ПРОБЛЕМА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ В ДИФФРАКЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Идеи, лежащие в основе метода диффракционной микроскопии, так же как и некоторые вопросы практического осуществления соответствующих устройств, были уже освещены на страницах нашего журнала [1]. Однако за последнее время появилось несколько работ, позволяющих рассмотреть принцип диффракционной микроскопии с несколько иной точки зрения и произвести достаточно обоснованную оценку реальных возможностей этого метода.

Напомним, что суть метода состоит в разбиении процесса получения изображения на две стадии. Сначала получается фотография промежуточной диффракционной картины, а затем, уже в отсутствии объекта, при помощи позитива этой фотографии, получившего название «голограммы», реконструируется изображение. При этом, вследствие нарушения в процессе реконструкции естественных фазовых соотношений, вместо одного изображения объекта получаются два его изображения, размещающиеся обычно по разные стороны голограммы. Общее теоретическое рассмотрение было проведено в своё время Габором [2]. Однако сложность полученных им соотношений делала затруднительным более подробный анализ особенностей метода. Возможность такого, хотя и приближенного, но во многих отношениях достаточно полного и убедительного анализа появилась после того, как Роджерс [3] обратил внимание на аналогию между голограммой и зональной пластинкой. В самом деле. Допустим, что точечный источник света O освещает точечный же рассеивающий свет объект R. В результате ин-

терференции светового поля, создаваемого источником O, и когерентного ему светового поля, диффрагированного на объекте R, в некототорой плоскости Q, перпендикулярной направлению OR, образуется световое поле, интенсивность которого будет функцией расстояния x от оси OR. Нетрудно убедиться, что разность хода Δ интерферирующих лучей в первом приближении определяется соотношением

$$\Delta = \frac{x^2}{2}\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a+b}\right), \tag{1}$$

где a — расстояние OR и b — расстояние от объекта до плоскости Q. Полагая

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} - \frac{1}{a+b}, \tag{2}$$

получаем:

$$\Delta = \frac{x^2}{2f}. \tag{3}$$

Таким образом, световое поле в плоскости Q будет представлять собой чередование светлых и тёмных окружностей, причём положение максимумов освещённости будет соответствовать условию:

$$x_p = \sqrt{2pf\lambda}, \tag{4}$$

где λ — длина волны, а p — произвольное целое число. При этом предполагалось, что при рассеянии света объектом не происходит фазового сдвига. Наличие фазового сдвига приводит только к соответствующему увеличению или уменьшению радиуса интерференционных колец, но не изменяет общей картины.

Таким образом, голограмма в случае точечного объекта будет представлять собой зональную пластинку, прозрачность которой меняется в функции x по приблизительно синусоидальному закону. В случае, если объект или источник света не точечные, то голограмму можно рассматривать как суперпозицию зональных пластинок, соответствующих каждой из пар точек источника и объекта (см. ниже).

Известно, что если зональная пластинка освещена монохроматическим светом от точечного источника, то она оказывает (в результате интерференции световых пучков, аналогично диффракционной решётке) фокусирующее действие и образует два раздельных изображения источника света. Иными словами, зональная пластинка действует одновременно как собирающая и рассеивающая линзы с фокусными расстояниями $\pm f$, где f определяется соотношениями (2) или (4).

Из соотношения (4) явствует, что оптическая сила $\frac{1}{f}$ зональной пластинки пропорциональна длине волны λ освещающего её света. Поэтому оптические свойства пластинки, как таковой, следует характеризовать **удельной** оптической силой $\frac{1}{f\lambda}$, выражаемой в диоптриях на микрон.

Все эти соображения могут быть отнесены и к голограмме, полученной от произвольного объекта, поскольку последняя является суперпозицией голограмм точечных объектов. Экспериментальная проверка этого заключения была проведена Роджерсом[3]. На основании непосредственных изме-

рений с голограммами, полученными с точечным источником света и небольшой шкалой в качестве объекта, он установил:

1. Каждой голограмме может быть отнесено фокусное расстояние, равное фокусному расстоянию линзы, которая, будучи поставлена на место голограммы, образует изображение источника света в том месте, где находится объект. Если объект протяжённый вдоль оси OR, то голограмме следует отнести набор фокусных расстояний, соответствующих различным сечениям объекта, перпендикулярным OR.

2. Голограмма образует два «изображения» источника света (преобразуя их в изображения объекта), причём положения этих изображений соответствуют тем, которые получились бы при замене голограммы линзами с фокусным расстоянием $\pm f$.

