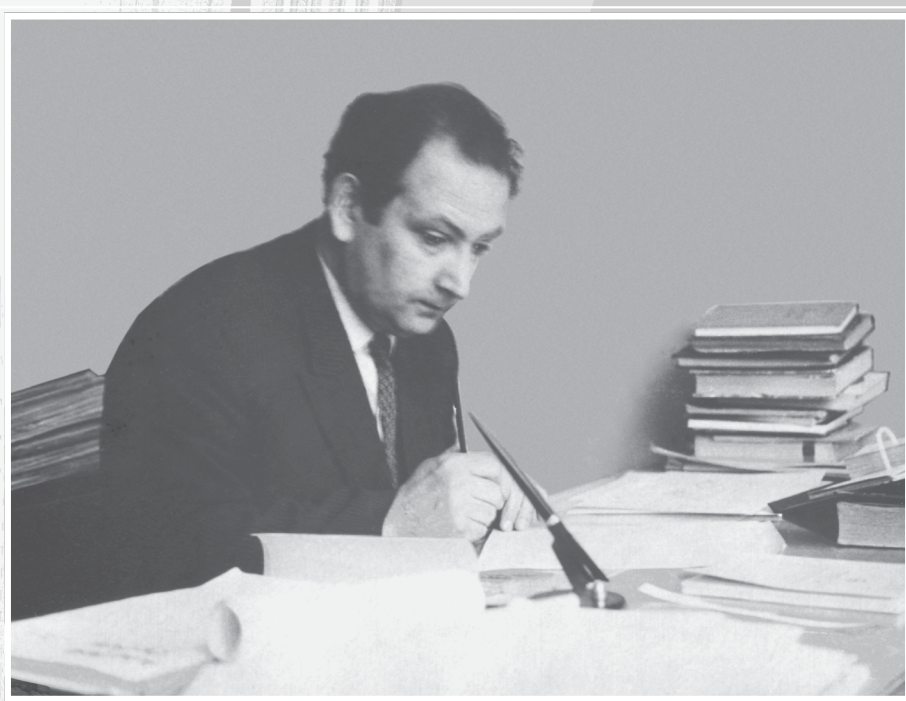


Работа – это лучший способ наслаждаться жизнью.

И. Кант

**ОТ ЛАЗЕРНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ
ДО ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ
(избранные труды)**



ТЕХНОЛОГИИ И ЭЛЕМЕНТЫ ФОТОНИКИ

УДК 535.4 : 621.317

В. П. Коронкевич

*(Новосибирск)*ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ
ЗА КРУГОВЫМИ ЗОННЫМИ ПЛАСТИНКАМИ

Исследованы фазовые и амплитудные зонные пластинки, осуществляющие преобразование сферической волны в коническую. Основной вклад в распределение интенсивности в интерференционном поле за пластинками вносят дифрагированные пучки нулевого и ± 1 -го порядков. Результат интерференции этих пучков интерпретируется как процесс переналожения трех независимых двухлучевых интерференционных картин. Ширина, направление и контраст полос определяются из известных соотношений геометрической теории интерферометров. Экспериментальные данные иллюстрируют пространственное распределение в интерференционном поле при различных положениях источника и приемника.

Узкая кольцевая диафрагма, помещенная перед объективом, позволяет сжать в 1,5 раза изображение точки (диск Эри) и перейти к распределению энергии в изображении, описываемому функцией Бесселя 1-го рода нулевого порядка. Для формирования бесселевых пучков, вытянутых вдоль оптической оси, кольцевой экран помещают в передний фокус линзы. Очевидная потеря информации и энергии, вызванная значительным уменьшением используемой апертуры объектива, оказывается несущественной при решении ряда специальных задач микроскопии и астрономии.

Лучшие результаты по формированию яркой каустики, вытянутой вдоль оси, получаются при использовании аксиальной фокусировки, однако технологические трудности изготовления конических поверхностей высокого оптического качества не позволяют получить обнадеживающих практических результатов. Поэтому обращение к круговым решеткам, формирующим конический волновой фронт, является перспективным.

При применении кольцевых диафрагм и круговых решеток сжатие и «обострение» пучка происходит за счет явлений интерференции. При кольцевой апертуре на дифракционном изображении щели возникают полосы Юнга. В круговых решетках дифрагированная коническая или тороидальная волна за счет перекрестной интерференции (сама с собой) образует круговые нелокализованные полосы Френеля с ярким «бесселевым шнуром» в центре интерференционного поля.

