

## ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 681.786.23/24.014.3

И. И. ГОСЬКОВ, С. П. ПРОШИН

(Барнаул)

### ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА АПЕРТУРНОЙ ДИАФРАГМЫ ФОТОПРИЕМНИКА НА РЕГИСТРАЦИЮ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

В последнее время интенсивно ведутся теоретические и экспериментальные исследования по созданию лазерных дифракционных измерителей линейных размеров микрообъектов. Практическая реализация научных идей, описание принципов измерения с использованием явления дифракции приведены в [1—4]. Суть измерений сводится к регистрации определенных параметров светового поля в дифракции Фраунгофера, например расстояния между минимумами с последующим вычислением размера микрообъекта. В названных научных работах используется принцип бесконечно малого размера апертурной диафрагмы фотоприемника (АДФП), т. е. размером АДФП пренебрегают, что является ограниченной моделью реального процесса измерения. Недостаток этой модели при ее технической реализации — низкое отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника. С увеличением размера АДФП отношение сигнал/шум увеличивается, однако при этом происходит искажение первоначальной информации за счет пространственного интегрирования светового поля по апертуре фотоприемника.

В [5] сделана попытка теоретического обобщения влияния размера АДФП на регистрацию дифракции Фраунгофера от щели, но решение задачи ограничено формулой относительного изменения расстояния между минимумами, причем эта формула пригодна лишь для пяти первых минимумов. В [6] приведена формула для расчета положения любого регистрируемого минимума в зависимости от размера АДФП, но без промежуточных математических выкладок и общих выводов. Кроме того, в обеих статьях отсутствует экспериментальный материал.

Цель работы — рассчитать положения регистрируемых экстремумов (минимумов и максимумов) в зависимости от размера АДФП, получить упрощенную модель регистрируемого дифракционного распределения и провести экспериментальные исследования с использованием ПЭС-фотоприемника.

**Теоретическая часть.** В качестве математической модели использовалась непрерывно-непрерывная модель свертки двух функций:

$$\text{sinc}^2 x = \sin^2 x/x^2; f(x) = \begin{cases} 1, & |x| \in n\pi/2; \\ 0, & |x| \notin n\pi/2, \end{cases} \quad (4)$$

где  $n\pi$  — размер АДФП;  $n > 0$  — любое вещественное число;  $\pi = 3,14$  — расстояние между соседними минимумами, выраженное в радианах. Первая функция характеризует дифракцию Фраунгофера от щели, а вто-

рая — размер щелевой АДФП, составляющий некоторую часть расстояния между минимумами.

Свертка функций, определенных формулой (1), дает реальное дифракционное распределение интенсивности на выходе фотоприемника:

$$I(x) = \int_{-n\pi/2}^{+n\pi/2} [\sin^2(x-X)/(x-X)^2] dX = -\sin^2 y/y + \text{Si}(2y) + \sin^2 z/z - \text{Si}(2z), \quad (2)$$

где  $y = (x + n\pi/2)$ ;  $z = (x - n\pi/2)$ ; Si — функция интегрального синуса. Экстремумы функции (2) определяются путем ее дифференцирования по переменной  $x$  и приравливанием результата нулю. В итоге получается равенство

$$\sin^2(x + n\pi/2)/(x + n\pi/2)^2 = \sin^2(x - n\pi/2)/(x - n\pi/2)^2. \quad (3)$$

Освобождаясь от квадратов, оно приобретает два противоположных знака, поэтому из равенства (3) вытекают два трансцендентных уравнения:

$$\text{tg}(x) - 2x \text{tg}(n\pi/2)/n\pi = 0; \quad (4)$$

$$\text{ctg}(x) - 2x \text{ctg}(n\pi/2)/n\pi = 0. \quad (5)$$

В пределе, когда  $n$  стремится к нулю, уравнение (4) переходит в известное уравнение, определяющее максимумы [7]. При условии  $0 < n < 1$  знак у второго слагаемого остается неизменным, поэтому первое уравнение выражает координаты максимумов. Аналогичные рассуждения по отношению к уравнению (5) приводят к выводу, что оно определяет координаты минимумов. Корни обоих уравнений можно найти методом итераций. Вычисление координат максимумов  $x_{\max}^{i+1}$  запишется в виде

$$x_{\max}^{i+1} = \text{arctg} [x_{\max}^i 2 \text{tg}(n\pi/2)/n\pi] + k\pi, \quad (6)$$

