

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОКУСАТОРА В КОЛЬЦО МЕТОДОМ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В силу широкого использования фокусировки в кольцо в лазерной технологии и приборостроении [1, 2] представляют интерес оценки ширины кольца, энергетической эффективности фокусировки, а также глубины резкости кольца относительно фокальной плоскости.

Положенные в основу расчета фокусаторов в кольцо [1, 3] геометрооптические представления не позволяют оценить перечисленные выше дифракционные параметры. При этом для фокусатора в кольцо важно выяснить, какие дифракционные эффекты обусловлены несовершенством геометрооптической фазовой функции, конечностью размера фокусатора, а какие - технологией синтеза элементов компьютерной оптики (ЭКО) [4], т.е. дискретизацией и квантованием фазовой функции. В работе [5] исследована объемная структура светового поля вблизи фокальной плоскости, получены аналитические оценки ширины фокального кольца и энергетической эффективности фокусировки без учета дискретизации и квантования фазовой функции. В работе [6] исследовано влияние эффектов равномерной дискретизации по радиусу и квантования на функционирование фокусатора, концентрирующего в кольцо сходящийся сферический пучок света (плоского аксикона [7]). В то же время остается открытой задача исследования объемной структуры светового поля вблизи фокальной плоскости с учетом величины разрешения δ и числа уровней квантования M фокусатора, концентрирующего в кольцо плоский равномерный, или гауссов пучок света.

ФОКУСАТОР В КОЛЬЦО

На основе решения обратной задачи фокусировки лазерного излучения в работах [1, 3] предложено несколько «видов» фазовой функции фокусатора в кольцо. Используется для фокусировки плоского пучка света в кольцо и пара «аксикон-линза» [2, 8, 9]. Фазовая функция плоского оптического элемента, действующего аналогично паре «аксикон-линза», имеет вид:

$$\varphi(r) = \varphi_0 - k\sqrt{f^2 + (r-r_0)^2}, \quad 0 \leq r \leq a; \quad (1)$$

здесь r - полярный радиус; $k = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны света; f - фокусное расстояние; a - радиус фокусатора; $\varphi_0 = \text{const}$; $r_0 = \text{const}$.

Каждый узкий сектор оптического элемента (рис. 1) представляет собой полосу от собирающей линзы, сдвинутой на расстояние r_0 от оптической оси, поэтому в приближении геометрической оптики освещающая плоская волна фокусируется каждым сектором в точку, а всем радиально-симметричным элементом - в кольцо радиуса r_0 , лежащее в фокальной плоскости. В параксиальном приближении

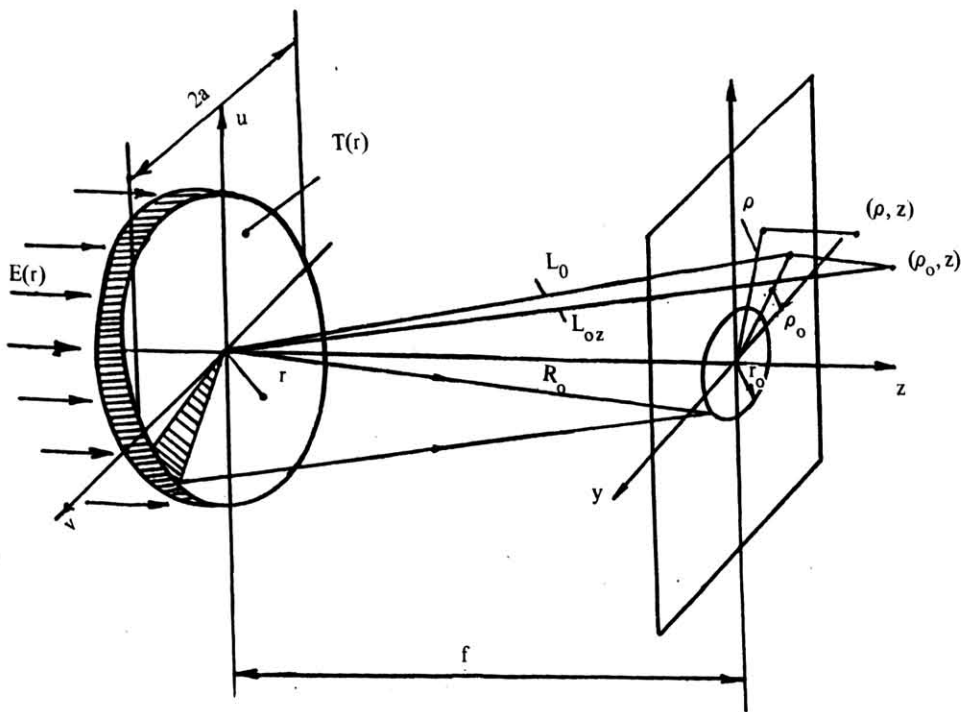


Рис. 1. Геометрический расчет оптического элемента, фокусирующего в кольцо

$$\varphi(r) = \varphi_0 - kR_0 - \frac{kr^2}{2R_0} + \frac{krr_0}{R_0}, \quad R_0 = \sqrt{f^2 + r_0^2} \quad (2)$$

видно, что рассматриваемый элемент эквивалентен комбинации собирающей линзы с фокусом R_0 (квадратичная по r фаза) и аксикона [7] (линейная по r фаза). Как следует из работы [1], оптический элемент (1) обладает оптимальной фазовой функцией с точки зрения энергетической эффективности фокусировки в кольцо, поэтому остановимся на исследовании именно этого элемента.

Для выбранного числа M уровней квантования фазовой функции фокусатора на основании формул (1), (2) в параксиальном приближении получается следующая неравномерная дискретизация по радиусу [1]:

$$\frac{k}{2R_0}(r_n - r_0)^2 = \frac{2\pi}{M} n', \quad 0 \leq r_n \leq a, \quad (3)$$

откуда

$$|r_n - r_0| = \sqrt{\frac{2\lambda R_0 n'}{M}}, \quad 0 \leq r_n \leq a. \quad (4)$$

Здесь для каждого значения $n' = 1, 2, \dots, N_1$ возможны одно или два значения радиуса кольца:

$$r_n = r_0 \pm \sqrt{\frac{2\lambda R_0 n'}{M}}, \quad 0 \leq r_n \leq a; \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (5)$$

а общее количество кольцевых зон

$$N = \left[\frac{r_0^2 M}{2\lambda R_0} + \frac{(a - r_0)^2 M}{2\lambda R_0} \right] + 1, \quad (6)$$

где $[\xi]$ означает целую часть числа ξ .