Отождествление круговых решеток [1] с интерферометром является плодотворным и позволяет выяснить главные черты сложных интерференционных явлений, наблюдаемых в поле за решеткой. Оперирова принятыми в геометрической оптике понятиями о входных и выходных зрачках и люках, удастся определить параметры полос интерференционного поля, вычислить их ширину и место локализации в зависимости от положения источника и приемника. Заключение о качестве интерференционной картины (яркость и контраст) можно сделать, если известны размеры источника излучения и его положение относительно входных люков.

Предлагаемая работа является продолжением исследований [2]. Обращение к круговым дифракционным пластинкам актуально в связи с рядом практических применений для определения направлений, контроля макро- и микроформы поверхностей [1], решения задачи ахроматизации [3], синтеза микролинз с повышенной глубиной фокусировки [4] и конструирования оптических межсоединений [5].

Для исследования выбраны круговые фазовые и амплитудные зонные пластинки, осуществляющие преобразование сферической волны в коническую. Такие пластинки названы линзаконами [1, 2]. При выполнении проективных преобразований линзакон трансформирует точку, расположенную в пространстве предметов, в кольцо пространства изображений, т. е. относится к классу элементов с кольцевым импульсным откликом [6].

Границы зон линзакон выполняются в соответствии с соотношением

$$Ar^2 + Br = k\lambda, \quad (1)$$

где r — радиус k -й зоны; λ — длина волны (конструктивная), для которой рассчитана пластинка. Первый член соотношения (Ar^2) представляет собой стрелку прогиба сферической волны, а второй (Br) — конической или тороидальной волны. Коэффициенты A и B определяют оптические силы сферической и конической волн.

На рис. 1 представлен ход лучей через линзакон для случая, когда точечный источник S расположен в переднем фокусе элемента. В первом порядке дифракции линзакон преобразует сферическую волну W в коническую W' .

В области (OMP) пересечения пучков $+1$ -го порядка образуются характерные интерференционные полосы, имеющие осевую симметрию и яркое центральное ядро. Глубина поля интерференции и, следовательно, длина «беселева шнура» (центральная яркая полоса) зависят от угла α , под которым пересекаются дифрагированные пучки.

При расчетном положении источника ($C = f$ на рис. 1) дифрагированные пучки пересекают оптическую ось под одним и тем же углом, поэтому диаметр световой линии сохраняется постоянным по всему полю интерференции на протяжении отрезка $L_0 = D/2\alpha$. Здесь D — диаметр элемента. В дальней зоне наблюдается кольцевая структура (изображение источника S за элементом). Изображение источника в лучах -1 -го порядка S'' является мнимым и расположено в области между передней фокальной плоскостью и элементом. Световая волна W'' , исходящая от кольцевой структуры пучков -1 -го порядка, является тороидальной.

Далее попытаемся учесть результаты взаимодействия дифрагированных пучков нулевого и ± 1 -х порядков, т. е. световых волн W , W' и W'' (см. рис. 1). Интерференцию пучков высшего порядка на первом этапе можно не принимать во внимание, чтобы не затенять существа дела. Будем считать, что линзакон является дифракционным интерферометром, который разделяет падаю-

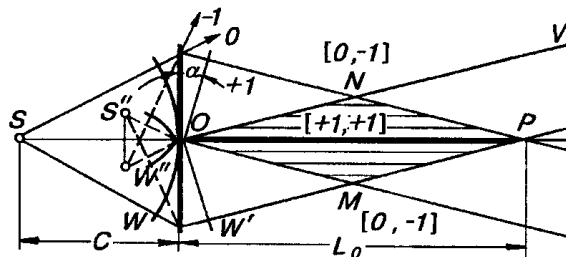


Рис. 1. Схема образования поля интерференции:
 $C = f$, L_0 — длина световой линии

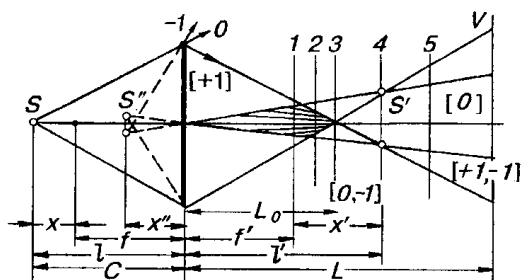


Рис. 2. Ход лучей при внефокальном расположении источника:

$C > f$, x и x' — расстояния от фокальной плоскости до зрачков S и S' ; l и l' — расстояние от пластинки до предмета S и от пластинки до изображения S'

щий пучок на три волны. За элементом эти волны взаимодействуют, образуя круговые нелокализованные полосы Френеля. Особенности этой интерференционной картины и посвящена настоящая работа.

