

УДК 617.741 : 535.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ БИФОКАЛЬНЫХ ДИФРАКЦИОННО-РЕФРАКЦИОННЫХ ХРУСТАЛИКОВ ГЛАЗА

Г. А. Ленкова

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: lenkova@iae.nsk.su*

Проведено компьютерное моделирование процесса измерения параметров дифракционно-рефракционных бифокальных хрусталиков типа МИОЛ-Аккорд, в дифракционном элементе которых уменьшена центральная зона и предусмотрена компенсация сферических aberrаций глаза. Предварительно рассчитаны пространственно-энергетические характеристики идеальной дифракционной линзы по известным формулам. Моделирование процесса контроля параметров интраокулярных линз показало, что распределение интенсивности вдоль оптической оси не характеризует дифракционную эффективность, которая представляет полную (интегральную) интенсивность в поперечном сечении пучка в фокусе. Установлено, что из-за взаимного влияния порядков дифракции сложно измерить абсолютную дифракционную эффективность, и лучше оценивать только относительную эффективность.

Ключевые слова: дифракционно-рефракционный хрусталик глаза, интраокулярная линза, дифракционная эффективность, компьютерное моделирование.

DOI: 10.15372/AUT20170110

Введение. Основным контролируемым параметром искусственных хрусталиков глаза (интраокулярных линз (ИОЛ)) является рефракция (оптическая сила). Для дифракционно-рефракционных ИОЛ существенное значение имеет также распределение интенсивности света (дифракционная эффективность) по порядкам дифракции, которые формируют изображения ближних и дальних объектов на сетчатке глаза. Дифракционная эффективность зависит от высоты структуры дифракционного компонента. В дифракционно-рефракционном хрусталике МИОЛ-Аккорд [1], разработанном в Институте автоматики и электрометрии СО РАН, на неё влияют также особенности топологии зон дифракционного компонента, заключающиеся в уменьшении центральной зоны и компенсации сферических aberrаций глаза (роговицы, стекловидного тела и рефракционного компонента). Для объяснения возможных отклонений измеренной дифракционной эффективности от теоретических значений представляет интерес рассмотреть этот процесс аналитически.

Цель данной работы — компьютерное моделирование процесса измерения параметров распределения интенсивности (фокусных расстояний и дифракционной эффективности) в фокальных областях дифракционно-рефракционных бифокальных хрусталиков типа МИОЛ-Аккорд и исследование зависимости дифракционной эффективности от вида структуры.

Постановка задачи. Контроль параметров дифракционно-рефракционных ИОЛ можно проводить в среде (помещая ИОЛ в кювету и имитируя тем самым условия внутри глаза) или в воздухе [2]. В последнем случае фазовая задержка на структуре увеличивается, свет направляется преимущественно в +1-й и +2-й порядки дифракции (0-й практически отсутствует) и параметры ИОЛ для условий среды пересчитываются исходя из измерений в этих порядках. Кроме того, нарушаются условия компенсации сферичес-

ких aberrаций, предусмотренные в структуре дифракционного компонента, и появляются aberrации, особенно заметные в +2-м порядке дифракции. В [3] проводились исследования разности оптических сил в порядках дифракции в зависимости от размера диафрагмы (зрачка). Показано, что оптимальным является диаметр диафрагмы 3 мм, совпадающий с размером, рекомендуемым ГОСТ для контроля качества ИОЛ [4].

Моделирование осуществлялось на основе метода [2], в котором дифракционно-рефракционная ИОЛ освещается параллельным или сходящимся (с учётом влияния роговицы глаза) лазерным пучком света. Фокусные расстояния и распределения интенсивности вдоль оптической оси и в фокальных плоскостях ИОЛ рассчитывались по специальной программе, разработанной П. С. Завьяловым, сотрудником Конструкторско-технологического института научного приборостроения СО РАН. Особенность программы заключается в том, что она воспринимает дифракционный элемент как прерывистую (пилообразную) структуру, действие которой зависит от её формы (высоты, диаметра центральной зоны, абберационного коэффициента) и длины волны. Подобные расчёты не представлялось возможным проводить в среде Zemax, поскольку в ней дифракционный элемент задаётся только в аналоговой форме, как рефракционный элемент, выполненный по формуле, и поэтому дифракционная зависимость от длины волны и разделение на дифракционные порядки отсутствуют. Но в среде Zemax предварительно определялись фазовые ошибки сферического волнового фронта, падающего на дифракционный элемент хрусталика, наблюдающиеся в модели глаза, использованной при расчёте дифракционной структуры МИОЛ-Аккорд [1]. Значения этих ошибок в виде данных оптической разности хода лучей (OPD — Optical Path Difference) вводились в программу.

