когерентности L_c от ширины частотного и ширины углового спектров поля, $L_c(\Delta\omega, \theta)$, необходимо иметь в плоскости регистрации интерференционного сигнала на выходе интерферометра волновые поля с приблизительно одинаковыми длинами временной l_c (определяемой частотным спектром) и продольной $\rho_{||}$ (определяемой угловым спектром) когерентности. Именно в этом случае имеет место наибольшее отличие полной длины когерентности L_c от длины временной когерентности l_c и от длины когерентности $\rho_{||}$. В наших экспериментальных условиях этим требованиям удовлетворял газоразрядный источник света - Na лампа низкого давления ДНАС18. Основная энергия излучения этого источника сосредоточена в области желтого дублета с длинами волн $\lambda_1 = 0,589$ мкм и $\lambda_2 = 0,5896$ мкм. Модуль функции временной когерентности такого излучения, как это хорошо известно, имеет осциллирующий характер, что необходимо учесть при сопоставлении экспериментальных результатов с теоретическими данными.

Если считать, что отдельные линии желтого дублета имеют прямоугольную форму шириной $\delta\lambda$, то для функции продольной когерентности с использованием (1) можно получить выражение

$$\Gamma(\Delta z) \sim \Delta k_{1z} \frac{\sin(0,5\Delta k_{1z}\Delta z)}{(0,5\Delta k_{1z}\Delta z)} \exp(ik_{1z}\Delta z) + \Delta k_{2z} \frac{\sin(0,5\Delta k_{2z}\Delta z)}{(0,5\Delta k_{2z}\Delta z)} \exp(ik_{2z}\Delta z), \quad (11)$$

где k_{1z} , k_{2z} и Δk_{1z} , Δk_{2z} определяются согласно выражениям (6) и (7) для λ_1 и λ_2 следующим образом

$$k_{1z} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{1}{2} \frac{\delta\lambda}{\lambda_1} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right),$$

$$k_{2z} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{1}{2} \frac{\delta\lambda}{\lambda_2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right); \quad (12)$$

$$\Delta k_{1z} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left(2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{\delta\lambda}{\lambda_1} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right),$$

$$\Delta k_{2z} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left(2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{\delta\lambda}{\lambda_2} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right). \quad (13)$$

При узком угловом спектре ($\theta \approx 0$) и при низком давлении в Na лампе, когда $\delta\lambda \ll |\lambda_1 - \lambda_2|$, для модуля функции продольной когерентности (11) можно получить приближенное выражение

$$|\Gamma(\Delta z)| \sim \left| \frac{\sin(\pi \cdot \delta\lambda \cdot \Delta z / \lambda_0^2)}{(\pi \cdot \delta\lambda \cdot \Delta z / \lambda_0^2)} \cos\left(\pi \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \Delta z\right) \right|, \quad (14)$$

где $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. Это выражение показывает, что модуль функции продольной когерентности имеет

осциллирующий характер с полупериодом $\Delta Z_c = 0,5\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1 - \lambda_2) \approx 289$ мкм и огибающую с заметно большим интервалом спада $\delta z_c \approx \lambda_1\lambda_2/\delta\lambda \approx 1800$ мкм при $\delta\lambda \approx 0,0002$ мкм.

Если пучок такого излучения имеет достаточно широкий угловой спектр, то возникает влияние этого спектра на продольную когерентность и, следовательно, на параметры огибающей интерференционного сигнала. Проявление этого влияния в эксперименте удобнее наблюдать по изменению ширины центрального импульса когерентности в интерференционном сигнале, когда длина когерентности $\rho_{||}$, определяемая угловым спектром в соответствии с (10), имеет сравнимые значения с полупериодом осцилляций ΔZ_c . В этом случае влияние ширины отдельных линий дублета $\delta\lambda$ можно уже не учитывать и для модуля функции продольной когерентности, и, соответственно, для огибающей интерференционного сигнала вместо (14) можно записать приближенное выражение

$$|\Gamma(\Delta z)| \sim \left| \frac{\sin\left(2\pi\Delta z \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)/\lambda_0\right)}{\left(2\pi\Delta z \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)/\lambda_0\right)} \cos\left(\pi \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \Delta z\right) \right|. \quad (15)$$