3. При изменении длины волны освещающего света соблюдается постоянство произведения $f\lambda$.

4. При фотографическом увеличении голограммы её фокусное расстояние увеличивается пропорционально квадрату линейного увеличения, в соответствии с (4).

5. Увеличение, получаемое методом диффракционной микроскопии, равно произведению увеличения при получении голограммы (проекция), фотографического увеличения голограммы и увеличения при реконструкции изображения (проекция).

6. Изображение сложного объекта может быть получено путём фотографического наложения голограмм его частей и последующей реконструкции сложного изображения.

7. Вместо амплитудной голограммы можно использовать фазовую голограмму, изготовляя её из прозрачного желатина при помощи процесса Карбро (рельефное прозрачное изображение).

8. Изображение, получаемое путём реконструкции при помощи голограммы, в свою очередь можно рассматривать как голограмму.

Таким образом опыты Роджерса[3] подтверждают с достаточной степенью точности взгляд на голограмму как на наиболее общий случай зональной пластинки; голограмму можно рассматривать просто как суперпозицию ряда зональных пластинок. Как мы увидим ниже, такая трактовка позволяет простыми методами рассмотреть проблему разрешающей способности диффракционного микроскопа. В частности, зональную пластинку, представляющую собой чередование прозрачных и непрозрачных зон с резкими границами, следует рассматривать как суперпозицию ряда голограмм точечных объектов, соответствующих гармоническим составляющим разложения прозрачности голограммы в функции x. Соответственно, такая пластинка будет обладать набором кратных фокусных расстояний (наименьшее из которых, основное, $f_0 = \frac{x_1^2}{\lambda}$, где x_1 — радиус нулевой зоны) и будет образовывать не два, а множество пар изображений различных порядков. Это заключение, как известно, также подтверждается опытом[7].

Выясним теперь какое количество зон может быть практически получено на голограмме точечного объекта. Нетрудно убедиться, что ширина p-й зоны равна $k_p x_1$, где $k_p = \sqrt{2(p+1)} - \sqrt{2p+1}$. Допустим, что голограмма получается без использования оптики (прямым проектированием) и что источник света имеет диаметр d. Простые соображения показывают, что наибольшее число n получающихся при этих условиях зон определяется условием

$$k_n > \frac{b}{a(a+b)} \cdot \frac{d^2}{\lambda}, \tag{5}$$

так как зоны с $p > n$, создаваемые различными (некогерентными) частями источника света, будут полностью перекрываться.

С другой стороны, если разрешающая способность фотографической эмульсии равна N штрихов на сантиметр, то наибольшее число зон, которое может получиться при фотографировании, определится условием

$$k_n x_1 > \frac{1}{2N}, \tag{6}$$

или

$$k_n^2 > \frac{a}{b(a+b)} \cdot \frac{1}{4N^2\lambda}. \tag{7}$$

При использовании зональной пластинки, эффективный диаметр которой D, угловое расстояние между центром главного максимума и первого минимума равно $1{,}22\,\frac{\lambda}{D}$. Апертура голограммы D определяется наибольшим числом n получающихся зон:

$$D = 2x_n. \tag{8}$$

Отсюда, учитывая зависимость f от λ, фотографическое увеличение M голограммы и связь x с a, b и λ, находим, что предел разрешения y изображения двух близких точек объекта определяется условием

$$y = 0{,}61\sqrt{\frac{ab\lambda}{(a+b)2n}}. \tag{9}$$

Если число зон n ограничивается разрешающей способностью эмульсии, то, принимая $k_n \cong \frac{1}{\sqrt{8(n+1)}}$, согласно (7) и (9) имеем:

$$y = 0{,}61\,\frac{a}{(a+b)N}. \tag{10}$$

Если же число зон ограничивается протяжённостью источника света, то согласно (5) и (9)

$$y = 1{,}22\,\frac{b}{a+b}\,d. \tag{11}$$

Весьма примечательно, что в обоих случаях предел разрешения не зависит ни от длины волны света, используемого для получения голограммы, ни от длины волны света, используемого для реконструкции изображения. Тем самым оказываются несостоятельными настойчиво подчёркиваемые в ранних работах (см. [1]) надежды получить большую разрешающую способность за счёт изготовления голограммы в лучах очень малой длины волны (рентгеновы лучи, электронные пучки и т. п.). В частности, для случая рентгеновых лучей при оптимальных для современной техники условиях:

$$\lambda = 10^{-8}\ см, \qquad N = 10^4\ см^{-1}, \qquad d = 10^{-3}\ см, \qquad a+b = 500\ см,$$

получается y порядка нескольких десятых микрона, т. е. того же порядка что и у обычного электронного (и даже оптического) микроскопа. Таким образом, использование рентгеновского излучения в данном случае не ведёт к сколько-нибудь существенному увеличению разрешающей способности.