Дифракционная эффективность вычислялась как отношение интенсивности света в фокусе к интенсивности всего света, прошедшего через ИОЛ. Расчётная максимальная высота дифракционной пилообразной (киноформной) структуры МИОЛ-Аккорд составляла 1,62 мкм, что соответствовало фазовой задержке в среде, равной половине длины волны $\lambda/2$. Высота определялась из условия, что в среде глаза при длине волны $\lambda = 0,5461$ мкм и показателях преломления среды внутри глаза ($n = 1,336$) и в материале, из которого сделана линза ($n_{\text{ИОЛ}} = 1,505$), одинаковое количество света (теоретически по 40,5 %) направлялось в 0-й (дальнее зрение) и +1-й (ближнее зрение) порядки дифракции.

Моделирование процесса измерения фокусных расстояний и энергетических характеристик распределения интенсивности. На рис. 1 представлена оптическая схема, используемая в программе. Предполагалось, что на дифракционный компонент, сформированный на плоской поверхности дифракционно-рефракционной ИОЛ, падает сферическая волна с фокусом f с наложенными aberrациями в виде OPD, определёнными, как упоминалось выше, в среде Zemax. Программа позволяла варьировать высоту структуры, ширину центральной зоны и абберационный коэффициент структуры.

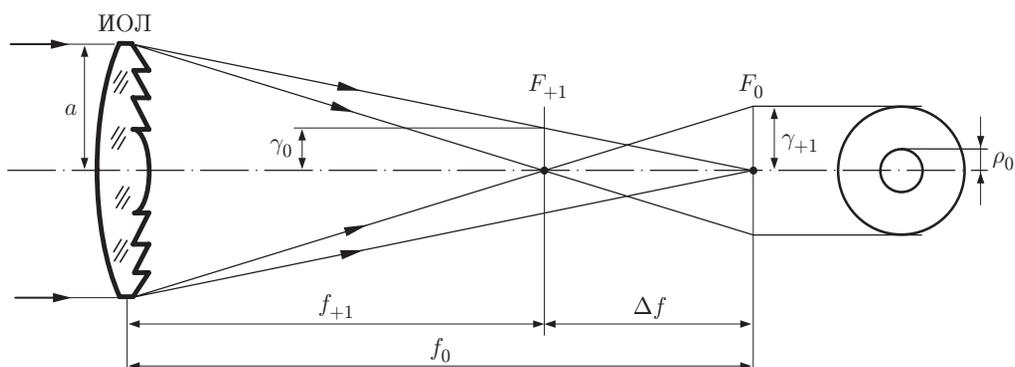


Рис. 1

Форма дифракционного компонента ИОЛ представляется характеристическим уравнением [1, 3]

$$(k + a_0)\lambda = a_1 r^2 - a_2 r^4, \quad (1)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ и r — номер и радиус зоны структуры; λ — длина волны в вакууме; a_0 — коэффициент, характеризующий фазовый сдвиг в длинах волн и уменьшение радиуса центральной зоны; a_1 — коэффициент, определяющий номинальную оптическую силу дифракционного элемента ($a_1 = n/2f_d$); a_2 — абберационный коэффициент. В хрусталике МИОЛ-Аккорд $a_0 = 0,24$, $a_1 = 0,002097 \text{ мм}^{-1}$ (соответствует оптической силе дифракционного компонента 4,2 дптр) и $a_2 = 0,0000543 \text{ мм}^{-3}$. Если $a_0 = 0$, $a_2 = 0$, то уравнение (1) становится подобным формуле

$$r^2 = 2f_d k \lambda / n, \quad (2)$$

где r и f_d — радиус зоны и фокусное расстояние идеальной дифракционной линзы или фазовой линзы Френеля.

Рассчитывались следующие характеристики распределения интенсивности: значения фокусных расстояний f_0 , f_{+1} и интенсивностей I_0 , I_{+1} в 0-м и +1-м порядках дифракции при измерениях в среде и f_{+1} , f_{+2} , I_{+1} , I_{+2} в +1-м и +2-м порядках при измерениях в воздухе; радиусы колец ρ в фокальной плоскости; количество энергии, заключённое внутри дисков Эйри (1 тёмное кольцо), 3, 6 и 50 тёмных колец при нулевых и неравных нулю значениях a_0 и a_2 . Далее знак «+» в некоторых формулах для упрощения отсутствует, но подразумевается. Номинальное значение $f_0 = 20 \text{ мм}$ совпадает с фокусным расстоянием сферической волны f (см. рис. 1) и равно приблизительно расстоянию от ИОЛ до сетчатки глаза.

Сравнение параметров распределения, рассчитанных по программе и по формулам. Предварительно по формулам [5] определялись характеристики распределения интенсивности в фокальной области идеальной рефракционной линзы или фазовой линзы Френеля, необходимые для проверки программы и сравнения компьютерных исследований с результатами теоретических расчётов. В программе это соответствовало нулевым значениям коэффициентов a_0 и a_2 , т. е. формуле (2). Кроме того, полагалось $h = 0$, что равносильно отсутствию дифракционного элемента и деления на порядки.

