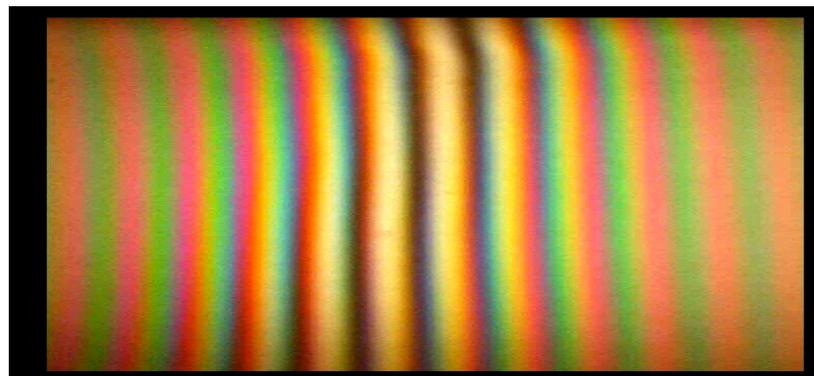


СПЕЦИАЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

**ОПТИЧЕСКАЯ НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ
ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ И ТОМОГРАФИЯ**



ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»

Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ

Институт проблем точной механики и управления РАН

А.Л. Кальянов, В.В. Лычагов, Д.В. Лякин,
О.А. Перепелицына, В.П. Рябухо

ОПТИЧЕСКАЯ НИЗКОКОГЕРЕНТНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ И ТОМОГРАФИЯ

Учебное пособие

под редакцией профессора В.П. Рябухо

Саратов

2009 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
Интерферометр Майкельсона с протяженным широкополосным источником света	10
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	11
Пространственная и временная когерентность оптического поля	11
Закономерности проявления пространственных и временных масштабов когерентности при интерференции волновых полей	16
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	25
Задание 1. Юстировка интерферометра и наблюдение интерференционной картины в лазерном излучении	25
Задание 2. Наблюдение эффектов продольной когерентности при продольном смещении зеркала	26
Задание 3. Наблюдение эффектов нарушения взаимной поперечной когерентности	27
Задание 4. Наблюдение интерференционных картин в пространстве изображения зеркал интерферометра	27
Задание 5. Наблюдение интерференционных полос в белом свете, определение длины временной когерентности света и ширины его спектрального контура	28
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ	29
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	30
Сканирующий низкокогерентный интерферометр Майкельсона с цифровой обработкой сигнала	32
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	33
Частотный спектр мощности сигнала. Корреляционная функция	33
Теорема Винера-Хинчина	36
Интерферометры – оптические корреляторы	37
Параметры выходного сигнала интерферометра	40

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	42
Экспериментальная установка	42
Сканирующий интерферометр Майкельсона	43
Юстировка интерферометра	45
Задание 1. Компьютерное моделирование выходного сигнала интерферометра при различных значениях входных параметров $\lambda_0, l_c, \Delta z_0, l_0, f_0$	46
Задание 2. Регистрация корреляционного сигнала от низко когерентного источника света с использованием сканирующего интерферометра Майкельсона	46
Задание 3. Экспериментальная проверка теоремы Винера-Хинчина. Определение частотного спектра оптического излучения	48
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ	49
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	49
Интерференционный микроскоп для измерения микроструктуры поверхности	50
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	51
Устройство интерференционного микроскопа	53
Формирование интерференционной картины	54
Математическое описание процессов формирования интерференционной картины в микроинтерферометре	57
Техническое устройство, внешний вид и органы управления интерференционного микроскопа Линника МИИ-4	62
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	64
Задание 1. Компьютерное моделирование интерференционной картины от плоского зеркала с изменением периода, ориентации и положения интерференционных полос	64
Задание 2. Компьютерное моделирование интерференционной картины для зеркала с углублением в виде участка сферы и для ступенчатого рельефа	64
Задание 3. Настройка микроинтерферометра и калибровка окуляр-микрометра и окулярной видеокамеры с использованием объект микрометра	64

Задание 4. Определение периода интерференционных полос	65
Задание 5. Определение высоты микрорельефа поверхности образца	66
Задание 6. Определение высоты макрорельефа поверхности образца	66
Задание 7. Определение оптической толщины прозрачного слоя	67
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ	67
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	68
Спектральная оптическая когерентная томография	69
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	70
Устройство оптического когерентного томографа	71
Пространственное разрешение оптической когерентной томографии	75
Регистрация интерференционного сигнала в спектральной области	77
Эффекты дискретизации в спектральной ОКТ	81
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ	83
Задание 1. Определение оптической толщины, геометрической толщины и показателя преломления прозрачных объектов	84
Задание 2. Определение функции отклика системы в продольном направлении в воздухе	84
Задание 3. Определение функции отклика системы в продольном направлении в прозрачной среде с показателем преломления n	84
Задание 4. Подавление шума в ОКТ-изображении методами покадрового усреднения и усреднения в поперечном направлении	85
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ	85
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	86

ВВЕДЕНИЕ

Оптические интерференционные измерения, имея давнюю и плодотворную историю, внесли значительный вклад в развитие физической и инструментальной оптики, а также в совершенствование измерительной техники и метрологии. Эти измерения имеют исключительно высокую точность в широком диапазоне измеряемых величин, благодаря использованию в них в качестве меры длины волны света, равной долям микрометра и технически просто воспроизводимой в лабораторных и производственных условиях.

В классической долазерной интерферометрии в качестве источников света в интерферометрии использовались в основном твердотельные и газоразрядные источники света. Когерентность волнового поля этих источников имеет весьма ограниченные пространственные и временные параметры при необходимой для измерений интенсивности излучения. Важной технической задачей в классической интерферометрии было получить оптическое поле с высокой когерентностью при высокой мощности излучения. Такое сочетание параметров оптического излучения обеспечивало решение многих задач оптической интерферометрии в различных областях ее научных и практических приложений. Однако сочетание высокой когерентности с высокой интенсивностью излучения для нелазерных источников имеет противоречивый характер. Повышение степени когерентности – увеличение масштабов пространственной и временной когерентности оптического поля классических источников, неминуемо приводит к снижению интенсивности излучения. Объясняется это тем обстоятельством, что увеличение значения любого параметра когерентности волнового поля связано с его пространственной или частотной фильтрацией, что неизбежно сопровождается потерей интенсивности поля.

Оптическая интерферометрия, ее техника и методология кардинальным образом изменились с изобретением и использованием лазерных источников света. Лазеры, обладая высокой мощностью излучения при исключительно высоких значениях масштабов пространственной и временной когерентности излучаемого волнового поля изменили практические и метрологические возможности классических методов оптической интерферометрии, обеспечили возможность использования интерференционных измерительных устройств в разнообразных технических и производственных условиях для решения широкого круга контрольно-измерительных задач, существенно расширив диапазоны измерений при повышении их точности.

Использование лазеров не только обеспечило новые функциональные и метрологические возможности оптической интерферометрии, но и привело к развитию принципиально новых мето-

дов интерференционных измерений, таких как голографическая интерферометрия, спекл-фотография и корреляционная спекл-интерферометрия.

Однако в последние десятилетия в интерферометрии вновь стали активно использоваться источники низкокогерентного света и развиваться методы интерферометрии с использованием низкокогерентного оптического излучения, обеспечивающего формирование интерференционного сигнала только при малых разностях хода волн в интерферометре. В этих измерениях низкие параметры когерентности – малая длина временной когерентности, имеет определяющее значение для функциональных возможностей измерительной системы.

Низкокогерентные интерференционные системы – интерферометры, использующие частотно широкополосное излучение работают в режиме так называемого корреляционного радара, определяющего расстояние до цели по положению корреляционного импульсного сигнала, в качестве которого в интерферометре служит интерференционный сигнал. Импульсный характер этого сигнала определяется ограниченными параметрами когерентности используемого излучения. Чем меньше длина когерентности (корреляции), тем меньше длительность корреляционного импульса и тем точнее определяется расстояние до цели, иными словами – выше пространственное разрешение радара.

Достижимые значения длины когерентности оптического излучения в единицы микрометров, соответственно, обеспечивают микронное разрешение оптического радара. Такое высокое разрешение оптической измерительной системы нашло технологическое применение для контроля микропрофиля поверхности и параметров структуры слоистых объектов. Особенно широкое практическое применение оптические интерференционные радары нашли в биомедицинской диагностической технике для контроля параметров внутренней структуры биологической ткани с разрешением в единицы и десятки микрометров. Эта специфическая область применения оптической интерферометрии потребовала разработку практически удобных оптических систем с использованием оптических волоконных устройств и цифровых систем регистрации и обработки интерференционных сигналов.

Современные цифровые системы регистрации оптических сигналов и изображений в сочетании с компьютерными программными средствами численной обработки измерительной информации позволили реализовать системную обработку сигналов оптических радаров с представлением измерительной информации в виде наглядных и информативных цифровых изображений.

В настоящем учебном пособии рассматриваются физические принципы низкокогерентных измерений с использованием широкополосных источников оптического излучения. Представлены теоретические основы и техническое описание ряда оптических интерференционных систем, как в лабораторном, так и в технологически законченном промышленном исполнении. Все обсуждаемые оптические интерференционные системы построены на основе схемы широко известного ин-

терферометра Майкельсона, поскольку эта схема используется практически во всех системах низкокогерентной интерферометрии прикладного назначения в технических и биомедицинских задачах.

Учебное пособие включает теоретические и практические описания четырех лабораторных работ. В первых двух работах изучаются эффекты пространственной и временной когерентности, возникающие в интерферометре Майкельсона с протяженным и частотно широкополосным источниками света. Третья работа посвящена изучению физических принципов и методов низкокогерентных измерений с использованием интерференционного микроскопа, построенного по схеме интерферометра Линника. Пятая работа базируется на использовании серийно выпускаемого для медицинских применений интерферометра-томографа, позволяющего изучить принципы и возможности современной оптической когерентной томографии в приложении к биомедицинским диагностическим исследованиям.

В первой лабораторной работе **«Интерферометр Майкельсона с протяженным широкополосным источником света»** детально рассматриваются параметры пространственной и временной когерентности оптического поля в зависимости от параметров его углового и частотного спектров. На базе классического интерферометра Майкельсона с протяженным и частотно широкополосными источниками света рассматриваются закономерности проявления пространственной и временной когерентности оптического поля в явлении интерференции света, изучаются принципы юстировки интерферометра для наблюдения интерференционных картин в различных областях пространства, анализируются физические причины пространственной локализации интерференционной картины и обсуждаются принципы методов измерений параметров слоистых объектов с помощью низкокогерентной интерферометрии.

Вторая лабораторная работа **«Сканирующий низкокогерентный интерферометр Майкельсона с цифровой обработкой сигнала»**, также основана на использовании интерферометра Майкельсона, но с применением системы сканирования одного зеркала интерферометра и фотоэлектрической регистрацией и с последующей компьютерной обработкой сигнала. В этой работе изучаются на более формальной основе с использованием теоремы Винера-Хинчина теории случайных процессов закономерности формирования интерференционного сигнала в широкополосном оптическом поле с относительно узким угловым спектром. Обсуждаются возможности использования такого сканирующего интерферометра для реализации метода Фурье-спектроскопии и метода низкокогерентной интерферометрии пространственного положения объекта (цели) и определения параметров слоистых структур.

В основе широкоизвестного микроинтерферометра Линника, зарекомендовавшего себя в качестве уникального по своим возможностям средства измерения качества обработки поверхности и параметров тонких пленок, используется оптическая схема интерферометра Майкельсона в

модификации для микроскопических исследований. Третья лабораторная работа **«Интерференционный микроскоп для измерения микроструктуры поверхности»** ориентирована на изучение физических принципов действия интерферометра Линника с источником белого света и его использования для измерения толщины тонких пленок и микрорельефа поверхности. В данной работе изучаются два режима работы интерферометра – с использованием визуального наблюдения интерференционного изображения с помощью системы окуляра-микрометра и с использованием специализированной цифровой фотокамеры и компьютерного монитора с возможностью записи цифрового изображения интерференционной картины и ее апостериорной компьютерной обработкой.

Физические принципы и технические основы практической реализации оптической когерентной томографии на примере промышленного серийно выпускаемого оптического томографа «Thorlabs OCP930SR» рассматриваются в четвертой лабораторной работе **«Спектральная оптическая когерентная томография»**. Особенность схемного решения и принципов обработки интерференционного сигнала данного томографа заключаются в аналоговом спектральном преобразовании выходного оптического сигнала интерферометра и численном Фурье-преобразовании цифровых изображений этого сигнала для реконструкции изображения внутренней структуры рассеивающего объекта. В качестве образцов контроля в данной работе используются технические и биологические объекты со сложной поверхностной и объемной структурой. Использование таких сложных по структуре объектов позволяет более глубоко изучить и усвоить возможности современной оптической когерентной томографии.

Теоретический материал всех работ, включенных в настоящее учебное пособие, излагается на основе классической теории когерентности оптических полей и теории интерференции частично-когерентного излучения с учетом новых результатов исследований авторов настоящего пособия в этих научных направлениях.

Списки литературы, приведенные в конце каждой работы, предназначены для более глубокого изучения принципов интерферометрии в частично когерентном свете и практических возможностей низкокогерентной интерферометрии и оптической когерентной томографии в различных областях техники и биомедицинских приложений.

Учебное пособие предназначено для студентов физических специальностей университетов, студентов магистратуры направления «Физика» программ: «Физика оптических явлений», «Биофизика» и «Медицинская физика», а также для аспирантов специальностей «Оптика» и «Биофизика» физико-математические науки.

Профессор, д.ф.-м.н. В.П. Рябухо

ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»
Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ
Институт проблем точной механики и управления РАН

**ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА
С ПРОТЯЖЕННЫМ ШИРОКОПОЛОСНЫМ
ИСТОЧНИКОМ СВЕТА**

(В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов,
А.Л. Кальянов, О.А. Перепелицына)

Учебно-методическое руководство
к выполнению лабораторной работы

Саратов 2009

Цель работы: изучение явления интерференции частично когерентного света широкополосных протяженных источников и закономерностей проявления пространственной и временной когерентности волнового поля в интерференционном эксперименте.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Пространственная и временная когерентность оптического поля

В теории когерентности волнового поля определяются качественные и количественные закономерности степени согласованности протекания колебаний, возбуждаемых полем в различных точках пространства и, в общем случае, при произвольной взаимной временной задержке Δt между этими колебаниями. Степень когерентности колебаний оценивается за достаточно длительный временной период наблюдения.

Монохроматическое (строго одночастотное) волновое поле полностью когерентно во всех точках поля и при любой временной задержке Δt между колебаниями, поскольку в таком поле отсутствуют временные флуктуации и амплитуды, и фазы, и частоты колебаний. Однако монохроматические и точечные источники света – это теоретическая идеализация. Естественные и искусственные источники света излучают в спектральном диапазоне конечной ширины и имеют не точечное, а протяженное тело излучения. Поэтому волновое поле реальных источников частично когерентно. Такое поле имеет ограниченную пространственную область, в которой колебания взаимно когерентны, и ограниченное время когерентных колебаний в каждой точке пространства. Размеры области когерентности определяются длиной поперечной ρ_{\perp} и длиной продольной L_c пространственной когерентности, время когерентных колебаний в одной точке пространства называют временем когерентности τ_c .

С помощью представления о пространственной когерентности волнового поля определяется согласованность колебаний в двух точках пространства P_1 и P_2 (рис. 1) без какой-либо временной задержки Δt между этими колебаниями.

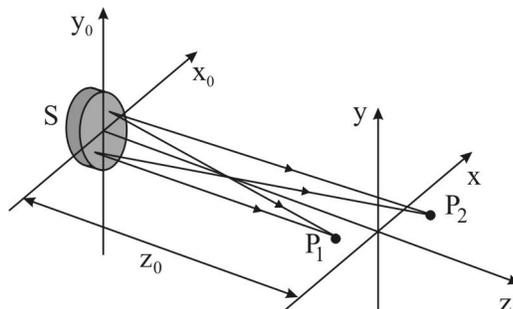


Рис. 1. К определению пространственной когерентности оптического поля.

Если точки P_1 и P_2 лежат в плоскости, перпендикулярной основному направлению распространения поля - оптической оси z поля (рис. 1), то рассматривают поперечную пространственную когерентность. С увеличением расстояния $\Delta\rho$ между точками P_1 и P_2 уменьшается степень взаимной когерентности колебаний в этих точках. Максимальное расстояние $\Delta\rho$, при котором колебания еще можно считать частично когерентными (частично согласованными), называют длиной поперечной когерентности $\rho_c = \Delta\rho_{\max}$.

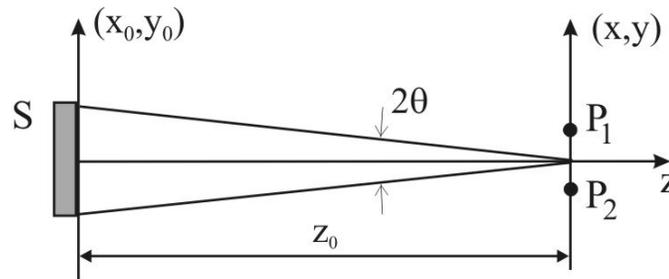


Рис. 2. К определению поперечной когерентности оптического поля

В теории оптической когерентности установлено, что с увеличением расстояния z от источника и уменьшением поперечного размера источника D длина поперечной когерентности увеличивается в соответствии с соотношением

$$\rho_c = \frac{\lambda_0 z}{D} = \frac{\lambda_0}{2\theta(z)}, \quad (1)$$

где $2\theta(z) \approx D/z$ – угловой размер источника.

При расположении точек P_1 и P_2 на оптической оси z (рис. 3) рассматривают продольную пространственную когерентность.

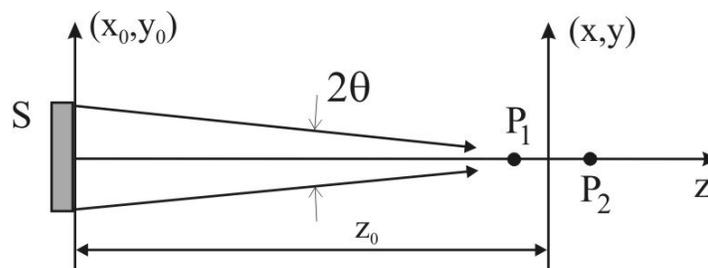


Рис. 3. К определению продольной когерентности оптического поля

Длина продольной когерентности L_c в общем случае определяется и угловым размером источника $2\theta(z)$ и шириной частотного спектра оптического поля $\Delta\lambda$. Если ширина спектра $\Delta\lambda$ достаточно мала, а угловые размеры источника $\theta(z)$ достаточно большие, то длина продольной когерентности L_c определяется непосредственно угловыми размерами источника:

$$L_c \approx \frac{2\lambda_0}{\theta^2} = \rho_{\parallel} . \quad (2)$$

Если рассматривать направленный пучок света источника с малыми угловыми размерами, но с достаточно широким спектром (относительно большая ширина спектра $\Delta\lambda$), то длина продольной когерентности определяется преимущественно шириной частотного спектра

$$L_c \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = l_c , \quad (3)$$

где l_c называется длиной временной когерентности, поскольку эта величина определяется также временем когерентности τ_c и скоростью распространения света V в данной среде:

$$l_c \approx V\tau_c , \quad (4)$$

В общем случае для L_c справедливо соотношение:

$$\frac{1}{L_c} = \frac{1}{\rho_{\parallel}} + \frac{1}{l_c} , \quad (5)$$

из которого следует, что если угловой спектр поля узкий, а частотный спектр достаточно широкий и выполняется соотношение $\rho_{\parallel} \gg l_c$, то длина продольной когерентности поля равна длине временной когерентности, определяемой шириной частотного спектра поля $L_c \approx l_c$. И наоборот, если поле имеет достаточно широкий угловой спектр при узком частотном спектре, то $L_c \approx \rho_{\parallel}$ - длина продольной когерентности определяется шириной углового спектра, а влияние частотного спектра отсутствует.

С помощью представления о времени когерентности τ_c и, соответственно, о временной когерентности, определяется степень согласованности колебаний, протекающих в одной точке P поля. (рис. 4). Рассматривается время когерентности τ_c , в течение которого колебания почти гармонические, иными словами, колебания совершаются почти детерминированным образом без существенных амплитудных и фазовых флуктуаций.

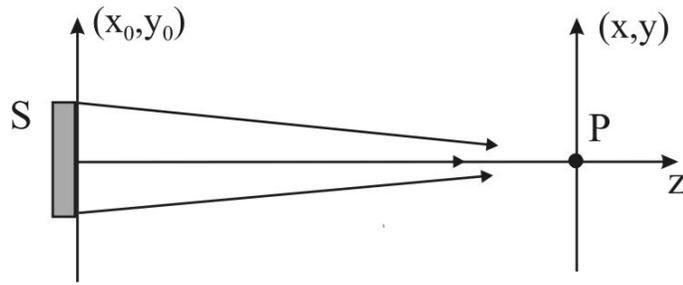


Рис. 4. К определению временной когерентности оптического поля.

В теории когерентности показано, что время когерентности полностью определяется шириной частотного спектра оптического поля $\Delta\nu$ (см. рис. 5)

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (6)$$

поскольку частотный интервал $\Delta\nu$ фактически определяет среднюю частоту амплитудно-фазовых флуктуаций колебаний в оптическом поле, а значит, и средний период этих флуктуаций, связанный с понятием «время когерентности».

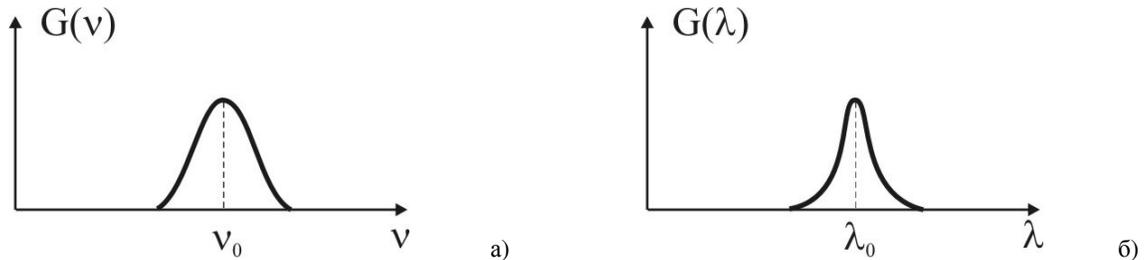


Рис. 5. Спектральные контуры оптического поля в шкале частот (а) и длин волн (б)

Со временем когерентности связывают понятие длины временной когерентности l_c , определяемой как расстояние, на которое распространяются колебания за время когерентности τ_c , $l_c \approx V\tau_c$. Используя соотношение между частотой и длиной волны $\nu = V/\lambda$, для оценки l_c используют также формулу:

$$l_c = \lambda_0^2 / \Delta\lambda, \quad (7)$$

где $\Delta\lambda$ – ширина спектрального контура в шкале длин волн (рис. 5б), λ_0 – центральная длина волны.

Для относительно направленного пучка света, когда угловые размеры источника достаточно малы – угловой спектр поля узкий, а ширина спектра $\Delta\lambda$ достаточно велики, длина временной когерентности совпадает с длиной продольной когерентности. Эта ситуация достаточно часто

имеет место на практике. Поэтому длину продольной когерентности L_c часто отождествляют с длиной временной когерентности l_c . Это отождествление совсем не оправдано ни с физической, ни с методической точек зрения, поскольку при достаточно широком угловом спектре поля продольная длина когерентности определяется уже шириной этого спектра и $L_c \approx \rho_{\parallel}$.

С длиной продольной когерентности тесно связано представление о волновом цуге и его длине. Для направленного пучка света с достаточно узким угловым спектром длина волнового цуга L_c равна длине временной когерентности l_c , $L_c = l_c$. При $\rho_{\parallel} = \infty$, что характерно для дальнего поля дифракции по отношению к источнику света, волновой цуг распространяется вдоль оси z без декорреляционных изменений. Однако в ближней области дифракции, для которой угловые размеры источника и, соответственно, ширина углового спектра конечны, длина когерентности ρ_{\parallel} , определяемая угловым спектром, также конечна. В этой области пространства волновой цуг длиной l_c пробегает без декорреляционных изменений только расстояние ρ_{\parallel} . На расстояниях Δz , превышающих ρ_{\parallel} , $\Delta z > \rho_{\parallel}$, волновой цуг претерпевает декорреляционные амплитудно-фазовые изменения. Поэтому при $L_c \approx l_c$ расстояние ρ_{\parallel} , определяемое соотношением (1), называют длиной свободного (коррелированного) пробега волнового цуга. Соответствующее время $\tau_c = \rho_{\parallel}/V$ называют временем когерентности или временем жизни волнового цуга.