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

При исследовании ограничений геометрооптического расчета фокусаторов и влияния эффектов дискретизации на функционирование ЭКО необходимо использование как аналитических методов расчета [5], так и средств вычислительного эксперимента [6, 10]. Для решения указанных задач необходимо рассчитать и исследовать создаваемое фокусатором световое поле, определить значения важнейших характеристик фокусаторов - ширину фокальной линии и энергетическую эффективность фокусировки. Такие факторы, как большой объем расчетных данных, многовариантность значений параметров исследуемого светового поля, наличие набора критериев качества, требования естественности восприятия результатов расчета и возможности диалога исследователя с ЭВМ, выявление неизвестных свойств исследуемого объекта, выводят решаемую задачу из рамок расчетных, позволяя охарактеризовать ее как вычислительный эксперимент [6, 10].

Для решения сформулированных задач предлагается использовать агрегированную математическую модель фокусировки лазерного излучения элементами компьютерной оптики, основанную на представлении ЭКО в виде совокупности элементарных модулей кольцевой, линейной или прямоугольной формы и представлении поля от фокусатора в виде суммы базовых решений - аналитически рассчитываемых полей, создаваемых отдельными модулями.

В рамках этой модели считается, что на поверхности подложки ЭКО имеются координаты $\vec{u} = (u, v)$. Область G , занимаемая ЭКО, разбивается на N непересекающихся ячеек (модулей) G_n , нумеруемых индексами $n \in I_N$:

$$\bigcup_{n \in I_N} G_n = G, \quad G_n \cap G_{n'} = \emptyset \quad (n \neq n'). \quad (7)$$

Каждая ячейка соответствует одному положению сканирующего устройства. Значение t_n функции амплитудно-фазового пропускания синтезируемого ЭКО в пределах ячейки полагается постоянным и называется отсчетом этой функции.

Полученная функция комплексного пропускания синтезированного ЭКО является кусочно-постоянной и описывается выражением

$$T(\vec{u}) = \sum_{n \in I_N} t_n \cdot X_n(\vec{u}), \quad \vec{u} \in G, \quad (8)$$

где
$$X_n(\vec{u}) = \begin{cases} 1, & \vec{u} \in G_n \\ 0, & \vec{u} \notin G_n \end{cases} \quad (9)$$

При переходе от ячейки к ячейке значение отсчета изменяется в соответствии с сигналом, поступающим от ЭВМ. В памяти ЭВМ n -му отсчету соответствует последовательность из m двоичных разрядов.

Введение интерполирующей функции (9) соответствует «равномерной засветке» в пределах одного элемента разрешения амплитудной маски, что имеет место в известных устройствах [11 - 13]. Наибольшее распространение при синтезе фокусаторов получили два типа устройств. При изготовлении ЭКО на устройстве с построчной разверткой [12, 14] фокусатор представляется в виде системы прямоугольников, а на устройстве с круговой разверткой [11, 13] - в виде системы концентрических колец с различными значениями коэффициента амплитудно-фазового пропускания.

При этом поле в фокальной области фокусатора определяется как сумма полей, созданных его модулями:

$$w(x, y, z) = \frac{i(f+z)}{\lambda} \sum_{n \in I_N} t_n \int_{G_n} \frac{E(u, v) \cdot \exp(iks)}{s^2} dudv, \quad (10)$$

где $E(u, v)$ - падающий на фокусатор пучок света длины волны λ ;
 f - фокусное расстояние;
 (x, y) - декартовы координаты в фокальной плоскости;
 z - расстояние до фокальной плоскости;
 $k = 2\pi/\lambda$;

$$s = \sqrt{(f+z)^2 + (u-x)^2 + (v-y)^2}. \quad (11)$$

В рамках предложенной агрегированной модели в ходе вычислительного эксперимента устанавливается связь между внешними и внутренними проектными параметрами фокусатора. К внутренним параметрам относятся физические параметры, определяющие фазовую функцию фокусатора, и параметры дискретизации и квантования фазовой функции ЭКО. К внешним параметрам относятся дифракционные характеристики фокусатора: ширина фокальной линии, энергетическая эффективность фокусировки, среднеквадратичное отклонение полученного распределения интенсивности от требуемого. При этом ширина фокальной линии определяется, например, по уровню θ спада интенсивности, а энергетическая эффективность фокусировки определяется долей энергии, попадающей в фокальную линию дифракционной ширины.

Термин «агрегировать», согласно словарю иностранных слов (М.: Русский язык, 1983, с. 15), означает «объединять, суммировать какие-либо однородные показатели (величины) с целью получения более общих, обобщенных показателей (величин)». Поскольку в рамках разрабатываемой модели фоку-

сатор представляется совокупностью (объединением) модулей, а поле от фокусатора описывается суммой базовых решений задачи дифракции света на отдельных модулях, и это описание используется для получения дифракционных характеристик всего фокусатора, употребление термина «агрегированная» представляется обоснованным.

Разработанная математическая модель определяет методику проведения вычислительного эксперимента с фокусирующими ЭКО.

На начальном этапе исследований важно провести аналитический дифракционный расчет структуры сфокусированного излучения с учетом конечных размеров фокусатора [1, 5, 15]. Анализ полученных дифракционных соотношений позволяет исследовать ограничения положенного в основу расчета фазовой функции фокусатора геометрикооптического подхода, выявив начальные значения физических параметров, при которых происходит разрушение требуемой формы области фокусировки.

На первом этапе вычислительного эксперимента необходимо показать принципиальную работоспособность исследуемого геометрикооптического фокусатора с учетом дифракционных эффектов на элементах разрешения ЭКО. Такое исследование целесообразно проводить для реальных физических параметров и при максимально возможном числе M уровней квантования фазовой функции фокусатора ($M \geq 16$).

Для понимания направленности дальнейших исследований следует подчеркнуть, что наиболее качественный фазовый рельеф получается с помощью фотолитографических методов травления [11, 16]. Однако из-за высочайших требований к точности совмещения бинарных фотошаблонов, используемых для формирования фазового рельефа по данной технологии, трудно получить большое число градаций фазовой функции. Поэтому следующий важный этап вычислительного эксперимента - это исследование структуры сфокусированного излучения для малого числа уровней квантования фазы фокусатора ($M = 2; 4$).