Распределение интенсивности вдоль оптической оси $I(x)$ для идеальной оптической системы с фокусом f имеет вид

$$I(x) = (\sin x/x)^2, \quad (3)$$

$$x = \pi a^2 z n / (2\lambda f^2), \quad (4)$$

где a — радиус апертуры (зрачка), z — расстояние от фокуса до точки наблюдения. Из (4) следует

$$z = \pm 2x\lambda f^2 / (\pi n a^2). \quad (5)$$

Минимальные нулевые значения интенсивности наблюдаются при x , кратных π , а максимальные — при x , соответствующих условию $(I(x))' = 0$, из которого следуют соотношения $\tan x = x$ и $(\sin x/x)' = 0$. В последнем случае x легко определить по таблицам специальных функций [6] для максимальных значений $\sin x/x$.

В табл. 1 приведены значения x , $\sin x/x$, $I_{\max}(x)$ и значения z для конкретных параметров ($a = 1,5 \text{ мм}$, $\lambda = 0,5461 \text{ мкм}$, $f = 20 \text{ мм}$, $n = 1,336$), которые будут использоваться далее в компьютерных исследованиях. Для этих параметров значения z для минимальных и максимальных интенсивностей вычислялись по соотношениям

$$z_{\max} = \pm 2x \cdot 0,5461 \cdot 20^2 / (\pi 1,336 \cdot 1,5^2) = 46,262x \text{ мкм},$$

$$z_{\min} = \pm 2x \cdot 0,5461 \cdot 20^2 / (\pi 1,336 \cdot 1,5^2) = 145,336x / \pi \text{ мкм}.$$

Таблица 1

Параметры распределения интенсивности $I(x)$ вдоль оптической оси в областях максимальных и минимальных значений

Номер кольца	Расчёт по формулам						Расчёт по программе при $h = 0$		
	$I_{\max}(x)$				$I_{\min}(x) = 0$		$I_{\max}(x), \%$	$z_{\max}, \text{МКМ}$	$z_{\min}, \text{МКМ}$
	x	$\sin x/x$	$I(x), \%$	$z_{\max}, \text{МКМ}$	x	$z_{\min}, \text{МКМ}$			
1	0	1	100	0	π	145	100	0	145
2	4,49	-0,217	4,72	208	2π	291	4,62	210	295
3	7,73	+0,128	1,65	357	3π	436	1,59	365	450
4	10,90	-0,091	0,83	504	4π	581	0,79	520	605
5	14,07	+0,071	0,50	651	5π	727	0,47	675	760
6	17,22	-0,058	0,34	797	6π	872	0,31	835	920

Функция рассеяния, т. е. распределение интенсивности в фокальной плоскости безабберационной оптической системы (поперёк оси), представляет собой яркое пятно (диск Эйри), окружённое концентрическими кольцами с убывающей интенсивностью $I(x)$ соответственно формуле

$$I(x) = (2J_1(x)/x)^2, \quad (6)$$

где J_1 — функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка; $x = 2\pi a \omega n / \lambda$, $\omega = x\lambda / 2\pi n a = \rho / f$; ω и $\rho = \omega f$ — угловой и линейный радиусы в фокальной плоскости, в других обозначениях

$$\rho = \kappa f \lambda / n a, \quad (7)$$

где $\kappa = x / 2\pi = a \omega n / \lambda = a \rho n / \lambda f$. Минимальные значения интенсивности $I_{\min}(x)$ (тёмные кольца) соответствуют $J_1(x) = 0$ за исключением случая, когда $x = 0$, а максимальные $I_{\max}(x)$ (светлые кольца) — $(J_1(x)/x)' = J_2(x) = 0$ по правилам дифференцирования функций Бесселя.

В табл. 2 приведены значения x и κ , $I_{\max}(x)$ и линейных радиусов колец ρ , рассчитанных по формуле (7) для нескольких минимумов и максимумов интенсивности. Первое

Таблица 2

Параметры распределения интенсивности $I(x)$ в фокальной плоскости поперёк оптической оси в областях максимальных и минимальных значений

Номер кольца	Расчёт по формулам						Расчёт по программе при $h = 0$			
	$I_{\max}(x)$				$I_{\min}(x) = 0$		$I_{\max}(x), \%$	$\rho_{\max}, \text{МКМ}$	$\rho_{\min}, \text{МКМ}$	
	x при $J_2(x) = 0$	κ	$I(x), \%$	$\rho_{\max}, \text{МКМ}$	x при $J_1(x) = 0$	κ				$\rho_{\min}, \text{МКМ}$
1	0	0	100	0	3,832	0,610	3,3	100	0	3,4
2	5,136	0,818	1,75	4,5	7,016	1,116	6,1	1,38	4,5	6,0
3	8,417	1,340	0,42	7,3	10,174	1,619	8,8	0,60	7,4	9,1
4	11,620	1,849	0,16	10,1	13,323	2,120	11,6	0,07	10,1	11,3
5	14,796	2,355	0,08	12,8	16,471	2,621	14,3	0,17	12,9	14,9
6	17,960	2,858	0,04	15,6	19,616	3,122	17,0	0,09	18,4	21,2
50	156,206	24,861	0	135,5	157,863	25,125	136,9	—	—	—

кольцо (первый минимум) соответствует диску Эйри. Значения x и κ определялись по таблицам специальных функций [6] при $J_2(x) = 0$ для $I_{\max}(x)$ и при $J_1(x) = 0$ для $I_{\min}(x) = 0$. Значения $I_{\max}(x)$ вычислялись по формуле (6) на основе [7] и таблиц функций Бесселя [8].