На расстояниях z от источника, где его угловые размеры и, соответственно, ширина углового спектра поля становятся достаточно большими, так что ρ_{\parallel} становится сравнимым с l_c , длина волнового цуга L_c оказывается приблизительно вдвое меньше l_c и ρ_{\parallel} , что следует из (5).

Уже в этой области следует считать, что волновой цуг распространяется, постоянно испытывая декорреляционные изменения. Длину когерентности L_c в этом случае можно рассматривать как длину коррелированного пробега отдельного волнового возмущения.

В области, расположенной еще ближе к источнику, где выполняется соотношение $\rho_{\parallel} \ll l_c$, длина волнового цуга L_c становится равной ρ_{\parallel} , $L_c \approx \rho_{\parallel}$. В этой области волновой цуг распространяется, также испытывая постоянные декорреляционные изменения, так что длина L_c определяет длину коррелированного пробега отдельного возмущения.

Вышеописанные представления о закономерностях распространения волнового цуга от источника света в дальнюю область дифракции и о закономерностях изменения его длины схематично в графической форме представлены на рис. 6.

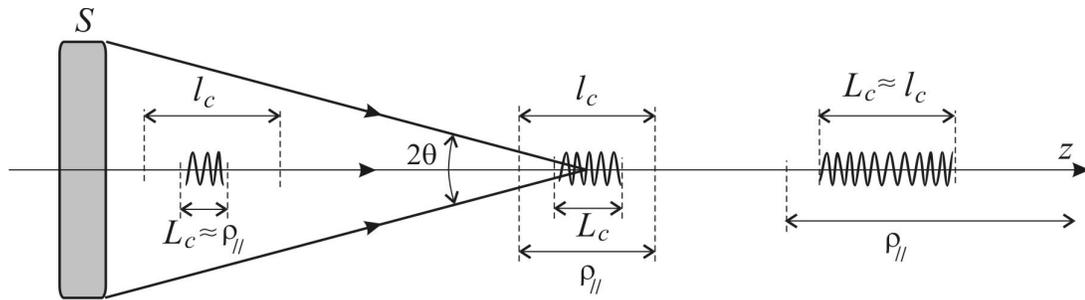


Рис. 6. Изменение длины волнового цуга в поле излучения пространственно некогерентного источника

Наибольшие значения пространственных и временных параметров когерентности оптического волнового поля при достаточно высокой его интенсивности удается получить для лазерных источников света.

О когерентности волнового поля судят чаще всего, принимая во внимание то или иное значение длины пространственной или временной когерентности. Лазерное излучение на одной продольной моде резонатора (такое излучение часто называют одночастотным) может иметь длину временной когерентности l_c равную нескольким сотням метров при практически полной поперечной когерентности, при которой длина поперечной когерентности ρ_{\perp} превышает поперечные размеры лазерного пучка $2w$.

Волновые поля обычных нелазерных источников света, имея существенно более широкий частотный спектр колебаний, отличаются существенно более низкими значениями параметров временной когерентности. Конечные размеры этих источников определяют малые значения длин поперечной когерентности по сравнению с поперечным сечением пучка света. Оптическое поле источника белого света в видимом диапазоне имеет длину временной когерентности $l_c \approx 1,5$ мкм. Волновой цуг такого поля, длина которого ассоциируется с длиной временной когерентности l_c , имеет всего ~ 3 осцилляции поля.

Закономерности проявления пространственных и временных масштабов когерентности при интерференции волновых полей

Когерентность волнового поля наиболее наглядно и отчетливо проявляется при интерференции волн. Взаимно когерентные волны могут интерферировать – при наложении таких волн амплитуда и интенсивность результирующих (суммарных) колебаний возрастает или уменьшается

в зависимости от разности фаз $\Delta\varphi$ колебаний. Интерференция отсутствует при наложении взаимно некогерентных волн.

Оптические волны двух реальных физически различных источников всегда взаимно некогерентны. Разность фаз колебаний таких волн $\Delta\varphi$ за время наблюдения многократно изменяется, поэтому эффекты взаимного усиления и взаимного гашения колебаний усредняются. В результате наложения таких волн наблюдается только сложение интенсивностей волн.

Эффекты интерференции возникают при сложении волн от одного и того же источника. Такие волны могут быть взаимно когерентными в данной области пространства. Эти волны получают с помощью оптических устройств – интерферометров, в которых оптическое поле от источника сначала тем или иным способом разделяют на две части – два поля, которые потом накладывают друг на друга для наблюдения эффектов интерференции.

Разработано множество оптических схем интерферометров, которые можно разделить на два основных класса – с амплитудным делением и с делением волнового фронта исходного волнового поля на две части. К наиболее известным и распространенным для решения практических задач относится интерферометр Майкельсона (рис. 7), в котором исходное волновое поле делится на две идентичные части с помощью полупрозрачного зеркала (делителя пучка) BS. С помощью зеркал M1 и M2 эти два идентичных волновых поля накладываются друг на друга в выходном плече интерферометра для наблюдения эффекта интерференции. Обязательной составной частью интерферометра должен быть фотоприемник – регистратор, с помощью которого ведется наблюдение интерференционных картин. В качестве такого фотоприемника может служить глаз наблюдателя, фотопленка или ПЗС матрица фотоаппарата, фотодиод и т.д.

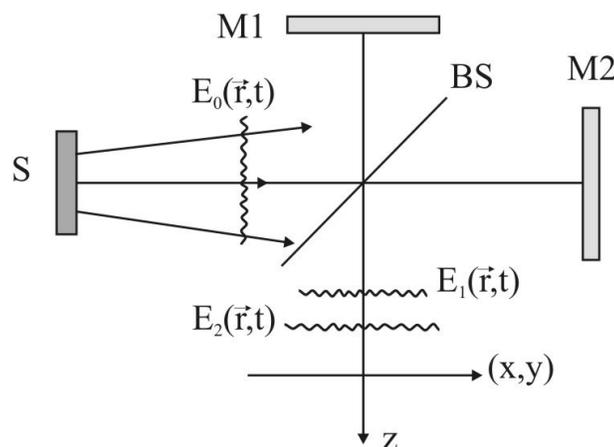


Рис. 7. Интерферометр Майкельсона с протяженным источником света:

S - источник света, BS – делитель исходного пучка света от источника, M1 и M2 – плоские зеркала, $E_0(\vec{r}, t)$ - исходное волновое поле на входе интерферометра, $E_1(\vec{r}, t)$ и $E_2(\vec{r}, t)$ - идентичные волновые поля, отраженные зеркалами интерферометра, на выходе интерферометра.

Интерференционные эффекты возникают только если идентичные волновые поля накладываются друг на друга без взаимного сдвига или с взаимным пространственным сдвигом Δr , не превышающим длину поперечной ρ_{\perp} и продольной L_c когерентности.

Взаимный пространственный сдвиг идентичных волновых полей на выходе интерферометра Майкельсона возникает из-за различного положения и различной ориентации зеркал $M1$ и $M2$ интерферометра. Поперечный сдвиг $\Delta\rho$ возникает из-за различий в наклоне зеркал по отношению к оптической оси интерферометра. Наклон зеркала на угол α сопровождается поперечным сдвигом $\Delta\rho$ поля, отраженного этим зеркалом, на величину $\Delta\rho = 2\alpha z$, где z – расстояние от зеркала до плоскости, где рассматривается сдвиг поля.

Продольный взаимный сдвиг полей Δz возникает из-за различного расположения зеркал $M1$ и $M2$ относительно делителя BS вдоль оптической оси z . Сдвиг какого-либо зеркала оптической оси на Δz_M сопровождается продольным сдвигом Δz поля, отраженного этим зеркалом, на величину

$$\Delta z = 2\Delta z_M. \quad (8)$$

Таким образом, интерференцию оптических полей на выходе интерферометра можно наблюдать только при условии

$$\Delta\rho < \rho_c, \quad \Delta z < L_c. \quad (9)$$

Длина продольной когерентности поля ρ_{\parallel} определяется в общем случае и шириной частотного спектра $\Delta\nu$ (или $\Delta\lambda$), и шириной углового θ спектров. Если волновое поле имеет достаточно широкий частотный спектр при относительно узком угловом спектре, то длина продольной когерентности L_c ограничивается временной когерентностью $L_c \approx l_c$. Поэтому для продольного сдвига полей, в общем случае, имеем условие $\Delta z < l_c$.

Формально, для интенсивности света, которой пропорционален выходной сигнал интерферометра, на выходе интерферометра в некоторой плоскости x, y можно записать:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + 2\sqrt{I_1(x, y)I_2(x, y)}\gamma(\Delta\rho(x, y, z), \Delta z) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta(x, y) + \Delta\varphi_0\right), \quad (10)$$

где $I_1(x, y)$ и $I_2(x, y)$ – пространственные распределения интенсивностей полей, отразившихся от зеркал $M1$ и $M2$, соответственно, $\gamma(\Delta\rho(x, y, z), \Delta z)$ – нормированная функция пространственной (поперечной и продольной) когерентности оптического поля, отразившегося от одного из зеркал интерферометра $M1$ или $M2$, $\Delta\rho(\Delta x, \Delta y)$ и Δz – взаимные поперечные и продольные пространственные сдвиги интерферирующих идентичных полей, $\Delta(x, y)$ – оптическая разность хода волн для каждой точки плоскости наблюдения.

Контраст (видность) интерференционных полос V определяется степенью взаимной когерентности интерферирующих полей, которая, в свою очередь, определяется нормированной функцией пространственной когерентности оптического одного из полей $\gamma(\Delta\rho(x, y, z), \Delta z)$. При равенстве интенсивностей интерферирующих полей $I_1(x, y) = I_2(x, y)$ контраст полос V численно равен модулю $|\gamma|$, $V = \gamma(\Delta\rho(x, y, z), \Delta z)$.

Нормированная функция пространственной когерентности $\gamma(\Delta\rho(x, y, z), \Delta z)$ при $\Delta\rho = 0$ и $\Delta z = 0$ принимает максимальное значение, равное 1. С увеличением $\Delta\rho$ и Δz она стремится к 0. При $\Delta\rho > \rho_c$ или $\Delta z > L_c$ функция когерентности принимает практически нулевые значения и интерференционная картина, согласно (10), отсутствует. В промежуточных случаях, когда $0 < \Delta\rho < \rho_c$ и $0 < \Delta z < L_c$, наблюдаются интерференционные полосы, обусловленные изменением разности хода Δ в плоскости наблюдения x, y .

Рассмотрим одну из простейших ситуаций, которая часто возникает на практике. В интерферометре Майкельсона с плоскими зеркалами используются протяженный узкополосный источник света, например, лазерный диод (полупроводниковый лазер), излучение которого сосредоточено в спектральном интервале $\Delta\lambda \approx 0,2$ нм при средней длине волны $\lambda_0 \approx 650$ нм. Соответственно, длина когерентности такого излучения оценивается $l_c \approx \lambda_0^2 / \Delta\lambda \approx 2$ мм. Для увеличения размеров такого источника можно использовать матовое стекло.

Зеркало $M1$ снабжено возможностью прецизионного наклона вокруг оси, перпендикулярной оптической оси z . С помощью наклона этого зеркала можно создавать взаимный поперечный сдвиг $\Delta\rho$ между интерферирующими полями.

Волновое поле от вторичного источника S – матового стекла, направляется в интерферометр на делитель пучка BS , который делит по амплитуде исходное поле на две равные части. Эти две части – два идентичных поля распространяются к зеркалам $M1$ и $M2$, отражаются ими и возвращаются к делителю BS . В делителе эти поля опять делятся на две части и направляются к источнику, и в выходное плечо интерферометра.

Если зеркала $M1$ и $M2$ строго перпендикулярны оптической оси и друг другу и находятся на одинаковом расстоянии z_M от делителя BS , то на выходе интерферометра эти поля полностью пространственно совпадают, $\Delta\rho = 0$, $\Delta z = 0$ и $\Delta = 0$. В соответствии с уравнением (10) на выходе интерферометра будет наблюдаться максимум интерференции по всему полю. Если для какого-нибудь поля возникает дополнительный фазовый скачок $\Delta\varphi_0$ в $\pm\pi$ радиан при отражении от какой-либо границы раздела двух сред в интерферометре, то будет наблюдаться темная полоса по всему полю.

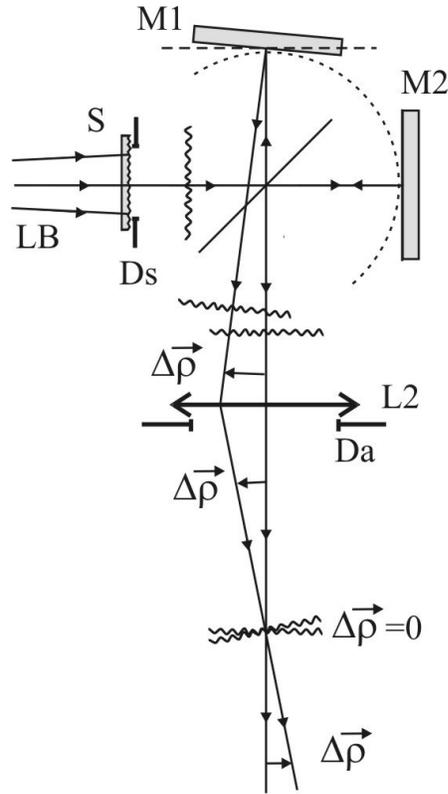


Рис. 8. Интерферометр Майкельсона с лазерным источником рассеянного света для наблюдения влияния взаимного поперечного сдвига интерферирующих полей: LB – лазерный пучок света, S – рассеиватель (матовое стекло) – вторичный источник света с апертурной диафрагмой Ds; M1 и M2 – зеркала (M1 имеет наклон к оптической оси интерферометра), L2 – собирающая линза с апертурной диафрагмой Da, $\Delta\rho$ – взаимный поперечный сдвиг волновых полей на выходе интерферометра.

Если наклонить зеркало M1 на малый угол α ($\approx 0,4 - 1'$), например, вокруг вертикальной оси u в плоскости зеркала, то все поле, отраженное этим зеркалом, повернется вокруг той же оси на угол 2α . Следовательно, возникнет поперечный сдвиг $\Delta\rho = 2\alpha z$ поля на выходе интерферометра, линейно увеличивающийся с расстоянием z . Этот поперечный сдвиг будет приводить к нарушению взаимной когерентности интерферирующих полей и снижению контраста интерференционных полос. При одном только наклоне зеркала интерферометра формируются полосы, параллельные оси наклона зеркала, с периодом Λ , определяемым углом схождения $2\alpha'$ интерферирующих волн, $\Lambda \approx \lambda_0 / 2\alpha'$. Этот угол схождения можно определить как отношение поперечного сдвига изображений источника $\Delta\rho'$ в зеркалах интерферометра к расстоянию z' от этих изображений до плоскости наблюдения. Поэтому для периода полос можно использовать соотношения

$$\Lambda \approx \frac{\lambda_0}{2\alpha'} = \frac{\lambda_0 z'}{\Delta\rho'}, \quad (11)$$

из которых следует, что период полос линейно увеличивается с увеличением расстояния z' .

Линейные зависимости от расстояния и периода полос $\Lambda(z)$, и взаимного поперечного сдвига $\Delta\rho(z)$ и радиуса поперечной когерентности $\rho_c(z)$ приводит к тому, что контраст полос на выходе интерферометра зависит от угла наклона α зеркала $M1$, но он остается неизменным на различных расстояниях z на выходе интерферометра.

На рис. 9 представлены картины интерференционных полос, наблюдаемые на выходе интерферометра Майкельсона при некотором продольном сдвиге Δz_M зеркала $M1$ интерферометра (рис.9а) и дополнительном наклоне этого зеркала на некоторый угол α на одном и том же расстоянии z на выходе интерферометра. При одном продольном сдвиге наблюдаются кольцевые концентрические полосы максимального контраста (рис.9а). При введении наклона зеркала система кольцевых полос смещается в поперечном направлении и уменьшается контраст полос из-за взаимного сдвига $\Delta\rho$ интерферирующих полей и возникновения декогерентности между этими полями.

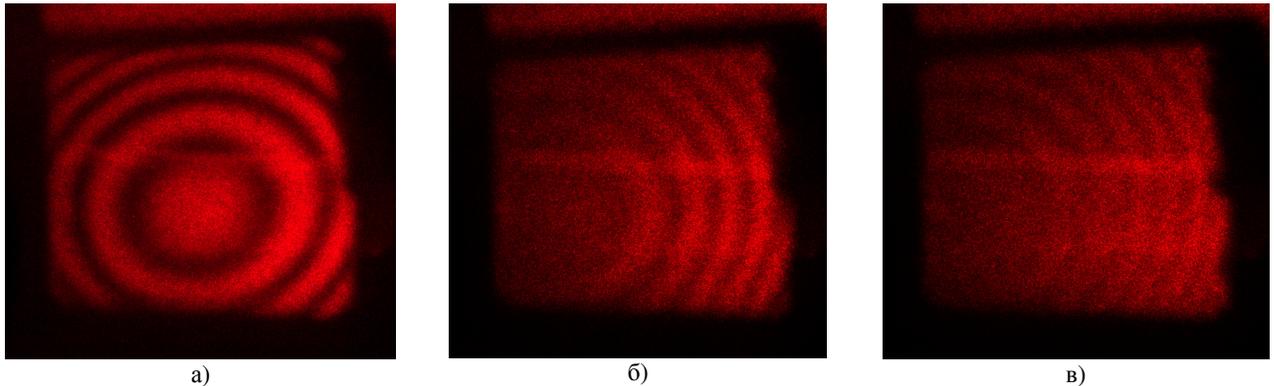


Рис. 9. Картины интерференционных полос разного контраста, наблюдаемые на выходе интерферометра Майкельсона при разных углах наклона зеркала $M1$ и одном и том же продольном сдвиге зеркала интерферометра.

Максимальный контраст полос (теоретически единичный) наблюдается в плоскости самих зеркал, где $\Delta\rho = 0$ и $\Delta z = 0$. Для наблюдения этой плоскости в реальном изображении необходимо переотобразить суммарное выходное поле с помощью собирающей линзы $L2$, как это показано на рис. 8. Тогда в плоскости действительного изображения зеркал будут наблюдаться интерференционные полосы максимального контраста.

При выходе из плоскости изображения зеркал возникает поперечный сдвиг

$$\Delta\rho = \beta 2\alpha z'', \quad (12)$$

где β – коэффициент увеличения (уменьшения), создаваемый линзой $L2$, z'' – расстояние от изображения зеркал до плоскости наблюдения интерференционной картины. Полосы практически исчезают там, где сдвиг станет равным поперечной длине когерентности ρ_c , $\Delta\rho \geq \rho_c$.

Для оценки величины ρ_c в пространстве изображений необходимо определить вторичный источник этого поля. В простейшем случае, если первичный источник имеет достаточно большие

поперечные размеры, то в качестве вторичного источника может служить выходной зрачок (апертурная диафрагма) переотображающей линзы. Если диаметр апертуры линзы D_a , то глубина области локализации полос в пространстве изображений может быть оценена с помощью следующих выражений:

$$\left[\frac{2\alpha\beta D_a}{\lambda_0} + 1 \right] z_1'' = \beta f, \quad (13)$$

$$\left[\frac{2\alpha\beta D_a}{\lambda_0} - 1 \right] z_2'' = \beta f, \quad (14)$$

где f – фокусное расстояние линзы.

Область видности полос длиной $z_1'' + z_2''$ называется областью локализации интерференционных полос. Эта область расширяется с уменьшением диаметра апертуры D_a , поскольку это приводит к увеличению поперечной длины когерентности ρ_c . Увеличение угла наклона α приводит к увеличению сдвига поля $\Delta\rho$ и, как следствие, к снижению контраста полос и сокращению глубины их области локализации.

Продольный сдвиг зеркала $M1$ или $M2$ на Δz_M приводит, соответственно, к продольному сдвигу поля $\Delta z = 2\Delta z_M$ вдоль оптической оси z . (рис.10). На выходе интерферометра в этом случае будет иметь место суперпозиция идентичных полей с взаимным продольным сдвигом Δz , который также как и поперечный сдвиг приводит к взаимной некогерентности интерферирующих полей.

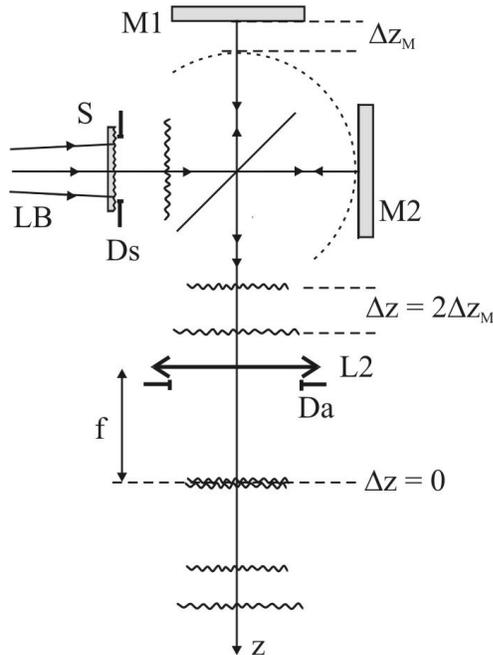


Рис.10. Интерферометр Майкельсона с протяженным источником света и взаимным продольным сдвигом зеркал интерферометра– локализация интерференционных полос в области задней фокальной плоскости собирающей линзы:

Δz_M - продольный сдвиг зеркала M1, Δz - взаимный продольный сдвиг интерферирующих полей на выходе интерферометра.

В пространстве до собирающей линзы L2 взаимный продольный сдвиг полей Δz равен удвоенному сдвигу зеркала, $\Delta z = 2\Delta z_M$. В пространстве за линзой этот сдвиг уменьшается до 0 в задней фокальной плоскости. В этой плоскости отсутствует декогерентность между интерферирующими полями и наблюдаются интерференционные полосы с максимальным контрастом. При выходе из задней фокальной плоскости возрастает взаимный сдвиг полей Δz , возникает декогерентность между полями, контраст полос уменьшается и на достаточном расстоянии от фокальной плоскости, где продольный сдвиг превышает продольную длину когерентности, $\Delta z > L_c = \rho$, полосы исчезают. Таким образом интерференционная картина при продольном сдвиге зеркал интерферометра оказывается локализованной в области задней фокальной плоскости – на бесконечности.

Если имеется наклон зеркала на некоторый угол α и наблюдаются полосы в плоскости действительного изображения зеркал, то при введении продольного сдвига зеркала возникает декогерентность полей в этой плоскости и наблюдается уменьшение контраста полос. Исчезновение интерференционных полос, обусловленных наклоном, возникает при $\Delta z = \rho_{\parallel} \approx 2/\theta_a^2$, где $2\theta_a \approx Da/z''$ – угловая апертура поля в пространстве изображений. Измеряя величину сдвига Δz_M зеркала, при котором контраст полос изменяется от максимального до почти нулевого, можно оценить длину продольной когерентности в этой области: $L_c \approx \rho_{\parallel} \approx 2\Delta z_M$.

При достаточно широком частотном спектре поля и относительно узком его угловом спектре длина продольной когерентности L_c определяется преимущественно шириной частотного спектра и равна длине временной когерентности: $L_c \approx l_c$. Такое положение дел типично для использования в качестве источников света тепловых излучателей, газоразрядных ламп высокого давления, светодиодов и т.д. В этом случае декогерентность при взаимном поперечном сдвиге интерферирующих полей возникает так же, как и в вышеописанной ситуации с узкополосным источником света. А вот в продольном направлении декогерентность может возникать при очень малых продольных сдвигах Δz , поскольку длина временной когерентности l_c может быть достаточно малой вплоть до 1 мкм для белого света. Поэтому настройка интерферометра для получения интерференционной картины в широкополосном и, в частности, в белом свете носит достаточно сложный характер, требующий использования прецизионных механических устройств продольного перемещения одного зеркала интерферометра и наклонов на малый угол другого зеркала.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Приборы и принадлежности: источники света: белый светодиод с $\lambda_0 = 0,53$ мкм и полупроводниковый лазерный модуль (лазерный диод) с $\lambda_0 = 0,65$ мкм, короткофокусная собирающая линза в оправе, матовое стекло в оправе, интерферометр Майкельсона, включающий делитель пучка в виде делительной призмы–куба и два плоских зеркала, длиннофокусная собирающая линза в оправе и экран, закрепленные на рейтерах с возможностью перемещения по рельсе; одно зеркало интерферометра закреплено в юстировочном устройстве для прецизионных наклонов зеркала вокруг двух ортогональных осей, а само устройство жестко закреплено на прецизионном подвижном столике с микрометрическим отсчетом с ценой деления 10 мкм для перемещения зеркала вдоль оптической оси интерферометра; другое зеркало жестко закреплено на платформе интерферометра без возможности регулирования его положения.

Схема интерферометра и фотография его внешнего вида приведены на рис.11 и 12.