Вид интерференционных полос за элементом в сильной степени зависит от положения источника и экрана, где наблюдаются полосы. На рис. 2 представлена схема, когда $2f > C > f$, а на рис. 3 — сечения поля интерференции от положения 1 до 5. В этом случае за круговой решеткой наблюдается несколько характерных областей.

1. Область пересечения пучков +1-го порядка (см. рис. 2). Здесь расположены круговые полосы типа $[+1, +1]$ с яркой центральной «световой линией». Ширина круговых полос изменяется по мере удаления от элемента в соответствии с соотношением [1]

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{x}{f^2} L, \tag{2}$$

где x — величина сдвига источника из фокуса; $d = 0,766 \frac{\lambda L}{D/2}$.

2. Кольцевые структуры S' и S'' , являющиеся изображением источника S в пучках ± 1 -х порядков. Изображения S' и S'' инвертированы относительно друг друга.

3. Темная область за «световой линией». В эту область попадают пучки нулевого порядка. На оси темной зоны можно наблюдать слабые круговые полосы Пуассона с ярким или темным центром. Появление полос зависит от числа зон Френеля, укладывающихся в действующей апертуре элемента. Если число зон нечетное, то полосы Пуассона имеют светлый центр.

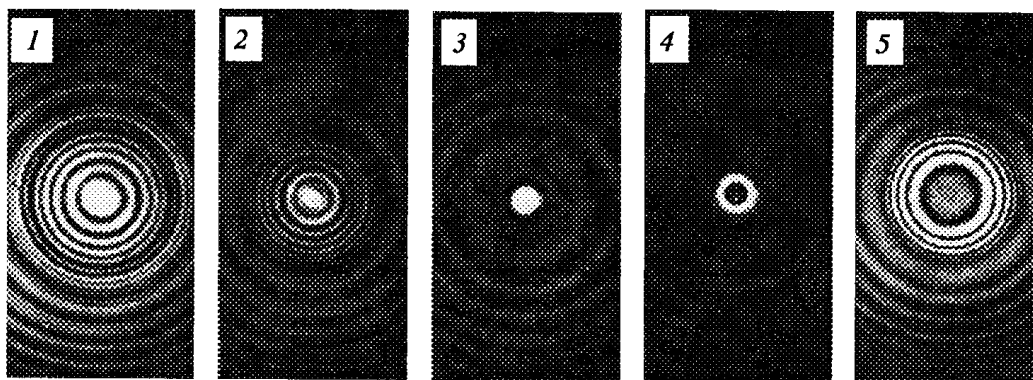
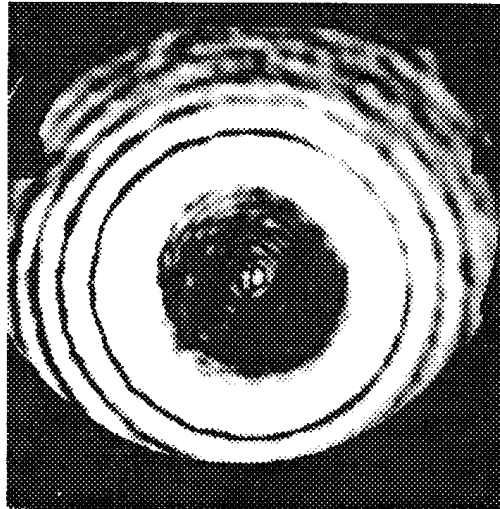


Рис. 3. Сечения поля интерференции

Рис. 4. Полосы типа $[+1, -1]$. В центре темной зоны — полосы Пуассона



4. Яркая область, обрамляющая темную зону. Здесь интерферируют в основном пучки ± 1 -х порядков, поскольку полосы типа $[0, +1]$ и $[0, -1]$ имеют низкий контраст.

5. Периферию поля заполняют пучки нулевого и -1 -го порядков. Сюда попадают также пучки высших нечетных порядков вплоть до ± 7 , но их вклад в интерференционное поле невысок.