Концентрация энергии в фокальном пятне идеального объектива, ограниченном несколькими кольцами (т. е. некоторым значением x или κ), находится по формуле

$$E(x) = 1 - J_0^2(x) - J_1^2(x), \quad (8)$$

где J_0 — функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка. Для области, ограниченной тёмными кольцами, $J_1(x) = 0$ и, следовательно,

$$E(x) = 1 - J_0^2(x). \quad (9)$$

Необходимо отметить, что в формулах (3) и (6), (9) x имеет разный смысл, и исследования проводятся независимо друг от друга.

В табл. 3 даны значения $J_0(x)$, определённые по таблицам [6] для x , соответствующих $J_1(x) = 0$ (см. табл. 2, шестая колонка), и энергий $E(x)$ внутри тёмных колец от 1 до 50. В четвёртой колонке приведены радиусы колец для среды ρ_{+1} в +1-м порядке при $f_{+1} = 18,82$ мм (радиусы колец ρ_0 в 0-м порядке при $f_0 = 20$ мм равны радиусам ρ_{\min} в восьмой колонке табл. 2), в пятой колонке — значения энергий $E_0(x) = E_{+1}(x) = 0,405E(x)$ в 0-м и +1-м порядках (дифракционная эффективность). Концентрация энергии внутри тёмных колец в воздухе (шестая и седьмая колонки) вычислялась по формулам $E_{+1} = 0,4145E(x)$, $E_{+2} = 0,3964E(x)$. Числовые коэффициенты, соответствующие интенсивностям в 0-, +1- и +2-м порядках, рассчитывались по формулам [3]:

$$I_0 = [\sin(\varphi_{\max}/2)/(\varphi_{\max}/2)]^2, \quad (10)$$

$$I_{+1} = [\sin(\varphi_{\max}/2)/(\pi - \varphi_{\max}/2)]^2, \quad (11)$$

$$I_{+2} = [\sin(\varphi_{\max}/2)/(2\pi - \varphi_{\max}/2)]^2, \quad (12)$$

$$\varphi_{\max} = 2\pi h_{\max}(n_{\text{ИОЛ}} - n)/\lambda, \quad (13)$$

где φ_{\max} и $h_{\max} = 1,62$ мкм — максимальные значения фазовой задержки и высоты профиля в пределах одной зоны дифракционной структуры (для среды $\varphi_{\max} = \pi$, для воздуха $\varphi_{\max} = 2,8889\pi$), при которых $I_0 = I_1 = 0,405$ в среде и $I_{+1} = 0,4145$, $I_{+2} = 0,3964$ в

Таблица 3

Концентрации энергии внутри тёмных колец в среде и воздухе

Число колец	Расчёт по формулам						Расчёт по программе при $h = 0$				
	$J_0(x)$	$E(x)$, %	Среда		Воздух		Среда		Воздух		
			$\rho_{+1\min}$, мкм	$E_0 = E_{+1}$, %	E_{+1} , %	E_{+2} , %	$E(x)$, %	$E_0 = E_{+1}$, %	$E(x)$, %	E_{+1} , %	E_{+2} , %
1	-0,403	83,8	3,1	33,9	34,7	33,2	86,3	35,0	82,9	34,4	32,9
3	-0,250	93,8	8,3	38,0	38,9	37,2	96,6	39,1	96,2	39,9	38,1
6	0,180	96,8	16,0	39,2	40,1	38,4	101,6	41,2	101,6	42,1	40,3
50	0,064	99,6	128,8	40,3	41,3	39,5	—	—	—	—	—

воздухе. Формулы (10)–(13) даны для расчёта полных (интегральных) интенсивностей или энергий в фокальной плоскости. Только при больших входных диафрагмах они могут соответствовать распределению интенсивности вдоль оси.

Правые части табл. 1–3 содержат результаты расчёта по программе. Из табл. 1 (вдоль оптической оси) следует, что расстояние от фокуса до точки наблюдения z по программе отклоняется от теоретических значений в сторону уменьшения на 2–48 мкм при изменении числа колец от 1 до 6 (что составляет $\sim 5\%$), а интенсивность — не более чем на 0,1 % по абсолютной величине. Из табл. 2 (поперёк оптической оси) видно, что значения радиусов колец в фокальной плоскости, рассчитанные по программе (десятая и одиннадцатая колонки), практически совпадают (отклонение $< 0,5$ мкм) с теоретическими значениями (пятая и восьмая колонки) в пределах 5 колец. Далее, при интенсивности менее 0,1 % чёткие границы между максимальными и минимальными значениями отсутствуют из-за взаимного влияния порядков. Из табл. 3 следует, что отклонения интенсивностей от теоретических значений находятся в пределах 0,05–0,37 %, а отклонения энергий внутри колец — 1–2 %. Небольшие расхождения между результатами расчётов по формулам и по программе, представленными в табл. 1–3, можно объяснить дискретностями задания параметров ($dr = 1$ мкм, $dz = 5$ мкм, $dx = 0,5$ мкм), которые невозможно уменьшить, так как существенно увеличилось бы время расчёта. По этой же причине расчёт для 50 колец, необходимый для оценки максимального размера функции рассеяния, проводился только по формулам.

