

МУЛЬТИПЛИКАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ВНЕОСЕВОГО ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА

О.А. Корфуненко, А.Н. Малов, В.С. Фещенко
Приднестровский государственный университет, г.Тирасполь
Иркутский филиал Института Лазерной Физики СО РАН
E-mail: feshchenko@mail.ru

1. Введение

Целью мультипликации является одновременное формирование группы непересекающихся, идентичных изображений или пространственных частотных спектров некоторого объекта.

В настоящее время развитие методов мультипликации стимулируется как необходимостью совершенствования технологии производства интегральных схем, так и проблемой создания многоканальных систем обработки информации с параллельным анализом. Основной при использовании методов мультипликации в микроэлектронике является проблема получения изображений с высоким качеством. Такие мультипликаторы должны обеспечивать высокую разрешающую способность и малые искажения изображений. При создании многоканальных систем обработки во многих случаях требования к качеству мультиплицированных изображений и их пространственных спектров по сравнению с требованиями в микроэлектронике могут быть значительно снижены, однако в этом случае мультипликатор не должен вносить больших потерь света, т.е. должен обладать высокой эффективностью. Выбор конкретного метода мультипликации в системах обработки определяется решаемой задачей, а также видом используемых носителей информации (фотопленка, электронно-лучевая трубка и т.д.) и типом источника излучения (когерентный, некогерентный).

В настоящее время известен ряд методов мультипликации изображений и их пространственных спектров:

1) Матрица точечных отверстий [1]. Этот метод характеризуется низкой разрешающей способностью и большими потерями света.

2) Метод, использующий матрицу линз малого диаметра. Он дает лучшие результаты, чем [2,3], однако качество изображений также невысокое, поскольку линзы почти всегда обладают аберрациями и искажениями. Кроме того, такой мультипликатор работает с сильным уменьшением изображения (мал размер поля мультиплицированных изображений), что не всегда удобно для построения многоканальных систем обработки.

3) Методы, основанные на явлении двойного лучепреломления и разного рода калейдоскопы [2,4,5]. Очевидно, что при необходимости получения большого числа изображений мультипликаторы, основанные на этих методах, будут громоздкими.

В настоящей работе предлагается способ мультипликации, основанный на свойстве саморепродукции изображений периодических объектов, основанный на эффекте Г.Ф.Тальбота.

2. Дифракция света на периодическом транспаранте

Пусть пропускание единичного изображения будет $t_e(x,y)$, тогда пропускание прямоугольного транспаранта в виде матрицы из $M \times N$ единичных элементов можно представить в виде:

$$t(x,y) = t_e(x,y) \otimes \sum_{m=-M}^{m=M} \sum_{n=-N}^{n=N} \delta(x - md_x, y - nd_y), \quad (1)$$

где M и N - целые числа, d_x - период матрицы вдоль оси x , d_y - период матрицы вдоль оси y , \otimes - операция свертки, δ - дельта-функция Дирака.

Известно, что амплитудное распределение соответствующее этому пропусканию будет наблюдаться, на так называемом, расстоянии Тальбота [6]:

$$z = \frac{l}{m} \frac{d^2}{\lambda}, \quad \frac{l}{m} = 2k, \quad k=1, 2, \dots, \quad (2)$$

где l и m - взаимно простые числа, λ - длина волны излучения, d -период транспаранта.

Распределение амплитуды в плоскости Тальбота будет:

$$E(x,y) = E_e(x,y) \otimes \sum_{m=-M}^{m=M} \sum_{n=-N}^{n=N} \delta(x - md_x, y - nd_y), \quad (3)$$

Таким образом, периодический объект можно представить как суперпозицию дифракционной решетки и мозаичного изображения составленного из единичных элементов.

Известно свойство дифракционных решеток мультиплицировать изображение периодического объекта в обе стороны от оптической оси. В этом случае в плоскости Тальбота, (изображения Фурье), в высших порядках дифракции, формируется следующие распределение амплитуды:

$$E(x,y) = E_e(x,y) \otimes \sum_{n=-N}^{n=N} \delta(y - nd_y) \\ = E_e(y) \otimes \sum_{n=-N}^{n=N} \delta(y - nd_y) \quad (4)$$

для порядков дифракции мультиплицированных вдоль оси X , и

$$E(x,y) = E_e(x,y) \otimes \sum_{m=-M}^{m=M} \delta(x - md_x) = \\ = E_e(x) \otimes \sum_{m=-M}^{m=M} \delta(x - md_x) \quad (5)$$

для порядков дифракции мультиплицированных вдоль оси Y .