а координат минимумов  $x_{\min}^{i+1}$  —

$$x_{\min}^{i+1} = \text{arctg} [n\pi \text{tg}(n\pi/2)/2x_{\min}^i] + k\pi, \quad (7)$$

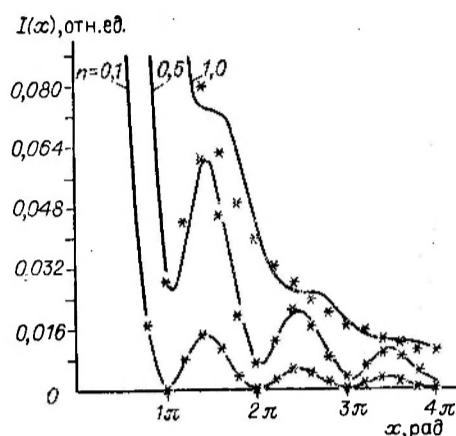
где  $i = 1, 2, \dots$  — номер итерации. При вычислениях в качестве первого приближения можно брать  $x^1 = k\pi$ , где  $k = 1, 2, \dots$  — номер соответствующего экстремума.

Для сравнения в таблице приведен результат вычислений координат экстремумов по формулам (6) и (7). На рис. 1 представлены графики, рассчитанные по формуле (2), при различных значениях  $n$ . Поскольку дифракционная картина симметрична относительно оси ординат, то на графиках отражена только ее правая половина. С целью увеличения масштаба графиков они выполнены без нормировки и «обрезаны» по амплитуде.

При значении  $n = 0$ , как следует из выражения (2), регистрируемая интенсивность в любой точке  $x$  равна нулю. Очевидно, что нулевой размер АДФП не пропускает световой поток. При значении  $n = 1$  уравнения (6) и (7) принимают вид  $\text{tg}(x) = \infty$ ,  $\text{ctg}(x) = 0$ . В этом случае обоим уравнениям удовлетворяют корни  $x = \pm(2k+1)\pi/2$ , что свидетельствует о слиянии максимумов и минимумов. Таким образом, при регистрации дифракции Фраунгофера фотоприемником, у которого размер АДФП равен расстоянию между минимумами, выходной сигнал с фото-

Размер АДФП, рад	Регистрируемый экстремум		
	1-й минимум, рад	2-й минимум, рад	1-й побочный максимум, рад
0,2π	1,010π	2,005π	1,430π
0,4π	1,044π	2,023π	1,440π
0,6π	1,112π	2,061π	1,453π
0,8π	1,243π	2,157π	1,472π
1,0π	1,500π	2,500π	1,500π

Рис. 1. Графики функций, вычисленные по формулам (2) (сплошные линии) и (8) (звездочки)



приемника представляет безэкстремальную функцию (см. рис. 1,  $n = 1$ ).

Полученный результат частично совпадает с результатом метода «нулевых» биений. Этот метод характерен для гармонических функций. Например, при регистрации интерференционной картины фотоприемником с размером АДФП, равным периоду интерференции, сигнал на его выходе будет иметь постоянное значение. Для метода «нулевых» биений понятия «отсутствие экстремумов» и «отсутствие модуляции» тождественны. Отличие полученного результата состоит в том, что при регистрации дифракционной картины экстремумы исчезают, но модуляция сохраняется.

Анализ математического выражения (2) провести сложно, поэтому упростим его. Воспользуемся асимптотическим разложением функции интегрального синуса [8] и примем в качестве второго приближения формулу

$$\text{Si}(X) = -\cos X/X - \sin X/X^2 + \pi/2.$$

Подставляя данное разложение в формулу (2) и пренебрегая множителями  $n\pi/2$  в квадратичной и кубичной степенях, получим дифракционное распределение интенсивности в виде

$$I(x) = \frac{n\pi - \sin(n\pi) \cos 2x}{2x^2} = \frac{n\pi - \sin(n\pi)}{2x^2} + \sin(n\pi) \text{sinc}^2 x. \quad (8)$$

На рис. 1 звездочками отмечены значения интенсивности, вычисленные при тех же значениях  $n$ , какие использовались при построении непрерывных распределений.