Это выражение позволяет легко увидеть конкурирующее влияние углового и частотного спектров на функцию и длину продольной когерентности и, соответственно, на огибающую интерференционного сигнала. Однако для количественного сопоставления экспериментальных и теоретических данных необходимо использовать более точное выражение (11) для функции $\Gamma(\Delta z)$, которое позволяет численно определить полную длину продольной когерентности L_c в зависимости от ширины углового спектра θ и от ширины частотного интервала $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$.

При экспериментальной оценке длины когерентности L_c по интерференционному сигналу удобнее определять полуширину интерференционного импульса когерентности на половине его высоты, поскольку экспериментальные импульсы имеют длинные «хвосты» из-за непрямоугольной формы реальных спектральных контуров излучения. В этом случае для длины когерентности излучения желтого дублета направленного пучка света ($\theta \approx 0$) можем использовать следующую оценку $L_c \approx l_c \approx 0,664 \cdot \Delta Z_c \approx 192$ мкм. Соответственно и для $\rho_{||}$ вместо (10) надо использовать соотношение $\rho_{||} \approx 0,6 \cdot \lambda_0 / 2 \sin^2(\theta/2)$. Эти значения длин когерентности можно использовать для сопоставления экспериментальных и теоретических данных для L_c с использованием уравнения (9). Однако следует иметь в виду, что оценочное соотношение (9) получено при условии одинаковых по форме частотного и углового спектров. Для рассматриваемого случая с

дублетом имеем существенное различие форм этих спектров и, следовательно, в (9) должны использоваться некоторые поправочные коэффициенты.

На рис.9 представлены переменные составляющие интерференционных сигналов $\tilde{y}_p(2\Delta z_M)$, наблюдаемые с использованием Na лампы низкого давления.