Из-за фильтрующего свойства δ - функции в высших порядках дифракции произойдет вычитание тех элементов объекта, которые не перпендикуляр-

ны оси, вдоль которой происходит мультипликация. Объект из двухмерного станет одномерным [7].

В приосевой области, где перекрываются все дифрагирующие световые пучки, наблюдается классический эффект Тальбота, т.е. плоскости Тальбота, располагаются вдоль оси на расстояниях удовлетворяющих условию (2). В то же время существует область пространства, где дифракционные порядки с разными знаками не перекрываются [7]. Этой области и соответствуют соотношения (4) и (5). В этих областях пространства самоизображение происходит вследствие синфазности волновых фронтов от одинаковых элементов разных единичных изображений [7]. Так как вне оси происходит перекрытие только ненулевых порядков одного знака, то и изображение будет формироваться только высшими порядками дифракции. Фазы изображения в нулевом порядке будут удовлетворять условию:

$$\varphi = 2n\pi, \text{ где } n=1,3,5 \dots N \quad (6)$$

то изображение в нулевом порядке будет позитивным, а в области геометрической тени в высших порядках дифракции - негативным.

В случае если выполняется условие:

$$\varphi = 2n\pi, \text{ где } n=2,4,6 \dots 2N \quad (7)$$

то и в нулевом и в высших порядках дифракции изображение будет позитивным. Расстояние между плоскостями самоизображения в высших порядках дифракции вдоль оси z, будут в два раза больше, чем расстояние между плоскостями самоизображения, располагающимися вдоль оптической оси системы.

В связи с тем, что в плоскости наблюдения, не совпадающей с плоскостью периодического объекта, спектр поля объекта принципиально финитен, (как вследствие фильтрующих свойств свободного пространства, учитывающих расхождение в пространстве высших гармоник ограниченных пучков, так и вследствие волновой природы света, за счет влияния быстро затухающих волн), изображения, полученные в непараксиальной области, будут так же подвергаться искажениям. Известно [8], что в спектре ограниченного предмета, в параксиальной области, при движении от центра изображения в плоскости Тальбота, общее количество перекрывающихся гармоник не убывает. Убывает лишь число симметрично перекрывающихся гармоник, что и вызывает ухудшение качества изображений. При дифракции излучения в непараксиальной области, изображение формируется дифракционными порядками одного знака и граничная частота равная [9]

$$f_{\Gamma} = \frac{1}{4p} \frac{N}{d} \quad (8)$$

где p - вещественное число, N - количество элементарных ячеек в транспаранте, d - период транспаранта, достигается на краю параксиальной зоны. Затем происходит только убывание общего числа пространственных гармоник в изображениях. Поэтому наилучшие изображения и по качеству и по интенсивности находятся на краю параксиальной зоны.

Ухудшение качества изображений за счет «разбегания» высших гармоник можно описывать, как и в параксиальном случае [9], коэффициентом качества Линфута:

$$k_n = \frac{\iint |\tilde{t}(f)|^2 s(\lambda z f - x_n) df}{\iint t(x) dx} \quad (9)$$

где \sim - знак преобразования Фурье над функцией, f - пространственная частота, s - когерентная передаточная функция периодического транспаранта как оптической системы, λ - длина волны, x_n - координата единичного (элементарного) изображения, t(x) - функция пропускания единичного изображения. Отсчет координаты x_n ведется не от центра изображения, как в параксиальном случае, а от края параксиальной зоны и в качестве t(x) выбирается одномерная компонента функции пропускания единичного изображения.

Таким образом, формирование самоизображений по механизму эффекта Тальбота соответствует модифицированному принципу Э. Аббе о двойной дифракции при формировании изображения [10]. Согласно последнему, при формировании самоизображения можно выделить дифракцию на единичных элементах и дифракцию на совокупности периодически расположенных по полю предмета элементов, вследствие чего фазовая задержка различных составляющих углового спектра, необходимая для формирования изображения, происходит из-за того, что дифрагировавшее на одинаковых элементах разных единичных изображений излучение проходит разный путь в свободном пространстве. Поскольку оба типа дифракции происходят в одной плоскости, то можно формировать изображения в ненулевых порядках дифракции излучения на периодическом предмете, а не только вдоль оптической оси.

