

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).

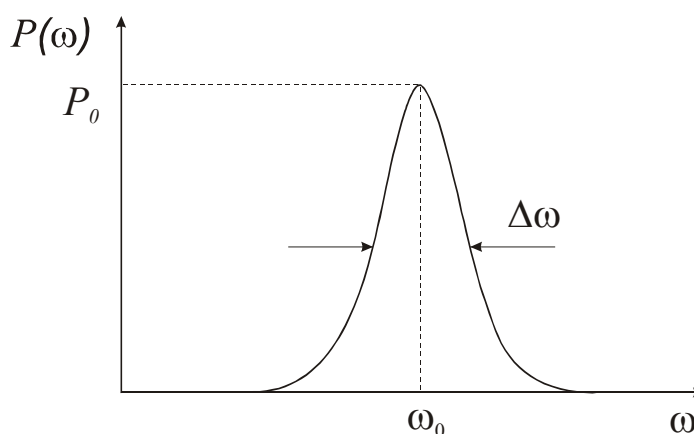


Рис. 1. Спектральный контур узкополосного сигнала

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).

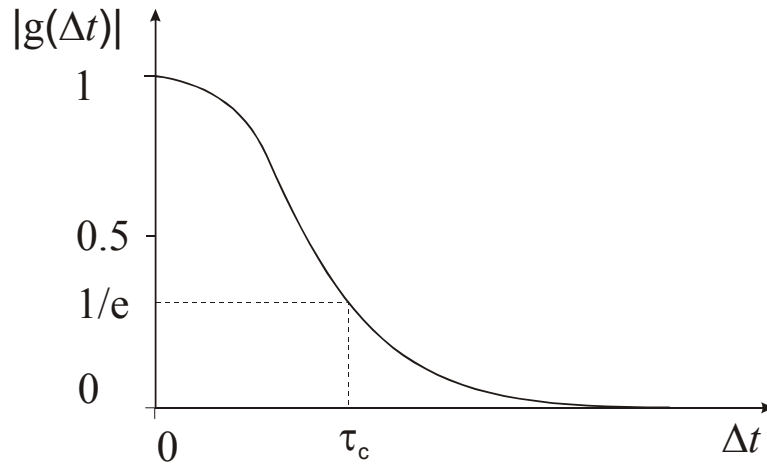


Рис. 2. Нормированная функция автокорреляции сигнала

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.