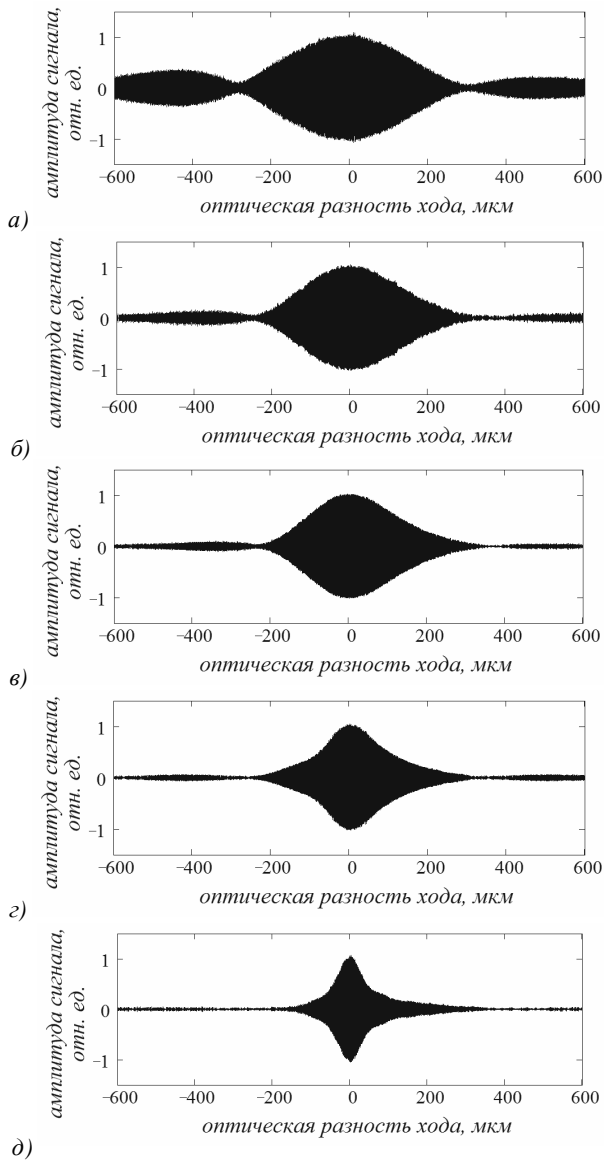


Рис.9. Нормированные переменные составляющие сигналов интерферометра Майкельсона с протяженным некогерентным источником (Na лампа) при различной ширине θ углового спектра интерферирующих световых полей: а – $\theta=0,04$; б – $\theta=0,0475$; в – $\theta=0,061$; г – $\theta=0,065$; д – $\theta=0,105$ рад

Сигналы записаны при различной ширине θ углового спектра интерферирующих полей (при различных размерах источника). Длина продольной когерентности L_c определялась как полуширина интерференционного импульса на половине его высоты. Экспериментальные значения L_c сопоставлялись с теоретическими значениями L_c , рассчитанными с использованием уравнения (11) при тех же значениях ширины углового спектра θ . Ширина углового спектра поля в плос-

кости регистрации интерференционного сигнала определялась с помощью камеры обскура. Разность хода волн в интерферометре Δ и, соответственно, величина продольного сдвига $\Delta z = \Delta$ определялись по интерференционным осцилляциям в сигнале с использованием величины средней длины волны $\lambda_0 \approx (\lambda_1 + \lambda_2)/2 \approx 0,5893$ мкм. В представленных на рис.9 сигналах интерференционные осцилляции графически не разрешаются из-за их высокой частоты.

На рис.10 представлены экспериментальные значения длины когерентности L_c в зависимости от ширины углового спектра θ и теоретические кривые $L_c(\theta)$, полученные с использованием выражений (11) и (9).

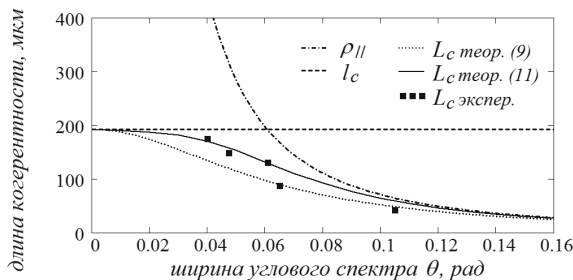


Рис.10. Экспериментальные значения длины когерентности L_c в зависимости от ширины углового спектра θ и теоретические графики $L_c(\theta)$, $\rho_{||}(\theta)$ и l_c

Для сопоставления на рис.10 также представлена кривая $0,6 \cdot \rho_{||}(\theta)$, полученная для $\delta\lambda = 0$ с использованием (10) при $\lambda_0 \approx (\lambda_1 + \lambda_2)/2 = 0,5893$ мкм, и прямая $L_c \approx 192$ мкм. Для ширины спектральных контуров желтого дублета $\delta\lambda \approx 0,0002$ мкм при расчетах мы использовали данные спектральных измерений, выполненных на спектрометре СДЛ-1.

Экспериментальные результаты, как мы считаем, находятся в хорошем согласии с теоретическими данными. Некоторые отличия экспериментальных данных для L_c от теоретических можно объяснить следующими соображениями. В наших экспериментах мы использовали весь спектральный диапазон излучения Na лампы, а не только излучение желтого дублета. Следовательно, в теоретических оценках зависимости $L_c(\theta)$ необходимо учитывать влияние и других спектральных компонент излучения, влияющих на длину когерентности волнового поля. В спектре излучения наблюдался еще один дублет на длинах волн $0,5864$ мкм и $0,587$ мкм с интенсивностью линий в ~ 10 раз меньшей интенсивности линий основного дублета и с полной шириной двойного контура $\sim 0,0011$ мкм. В теоретических оценках мы также не учитывали различия в интенсивностях линий дублета. Отличия экспериментальных данных от теоретических могут быть также обусловлены, как мы считаем, влиянием существенно ограниченной поперечной когерентности поля в результате возможных поперечных смещений интерферирующих полей при продольном сканировании зеркала интерферометра, вызванных неточностью юстировки интерферометра и расположения апертуры фотодетектора на оптической оси интерферометра. Например, при $\theta=0,1$ радиус поперечной ко-

