Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направлений «Электроника и наноэлектроника», «Электроника и микроэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика»

2012

Шандаров Станислав Михайлович
Шмаков Сергей Сергеевич

Пространственная фильтрация оптических изображений: методические указания к лабораторной работе для студентов направлений «Электроника и наноэлектроника», «Электроника и микроэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика» / А.И. Башкиров; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2012. - 15 с.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение методов прямого и обратного преобразования Фурье в применении к двумерным оптическим изображениям и их пространственной фильтрации в когерентных оптических системах.

Предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлениям «Электроника и наноэлектроника», «Электроника и микроэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика», по дисциплинам «Оптические и акустооптические системы обработки информации», «Оптические и акустооптические методы обработки информации»

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав.кафедрой ЭП
_____________С.М. Шандаров
«___» _____________ 2012 г.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направлений «Электроника и наноэлектроника»,
«Электроника и микроэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

д-р. физ.-мат. наук. наук,
проф. каф.ЭП
________С.М. Шандаров
«____»______________2012 г

ассистент каф. ЭП
______ С.С. Шмаков
«____»______________2012 г

2012

Содержание

1 Введение

Оптические и акустооптические методы обработки информации предполагают ее запись на оптический транспарант в виде функции пропускания или изменения показателя преломления, а затем его зондирование пучком света. Далее полученное одномерное или двумерное распределение светового поля может быть подвергнуто различным интегральным и спектральным преобразованиям, в частности, прямому и обратному преобразованиям Фурье и пространственной фильтрации двумерного спектра исходного оптического сигнала.

К достоинствам оптических методов обработки информации относятся такие как большая информационная емкость, многоканальность, высокое быстродействие и многофункциональность. В оптических системах достаточно просто выполняются операции умножения, интегрирования, преобразования Фурье, Френеля, Гильберта; они могут использоваться для вычисления функций корреляции и свертки, и т.д.

Оптические устройства обработки информации делятся на когерентные и некогерентные. В некогерентных системах, работа которых основана на принципах геометрической оптики, используются некогерентные источники света (например, полупроводниковые светодиоды). В когерентных системах используются волновые свойства света и когерентные источники – лазеры.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение методов прямого и обратного преобразования Фурье в применении к двумерным оптическим изображениям и их пространственной фильтрации в когерентных оптических системах.

2 Теоретическая часть

2.1 Преобразование Фурье в когерентной оптической системе

Преобразование Фурье выполняется в оптической системе, изображенной на рис. 2.1 [1-3]. Предполагается, что система не имеет аберраций и в ней не происходит поглощения и отражения электромагнитной энергии. В передней фокальной плоскости P_1 ($z = 0$) положительной линзы *Л* с фокусным расстоянием F расположен носитель обрабатываемой информации – **транспарант**. Простейшим примером транспаранта является фотопленка, пропускание которой зависит от координат. Такой транспарант называют **амплитудным**. Другим примером транспаранта является акустооптический модулятор света, в котором показатель преломления света меняется во времени и в пространстве под действием распространяющейся акустической волны. Такой транспарант является **фазовым**.

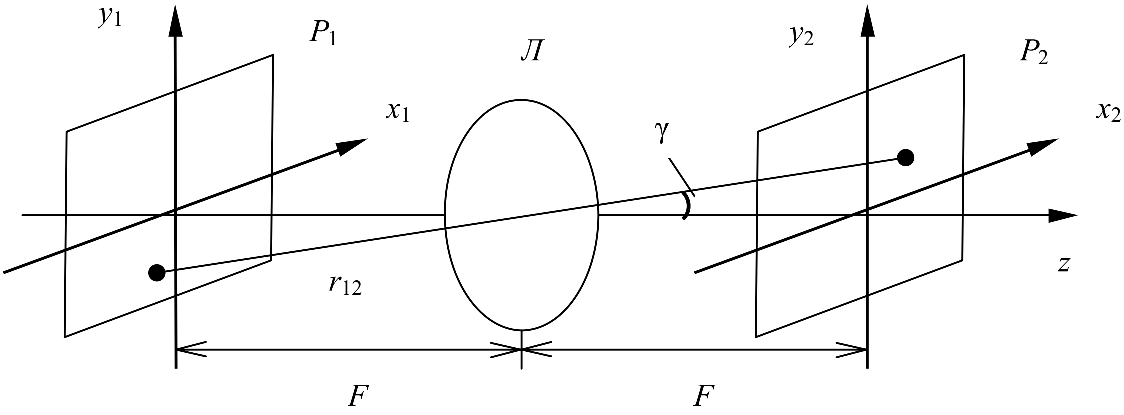

Рисунок 2.1 - Схема оптической системы

В общем случае коэффициент пропускания транспаранта может быть комплексным:

$$\dot{T}(x_1, y_1) = S(x_1, y_1)\exp\left[i\theta(x_1, y_1)\right]. \qquad (2.1)$$

Выходной плоскостью системы, в которой происходит наблюдение светового поля, является плоскость P_2 ($z = 2F$), расположенная в задней фокальной плоскости линзы.