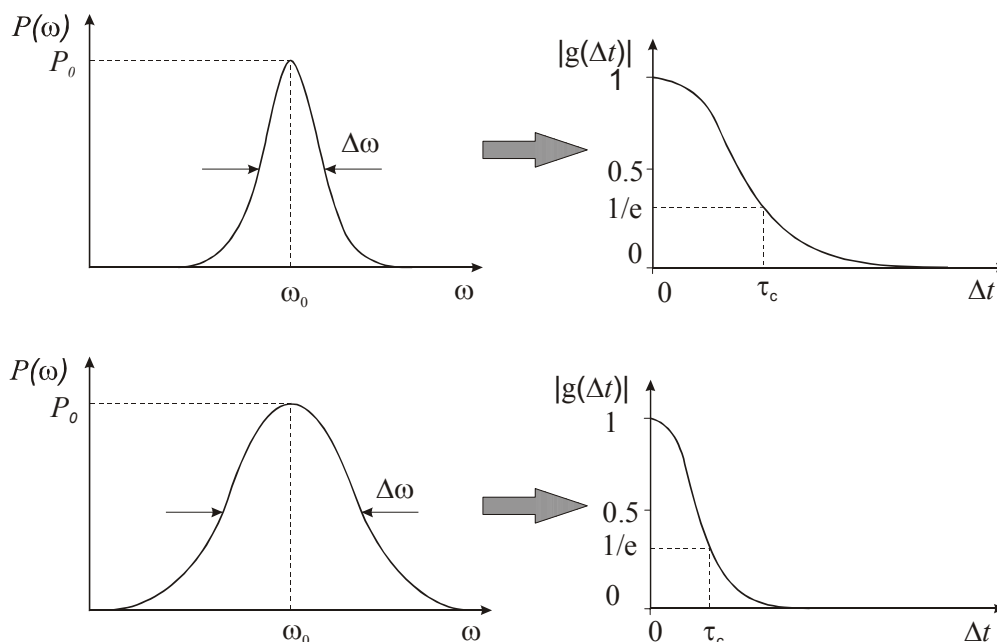


Рис. 3. Зависимость степени корреляции от ширины контура спектра мощности сигнала

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 смешение сигналов с помощью того или иного устройства с интегрирующим (усредняющим) действием.

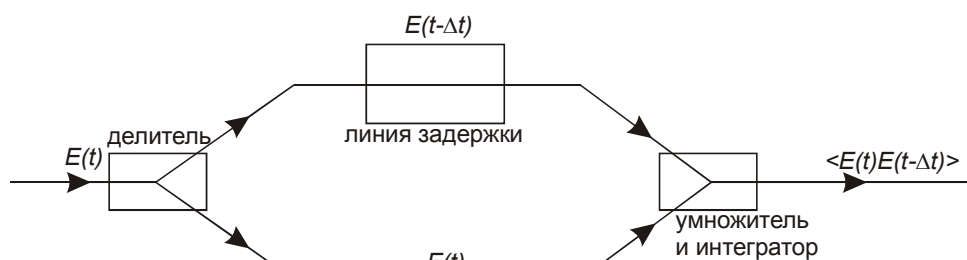


Рис. 4. Принципиальная блок схема коррелятора сигнала

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.

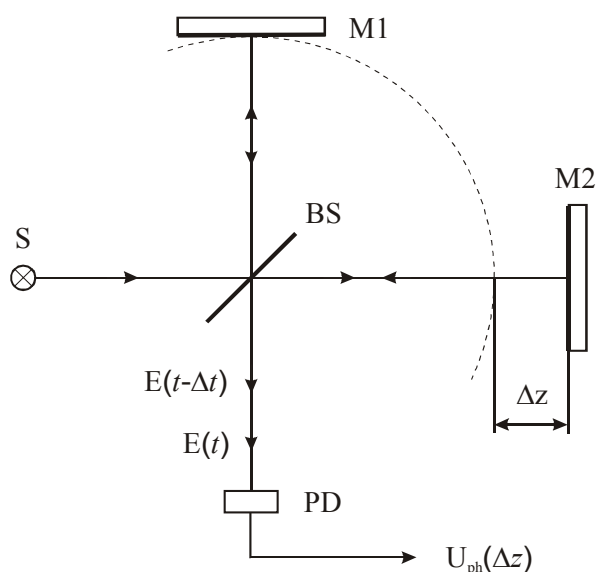


Рис. 5. Схема оптического коррелятора – интерферометра Майкельсона: S – источник света, BS – полупрозрачное зеркало – делитель пучка световой волны, $M1$ и $M2$ – зеркала, PD – фотодетектор.

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 .