герентности равен $\rho_{\perp} \approx \lambda/2\theta \approx 3$ мкм. Поперечный сдвиг волнового поля в $\Delta x \approx 0,5\rho_{\perp}$ при продольном сдвиге $\Delta z \approx 150 \div 300$ мкм вполне вероятен и приводит к заметному сужению наблюдаемого интерференционного импульса [11]. Необходимо также учитывать интегрирующее влияние конечной апертуры фотоприемника, которое при больших разностях хода заметным образом сужает интерференционный импульс в сигнале интерферометра [33].

Заклучение

Длина когерентности оптического поля в продольном направлении – в направлении распространения поля – в общем случае определяется и частотным, и угловым спектрами этого поля. Для узкого углового спектра (для направленного пучка света) длина продольной когерентности определяется преимущественно частотным спектром, вернее, его шириной. Для поля с широким угловым спектром и достаточно узким частотным спектром длина продольной когерентности преимущественно определяется шириной углового спектра. На продольную когерентность одинаковым образом могут влиять и частотный, и угловой спектры поля. В свободном пространстве излучения протяженного некогерентного источника всегда найдется такая область, в которой продольная когерентность в равной степени определяется и частотным, и угловым спектрами поля. В этой области длина продольной когерентности одновременно оказывается существенно зависимой и от ширины частотного, и от ширины углового спектров поля. Эта зависимость длины когерентности от ширины частотного и ширины углового спектров в аналитическом виде получена в настоящей работе. Получены также выражения для функции продольной когерентности оптического поля с широкими угловым и частотным спектрами.

С длиной продольной когерентности поля связано широко используемое представление о волновом цуге. Если длина продольной когерентности определяется преимущественно угловым спектром оптического поля, $L_c \approx \rho_{\parallel}$, то с необходимостью приходим к представлению о непрерывно и стохастически изменяющемся волновом цуге в процессе его распространения. При $L_c \approx l_c$, как показано в [13,15], волновой цуг пробегает без существенных декорреляционных изменений расстояние $\Delta z \approx \rho_{\parallel}$. Это расстояние можно рассматривать как длину коррелированного (свободного) пробега волнового цуга. В дальней области дифракции, для которой волновое поле имеет узкий угловой спектр, длина коррелированного пробега волнового цуга устремляется в бесконечность. Однако вблизи поверхности источника эта длина пробега сравнима с длиной временной когерентности l_c , а еще ближе к источнику эта длина становится меньше l_c и определяет длину самого волнового цуга, который уже имеет длину коррелированного пробега меньше длины самого цуга.

В интерференционном эксперименте необходимо рассматривать и учитывать зависимость продольной когерентности и от частотного, и от углового спектров поля. Эта зависимость может проявляться в различных экспериментальных условиях, например, в микроскопии высокого разрешения, в том числе в интерференционной микроскопии, когда используются объективы с большой числовой апертурой и широкополосный источник света [16,17,34-36]. В этом случае в интерференционном явлении участвует поле с широкими угловым и частотным спектрами, определяющими длину его продольной когерентности. Полная длина когерентности может проявляться и в методе формирования совпадающих изображений (ghost imaging) [26,27] при использовании частично когерентного излучения протяженных тепловых источников.

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.

Благодарности

Авторы работы благодарят А.Л. Кальянова, Л.А. Максимова, О.А. Перепелицыну за помощь в экспериментальных исследованиях. Работа выполнена при поддержке грантов аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы», коды проектов 2.1.1/4364 и 2.2.1.1/2950 и гранта Президента для поддержки ведущих научных школ РФ НШ-208-2008.2.