При увеличении диаметра диафрагмы все полученные величины приближаются к теоретическим, но при $a_0 \neq 0$ и $a_2 \neq 0$ появляются отклонения в фокусных расстояниях и рефракциях [9]. В данной работе исследования проводились при диаметре диафрагмы 3 мм, как рекомендуется в [4].

Исследование взаимного влияния порядков дифракции в фокальных областях дифракционно-рефракционной ИОЛ. В результате моделирования замечено, что характер распределения интенсивности вдоль и поперёк оптической оси зависит от взаимного влияния порядков дифракции. В первом (геометрическом) приближении влияние порядков друг на друга можно оценить по соотношению площадей внутри тёмного кольца с радиусом ρ в фокальной плоскости рассматриваемого порядка и в сечении от расходящегося пучка другого порядка с радиусом γ (см. рис. 1). Например, для 0-го и +1-го порядков дифракции радиусы $\rho_0, \rho_{+1}, \gamma_0, \gamma_{+1}$ и соответствующие площади $s_{\rho_0}, s_{\rho_{+1}}, s_{\gamma_0}, s_{\gamma_{+1}}$ можно представить в следующем виде:

$$\rho_0 = \kappa\lambda f_0/(an) = (\kappa\lambda/n)/(a/f_0), \quad (14)$$

$$\rho_{+1} = \kappa\lambda f_{+1}/(an) = (\kappa\lambda/n)/(a/f_{+1}), \quad (15)$$

$$\gamma_0 = a\Delta f/f_{+1} = \Delta f(a/f_{+1}), \quad (16)$$

$$\gamma_{+1} = a\Delta f/f_0 = \Delta f(a/f_0), \quad (17)$$

$$s_{\rho_0} = \pi\rho_0^2 = \pi[(\kappa\lambda/n)/(a/f_0)]^2, \quad (18)$$

$$s_{\rho_{+1}} = \pi\rho_{+1}^2 = \pi[(\kappa\lambda/n)/(a/f_{+1})]^2, \quad (19)$$

$$s_{\gamma_0} = \pi a_0^2 = \pi[\Delta f(a/f_{+1})]^2, \quad (20)$$

$$s_{\gamma_{+1}} = \pi a_1^2 = \pi[\Delta f(a/f_0)]^2, \quad (21)$$

где $\Delta f = f_0 - f_{+1}$.

Таблица 4

Результаты расчёта энергий в среде при $a_0 = 0$, $a_2 = 0$, $E_0 = E_{+1} = 0,405E(x)$

Число колец	Расчёт по формулам $E_0 = E_{+1}, \%$	Расчёт по программе (среда)				
		$h = 0$	$h = 0,5\lambda$			
	$E_0 = E_{+1}, \%$	$E_0 = E_{+1}, \%$	$a_1 = 0,002097, f_{+1} = 18,82$ мм $E_0, \%$	$E_{+1}, \%$	$a_1 = 0,004, f_{+1} = 17,86$ мм $E_0, \%$	$E_{+1}, \%$
1	33,9	35,0	35,6	35,5	35,0	34,6
3	38,0	39,1	41,2	41,0	39,6	39,4
6	39,2	41,2	43,8	43,5	42,1	41,9

Из (18)–(21) следует, что соотношение площадей s_ρ/s_γ , показывающее, какая часть энергии одного порядка влияет на значение энергии внутри выбранного числа колец другого порядка, имеет одинаковое выражение для фокальных плоскостей обоих порядков:

$$s_\rho/s_\gamma = \kappa^2(\lambda/n)^2[f_0f_{+1}/(a^2\Delta f)]^2. \quad (22)$$

Из (22) видно, что s_ρ/s_γ увеличивается прямо пропорционально κ (или количеству колец в фокальной плоскости) и обратно пропорционально радиусу апертуры и расстоянию между фокусами Δf . Так, при $f_0 = 20$ мм и $a_1 = 0,002097$ фокусное расстояние в +1-м порядке $f_{+1} = 18,82$ мм ($\Delta f = 1,18$ мм), а при $a_1 = 0,004$ — $f_{+1} = 17,86$ мм ($\Delta f = 2,14$ мм). В первом случае состояние $s_\rho/s_\gamma = 0,003358\kappa^2$, а во втором $s_\rho/s_\gamma = 0,0009195\kappa^2$, т. е. взаимное влияние становится приблизительно в 4 раза меньше, если a_1 в 2 раза больше. Для воздуха значения s_ρ/s_γ почти такие же, как для среды: $s_\rho/s_\gamma = 0,003369\kappa^2$ и $s_\rho/s_\gamma = 0,0009078\kappa^2$ соответственно.

