УДК 778.38.004.4 : 681.3

Ю. Н. ЦИГЛЕР

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ РАСЧЕТА ОСЕВЫХ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ

Пусть задана произвольная центрированная оптическая система из k элементов со сферическими и плоскими поверхностями. Волновая поверхность в пространстве изображений в общем случае отличается от сферы и тем сильнее, чем больше аберрации. При решении многих практических задач возникает необходимость преобразовать эту волновую поверхность в другую, наперед заданную, преимущественно в сферическую. Подобную задачу можно решить, применяя классические компенсационные элементы. Однако значительно проще указанная цель достигается с помощью специальных синтезированных голограмм, период полос которых меняется по определенному закону от центра к периферии. При этом голограммы могут использоваться в качестве как самостоятельных корригирующих элементов, так и вспомогательных при контроле асферических поверхностей в процессе их изготовления и аттестации.

Голограммы имеют вид концентрических полос, начало и конец которых определяются из условия [1]

$$\Delta L_m(\rho_m^{\mp}) = \left(m \mp \frac{1}{2Q}\right)\lambda, \tag{1}$$

где m — порядок интерференции; ΔL_m — разность оптических длин путей текущего и осевого лучей от точечного объекта до его изображения; $\rho_m^{\mp}$ — радиусы краев m-й полосы голограммы; Q — скважность (отношение периода к ширине прозрачной или отражающей полосы); λ — длина световой волны.

Обозначим:

$$m - \frac{1}{2Q} = \alpha_m^-; \qquad m + \frac{1}{2Q} = \alpha_m^+. \tag{2}$$

Величине α_m^- соответствует радиус голограммы ρ_m^-, а для α_m^+ — радиус ρ_m^+.

Для определения ρ_0^+ — минимального радиуса голограммы при $m = 0$ — предположим (это подтверждается конкретными расчетами): а) период полос голограммы вдоль ее радиуса меняется приблизительно по закону арифметической прогрессии; б) отношение величины минимального периода к максимальному равно p. Из опыта известно, что $p \ll 1$.

Математически это означает:

$$\begin{gathered} d + (d+\Delta) + (d+2\Delta) + \ldots + (d+M\Delta) = \rho_M; \\ (d+M\Delta)/d = p, \end{gathered} \tag{3}$$

где d — величина первого периода; Δ — разность прогрессии; M — общее число периодов; ρ_M — максимальный радиус голограммы.

Из (3) имеем

$$d = 2\rho_M/[(M+1)(p+1)]. \tag{4}$$

Формула (4) получена для случая, когда ширина полос уменьшается от центра голограммы к ее периферии ($\Delta < 0$). Если же период увеличивается к краю, то вместо (4) будем иметь

$$d = \frac{2\rho_M}{(M+1)\left(\frac{1}{p}+1\right)}. \tag{5}$$

На практике всегда $p \ll 1$, а величина M существенно больше 1. С учетом этого получим окончательно

$$d = (2\rho_M)/M \tag{6}$$

вместо (4) и

$$d = (2p\rho_M)/M \tag{7}$$

вместо (5). С той же степенью достоверности, что и принятые выше предположения, можно считать, что отношение высоты (угла) падения луча на выходе оптической системы к соответствующему радиусу голограммы равно отношению светового диаметра входного зрачка $2y$ (угловой апертуры $2u$) к диаметру голограммы. С учетом (6) это даст величину нулевого приближения высоты на входе h_{00}^{+} (угла на входе u_{00}^{+})

$$h_{00}^{+} = \frac{2y}{M}, \quad u_{00}^{+} = \frac{2u}{M}. \tag{8}$$

В формулах (8) и всюду далее первый нижний индекс у величин слева означает порядок интерференции m, второй — номер приближения. Знак «+» или «—» соответствует этим же знакам в формулах (1) и (2).

Точно так же для (7) получим

$$h_{00}^{+} = \frac{2py}{M}, \quad u_{00}^{+} = \frac{2pu}{M}. \tag{9}$$

Так как расчетные формулы для предмета как на конечном, так и на бесконечном расстояниях имеют совершенно одинаковый вид (с точностью до буквенных обозначений), последующие выводы будут выполнены для параллельного пучка лучей на входе оптической системы.