Результаты проведенных исследований важно представить в виде, привычном для оптика-экспериментатора: полутоновые распределения яркости на экране телевизионной трубки, графики кривых, изофоты (линии равной интенсивности [17]), изометрии пространственных распределений интенсивности. В результате автоматизированного анализа структуры сфокусированного излучения исследователь должен получить оценки дифракционных параметров фокусатора.

МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ИНТЕГРАЛА

Возможности вычисления на современных ЭВМ интеграла (10) с быстроосциллирующим (ввиду малости λ) подынтегральным выражением представляются весьма ограниченными. Имеется возможность существенно уменьшить вычислительные трудности, используя следующее разложение в ряд:

$$s \cong s_n + \frac{c_n}{2s_n} - \frac{c_n^2}{8s_n^3} + \dots, \quad (12)$$

где s определяется формулой (11);

$$s_n = \sqrt{(f+z)^2 + (x-u_n)^2 + (y-v_n)^2}; \quad (13)$$

$$c_n = (u_n - u)(2x - u - u_n) + (v_n - v)(2y - v - v_n), \quad (14)$$

где (u_n, v_n) - «центральная» точка модуля G_n .

Оставляя только первые два члена разложения (12) при аппроксимации фазовой составляющей подынтегрального выражения (10) и только первый член разложения (12) при аппроксимации амплитудной составляющей, приходим к приближению, которое называется приближением Френеля [17, 18]. Отличие предлагаемого подхода от известных [17, 18] заключается в применении приближения Френеля не ко всему оптическому элементу, а к каждому отдельному (относительно малому) модулю ЭКО, что позволяет существенно повысить точность расчета.

Фазовая составляющая подынтегрального выражения (10) более чувствительна к аппроксимации, чем амплитудная. Так, использование двух первых членов при аппроксимации фазовой составляющей (10) является более строгим ограничением, чем использование одного члена при аппроксимации амплитудной составляющей [19].

$$w(x, y, z) = - \frac{f+z}{i\lambda} \sum_{n \in I_N} \frac{t_n \exp(iks_n)}{s_n^2} \cdot \int_{G_n} E(u, v) \exp\left\{-\frac{ikc_n}{2s_n}\right\} du dv. \quad (15)$$

Исследованию точности приближения Френеля посвящены работы [19, 20]. В них сравнением результатов прямого численного интегрирования по формулам (линейный случай)

$$w_1(x, z) = \sqrt{\frac{i}{\lambda}} \int_{-a}^a \frac{E(u) \exp(iks)}{\sqrt{s}} \frac{f+z}{s} du \quad (16)$$

и

$$w_2(x, z) = \sqrt{\frac{i}{\lambda(f+z)}} \exp[ik(f+z)] \cdot \int_{-a}^a E(u) \exp\left[\frac{ik(x-u)^2}{2(f+z)}\right] du, \quad (17)$$

где

$$s = \sqrt{(f+z)^2 + (x-u)^2}, \quad (18)$$

показано, что при $ks \gg 1$ и достаточно больших f - числах ($F = \frac{f}{2a} \geq 12$) результаты для модуля амплитуды $|w_j(x, z)|$, $j = 1, 2$ отличаются не более чем на 2%.

При использовании для изготовления ЭКО с вращательной симметрией фотопостроителя с круговым сканированием и при аксиальной симметрии освещающего пучка $E(u, v) = E(r)$ для вычисления интеграла (15) применяются методы, описанные в работах [6, 21].

При изготовлении ЭКО на фотопостроителе с построчной разверткой функция комплексного пропускания ЭКО в соответствии с (8) будет выглядеть следующим образом:

$$T(u, v) = \sum_{p=1}^{N_1} \sum_{l=1}^{N_2} t_{pl} \cdot \text{rect} \left(\frac{u-u_p}{\delta u} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{v-v_l}{\delta v} \right), \quad (19)$$

где $|u| \leq U$, $|v| \leq V$,

(u_p, v_l) - центр (p, l) -го модуля ЭКО с функцией комплексного пропускания t_{pl} ;

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & -\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2} \\ 0, & |x| > \frac{1}{2} \end{cases}; \quad (20)$$

$$u_p = -U + (p - \frac{1}{2}) \cdot \delta u, \quad p = \overline{1, N_1};$$

$$v_l = -V + (l - \frac{1}{2}) \cdot \delta v, \quad l = \overline{1, N_2};$$

$$\delta u = \frac{2U}{N_1}; \quad \delta v = \frac{2V}{N_2}.$$

Поле $w(x, y, z)$ в фокальной области фокусатора с прямоугольным растром вычисляется следующим образом:

$$w(x, y, z) = - \frac{f+z}{i\lambda} \sum_{p=1}^{N_1} \sum_{l=1}^{N_2} \frac{t_{pl}}{s_{pl}^2} \cdot \exp \left\{ ik \left[s_{pl} - \frac{(u-x)^2 + (v-y)^2}{2s_{pl}} \right] \right\} \cdot \int_{u_p - \frac{1}{2}}^{u_p + \frac{1}{2}} \int_{v_l - \frac{1}{2}}^{v_l + \frac{1}{2}} E(u, v) \cdot \exp \left\{ \frac{ik[(x-u)^2 + (y-v)^2]}{2s_{pl}} \right\} du dv, \quad (21)$$

$$\text{где } s_{pl}^2 = (f+z)^2 + (x-u_p)^2 + (y-v_l)^2, \quad (22)$$

$$u_{p-\frac{1}{2}} = -U + (p-1) \delta u,$$

$$u_{p+\frac{1}{2}} = -U + p \cdot \delta u,$$

$$p = \overline{1, N_1};$$

(23)

$$v_{1-\frac{1}{2}} = -V + (1-1) \cdot \delta v,$$

$$v_{1+\frac{1}{2}} = -V + 1 \cdot \delta \cdot v, \quad 1 = \overline{1, N_2}.$$

Для плоского или сферического освещающих пучков в приближении Френеля

$$E(u, v) \approx A(u, v) \cdot \exp \left\{ i \left[\psi_1(u) + \psi_2(v) \right] \right\} \quad (24)$$

и интеграл в (21) факторизуется, т. е.