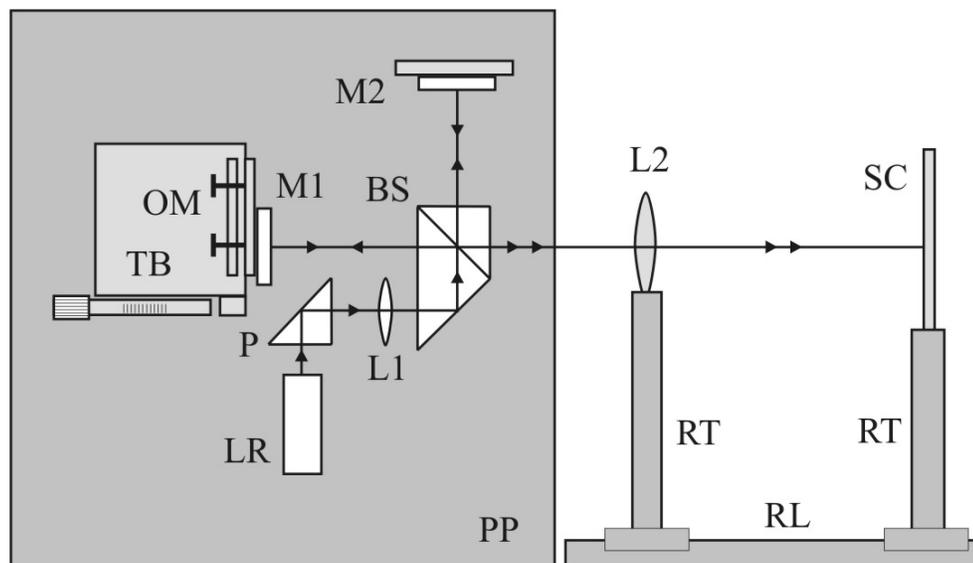


Рис.11. Схема интерферометра Майкельсона, используемого для выполнения экспериментов: LR – источник света (лазерный диод или белый светодиод), P – поворотная призма полного внутреннего отражения, L1 – короткофокусная линза для юстировки интерферометра или матовое стекло для создания вторичного протяженного источника света; BS – делитель пучка – призма-куб; M1 – подвижное юстируемое зеркало, M2 – жестко закрепленное (нерегулируемое) зеркало, OM – юстировочное устройство для наклонов зеркала, ТВ - подвижный столик с микрометрическим отсчетом, L2 – длиннофокусная линза, SC – экран, PP -платформа для жесткого крепления элементов интерферометра, RL – рельс, RT – рейтеры для крепления линзы L2 и экрана SC.

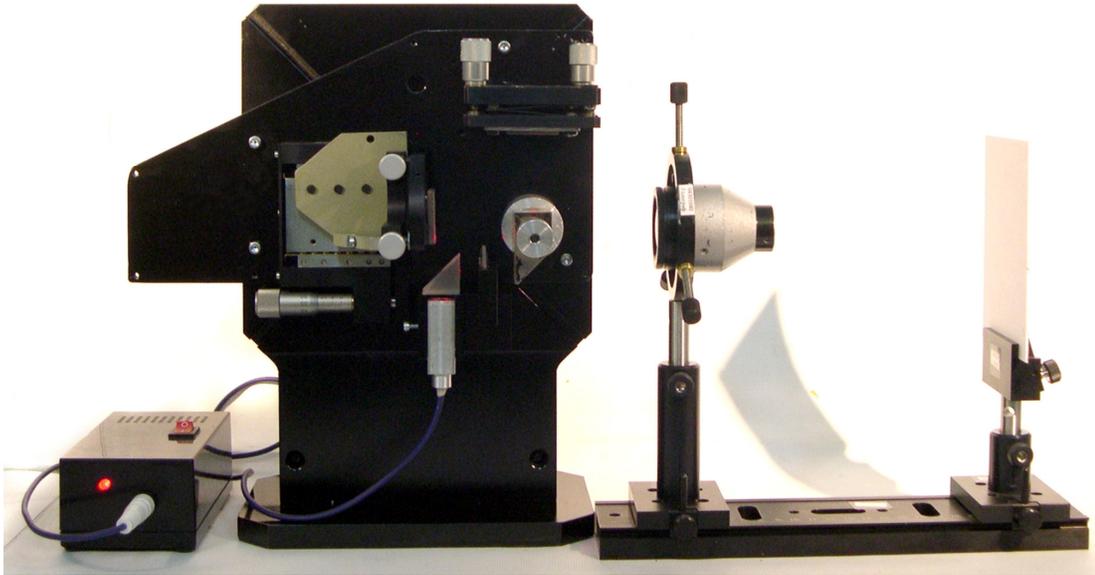


Рис.12. Фотография внешнего вида интерферометра.

Цель экспериментальной работы: юстировка интерферометра; наблюдение и изучение эффектов нарушения поперечной когерентности при взаимном поперечном сдвиге интерферирующих полей; определение радиуса поперечной когерентности поля протяженного источника; наблюдение эффектов продольной декогерентности оптического поля при узком частотном спектре и широком угловом спектре, когда длина продольной когерентности L_c определяется угловым спектром поля $L_c \approx 2\lambda_0^2/\theta^2$; юстировка интерферометра и наблюдение интерференционной картины с протяженным источником белого света; определение длины временной когерентности l_c и ширины спектрального контура $\Delta\lambda$; определение толщины тонкой стеклянной пластинки ($d \approx 150$ мкм).

Задание 1. Юстировка интерферометра и наблюдение интерференционной картины в лазерном излучении

Порядок выполнения задания:

1. Установить лазерный модуль в оправе в специализированный держатель на платформе интерферометра.
2. С помощью юстировочных винтов держателя зеркала $M1$ совместить лазерные пучки, отраженные зеркалами $M1$ и $M2$, направить их по одной продольной оси до появления в апертуре суммарного пучка интерференционных полос.

3. С помощью юстировочных винтов установить максимальный период интерференционных полос.
4. Установить в лазерный пучок на входе в интерферометр короткофокусную собирающую линзу в оправе. Для размещения линзы в держателе имеется специальный горизонтально расположенный паз.
5. Юстировочными винтами наклона зеркала $M1$ установить в выходном расширенном пучке лазера концентрические кольцевые интерференционные полосы.
6. Измерить величину продольного смещения Δz_M зеркала $M1$ путем отсчета количества полос m , сменившихся в апертуре пучка на выходе интерферометра, $\Delta z_M = m\lambda_0/2$.

Задание 2. Наблюдение эффектов продольной когерентности при продольном смещении зеркала

Порядок выполнения задания:

1. При установленной на входе интерферометра собирающей линзы установить приближенное равенство длин плеч интерферометра путем продольного смещения зеркала $M1$. При равенстве длин плеч интерферометра кольцевые интерференционные полосы имеют максимальный диаметр и период – в идеальном случае в выходном пучке наблюдается только одна интерференционная полоса – темная или светлая, бесконечной ширины.
2. Убрать из собирающую линзу и установить в горизонтальный паз матовое стекло в оправе перед делителем пучка BS , которое будет служить вторичным протяженным источником света.
3. Дополнительно выровнять длины плеч интерферометра путем продольного смещения зеркала $M1$ и наблюдения увеличения контраста полос картины интерференции в рассеянном лазерном свете на выходе интерферометра. При равенстве длин плеч взаимный сдвиг $\Delta z \approx 0$ или $\Delta z \ll \rho_{||}$.
4. Оценить длину продольной когерентности $L_c \approx \rho_{||}$ путем измерения продольного перемещения зеркала $M1$ и наблюдения изменения контраста интерференционных полос. Длина продольной когерентности $L_c = 2\Delta z_M = 2(z_2 - z_1)$. Полученное значение сравнить с рассчитанным по формуле (2): $L_c \approx \rho_{||} \approx \frac{2\lambda_0}{\theta^2} \approx 8 \frac{\lambda_0}{z^2} D^2$, где $\theta \approx D/z$ - угловой размер источника – лазерного пятна на матовом стекле, z - расстояние от источника – матового стекла, до плоскости наблюдения интерференционной картины.

Задание 3. Наблюдение эффектов нарушения взаимной поперечной когерентности

Порядок выполнения задания:

1. Установить матовое стекло в оправе перед делителем пучка BS , которое будет служить протяженным источником света.
2. На экране вблизи делителя пучка BS на выходе интерферометра получить интерференционные полосы максимального периода, используя наклоны зеркала $M1$ с помощью юстировочных винтов устройства крепления этого зеркала.
3. Оценить расстояние z от зеркала $M1$ до плоскости наблюдения интерференционной картины.
4. Наклоном зеркала создать поперечный сдвиг поля $\Delta\rho = 2\alpha z$ и соответствующий период полос $\Lambda \approx \lambda_0/2\alpha$.
5. Увеличивая угол наклона зеркала α до практического исчезновения полос оценить величину $\Delta\rho$ по измеренному периоду наблюдаемых полос $\Delta\rho \approx \frac{\lambda_0}{\Lambda} z$.
6. Оценить радиус поперечной когерентности по соотношению $\Delta\rho \approx \rho_c$. Сравнить полученное значение с расчетным $\rho_c \approx \frac{\lambda_0 z}{D}$, где D – диаметр апертуры источника – диаметр лазерного пучка на матовом стекле.

Задание 4. Наблюдение интерференционных картин в пространстве изображения зеркал интерферометра

Порядок выполнения задания:

1. Установить в выходном плече интерферометра длиннофокусную собирающую линзу с известной апертурой D_a и фокусным расстоянием f .
2. На белом экране получить изображение зеркал интерферометра с интерференционными полосами, образованными наклоном зеркала $M1$. С помощью юстировочных винтов держателя зеркала получить полосы с периодом $\Lambda \approx 1-2$ мм.
3. Определить глубину области локализации полос $\Delta Z'$ путем перемещения и измерения положения экрана и фиксирования положений экрана до и после изображения зеркал z'_1 и z'_2 , в которых полосы исчезают. Сравнить измеренную величину $\Delta Z' = |z'_1 - z'_2|$ с расчетной по формулам (13) и (14).

Задание 5. Наблюдение интерференционных полос в белом свете, определение длины временной когерентности света и ширины его спектрального контура

Порядок выполнения задания:

1. Отъюстировать интерферометр для наблюдения интерференционной картины в белом свете в плоскости действительного изображения зеркал интерферометра.

Для этого:

- а) Наблюдая полосы в свете лазерного диода с матовым рассеивателем в плоскости действительного изображения зеркал, установить максимальный период полос наклоном зеркала $M1$ и установить максимальный контраст полос, перемещая это зеркало в продольном направлении. Максимальный контраст полос свидетельствует о равенстве длин плеч интерферометра с точностью до длины продольной когерентности поля L_c в плоскости изображения зеркал.
 - б) Заменить лазерный диод источником белого света и исключительно осторожно, медленно перемещая в продольном направлении зеркало $M1$, наблюдать появление интерференционных полос в плоскости изображения зеркал.
 - в) При появлении полос установить их период $\Lambda \approx 2-3$ мм наклоном и продольным перемещением зеркала $M1$, вывести центр полос на середину апертуры изображения.
2. Определить полное число наблюдаемых полос $2m$ и, используя значение средней длины волны белого света $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм, определить длину временной когерентности белого света $l_c \approx m\lambda_0$ и ширину спектрального интервала $\Delta\lambda$, используя соотношение $l_c \approx \lambda_0^2/\Delta\lambda$.
 3. Переместить в продольном направлении зеркало $M1$ на некоторую величину Δz_M так, чтобы картина интерференционных полос сместилась на m периодов полос. Определить величину смещения зеркала $M1$ Δz_M с точностью, соответствующей точности отсчета полос в 1/10 полосы (установить точность определения Δz_M).
 4. Определить толщину d стеклянной пластинки с известным показателем преломления n . Установить в плечо интерферометра на специальную площадку тонкую стеклянную пластинку (покровное стекло микроскопа) так чтобы она перекрывала только половину пучка света. Присутствие пластинки в плече интерферометра повлечет за собой смещение интерференционных полос из поля зрения в соответствующей части оптического пучка на выходе интерферометра. Для компенсации этого смещения и возвращения полос в поле зрения необходимо ввести продольное смещение зеркала $M1$ в соответствующем направлении на величину $\Delta z_M = d(n+1)$. Оценить толщину пластины по измеренному смещению зеркала Δz_M .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Дайте определения понятиям: «пространственная когерентность оптического поля», «поперечная пространственная когерентность», «продольная пространственная когерентность».
2. Какая величина называется длиной поперечной когерентности и какими параметрами оптического поля определяется эта длина?
3. Что такое длина продольной когерентности и определите ее зависимость от параметров оптического поля – от ширины частотного и ширины углового спектров поля.
4. Дайте определения понятиям: «время когерентности» и «временная когерентность оптического поля». Каким образом связаны время когерентности и ширина частотного спектра? Что такое длина временной когерентности и как она связана с шириной спектрального контура в шкале длин волн?
5. При каких условиях длина продольной когерентности определяется преимущественно шириной частотного спектра поля, а при каких условиях – шириной углового спектра поля?
6. Каким образом изменяется длина волнового цуга колебаний поля в процессе его распространения от протяженного источника в дальнюю область дифракции?
7. Какими параметрами оптического поля ограничивается длина свободного (когерентного) пробега волнового цуга?
8. Какими параметрами оптического поля и при каких условиях определяется объем когерентности волнового поля?
9. При каких условиях на выходе интерферометра Майкельсона проявляется влияние на контраст интерференционных полос частотного спектра поля, а при каких условиях – углового спектра оптического поля?
10. Почему область локализации интерференционных полос, обусловленных наклоном зеркала интерферометра Майкельсона, локализована в пространстве изображения зеркал интерферометра? От каких параметров оптической схемы интерферометра и оптического поля зависит протяженность области локализации интерференционных полос?
11. В каком месте пространства изображений расположена область локализации интерференционных полос при продольном сдвиге зеркала интерферометра в отсутствии наклона зеркал по отношению к оптической оси интерферометра при использовании протяженного источника света?

12. Какое полное количество интерференционных полос наблюдается в интерференционной картине на выходе интерферометра Майкельсона при использовании широкополосного направленного пучка света?
13. Какое полное количество интерференционных полос наблюдается в интерференционной картине на выходе интерферометра Майкельсона при использовании узкополосного оптического поля с широким угловым спектром в плоскости наблюдения интерференционной картины?
14. При каких условиях полное количество наблюдаемых интерференционных полос одновременно определяется и шириной частотного, и шириной углового спектров оптического поля?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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 Б.И. Введение в статическую 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. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. Пер. с франц. М.: Наука, 1967. 80 с.
8. Горелик Г.С. Колебания и волны. Введение в акустику, радиофизику и оптику, 3-е изд. М.: Интеллект, 2007. 656 с.

Дополнительная специальная литература

1. Рябухо В.П., Лякин Д.В. Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т.98, В.2. – С.309-320.
2. Рябухо В.П., Лякин Д.В. Теорема Винера-Хинчина в теории пространственной когерентности в курсах статистической оптики и радиофизики // Физическое образование в вузах. – 2005. – Т.11, В.3. – С.107-118.

3. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Продольная чисто пространственная когерентность светового поля // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т.100, В.5. – С.788-797.
4. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Длина продольной когерентности оптического поля // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т.107, №2. – С.296-301.
5. Рябухо В.П., Лякин Д.В., Лычагов В.В. Продольная когерентность оптического поля // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2009. – Т.17, №5(99). – С.30-42.

ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»

Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ
Институт проблем точной механики и управления РАН

**СКАНИРУЮЩИЙ НИЗКОКОГЕРЕНТНЫЙ
ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА
С ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКОЙ СИГНАЛА**

(В.П. Рябухо, В.В. Лычагов, Д.В. Лякин)

Учебно-методическое руководство
к выполнению лабораторной работы

Саратов 2009

Цель работы: Изучение физических принципов оптических интерферометров как корреляторов электромагнитных сигналов, изучение принципов работы Фурье-спектроанализаторов, оптической (когерентной) локации и томографии, изучение основ цифровой обработки фотоэлектрических сигналов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Частотный спектр мощности сигнала. Корреляционная функция

Электромагнитные сигналы не бывают одночастотными. Спектр этих сигналов $P(\omega)$ занимает спектральную полосу конечной ширины $\Delta\omega$ с центральной частотой ω_0 (рис. 1).

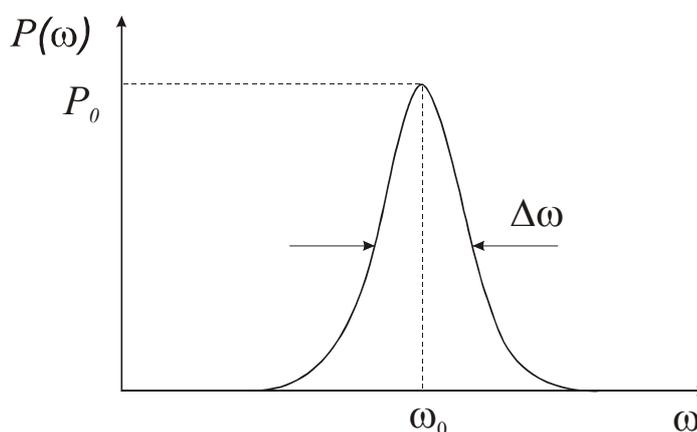


Рис. 1. Спектральный контур узкополосного сигнала

Для оценки ширины спектральной полосы используют отношение $\Delta\omega/\omega_0$, которое называют степенью узкополосности сигнала, или степенью монохроматичности сигнала. Если $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$, то сигнал считается узкополосным.

В радиодиапазоне и микроволновом диапазоне получают узкополосные сигналы с высокой степенью монохроматичности. Модуляция этих сигналов приводит к дополнительному уширению их частотного спектра.

Наряду с генераторами узкополосных сигналов в радио и микроволновом диапазонах, используемых в системах связи, разработаны специальные генераторы широкополосных сигналов, которые применяются в специальных областях радиотехники, связанных с задачами локации удаленных объектов, кодированием и защитой передаваемой информации, созданием помех в работе военных радионавигационных систем.

В оптическом диапазоне также возможна генерация узкополосных электромагнитных волн с помощью лазерных источников света. Однако обычные источники света достаточно широкополосные. Для выделения сравнительно узкого диапазона частот излучения таких источников света используют различные способы частотной фильтрации с помощью поглощающих или резонансных (интерференционных) светофильтров, а также с помощью дифракционных и рефракционных (призмных) спектральных приборов и монохроматоров.

Частотный спектр мощности сигнала $P(\omega)$ однозначно связан с другой характеристикой сигнала – его функцией корреляции $G(\Delta t)$, где Δt – некоторая временная задержка сигнала. Функция корреляции сигнала $E(t)$ – временного изменения напряженности электрического поля, определяется выражением

$$G(\Delta t) = \langle E(t) \cdot E^*(t - \Delta t) \rangle, \quad (1)$$

где используется представление сигнала $E(t)$ в комплексном виде, * означает комплексное сопряжение, угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают операцию усреднения. Для стационарных сигналов – сигналов с постоянными во времени средними характеристиками, этой операцией усреднения может служить операция временного усреднения, $\langle \dots \rangle = \tau^{-1} \cdot \int_0^{\tau} \dots dt$

Корреляционная функция сигнала со случайной амплитудно-фазовой модуляцией (амплитуда и фаза меняются по случайным законам) определяет статистическую степень согласованности двух колебаний, возбуждаемых сигналом при взаимном запаздывании на некоторую величину Δt . Для количественной оценки этой степени согласованности колебаний вводят нормированную функцию корреляции (коэффициент корреляции)

$$g(\Delta t) = \frac{G(\Delta t)}{G(\Delta t = 0)} \quad (2)$$

Тогда модуль $|g(\Delta t)|$ принимает действительные значения в интервале $[0,1]$, $0 \leq |g(\Delta t)| \leq 1$. Это означает, что когда $|g(\Delta t)| = 0$, то наступает полная декорреляция, не согласованность колебаний. И наоборот, при $|g(\Delta t)| = 1$ корреляция полная. В промежуточных случаях имеет место частичная корреляция.

Временная задержка $\Delta t = \tau_c$, при которой наступает почти полная декорреляция, $|g(\Delta t = \tau_c)| \approx 0$, называют временем корреляции сигнала. Очевидно, как это следует из (2), $|g(\Delta t = 0)| = 1$. С увеличением Δt корреляция нарушается и $|g(\Delta t)|$, как правило, монотонно уменьшается (рис. 2).

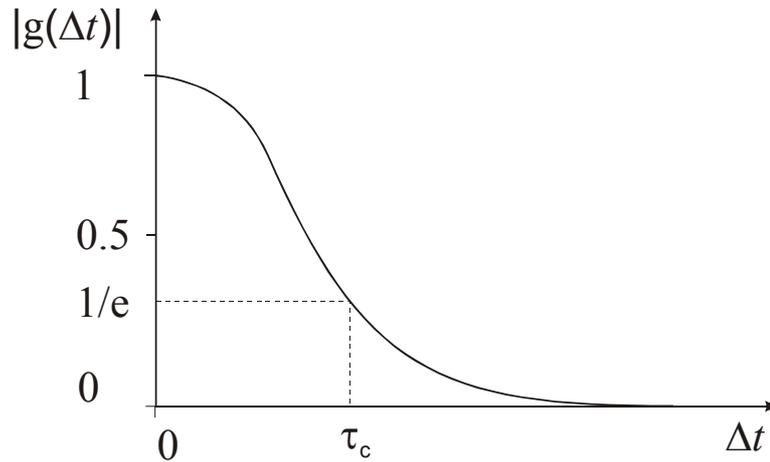


Рис. 2. Нормированная функция автокорреляции сигнала

Узкополосные сигналы со смещенной центральной частотой ω_0 можно записать в следующей комплексной форме

$$E(t) = U(t) \exp(i\omega_0 t), \quad (3)$$

где $U(t)$ - комплексная амплитуда, $U(t) = A(t) \exp[i\varphi(t)]$, $A(t)$ и $\varphi(t)$ - действительная амплитуда и фаза колебаний. Амплитуда $A(t)$, фаза $\varphi(t)$ и соответственно комплексная амплитуда $U(t)$ для узкополосного сигнала являются существенно медленно меняющимися функциями по сравнению с функцией $\exp(i\omega_0 t)$, которая осциллирует с частотой ω_0 . Средняя частота $\langle \omega \rangle$ флуктуаций $U(t)$ определяет ширину $\Delta\omega$ контура спектра мощности $P(\omega)$, $\langle \omega \rangle = \Delta\omega$. Для узкополосных сигналов $\langle \omega \rangle \ll \omega_0$.

Подставляя (3) в (1) получаем

$$G(\Delta t) = \langle U(t)U^*(t - \Delta t) \rangle \exp(i\omega_0 \Delta t) = G_U(\Delta t) \exp(i\omega_0 \Delta t), \quad (4)$$

где $G_U(\Delta t) = \langle U(t)U^*(t - \Delta t) \rangle$ - функция корреляции комплексной амплитуды (амплитудно-фазовых флуктуаций) сигнала.

Формально можем записать $G(\Delta t) = |G(\Delta t)| \exp[i\varphi_G(\Delta t)]$, где аргумент $\varphi_G(\Delta t)$ имеет смысл фазы функции корреляции. Используя (4), для φ_G получаем

$$\varphi_G(\Delta t) = \omega_0 \Delta t + \alpha(\Delta t), \quad (5)$$

где $\alpha = \arg(G_U(\Delta t))$ - фаза функции $G_U(\Delta t)$. Фаза $\alpha(\Delta t)$ существенно медленно меняющаяся функция по сравнению с $\omega_0 \Delta t$. Отметим также, что модули функций $G(\Delta t)$ и $G_U(\Delta t)$ совпадают, $|G(\Delta t)| = |G_U(\Delta t)|$.

Теорема Винера-Хинчина

Частотный спектр мощности сигнала $P(\omega)$ связан Фурье-преобразованием с функцией автокорреляции сигнала $G(\Delta t)$,

$$P(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\Delta t) \exp(i\omega\Delta t) d\Delta t . \quad (6)$$

Обратное Фурье-преобразование дает выражение для определения функции автокорреляции через спектр мощности сигнала

$$G(\Delta t) = \int_0^{\infty} P(\omega) \exp(-i\omega\Delta t) d\omega . \quad (7)$$

Пара интегральных преобразований (6) и (7), устанавливающих связь между спектром мощности и функцией автокорреляции сигнала, являются математическим выражением теоремы Винера-Хинчина в теории случайных процессов.

Из соотношений (6) и (7) следует, что ширина спектрального контура $\Delta\omega$ и время корреляции τ_c связаны обратно пропорциональной зависимостью

$$\tau_c \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} . \quad (8)$$

Действительно, если $\exp(i\omega\Delta t)$ в (7) при изменении ω изменяется на полный период в пределах функции $P(\omega)$, $\Delta\omega\Delta t = 2\pi$, то интеграл (7) практически принимает нулевое значение. Чем шире спектральный контур, тем меньше время корреляции, и наоборот. Соотношение (8) иллюстрируют графики на рис. 3.