В случае получения голограммы при помощи электронного пучка возникают дополнительные ограничения [5]. Дело в том, что получение достаточно малого источника света здесь связано с использованием электронной оптики (в качестве «источника» обычно используется уменьшенное изображение источника сравнительно большого размера). При этом отдельные части «источника», во-первых, нельзя уже рассматривать как некогерентные и, во-вторых, приобретают значение всевозможные аберрации электронной оптической системы.

Авторы [5] произвели оценку влияния на разрешающую способность сферической и хроматической аберраций электронной линзы, а также нестабильности напряжения (длины волны) и тока. Кроме того, они определили допустимые размеры поля зрения и необходимые для получения голограммы длительности экспозиции. Отсылая за подробностями к оригинальной статье, отметим, что применение электронной оптики позволяет получить размеры источника несравненно меньшие, чем в случае рентгеновых лучей, и, в связи с этим, существенно бо́льшие разрешающие способности, не превышающие, впрочем, разрешающей способности обычного электронного микроскопа. Так, оценки для двух различных типов оптических систем привели авторов к значениям предела разрешения в несколько ангстрем при длительности экспозиции порядка сотен секунд.

Опыты, проведённые авторами, показали, что, действительно, экспозиция должна иметь продолжительность от нескольких минут до нескольких часов, однако предел разрешения практически получается примерно на порядок выше теоретической оценки (20—50 Å). При этом метод получения голограммы прямым проектированием оказался заметно хуже, чем метод получения голограммы с использованием линзы (электронной) между объектом и голограммой. Авторы отмечают, что одной из наиболее сложных технических проблем является стабилизация положения объекта с точностью до нескольких ангстрем в течение довольно длительной экспозиции.

Таким образом и в области электронной микроскопии метод диффракционной микроскопии не даёт существенных преимуществ.

В связи с этим вновь приобретает несомненный интерес проблема отыскания эффективных методов получения изображений в рентгеновых лучах, не прибегая к промежуточной голограмме. Одним из таких методов, повидимому, может быть использование вместо линз зональных пластинок [6]. Изготовление подобных пластинок возможно, например, путём изготовления голограммы точечного объекта и последующего её уменьшения [4]. Как легко убедиться, фокальное расстояние f' такой уменьшенной в M раз голограммы при использовании её в излучении с длиной волны λ' связано с фокальным расстоянием f той же голограммы в натуральную величину, полученной с излучением, длина волны которого λ, соотношением

$$\frac{f}{f'} = M^2 \frac{\lambda'}{\lambda}. \tag{12}$$

Следовательно, при переходе от $\lambda \cong 5 \cdot 10^{-5}$ *см* (видимый свет) к $\lambda \cong 5 \cdot 10^{-8}$ *см* (рентгеновы лучи) фокальное расстояние сохранится неизменным при $M = 31{,}5$, что не представляет серьёзной технической трудности. Основной вопрос, повидимому, состоит в разработке техники получения уменьшенных репродукций таких голограмм, позволяющей обеспечить непрозрачность соответствующих зон для рентгеновского излучения [4], при сохранении надлежащей разрешающей способности. Не исключено, что на этом пути удастся достигнуть некоторых успехов в деле создания рентгеновского микроскопа.

Г. Розенберг

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. УФН **35**, 595 (1948); **43**, 144 (1951); **44**, 622 (1951).
2. D. Gabor. Proc. Roy. Soc. **A197**, 454 (1949).
3. G. L. Rogers, Proc. Roy. Soc. Edinb. **63**, № 3, 193 (1950—51); некоторые вопросы искажения изображения при его реконструкции см. G. L. Rogers, там же, **63**, № 4, 313 (1951—52).
4. A. V. Baez, J. Opt. Soc. Am. **42**, № 10, 756 (1952).
5. M. E. Haine and T. Mulvey, J. Opt. Soc. Am. **42**, № 10, 763 (1952).
6. O. E. Myers, Am. J. Phys. **19**, 359 (1951).
7. С. М. Райский, УФН **47**, № 4, 515 (1952).