$$w(x, y, z) = - \frac{f+z}{i\lambda} \sum_{p=1}^{N_1} \sum_{l=1}^{N_2} \frac{A(u_p, v_l) \cdot t_{p1}}{s_{p1}^2} \cdot \exp \left\{ ik \left[s_{p1} - \frac{(u_p - x)^2 + (v_l - y)^2}{2s_{p1}} \right] \right\}. \quad (25)$$

$$\int_{u_{p-\frac{1}{2}}}^{u_{p+\frac{1}{2}}} \exp \left\{ i \left[\psi_1(u) + \frac{k(x-u)^2}{2s_{p1}} \right] \right\} du \cdot \int_{v_{l-\frac{1}{2}}}^{v_{l+\frac{1}{2}}} \exp \left\{ i \left[\psi_2(v) + \frac{k(y-v)^2}{2s_{p1}} \right] \right\} dv.$$

Следует отметить, что предлагаемый подход (25) точнее, чем методы дифракционного расчета, использующие быстрое преобразование Фурье (БПФ) [22 - 25] за счет более точного вычисления знаменателей фазовой (s_{p1} вместо $f+z$) и амплитудной ($\frac{f+z}{s_{p1}^2}$ вместо $\frac{1}{f+z}$) составляющих. Однако основным недостатком метода, использующего БПФ, является равенство размеров (и размерностей матриц) фокусатора и исследуемого сечения фокальной области, что приводит к невозможности исследования на основе БПФ характеристик большинства фокусаторов.

При выполнении условий приближения Френеля для всего фокусатора ($ks \gg 1$ и $f/2a \geq 12$) можно существенно ускорить вычисления:

$$w(x, y, z) = - \frac{\exp[ik(f+z)]}{i\lambda(f+z)} \cdot \sum_{p=1}^{N_1} \int_{u_{p-\frac{1}{2}}}^{u_{p+\frac{1}{2}}} \exp \left\{ i \left[\psi_1(u) + \frac{k(x-u)^2}{2(f+z)} \right] \right\} du \cdot \sum_{l=1}^{N_2} A(u_p, v_l) \cdot t_{p1} \cdot \int_{v_{l-\frac{1}{2}}}^{v_{l+\frac{1}{2}}} \exp \left\{ i \left[\psi_2(v) + \frac{k(y-v)^2}{2(f+z)} \right] \right\} dv. \quad (26)$$

Согласно (26) для вычисления поля в точке (x, y, z) необходимо вычислить N_1 интегралов

$$A_p(x) = \int_{u_p - \frac{1}{2}}^{u_p + \frac{1}{2}} \exp\left\{i\left[\psi_1(u) + \frac{k(x-u)^2}{2(f+z)}\right]\right\} du \quad (27)$$

и N_2 интегралов

$$B_1(y) = \int_{v_1 - \frac{1}{2}}^{v_1 + \frac{1}{2}} \exp\left\{i\left[\psi_2(v) + \frac{k(y-v)^2}{2(f+z)}\right]\right\} dv. \quad (28)$$

Таким образом, для вычисления поля в одной точке требуется найти $N_1 + N_2$ интегралов типа интеграла Френеля, а не $N_1 \cdot N_2$, хотя полной факторизации сумм добиться невозможно, так как коэффициент амплитудно-фазового пропускания прямоугольных модулей t_{p1} свойствами факторизации обладать не обязан. В случае, когда необходимо найти матрицу отсчетов поля $\left\{w(x_k, y_m, z_0), k = \overline{1, K}; m = \overline{1, M}\right\}$ в сечении фокальной области $z=z_0$, достаточно вычислить не $K \cdot M \cdot N_1 \cdot N_2$ интегралов, а только $K \cdot N_1$ интегралов $A_p(x_k)$ согласно (27) и $M \cdot N_2$ интегралов $B_1(y_m)$ по формуле (28).

Существует целый ряд методов [18, 26-29] вычисления интегралов (27), (28) для плоского и сходящегося сферического (при факторизации - цилиндрического) освещающих пучков.

Наиболее простой способ заключается в сведении интеграла в (27) к разности двух значений интегралов Френеля [30], программа вычисления которых имеется в Библиотеке стандартных программ [31]. Данный способ приемлем в случае малого числа элементов дискретизации $N_1 \cdot N_2$. Для больших N_1 при вычислении интеграла (27) целесообразно применение обычных квадратурных методов [18], но наиболее эффективно использование метода локальной линейной аппроксимации фазовой функции подынтегрального выражения [28, 29]. Последний метод используется и при вычислении двумерного интеграла в (21), когда невозможна факторизация освещающего пучка $E(u, v)$ или отсутствуют условия для применения приближения Френеля.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Программный комплекс для вычислительного эксперимента создан на базе пакета прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии (ППП) [32], комплекса графических программ ГРАФОР [33] и подробно описан в статье [34]. Используемые в качестве входных параметров массивы отсчетов фазовых функций фокусаторов рассчитываются и кодируются средствами комплекса программ синтеза элементов компьютерной оптики [35].

Вычислительный эксперимент производится с терминала ЭВМ ЕС-1061, оснащенной графопостроителем ЕС-7054, полутонным дисплеем, графическим

дисплеем, и основан на совместном применении ППП, средств визуализации световых полей, средств машинной графики и организации диалога с исследователем. Результаты в виде распределения интенсивности отображаются на экране полутонного дисплея. На графическом дисплее отображаются семейства графиков, изофоты или условные трехмерные изображения световых полей. Для получения твердой копии результатов эксперимента используются графопостроитель и многоградационный фотопостроитель.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

При исследовании квантованного фокусатора (1) с дискретизацией (5) - (6) были выбраны следующие параметры: фокусное расстояние $f = 500$ мм; длина волны $\lambda = 10,6$ мкм; диаметр $2a = 25,6$ мм. В табл. 1, на рис. 2, 3 представлены результаты вычислительного эксперимента с фокусаторами в кольцо радиусом $r_0 = 1$ мм (рис. 2) и $r_0 = 2$ мм (рис. 3) для различного числа уровней квантования фазы ($M = 2; 4; 16$).