Информационной функцией в выражении (8) является функция  $\text{sinc}^2(x)$ , амплитуда которой меняется по гармоническому закону. Для того чтобы информационная функция имела максимальную амплитуду, величина  $n$  должна составлять  $n = 0,5$ , т. е. размер АДФП равен половине расстояния между соседними минимумами. Аналогичный результат получен при решении задачи определения параметров интерференционной картины многоокольным фотоприемником на фоне шумов [9]. В монографии дана рекомендация, что оптимальным размером фоточувствительной площадки является размер, равный половине ширины интерференционной полосы.

Традиционные методы измерения с помощью дифракции основываются на регистрации определенных параметров функции  $\text{sinc}^2(x)$ . Анализируя формулу (8), можно выделить еще один метод — безэкстремальный. При  $n = 1$  второе слагаемое обращается в нуль, поэтому в регистрируемом сигнале на выходе фотоприемника не будет экстремумов. Одним из путей безэкстремального метода измерения является регистрация информационной функции  $1/x^2$ .

**Экспериментальная часть.** Поскольку метод определения размера микрообъекта по измеренному расстоянию между минимумами является предпочтительным [10], то экспериментальные исследования строились на основе формулы (7). Как видно из этой формулы, регистрируемые минимумы оказываются смещенными относительно минимумов, определенных функцией  $\text{sinc}^2 x$ . Степень смещения зависит от номера минимума и размера АДФП. Следовательно, и расстояние между выбранными минимумами не является постоянным. Задавая неизменными эталонный

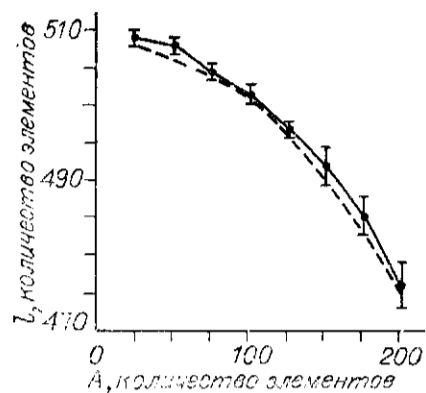


Рис. 2. Зависимость расстояния между 1-м и 3-м минимумами  $l$  от размера АДФП  $A$ .

Эксперимент выполнен с использованием метода инверсии искажений без смещения фотоприемника

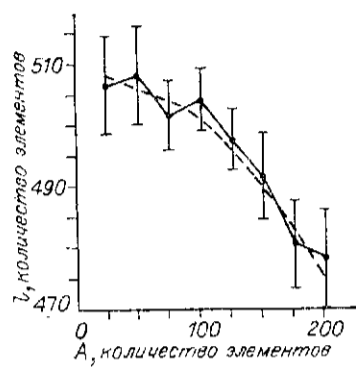


Рис. 3. Зависимость расстояния между 1-м и 3-м минимумами  $l$  от размера АДФП  $A$ .

Эксперимент выполнен с использованием метода инверсии искажений со смещением фотоприемника

размер щели и расстояние от объекта измерения до фотоприемника, но при этом изменяя размер АДФП, можно рассчитать изменение расстояния между минимумами и сравнить с экспериментальным результатом.

Для экспериментов использовалась установка, описанная в [6]. В качестве объекта измерения применялась спектральная щель УФ-2 с постоянным размером 250 мкм. Расстояние от щели до фотоприемника соответствовало 1500 мм. В процессе эксперимента измерялось расстояние между 1-м и 3-м минимумами. В качестве фотоприемника использовался линейный фоточувствительный прибор с зарядовой связью (ФПЗС) К1200 ЦЛ1, сопряженный с микроЭВМ «Электроника 60М». Хотя ФПЗС имеет дискретную структуру, шаг его дискретизации настолько мал (15 мкм), что им можно пренебречь по сравнению с расстоянием между минимумами (7,6 мм) и воспользоваться полученной математической моделью.