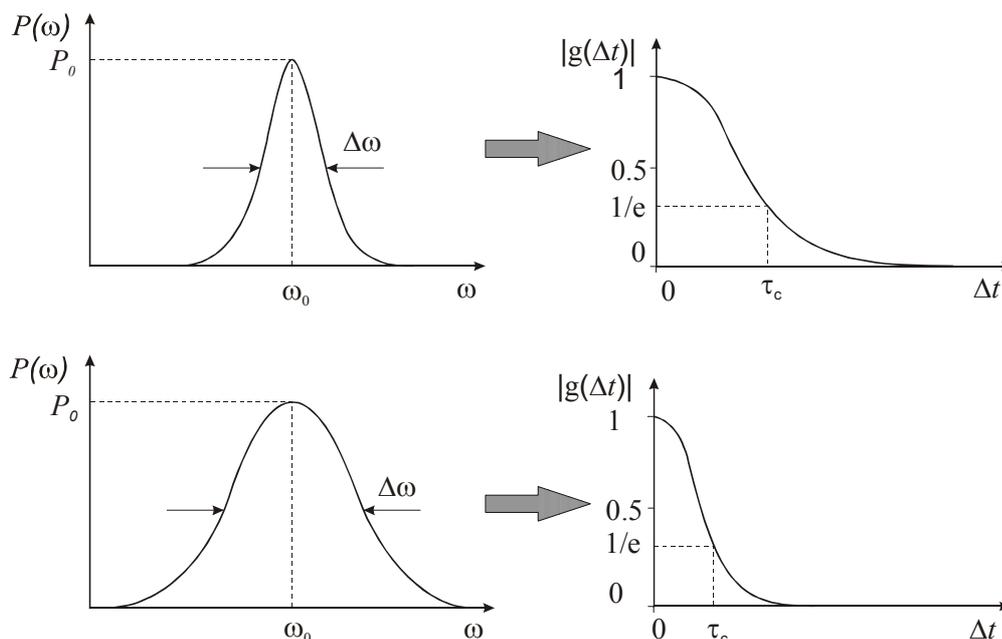


Рис. 3. Зависимость степени корреляции от ширины контура спектра мощности сигнала

В справедливости соотношения (8) можно убедиться и на простом примере. Пусть спектральный контур имеет прямоугольную форму $P(\omega) = P_0$ в диапазоне $\omega_0 - \Delta\omega/2 \leq \omega \leq \omega_0 + \Delta\omega/2$ и $P(\omega) = 0$ за пределами этого диапазона. Используя интегральное преобразование (7) получаем

$$G(\Delta t) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} P_0 \exp(-i\omega\Delta t) d\omega = \frac{P_0}{i\Delta t} \left\{ \exp\left[i\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right)\Delta t \right] - \exp\left[i\left(\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}\right)\Delta t \right] \right\} =$$

$$= \frac{P_0}{i\Delta t} \exp(i\omega_0\Delta t) \left[\exp\left(i\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t \right) - \exp\left(-i\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t \right) \right] = P_0\Delta\omega \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t\right)}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t\right)} \exp(i\omega_0\Delta t) \quad (9)$$

Отсюда имеем

$$|g(\Delta t)| = \left| \frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t\right)}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\Delta t\right)} \right|, \quad (10)$$

и убеждаемся в справедливости соотношения (8).

Для бегущих электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью c вводят понятие длины корреляции

$$l_c = c\tau_c, \quad (11)$$

С длиной корреляции тесно связано представление о волновом цуге, длина которого равна длине корреляции l_c .

Интерферометры – оптические корреляторы

Интегральное преобразование (6) показывает, что для определения частотного спектра мощности сигнала $P(\omega)$ необходимо предварительное определение функции автокорреляции сигнала $G(\Delta t)$. Устройство, реализующее такую процедуру определения $P(\omega)$, называется Фурье-спектроанализатором. Устройство, которое реализует операцию автокорреляции сигнала, называют коррелятором (рис. 4.). В этом устройстве сигнал $E(t)$ необходимо разделить тем или иным способом на две части, в одной части с помощью линии задержки ввести регулируемую по величине временную задержку Δt относительно времени прохождения другой части сигнала. Затем необходимо произвести смещение сигналов с помощью того или иного устройства с интегрирующим (усредняющим) действием.

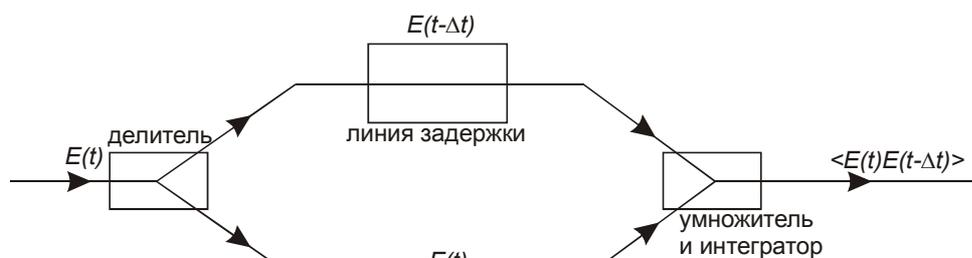


Рис. 4. Принципиальная блок схема коррелятора сигнала

Общими элементами для всех корреляторов волновых процессов являются делитель, линия задержки и умножитель с интегратором. Для волновых процессов различной природы эти элементы корреляторов имеют существенные конструктивные отличия. Отличаются они и для электромагнитных сигналов различных диапазонов.

В качестве корреляторов в оптическом диапазоне используют интерферометры. Разработано много различных конструкций интерферометров, основанных как на использовании объемных дискретных оптических элементов (призма, зеркала, линза), так и на использовании оптических волокон и волноводных планарных структур.

Рассмотрим схему интерферометра Майкельсона на объемных дискретных элементах (рис. 5). Пучок света от источника S делится на две части с помощью полупрозрачного зеркала BS , зеркалами $M1$ и $M2$ световые волны опять возвращаются к делителю BS и на выходе интерферометра реализуется сложение (суперпозиция) двух волн $E(t)$ и $E(t - \Delta t)$, отраженных от зеркал $M1$ и $M2$. Взаимная временная задержка Δt этих волн осуществляется путем смещения на Δz одного из зеркал, например $M2$. Оптический канал с зеркалом $M2$ служит в качестве линии задержки коррелятора. Полупрозрачное зеркало BS выполняет роль и делителя исходного сигнала и смесителя разделенных полей. Фотодетектор выполняет роль умножителя и интегратора.

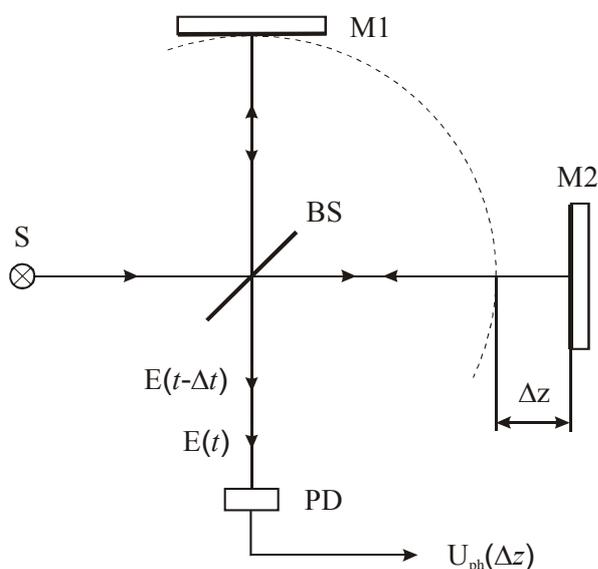


Рис. 5. Схема оптического коррелятора – интерферометра Майкельсона: S – источник света, BS – полупрозрачное зеркало – делитель пучка световой волны, $M1$ и $M2$ – зеркала, PD – фотодетектор.

Смещение оптических сигналов в интерферометре реализуется путем фоторегистрации суммарной световой волны. Любой фотодетектор реагирует на интенсивность световой волны I , которая пропорциональна квадрату амплитуды волны. Поэтому такой нелинейный детектор называют квадратичным. Поскольку время срабатывания любого фотоприемника τ_{ph} значительно больше периода световых колебаний $T = 2\pi / \omega_0$, $T \ll \tau_{ph}$, то фотоприемник реагирует на усредненное значение мощности света. Это усредненное значение выражается интенсивностью, которая пропорциональна среднему значению квадрата модуля напряженности электрического поля волны

$$I = \varepsilon_0 c n \langle |E|^2 \rangle_{\tau_{ph}}, \quad (12)$$

где ε_0 - электрическая постоянная, c - скорость света в вакууме, n - показатель преломления среды, угловые скобки $\langle \dots \rangle_{\tau_{ph}}$ - определяют усреднение по времени срабатывания фотоприемника τ_{ph} . Коэффициент пропорциональности в (12) часто можно не учитывать и для интенсивности рассматривать выражение

$$I = \langle |E|^2 \rangle_{\tau_{ph}}. \quad (13)$$

Таким образом, выходной фотоэлектрический сигнал интерферометра U_{ph} описывается выражением

$$U_{ph} \sim I = \langle |E|^2 \rangle_{\tau_{ph}}. \quad (14)$$

Поскольку на выходе интерферометра реализуется суперпозиция (сложение) двух волн $E(t)$ и $E(t - \Delta t)$, то для сигнала U_{ph} получаем выражение

$$\begin{aligned} U_{ph} \sim \langle |E(t) + E(t - \Delta t)|^2 \rangle_{\tau_{ph}} &= \langle |E(t)|^2 \rangle_{\tau_{ph}} + \langle |E(t - \Delta t)|^2 \rangle_{\tau_{ph}} + \langle E(t)E^*(t - \Delta t) \rangle_{\tau_{ph}} + \\ &+ \langle E^*(t)E(t - \Delta t) \rangle_{\tau_{ph}} = \langle |E(t)|^2 \rangle_{\tau_{ph}} + \langle |E(t - \Delta t)|^2 \rangle_{\tau_{ph}} + 2 \operatorname{Re} \langle E(t)E^*(t - \Delta t) \rangle_{\tau_{ph}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где было использовано свойство линейности операции усреднения.

Первые два слагаемых в (15) определяют интенсивности световых волн, они равны для стационарных световых волн. Третье слагаемое представляет собой реальную часть автокорреляционной функции волны $E(t)$. Если время срабатывания фотоприемника τ_{ph} существенно превышает время корреляции сигнала τ_c , то усреднение, реализуемое фотоприемником, оказывается достаточным для того, чтобы считать выражение $\langle E(t)E^*(t - \Delta t) \rangle_{\tau_{ph}}$ функцией корреляции волны. Таким образом, для выходной фотоэлектрический сигнал

интерферометра определяется корреляционной функцией световой волны и может быть записан в виде

$$U_{ph} \sim G(0) + G(0) + 2 \operatorname{Re} G(\Delta t) = 2G(0) \left[1 + \operatorname{Re} \frac{G(\Delta t)}{G(0)} \right] = 2G(0) [1 + \operatorname{Re} g(\Delta t)]. \quad (16)$$

Временная задержка Δt в интерферометре (рис. 5) может изменяться путем смещения Δz зеркала M2, $\Delta t = 2\Delta z / c$. Следовательно, приближая или удаляя зеркало M2, с помощью интерферометра можно полностью измерить действительную часть функции автокорреляции волны и, используя Фурье-преобразование (6), определить частотный спектр мощности света.

Поскольку выходной сигнал интерферометра пропорционален реальной части функции корреляции световой волны, то для определения комплексной функции корреляции $G(\Delta t) = |G(\Delta t)| \exp[i\varphi_G(\Delta t)]$ необходимо знание аргумента этой функции $\varphi_G(\Delta t) = \arg G(\Delta t)$, - фазы функции корреляции.

Параметры выходного сигнала интерферометра

Рассмотрим более подробно параметры выходного сигнала интерферометра $U_{ph}(\Delta t)$, используя выражение (16). Принимая во внимание соотношения (4) и (5), для $U_{ph}(\Delta t)$ можем записать следующее выражение

$$U_{ph}(\Delta t) \sim 2G(0) \{1 + |g(\Delta t)| \cos[\omega_0 \Delta t + \alpha]\}, \quad (17)$$

где аргумент косинуса – фаза функции корреляции.

Поскольку $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$, где λ_0 - средняя длина волны излучения, $c\Delta t = 2\Delta z$, $2\Delta z$ - оптическая разность хода волн в интерферометре, в (17) можем сделать замену переменных и записать это выражение в виде

$$U_{ph}(2\Delta z) \sim 2G(0) \left\{ 1 + |g(2\Delta z)| \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z + \alpha \right] \right\}. \quad (18)$$

Таким образом, выходной сигнал интерферометра в шкале разности хода волн $2\Delta z$ имеет постоянную составляющую $\overline{U_{ph}}$, определяемую первым слагаемым в (18), $\overline{U_{ph}} \sim 2G(0)$, и переменную составляющую \tilde{U}_{ph} , осциллирующую с периодом λ_0 в шкале разности хода, и огибающей, определяемой модулем нормированной функции автокорреляции $|g(2\Delta z)|$. В графическом виде сигнал $U_{ph}(2\Delta z)$ представлен на рис. 6, где по оси абсцисс отложены значения разности хода волн $2\Delta z$, выраженные в длинах волн λ_0 .

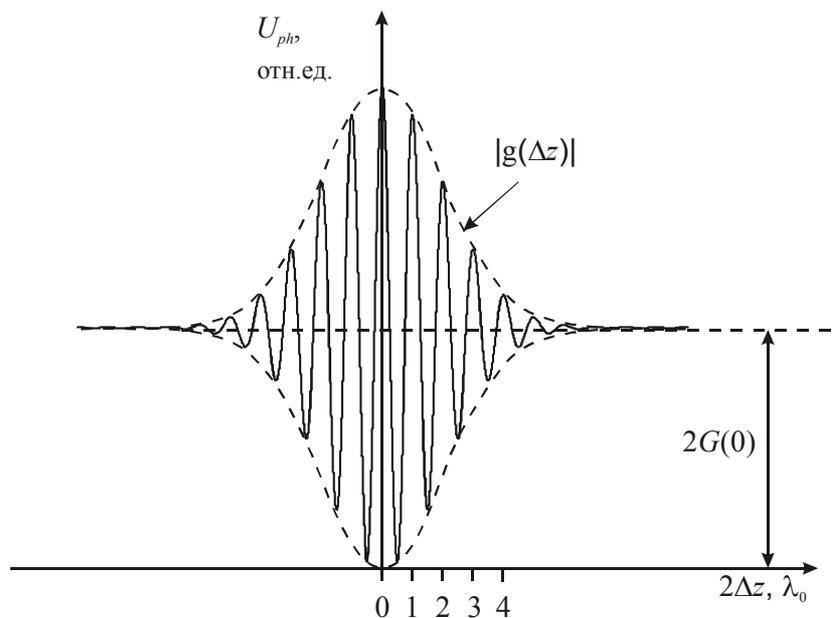


Рис. 6. Корреляционный сигнал интерферометра для световой волны со степенью монохроматичности $\Delta\omega/\omega_0 \approx 1/5$.

Модуль нормированной функции корреляции $|g(2\Delta z)|$ определяет закономерность спада глубины интерференционных осцилляций сигнала интерферометра при увеличении разности хода $2\Delta z$. Фаза функции корреляции $\varphi_G(2\Delta z)$ проявляется в положении локальных экстремумов осцилляций. Период этих осцилляций определяется центральной длиной волны λ_0 света. Таким образом, в выходном сигнале интерферометра в полной мере проявляются корреляционные а, значит, и спектральные свойства оптического излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальная установка

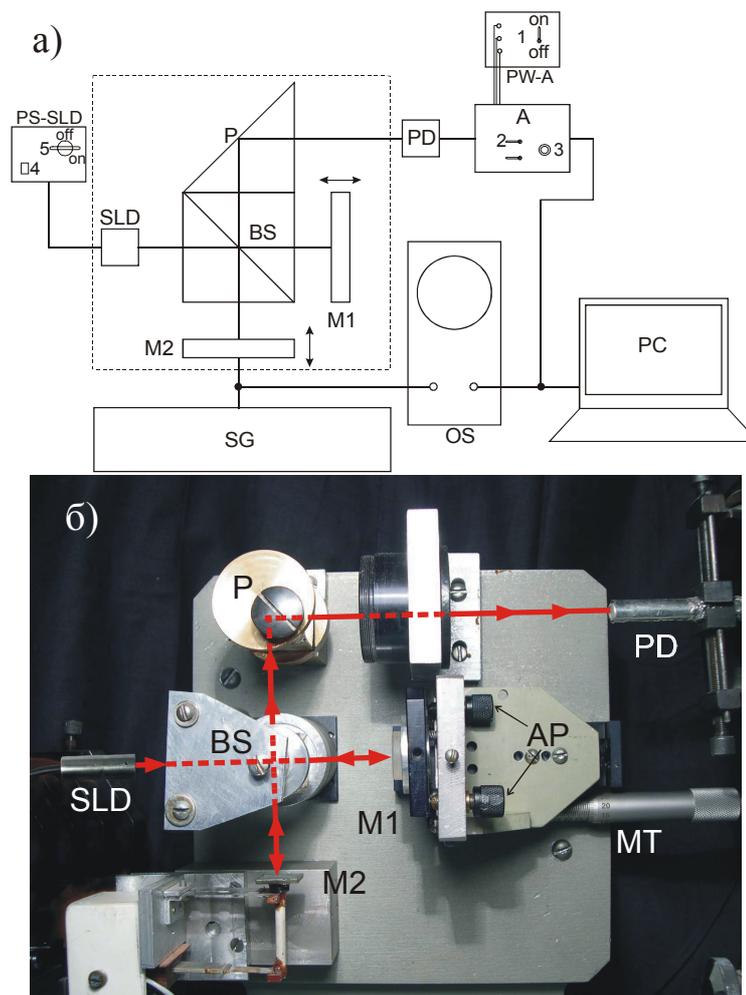


Рис. 7 Схема установки «Сканирующий интерферометр Майкельсона» (а) и фотография интерферометра Майкельсона (б): SLD – суперлюминесцентный диод; PS-SLD – блок питания диода; BS – делитель пучка; P – поворотная призма; M1 – сканирующее зеркало; M2 – опорное зеркало; SG – генератор сигналов; OS – осциллограф; PD – фотодиод; А – усилитель фотоприемника; PW-A – блок питания усилителя фотоприемника; PC – компьютер; MT – прецизионный линейный позиционер; AP – винты тонкой угловой регулировки наклона зеркала.

Экспериментальная установка лабораторной работы (рис. 7) состоит из следующих основных частей – интерферометра с источником света, фотоприемника с блоком питания и усилителем, генератора сигналов для питания сканера зеркала интерферометра, платы АЦП и персонального компьютера.

В качестве источника света в работе используется или полупроводниковый светодиод (LED) видимого диапазона, или суперлюминесцентный светодиод (SLD) ИК диапазона.

В качестве фотоприемника используется кремниевый фотодиод ФД263, установленный в выходном плече интерферометра. Фотоэлектрический сигнал усиливается до необходимого уровня и подвергается аналого-цифровому преобразованию с помощью платы АЦП.

Оцифрованный сигнал записывается в цифровом формате для последующей визуализации и обработки в соответствующих математических пакетах.

Сканирующий интерферометр Майкельсона

В работе используется сканирующий интерферометр Майкельсона (рис. 8), одно из зеркал которого (M2) совершает гармонические колебания вдоль оптической оси интерферометра с относительно низкой частотой f_0 и большой амплитудой l_0 , превышающей корреляционную длину световой волны l_c используемого источника света, $l_0 \gg l_c$. Таким образом, в интерферометре создается переменная во времени оптическая разность хода интерферирующих волн

$$2\Delta z(t) = 2\Delta z_0 + 2l_0 \sin(2\pi f_0 t), \quad (19)$$

где $2\Delta z_0$ - некоторая начальная разность хода, имеющая место при неподвижном зеркале M2. В результате формируется временной выходной сигнал интерферометра $U_{ph}(t)$, переменная составляющая $\tilde{U}_{ph}(t)$ которого в соответствии с выражением (18) имеет огибающую $|G(2\Delta z(t))|$,

$$\tilde{U}_{ph}(t) \sim |G(2\Delta z_0 + 2l_0 \sin(2\pi f_0 t))| \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta z_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} 2l_0 \sin(2\pi f_0 t) + \alpha \right]. \quad (20)$$

Этот сигнал можно наблюдать на экране осциллографа, либо, после аналого-цифрового преобразования, подвергать дальнейшей цифровой обработке на компьютере.

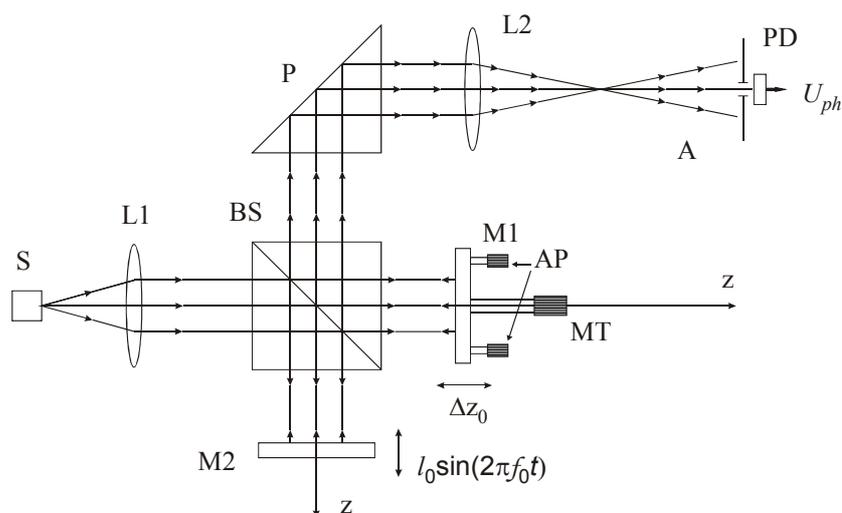


Рис. 8. Схема сканирующего интерферометра Майкельсона: S – источник света, L1 – коллимирующая линза, BS – делитель световой волны; M1 и M2 плоские зеркала; P – поворотная призма полного внутреннего отражения; L2 – собирающая линза; A – апертура фотоприемника; PD – фотодетектор; МТ – прецизионный линейный позиционер; AP – винты тонкой угловой регулировки наклона зеркала..

Поскольку разность хода $2\Delta z$ изменяется по гармоническому (а значит, нелинейному) закону, то сигнал имеет частотно-модулированный (FM) характер. Его мгновенная частота f_s , определяемая как скорость изменения полной фазы сигнала $\Phi(t)$, также изменяется по гармоническому закону

$$f_s(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi(t)}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} 2l_0 \sin(2\pi f_0 t) + \alpha \right] = \frac{4\pi}{\lambda_0} l_0 f_0 \cos(2\pi f_0 t) + \frac{d\alpha}{dt}. \quad (21)$$

Из (21) следует, что частота сигнала $f_s(t)$ изменяется от 0 до $f_{s\max}$. При этом максимальная частота $f_{s\max}$, равная

$$f_{s\max} = \frac{4\pi}{\lambda_0} l_0 f_0, \quad (22)$$

прямо пропорциональна амплитуде l_0 и частоте f_0 колебаний зеркала интерферометра.

Положение максимума огибающей сигнала интерферометра $\tilde{U}_{ph}(t)$ на временной осциллограмме, как это следует из (20), определяется величиной начальной разности хода $2\Delta z_0$. Эту величину в интерферометре можно изменять путем плавного смещения другого, не сканирующего, зеркала М1 с помощью прецизионного столика с микрометрическим винтом МТ (рис. 8). На рис. 9 представлено несколько осциллограмм корреляционных сигналов интерферометра, рассчитанных по формуле (20) при различных значениях $2\Delta z_0$. Частота сигнала f_s , в пределах его длительности, в наименьшей степени изменяется при $\Delta z_0 \approx 0$ (рис. 9-(1)). В наибольшей степени частотная модуляция сигнала наблюдается при $\Delta z_0 = l_0$, когда максимум корреляционного сигнала возникает в момент остановки сканирующего зеркала М2.