Литература

1. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф; пер. с англ. – М.: Наука, 1973. – 720 с. (M. Born and E. Wolf. Principles of Optics, 4st. ed. / Pergamon Press. Oxford, 1970)
2. **Мандель, Л.** Оптическая когерентность и квантовая оптика / Л. Мандель, Э. Вольф – М.: Наука. Физматлит, 2000. – 896 с. (L. Mandel and E. Wolf. Optical Coherence and Quantum Optics, 1st. ed. / Cambridge University Press. Cambridge, 1995)
3. **Сороко, Л.М.** Основы голографии и когерентной оптики / Л.М. Сороко – М.: Наука, 1971. – 616 с. (L.M. Soroko. Holography and Coherent Optics / Plenum Press. New York, 1980)
4. **Рытов, С.М.** Введение в статическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля / С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, Б.И. Татарский – М.: Наука, 1978. – 464 с. (S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, and V.I. Tatarskii. Principles of Statistical Radiophysics, vol. I-IV / Springer-Verlag. Berlin, 1987)
5. **Ахманов, С.А.** Введение в статистическую радиофизику и оптику / С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин – М.: Наука, 1981. – 640 с.
6. **Гудмен, Дж.** Статистическая оптика / Дж. Гудмен; пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 528 с. (J.W. Goodman. Statistical optics / John Wiley & Sons. New York, 1985)
7. **Zarubin, A.M.** Three-dimensional generalization of Van Cittert-Zernike theorem to wave and particle scattering // Opt. Commun. – 1993. – Vol. 100 – P. 491-507.
8. **Ryabukho, V.P.** Interference of laser speckle fields / V.P. Ryabukho, I.S. Klimenko, L.I. Golubentseva // Proc. SPIE. – 1994. – Vol. 2340. – P. 513-522.