В табл. 4 и на рис. 2 представлены результаты расчёта распределения световой энергии по программе при $h = 0,5\lambda$ (0-й и +1-й порядки дифракции в среде и +1-й и +2-й — в воздухе) и $a_0 = 0$, $a_2 = 0$, которые подтверждают, что при увеличении значения a_1 приблизительно в 2 раза, т. е. при смещении +1-го фокуса ближе к линзе ($f_{+1} = 17,86$ мм вместо 18,82 мм), взаимное влияние фокусов уменьшается и дифракционная эффективность приближается к значениям, рассчитанным по программе на основе одного порядка дифракции. Во второй колонке табл. 4 приводятся значения $E_0(x) = E_{+1}(x) = 0,405E(x)$, полученные расчётом по формулам; в третьей — по программе при $h = 0$ (см. табл. 3, девятая колонка); в четвёртой и пятой колонках — $E_0(x)$ и $E_{+1}(x)$, полученные при $a_1 = 0,002097$, а в шестой и седьмой — при $a_1 = 0,004$. Из таблицы видно, что в первом случае $E_0(x)$ и $E_{+1}(x)$ больше на 0,5–2,6 %, а во втором — не более чем на 0,9 % в сравнении со значениями, рассчитанными при $h = 0$ (третья колонка), т. е. во втором случае расхождение

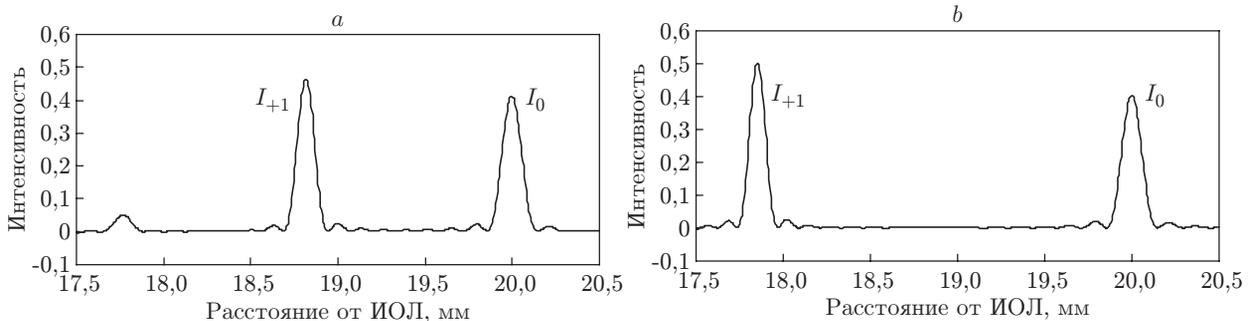


Рис. 2

меньше почти в 3 раза, чем в первом. Сравнение проводится не с теоретическими значениями, а с полученными по программе при $h = 0$, для исключения влияния дискретности параметров.

Следует заметить, что полные радиусы засветки при радиусе апертуры 1,5 мм и $a_1 = 0,002097$ ($f_0 = 20$ мм, $f_{+1} = 18,82$ мм) составляют $\gamma_0 = 88,5$ мкм, $\gamma_{+1} = 94,1$ мкм, что соответствует ~ 34 кольцам рассматриваемого порядка (или 99,4 % его энергии), $\kappa = 17,3$ и $s_\rho/s_\gamma = 1$. Если при таких радиусах используется фотодетектор с диафрагмой ~ 100 мкм (меньше практически сложно осуществить) и больше, то фактически в обеих фокальных плоскостях будет измеряться суммарная интенсивность двух порядков. Поэтому имеет смысл оценивать относительную [3] или локальную эффективность, освещая малую поверхность узким пучком. В последнем случае порядки пространственно разделяются и воспринимаются отдельно, но усложняется процесс измерения. В расчётах по программе эффективность оценивается по дискам Эйри ($\kappa = 0,601$) и по 6 кольцам ($\kappa = 3,122$), где взаимное влияние в первом случае в среде и воздухе $s_\rho/s_\gamma = 0,0012$, а во втором случае в среде $s_\rho/s_\gamma = 0,0327$, в воздухе $s_\rho/s_\gamma = 0,0328$.

Суммарные интенсивности в фокальных областях двух порядков при больших диафрагмах фотодетектора будут равны, если высота структуры выполнена правильно и без разброса в пределах всего диаметра дифракционного компонента, т. е. когда расчётные полные интенсивности (энергии) в порядках одинаковые. В противном случае они будут соответствовать отношению интенсивностей в этих порядках.