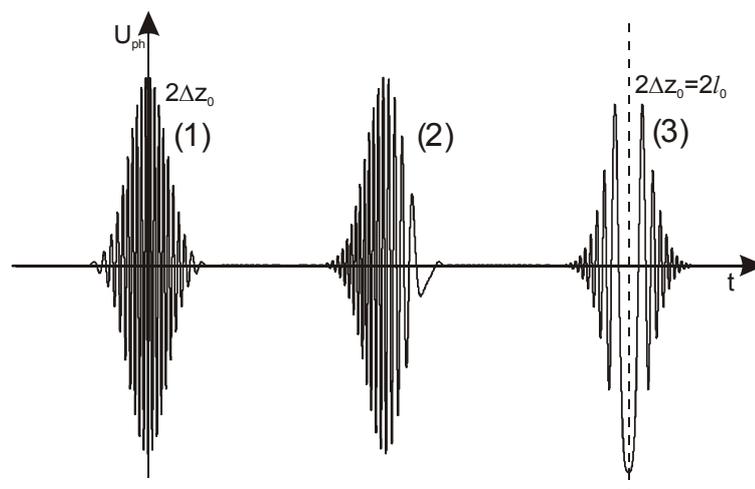


Рис. 9 Корреляционный сигнал интерферометра при различных начальных разностях хода $2\Delta z_0$: 1) $2\Delta z_0 \approx 0$; 2) $2\Delta z_0 \approx l_0$; 3) $2\Delta z_0 \approx 2l_0$

Если амплитуда колебаний зеркала значительно превышает длину корреляции световой волны l_c , $l_0 \gg l_c$, то при $\Delta z_0 \approx 0$ весь корреляционный сигнал интерферометра формируется в области относительно малых смещений сканирующего зеркала М2. Следовательно, в этом случае можем положить $\sin(2\pi f_0 t) \approx 2\pi f_0 t$ а выражение (20) записать в виде

$$\tilde{U}_{ph}(t) \sim \left| G\left(\frac{8\pi^2}{\lambda_0} f_0 t\right) \right| \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda_0} 2l_0 2\pi f_0 t + \alpha\right] = 2|G(2\Delta z(t))| \cos[2\pi f_{s\max} t + \alpha], \quad (23)$$

где $f_{s\max}$ - максимальная частота, определяемая по формуле (22).

Юстировка интерферометра

Для появления корреляционного сигнала на выходе фотодетектора интерферометра необходимо выполнение нескольких условий.

Во-первых, необходимо, чтобы разность хода волн в плечах интерферометра $2\Delta z$ хотя бы при одном положении сканирующего зеркала М2 была меньше длины корреляции волны l_c , $2\Delta z < l_c$. Это означает, что длины плеч интерферометра – расстояния от делительной грани делителя BS до поверхностей зеркал М1 и М2, должны отличаться не больше чем на $l_c/2$. Поскольку для нелазерного источника света $l_c \approx 3-100$ мкм, то для выравнивания плеч интерферометра необходимо использовать специальный столик с микрометрической подачей и отсчетом, на котором закрепляется зеркало М1 интерферометра.

Во-вторых, для наблюдения сигнала интерферометра необходимо, чтобы световые пучки, отраженные зеркалами М1 и М2, распространялись строго в одном направлении в выходном канале интерферометра. Для этого зеркало М1 закреплено в юстировочной оправе, обеспечивающей прецизионные наклоны зеркала и, соответственно, отраженного от него пучка света.

Первоначальную юстировку интерферометра осуществляют с помощью лазерного пучка света, имеющего большую длину корреляции. Для полупроводникового лазера $l_c \approx 1-2$ мм, а для газового He-Ne лазера $l_c \approx 100$ мм. При включенном сканере зеркала М2 изменениями наклона зеркала М1 с помощью юстировочных винтов АР необходимо получить максимальную амплитуду выходного сигнала интерферометра, наблюдаемого на экране осциллографа. После этого лазер заменяется исследуемым источником света S с коллимирующей линзой L1, добиваются попадания светового пучка в апертуру АР фотодетектора PD, а затем, смещая зеркало М1 вдоль оптической

оси с помощью микрометрического винта МТ, добиваются появления корреляционного сигнала интерферометра на экране осциллографа.

Смещением зеркала М1 можно смещать положение корреляционного сигнала на осциллограмме, как это показано на рис. 9 и устанавливать его в положение наименьшей частотной модуляции, когда $\Delta z \approx 0$.

Амплитуда l_0 и частота f_0 сканирования зеркала М2 могут изменяться путем изменения соответствующих настроек генератора сигналов SG, питающего сканер. Частота сканирования устанавливается в пределах $f_0 \approx 50 - 70$ Гц, что соответствует диапазону резонансных частот сканера. Для наблюдения полного корреляционного сигнала амплитуда сканирования l_0 , как уже отмечалось, должна превышать длину корреляции l_c излучения, $l_0 > l_c$.

Задание 1. Компьютерное моделирование выходного сигнала интерферометра при различных значениях входных параметров $\lambda_0, l_c, \Delta z_0, l_0, f_0$

Используя формулу (20), получить интерференционные сигналы при различных условиях регистрации: начальном смещении опорного зеркала Δz_0 , частоте f_0 , амплитуде сканирования l_0 , длине волны λ_0 и длине когерентности света l_c . Нормированную функцию когерентности

аппроксимировать Гауссовой функцией $g(\Delta t) = \exp\left[-\left(\frac{\Delta t}{\tau_c}\right)^2\right]$, записав ее в шкале разности хода

$g(2\Delta z) = \exp\left[-\frac{(2\Delta z)^2}{l_c^2}\right]$. Проанализировать полученные осциллограммы.

Задание 2. Регистрация корреляционного сигнала от низко когерентного источника света с использованием сканирующего интерферометра Майкельсона

При выполнении задания используется экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 7.

Порядок действий:

- 1) Включить блок питания усилителя РW-А фотоприемника тумблером 1 (рис. 7), включить усилитель тумблером 2.
- 2) Включить звуковой генератор SG, установить частоту генерации 54 Гц, напряжение генерации 15 В.
- 3) Включить осциллограф OS, установив предел чувствительности усилителя осциллографа 100 мВ.

- 4) Включить блок питания суперлюминесцентного диода PS-SLD кнопкой 4, после установления тока питания, повернуть ключ 5 в положение «on».
- 5) После совершения вышеуказанных действий на экране осциллографа должен появиться корреляционный сигнал интерферометра (см. рис. 6); в этом случае можно сразу переходить к пункту 6. Если этого не произошло, то при помощи микрометрического винта МТ сместить опорное зеркало М1 примерно на 0.5 см в ту или иную сторону от начального положения. При необходимости можно увеличить чувствительность осциллографа или увеличить коэффициент усиления усилителя фотоприемника А ручкой потенциометра 3.
- 6) После обнаружения интерференционного сигнала винтами тонкой угловой подстройки АР опорного зеркала М1 получить максимальную амплитуду осциллирующей сигнала.
- 7) Изменяя начальную разность оптических путей $2\Delta z_0$ в плечах интерферометра при помощи микрометрического винта МТ, частоту сканирования f_0 путем изменения частоты генератора SG и амплитуду колебаний сканера l_0 путем изменения напряжения на выходе генератора пронаблюдать изменения сигнала. Сравнить наблюдаемые сигналы с сигналами, полученными в результате компьютерного моделирования. Объяснить причины наблюдаемых различий.
- 8) Оцифровка и запись корреляционного сигнала интерферометра осуществляется с использованием платы аналого-цифрового преобразования L-780, с частотой дискретизации $f_d = 398.53$ кГц в одноканальном режиме и разрешением 12 бит. Для записи используется штатное программное обеспечение «Осциллограф-самописец L-Graph».
 - a) Запустить программу L-Graph в режиме осциллографа, убедиться в том, что сигнал не обрезается по амплитуде, после чего переключиться в режим регистратора.
 - b) В графе «количество отсчетов» установить «10000». В графе «путь к файлу» указать «D:\Практикум\Фурье\Имя файла.dat».
 - c) Если интерферометр настроен на требуемый вид интерференционного сигнала, нажать кнопку «Старт» для записи сигнала в файл.
 - d) Программа-регистратор записывает файл в двоичном формате. Для того, чтобы записанный сигнал в дальнейшем можно было обрабатывать в математических пакетах, необходимо перевести бинарный dat-файл в текстовый файл в ASCII символах. Для этого в командной строке необходимо набрать: «D:\Практикум\Фурье\convert.exe имя_файла.dat» и нажать «enter». После этого в директории с исходным файлом появиться файл с таким же названием, но с расширением .txt, доступный для чтения и редактирования в любом редакторе или математическом пакете.

- е) По указанному алгоритму необходимо записать сигналы для настроек интерферометра близких к входным параметрам, использовавшимся при моделировании корреляционных сигналов.

Задание 3. Экспериментальная проверка теоремы Виннера-Хинчина. Определение частотного спектра оптического излучения

Сигнал, записанный при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП), представляет собой простую последовательность некоторых значений напряжения на входе АЦП, отсчитанных через определенные промежутки времени $\Delta t_d = 1/f_d$, где f_d - частота дискретизации АЦП. Таким образом, зная частоту дискретизации, можно восстановить временной сигнал.

Аналогичным образом, исходя из характера самого интерференционного сигнала, зная центральную длину волны излучения λ_0 , можно представить записанную последовательность отсчетов в зависимости от разности хода волн $2\Delta z$ (рис. 6). В этом случае реперными точками являются не сами точки отсчета, а локальные максимумы (или минимумы) интерференционного сигнала, расстояние между которыми в шкале разности хода $2\Delta z$ равно центральной длине волны λ_0 . Естественно, в этом случае точность восстановления сигнала снижается, поскольку в силу конечности частоты оцифровки сигнала, возникает неопределенность в установлении положения локальных экстремумов.

Порядок действий:

- 1) Представив записанный интерференционный сигнал в виде аналогичном представленному на рис. 6, определить длину когерентности излучения l_c , оценить ширину спектрального контура излучения в $\Delta\lambda$ и $\Delta\nu$.
- 2) Воспользовавшись формулой Фурье-преобразования (6) восстановить из корреляционного сигнала спектр мощности источника излучения $P(\lambda)$, используя численную процедуру Фурье-преобразования. Сравнив результаты 1-го и 2-го заданий убедиться в справедливости соотношения (8).
- 3) Повторить операции, описанные в п. 1, 2 для сигналов, полученных в результате численного моделирования. Сравнить с результатами обработки экспериментальных данных.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Дать определение функции корреляции сигналов и записать выражение для этой функции.
2. Что такое время корреляции сигнала τ_c и длина корреляции l_c волнового процесса?
3. Сформулировать теорему Винера-Хинчина и записать для нее пару интегральных преобразований.
4. Записать связь между временем корреляции τ_c и шириной спектрального контура сигнала $\Delta\omega$, выразить длину корреляции l_c через $\Delta\omega$ или $\Delta\lambda$.
5. Что такое корреляторы, и какие преобразования происходят с сигналом в этих устройствах? Объяснить принцип действия оптического коррелятора – интерферометра.
6. Записать выражение для выходного сигнала интерферометра и отобразить в графической форме этот сигнал при использовании оптического излучения с достаточно широким спектром.
7. Описать экспериментальную установку и объяснить функциональные назначения основных ее частей.
8. Записать выражение для переменной составляющей выходного сигнала сканирующего интерферометра. Объяснить влияние входных параметров интерферометра на параметры выходного сигнала.
9. Каковы основные принципы аналого-цифрового преобразования сигнала? Какова минимальная частота оцифровки сигнала?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч.1. Случайные процессы. М.: Наука, 1966. 404 с.
2. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977. 608 с.
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
4. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
5. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974.
6. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с.
7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский Б.И. Введение в статическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»

Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ
Институт проблем точной механики и управления РАН

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МИКРОСКОП ДЛЯ
ИЗМЕРЕНИЯ
МИКРОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ**

(В.В. Лычагов, В.П. Рябухо, А.Л. Кальянов)

Учебно-методическое руководство
к выполнению лабораторной работы

Саратов 2009

Цель работы: изучение устройства и принципа работы интерференционного микроскопа в когерентном и частично когерентном свете, ознакомление с методами исследования качества поверхностей и микроструктуры прозрачных слоистых объектов, сочетающими принципы микроскопии и оптической интерферометрии.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Обычный световой микроскоп позволяет наблюдать увеличенное во много раз изображение поверхности исследуемого объекта. Схема простейшего светового микроскопа приведена на рис. 1. В этой схеме объект наблюдения Obj располагается в фокальной плоскости микрообъектива MO, который формирует промежуточное изображение объекта в бесконечности. Чтобы наблюдатель мог увидеть это изображение, требуется дополнительная, тубусная линза L2 и окуляр O.

Освещение объекта в микроскопе может осуществляться различными способами, один из них, примененный в схеме на рис. 1, заключается в том, что объект освещается непосредственно через микрообъектив MO, посредством которого наблюдается изображение объекта (так называемый опак-иллюминатор). Для этого в оптический тракт микроскопа вводится светоделительная пластина или кубик BS. Полупрозрачная грань этого кубика ориентирована таким образом, что отражает часть света, идущего от источника S, в направлении микрообъектива, а свет, отраженный назад от объекта, пропускает в направлении тубуса микроскопа. Другая часть излучения источника, прошедшая через светоделитель напрямую, не используется.

Следует отметить, что схема на рис. 1 лишь один из множества возможных вариантов конструкции микроскопа и в данном случае интересна тем, что была положена в основу микроинтерферометра, изучаемого в настоящей работе.

Различные участки поверхности объекта имеют различную отражающую способность, чему могут быть различные причины.

Например, рассеивающие и поглощающие свойства веществ, из которых состоит объект, и их спектральная зависимость, что приводит к появлению не только темных или светлых участков

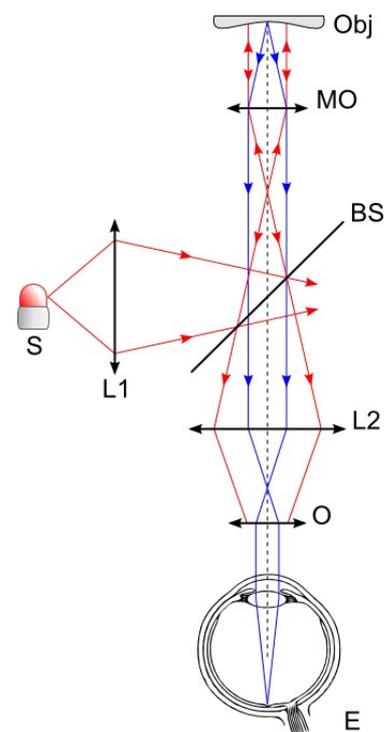


Рис. 1. Принципиальная схема микроскопа с освещением объекта через микрообъектив: S – источник света, L1, L2 – линзы, BS – делительная пластина, MO – микрообъектив, Obj – объект, O – окуляр, E – глаз наблюдателя.

на микроскопическом изображении, но и к окрашиванию поверхности, наличие рельефа поверхности, при отражении от которого излучение выходит за пределы угловой апертуры микрообъектива и не возвращается в микроскоп, в результате чего участок поверхности выглядит темным.

Зачастую по микроскопическому изображению сложно разделить влияние тех или иных причин, приведших к формированию наблюдаемого в нем распределения освещенности. Более того, так называемые фазовые неоднородности объекта, изменяющие только фазу светового поля в изображении, не изменяют его освещенность. Это послужило одной из причин для разработки ряда методов контрастирования микроскопических изображений, таких как метод фазового контраста, флуоресцентная микроскопия, метод темного поля и метод интерференционной микроскопии.

Микроскопическое изображение, получаемое посредством светового микроскопа, представляет собой двумерное распределение отражающей способности по поверхности образца (или пропускания, если используется схема в проходящем свете и прозрачный объект), при этом теряется существенная часть информации об этой поверхности – информация о рельефе. По микроскопическому изображению можно сделать лишь общие качественные выводы о характере рельефа, но сказать, какова высота какого-либо участка поверхности относительно другого нельзя.

Причина этого заключается в том, что микроскопическое изображение в основном несет информацию о том, какая доля энергии отразилась от того или иного участка поверхности объекта и достаточно грубо позволяет определить рельеф поверхности - насколько далеко, или близко этот участок располагается.

Идея, положенная в основу интерференционного микроскопа, заключается в том, чтобы при помощи светового микроскопа не только получить увеличенное изображение поверхности объекта, но и восстановить рельеф этой поверхности. Иными словами необходимо обеспечить в микроскопе регистрацию не только амплитуды отраженной от объекта световой волны, но и ее фазы.

Эту операцию можно осуществить, воспользовавшись явлением интерференции световых полей. Для этого необходимо обеспечить наличие опорной волны, с которой будет сравниваться волна, отраженная от объекта. Для создания опорной волны понадобится еще один микрообъектив идентичный микрообъективу МО и зеркало, которые следует расположить так, как показано на рис. 2. По сути, это два микроскопа с общим тубусом. Один формирует изображение поверхности объекта, второй – изображение поверхности опорного зеркала М. Важной деталью является то, что у этих двух микроскопов один источник излучения S и, следовательно,

формируемые в них изображения могут быть взаимно когерентными и при определенных условиях формировать интерференционную картину. Вид этой интерференционной картины несет информацию о различиях в рельефе и структуре контролируемой и опорной поверхностей.

Устройство интерференционного микроскопа

Разработано несколько схемных решений для интерференционного микроскопа. Оптическая схема интерференционного микроскопа Линника приведена на рис. 2. В качестве источника излучения используется протяженный источник белого света S - лампа накаливания или светоизлучающий диод. Осветительная система микроинтерферометра, состоящая из коллектора $L1$, апертурной диафрагмы A , полевой диафрагмы F и конденсора $L2$ устроена таким образом, что формирует изображение источника в передние фокальные плоскости микрообъективов $MO1$ и $MO2$ так, что объект Obj и опорное зеркало M освещаются параллельными пучками лучей, исходящими от разных точек источника и имеющих различный наклон относительно оптической оси, поскольку источник света имеет конечные размеры.

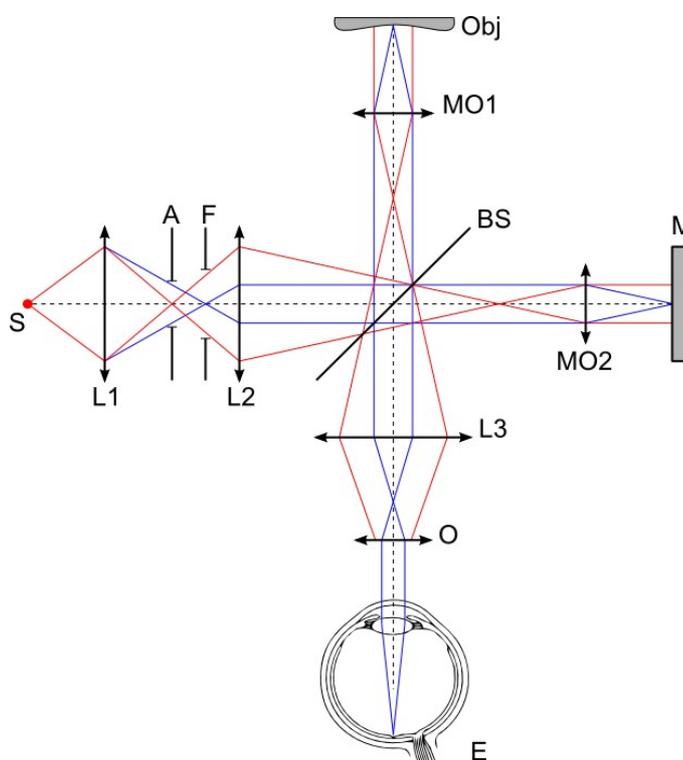


Рис. 2. Оптическая схема микроинтерферометра Линника: S – протяженный источник света, $L1$, $L2$, $L3$ – линзы, A , F – диафрагмы, $MO1$, $MO2$ – микрообъективы, BS – светоделитель, Obj – объект, M – зеркало, O – окуляр, E – глаз наблюдателя.

В обратном ходе лучей микрообъективы MO1 и MO2 строят изображения, соответственно, объекта Obj и зеркала M в бесконечности. Предметное и опорное оптические поля интерферируют, образуя в бесконечности изображение с интерференционными полосами. При помощи тубусной линзы L3 это изображение переносится в фокальную плоскость окуляра O. При этом изображения поверхности объекта, поверхности опорного зеркала и плоскость локализации интерференционных полос совмещены в одной плоскости.

Схема на рис. 2 по своей сути представляет собой модифицированный двухлучевой интерферометр Майкельсона, особенность которого заключается в наличии идентичных микрообъективов в обоих плечах, которые совместно с тубусной линзой и окуляром образуют два частично совмещенных микроскопа.

Формирование интерференционной картины

Интерференционная картина, возникающая на выходе микроинтерферометра, может быть рассмотрена как результат интерференции волн, распространяющихся от двух вторичных источников, являющихся изображениями протяженного источника S (рис.3). Взаимное расположение этих источников определяет вид интерференционных полос – их период и ориентацию.

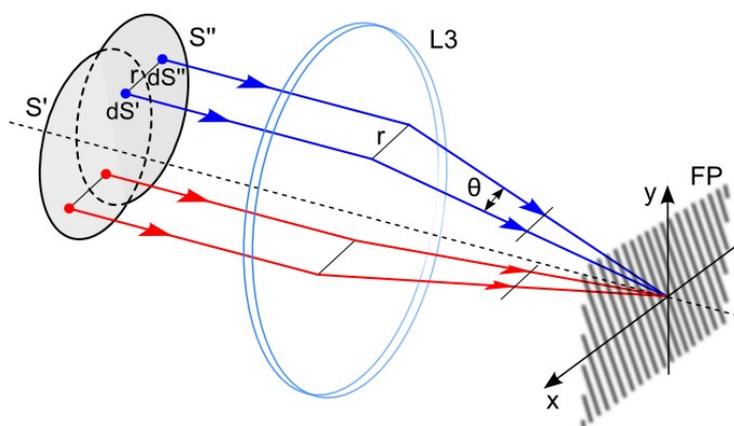


Рис. 3. К процессу формирования интерференционной картины на выходе микроинтерферометра: S' и S'' – вторичные источники, смещенные друг относительно друга, dS' и dS'' – соответствующие элементарные точечные источники на поверхности вторичных источников S' и S'', r – расстояние, на которое один источник смещен относительно другого, L3 – тубусная линза, FP – фокальная плоскость тубусной линзы L3, совмещенная с фокальной плоскостью окуляра.

Чтобы понять механизм формирования интерференционной картины в данной схеме следует обратиться к рисунку 3, на котором изображены два вторичных источника S' и S'' . При этом условимся, что в качестве объекта используется зеркало, что несколько упростит анализ. Так как в микроинтерферометре используется протяженный источник света S , то вторичные источники так же будут протяженными. Оба вторичных источника при этом можно разбить на бесконечно большое число пар взаимнокогерентных соответственных элементарных точечных источников dS' и dS'' . Эти источники будут давать в фокальной плоскости тубусной линзы $L3$ интерференционную картину, как изображено на рис. 3, период которой Λ определяется углом θ , $\Lambda \approx \lambda_0/\theta = \lambda_0 f_3/r$, где λ_0 - центральная длина волны источника излучения, а f_3 - фокусное расстояние линзы $L3$.

Угол θ , в свою очередь, определяется расстоянием r между источниками S' и S'' , $\theta \approx r/f_3$, а ориентация интерференционных полос определяется ориентацией этого отрезка – полосы перпендикулярны направлению взаимного сдвига источников. Иными словами, вид интерференционной картины полностью определяется взаимным положением источников dS' и dS'' .

Следует заметить, что в такой схеме для любой пары соответственных точечных источников dS' и dS'' будут формироваться идентичные интерференционные картины с одинаковым периодом и ориентацией. В этом можно убедиться, выполнив необходимые геометрические построения.

В фокальной плоскости линзы $L3$ происходит точное наложение интерференционных картин от всех пар элементарных источников, что приводит к формированию контрастной результирующей интерференционной картины в этой плоскости от целых источников S' и S'' . Вне этой плоскости между интерференционными картинками от элементарных соответственных источников возникает поперечный сдвиг, приводящий к снижению контраста и, в конце концов, полному исчезновению общей интерференционной картины.

Поскольку фокальная плоскость линзы $L3$ оптически сопряжена с плоскостью зеркала M , интерференционная картина в микроинтерферометре локализована в плоскости изображения зеркала M . Окуляр O служит для наблюдения интерференционной картины глазом. При этом увеличенное четкое изображение поверхности объекта и интерференционные полосы наблюдаются одновременно.

Период и ориентация интерференционных полос зависят от взаимного расположения вторичных источников S' и S'' . Каким образом в интерференционном микроскопе реализуется возможность изменения взаимного расположения этих источников? Традиционным способом создания на выходе интерферометра Майкельсона интерференционной картины в полосах ко-

нечной ширины служит наклон зеркала в одном из плеч интерферометра на малый угол, в результате чего разность хода между интерферирующими полями изменяется в направлении, перпендикулярном оси наклона одного зеркала относительно другого.