Несомненным достоинством ФПЗС является отсутствие механического сканирования. При этом, однако, у ФПЗС имеются и серьезные недостатки: выбросы темнового тока, неравномерность чувствительности фоточувствительных элементов фотоприемника и многолучевая интерференция на его защитном стекле. Влияние этих факторов на чистоту эксперимента можно уменьшить, используя обработку искаженного сигнала по методу низкочастотной пространственной фильтрации или методу инверсии искажений [6]. Первый из них автоматически воплощается в эксперименте, потому что электрически «сканируемая» АДФП, которая представляет в геометрическом отношении размер заданной суммы фоточувствительных элементов, является низкочастотным пространственным фильтром. Использование второго метода позволяет скомпенсировать существенную помеху — многолучевую интерференцию. В эксперименте применялись оба метода. Это позволило, во-первых, наиболее полно проанализировать соответствие модели эксперименту и, во-вторых, выработать рекомендации по использованию методов обработки искаженной дифракционной картины.

На рис. 2—4 представлены зависимости расстояния  $l$  между 1-м и 3-м минимумами от размера АДФП  $A$  при различных методах обработки. Поскольку ФПЗС обладает дискретной структурой, то расстояние между минимумами и размер АДФП в процессе эксперимента фиксировались количеством элементов. Согласно шагу дискретизации, теоретическое расстояние между минимумами, вычисленное по формуле (7), также переводилось в количество элементов. Размер АДФП изменялся от  $A = 0,1l_0$  до  $A = 0,8l_0$  через интервал  $0,1l_0$ . Значение  $l_0$  соответствовало расстоянию между соседними минимумами, определяемому функцией  $\text{sinc}^2 x$ . Оно

Рис. 4. Зависимость расстояния между 1-м и 3-м минимумами  $l$  от размера АДФП  $A$ .  
Эксперимент выполнен с использованием метода низкочастотной фильтрации со смещением фотоприемника

рассчитывалось по известной формуле [10]

$$l_0 = \lambda L/b = 0,6328 \cdot 1500/250 = 3,8 \text{ (мм)} = 254 \text{ элемента,}$$

где  $\lambda$  — длина волны лазерного источника света;  $L$  — расстояние от фотоприемника до объекта измерения;  $b$  — размер спектральной щели УФ-2. При каждом размере АДФП производилось 34 измерения расстояния  $l$  между минимумами. Затем вычислялось среднее значение, среднее квадратическое отклонение и доверительный интервал при доверительной вероятности 0,95.

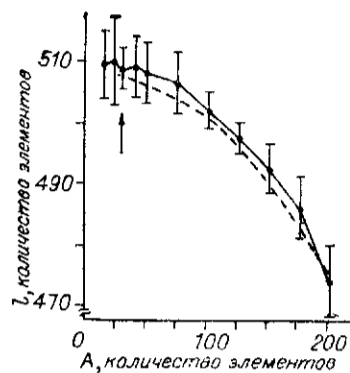
Из графиков можно сделать вывод, что теория (штриховая линия) и эксперимент (сплошная) хорошо согласуются. В общем случае минимальная погрешность измерения наблюдается при размере АДФП, равном количеству элементов 127, т. е. половине расстояния между соседними минимумами.

На рис. 2, 3 представлены результаты эксперимента, выполненного с применением алгоритма инверсии искажений [6]. В первом случае эксперимент выполнялся без смещения фотоприемника, а во втором — ФПЗС смещался ортогонально направлению лазерного луча в пределах  $\pm 0,5$  мм через 0,1 мм. Как видно из графиков, при смещении минимальная погрешность увеличивается в 5 раз.

На рис. 4 приведен результат эксперимента, выполненного с применением алгоритма низкочастотной пространственной фильтрации. В процессе эксперимента производилось смещение фотоприемника в пределах  $\pm 0,5$  мм. По сравнению с минимальной погрешностью, изображенной на рис. 2, в этом случае минимальная погрешность превышает первую лишь в 3 раза.

Исходя из экспериментальных данных, можно дать рекомендации общего характера. Метод инверсии искажений целесообразно применять в дифрактометрах, предназначенных для лабораторных измерений, в частности для калибровки размера спектральной щели. Метод обеспечивает высокую точность измерения при условии сохранения пространственного положения объекта измерения и ФПЗС относительно друг друга. Метод низкочастотной пространственной фильтрации целесообразно применять в дифрактометрах, предназначенных для производственных измерений, потому что пространственные смещения микрообъекта не влияют на точность измерения.