3. Синтез изображений в ненулевых порядках дифракции

В [7] был рассмотрен механизм формирования изображений Тальбота в высших порядках дифракции. Согласно этому механизму, можно предложить множество интересных практических применений для эффектов, возникающих при дифракции света в область, где ненулевые порядки разного знака не пересекаются.

Так, например, можно синтезировать изображение периодического объекта в высших порядках дифракции. Если сложить в плоскости Тальбота изображение с распределением амплитуд, как в (4), и изображение с распределением амплитуд, как в (5), то получим:

$$E(x, y) = E_e(x) \otimes \sum_{m=-M}^{m=M} \delta(x - md_x) \otimes E_e(y) \otimes \sum_{n=-N}^{n=N} \delta(y - md_y) \quad (10)$$

что совпадает с выражением (3). Можно сказать поэтому, что происходит преобразование одномерного объекта в двумерный.

Эксперимент проводился по следующей схеме. Оптическая схема (рис.1) состояла из гелий-неонового лазера, объектива, полупрозрачного зеркала, периодического объекта и экрана. Объект, изображенный на рис.2а, изготовлялся методом дубящего отбеливания на фотографической пленке “Микрат - изопан” по методике, описанной в [11]. Периодический объект был чисто фазовым.

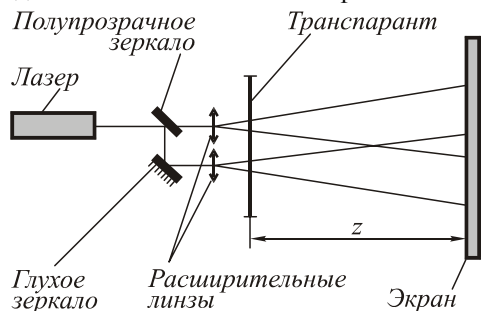


Рис.1. Оптическая схема для синтеза изображения периодического объекта в высших порядках дифракции.

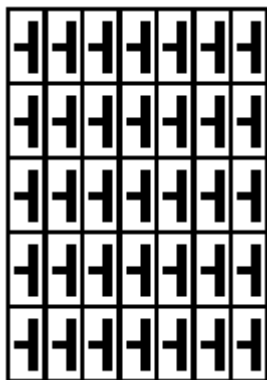


Рис.2а. Периодический транспарант

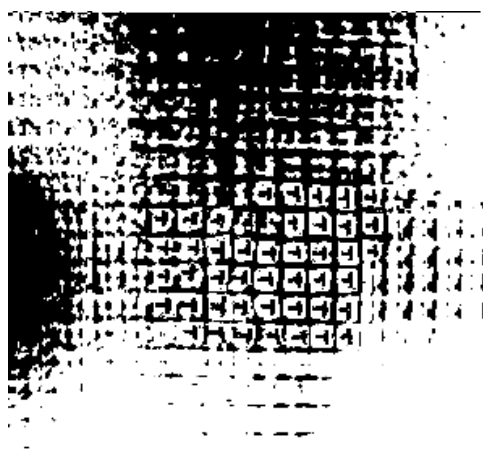


Рис.2б. Синтез периодического объекта в высших порядках дифракции.

На фотографии, представленной на рис. 2б., показан результат этого синтеза. Как видно из рис.2б. изображение в высших порядках дифракции подоб-

но изображению в нулевом порядке. Но есть и отличия, так, например, в изображениях сформированных в ненулевых порядках отсутствует когерентный фон, поэтому они получаются более резкими и менее зашумленными. Рассмотренная схема позволяет получить в одной плоскости четыре группы одинаковых изображений, что может быть использовано в системах обработки информации, когда небольшая кратность мультипликации.