Если плоская световая волна,

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kz)],$$

с частотой ω и волновым числом k распространяется в оптической системе вдоль оси z, то на выходе транспаранта световое поле можно записать в виде

$$\vec{E}_1(x_1, y_1, t) = \vec{E}(0,t)\dot{T}(x_1, y_1) = \vec{E}_0 S(x_1, y_1)\exp\{i[\omega t + \theta(x_1, y_1)]\}. \qquad (2.2)$$

Как видно, выражение (2.2) описывает операцию умножения постоянной величины $\vec{E}_1(x_1, y_1) = const$ (по пространству x_1, y_1) на функцию $\dot{T}(x_1, y_1)$.

Найдем распределение комплексной амплитуды поля на выходе рассматриваемой оптической системы. Для этого воспользуемся принципом Гюйгенса-Френеля, согласно которому каждая точка волнового фронта светового поля излучает сферическую волну. Суммируя излучение этих вторичных волн, испускаемых всеми точками плоскости P_1 в точке с координатами x_2, y_2 плоскости P_2, получим напряженность светового поля в этой точке. В параксиальном приближении, то есть для небольших углов $\gamma \ll 1$ оптической осью z системы и направлением лучей, можно использовать скалярную модель поля и получить:

$$E_2(x_2,y_2)=A\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_1(x_1,y_1)\frac{\exp(-ikr_{12})}{r_{12}}dx_1dy_1\,, \qquad (2.3)$$

где A – некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины (м$^{-1}$), а $r_{12}=\sqrt{(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+z^2}$ - расстояние между точками, расположенными на плоскостях P_1 и P_2. Если $r_{12} >> (x_2 - x_1), (y_2 - y_1)$, то r_{12} в знаменателе можно вынести из под знака интеграла:

$$E_2(x_2,y_2)=\frac{A}{r_{12}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_1(x_1,y_1)\exp(-ikr_{12})dx_1dy_1\,. \qquad (2.4)$$

Выразим r_{12} через x_1, x_2 и y_1, y_2, рассматривая для простоты одномерный случай (рис. 2.2).

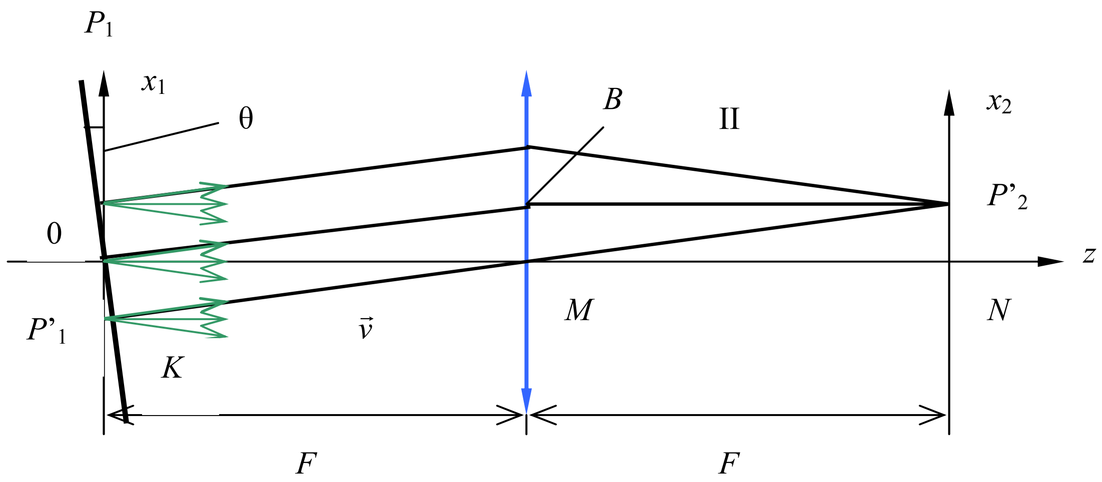

Рисунок 2.2

Поскольку плоскость P_2 находится в фокальной плоскости линзы $Л$, то в некоторую точку P'_2 будут собираться только параллельные лучи, распространяющиеся в области I в некотором направлении $\vec{v}$. Проведем через начало координат системы x_1z плоскость T, перпендикулярную направлению $\vec{v}$. Из оптики известно, что оптическая длина пути между точкой P'_2 с координатой x_2 и любой точкой на плоскости T является постоянной величиной ρ. Найдем эту величину как сумму двух отрезков KM и MP'_2:

$$\rho = KM + MP_2' = \sqrt{F^2 - x_1^2\cos^2\theta} + \sqrt{F^2 + x_2^2}\,.$$

Если x_1, $x_2 << F$, то

$$\rho \approx F\left(1-\frac{1}{2}\frac{x_1^2\cos^2\theta}{F^2}+\ldots\right)+F\left(1+\frac{1}{2}\frac{x_2^2}{F^2}+\ldots\right).$$

Поскольку треугольники $0x_1M$ и MP'_2N равны, то $x_1 = x_2$. Если еще θ<<1, то $\rho \approx 2F$ и не зависит ни от x_1, ни от x_2. Расстояние r_{12} отличается от ρ на величину отрезка P'_1K, которая зависит от положения точки на плоскости P_1:

$$P_1'K = -x_1 \sin\theta ,$$

где знак минус учитывает направление оси x. Подставляя $\sin\theta = x_2 / F$, получаем

$$r_{12} = \rho + P_1'K = 2F - \frac{x_1 x_2}{F} , \qquad (2.5)$$

$$E_2(x_2) = \frac{A}{r_{12}} \exp\left(-i\frac{4\pi F}{\lambda}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(i\frac{2\pi x_2 x_1}{\lambda F}\right) E_1(x_1) dx_1 . \qquad (2.6)$$

Введем обозначения

$$B = \frac{A}{r_{12}} \exp\left(-i\frac{4\pi F}{\lambda}\right), \qquad \omega_{x2} = \frac{2\pi}{\lambda F} x_2 . \qquad (2.7)$$

Тогда

$$E_2(x_2) = B \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1) \exp(i\omega_{x2} x_1) dx_1 . \qquad (2.8)$$

Прежде чем анализировать выражение (8), вспомним соотношения для пары прямого и обратного преобразования Фурье для сигнала $f(t)$ и его спектра $F(\omega)$:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt , \qquad (2.9)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega t) d\omega . \qquad (2.10)$$

Сравнивая (8) и (9), нетрудно заметить их полную аналогию. Таким образом, $E_2(x_2)$ является прямым преобразованием Фурье от функции $E_1(x_1)$, причем роль времени играет координата x_1, а роль временной частоты ω – величина ω_{x2}, которую называют **пространственной частотой**, так как она является функцией координаты x_2 плоскости наблюдения P_2.

Аналогичное выражение можно записать и для двумерного случая, когда $E_1 = E_1(x_1, y_1)$, полагая здесь и везде в дальнейшем $B = 1$:

$$E_2(x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(\omega_{x2} x_1 + \omega_{y2} y_1)] E_1(x_1, y_1) dx_1 dy_1 . \qquad (2.11)$$

Рассмотрим физический смысл преобразования (11). При падении плоской однородной волны на транспарант с пропусканием $E_1(x_1,y_1)$ происходит дифракция света на этом транспаранте. Дифрагированное поле представляет собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся во всех возможных направлениях, причем интенсивность плоской волны в каждом направлении определяется видим функции $E_1(x_1,y_1)$. Таким образом, в этом явлении уже заложены элементы прямого преобразования Фурье, причем роль временных частот играют направления распространения плоских волн.

Поскольку линза собирает все лучи, идущие в одном направлении (x_2/F, y_2/F) в одну точку (x_2, y_2), то она ставит в соответствие каждой плоской волне точку на плоскости P_2. Теперь роль частоты спектра Фурье будет играть не направление распространения плоской волны, а координаты в фокальной плоскости линзы P_2, и комплексная амплитуда поля в этой точке соответствует величине спектральной составляющей Фурье.

Таким образом, в когерентной оптической системе распределения напряженности светового поля в фокальных плоскостях линзы связаны двумерным преобразованием Фурье.

Функция $E_2(x_2, y_2) = S(\omega_{x2}, \omega_{y2})$ называется пространственным спектром сигнала $E_1(x_1,y_1)$, а плоскость P_2 спектральной плоскостью, в то время как плоскость P_1 называется сигнальной плоскостью.