Этот способ можно применить и в интерференционном микроскопе. Однако наклон зеркала M в опорном плече микроинтерферометра будет приводить не только к смещению изображения вторичного источника, даваемого микрообъективом MO_2 , но и к растяжению этого изображения в направлении, перпендикулярном оси наклона зеркала M , что приводит к его декорреляции по отношению ко вторичному источнику, формируемому микрообъективом MO_1 в предметном плече интерферометра. Этот процесс можно проиллюстрировать при помощи схемы на рис. 4а, из которой видно, что расстояние между изображениями элементарных источников dS_1' и dS_2' в фокальной плоскости микрообъектива MO_2 увеличилось по сравнению с расстоянием между элементарными источниками dS_1 и dS_2 .

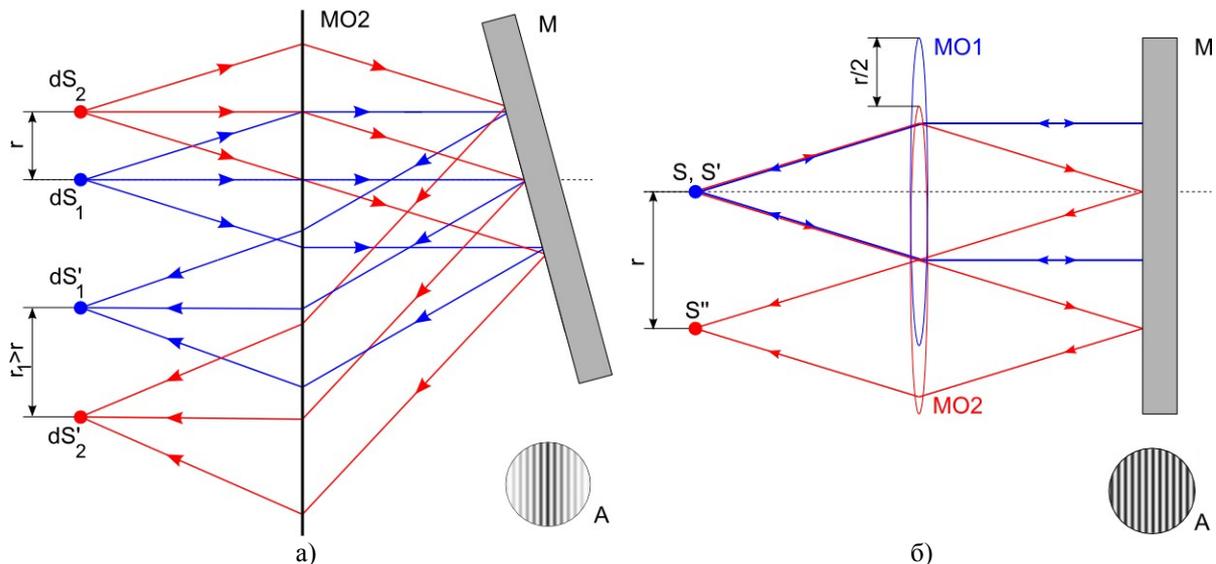


Рис. 4. Два способа формирования полос конечной ширины в микроинтерферометре:
 а – наклон зеркала в опорном плече интерферометра; dS_1 , dS_2 – два элементарных источника на поверхности промежуточного источника S на расстоянии r друг от друга, dS_1' , dS_2' – изображения элементарных источников dS_1 , dS_2 , соответственно, даваемые микрообъективом MO_2 при наклоне зеркала M в опорном плече интерферометра, на расстоянии $r_1 > r$ друг от друга;
 б – смещение микрообъектива в опорном плече микроинтерферометра с оптической оси; S – промежуточное изображение источника, даваемое осветительной системой, S' – изображение вторичного источника, формируемое микрообъективом MO_1 предметного плеча интерферометра, S'' – смещенное изображение вторичного источника, формируемое смещенным с оптической оси микрообъективом MO_2 опорного плеча интерферометра, M – зеркало.
 А – вид интерференционных полос конечной ширины, наблюдаемых в обоих случаях на выходе микроинтерферометра.

В соответствии со схемой на рис. 3 это приводит к изменению угла θ , определяющего период интерференционной картины. В результате в фокальной плоскости линзы L_3 происходит наложение интерференционных картин, имеющих различный период и результирующая

интерференционная картина, наблюдаемая на выходе интерферометра, будет иметь вид, изображенный на рис. 4а. Из него видно, что интерференционные полосы наблюдаются не во всем поле зрения микроскопа, а лишь в центральной его части, при снижении контраста полос на периферии поля зрения.

Чтобы исключить проявление этого эффекта был предложен иной способ формирования интерференционных полос конечной ширины, принцип которого проиллюстрирован на рис. 4б. Предположим, что один из микрообъективов, например микрообъектив МО2 в опорном плече интерферометра, смещен с оптической оси на величину $r/2$, как показано на рис. 4б. Это приводит к тому, что изображение источника S'' в передней фокальной плоскости микрообъектива МО2 смещается на величину r относительно изображения источника S', даваемого несмещенным микрообъективом МО1 в предметном плече интерферометра. Это справедливо как для источников в целом, так и для элементарных источников, каждый из которых смещается относительно соответственного ему элементарного источника на одну и ту же величину r . В этом случае, если используется квазимонохроматический источник излучения, интерференционные полосы наблюдаются во всем поле зрения микроскопа.

Из рисунка 4б следует, что при смещении зеркала М вдоль оптической оси, например, на величину Δz_M , изображение вторичного источника S'' не смещается, но колебания в точке S'' испытывают временную задержку $\Delta t = 2\Delta z_M/c$, связанную с дополнительной разностью хода $\Delta = 2\Delta z_M$. Это вызывает соответствующее смещение интерференционных полос в поле зрения микроскопа. Смещение зеркала на величину $\lambda_0/2$ вызовет смещение интерференционной картины на выходе интерферометра на одну целую полосу.

Если вместо зеркала в предметном плече интерферометра находится объект, имеющий неровную поверхность, это вызовет локальное изменение разности хода интерферирующих полей, в результате чего полосы сместятся не во всем поле зрения, а лишь в том месте, где есть неровность поверхности. В этом месте возникнет локальное искривление полос, по виду которого можно судить о высоте, или глубине неровности.

Математическое описание процессов формирования интерференционной картины в микроинтерферометре

Комплексная амплитуда поля отраженного объектом в плоскости наблюдения может быть представлена в следующем виде:

$$U_S(t, x, y) = A_S(x, y)U\left(t - \frac{\Delta_S(x, y)}{c}\right)\exp i\Delta\varphi_S(x, y), \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_S(x, y)$ - фазовая задержка, вызванная рельефом поверхности и, следовательно, наличием переменной разности хода $\Delta_S(x, y)$, $A_S(x, y)$ - амплитуда волны, отраженной поверхностью объекта, иными словами – это функция пространственных координат x и y , ответственная за формирование микроскопического изображения объекта. Аналогично для комплексной амплитуды поля, отраженного опорным зеркалом, можно записать:

$$U_R(t, x, y) = A_R U\left(t - \frac{\Delta_R(x, y)}{c}\right)\exp i\Delta\varphi_R(x, y), \quad (2)$$

где $\Delta\varphi_S(x, y)$ и $\Delta_S(x, y)$ - фазовая задержка и разность хода, обусловленные, во-первых, наличием переменной разности хода, формируемой за счет смещения микрообъектива или наклона зеркала в опорном плече интерферометра и, во-вторых, наличием некоторой начальной разности хода, которая может изменяться путем продольного смещения объекта относительно интерферометра, A_R - амплитуда волны, отраженной опорным зеркалом, считается, что эта величина постоянна для любых x и y .

Для разности хода опорной и предметной волн могут быть записаны следующие уравнения:

$$\Delta_S(x, y) = 2z(x, y), \quad (3)$$

$$\Delta_R(x, y) = \alpha x + 2\Delta z_R, \quad (4)$$

где $z(x, y)$ - уравнение, описывающее поверхность объекта, α - угол между волновыми фронтами интерферирующих волн, $2\Delta z_R$ - начальная разность хода в интерферометре.

Уравнение (4) составлено таким образом, что наклон волновых поверхностей есть только в одном направлении, в данном случае, в направлении оси x , а значит и переменная разность хода создается только вдоль этой одной оси. Это приводит к тому, что интерференционные полосы в изображении будут ориентированы вдоль оси y . Чтобы реализовать возможность задания произвольного наклона интерференционных полос, необходимо в выражение (4) добавить соответствующее слагаемое βy , где β - угол между волновыми фронтами интерферирующих волн по соответствующей оси. Соответствующие фазовые задержки предметной и опорной волн связаны с разностью хода следующим образом:

$$\Delta\varphi_S(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta_S(x, y), \quad (5)$$

$$\Delta\varphi_R(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta_R(x, y). \quad (6)$$

На выходе интерферометра происходит сложение предметного и опорного оптических полей:

$$U(x, y) = U_R(t, x, y) + U_S(t, x, y). \quad (7)$$

Для интенсивности результирующего поля можно записать:

$$I(x, y) \sim \langle |U(x, y)|^2 \rangle \sim A_S^2(x, y) + A_R^2 + 2A_S(x, y)A_R |\gamma(\Delta_S - \Delta_R)| \cos[\Delta\varphi_S(x, y) - \Delta\varphi_R(x, y)], \quad (8)$$

где $\gamma(\Delta)$ - нормированная функция временной когерентности, для определения которой можно использовать выражение:

$$\gamma(\Delta) = \exp\left(-\frac{\Delta^2}{l_c^2}\right), \quad (9)$$

где l_c - длина временной когерентности.

Выражения (3)-(6),(8),(9) могут быть использованы для компьютерного моделирования интерференционной картины, формирующейся на выходе микроинтерферометра. Так, например, на рисунке 5 изображена интерференционная картина, рассчитанная для случая, когда в качестве объекта используется зеркало, так что функция $z(x, y)$, задающая форму поверхности объекта, является константой и может быть приравнена 0. Изображения рис.5а и 5б отличаются тем, что в первом случае использовался источник квазимонохроматического излучения с относительно большой длиной временной когерентности $l_c \approx 50$ мкм, а во втором - источник белого света с широким спектром излучения и, соответственно, малой длиной временной когерентности $l_c \approx 1.5$ мкм; центральная длина волны излучения для обоих случаев бралась равной $\lambda_0 = 535$ нм.

Интерференционная картина на рис. 5б напоминает картину, возникающую при наклоне опорного зеркала, где так же наблюдается снижение контраста интерференционных полос на периферии поля зрения, однако причина такого эффекта в данном случае иная. Снижение контраста и, в конце концов, полное исчезновение интерференционных полос здесь обусловлено не нарушением взаимной когерентности полей, создаваемых двумя вторичными источниками, в результате растяжения одного из них и изменения, таким образом, углового спектра этого источника, а вызвано малой длиной временной когерентности, иными словами, определяется спектром временных частот источника излучения.

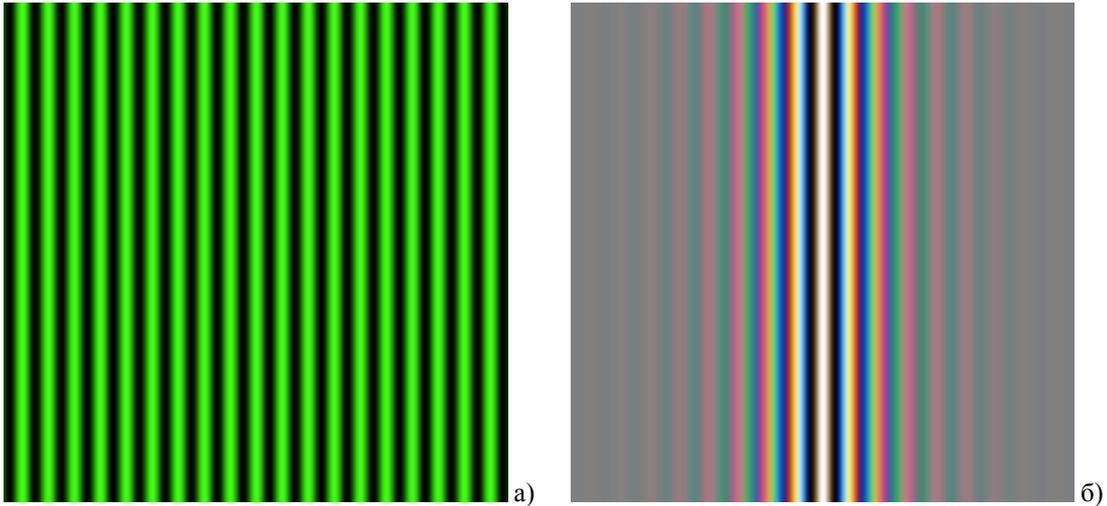


Рис. 5. Интерференционные картины, получаемые на выходе микроинтерферометра, когда на месте объекта расположено зеркало: а) – для освещения используется квазимонохроматический источник излучения; б) – для освещения используется источник белого света, с малой длиной временной когерентности.

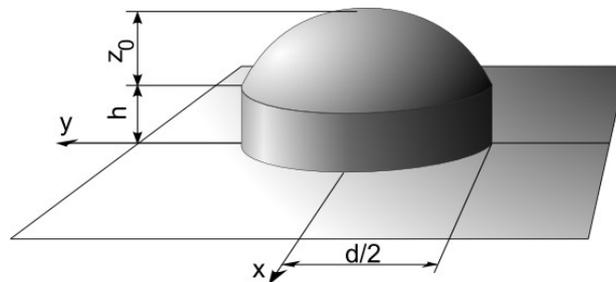


Рис. 6. Изображение поверхности объекта с локальным выступом и его параметры.

Предположим, что на поверхности зеркала находится выступ, имеющий форму участка вершины параболоида вращения, приподнятого над поверхностью зеркала (рис. 6). Уравнение поверхности, содержащей такой выступ, можно записать в виде:

$$\begin{cases} z(x, y) = z_0 - \frac{4z_0}{d^2}(x^2 + y^2) + h, & \sqrt{x^2 + y^2} \leq \frac{d}{2} \\ z(x, y) = 0, & \sqrt{x^2 + y^2} > \frac{d}{2} \end{cases}, \quad (10)$$

где z_0 - высота участка параболоида, а d - его диаметр, h - высота подставки.

Интерференционная картина вне этого выступа будет иметь вид, аналогичный изображенному на рис. 5. На участке зеркала, имеющем выступ, будет возникать дополнительная разность хода $\Delta_S(x, y) = 2z(x, y)$, приводящая к изгибу интерференционных полос (рис. 7).

Рисунок 7 наглядно демонстрирует особенности формирования и дальнейшей обработки интерференционных картин, полученных при различном освещении. Из иллюстраций видно, что на границе выступа возникает разрыв интерференционных полос в результате того, что оптическая разность хода между интерферирующими полями скачкообразно изменяется больше

чем на λ_0 . Из-за этого по интерференционной картине на рисунке 7а, полученной в монохроматическом свете, невозможно сказать, на сколько интерференционных полос сместилась интерференционная картина внутри выступа по сравнению с основной интерференционной картиной. Следовательно, нельзя установить, на сколько изменилась разность хода между интерферирующими полями и поэтому нельзя определить высоту неровности.

Наличие ахроматической (неокрашенной) центральной интерференционной полосы на рис. 7б позволяет однозначно определить, на сколько полос сместилась интерференционная картина, несмотря на разрыв ахроматической полосы на границе неровности. В этом заключается преимущество работы с источником белого света. Наблюдение картины интерференции в белом свете позволяет определять рельеф поверхности в случае, если он превышает значение $\lambda_0/2$. Использование же монохроматического источника оправдано в случаях, когда размеры неровностей меньше указанной величины. Оценка смещения интерференционной картины не по одной ахроматической полосе, а по нескольким полосам, смещенным на одну и ту же величину, позволяет значительно увеличить точность измерений.

Допустим, требуется определить высоту точки А выступа. Для этого необходимо определить, на сколько полос сместилась интерференционная картина в этой точке. Точка А расположена на центральной ахроматической полосе, которую обозначим N_{01} (рис. 7б), поэтому отсчитывать смещение следует от ахроматической полосы невозмущенной интерференционной картины, которую обозначим N_{00} . Теперь можно определить, на сколько полос сместилась ахроматическая полоса из положения, обозначенного маркером N_{00} , в положение, обозначенное маркером N_{01} . Полосы считаются от одного локального минимума (максимума) интенсивности невозмущенной интерференционной картины до следующего минимума (максимума), что будет соответствовать изменению оптической разности хода интерферирующих волн на λ_0 , или изменению высоты рельефа поверхности на $\lambda_0/2$. Определение смещения полос по интерференционной картине в белом свете в данном случае не будет достаточно точным, из-за окрашивания интерференционных полос высоких порядков, в результате чего нельзя с большой точностью определить положение локального минимума, или максимума интенсивности. Однако, зная положение смещенной ахроматической полосы, которое определили из интерференционной картины в белом свете, можно воспользоваться интерференционной картиной в монохроматическом свете, которая позволяет визуально определять смещение полос до десятых долей ширины полосы.

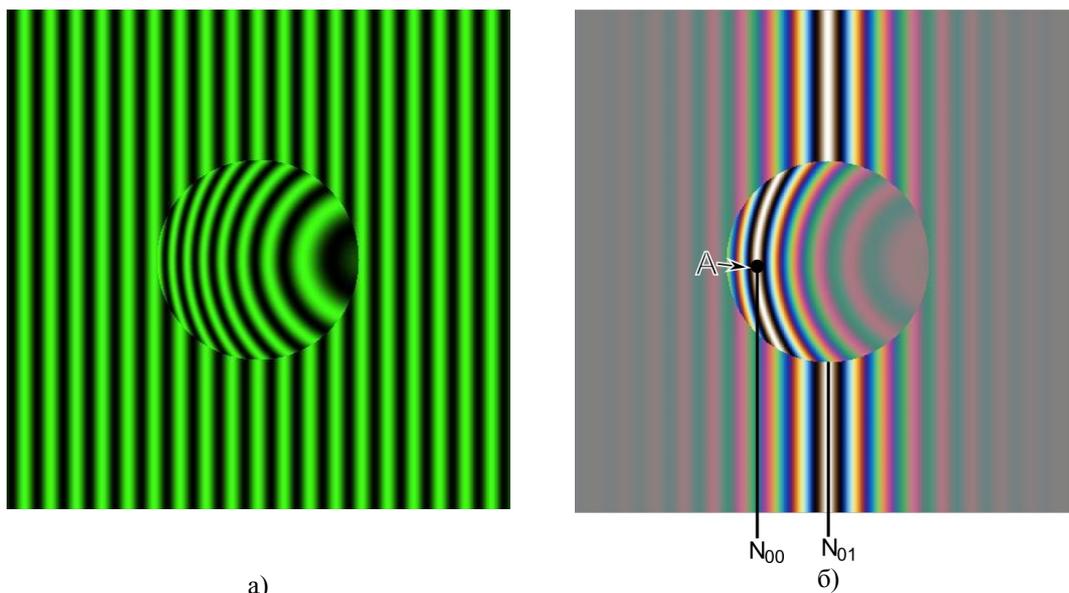


Рис. 7. Интерференционная картина от зеркала с выступом, полученная при освещении квази-монохроматическим источником (а) и при освещении источником белого света (б).

Техническое устройство, внешний вид и органы управления интерференционного микроскопа Линника МИИ-4

В работе используется серийно выпускаемый интерференционный микроскопа Линника МИИ-4, общий вид которого изображен на рисунке 8. К верхнему торцу основания 1 привинчена полая цилиндрическая колонка 2, на которой установлен предметный столик 3. При помощи двух микрометрических винтов 4 столик можно перемещать в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Столик также можно поворачивать вокруг вертикальной оси и стопорить винтом 5.

В колонке 2 под углом к вертикальной оси расположен визуальный тубус, в который можно устанавливать окуляр или окуляр-микрометр 6 для визуальных наблюдений, или окулярную цифровую видеокамеру для регистрации изображения.

Фокусировка микроскопа на объект, а также перестройка начальной разности хода в интерферометре осуществляется перемещением интерференционной головки при вращении микрометрического винта 7. Интерференционная головка укреплена на внутреннем стекане микроинтерферометра.

Левая часть головки включает в себя осветитель 8 и трубку 9, в которой собрана оптическая часть осветителя. В трубке установлена горизонтально выдвигающаяся пластина 10 с тремя отверстиями, в двух из которых закреплены светофильтры для получения монохроматического света. Среднее, свободное отверстие используется при работе в белом свете. Вращением

кольца 11 с накаткой изменяется диаметр отверстия апертурной диафрагмы осветительной части микроскопа.

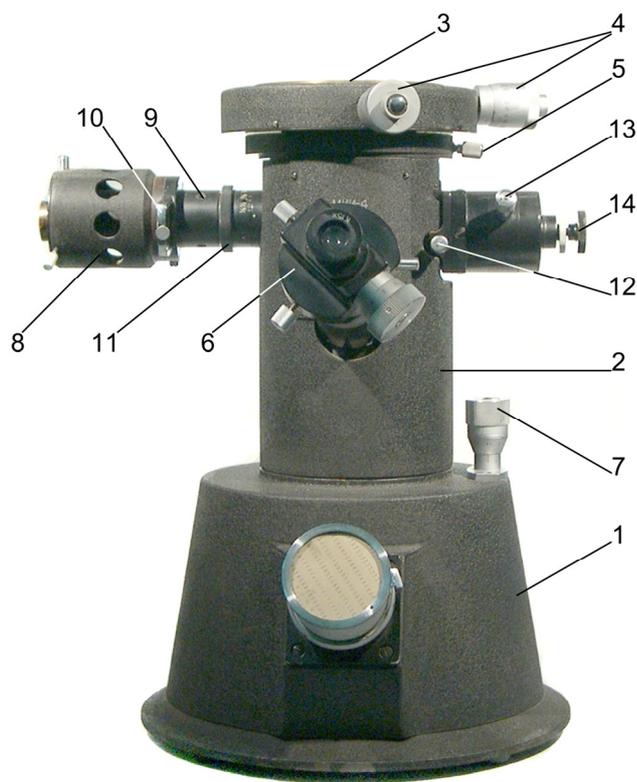


Рис. 8. Внешний вид и элементы управления микроинтерферометра МИИ-4

В среднюю часть интерференционной головки ввинчен объектив МО (МО1 на рис. 2). В корпусе средней части собрана интерференционная часть микроскопа. Рукоятка 12 служит для переключения из режима интерферометра в режим микроскопа. В последнем случае опорное плечо интерферометра перекрывается посредством шторки. В правой части интерференционной головки имеются устройства для изменения периода и ориентации интерференционных полос. Период полос изменяется вращением винта 13 вокруг его оси. Изменение направления полос производится этим же винтом путем вращения его вокруг оси интерференционной головки. Винт 14 служит для смещения интерференционных полос в поле зрения микроскопа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Приборы и принадлежности: интерференционный микроскоп МИИ-4, окуляр-микрометр, цифровая окулярная видеокамера, объект-микрометр, набор образцов. компьютер

Задание 1. Компьютерное моделирование интерференционной картины от плоского зеркала с изменением периода, ориентации и положения интерференционных полос

Используя уравнения (3)-(6),(8),(9) и приняв $z(x, y) = 0$ смоделировать интерференционную картину на выходе микроинтерферометра при работе с квазимонохроматическим источником и источником белого света.

Рассчитать несколько интерферограмм с различным периодом и ориентацией полос, для чего внести соответствующие изменения в уравнение (4).

Для интерферограммы в квазимонохроматическом свете добиться, изменяя величину начальной разности хода в интерферометре, снижения контраста и полного исчезновения интерференционных полос.

Задание 2. Компьютерное моделирование интерференционной картины для зеркала с углублением в виде участка сферы и для ступенчатого рельефа

Задание выполняется аналогично Заданию 1. Отличие заключается в том, что в качестве функции $z(x, y)$ следует взять уравнение поверхности сферы с соответствующим знаком, либо уравнение плоскости, смещенной относительно поверхности зеркала.

Упражнение повторить для случаев освещения монохроматическим источником и источником белого света.

Задание 3. Настройка микроинтерферометра и калибровка окуляр-микрометра и окулярной видеокамеры с использованием объект микрометра

Перед выполнением задания следует положить исследуемый образец на предметный столик рабочей поверхностью вниз, включить лампу и выполнить первоначальную регулировку положения источника, контролируя качество освещения по картине, наблюдаемой в окуляр

микроскопа. Стрелка на рукоятке 12 при этом должна стоять вертикально. С помощью микрометрического винта 7 сфокусироваться на исследуемую поверхность.

Поворотом рукоятки 12 включить опорное плечо интерферометра; после этого в поле зрения микроскопа должны появиться интерференционные полосы. Если изображение интерференционных полос недостаточно контрастное, поворотом кольца 11 следует уменьшить отверстие апертурной диафрагмы осветительной части. При необходимости выполнить дополнительную настройку освещения для получения максимально яркой и равномерной засветки поля зрения.