В табл. 1 используются следующие значения:

θ - уровень интенсивности (относительно максимальной), по которому определяются границы кольца фокусировки (ρ^-, ρ^+);

ϵ - энергетическая эффективность фокусатора (доля энергии, попадающая в кольцо фокусировки);

(ρ_-, ρ_+) - границы кольца фокусировки, определяемые по уровню θ максимальной интенсивности;

$\Delta\rho = \rho_+ - \rho_-$ - ширина кольца фокусировки по уровню θ ;

$\Delta\rho_\theta$ - теоретическая оценка ширины кольца фокусировки для неквантованного фокусатора ($M = \infty, N = \infty$), согласно [5];

ϵ_θ - теоретическая оценка энергетической эффективности неквантованного фокусатора (табл. 2 статьи [5]).

Анализ приведенных результатов вычислительного эксперимента позволяет сделать следующие выводы:

- с уменьшением числа уровней квантования происходит расплывание кольца фокусировки (увеличение ширины кольца и уменьшение доли энергии, попадающей в него);

- при этом ширина кольца и энергетическая эффективность практически не зависят от радиуса кольца r_0 ;

- относительная яркость центрального всплеска уменьшается с ростом радиуса кольца фокусировки r_0 ;

- экспериментальный радиус центра кольца фокусировки увеличивается с уменьшением числа уровней квантования;

- теоретическая оценка дифракционной ширины кольца фокусировки $\Delta\rho_\theta$ неквантованного фокусатора неплохо согласуется с данными вычислительного эксперимента;

Зависимость энергетической эффективности фокусировки $\Delta\rho$ по уровню θ от числа уровней M квантования фазы в кольцо радиусом r_0 ($f = 500$ мм;

r_0 (мм)	M	$\theta = 0,5$ ($\Delta\rho_\theta = 0,408$ мм)					$\theta = 0,2$ ($\Delta\rho_\theta =$		
		ε	ρ_- (мм)	ρ_+ (мм)	$\Delta\rho$ (мм)	$\varepsilon/\varepsilon_\theta$	ε	ρ_- (мм)	ρ_+ (мм)
1,0	16	0,682	0,798	1,179	0,381	0,958	0,845	0,652	1,259
	4	0,570	0,811	1,193	0,382	0,801	0,699	0,650	1,266
	2	0,289	0,829	1,218	0,389	0,406	0,353	0,632	1,289
2,0	16	0,686	1,797	2,189	0,392	0,963	0,844	1,684	2,282
	4	0,578	1,803	2,220	0,417	0,812	0,695	1,687	2,305
	2	0,282	1,863	2,242	0,379	0,396	0,345	1,729	2,330

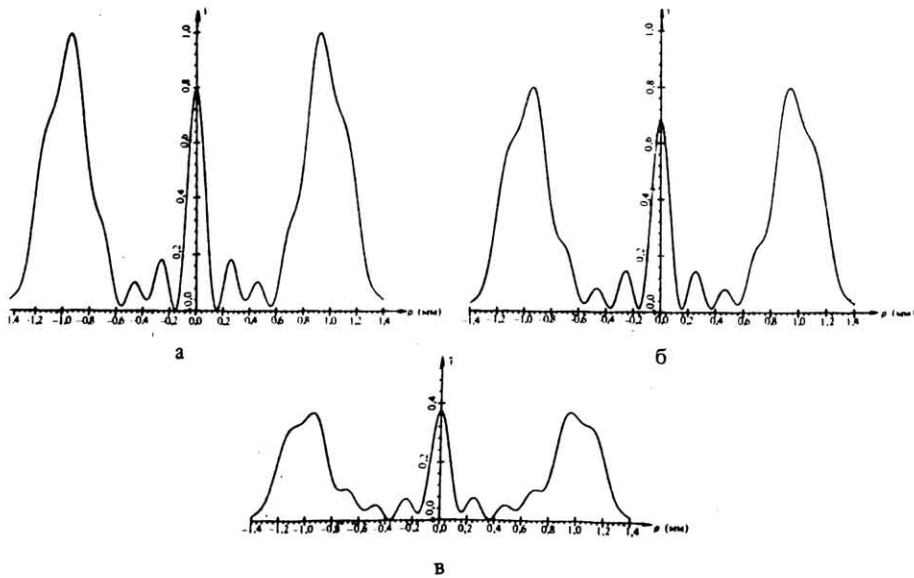


Рис. 2. Графики распределения нормированной интенсивности $i = I_M(\rho, 0)/I_{16}(r_0, 0)$ в фокальной плоскости фокусатора плоского пучка в кольцо с параметрами: $f = 500$ мм; $\lambda = 10,6$ мкм; $2a = 25,6$ мм; $r_0 = 1$ мм для различного числа M уровней квантования фазы: а - $M = 16$; б - $M = 4$; в - $M = 2$

- относительная эффективность квантованного фокусатора ξ/ξ_θ соответствует относительной эффективности $I_M(0,0)/I(0,0)$ плоской линзы с тем же числом градаций фазы [11] (здесь $I_M(0,0)$ - интенсивность в фокусе плоской линзы с уровнями квантования фазы, а $I(0,0)$ - интенсивность в фокусе безабберационной линзы с теми же физическими параметрами).

Таблица 1

тивности ε и ширины кольца
максимальной интенсивности
для фокусатора плоского пучка
 $\lambda = 10,6$ мкм; $a = 12,8$ мм)

0,613 мм)		$\theta = 0,1$ ($\Delta\rho_\theta = 0,701$ мм)				
$\Delta\rho$ (мм)	$\varepsilon/\varepsilon_\theta$	ε	ρ_- (мм)	ρ_+ (мм)	$\Delta\rho$ (мм)	$\varepsilon/\varepsilon_\theta$
0,608	0,992	0,873	0,617	1,306	0,690	0,989
0,617	0,820	0,721	0,611	1,310	0,700	0,817
0,657	0,414	0,365	0,574	1,338	0,764	0,413
0,588	0,991	0,872	0,643	2,328	0,685	0,988
0,618	0,816	0,717	1,644	2,348	0,704	0,812
0,601	0,405	0,364	1,615	2,382	0,767	0,412