2.2 Прямое и обратное преобразование Фурье в когерентной оптической системе

Рассмотрим оптическую систему (рис. 2.3), состоящую из двух последовательно расположенных линз $Л_1$ и $Л_2$, причем сигнальная плоскость второй линзы является спектральной плоскостью первой.

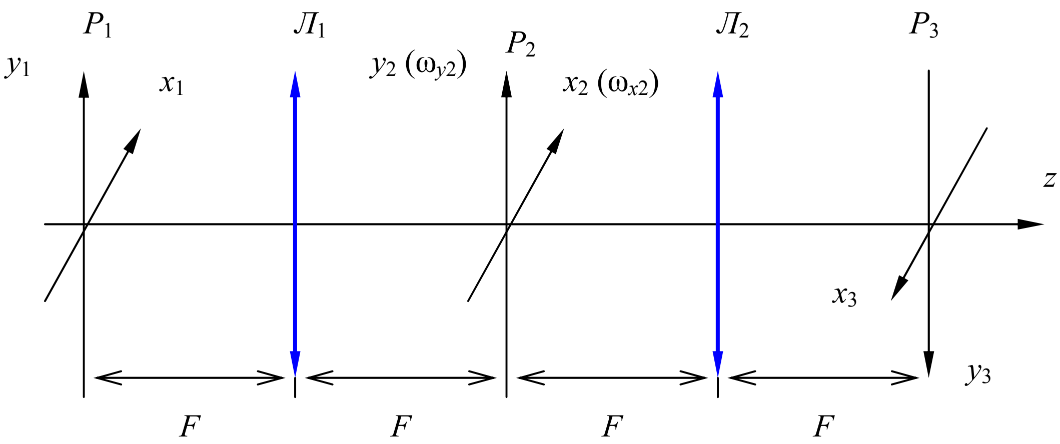

Рисунок 2.3 – Оптическая система, состоящая из двух последовательно расположенных линз

Найдем распределение напряженности светового поля $E_3(x_3,y_3)$ в спектральной плоскости P_3 линзы $Л_2$, рассматривая для простоты одномерный случай:

$$E_3(x_3) = \int_{-\infty}^{\infty} E_2(x_2)\exp(i\frac{2\pi}{\lambda F}x_3x_2)dx_2 = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1)\exp[i\frac{2\pi}{\lambda F}(x_1+x_3)x_2]dx_1dx_2 =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1)dx_1 \lim_{D\to\infty}\int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda F}\left(x_1+x_3\right)x_2\right]dx_2 = \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1)\delta\left(x_1+x_3\right)dx_1 = E_1(-x_3),$$

где $\delta(x_1+x_3)$ – дельта-функция и D – апертура второй линзы. Таким образом, мы получили

$$E_3(x_3) = E_1(-x_3), \tag{2.12}$$

то есть в плоскости P_3 наблюдается перевернутое изображение сигнала $E_1(x_1,y_1)$. Это световое распределение можно считать обратным преобразованием Фурье от функции $E_2(\omega_{x2}, \omega_{y2})$, если в плоскости P_3 оси координат расположить так, как показано на рис. 3.

2.3 Пространственная оптическая фильтрация

Достаточно просто выполняется в оптике операция фильтрации спектральных составляющих. Для этого в спектральную плоскость устанавливают другой транспарант – пространственный фильтр с пропусканием $H(\omega_{x2}, \omega_{y2})$, на который проектируется спектр сигнала $S(\omega_{x2}, \omega_{y2})$. На выходе имеем напряженность электрического поля

$$E_2'(x_2, y_2) = S(\omega_{x2}, \omega_{y2}) H(\omega_{x2}, \omega_{y2}),$$

распределение которого по пространственным частотам изменено в соответствии с характеристикой фильтра.

Проще всего реализуются фильтры с прямоугольной амплитудной и постоянной фазовой характеристиками. Роль таких фильтров будут выполнять прямоугольные отверстия или непрозрачные экраны, помещенные в плоскость P_2.

Фильтр с постоянной амплитудной и прямоугольной фазовой характеристиками выполняется в виде прозрачных диэлектрических пленок, нанесенных на прозрачные подложки.

Для цели подавления постоянной составляющей применяется непрозрачный экран, помещаемый в точке с координатами $\omega_{x2} = 0$, $\omega_{y2} = 0$ и схема реализации прямого и обратного преобразования Фурье, изображенная на рис. 2.3.