9. **Rosen, J.** Longitudinal partial coherence of optical radiation / J. Rosen, A. Yariv // *Opt. Commun.* – 1995. – Vol. 117. – P. 8-12.
10. **Локшин, Г.Р.** Пространственная периодичность в когерентных, некогерентных и спекл-полях / Г.Р. Локшин, А.В. Ученов, М.А. Энтин // *Радиотехн. и электрон.* – 2000. – Т. 45, № 4. – С. 416-426.
11. **Ryabukho, V.** Influence of longitudinal spatial coherence on signal of a scanning interferometer / V. Ryabukho, D. Lyakin, M. Lobachev // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, N 7. – P.667-669.
12. **Рябухо, В.П.** Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, М.И. Лобачев // *Опт. и спектр.* – 2005. – Т. 98, №2. – С. 309-320.
13. **Ryabukho, V.** Longitudinal pure spatial coherence of a light field with wide frequency and angular spectra / V. Ryabukho, D. Lyakin, M. Lobachev // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, N 3. – P.224-226.
14. **Рябухо, В.П.** Теорема Винера-Хинчина в теории пространственной когерентности в курсах статистической оптики и радиофизики / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин // *Физ. Обр. в вузах.* – 2005. – Т.11. – В. 3. – С. 107-118.
15. **Рябухо, В.П.** Продольная чисто пространственная когерентность светового поля / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов // *Опт. и спектр.* – 2006. – Т. 100, № 5. – С. 807-816.
16. **Abdulhalim, I.** Theory for double beam interference microscopes with coherence effects and verification using the Linnik microscope // *J. of Modern Optics.* – 2001. – Vol. 48, N 2. – P.279-302.
17. **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.952-958.
18. **Rosen, J.** Longitudinal spatial coherence applied for surface profilometry // J. Rosen, M. Takeda // *Appl. Opt.* 2000. Vol.39. No.23. P.4107-4111.
19. **Wang, W.** Synthesis of longitudinal coherence functions by spatial modulation of an extended light source: a new interpretation and experimental verifications / W. Wang, H. Kozaki, J. Rosen, M. Takeda // *Applied Optics*, 2002. V.41. No.10. P.1962-1971.
20. **Gokhler, M.** Spatial coherence radar applied for tilted surface profilometry / M. Gokhler, D. Zhilui, J. Rosen, M. Takeda // *Opt. Eng.* 2003. V.42. N.3. P.830-836.
21. **Gokhler, M.** Synthesis of multiple peak spatial degree of coherence for imaging through absorbing media / M. Gokhler, J. Rosen // *Applied Optics*. 2004. V.44. N.15 P.2921-2927.
22. **Gokhler, M.** General configuration for using the longitudinal spatial coherence effect / M. Gokhler, J. Rosen // *Opt. Commun.* 2005. V.252. - P.22-28.
23. *Handbook of optical coherence tomography* / B.E. Bouma and G.J. Teamey, eds. // NY: Marcel Dekker Inc. 2002. 740 p.
24. **Fercher, A.F.** Optical coherence tomography - principles and applications / A.F. Fercher, W. Drexler, C.K. Hitzenberger, T. Lasser // *Report Prog. Phys.*, 2003. N.66 P. 239-303.
25. **Гуров, И.П.** Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы // *Проблемы когерентной и нелинейной оптики.* Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб.: СПбГУ ИТМО. 2004. С. 6-30.
26. **Liu, H.** Spatial longitudinal coherence length of a thermal source and its influence on lens less ghost imaging / H. Liu, S. Han // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, N 8. – P.824-826.
27. **Ferri, F.** Longitudinal coherence in thermal ghost imaging / F. Ferri, D. Magatti, V.G. Sala, A. Gatti // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92, N 261109. – P.261109-1 - 261109-3.
28. **Wolf, E.** Invariance of the spectrum of light on propagation // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol.56. – P. 1370-1372.
29. **Wolf, E.** Non-cosmological redshifts of spectral lines // *Nature.* – 1987. – Vol. 326. – P. 363-366.
30. **Дьяков, Ю.Е.** Дифракционные изменения в частотном спектре распространяющегося излучения (эффект Вольфа) // *Квант. электрон.* – 1993. – Т. 20. - №11. – С. 1068-1075.
31. **Tatarskii, V.I.** An intuitive introduction to the Wolf effect // *Pure Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 7, N 5. – P. 953-957.
32. **Рябухо, В.П.** Какой тип когерентности оптического поля наблюдается в интерферометре Майкельсона / В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов // *Опт. и спектр.* – 2007. – Т.102, № 6. – С. 996-1005.
33. **Рябухо, В.П.** Лазерный интерферометр с остророфокуированными пучками для контроля пространственного положения объекта / В.П. Рябухо, В.Л. Хомутов, Д.В. Лякин, К.В. Константинов // *Письма в ЖТФ.* – 1998. – Т.24. – В. 4. – С. 19-24.
34. **Вишняков, Г.Н.** Томографическая микроскопия трехмерных фазовых объектов в частично когерентном свете / Г.Н. Вишняков, Г.Г. Левин, В.Л. Минаев // *Опт. и спектр.* – 2003. – Т.95, № 1. – С. 142-146.
35. **Тычинский, В.П.** Когерентная фазовая микроскопия внутриклеточных процессов // *УФН.* 2001. Т.171. N.6. С. 649-662.
36. **Тычинский, В.П.** Динамическая фазовая микроскопия: возможен ли «диалог» с клеткой? // *УФН.* 2007. Т.177. N.5. С.535-552.