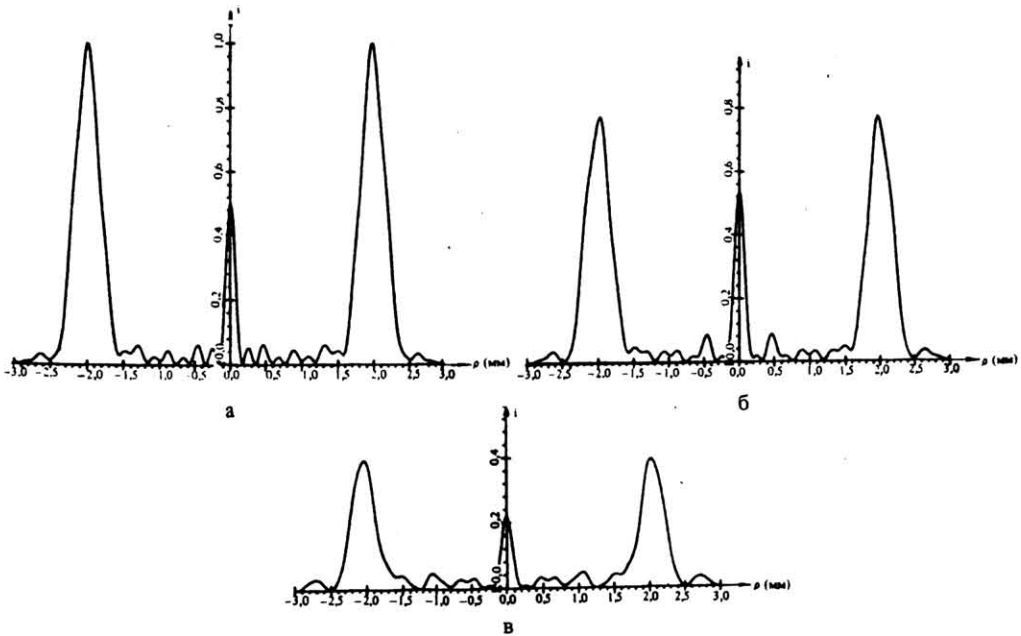


Рис. 3. Графики распределения нормированной интенсивности $i = I_M(\rho, 0)/I_{16}(r_0, 0)$ в фокальной плоскости фокусатора плоского пучка в кольцо с параметрами:
 $f = 500$ мм; $\lambda = 10,6$ мкм; $2a = 25,6$ мм; $r_0 = 2$ мм для различного числа M уровней квантования фазы: а - $M = 16$;
б - $M = 4$; в - $M = 2$

Таким образом, эффективность квантованного фокусатора с неравномерной дискретизацией можно определить, зная долю энергии, идущей в рабочий дифракционный порядок при данном числе уровней квантования фазы [11], и эффективность ε_θ неквантованного фокусатора, описываемого своей геометрической формулой (табл. 2 статьи [5]):

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot I_M(0,0)/I(0,0). \quad (29)$$

Естественно, таким методом нельзя воспользоваться, когда нет аналитических оценок или когда невозможно достичь оптимальной дискретизации.

При фокусировке гауссова пучка с амплитудным распределением

$$A(r) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (30)$$

можно воспользоваться тем же самым фокусатором (1), (5)-(6). Результаты вычислительного эксперимента с фокусатором в кольцо для гауссова освещающего пучка представлены на рис. 4. Параметры фокусатора и освещающего пучка: $f = 500$ мм; $a = 12,8$ мм; $\lambda = 10,6$ мкм; $\sigma = 0,4$ а; $r_0 = 1$ мм; $M = 2, 4, 16$. Сравнение рисунков 2 и 4 показывает, что при фокусировке гауссова пучка увеличивается ширина кольца фокусировки, что обусловлено фактическим уменьшением активной области фокусатора при выбранном значении σ . При большом числе уровней квантования происходит подавление центрального всплеска, который сливается с окружающим фоном. Этот результат совпадает с данными теоретического исследования неквантованного фокусатора [9].

При отсутствии кольцевого фотопостроителя можно изготовить фокусатор в кольцо на фотопостроителе с прямоугольным растром типа РНОМАТИОН Р-1700. Дифракционный расчет светового поля от оптического элемента такого типа основан на вычислении интеграла (21).

Результаты исследования элемента компьютерной оптики (плоского аксикона) с прямоугольным растром, фокусирующего в кольцо сходящийся

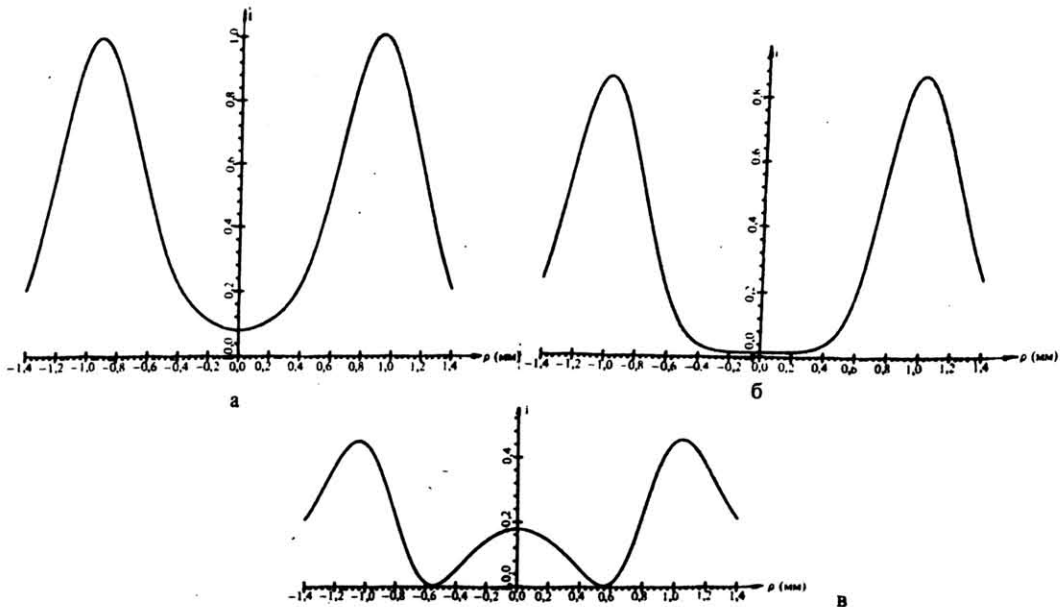


Рис. 4. Графики распределения нормированной интенсивности $i = I_M(\rho, 0)/I_{16}(r_0, 0)$ в фокальной плоскости фокусатора в кольцо для различного числа уровней квантования при фокусировке гауссова пучка. Параметры: $f = 500$ мм; $\lambda = 10,6$ мкм; $2a = 25,6$ мм; $\sigma = 0,4$ а; $r_0 = 1$ мм; а - $M = 16$; б - $M = 4$; в - $M = 2$