Анализ результатов расчёта пространственно-энергетических характеристик ИОЛ по программе. Исследования проводились для искусственного дифракционно-рефракционного хрусталика МИОЛ-Аккорд с указанными выше значениями параметров и коэффициентов a_0 , a_1 и a_2 , а также при других значениях a_0 и a_2 . В табл. 5 и 6 приведены результаты расчётов (моделирования) фокусных расстояний f , интенсивностей вдоль оси I_{\max} и значений энергий E внутри диска Эйри (1-го кольца) и 6 колец при $a_1 = 0,002097$ и $h = 0,5\lambda$ в среде ($n = 1,336$) и в воздухе ($n = 1$) в зависимости от a_0 и a_2 . Во второй строке с седьмой колонки по десятую в скобках даны значения энергий $E_0 = E_{+1} = 0,405E(x)$ (см. табл. 5), где $E(x)$ вычислено при $h = 0$ в среде (см. табл. 3, четвёртая и шестая строки восьмой и девятой колонок), $E_{+1} = 0,4145E(x)$ и $E_{+2} = 0,3964E(x)$ (см. табл. 6), где $E(x)$

Таблица 5

Результаты расчёта в среде

a_0	a_2	f , мм		I_{\max} , %		Энергия внутри 1 кольца (в диске Эйри), %		Энергия внутри 6 колец, %	
		0	+1	0	+1	0 (35,0)	+1 (35,0)	0 (41,2)	+1 (41,2)
0	0	20,00	18,82	41,3	46,4	35,6	35,5	43,8	43,5
0 (с данными OPD)	0	19,93	18,76	41,6	42,0	35,9	31,2	44,9	42,1
0	$\neq 0$	19,99	18,89	40,0	43,7	35,1	34,9	43,3	44,1
0,24	0	20,00	18,81	39,0	44,1	33,4	33,5	42,7	42,8
0,24	$\neq 0$	20,00	18,88	40,5	42,3	34,0	32,1	43,3	41,8
0,24 (с данными OPD)	$\neq 0$	19,93	18,82	38,1	45,7	31,0	34,2	41,8	43,3

Таблица 6

Результаты расчёта в воздухе

a_0	a_2	f , мм		I_{\max} , %		Энергия внутри 1 кольца (в диске Эйри), %		Энергия внутри 6 колец, %	
		+1	+2	+1	+2	+1 (34,4)	+2 (32,9)	+1 (42,1)	+2 (40,3)
0	0	18,44	17,12	49,9	54,4	36,8	34,4	45,1	42,6
0 (с данными OPD)	0	18,37	17,05	49,8	48,8	36,8	30,3	46,1	41,3
0	$\neq 0$	18,52	17,26	44,7	45,4	33,4	31,3	43,2	43,5
0,24	0	18,45	17,11	47,0	51,8	34,5	32,6	43,8	42,2
0,24	$\neq 0$	18,53	17,27	47,1	42,2	34,2	26,7	45,6	39,6
0,24 (с данными OPD)	$\neq 0$	18,45	17,20	48,7	49,8	35,2	31,2	44,4	41,1

вычислено при $h = 0$ в воздухе (см. табл. 3, четвёртая и шестая строки с десятой колонки по двенадцатую).

Распределение интенсивности вдоль оси, рассчитываемое по программе, зависит от выбранной дискретности параметров, от значений фокусных расстояний и не характеризует полную интенсивность (формулы (10)–(13)). Фактически интенсивность на оси — это интенсивность в центре освещаемого поля, и в фокусах она обратно пропорциональна квадрату отношения фокусных расстояний, что соответствует изменению масштаба распределения интенсивности в фокальных плоскостях (в поперечном сечении). А дифракционная эффективность — это полная (интегральная) интенсивность в поперечном сечении пучка в фокусе. Для идеальной структуры (при $h = 0,5\lambda$, $a_0 = 0$ и $a_2 = 0$) в условиях среды получено хорошее подтверждение этих положений (см. табл. 5, третья строка). Дифракционные эффективности в 0-м и +1-м порядках практически равны между собой (с седьмой по десятую колонки), а интенсивности отличаются на 4 % (пятая и шестая колонки), и их отношение равно 1,12 совпадает с обратным отношением квадратов фокусных расстояний (в третьей и четвёртой колонках).

Из табл. 5 (для среды) видно, что при $a_0 = 0$, $a_2 = 0$ (с седьмой по десятую колонки) энергии внутри дисков Эйри больше на 0,5–0,6 %, а для 6 колец, где увеличивается взаимное влияние порядков, больше на 2,3–2,6 % по отношению к значениям, указанным в скобках. При разных комбинациях значений a_0 и a_2 фокусные расстояния f (третья и четвёртая колонки) изменяются не более чем на 0,1 мм ($\simeq 0,5$ дптр). Интенсивности вдоль оси I_{\max} в 0-м и +1-м порядках (пятая и шестая колонки) уменьшаются в пределах 3,2 и 4,4 % соответственно за исключением случая $a_0 = 0$, $a_2 = 0$ (с данными OPD, пятая колонка). Энергии внутри колец уменьшаются в пределах 2–4 %, кроме $a_0 = 0$, $a_2 = 0$ (с данными OPD, седьмая и девятая колонки). Равенство энергий для 0-го и +1-го порядков наблюдается не только при $a_0 = 0$, $a_2 = 0$, но также при $a_0 = 0,24$ и $a_2 = 0$, хотя в последнем случае значение энергий для диска Эйри меньше, а для 6 колец больше приблизительно на 1,5 %. При полном наборе изменений в структуре (восьмая строка) значение энергии в +1-м порядке больше, чем в 0-м на 3,2 % для диска Эйри и на 1,5 % для 6 колец. Максимальное расхождение эффективности со значением, указанным в скобках, составляет 4–5 %, что равнозначно отклонению высоты структуры от расчётной на 0,1 мкм [3].