6. Зона вблизи элемента $\sim (f/3)$.

Здесь ось пересекают пучки высших порядков.

Фоном для всех сечений служат круговые полосы, образованные пучками нулевого и -1 -го порядков — полосы $[0, -1]$ (см. рис. 3). Особенно они хорошо видны в сечениях 3 и 4, где дифрагированные пучки $+1$ -го порядка фокусируются в центре поля и таким образом отфильтровываются от суммарной картины. Диаметр этих полос при переходе от сечения 1 вплоть до 5 практически не меняется. На этом фоне вблизи оптической оси наблюдаются яркие картины интерференции пучков $[+1, +1]$ (сечения 1 и 2) и пучков $[+1, -1]$ (сечение 5). В сечении 3 (в центре) образуется перетяжка каустики, а в сечении 4 — изображение источника: яркая кольцевая структура. При переходе к сечению 5 кольцо уширяется, в центре возникает темная область, обрамленная яркими полосами $[+1, -1]$. При дальнейшем отнесении экрана от элемента картина $[+1, -1]$ полностью займет поле, подавив полосы $[0, -1]$ как менее контрастные. На рис. 4 показано поле в дальней зоне (100 м от пластинки). В центре темной зоны видны полосы Пуассона с ярким центром.

Обратим внимание на некоторые особенности полос в центральной зоне. По мере удаления от элемента полосы $[+1, +1]$ сужаются. «Бесселев шнур» как бы вырождается, переходя в пятно в сечении 3 (см. рис. 3). В литературе полосы типа $[+1, +1]$ получили названия «бездифракционных» пучков [7] или «мод свободного пространства» [8], подчеркивая этим факт «обострения» пучка при его распространении в пространстве. В сечении 3 видно яркое пятно, распределение интенсивности в котором имеет практически прямоугольную форму. Размытие края не превышает $2\lambda/D$, т. е. круговые решетки, выполненные в соответствии с соотношением (1), могут концентрировать энергию не только в кольце, но и в пятне практически с прямоугольным распределением интенсивности. Таковы качественные особенности интерференционной картины, наблюдаемой за круговой дифракционной решеткой.

Для определения параметров интерференционных колец в зависимости от положения источника и экрана формализуем схему, представленную на рис. 2. На рис. 5 показан ход соответственных лучей дифракционного интерферометра.

По аналогии с традиционными оптическими системами источник света S можно назвать входным зрачком интерферометра, а плоскость экрана V , где наблюдается интерференционная картина, — полем интерференции (люк). На рис. 5 выполнено общее правило построения интерференционных схем: через выбранную точку поля P проведены интерферирующие лучи нулевого и ± 1 -го порядков, выходящие из одной и той же точки источника S . В рассматриваемом случае $C > f$. Интерференция наблюдается на экране, расположенном в дальней зоне, $L \gg f$. Кольцевые структуры S' и S'' , являющиеся изображениями источника S , малы по сравнению с f . На рисунке темная зона (радиусом r_0), которая получается на экране, не учитывается при вычислении разности хода. Поправка на ее размер будет внесена в конечный результат.

Из соотношения (3) с учетом того, что l' и $l'' \ll L$, условия образования двухлучевых полос типа $[+1, -1]$ будут иметь вид

$$\frac{R_k^2}{2(L-l')} - \frac{R_k^2}{2(L+l'')} = k\lambda = \frac{a}{2} \left(\frac{L}{R}\right)^2, \quad (5)$$

где $a = l' + l''$ — расстояние между выходными зрачками. Отсюда радиус k -го светлого кольца

$$R_k = \left[\frac{2k\lambda L^2}{a} \right]^{1/2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (6)$$

Это соотношение соответствует правилу Ньютона: радиусы интерференционных колец в плоскости наблюдения пропорциональны корням квадратным из ряда целых чисел. Аналогичную закономерность имеют кольца равного наклона, наблюдаемые при прохождении света через плоскопараллельную пластинку. По этой системе полос можно вычислить характеристики пластинки, в частности ее фокусное расстояние. Измерив радиусы k -й и m -й полос поля из (4) и (6) при $S = \infty$, можно определить фокусное расстояние элемента, если известно расстояние от пластинки до экрана:

$$f = \frac{(k-m)\lambda L^2}{R_k^2 - R_m^2}. \quad (7)$$

Эта процедура аналогична определению радиуса кривизны линзы по кольцам Ньютона.