2.4 Преобразование фазовой модуляции в амплитудную в оптических системах

Прямая визуализация информации, записанной на фазовом транспаранте, в схеме, изображенной на рис. 3, невозможна. Действительно, пусть пропускание транспаранта по амплитуде описывается функцией

$$\dot{T}(x, y) = \exp\left[i\varphi(x, y)\right]. \tag{2.13}$$

Предположим, что $\varphi \ll 1$, тогда

$$\dot{T}(x, y) \approx 1 + i\varphi(x, y), \tag{2.14}$$

где первый член характеризует недифрагированный свет (нулевую пространственную гармонику), а второй - дифрагированный.

Квадратичный фотодетектор (человеческий глаз, фотодиод, ПЗС-матрица, и др.) будет регистрировать интенсивность света, прошедшего через такой фазовый транспарант, то есть его отклик определяется как

$$J \sim \left|\dot{T}(x, y)\right|^2 = \left|1 + i\varphi(x, y) + \ldots\right|^2 = 1,$$

и не содержит информации, записанной в виде фазовой картины.

Для преобразования фазовой картины в амплитудное распределение существует несколько методов. Рассмотрим два из них.

1. *Метод фазового контраста (метод Цернике).*

Как видно из выражения (14), фазовую модуляцию нельзя наблюдать с помощью простого квадратичного фотодетектирования из-за 90^0-ного сдвига фаз между дифрагированным и недифрагированным светом. Если каким-то образом скомпенсировать эту разность фаз, то «невидимое» изображение станет видимым.

Для этого можно использовать воздействие на пространственно-частотный спектр оптического сигнала, формирующийся в спектральной плоскости (см. схему на рис. 3), поскольку в фокальной плоскости линзы дифрагированное и недифрагированное световое поле является пространственно разделенным. Здесь недифрагированный свет фокусируется в небольшую площадку с центром на оптической оси системы, в то время как дифрагированное поле преобразуется в распределение, локализованное на некотором расстоянии от оптической оси, пропорциональном соответствующей пространственной частоте в исходной фазовой картине.

В методе фазового контраста в спектральной плоскости помещается стеклянная пластина, в центре которой (на оптической оси системы) нанесена прозрачная диэлектрическая пленка малого диаметра («пятнышко»), с толщиной $\lambda/(4n_0)$ или $3\lambda/(4n_0)$, где n_0 - показательпреломления пленки. Этот участок, в пределах которого фазовый набег $\Delta\varphi$ отличен от остальных участков пластины на $\pi/2$ или $3\pi/2$, приводит к необходимому для визуализации сдвигу фаз. После применения операции обратного преобразования Фурье с помощью линзы $Л_2$ (см. рис. 3) в плоскости P_3 получаем следующее распределение интенсивности

$$I(x,y) \sim \left|\exp\left(i\frac{\pi}{2}\right)+i\varphi(x,y)\right|^2 = \left|i\left(1+\varphi(x,y)\right)\right|^2 \approx 1+2\varphi(x,y), \text{ при } \Delta\varphi=\frac{\pi}{2},$$

$$I(x,y) \sim \left|\exp\left(i\frac{3\pi}{2}\right)+i\varphi(x,y)\right|^2 = \left|-i\left(1-\varphi(x,y)\right)\right|^2 \approx 1-2\varphi(x,y), \text{ при } \Delta\varphi=\frac{3\pi}{2}, \quad (2.15)$$

содержащее линейное отображение картины фазовой модуляции.

Таким образом, в данном случае фазовая модуляция светового поля во входной плоскости P_1 преобразуется в амплитудное распределение интенсивности в выходной плоскости P_3. При $\Delta\varphi=\pi/2$ имеем случай положительного фазового контраста, при $\Delta\varphi=3\pi/2$ - отрицательного.

2. *Метод непрозрачного экрана.*

Подавляя постоянную составляющую в спектральной плоскости и выполняя обратное преобразование Фурье, в плоскости P_3 получаем следующее распределение интенсивности:

$$I(x,y) \sim \left|\varphi(x,y)\right|^2. \quad (2.16)$$

В данном случае интенсивность пропорциональна квадрату фазового сдвига, что является определенным недостатком метода непрозрачного экрана.

Другие существующие методы преобразования фазовой модуляции в амплитудную (метод, основанный на дифракции Френеля, метод непрозрачного экрана для отрицательных пространственных частот) описаны в [3].