Найдем теперь первое приближение h_{01}^{+}. Для этого просчитаем луч, падающий на объектив на высоте $h_{,}^{+}$ по Федеру [2, 3], и по (1) вычислим величину

$$\beta_{00}^{+} = \frac{\Delta L_{00}^{+}}{\lambda}. \tag{10}$$

Поясним смысл введенной величины $\beta^{\pm}$. Формулами (2) определены α_m^{+} и α_m^{-}. В этих соотношениях m принимает значения 0, 1, 2, ..., M, т. е. величины $\alpha_m^{\pm}$ строго фиксированны. В процессе же поиска высоты входа луча в объектив, обеспечивающей заданное $\alpha_m^{\pm}$, отношение $(\Delta L_m)/\lambda = m \pm 1/2Q$ дает для m близкое к целому, но не обязательно целое значение. Одним словом, $\beta_m^{\pm}$ является переменной и в процессе выполнения итераций изменяется таким образом, чтобы в конце концов совпасть с $\alpha_m^{\pm}$.

Вернемся к (10). Естественно предположить, что первое приближение h_{01}^{+} во столько раз больше (меньше) h_{00}^{+}, во сколько раз α_0^{+} больше (меньше) β_{00}^{+}:

$$h_{01}^{+} = \frac{\alpha_0^{+}}{\beta_{00}^{+}} h_{00}^{+}. \tag{11}$$

Это предположение тем более правомерно, что ширины полос измеряются микронами или их долями и условие линейной зависимости h от m в такой малой области выполняется очень хорошо. Это подтверждают и конкретные расчеты. Зная h_{01}^{+}, по (1) находим β_{01}^{+}, а по известным h_{00}^{+} h_{01}^{+}, β_{00}^{+}, β_{01}^{+} и α_0^{+} с помощью линейного тейлоровского разложения определим второе приближение [4—6]:

$$h_{02}^{+} = h_{01}^{+} + \frac{h_{01}^{+} - h_{00}^{+}}{\beta_{01}^{+} - \beta_{00}^{+}} (\alpha_0^{+} - \beta_{01}^{+}). \tag{12}$$

Для следующих приближений по аналогии с (12) будет иметь место

$$h_{0(i+1)}^{+} = h_{0i}^{+} + \frac{h_{0i}^{+} - h_{0(i-1)}^{+}}{\beta_{0i}^{+} - \beta_{0(i-1)}^{+}} (\alpha_0^{+} - \beta_{0i}^{+}), \tag{13}$$

здесь i — номер приближения. Для каждого i вычисляется ρ_{0i}^{+} (это автоматически следует из формул Федера [2, 3]). Процесс продолжается до тех пор, пока значение $|\rho_{0(i+1)} - \rho_{0i}|$ не станет меньше некоторой заданной величины ε (обычно сотые доли микрона). Это очень жесткое требование, и его выполнение сразу же приводит к значениям остаточных волновых аберраций не более $(10^{-2} - 10^{-3})\lambda$.

После того как определено

$$h_0^{+} = \lim_{i \to \infty} h_{0i}^{+}, \tag{14}$$

отыскание остальных радиусов и соответствующих им высот на входе объектива h_m^{-} и h_m^{+} уже не представляет никаких трудностей. В качестве нулевого приближения h_{m0}^{-} принимается предыдущая высота h_{m-1}^{+}:

$$h_{m0}^{-} = h_{m-1}^{+}, \tag{15}$$

а в качестве первого приближения

$$h_{m1}^{-} = \frac{\alpha_m^{-}}{\alpha_{m-1}^{+}} h_{m-1}^{+}. \tag{16}$$

Итерационный процесс выполняется по формуле

$$h_{m(i+1)}^{-} = h_{mi}^{-} + \frac{h_{mi}^{-} - h_{m(i-1)}^{-}}{\beta_{mi}^{-} - \beta_{m(i-1)}^{-}} (\alpha_m^{-} - \beta_{mi}^{-}). \tag{17}$$

Для определения h_m^{+} формулы (15)—(17) слегка изменяются:

$$h_{m0}^{+} = h_m^{-}, \quad h_{m1}^{+} = \frac{\alpha_m^{+}}{\alpha_m^{-}} h_m^{-}; \tag{18}$$

$$h_{m(i+1)}^{+} = h_{mi}^{+} + \frac{h_{mi}^{+} - h_{m(i-1)}^{+}}{\beta_{mi}^{+} - \beta_{m(i-1)}^{+}} (\alpha_m^{+} - \beta_{mi}^{+}).$$

По разработанному алгоритму составлен и успешно эксплуатируется ряд программ на ЭВМ ЕС 1033 и СМ-4. Практика показала высокую скорость расчета радиусов осевых голограмм: для одиночной линзы, например, затраты машинного времени составили 0,05 с на радиус. Оказалось возможным выполнять расчеты для оптических систем любой сложности. Так, для объектива из восьми линз весь расчет занял 3 мин (по существующим методам [7, 8] потребовались бы десятки часов машинного времени ЭВМ ЕС 1033). Очень высока также скорость сходимости процесса. Для первых 10—15 радиусов 5—6 шагов, затем 2—5 и примерно после 30-го радиуса 1—2 шага.