В соотношении (6) не учтено, что нулевая интерференционная полоса у линзакона расположена не в центре поля, а начинается от края темной зоны, кроме того, она имеет порядок не $k = 0$, а $k = 1/2$ из-за скачка фазы при прохождении фокуса. Поэтому, руководствуясь рис. 5, перепишем формулу (6) для линзакона следующим образом:

$$R_k - r_0 = \left[\frac{2k\lambda L^2}{a} \right]^{1/2}, \quad k = 1/2, 3/2, 5/2, \dots, M, \quad (8)$$

где r_0 — радиус темной зоны.

Последнее соотношение хорошо подтверждается экспериментом. На рис. 6 представлены результаты измерения радиусов колец в поле за линзаконом для полос типа $[+1, -1]$. Отступления от соотношения (6) лежат в пределах ошибки эксперимента. Следует отметить, что первое кольцо является ахроматическим и полосы типа $[+1, -1]$ можно наблюдать в белом свете или при освещении источником, имеющим широкий линейчатый спектр, например, в свете аргонового лазера, работающего на нескольких линиях видимого спектра.

До сих пор предполагалось, что светящийся источник — точка. Пучки, образующие полосы в P (см. рис. 5), выходят из источника S под углом β для картины $[+1, -1]$ и углом

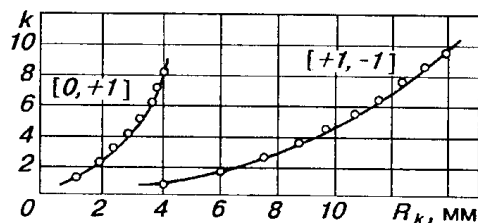


Рис. 6. Экспериментальные результаты

β_1 для колец $[0, +1]$. Известно, что полосы Френеля наблюдаются только при условии

$$b \leq \lambda / \sin \beta, \tag{9}$$

где β — угол между соответственными лучами, образующими интерференционную картину. Как видно из рис. 5, $\beta_1 > \beta$, а это означает, что контраст полос $[+1, -1]$ будет выше по сравнению с контрастом картины $[0, +1]$. Условие (9) является жестким, но его удастся обойти при использовании лазерного излучения, которое фокусируется в плоскость входного зрачка при помощи микрообъектива или освещением через световолокно. Из рассмотренного хода соответственных лучей видно, что френелевская интерференция чувствительна к «микроструктуре» источника света, т. е. к его модовому составу, поскольку лучи, образующие интерференционные полосы, выходят из источника под разными углами [10].

Для анализа интерференционных явлений, наблюдаемых в дальней зоне при произвольном расположении источника, необходимо вначале определить место выходных зрачков S' и S'' на оптической оси и затем по расстоянию «а» между зрачками вычислить радиусы и ширину полос, используя соотношения (3), (4), (6) или (8).

Обратимся к рис. 7. Здесь главные плоскости линзакон обозначены через HH' . Поскольку в линзаконе пространственно совмещены положительная и отрицательная линзы, то фокальные плоскости для пучков +1-го порядка обозначены как F и F' (см. рис. 7), а для пучков -1-го порядка — F' и F . Последовательные положения источника (предмета) отмечены точками от S_1 до S_9 . Точка S_9 совпадает с главной плоскостью линзакон. Соответственные положения зрачков, являющиеся изображениями источника в положительной и отрицательной линзах, представлены кривыми S' и S'' .

На графике показано, что при движении источника от $-\infty$ до 0 (слева направо на рис. 7) положение зрачка S'' практически не меняется, поскольку он проходит путь только от $-f$ до 0. В то же время зрачок S' проходит путь от f до ∞ , затем скачком переходит в $-\infty$ и далее стремится к поверхности элемента. Такие сильные изменения положения зрачка S' существенным образом будут трансформировать систему двухлучевых полос $[+1, -1]$, в то время как полосы типа $[0, -1]$ практически линейно возрастут в диаметре при движении источника от $-\infty$ до 0, являясь, как указано выше, фоном, на котором разыгрываются интерференционные явления вблизи оси.