2.5 Контрольные вопросы

1. Как определить фокусное расстояние положительной линзы?
2. Как можно настроить оптическую схему, в которой необходимо реализовать прямое и обратное преобразование Фурье и пространственную оптическую фильтрацию?
3. Как в схеме, где реализуется прямое и обратное преобразование Фурье, изменится изображение в выходной плоскости, по сравнению со входным изображением?
4. Каким образом можно преобразовать фазовую модуляцию светового поля в амплитудную модуляцию интенсивности?
5. Каким образом можно подавить постоянную составляющую в оптическом изображении?
6. Как можно отсечь спектральные составляющие с $\omega_{y2} \neq 0$ в оптическом изображении?
7. Как можно отсечь спектральные составляющие с $\omega_{x2} \neq 0$ в оптическом изображении?

3 Экспериментальная часть

3.1 Методика эксперимента

Для реализации прямого и обратного преобразования Фурье и исследования пространственной оптической фильтрации удобно использовать оптическую скамью, например, типа ОСК-2 (см. описание [4]). На ней можно поместить полупроводниковый лазер, создающий параллельный световой пучок; оптический транспарант, совмещенный с входной плоскостью P_1; линзы, выполняющие прямое и обратное преобразование Фурье. В спектральной плоскости первой линзы можно помещать различные пространственные спектральные фильтры. Изображение в выходной плоскости P_3 удобно наблюдать с помощью оптического микроскопа, входящего в комплект скамьи ОСК-2.

3.1 Задание на работу

1. Ознакомьтесь с теоретическим описанием прямого и обратного преобразования Фурье в когерентных оптических системах и методики пространственной оптической фильтрации.

2. Используя излучение полупроводникового лазера, установленного на оптической скамье, и экран для наблюдения фокусируемого излучения, определите фокусные расстояния используемых линз $Л_1$ (более

короткофокусной, которую следует использовать далее для осуществления прямого преобразования Фурье) и $Л_2$ (для реализации обратного преобразования Фурье).

3. Соберите на оптической скамье схему, осуществляющую прямое и обратное преобразование Фурье, и настройте ее.

4. Используя прозрачную линейку с делениями, помещенную во входной плоскости, продемонстрируйте формирование перевернутого изображения освещенной части линейки в выходной плоскости. Настройте микроскоп на это выходное изображение.

5. Установите транспарант во входной плоскости и зарисуйте соответствующий ему пространственный спектр. Определите пространственные частоты ω_{x2}, ω_{y2}, соответствующие спектральным составляющим с максимальными интенсивностями.

6. Пронаблюдайте распределение интенсивности в выходной плоскости. Реализуйте подавление постоянной составляющей в спектральной плоскости и зафиксируйте изменения в изображении, наблюдаемом в выходной плоскости.

7. Реализуйте пространственный фильтр, пропускающий только спектральные составляющие с $\omega_{x2} \neq 0$ и отсекающий спектральные составляющие с $\omega_{y2} \neq 0$. Зафиксируйте соответствующее изображение, подвергнутое данной фильтрации.

8. Реализуйте пространственный фильтр, пропускающий только спектральные составляющие с $\omega_{y2} \neq 0$ и отсекающий спектральные составляющие с $\omega_{x2} \neq 0$. Зафиксируйте соответствующее изображение, подвергнутое данной фильтрации; сопоставьте его с изображением, наблюдаемым в предыдущем эксперименте.

9. Разработайте и реализуйте пространственный фильтр, позволяющий получить в выходном изображении вертикальные линии с пространственным периодом, уменьшенным в 2 раза по сравнению с периодом, наблюдаемым при выполнении пп. 7 и 8 задания.

3.3 Содержание отчета

Отчет по лабораторной работе должен содержать:

1) титульный лист;
2) введение;
3) описание используемых в экспериментах оптических схем; результаты расчетов и экспериментов;
4) выводы по каждому эксперименту;
5) список используемой литературы

4 Рекомендуемая литература

1. Дубнищев Ю.Н. Теория и преобразование сигналов в оптических системах: Учебник. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004.
2. Пуговкин А.В., Серебренников Л.Я., Шандаров С.М. Введение в оптическую обработку информации. – Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
3. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. Пер. с англ. - М.: Мир, 1971.
4. Паспорт “Скамья оптическая ОСК-2ЦЛ”.

Учебное пособие

Шандаров С.М. , Шмаков С.С.

Пространственная фильтрация оптических изображений:

Методические указания к лабораторной работе
для студентов направлений «Электроника и наноэлектроника», «Электроника и микроэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика»

Усл. печ. л. Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40