References

1. **Born, M.** Principles of Optics / M. Born, E. Wolf; translate from english – Moscow: Nauka, 1973. – 720 p. – (in Russian). (M. Born and E. Wolf. Principles of Optics, 4st ed. / Pergamon Press. Oxford, 1970)
2. **Mandel, L.** Optical Coherence and Quantum Optics / L. Mandel, E. Wolf; translate from english – Moscow: Nauka, Fizmatlit, 2000. – 896 p. – (in Russian). (L. Mandel and E. Wolf. Optical Coherence and Quantum Optics, 1st ed. / Cambridge University Press. Cambridge, 1995)
3. **Soroko, L.M.** Holography and Coherent Optics / L.M. Soroko – Moscow: Nauka, 1971. – 616 p. – (in Russian). (L.M. Soroko. Holography and Coherent Optics / Plenum Press. New York, 1980)
4. **Rytov, S.M.** Principles of Statistical Radiophysics, Vol. 2 / S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, V.I. Tatarskii – Moscow: Nauka, 1978. – 464 p. – (in Russian). (S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, and V.I. Tatarskii. Principles of Statistical Radiophysics, vol. I-IV / Springer-Verlag. Berlin, 1987)
5. **Akhmanov, S.A.** Introduction to statistical radiophysics and optics / S.A. Akhmanov, Yu.E. D'yakov, A.S. Chirkin – Moscow: Nauka, 1981. – 640 p. – (in Russian).
6. **Goodman, J.W.** Statistical optics / J.W. Goodman; translate from english – Moscow: Mir, 1988. – 528 p. – (in Russian). (J.W. Goodman. Statistical optics / John Wiley & Sons. New York, 1985)
7. **Zarubin, A.M.** Three-dimensional generalization of Van Cittert-Zernike theorem to wave and particle scattering // *Opt. Commun.* – 1993. – Vol. 100 – P. 491-507.
8. **Ryabukho, V.P.** Interference of laser speckle fields / V.P. Ryabukho, I.S. Klimenko, L.I. Golubentseva // *Proc. SPIE.* – 1994. – Vol. 2340. – P. 513-522.
9. **Rosen, J.** Longitudinal partial coherence of optical radiation / J. Rosen, A. Yariv // *Opt. Commun.* – 1995. – Vol. 117. – P. 8-12.
10. **Lokshin, G.R.** Spatial periodicity in coherent and incoherent speckle patterns. / G.R. Lokshin, A.V. Uchenov, M.A. Entin // *J. Commun. Technol. El.* – 2000. – Vol. 45, N 4. – P.384-393.
11. **Ryabukho, V.** Influence of longitudinal spatial coherence on signal of a scanning interferometer / V. Ryabukho, D. Lyakin, M. Lobachev // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29, N 7. – P.667-669.