Расчет зонной пластинки Френеля для падающей плоской волны $\lambda = 0{,}000546$ и $f' = 100$ (все величины в миллиметрах) дал следующие результаты при $Q = 2$ и толщине резца 0,002: $\rho_0^{+} = 0{,}16623$; $\rho_{10}^{-} = 1{,}03086$; $\rho_{10}^{+} = 1{,}05898$; $\rho_{329}^{-} = 5{,}99331$; $\rho_{329}^{+} = 5{,}99987$. Общее количество полос $M = 329$, световой диаметр равен 12 мм.

Простота алгоритма и высокая скорость расчета позволяют изготавливать голограммы в реальном масштабе времени под управлением малых отечественных ЭВМ серийного производства.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Р. А. Рафикову и А. В. Лукину за плодотворные дискуссии и обсуждения, а также Ф. Г. Хузину, составившему программы расчета на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лукин А. В., Мустафин К. С.** Голографические методы контроля асферических поверхностей // ОМП.— 1979.— № 4.
2. **Feder D. P.** Optical calculations with automatic computing machinery // JOSA.— 1951.— V. 41, N 9.— P. 630—635.
3. **Слюсарев Г. Г.** Методы расчета оптических систем.— Л.: Машиностроение, 1969.
4. **Фихтенгольц Г. М.** Курс дифференциального и интегрального исчисления.— М.: Физматгиз, 1962.
5. **Фаддеев Д. К., Фаддеева В. Н.** Вычислительные методы линейной алгебры.— М.; Л.: Физматгиз, 1963.
6. **Воеводин В. В.** Вычислительные основы линейной алгебры.— М.: Наука, 1977.
7. **ОСТ3-4731-80.** Алгоритм расчета синтезированной голограммы.— Введ. 1.1.81.
8. **Caulfield H. J., Mueller P., Drove P., Epstein A.** Computer holograms for optical testing // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.— 1982.— N 306.

Поступила в редакцию 16 мая 1986 г.

УДК 551 : 508 : 681.327.6 : 519.668

А. И. ИСАКОВА, Е. А. МОНАСТЫРНЫЙ, Г. Я. ПАТРУШЕВ, А. И. ПЕТРОВ, Т. П. ПЕЧЕРКИНА, А. П. РОСТОВ, В. Д. ТЕУЩЕКОВ

(*Томск*)

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ОТОБРАЖЕНИЯ, РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ ОПТИКО-МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Атмосферная оптика когерентного излучения рассматривает широкий круг задач, связанных с влиянием состояния среды распространения на параметры световой волны. В настоящее время имеется весьма развитый аппарат теоретического исследования линейных задач распространения волн в случайно-неоднородной среде, каковой является атмосфера [1]. Однако результаты по расчету характеристик излучения, представляющих наибольший практический интерес, носят, как правило, приближенный характер. Экспериментальные исследования позволяют не только уточнить границы применимости приближенных решений, но и получить новые результаты, стимулирующие развитие теории.

Оптические эксперименты, проводимые в реальной атмосфере, существенно различаются по способам регистрации тех или иных характеристик оптического излучения. С другой стороны, электронные тракты, методы статистического анализа, объем сопутствующей метеорологической информации, как правило, достаточно близки при проведении физически разных атмосферно-оптических исследований. Создание комплексов аппаратуры, максимально удовлетворяющих общим требованиям и оперативно перестраиваемых для конкретного эксперимента, позволяет проводить ряд экспериментальных исследований с минимальными затратами.

В данной работе описывается аппаратурно-программный комплекс для исследования распространения оптического излучения в приземном слое атмосферы. Технические характеристики разработанных аппаратных средств и требования к пакету программ статистического анализа определялись поставленными физическими задачами, а именно: исследование пространственно-временных характеристик флуктуаций интенсивности оптического пучка, включая оценки высших моментов и законов распределения плотности вероятности, на связных и локационных трассах; отработка различных методов зондирования параметров турбулентной атмосферы таких, как средняя и флуктуационная компоненты скорости ветра, структурная характеристика поля показателя преломления C_n, внутренний масштаб турбулентности l_0. При создании аппаратуры учитывались требования к динамическому [2] и спектральному [3] диа-