бужденным состояниями можно также, используя световое тушение, т. е в условиях, когда в полосу усиления вводится интенсивный световой сигнал, возвращающий возбужденные молекулы в основное электронное состояние. При этом следует ожидать перераспределения относительных интенсивностей линий в пользу процесса РВКР невозбужденными молекулами. Эксперимент проводился с замороженным ($T=77$ K) спиртовым раствором трисцианина. В качестве тушащего излучения использовалась линия ВКР о-ксилола ($\nu_{кол}=$ $=731$ см$^{-1}$, $\lambda=731.4$ нм), попадающая в полосу усиления красителя. Концентрация раствора подбиралась такой, чтобы в исходном спектре линия 601 см$^{-1}$ была интенсивнее линии 606 см$^{-1}$. Исследование показало, что введение излучения ВКР о-ксилола действительно приводит к обращению отношения интенсивностей рассматриваемых линий красителя, что полностью согласуется с описанными выше результатами.

Помимо трисцианина с аналогичной целью нами исследовался криптоцианин (область линий 606 и 612 см$^{-1}$). Раствор этого вещества в этаноле замораживался до 77 К. Тушащим служило излучение линии ВКР сероуглерода ($\nu_{кол}=656$ см$^{-1}$, $\lambda=727.4$ нм). Предполагалось, что и в этом случае за указанные линии ответственны колебательные переходы в разных электронных состояниях. Однако при световом тушении параллельно ослаблялись обе линии и полоса генерации. Это позволяет утверждать, что линиям соответствуют колебания в возбужденном электронном состоянии, что косвенно подтверждается наличием пары линий со смещенными частотами (615 и 625 см$^{-1}$) в ИК спектре криптоцианина.

Таким образом, в спектрах РВКР красителей наряду с линиями, отражающими колебательную структуру возбужденных молекул, могут проявляться также линии невозбужденных молекул. Для выявления последних требуются, однако, благоприятное стечение ряда обстоятельств и реализация специальных условий эксперимента.

Авторы благодарят В. Л. Богданова за полезные обсуждения.

Литература

[1] J. Herrmann. Forschritte Phys., *25*, 167, 1977.
[2] Я. С. Бобович, А. В. Бортк евич. Письма ЖЭТФ, *11*, 85, 1970.
[3] Я. С. Бобович, А. В. Борткевич. Квант. электрон., *4*, 485, 1977.
[4] А. Г. Спиро, Б. С. Непорент, Б. Д. Файнберг, В. Б. Шилов. Ж. прикл. спектр., *35*, 52, 1981.
[5] А. Лау, К. Ленц, П. Кирчева, Х.-Й. Вейгманн, М. Пфейффер, В. Вернке. Квант. электрон., *6*, 2618, 1979.
[6] J. Herrmann, B. Wilhelmi. Opt. Commun., *19*, 420, 1976.
[7] J. Herrmann, J. Wienecke. Ann. d. Phys., *33*, 261, 1976.
[8] Й. Херрманн, Б. Вильгельми. Квант. электрон., *4*, 2633, 1977.
[9] Я. С. Бобович, А. В. Борткевич. Опт. и спектр., *41*, 896, 1976.
[10] Я. С. Бобович, А. В. Борткевич, М. Я. Центер. Письма ЖЭТФ, *20*, 111, 1974.

Поступило в Редакцию 24 декабря 1981 г.

УДК 535.317.1

ОЦЕНКА ШИРИНЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ФАЗОВОГО ОБЪЕКТА

Т. П. Кособурд

При решении ряда задач оптической обработки требуется знание ширины пространственного спектра исследуемого объекта. Она определяет, например, расположение областей геометрической оптики Френеля и Фраунгофера. Знание этой величины необходимо и при расчете размера голограммы при голографической интерферометрии и т. п.

Известно соотношение ширины пространственного спектра ΔU и размера δ минимальной детали в амплитудной структуре $\Delta u \approx 2\pi/\delta$. При его использовании для фазовых объектов получается, как правило, заниженное значение. Соотношение хорошо работает только при малых фазовых набегах $\varphi(x) \ll 1$. Искомую оценку можно получить, используя приближенное выражение для пространственного спектра фазового объекта. Точно его можно выразить интегралом Фурье или рядом Котельникова. Но чисто фазовые объекты допускают специфическое приближенное описание этой функции. Оно связано с кусочно-линейной аппроксимацией фазового профиля $\varphi(x)$ исследуемого объекта. Область определения $\varphi(x)$ разбивается на N участков длиной Δx_j, в пределах каждого из которых $\varphi(x)$ можно с достаточной точностью заменить отрезком прямой, края которого совпадают с кривой $\varphi(x)$ в узловых точках x_j. Другими словами, аппроксимируем $\varphi(x)$ сплайном первого порядка [1]. Уравнение каждого отрезка описывается выражением

$$\psi_j(x) = \alpha_j x + b_j \quad \text{для } x_j < x < x_{j+1}, \tag{1}$$

где α_j и b_j определяются из условия $\psi_j(x_j) = \varphi(x_j)$ и равны

$$\left.\begin{aligned} \alpha_j &= \frac{\varphi(x_{j+1}) - \varphi(x_j)}{x_{j+1} - x_j}, \\ b_j &= \varphi(x_j) + \alpha_j x_j. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