Вращением винта 13 вокруг его оси изменить период интерференционных полос, поворотом этого же винта вокруг оси интерференционной головки изменить наклон интерференционных полос, после чего можно приступить к калибровке окуляр-микрометра и окулярной видеокамеры.

Для выполнения процедуры калибровки на предметный столик микроинтерферометра следует положить объект-микрометр, представляющий собой стеклянную пластинку с нанесенными на нее штрихами с известной толщиной и периодом. Рассматривая увеличенное изображение объект-микрометра через окуляр-микрометр и используя паспортные данные объект-микрометра определить цену деления внутренней шкалы окуляр-микрометра и шкалы микрометрического винта.

Не убирая объект-микрометр, снять окуляр-микрометр и установить на тубус микроскопа окулярную видеокамеру. Используя штатное программное обеспечение камеры, вывести микроскопическое изображение на экран монитора компьютера. Используя паспортные данные объект-микрометра, рассчитать цену деления одного пикселя изображения, получаемого с окулярной камерой.

Задание 4. Определение периода интерференционных полос

Зная цену деления шкалы окуляр-микрометра и цену деления одного пикселя изображения, даваемого окулярной камерой, определить период интерференционных полос, наблюдаемых в интерференционном микроскопе при помощи окуляр-микрометра и камеры, объяснить причину отличий.

Измерения повторить несколько раз, меняя при помощи винта 35 период интерференционных полос.

Задание 5. Определение высоты микрорельефа поверхности образца

В режиме интерферометра найти на поверхности образца участок, содержащий неровности, вызывающие различимое глазом искривление интерференционных полос, выделить одну из них и вывести при помощи микрометрических винтов 4 в середину поля зрения.

Определить, с помощью окуляр-микрометра и окулярной камеры, величину смещения интерференционных полос на неровности и, зная центральную длину волны источника излучения λ_0 , рассчитать высоту микрорельефа.

Измерения провести как в белом свете, так и в монохроматическом, воспользовавшись цветными фильтрами.

Задание 6. Определение высоты макрорельефа поверхности образца

Измерять рельеф поверхности при помощи микроинтерферометра можно не только по изгибу интерференционных полос, но и по их смещению при перестройке микроскопа с одного участка поверхности на другой. Для этого на микроскопическом изображении необходимо выделить некоторый участок на поверхности исследуемого объекта и вывести, используя микрометрические винты 4 предметного столика, этот участок на перекрестие шкалы окуляр-микрометра.

Затем, пользуясь микрометрическим винтом 7 вывести центральную ахроматическую полосу точно в центр поля зрения также до полного совпадения с перекрестием шкалы окуляр-микрометра. При этом удобно, чтобы полосы были ориентированы горизонтально, или вертикально. Снять показания микрометрических винтов 4 и 7.

Используя микрометрические винты предметного столика 4 сместить изображение объекта так, чтобы в перекрестии шкалы окуляр-микрометра оказался другой участок поверхности объекта, после чего винтом 7 снова установить ахроматическую полосу на перекрестие шкалы окуляр-микрометра. Снять новые показания микрометрических винтов 4 и 7.

Разность первого и второго показаний винта 7 указывают геометрическую разность высот поверхности образца в выбранных точках, а разность показаний винта 4 – поперечное расстояние между этими точками.

Описанную процедуру повторить для 15-20 точек поверхности образца, лежащих на одной прямой, и по полученным данным построить профиль поверхности объекта вдоль этой прямой.

Задание 7. Определение оптической толщины прозрачного слоя

Слоистый прозрачный образец (например, покровное стекло, слой скотча на стекле) положить на предметный столик микроскопа. Сфокусироваться на верхнюю поверхность образца, отметить положение интерференционных полос, снять показание винта 7. Затем про помощи винта 7 сместить интерференционную головку микроскопа до тех пор, пока не появится изображение нижней поверхности слоя и интерференционные полосы, соответствующие этому слою.

Продолжая вращать винт 7 установить интерференционные полосы в положение, в котором они были при фокусировке на первую границу слоя, снять показания новое показание винта 7.

Разность начального и конечного показаний микрометрического винта 7 даст значение оптической толщины прозрачного слоя.

Описанную процедуру повторить для 15-20 точек поверхности образца, лежащих на одной прямой, и по полученным данным построить профиль толщины слоя вдоль этой прямой.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Нарисуйте схему микроскопа с опак-иллюминатором и системой освещения объекта по Келлеру?
2. Объясните принцип работы интерференционного микроскопа и нарисуйте оптическую схема микроинтерферометра Линника?
3. Объясните причину формирования в микроинтерферометре интерференционной картины в полосах конечной ширины? От чего зависят период и наклон интерференционных полос? Возможно ли в интерферометре Линника получить полосы бесконечной ширины?
4. Какие существуют способы получения интерференционных полос конечной ширины в микроинтерферометре? В чем их отличие?
5. Записать выражение для распределения интенсивности в интерференционной картине, наблюдаемой на выходе микроинтерферометра, без учета освещенности микроскопического изображения?
6. Чем отличаются режим наблюдения интерференционной картины в квазимонохроматическом и белом свете? В каких случаях следует применять тот или иной вариант освещения?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарьевский А.Н. Интерферометры. М.: Оборонгиз, 1952. 296 с.
2. Коломийцов Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. Л.: Машиностроение, 1976. 296 с.
3. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
4. Дубовик А.С., Апенко М.И., Дурейко Г.В. и др. Прикладная оптика. М.: Недра, 1982. 612 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 720 с.
6. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика: Пер. с англ. М.: Наука. Физматлит, 2000. 896 с.
7. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
8. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
9. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.
10. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М.: Наука, 1967. 80 с.
11. Горелик Г.С. Колебания и волны. Введение в акустику, радиофизику и оптику, 3-е изд. М.: Интеллект, 2007. 656 с.

ГОУ ВПО «Саратовский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского»

Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ
Институт проблем точной механики и управления РАН

СПЕКТРАЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ

(В.В. Лычагов, В.П. Рябухо, А.Л. Кальянов)

Учебно-методическое руководство
к выполнению лабораторной работы

Саратов 2009

Цель работы: ознакомление с принципами низкокогерентной интерферометрии и томографии на примере оптического когерентного томографа с регистрацией сигнала в спектральной области и возможностями оптической томографии для исследования структуры прозрачных слоистых сред.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Как любой другой вид томографии, оптическая когерентная томография (ОКТ) позволяет «заглянуть» под поверхность объекта и восстановить в виде двумерных срезов (рис. 1) или трехмерной реконструкции, внутреннюю структуру этого объекта. Отличие ОК томограмм заключается в том, что они показывают оптическую структуру объекта.

Метод ОКТ основан на принципах низкокогерентной интерферометрии. Объект помещают в одно из плеч интерферометра и освещают светом с малой длиной временной когерентности. Свет частично отражается от поверхности объекта, а частично проходит внутрь. Внутри объекта свет испытывает многочисленные акты рассеяния и отражения на оптических неоднородностях, которые являются следствием скачков показателя преломления вещества, из которого состоит объект. В результате часть излучения выходит из объекта и принимается интерферометром. Эта часть излучения состоит из большого числа элементарных волн, каждая из которых отразилась от какой-либо неоднородности внутри среды (или испытала рассеяние на этой неоднородности).

Элементарные волны несут информацию о двух важных параметрах, характеризующих саму среду. Во-первых, амплитуды волн определяются отражательной способностью неоднородностей, послуживших источниками этих волн. Во-вторых, в процессе распространения в среде до неоднородности и после нее происходит накопление волной временной задержки, или фазового сдвига, которые зависят от длины оптического пути, пройденного этой волной. Длина пути, пройденного волной, зависит, в свою очередь, от глубины залегания оптической неоднородности.

Таким образом, задача восстановления внутренней оптической структуры объекта заключается в селекции отраженного объектом излучения по длинам оптических путей, или, что

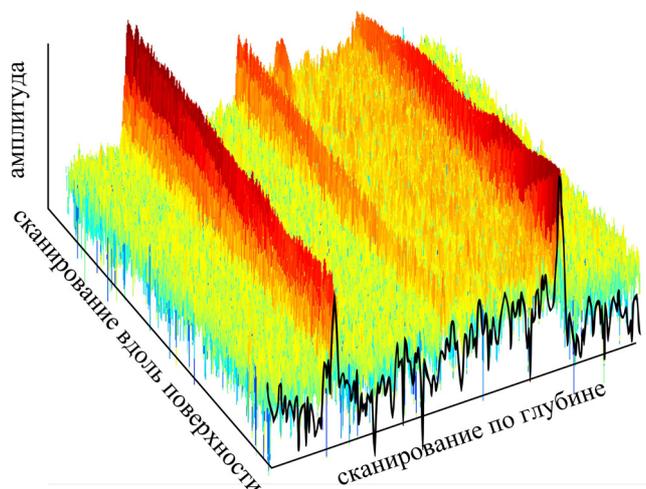


Рис. 1. ОКТ-изображение двумерного сечения внутренней оптической структуры слоистого объекта. В таком представлении цветом или уровнем серого кодируется информация об амплитуде ОКТ-сигнала.

тоже самое, по глубине, с которой это излучение пришло, и определении степени отражения на этой глубине. Для этого предметную волну сравнивают с опорной волной от того же источника, каким освещали образец, при помощи интерферометра. Опорное плечо интерферометра устроено таким образом, что длина оптического пути, который проходит опорная волна, может меняться, так что опорная волна каждый раз сравнивается с долей излучения, пришедшего с разной глубины внутри объекта. Результат такого сравнения – интерференционный сигнал, - и есть одиночный скан объекта по глубине. На рисунке 1 этот скан выделен черной линией. Из множества таких последовательных сканов формируется двумерное сечение объекта.

Устройство оптического когерентного томографа

В оптической когерентной томографии используются различные типы двулучевых интерферометров, но наибольшее распространение, в силу простоты реализации и настройки, получил интерферометр Майкельсона. Рассмотрим более подробно его устройство (рис. 2) и процесс формирования сигнала в таком интерферометре.

В качестве источника излучения используется суперлюминесцентный диод SLD. Источник излучения в системах оптической томографии является одной из наиболее важных составляющих. Он должен удовлетворять одновременно ряду требований. Спектральный контур излучения источника должен иметь определенную форму и достаточную ширину, чтобы длина временной когерентности излучения была как можно короче, размеры тела светимости источника должны быть как можно малы. Последнее требование определяет необходимую высокую степень поперечной когерентности излучения.

Наиболее доступными из такого класса устройств являются суперлюминесцентные диоды, которые представляют собой, по сути, открытые полупроводниковые лазерные диоды, с близким к нулю коэффициентом отражения на торцах активного канала. Также, в качестве источников излучения в оптической томографии используются лазеры с качающейся частотой, импульсные лазеры, генераторы суперконтинуу-

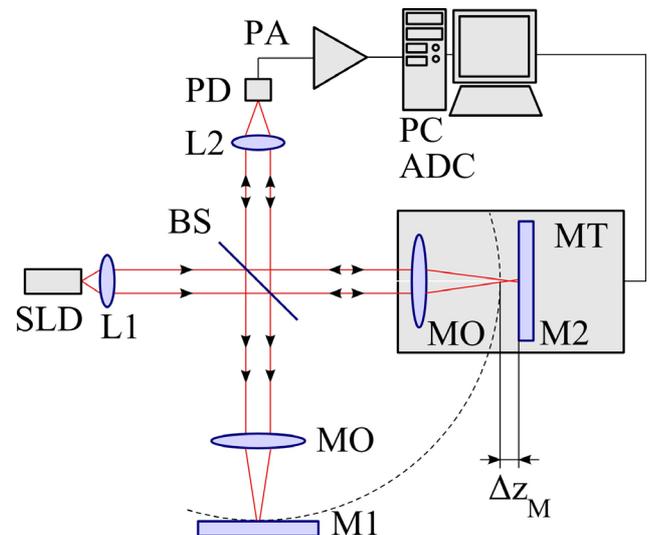


Рис. 2. Схема сканирующего интерферометра Майкельсона: SLD – источник света - суперлюминесцентный диод, L1, L2 – линзы, MO – два идентичных микробиоъектива, M1, M2 – зеркала, Δz_M - смещение зеркала M2, BS – светоделитель, PD – фотоприемник, PA – усилитель, ADC – аналого-цифровой преобразователь, PC – компьютер.

ма на фотонных кристаллах. Последние два позволяют получить излучение в очень широком спектральном диапазоне и, следовательно, с очень малой длиной когерентности, но эти источники чрезвычайно сложны конструктивно.

Излучение суперлюминесцентного диода в интерферометре (рис.2) делится при помощи светоделителя BS на две части, одна из которых, предметная, направляется на зеркало M1, на месте которого может быть объект, а вторая, опорная, на зеркало M2. Отразившись от зеркал обе волны снова сводятся вместе при помощи того же делителя BS, после чего попадают на фотоприемник PD. Зеркало M2 вместе с объективом MO закреплено на прецизионном моторизованном трансляторе MT и может перемещаться вдоль оптической оси интерферометра, формируя переменную разность хода между двумя волнами. В дальнейшем под перемещением опорного зеркала M2 и соответствующим изменением разности хода всегда будет подразумеваться совместное перемещение и зеркала и микрообъектива.

Фотоприемник PD регистрирует значение интенсивности суммарного оптического поля, усредненное по времени срабатывания фотодиода и апертуре светочувствительного элемента. Электрический сигнал фотодиода усиливается, оцифровывается при помощи аналого-цифрового преобразователя ADC и затем обрабатывается программными средствами.

Приведенная схема интерференционной части томографа является наиболее общей и принципиальной. Схемы реальных устройств сложнее и включают в себя блоки дифференциального детектирования, аналоговой фильтрации и демодуляции сигнала, блоки синхронизации и пр. Кроме того, на рисунке 2 приведена схема на дискретных оптических элементах, в то время как многие томографические системы выполнены в виде волоконно-оптических устройств. Различие заключается в использовании специальных волоконно-оптических разветвителей в качестве делителя оптического излучения и каналов доставки и детектирования излучения.

Распределение интенсивности светового поля в плоскости регистрации является результатом интерференции двух идентичных взаимнокогерентных волн, отразившихся от зеркал M1 и M2. Интерференционная картина изменяется при изменении оптической разности хода между интерферирующими полями, что может быть вызвано смещением зеркала M2. Изменение интерференционной картины при смещении зеркала M2 приводит к периодическому изменению электрического тока фотоприемника PD. Такой периодический фотоэлектрический сигнал, регистрируемый на выходе интерферометра, носит название интерференционного сигнала, или интерферограммы.

Интерференционный сигнал формируется в том случае, если оптическая разность хода между интерферирующими волнами не превышает длины временной когерентности l_c . Если используется низкокогерентный (широкополосный) источник излучения с малой длиной вре-

менной когерентности, то интерференционный сигнал представляет собой импульсный сигнал, пример которого приведен на рис. 3. На данном графике изменение интенсивности, регистрируемой фотоприемником, представлено в зависимости от величины смещения Δz_M зеркала M2. Эта зависимость выражается следующим уравнением:

$$I_{PD}(\Delta z_M) \approx E_R^2 + E_S^2 + 2E_R E_S |\gamma(2\Delta z_M)| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\Delta z_M\right), \quad (1)$$

где E_R - амплитуда поля, отраженного от опорного зеркала M2; E_S - амплитуда поля, отраженного от зеркала M1; $|\gamma(2\Delta z_M)|$ - модуль нормированной функции временной когерентности светового поля, создаваемого источником; λ_0 - центральная длина волны излучения; $2\Delta z_M$ - оптическая разность хода в интерферометре, соответствующая смещению зеркала M2 на величину Δz_M .

Первые два слагаемых выражения (1) имеют смысл постоянной составляющей и, как правило, при регистрации и обработке сигнала отфильтровываются. Интерес представляет лишь третье – интерференционное слагаемое $\tilde{I}(2\Delta z_M)$. Периодический сигнал на рис. 3 описывается именно этой частью выражения (1), а его огибающая – множителем $|\gamma(2\Delta z_M)|$.

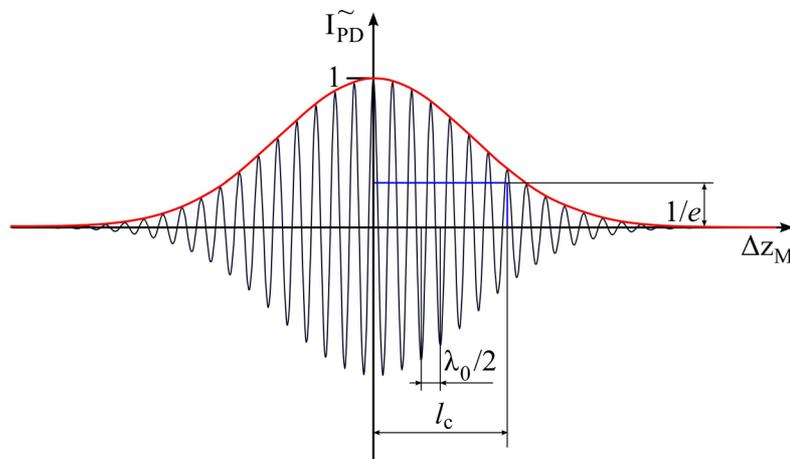


Рис. 3. Интерференционный импульс временной когерентности, наблюдаемый на выходе интерферометра Майкельсона при смещении зеркала M2.

В томографических системах вместо зеркала M1 помещается объект контроля с объемной рассеивающей структурой, в частности, со слоистой структурой. Предположим, что такой объект состоит из $N-1$ слоев, разделенных N бесконечно тонкими границами. На каждой из границ часть света отражается, а часть проходит дальше. Теперь из первого плеча в интерферометр возвращается не одна, а N волн, отраженных каждая от своей границы. Каждая из этих волн когерентна опорной волне, отраженной от зеркала M2. В плоскости регистрации, на выходе интерферометра, эти волны складываются, формируя общую интерференционную картину.

Каждая из волн, пришедших из первого плеча интерферометра, имеет свою фазовую задержку относительно опорной волны, возникшую в результате отражения от границ, расположенных на различных расстояниях на оптической оси, или на различной глубине внутри объекта. Каждая из этих задержек может быть скомпенсирована соответствующим смещением опорного зеркала M2. При поступательном смещении зеркала M2 на выходе интерферометра формируется интерференционный сигнал, содержащий уже не один, а N интерференционных импульсов. Каждый из этих импульсов соответствует интерференции опорной волны, отраженной от опорного зеркала M2, и волны, отраженной от одной из границ объекта.

Если интерференционный сигнал по-прежнему представить в зависимости от смещения зеркала M2, то расстояние между i -ым и $i-1$ -ым импульсом в сигнале будет соответствовать оптической толщине слоя, заключенного между i -ой и $i-1$ -ой границами. Положение i -го импульса относительно первого импульса в сигнале, соответствующего первой отражающей границе, или просто поверхности объекта, будет указывать оптическую глубину залегания i -ой отражающей границы. Выражение (1) для слоистого объекта изменится и примет следующий вид:

$$I_{PD}(\Delta z_M) \approx E_R^2 + \sum_{i=1}^N E_{b_i}^2 + 2E_R \sum_{i=1}^N E_{b_i} \left| \gamma(2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i}) \right| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}(2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i})\right). \quad (2)$$

В выражении (2) E_{b_i} - амплитуда поля, отраженного i -ой границей внутри объекта, $E_{b_i} = R_i E_b$, где R_i - амплитудный коэффициент, учитывающий отражение i -ой границы и пропускание предыдущих $i-1$ границ, $R_i = \rho_i \prod_{k=1}^{i-1} (1 - \rho_k)^2$, ρ_i и ρ_k - амплитудные коэффициенты отражения i -ой и k -границ, E_b - амплитуда поля, освещающего объект, $2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i}$ - взаимная оптическая разность хода между опорной волной и волной, отраженной i -ой границей объекта.

Из уравнения (2) видно, что с физической точки зрения ОКТ-сигнал представляет собой функцию взаимной когерентности опорной и предметной волн и состоит из суперпозиции импульсов временной когерентности, смещенных относительно положения нулевой разности хода.

Данная модель является несколько упрощенной и, хотя в пределе можно перейти к модели объекта с бесконечно тонкими слоями, для более полного теоретического описания процессов формирования томографических сигналов и изображений необходимо учитывать процессы рассеяния и поглощения оптического излучения, происходящие в образце. Тем не менее, уравнение (2) позволяет достаточно точно описывать сигналы от прозрачных слоистых объек-

тов. На рис. 4 приведена огибающая интерференционного сигнала от подобного объекта, рассчитанная с использованием уравнения (2).

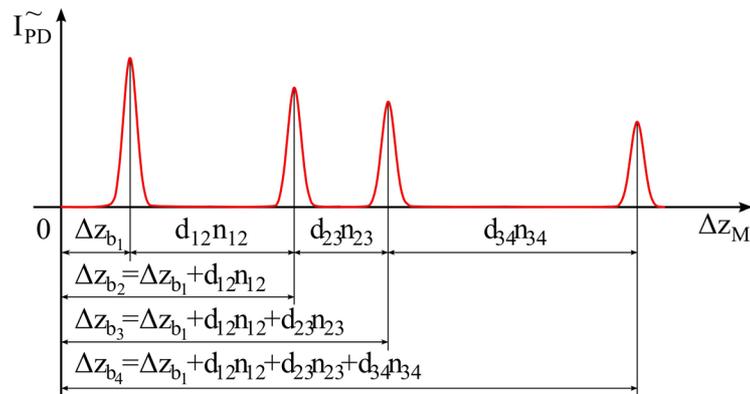


Рис. 4. Интерференционный сигнал для случая трех слоев и четырех отражающих границ.

Объект состоит из трех слоев, разделенных четырьмя границами. Следует особое внимание обратить на то, что расстояние между интерференционными импульсами указывает не геометрическую толщину слоя, а оптическую, то есть геометрическую толщину d_{ij} умноженную на средний показатель преломления этого слоя n_{ij} . Это принципиальное ограничение оптической когерентной томографии - ОКТ-изображение отражает оптическую, а не геометрическую структуру объекта.

Пространственное разрешение оптической когерентной томографии

Оптическая когерентная томография позволяет формировать трехмерные микроскопические изображения внутренней оптической структуры исследуемого объекта. При этом разрешение ОКТ существенно отличается по различным направлениям. Выделяют два основных направления – аксиальное, или продольное, и латеральное, или поперечное. В продольном направлении, то есть по направлению оптической оси, разрешение ограничено длиной временной когерентности. В поперечном направлении разрешение определяется диаметром перетяжки сфокусированного зондирующего пучка.

Рассмотрим более детально предметное плечо интерферометра, изображенное на рис. 5. Параллельный пучок лучей после светоделительного куба проходит через микрообъектив МО, при помощи которого фокусируется на объект. Перетяжка сфокусированного реального пучка света имеет конечные размеры, как поперечные, так и продольные, которые зависят и от свойств самой световой волны - центральной длины волны излучения λ_0 , и от характеристик

фокусирующего микрообъектива. Основная характеристика микрообъектива – его числовая апертура $NA = n \sin \theta$, где n - показатель преломления среды за микрообъективом. Зная λ_0 и NA диаметр перетяжки сфокусированного пучка можно оценить при помощи соотношения:

$$\delta x \approx 0.61 \frac{\lambda_0}{NA} \quad (3)$$

Величина δx определяет теоретический предел разрешения ОКТ в поперечном направлении.

Селекция отраженного излучения по глубине производится за счет ограниченных когерентных свойств зондирующего излучения. Может интерферировать с опорной волной, и, следовательно, может быть зарегистрировано при помощи интерферометра, лишь то излучение, что пришло из области пространства, ограниченной в продольном направлении длиной временной когерентности:

$$l_c \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} . \quad (4)$$

Следует обратить внимание на рис. 4, из которого видно, что если расстояние между соседними импульсами меньше длины когерентности, импульсы накладываются и воспринимаются как один, иными словами, оптические неоднородности с размерами меньшими длины временной когерентности l_c не разрешаются в ОКТ.

Следующим немаловажным фактором, влияющим на селекцию отраженного излучения в продольном направлении, является протяженность перетяжки сфокусированного пучка света δz , иначе называемая конфокальным параметром:

$$\delta z \approx \frac{2\lambda_0}{NA^2} . \quad (5)$$

Это значение определяет допустимую глубину зондирования объекта, подобно глубине резко изображаемого пространства в микроскопии или фотографии. На рис. 5 эта область выделена серым. Волны, отраженные неоднородностями, расположенными за пределами этой области, имеют значительно меньшую амплитуду и вносят меньший вклад в формирование сигнала. Этот эффект необходимо учитывать при анализе ОКТ-изображений.