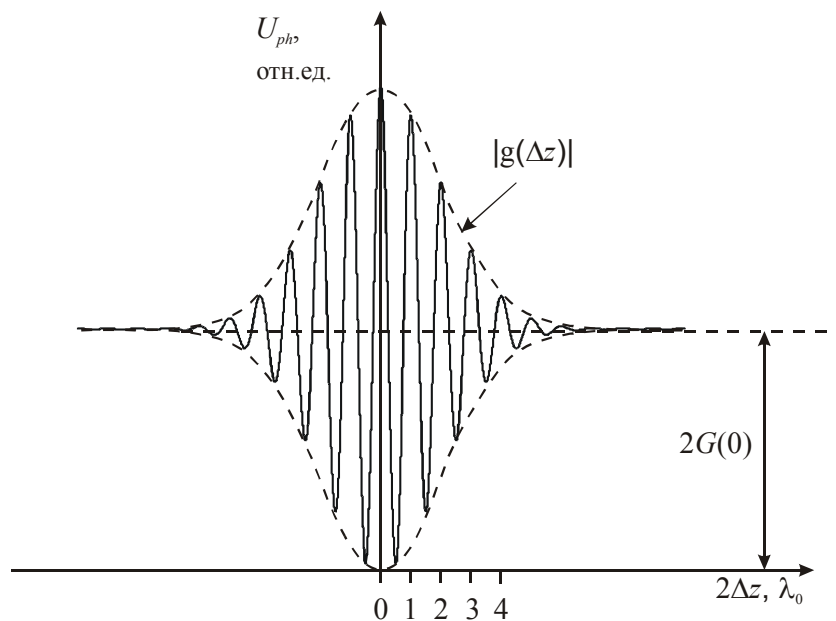


Рис. 6. Корреляционный сигнал интерферометра для световой волны со степенью монохроматичности $\Delta\omega/\omega_0 \approx 1/5$.

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

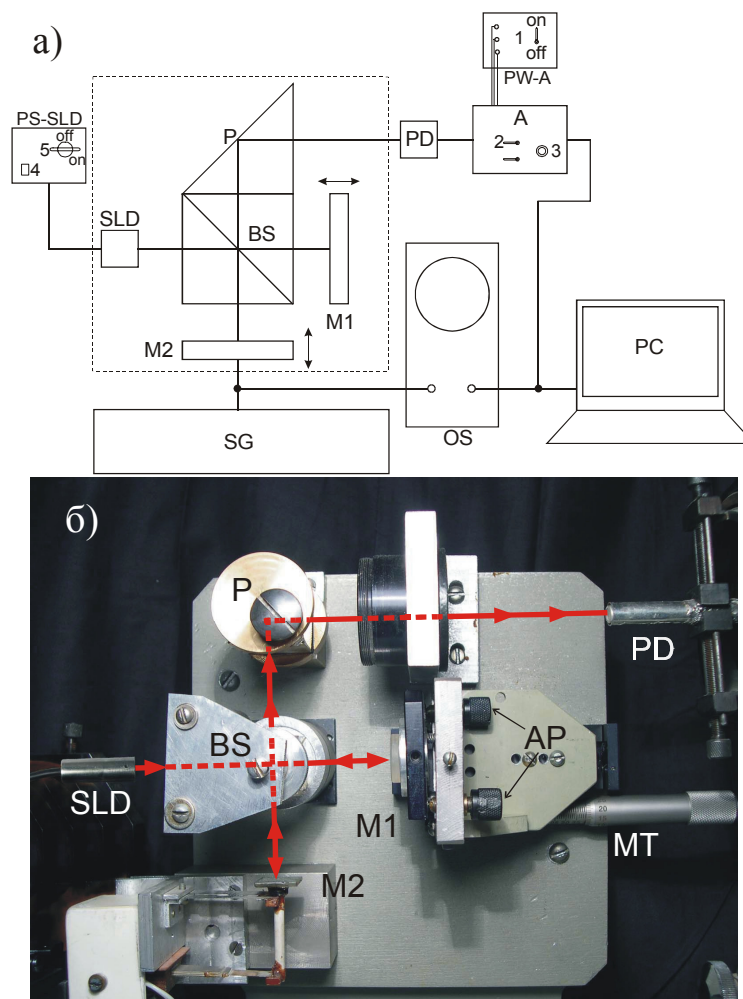


Рис. 7 Схема установки «Сканирующий интерферометр Майкельсона» (а) и фотография интерферометра Майкельсона (б): SLD – суперлюминесцентный диод; PS-SLD – блок питания диода; BS – делитель пучка; P – поворотная призма; M1 – сканирующее зеркало; M2 – опорное зеркало; SG – генератор сигналов; OS – осциллограф; 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.