При $\Delta x_j \to 0$ величина α_j совпадает с производной фазы $\varphi'(x_j)$. Такая аппроксимация позволяет получить следующее приближенное выражение для пространственного спектра

$$g(u) \approx \sum_{j=1}^{N} g_j \frac{\sin\left[(\alpha_j - u)\dfrac{\Delta x_j}{2}\right]}{\alpha_j - U}, \tag{3}$$

где

$$g_j = \exp\left\{i\left[b_j + (\alpha_j - 4)\left(x_j + \frac{\Delta x_j}{2}\right)\right]\right\}. \tag{4}$$

Представление (3) означает, что пространственный спектр $q(u)$ фазового объекта приближенно можно описать конечным числом отсчетов в отличие от бесконечного числа в ряде Котельникова. Еще одно существенное отличие — в ряде Котельникова в качестве коэффициентов под знаком суммы стоят значения пространственного спектра в отсчетных точках, а в приближенном выражении (3) это некоторые фазовые функции, определяемые параметрами $\varphi(x)$. Таким образом, (3) нельзя использовать для синтеза $\varphi(x)$ по пространственному спектру так, как это допустимо при применении ряда Котельникова. Но все-таки такое описание полезно с точки зрения оценки ширины пространственного спектра исследуемого фазового объекта.

Рассмотрим подробнее выражение (3). Из него видно, что каждый член суммы — дифракционнный максимум с центром в точке $U_j = \alpha_j$ (α_j — это фактически производная фазы на j-ом участке) и шириной $\Delta U_j = 4\pi/\Delta x_j$. Таким образом, расстояние до крайнего дифракционного максимума определяется максимальным значением производной фазы, а его ширина размером участка Δx_k, на котором производную можно считать постоянной и равной $\varphi'_{\max}$. О величине Δx_k можно сказать только то, что она меньше характерного масштаба изменения фазы δ_Φ. Отсюда получаем оценочное значение ширины пространственного спектра ΔU

$$\frac{\Delta U}{2} \geqslant \varphi'_{\max} + \frac{2\pi}{\delta_\Phi}. \tag{5}$$

Справедливость этой оценки подтверждается на примере периодического фазового косинусоидального рельефа $\varphi(x) = \nu \cos K$. Максимальное значение производной фазы для него равно $\varphi'_{max}=\nu K$, а характерный масштаб $\delta_\Phi \sim \Lambda/2$. Воспользовавшись (5), получим

$$\frac{\Delta U}{2} \geqslant \nu K + \frac{8\pi}{\Lambda},$$

откуда можно найти наибольший номер дифракционного максимума

$$l_{max} \approx \nu + 4. \tag{6}$$

Как известно, интенсивность l-го дифракционного порядка в пространственном спектре такого сигнала пропорциональна значению функции Бесселя $J_l(\nu)$. Анализ ее зависимости от l при разных ν показывает, что она становится малой как раз при $l=l_{max} \approx \nu+4$ [2], что подтверждает справедливость сделанной оценки для ширины пространственного спектра.

Пользуясь неравенством (5), можно указать границы разных дифракционных зон, выражаемых через ширину пространственного спектра ΔU [3]. Так, область геометрической оптики будет в пределах

$$z \leqslant \frac{2\pi k}{U^2_{max}} \approx \frac{\delta^2_\Phi}{\lambda} \frac{1}{\left(1+\frac{\delta_\Phi \varphi'_{max}}{2\pi}\right)^2}, \tag{6a}$$

для зоны Френеля получим

$$z \leqslant \frac{8\pi k^3}{U^2_{max}} \approx \frac{16\pi\delta^2_\Phi}{\lambda^3} \frac{1}{\left(1+\frac{\delta_\Phi \varphi'_{max}}{2\pi}\right)^2}, \tag{7}$$

а зона Фраунгофера получается при смене знака в неравенстве (6) на обратный.

Таким образом, ширина пространственного спектра фазового объекта и размеры дифракционных зон определяются не величиной минимальной детали, как это происходит в случае амплитудных транспарантов, а минимальным характерным масштабом изменения фазы и максимальной ее производной.

Литература

[1] Дж. Алберг, Э. Никольсон, Дж. Уолш. Теория сплайнов и ее приложения. «Мир», М., 1972.
[2] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. «Наука», М., 1968.
[3] В. А. Зверев. Радиооптика. Сов. радио, М., 1975.

Поступило в Редакцию 28 января 1982 г.

УДК 535.2+535.317.

ОПЕРАТИВНАЯ УГЛОВАЯ СЕЛЕКЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ДВУМЕРНОГО ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

А. А. Бережной, В. З. Гуревич, Ю. В. Попов и *Т. Н. Шерстнёва*

В последнее время большой интерес вызывают устройства оперативной записи изображений, которые могут быть использованы для ввода информации в системы оптической обработки. Традиционными требованиями, предъявляемыми к этим устройствам, являются высокое разрешение, обеспечивающее адекватный ввод с минимальными потерями информации, быстродействие, реверсивность, в случае необходимости наличие памяти.

В основе записи информации в фотоэлектрооптических устройствах лежит возникновение поля фотогенерированных зарядов в освещенных участках