12. **Ryabukho, V.P.** The effects of longitudinal spatial coherence of light in interference experiments / V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin // *Opt. and Spectr.* – 2005. Vol. 98, N 2. – P. 273–283.
13. **Ryabukho, V.** Longitudinal pure spatial coherence of a light field with wide frequency and angular spectra / V. Ryabukho, D. Lyakin, M. Lobachev // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30, N 3. – P.224-226.
14. **Ryabukho, V.P.** The Wiener - Khintchine theorem in the theory of spatial coherence in the courses of statistical optics and radiophysics / V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin // *Phys. in Higher Educ.* – 2005. – Vol. 11, N 3. – P. 107-108. (in Russian)
15. **Ryabukho, V.P.** Longitudinal purely spatial coherence of a light field / V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin, V.V. Lychagov // *Opt. and Spectr.* – 2006. – Vol. 100, N 5. – P. 724–733.
16. **Abdulhalim, I.** Theory for double beam interference microscopes with coherence effects and verification using the Linnik microscope // *J. of Modern Optics.* – 2001. – Vol. 48, N 2. – P.279-302.
17. **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.952–958.
18. **Rosen, J.** Longitudinal spatial coherence applied for surface profilometry // *J. Rosen, M. Takeda // Appl. Opt.* 2000. Vol.39. No.23. P.4107-4111.
19. **Wang, W.** Synthesis of longitudinal coherence functions by spatial modulation of an extended light source: a new interpretation and experimental verifications / W. Wang, H. Kozaki, J. Rosen, M. Takeda // *Applied Optics*, 2002. V.41. No.10. P.1962-1971.
20. **Gokhler, M.** Spatial coherence radar applied for tilted surface profilometry / M. Gokhler, D. Zhihui, J. Rosen, M. Takeda // *Opt. Eng.* 2003. V.42. N.3. P.830-836.
21. **Gokhler, M.** Synthesis of multiple peak spatial degree of coherence for imaging through absorbing media / M. Gokhler, J. Rosen // *Applied Optics*. 2004. V.44. N.15 P.2921-2927.
22. **Gokhler, M.** General configuration for using the longitudinal spatial coherence effect / M. Gokhler, J. Rosen // *Opt. Commun.* 2005. V.252. - P.22-28.
23. *Handbook of optical coherence tomography* / B.E. Bouma and G.J. Teamey, eds. // NY: Marcel Dekker Inc. 2002. 740 p.
24. **Fercher, A.F.** Optical coherence tomography - principles and applications / A.F. Fercher, W. Drexler, C.K. Hitzenberger, T. Lasser // *Report Prog. Phys.*, 2003. N.66 P. 239-303.
25. **Gurov, I.P.** Optical coherent tomography: principles, problems and perspectives. // *Problems of coherent and nonlinear optics*. Editors I.P. Gurov and S.A. Kozlov, St. Petersburg: IPMO. 2004. P. 6-30.
26. **Liu, H.** Spatial longitudinal coherence length of a thermal source and its influence on lens less ghost imaging / H. Liu, S. Han // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33, N 8. – P.824-826.
27. **Ferri, F.** Longitudinal coherence in thermal ghost imaging / F. Ferri, D. Magatti, V.G. Sala, A. Gatti // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92, N 261109. – P.261109-1 - 261109-3.
28. **Wolf, E.** Invariance of the spectrum of light on propagation // *Phys. Rev. Letters.* – 1986. – Vol.56. – P. 1370-1372.
29. **Wolf, E.** Non-cosmological redshifts of spectral lines // *Nature.* – 1987. – Vol. 326. – P. 363-366.
30. **D'yakov, Yu.E.** Diffractive changes in the frequency spectrum of propagating radiation (the Wolf effect) // *Quant. Electron.* – 1993. – Vol. 23, N 11. – P. 931-938.
31. **Tatarskii, V.I.** An intuitive introduction to the Wolf effect // *Pure Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 7, N 5. – P. 953-957.
32. **Ryabukho, V.P.** What type of coherence of the optical field is observed in the michelson interferometer / V.P. Ryabukho, D.V. Lyakin, V.V. Lychagov // *Opt. and Spectr.* – 2007. - Vol. 102, N 6. – P. 918–926.
33. **Ryabukho, V.P.** Laser interferometer with fine-focused beams to monitor the spatial position of an object / V.P. Ryabukho, V.L. Khomutov, D.V. Lyakin, K.V. Konstantinov // *Tech. Phys. Lett.* – 1998. – Vol. 24, N 2. – P. 132-134.
34. **Vishnyakov, G.N.** Tomographic microscopy of three-dimensional phase objects in spatially incoherent light / G.N. Vishnyakov, G.G. Levin, V.L. Minaev // *Opt. and Spectr.* – 2003. – Vol. 95, N 1. – P. 134–138.
35. **Tychinskii, V.P.** Coherent phase microscopy of intracellular processes. *Physics – Uspekhi*. 2001. V.171. N.6. P.649-662.
36. **Tychinskii, V.P.** Dynamic phase microscopy: is “dialog” with a cell possible? *Physics – Uspekhi*. 2007. V.177. N.5. P.535-552.

LONGITUDINAL COHERENCE OF AN OPTICAL FIELD OF EXTENDED SPATIALLY NONCOHERENT SOURCE

Vladimir P. Ryabukho^{1,2} (professor, head of laboratory, e-mail: rvp@sgu.ru),

Dmitry V. Lyakin² (scientific fellow, e-mail: ldv-77@mail.ru),

Vladislav V. Lychagov¹ (head of laboratory, assistant of faculty, e-mail: cepes@yandex.ru)

¹ *Saratov State University,*

² *Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences.*

Abstract

Longitudinal coherence of optical field of an extended spatially noncoherent light source is considered depending on parameters of frequency and angular spectra of this field. The expressions for function and length of longitudinal coherence of an optical field are received depending on width frequency and width of angular spectra of the field. The competing influence of angular and frequency spectra of the field on its longitudinal coherence is discussed. The experimental researches with use scanning Michelson interferometer of longitudinal shift confirming the theoretical results are executed.

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