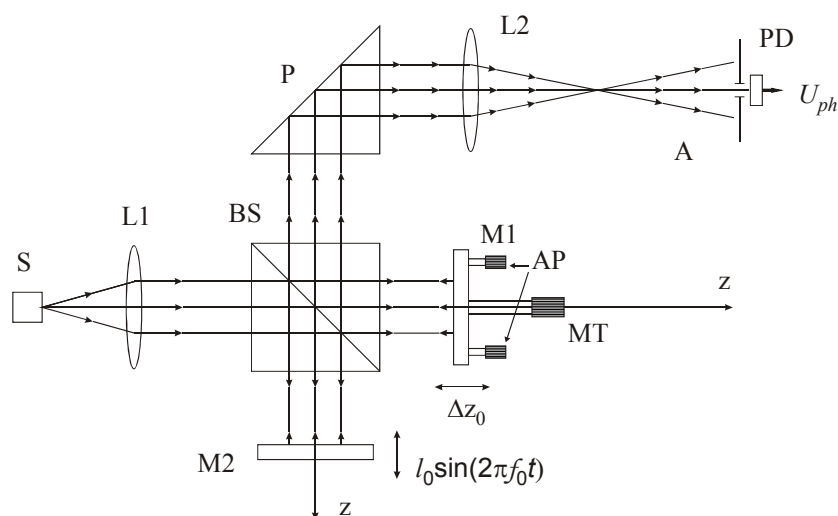


Рис. 8. Схема сканирующего интерферометра Майкельсона: S – источник света, L1 – коллимирующая линза, BS – делитель световой волны; M1 и M2 плоские зеркала; P – поворотная призма полного внутреннего отражения; L2 – собирающая линза; A – апертура фотоприемника; PD – фотодетектор; MT – прецизионный линейный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

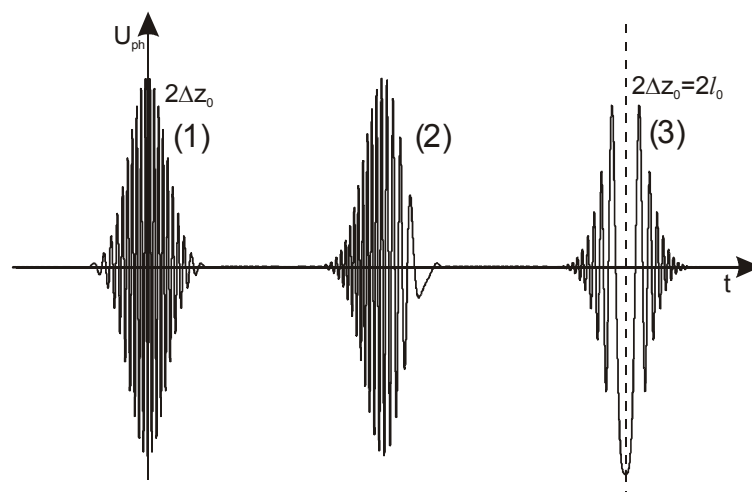


Рис. 9 Корреляционный сигнал интерферометра при различных начальных разностях хода $2\Delta z_0$: 1) $2\Delta z_0 \approx 0$; 2) $2\Delta z_0 \approx l_0$; 3) $2\Delta z_0 \approx 2l_0$

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 M2. 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 M2 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 M1 и M2, 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 M1 интерферометра.

Во-вторых, для наблюдения сигнала интерферометра необходимо, чтобы световые пучки, отраженные зеркалами M1 и M2, распространялись строго в одном направлении в выходном канале интерферометра. Для этого зеркало M1 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 M2 изменениями наклона зеркала M1 с помощью юстировочных винтов AP 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 AP фотодетектора PD, а затем, смещая зеркало M1 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 «он».
- 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.