сферический пучок света, представлены на рис. 5 и в табл. 2. Параметры фокусатора: $f = 750$ мм; $\lambda = 0,6328$ мкм; $2a = 25,6$ мм; $r_0 = 1$ мм; $N \cdot N$ - число квадратных элементов дискретизации, но используются из них только те, центры которых попадают в круг радиусом a ; M - число уровней градации фазы. Физические параметры фокусатора выбраны равными физическим параметрам плоского аксикона с равномерной дискретизацией по радиусу, который рассматривался в статье [6]. Ширина кольца фокусировки $\Delta\rho = 64$ мкм выбрана в соответствии с оценками работ [5, 6]. Сравнение рис. 2 и табл. 2

Таблица 2

Зависимость энергетической эффективности ε фокусатора сходящегося сферического пучка в кольцо с прямоугольным растром дискретизации от числа уровней M квантования фазы

N	M			
	∞	16	4	2
128	0,472	0,470	0,378	0,327
256	0,758	0,741	0,602	0,584

статьи [6] с рис. 5 и табл. 2 настоящей статьи свидетельствует о значительной схожести результатов. Но для энергетической эквивалентности необходимо, чтобы число элементов дискретизации N вдоль каждой оси

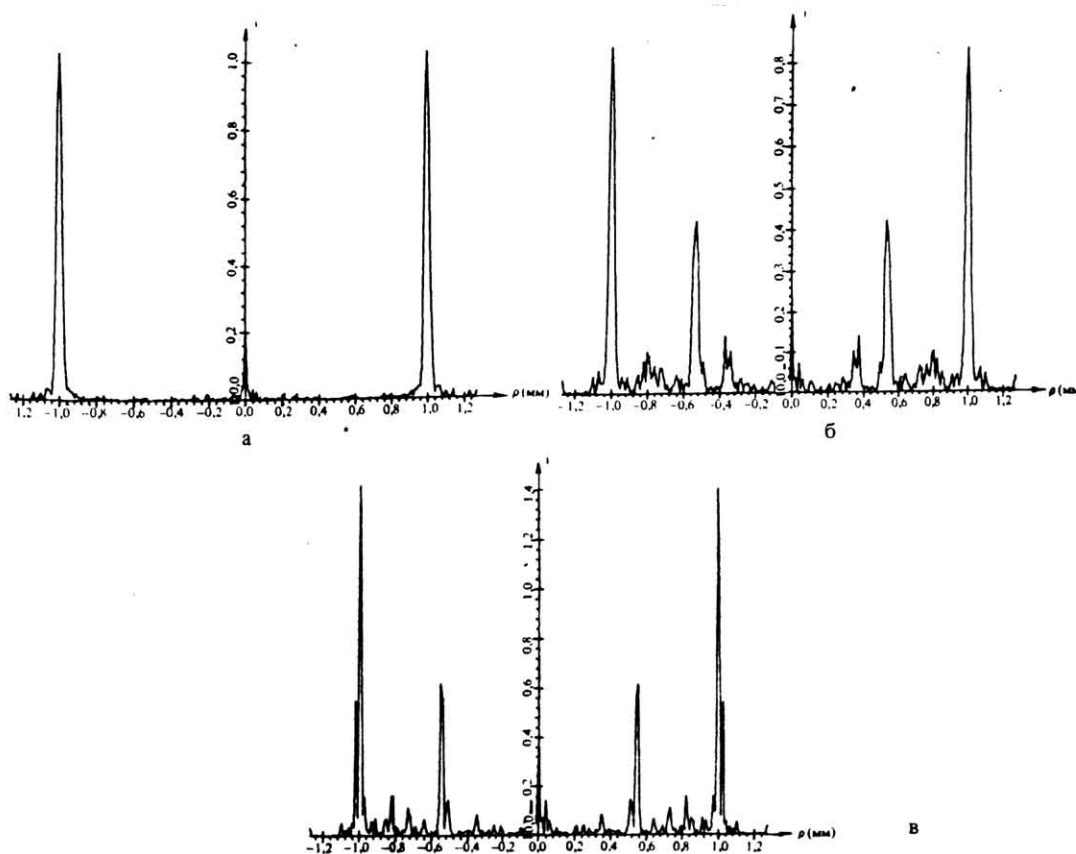


Рис. 5. Графики распределения нормированной интенсивности $i = I_M(S, 0) / I_\infty(r_0, 0)$ в фокальной плоскости фокусатора в кольцо с прямоугольной дискретизацией раstra.

Параметры:

$f = 500$ мм; $\lambda = 0,6328$ мкм; $2a = 25,6$ мм; $r_0 = 1$ мм; $N_1 = N_2 = 128$; а - $M = 16$; б - $M = 4$; в - $M = 2$

прямоугольного растра было в 2 раза большим, чем количество колец при равномерной дискретизации вдоль радиуса. Об этом же свидетельствует большее количество и яркость паразитных колец на рис. 5 по сравнению с рис. 2 статьи [6]. В то же время проведенный анализ показывает, что для исследования матричных фокусаторов с радиально-симметричной фазовой функцией может быть использован математический аппарат, предложенный в работах [6, 21], вместо методов (21) - (28), применяемых для анализа ЭКО с прямоугольным растром, с соответствующей заменой N^2 квадратных модулей на $N/2$ кольцевых, что позволит существенно сократить время вычислений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная математическая модель фокусировки лазерного излучения элементами компьютерной оптики и численный метод дифракционного расчета позволили получить решение задачи дифракции на фокусаторе с учетом дискретизации и квантования фазовой функции. Исследована энергетическая эффективность фокусатора в кольцо как доля энергии, фокусируемая в фокальную линию дифракционной ширины, и установлен характер снижения эффективности в зависимости от числа M уровней квантования фазы фокусатора.