На рис. 4 обращает на себя внимание результат, указанный стрелкой. Размер АДФП соответствует 32 элементам. Как и при размере АДФП, равном 127 элементам, в указанной точке наблюдается минимальная погрешность измерения. Анализ показал следующее. У многолучевой интерференции, возникающей на защитном стекле ФПЗС, равномерно увеличивался период от одного края стекла к другому (по длине фотоприемника). В области 1-го минимума период соответствовал 16 элементам, а в области 3-го — 32 элементам. Легко определить, что при используемом размере АДФП в 32 элемента происходило полное подавление гармонической составляющей (интерференция) в полезном сигнале (дифракция). На основании изложенного можно было бы рекомендовать выбор размера АДФП равным или минимально кратным периоду интерференции. Использование малого размера АДФП упрощает техническую реализацию дифрактометра, потому что не требуется воплощать итерационный алгоритм вычисления размера микрообъекта. К большому



сожалению, эта рекомендация не носит общего характера. Такой выбор размера АДФП зависит от качества изготовления защитного стекла ФПЗС. Очень редко встречаются стекла, которые дают интерференцию с равномерным периодом. Наиболее типичная интерферограмма одного из стекол ФПЗС приведена в [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ивamoto А. Применение дифракционных изображений в контрольно-измерительной технике/ВЦП.— № КИ-66808.— Киев, 28.05.84.— Пер. ст. из журн.: Отомэсен.— 1982.— 27, № 9.— С. 45.
2. Лазарев Л. П., Миновичка С. Д. Дифракционный метод измерения геометрических характеристик протяженных объектов // Измерит. техника.— 1986.— № 7.
3. Евсеенко Н. И., Козачок А. Г., Солodкин Ю. Н. Анализ дифракционных способов измерения линейных размеров // Метрология.— 1984.— № 2.
4. Feutlinske K., Gast Th. Berührungslöse optisch-elektrische Prüfung von lagen und Dimensionen. Tendenzen in Entwicklung und industriellem Einsatz // QZ: Qual. und Zuverlässigk.— 1985.— 30, N 7.
5. Тарлыков В. А. Погрешности лазерного дифрактометра малых линейных размеров, вносимые оптическим фурье-процессором // Измерит. техника.— 1986.— № 6.
6. Госьков П. И., Грозов В. И., Пронин С. П., Якунин А. Г. Особенности обработки дифракционной картины ПЗС-фотоприемником // Автометрия.— 1987.— № 3.
7. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов.— Л.: Машиностроение, 1977.
8. Янке Е., Емде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1977.
9. Меркишин Г. В. Многооконные оптико-электронные датчики линейных размеров.— М.: Радио и связь, 1986.
10. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении.— Л.: Машиностроение, 1978.

*Поступила в редакцию 11 августа 1988 г.*

УДК 621.373.826 : 621.391.62

**В. И. АНИКИН**, Д. А. ЛЕТОВ, С. В. ШОКОЛ  
(Москва)

#### О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИЗМЕРЕНИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В ФОКАЛЬНОМ ПЯТНЕ ВОЛНОВОДНОЙ ЛИНЗЫ

Получившие в последнее время распространение интегрально-оптические схемы для оконечных устройств волоконно-оптических линий связи и устройств обработки информации часто содержат фокусирующие элементы, с помощью которых осуществляется формирование заданных фронтов оптических пучков, фурье-преобразование сигнала и т. п. [1—3].

Качество любой волноводной линзы определяется распределением интенсивности прошедшего через нее света на фокальной линии. Это распределение позволяет оценить размер фокального пятна, т. е. параметр, определяющий разрешение прибора, содержащего линзу. В объемной оптике такие измерения проводят в проходящем свете путем сканирования чувствительного элемента в фокальной плоскости [4]. Прямой перенос этого метода в интегральную оптику невозможен ввиду того, что чувствительный элемент, регистрирующий проходящий по волноводу свет, не может быть помещен с возможностью передвижения внутри волноводной пленки или подложки (т. е. там, где сосредоточена наибольшая часть переносимой волноводом световой мощности).

Принципиально возможна регистрация части мощности волноводной волны, распространяющейся в обрамляющей среде. Но для этого требу-