Можно сделать оценки типичных параметров разрешающей способности ОКТ. Пусть $\lambda_0 = 850$ нм, $\Delta \lambda = 50$ нм, $NA = 0.1$. Для такой системы $\delta x \approx 8.5$ мкм, $\delta z \approx 170$ мкм, а $l_c \approx 14$ мкм. Из формул (3)-(5) и расчетов видно, что разрешение ОКТ по глубине и в поперечном направлении значительно отличается, а выражение (4) показывает, что практически единственный спо-

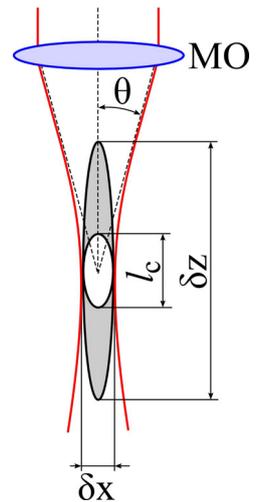


Рис. 5. Параметры, определяющие пространственное разрешение ОКТ.

соб увеличения продольного разрешения ОКТ это увеличение $\Delta\lambda$, то есть уширение спектра излучения используемого источника.

Регистрация интерференционного сигнала в спектральной области

Сигнал, регистрируемый на выходе интерферометра, схема которого приведена на рис. 1, носит характер зависимости средней интенсивности на апертуре фотодиода PD от величины смещения Δz_M сканирующего зеркала M2, или оптической разности хода $2\Delta z_M$. Для этого необходимо обеспечить точное, поступательное перемещение зеркала M2 вдоль оптической оси интерферометра и параллельную запись сигнала фотоприемника при каждом новом положении зеркала. Подобный способ перестройки оптической разности хода в интерферометре обладает существенными недостатками, главный из которых - низкая скорость сканирования. При увеличении скорости перемещения сканирующего зеркала M2 существенно уменьшается соотношение сигнал/шум в интерференционном сигнале и качество ОКТ-изображения снижается.

Одним из решений, позволяющих избежать необходимости механической перестройки оптической разности хода в интерферометре и повысить быстродействие томографа, является метод оптической томографии с регистрацией в спектральной области. Метод основан на использовании фундаментального соотношения между спектральным представлением случайного волнового процесса и его функцией корреляции (когерентности). Согласно теореме Винера-Хинчина функция корреляции $\Gamma(\tau)$ стационарного случайного процесса связана со спектральной плотностью мощности $S(\omega)$ посредством Фурье-преобразования:

$$\begin{aligned}\Gamma(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega, \\ S(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau\end{aligned}\quad (6)$$

Соотношение (6) показывает, что, с практической точки зрения, не имеет значения, какую именно физическую величину регистрировать на выходе интерферометра. Записав спектр излучения, вышедшего из интерферометра, и применив к нему преобразование Фурье, можно получить функцию когерентности этого излучения.

Для реализации описанного алгоритма необходимы некоторые изменения в интерференционной системе. Во-первых, необходима фиксация зеркала M2 в стационарном положении, определяющем некоторую разность хода волн в интерферометре $2\Delta z_M$. Во-вторых на выходе интерферометра необходим спектральный прибор, регистрирующий спектр излучения, вышед-

шего из интерферометра. Спектр будет представлять собой распределение интенсивности по длинам волн λ , или волновым числам $k = 2\pi/\lambda$:

$$\begin{aligned}
 I_{PD}^S(k) \approx & S(k) \left(R_R^2 + \sum_{i=1}^N R_i^2 \right) + \\
 & + S(k) \sum_{i=1}^N R_R R_i \cos(k[2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i}]) + , \\
 & + S(k) \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N R_i R_j \cos(k[2\Delta z_{b_i} - 2\Delta z_{b_j}])
 \end{aligned} \tag{7}$$

где $S(k)$ - спектр излучения источника, а R_R - амплитудный коэффициент отражения опорного зеркала. Выражение (7) содержит три слагаемых. Первое слагаемое представляет собой просто спектр источника, масштабированный на величину, соответствующую суммарному энергетическому коэффициенту отражения опорного зеркала и исследуемого объекта. Это так называемая постоянная составляющая, Фурье-преобразование которой даст функцию когерентности светового поля источника.

Второе слагаемое, называемое кросс-корреляционным, представляет непосредственный интерес, так как именно оно несет информацию о распределении отражательной способности по глубине объекта. Оно имеет смысл взаимного спектра двух оптических полей, одно из которых отразилось от опорного зеркала, а второе – суммарное оптическое поле, отразившееся от объекта. Соответственно, Фурье-преобразование этого слагаемого даст искомую функцию взаимной когерентности указанных световых полей.

Наконец, третье слагаемое - автокорреляционная составляющая – описывает результат взаимной интерференции волн, отраженных границами объекта. Результатом Фурье-преобразования этой составляющей является функция автокорреляции суммарного оптического поля, отраженного объектом.

Чтобы пояснить, каким образом видоизменяется спектр излучения в интерферометре, на рис. 6 изображен результат моделирования спектрального интерференционного сигнала с использованием уравнения (7) для объекта, состоящего из одной отражающей границы, $N = 1$. В этом случае автокорреляционная составляющая будет отсутствовать, а сигнал интерферометра (красная линия) будет представлять собой спектр источника (черная линия), модулированный косинусоидой с периодом, обратным оптической разности хода $2(\Delta z_M - \Delta z_{b_1})$. Если слоев в объекте будет больше, то картина станет значительно сложнее, так как функция, модулирующая спектр источника будет представлять собой суперпозицию косинусоид с различными периодами и амплитудами.

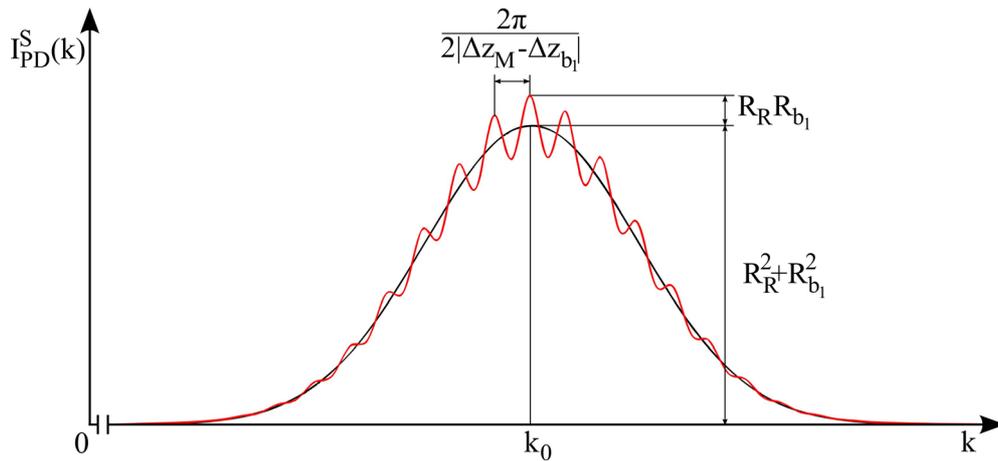


Рис. 6. Вид интерференционной картины в спектральной области для случая объекта, состоящего из одной отражающей границы.

Преобразование Фурье выражения (7) даст следующий результат:

$$\begin{aligned}
 I(\Delta) \approx & \left(R_R^2 + \sum_{i=1}^N R_i^2 \right) \Gamma(\Delta) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta\right) + \\
 & + \sum_{i=1}^N R_R R_i \left| \Gamma\left(\Delta \pm (2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i})\right) \right| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\Delta \pm (2\Delta z_M - 2\Delta z_{b_i})\right)\right) + , \\
 & + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N R_i R_j \left| \Gamma\left(\Delta \pm (2\Delta z_{b_i} - 2\Delta z_{b_j})\right) \right| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\Delta \pm (2\Delta z_{b_i} - 2\Delta z_{b_j})\right)\right)
 \end{aligned} \quad (8)$$

где Δ - некоторая оптическая разность хода, которая, в действительности, отсутствует в интерферометре.

На рис. 7 изображен пример огибающей интерференционного сигнала спектральной ОКТ для модельного объекта, состоящего из 3 слоев, разделенных четырьмя отражающими границами, рассчитанный с использованием выражения (8) при условии $\Delta z_{b_i} > \Delta z_M$. Амплитудный коэффициент отражения ρ_i каждой из границ считался равным 0.1, а амплитудный коэффициент отражения опорного зеркала R_R приравнялся 0.4. Соотношение амплитуд интерференционных импульсов на рис. 7 условно, так как для реальных объектов ρ_i в десятки, и даже в сотни раз меньше.

В сигнале можно выделить три основных составляющих. Постоянная составляющая, в виде единичного импульса, определяемая первым слагаемым выражения (8), локализована в точке нулевой оптической разности хода, $\Delta = 0$. Этот импульс имеет наибольшую амплитуду. Вблизи нулевого значения оптической разности хода располагаются интерференционные импульсы, составляющие автокорреляционную часть сигнала. Кросскорреляционная составляющая, искомый полезный сигнал, смещен относительно центрального импульса на величину, которая зависит от взаимного расположения опорного зеркала и объекта.

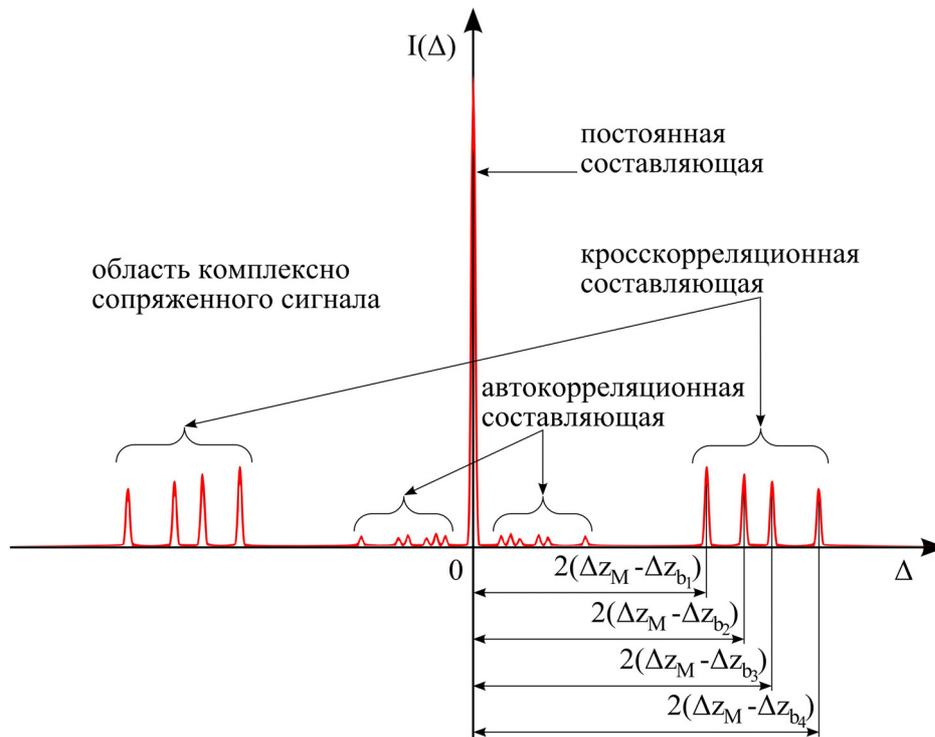


Рис. 7. Результат Фурье-преобразования спектрального сигнала оптического когерентного томографа.

Первое наблюдение, которое можно сделать из вида ОКТ-сигнала на рис. 7, - сигнал симметричен относительно нулевого значения оптической разности хода. Этот факт объясняется тем, что результатом Фурье-преобразования действительной функции (7) является комплекснозначная функция, действительная часть которой, описываемая выражением (8), симметрична, а мнимая – антисимметрична, иными словами, две части сигнала $I(\Delta)$, одна, лежащая в области отрицательных значений Δ , и вторая, лежащая в области положительных значений Δ , являются комплексно сопряженными. Так как в реальных приложениях интерес представляет лишь действительная часть сигнала, либо его модуль, то восстановленный сигнал $I(\Delta)$ имеет симметричный вид, как изображено на рис. 7.

Кроме симметрии сигнал спектральной ОКТ имеет еще одну важную особенность по сравнению с сигналом, описываемым выражением (2). В спектральной ОКТ параметр Δz_M играет существенно иную роль, нежели в системах низкокогерентной интерферометрии с регистрацией во временной области. В спектральной ОКТ эта величина не изменяется, оставаясь фиксированной в течение всего времени регистрации сигнала. Но чем будут отличаться сигналы от одного и того же объекта, записанные при различных значениях Δz_M ? Предположим, что Δz_M увеличилось. Как видно из рис. 7 и формулы (8), кросскорреляционный сигнал сдвинется влево. Когда Δz_M и Δz_{b_i} станут равными, первый импульс кросскорреляционной составляющей совпадет с центральным импульсом, а сам полезный сигнал наложится на автокорреляционную со-

ставляющую. Это недопустимая ситуация, так как в томографическом изображении появляются ложные элементы, которых нет в структуре объекта. Продолжим дальше увеличивать Δz_M . Сигнал также продолжит смещаться влево. При этом часть импульсов окажется в области отрицательных значений Δ . То же самое происходит с комплексно сопряженным сигналом, который, при увеличении Δz_M смещается вправо, пока часть импульсов, составляющих этот сигнал, не окажется в области положительных значений Δ . В результате происходит зеркальное наложение комплексно сопряженного сигнала. Очевидно, описанных эффектов можно достичь также, изменяя Δz_{b_1} , иначе говоря, смещая объект вдоль оптической оси интерферометра.

Наличие постоянной и автокорреляционной составляющей, а также наличие комплексно сопряженного сигнала - основные недостатки метода спектральной ОКТ. Наложение этих компонент на полезный сигнал может приводить к значительному искажению получаемого ОКТ-изображения. Но, как видно из предыдущего примера, этих проблем можно избежать путем корректной настройки интерферометра и смещению полезного сигнала в область более высоких значений Δ . Если предположить, что $\Delta z_M = 0$, то есть опорное зеркало M2 находится в точке, соответствующей равенству длин оптических путей в интерферометре, то объект необходимо расположить таким образом, чтобы его первая граница была удалена от положения нулевой разности хода в интерферометре на величину большую, чем оптическая толщина самого объекта, $\Delta z_{b_1} > \Delta z_{b_N}$. Таким образом, в интерферометре, который используется в спектральной ОКТ, не только отсутствует динамическая перестройка разности хода в плечах интерферометра, но и требуется наличие фиксированной, отличной от нуля разности длин оптических путей.

Эффекты дискретизации в спектральной ОКТ

В системах ОКТ для записи спектра используются цифровые средства регистрации, например, линейки ПЗС, результатом работы которых является не непрерывный спектр $I_{PD}^S(k)$, а ограниченный набор из K значений интенсивности для некоторых значений волнового вектора $k_i, i = 1, 2, \dots, K$, следующих через интервал $\Delta k = k_{i+1} - k_i$. Это значительно упрощает сбор и последующую обработку данных и позволяет использовать быстродействующие алгоритмы преобразования Фурье, но приводит к ряду ограничений, свойственных дискретному представлению непрерывных данных. Из определения дискретного преобразования Фурье следует, что максимальное значение оптической разности хода Δ , которое может быть восстановлено из набора спектральных данных равно:

$$\Delta_{\max} = \pm \frac{1}{2\delta k}. \quad (9)$$

Результатом преобразования K исходных точек спектральных данных будут K значений оптической разности хода Δ_i , следующих с периодичностью:

$$\delta\Delta = \frac{1}{K\delta k}. \quad (10)$$

Величина $\Delta_{\max}/2$ определяет максимальную оптическую толщину объекта, которая может быть визуализирована системой. Следует учесть, что параметр $\delta\Delta$ никак не влияет на разрешающую способность системы, он лишь указывает, с какой точностью будет прописываться интерференционный импульс. Однако, если значение $\delta\Delta$ будет больше длины временной когерентности l_c , то может возникнуть эффект стробирования, в результате чего часть импульсов из интерференционного сигнала может пропасть, а амплитуда других существенно изменится, что, в конечном итоге, приведет к серьезному ухудшению качества ОКТ-изображения.

Например, если разрешение используемого спектрографа составляет 1 нм, а количество элементов ПЗС-линейки равно 512, то $\Delta_{\max} = \pm 361$ мкм, а $\delta\Delta = 1.4$ мкм. Тогда максимальная оптическая глубина, которая может быть визуализирована в такой системе, составит всего 180 мкм. Это не так мало для сильно рассеивающих объектов, для которых, в частности, для биотканей, глубина проникновения излучения не превышает этого значения. Однако, для прозрачных слоистых сред, например, глаза, такая глубина визуализации слишком мала. Кроме того, большое значение имеет тот факт, что не весь диапазон оптической разности хода Δ может быть использован из-за необходимости смещения полезного сигнала в область более высоких значений Δ во избежание наложения автокорреляционного сигнала и постоянной составляющей. Данный пример показывает, что, несмотря на большое преимущество в отсутствии сканирующего зеркала и необходимости перестройки разности хода в интерферометре, данная система чрезвычайно требовательна к качеству спектрографа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Приборы и принадлежности: спектральный оптический когерентный томограф Thorlabs OCP930SR, набор объектов для исследования.

В работе используется спектральный оптический когерентный томограф, основные технические характеристики которого приведены в таблице.

Технические характеристики томографа Thorlabs OCP930SR

Центральная длина волны излучения	930 нм
Ширина спектра излучения	100 нм
Мощность излучения	2 мВт
Разрешение спектрографа	0.14 нм
Скорость вычисления одного скана по глубине	~0.2 мс
Частота обновления кадров (при размере кадра 512×512 точек)	8 кадров/с
Максимальная глубина сканирования	1.6 мм
Максимальная область сканирования	6 мм
Продольное разрешение	6.2 мкм

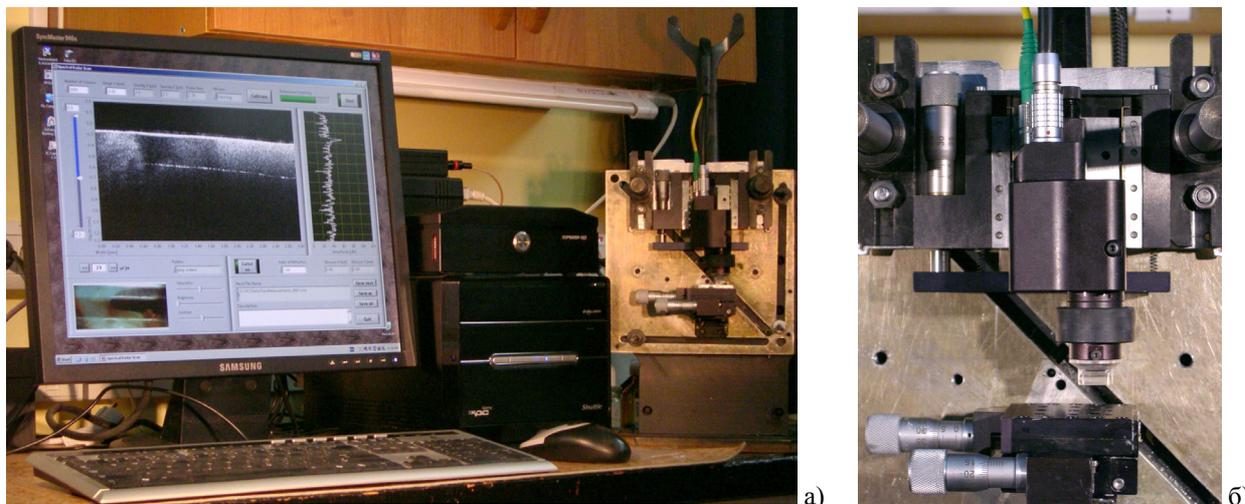


Рис. 8. Общий вид спектрального оптического когерентного томографа (а) и измерительный зонд томографа с предметным столиком с микрометрической подачей (б).

Включение и подготовка к работе томографа производится только преподавателем. Программное обеспечение для сбора данных позволяет настраивать размер сканируемой области, количество точек в ОКТ-изображении, проводить курсорные измерения, запускать и останавливать измерения, сохранять полученные данные. Измерительный зонд томографа имеет встроенную камеру-видеоискатель, позволяющую в реальном времени выбирать участок для сканирования.

Задание 1. Определение оптической толщины, геометрической толщины и показателя преломления прозрачных объектов

Для выполнения задания на металлическую подложку координатного столика под измерительным зондом томографа следует положить покровное стекло для микроскопа. Перемещая по вертикали при помощи микрометрического винта измерительную головку томографа получить на экране монитора ОКТ-изображение стекла, лежащего на подложке.

При помощи иглы нанести на поверхность покровного стекла каплю глицерина. Перемещая объект при помощи координатного столика добиться того, чтобы сечение капли полностью укладывалось в пределах ОКТ-изображения. Убедиться, что поверхности покровного стекла и металлической подложки под каплей на ОКТ-изображении искривлены. Объяснить причину и рассчитать, используя данные ОКТ, оптическую толщину капли, ее геометрическую толщину и показатель преломления.

Задание 2. Определение функции отклика системы в продольном направлении в воздухе

В качестве объекта при выполнении задания используется металлическая подложка предметного столика. Для определения функции отклика системы в продольном направлении, связанной с конечной протяженностью перетяжки сфокусированного зондирующего пучка света, необходимо при помощи микрометрического винта сместить измерительный зонд так, чтобы изображение поверхности подложки находилось в крайней верхней, или крайней нижней части ОКТ-изображения. Записать текущее ОКТ-изображение. После этого, смещая зонд с шагом 10-20 мкм по шкале микрометрического винта, так чтобы изображение поверхности подложки смещалось в противоположную сторону кадра, записать серию ОКТ-изображений при каждом новом положении зонда.

На каждом изображении измерить интенсивность сигнала от металлической подложки и построить зависимость интенсивности измеренного сигнала от положения измерительной головки.

Задание 3. Определение функции отклика системы в продольном направлении в прозрачной среде с показателем преломления n

В качестве объекта используется металлическая подложка предметного столика, на которую нанесена пленка глицерина. Процедура измерений аналогична заданию 2.

Результаты измерений сравнить с результатами, полученными в предыдущем задании.

Задание 4. Подавление шума в ОКТ-изображении методами покадрового усреднения и усреднения в поперечном направлении

Если исследуемый объект имеет заведомо однородную внутреннюю структуру без выраженных макрообразований, то усреднение может выполняться по одному кадру, в результате чего могут быть получены либо один усредненный скан по глубине объекта, если усреднение происходит сразу по всем сканам по глубине, либо двумерное сечение, но с редуцированным поперечным разрешением, если усреднение происходит по нескольким соседним сканам, после чего из набора усредненных сканов составляют новое ОКТ-изображение.

Если объект существенно неоднороден, но стабилен во времени, то усреднение можно производить по серии ОКТ-изображений, накопленных в течение некоторого времени. Это позволяет обнаружить особенности структуры, которые в одном ОКТ-изображении маскированы шумом.

В задании предлагается использовать оба метода усреднения и сравнить полученные в обоих случаях результаты.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Сформулировать основные принципы оптической когерентной томографии с регистрацией сигнала во временной области. Нарисовать принципиальную схему томографа и записать уравнение ОКТ-сигнала.
2. Какие параметры оптического излучения и элементов схемы влияют на разрешающую способность ОКТ?
3. Каким образом связаны длина временной когерентности излучения источника с параметрами его спектра?
4. Сформулировать теорему Винера-Хинчина и записать ее формальные выражения. Как данная теорема может быть использована в ОКТ?
5. Что такое интерференция в спектральной области? Какие параметры спектра излучения вышедшего из интерферометра несут информацию о внутренней структуре объекта?
6. Записать уравнение интерференционного сигнала в спектральной области и соответствующее ему интерференционное уравнение в терминах оптической разности хода. Пояснить смысл входящих в уравнения слагаемых.
7. Каковы эффекты дискретизации регистрируемого сигнала в спектральной ОКТ?
8. Сформулировать преимущества и недостатки спектральной ОКТ по сравнению с традиционной ОКТ с регистрацией сигнала во временной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
4. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ. М.: Мир, 1970. 364 с.
5. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616 с.
6. Перина Я. Когерентность света. М.: Мир, 1974. 368 с.
7. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М.: Наука, 1967. 80 с.
8. Горелик Г.С. Колебания и волны. М.: Физматлит, 1959. 572 с.
9. Гуров И.П. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Под ред. Гурова И.П. и Козлова С.А. СПб.: СПб ГУ ИТМО. - 2004. - С. 6-30.
10. Optical coherence tomography: technology and applications, W. Drexler, J.G. Fujimoto Eds., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008. pp. 1330.
11. Fercher A.F., Drexler W., Hitzenberger C.K., Lasser T. Optical coherence tomography – principles and applications // Rep. Prog. Phys. – 2003. – Vol. 66. - P. 239-303.
12. Schmitt J.M. Optical coherence tomography: a review // IEEE J. Select Topics Quant. Electron. - 1999. - Vol. 5. - P. 1205-1215.