В воздухе (см. табл. 6) при разных значениях a_0 и a_2 фокусные расстояния f изменяются в пределах 0,15 мм, интенсивности I_{\max} — в пределах 5,3 % (+1-й порядок) и 12,2 % (+2-й порядок), т. е. приблизительно в 2–3 раза больше, чем в среде. Для среды (восьмая строка) значение энергии в +1-м порядке больше, чем в +2-м для диска Эйри на 4 %, а для 6 колец на 3,3 %. Отклонение от значений в скобках находится в пределах 3,4 и 7,7 % для диска Эйри и в пределах 2,9 и 3 % для 6 колец соответственно в +1-м и +2-м порядках. Следует отметить, что, несмотря на изменение энергии внутри колец, т. е. дифракционной эффективности, значения радиусов колец ρ практически не зависят от значений a_0 и a_2 ни в среде, ни в воздухе. Вероятно, смещение фокусов заметнее влияет на энергетические характеристики, чем на величину радиусов.

Заключение. Для дифракционно-рефракционных искусственных хрусталиков глаза (интраокулярных линз) наряду с контролируемым параметром — рефракцией (оптической силой) — существенное значение имеет распределение интенсивности света (дифракционной эффективности) по порядкам дифракции, которые формируют изображения ближних и дальних объектов на сетчатке глаза.

Компьютерное моделирование процесса измерения параметров дифракционно-рефракционных бифокальных хрусталиков типа МИОЛ-Аккорд показало, что уменьшение центральной зоны и компенсация сферических аберраций глаза, предусмотренные в дифракционном элементе этого хрусталика, практически не изменяют фокусные расстояния, но на несколько процентов снижают эффективность.

Сравнение расчётов распределения интенсивности (вдоль и поперёк оптической оси) и концентрации энергии внутри колец в функции рассеяния идеальной дифракционной линзы по программе и по известным формулам дало хорошее совпадение.

Отмечено, что распределение интенсивности вдоль оптической оси не характеризует дифракционную эффективность. Соотношение интенсивностей в порядках дифракции обратно пропорционально квадрату отношения фокусных расстояний, а дифракционная эффективность представляет полную энергию в поперечном сечении пучка в фокусе. Из-за взаимного влияния порядков дифракции невозможно измерить абсолютную дифракционную эффективность. Это влияние зависит от расстояния между фокусами, размера функции рассеяния и размера диафрагмы перед фотодетектором. К абсолютной энергии одного порядка всегда добавляется энергия другого порядка частично или полностью, поэтому логичнее оценивать только относительную эффективность.

Результаты моделирования могут быть полезны при проведении контрольных испытаний дифракционно-рефракционных ИОЛ. Они показали, что изменение дифракционной эффективности объясняется не только погрешностями изготовления высоты структуры дифракционного компонента, но и взаимным влиянием порядков дифракции и изменениями в топологии структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ленкова Г. А., Корольков В. П., Коронкевич В. П. и др. Дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы // Автометрия. 2008. 44, № 4. С. 75–88.
2. Ленкова Г. А. Методы исследования оптических характеристик бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз // Автометрия. 2007. 43, № 3. С. 85–99.
3. Ленкова Г. А. Особенности измерения оптической силы искусственных рефракционных и дифракционно-рефракционных хрусталиков глаза // Оптика и спектроскопия. 2016. 121, № 2. С. 335–347.
4. ГОСТ Р 52038-2003 (ИСО 11979-2-99). Имплантаты офтальмологические. Интраокулярные линзы. Ч. 2. Оптические свойства и методы испытаний. Введ. 01.01.2004.

5. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 713 с.
6. **Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.** Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.
7. **Оптический** производственный контроль: Пер. с англ. /Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
8. **Фаддеева В. Н., Гавурин М. К.** Таблицы функций Бесселя $J_n(x)$ целых номеров от 0 до 120. М. — Л.: Гостехиздат, 1950. 440 с.
9. **Ленкова Г. А.** Влияние диаметра зрачка глаза и фазового сдвига в дифракционной структуре на бифокальные свойства дифракционно-рефракционных интраокулярных линз // Автометрия. 2010. **46**, № 3. С. 74–85.

Поступила в редакцию 4 июля 2016 г.