Литература

1. Коронкевич В. П., Пальчикова У. Г., Полещук А. Г., Юрлов Ю. И. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом // Препринт N 265 ИАиЭ СО АН СССР. Новосибирск, 1985. - 23 с.
2. Rioux M., Tremblay R., Belanger P. A. Linear, annular and radial focusing with axicons and applications to laser machining // Applied Optics. 1978, v. 17, N 10, p. 1532-1536.
3. Машинный синтез фокусирующих элементов для CO_2 - лазера / М. А. Голуб, В. П. Дегтярева, А. Н. Климов, В. В. Попов, А. М. Прохоров, И. Н. Сисакян, В. А. Сойфер // Письма в ЖТФ. 1982, т. 8, вып. 13, с. 449-451.
4. Сисакян У. Н., Сойфер В. А. Компьютерная оптика. Достижения и проблемы // Компьютерная оптика, вып. 1. - М.: МЦНТИ, 1987, с. 5 - 19.
5. Дифракционный расчет оптического элемента, фокусирующего в кольцо / М. А. Голуб, Н. Л. Казанский, И. Н. Сисакян, В. А. Сойфер, С. И. Харитонов // Автометрия. 1987, N 6, с. 8 - 15.
6. Голуб М. А., Казанский Н. Л., Сисакян У. Н., Сойфер В. А. Вычислительный эксперимент с элементами плоской оптики // Автометрия. 1988, N 1, с. 70 - 82.
7. McLeod J. H. The axicon: A new type of optical element // Journ. Opt. Soc. Amer., 1954, v. 44, N 8, p. 529 - 597.
8. Belanger P. A., Rioux M. Diffraction ring pattern at the focal plane of a spherical lens-axicon doublet // Journ. Canadian de Physique. 1976, v. 54, p. 1774 - 1780.

9. *Belanger P.A., Rioux M.* Ring pattern of a lens-axicon doublet illuminated by a Gaussian beam // *Applied Optics*. 1978, v. 17, N 7, p. 1080 - 1086.
10. *Самарский А.А.* Математическое моделирование и вычислительный эксперимент // *Вестник АН СССР*. 1979, N 5, с. 38 - 41.
11. *Бобров С.Т., Грейсух Г.И., Туркевич Ю.Г.* Оптика дифракционных элементов и систем. Л.: Машиностроение, 1986. - 224 с.
12. *Ярославский Л.П., Мерзляков Н.С.* Цифровая голография. М.: Наука, 1982. - 219 с.
13. *Лазерный построитель высокоинформативных изображений* // ИАиЭ СО АН СССР. Новосибирск, 1986. - 8 с.
14. *Ichioka Y., Izumi M., Suzuki T.* Scanning halftone plotter and computer-generated continuous-tone hologram // *Applied Optics*. 1971, v. 10, N 2, p. 403 - 411.
15. *Пальчикова И.Г.* Синтез фазовой структуры киноформных аксиконов // Препринт N 328 ИАиЭ СО АН СССР. Новосибирск, 1986. - 17 с.
16. *Полов В.В.* Материалы и методы для создания плоских фокусирующих элементов // *Компьютерная оптика*, вып. 1. - М.: МЦНТИ, 1987, с. 160 - 163.
17. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 720 с.
18. *Дементьев А.С., Домаркене Д.П.* Фокальный сдвиг при дифракции сфокусированного излучения на малом прямоугольном отверстии // *Литовский физический сборник*. 1984, т. 24, N 3, с. 59 - 68.
19. *Southwell W.H.* Validity of the Fresnel approximation in the near field // *Journ. Opt. Soc. Amer.* - 1981, v. 71, N 1, p. 7 - 14.
20. *Goodman D.* Scalar-diffraction line response // *Journ. Opt. Soc. Amer.* - 1982, v. 72, N 11, p. 1560 - 1563.
21. *Казанский Н.Л.* Вычислительный эксперимент с линзой Френеля // *Компьютерная оптика*, вып. 3. - М.: МЦНТИ, 1988, с. 22 - 28.
22. *Сиклаш Э., Сигмен А.* Дифракционные расчеты с помощью методов быстрого преобразования Фурье // *ТИИЭР*, 1974, т. 62, N 3, с. 161-162.
23. *Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И.* Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. - 335 с.
24. *Воронцов М.А., Матвеев А.Н., Сувоконь В.П.* Оптимальное управление волновым фронтом в задачах фокусировки излучения в произвольную область // *Доклады АН СССР*. - 1986, т. 270, N 6, с. 1354 - 1358.
25. *Воронцов М.А., Матвеев А.Н., Сувоконь В.П.* К расчету фокусаторов лазерного излучения в дифракционном приближении // *Компьютерная оптика*, вып. 1. - М.: МЦНТИ, 1987, с. 74 - 79.
26. *Stamnes J.J.* Focusing of two-dimensional waves // *Journ. Opt. Soc. Amer.* - 1981, v. 71, N 1, p. 15 - 31.
27. *Goodman J.W.* Introduction to Fourier optics. - McGraw-Hill Inc. New York, 1968.

28. Gravelaeter T., Stamnes J.J. Diffraction by circular apertures.1.: Method of linear phase and amplitude approximation // Applied Optics. - 1982, v. 21, N 20, p. 3644 - 3651.
29. Stamnes J.J., Spjelkavik B., Pedersen H.M. Evaluation of diffraction integrals using local phase and amplitude approximation // Optica Acta. - 1983, v. 30, N 2, p. 207 - 222.
30. Янке Е., Эмде Э., Лёш Э. Специальные функции (формулы, графики, таблицы). - М.: Наука, 1968. -344 с.
31. Математическое обеспечение ЕС ЭВМ. Вып. 3. Минск: Институт математики АН БССР, 1973.
32. Пакет прикладных программ обработки изображений и цифровой голографии / М.А. Голуб, С.В. Карпеев, С.В. Михайлов, В.В. Сергеев, В.А. Соيفер, Я.Е. Тахтаров, А.Г. Храмов // Государственный фонд алгоритмов и программ. - Рег. N П004582 от 01.09.80.
33. Баяковский Ю.М., Галактионов В.А., Михайлова Г.Н. ГРАФОР. Графическое расширение фортрана. - М.: Наука, 1985. - 288 с.
34. Казанский Н.Л., Самолинова Е.Б. Комплекс программ анализа дифракционных характеристик фокусаторов // Компьютерная оптика, вып. 5. - М.: МЦНТИ, 1989, с. 38-43.
35. Голуб М.А., Казанский Н.Л., Шинкарев М.В. Структура комплекса программ синтеза элементов компьютерной оптики // Компьютерная оптика, вып. 5. - М.: МЦНТИ, 1989, с. 43-48.