3. Литература

1. Kalestynsky A., Smolinska B. Spatial frequency sampling by phase modulation as method of generating multiple images. /Appl. Opt., 1977, v.16, '8, p.2261-2263.
2. Карпов Л.П., Блок. А.С. Мультипликация изображений и их пространственных частотных спектров. /В сб. Материалы IV школы по голографии. - Ленинград: АН СССР, 1973, с.136-155.
3. Kumar A., Senthil V., Vasu R.M. Multiple imaging with an aberration optimized hololens array. /Opt. Eng., 1989, 28, № 8, p.903-908.
4. Frost B.S., Gourlay P.M. Coherent kaleidoscope I. Interference effects in a rectangular waveguide with point-sources input./ Appl. Opt., 1994, v.33, №3, p.373-383.
5. Gourlay P.M., Heckenberg N.R. and Frost B.S. Coherent kaleidoscope II. Experimental observation of sibling-spot formation in hollow and solid, square and rectangular waveguide./ Appl. Opt., 1994, v.33, №3, p. 384-396.
6. Patorski K. The self-imaging phenomenon and its application./ Progress in optics, 1989, v. XXVII, p.3-108.
7. Корфуненко О.А., Фещенко В.С., Фещенко Л.В. Оптическая обработка изображений периодических объектов. /В сб.: “Люминесценция и сопутствующие явления. Труды IV всероссийской школы-семинара (Иркутск,19-23 октября 1998 г.). Под ред. проф. Е.Ф. Мартыновича. - Иркутск: Изд-во Иркутского университета,1999.-стр.197-204.
8. Андреев Ю.С., Садовник Л.Ш., Тарновецкий В.В. Влияние конечных размеров периодических транспарантов на интенсивность изображений Френеля. /Опт. и спектр., 1987,т.63, вып.3, с.620-627.
9. Смирнов А.П. Изображения Френеля периодических транспарантов конечных размеров. /Опт. и спектр., 1978, т.44, вып.2, с.359-365.
10. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. - М.: Мир, 1970.- 364 с.
11. Выговский Ю.Н., Малов А.Н., Фещенко В.С. Управление формированием фазового рельефа в слоях дихромированного желатина. / Компьютерная оптика, 17, ИСОИ РАН. Самара-Москва, 1997, с.75 – 85

Multiplication of images using off-axis Talbot effect

O.A. Korfunenko, A.N. Malov, V.S. Feshchenko

Transnistria State University, Tiraspol

Irkutsk Branch of the Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

Abstract

This paper proposes a multiplication method based on self-reproduction of images of periodic objects, based on the Talbot effect.

Citation: Korfunenko OA, Malov AN, Feshchenko VS. Multiplication of images using off-axis Talbot effect. *Computer Optics* 1999; 19: 71-73.

References

- [1] Kalestynsky A., Smolinska B. Spatial frequency sampling by phase modulation as method of generating multiple images. /*Appl. Opt.*, 1977, v.16, '8, p.2261-2263.
- [2] Karpov LP, Blok AS. Multiplication of images and their spatial frequency spectra. In *Proc. of IV All-Union School on Holography*; Leningrad: Academy of Sciences of the USSR; 1973: 136-155.
- [3] Kumar A., Senthil V., Vasu R.M. Multiple imaging with an aberration optimized hololens array. /*Opt. Eng.*, 1989, 28, № 8, p.903-908.
- [4] Frost B.S., Gourlay P.M. Coherent kaleidoscope I. Interference effects in a rectangular waveguide with point-sources input. / *Appl. Opt.*, 1994, v.33, №3, p.373-383.
- [5] Gourlay P.M., Heckenberg N.R. and Frost B.S. Coherent kaleidoscope II. Experimental observation of sibling-spot formation in hollow and solid, square and rectangular waveguide/ *Appl. Opt.*, 1994, v.33, №3, p. 384-396.
- [6] Patorski K. The self-imaging phenomenon and its application/ *Progress in optics*, 1989, v. XXVII, p.3-108.
- [7] Korfunenko OA, Feshchenko VS, Feshchenko LV. Optical processing of images of periodic objects. *Proceedings of the IV All-Russian School-Seminar "Luminescence and related phenomena"*. Edited by Prof. E.F. Martynovich. Irkutsk: Publishing house of Irkutsk University; 1999: 197-204.
- [8] Andreev YS, Sadovnik LS, Effect of periodic-transparency finite sizes on the Fresnel-image intensity. *Optika i Spektroskopiya*; 1987; 63(3): 620-627.
- [9] Smirnov AP. Fresnel images of periodic transparencies of finite dimensions. *Optika i Spektroskopiya*; 1978; 44(2): 359-365.
- [10] Goodman JW. *Introduction to Fourier optics*. Moscow: Mir Publisher; 1970: 364.
- [11] Vygovsky YN, Malov AN, Feshchenko VS. Managing the formation of phase relief in dichromated gelatin layers. *Computer Optics* 1997; Vol. 17: 75-85.