Формализованное объяснение не учитывает, что в действительности выходные зрачки являются кольцевыми структурами, а это приводит к появлению на экране темной зоны за S' . Ее диаметр можно вычислить из простых проективных соображений, поскольку диаметр кольца в фокусе линзакон известен. Он равен $r_0 = f\alpha$. Графики на рис. 7 позволяют понять динамику изменения интерференционного поля при движении источника от $-\infty$ до элемента. Если источник проецировать в пространство изображений, тогда функции зрачков +1-го и -1-го порядков как бы меняются местами и «световую линию» создают дифрагированные пучки -1-го порядка, т. е. будут наблюдаться яркие полосы типа $[-1, -1]$.

Далее рассмотрим влияние положений источника света на трансформацию интерференционного поля на экране, расположенном в дальней зоне на постоянном расстоянии $L \gg f$. Из рис. 2, 3 и 7 понятно, что при

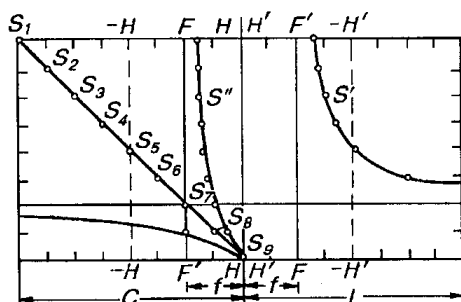


Рис. 7. Положение выходных зрачков S' и S'' при движении источника к пластинке

ной) и до передней фокальной плоскости на экран будут последовательно проецироваться картины, наблюдаемые в сечениях от 5 до 1 (см. рис. 2 и 3), исходя из стандартного условия: «куда движется предмет, туда движется и изображение». В положениях источника от S_4 до S_6 (см. рис. 7) будут господствовать полосы типа $[+1, -1]$, $[0, -1]$ и $[0, +1]$. Их радиус можно определить из соотношений (3), (4) и (8), зная расстояние между выходными зрачками.

Яркие бесселевы пучки возникают, когда источник находится в положениях, близких к передней фокальной плоскости линзакона. При положении источника на отрезке от S_6 до S_7 «бесселев шнур» сужается при удалении от элемента, а его длина не превышает расстояния от элемента до выходного зрачка S' .

При переходе источника фокальной плоскости (положение от S_6 до S_8) «бесселев шнур» линейно уширяется в диаметре, а его длина может быть сделана бесконечно большой. Как уже указывалось выше, диаметр шнура сохраняет постоянное значение при расположении источника в S_7 , т. е. в фокальной плоскости линзакона. Эти трансформации бесселева пучка понятны из хода лучей, представленных на рис. 8. Зная положение зрачка S' , можно рассчитать ширину полос $[+1, -1]$ в выбранной точке поля (сечение MM на рис. 8):

$$d = \frac{\lambda}{\omega}, \quad (10)$$

где ω — угол между соответственными лучами, образующими полосы. Для бесселевых пучков это соотношение вычисляется точно:

$$d = 0,766 \frac{\lambda_0 L}{D/2} \left(1 \pm \frac{Lx}{f^2} \right). \quad (11)$$

Приведенные в (11) обозначения ясны из рис. 8. Знак «+» соответствует положению источника S между элементом и передней фокальной плоскостью, а знак «-» — положению источника в области от $-\infty$ до передней фокальной плоскости.

В рамках статьи не рассмотрены изменения в интерференционном поле, когда источник расположен вблизи элемента, так как в этой области вступают в действие дифрагированные пучки высших порядков ($\pm 3, \pm 5, \pm 7$). В данном случае характер явлений, рассмотренных выше, полностью повторяется. В каждом порядке дифракции поле за элементом меняется аналогично представленному на рис. 3. Если на этом рисунке сечение 1 сделать ближе к элементу, то увидим изображение источника S в пучках 3-го порядка и далее при движении экрана к фокусу для +5-го порядка видны полосы, аналогичные представленным на рис. 6, от сечения 5 до 1. Масштаб этих картин сжат на величину, равную отношению порядков дифракции.

Следовательно, если источник поместить на расстояниях от элемента, близких к фокусным расстояниям для

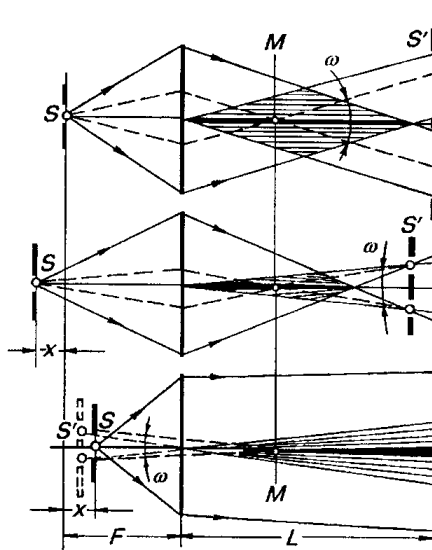


Рис. 8. Характер изменения бесселева пучка при фокальном и экстрафокальном положениях источника:

ω — угол между интерферирующими пучками

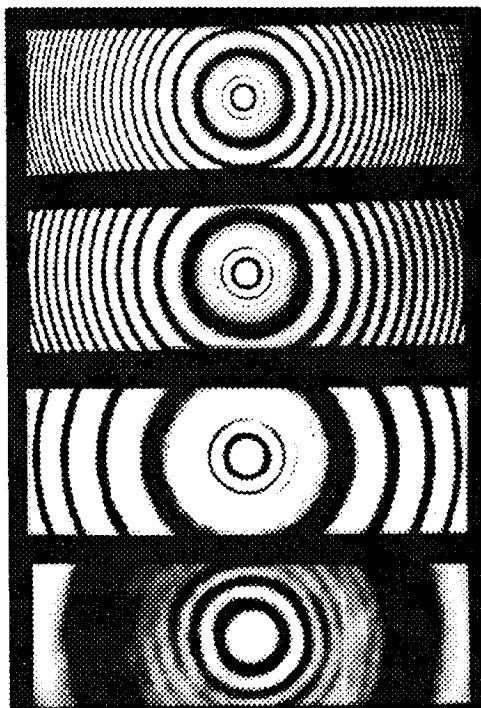
3, 5 и 7-х порядков, то в дальней зоне можно получить пучки, «сжатые» по диаметру не в 1,6 раза как в классическом случае, а много больше. Яркие полосы дифрагированных пучков 3, 5 и 7-х порядков можно наблюдать за элементом на расстоянии до 100 м.

Выше предполагалось, что угловые размеры источника света малы (см. (9)). В линзаконе по мере увеличения линейного размера источника возрастает толщина кольца в дифрагированных порядках и при малом диаметре кольца происходит его размытие. Поэтому в центре поля интерференции появятся дополнительные полосы, образованные пучками нулевого и +1-го порядков. Эта интерференционная картина перекроет темную зону в центре (см. рис. 3, сечение 5). Рассмотрим эти изменения поля подробнее. Для экспериментов был выбран фазовый линзакон. При освещении плоской волной в центре поля возникает не теневой контур кольца, а дополнительная интерференционная картина. На рис. 9 она показана на разных расстояниях L от элемента вплоть до 25 м. В предыдущих рассуждениях и схемах указывалось, что пучки ± 1 -х порядков не идут по оси и не попадают в темную зону, которая возникает за кольцевой структурой зрачка выхода (см. рис. 2). Если угловая ширина источника превышает угловые размеры кольцевого зрачка, в центр поля попадают пучки ± 1 -х порядков. Следовательно, в центре должны возникать полосы типа $[0, +1]$, $[0, -1]$, поскольку система ярких полос $[+1, -1]$ начинается только от границы тени.

Учитывая, что при $C = \infty$ $l' = l'' = f$, перепишем соотношение (3) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{R_k^2}{2(L+f)} &= k\lambda, & [0, -1], \\ \frac{R_k^2}{2(L-f)} &= k\lambda, & [0, +1], \\ \frac{R_k^2}{2(L-f)} - \frac{R_k^2}{2(L+f)} &= k\lambda, & [+1, -1]. \end{aligned} \tag{12}$$

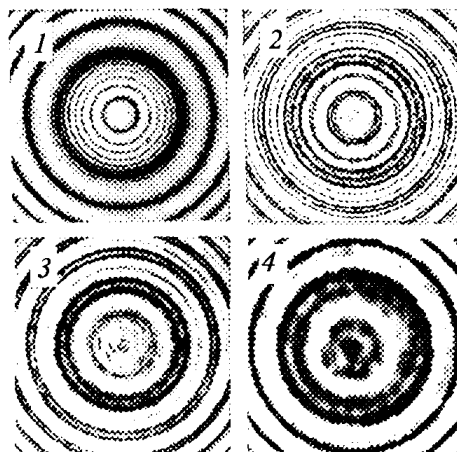
Первые две формулы при $L \gg f$ практически совпадают, но, учитывая, что вклад в суммарную картину в центре от полос типа $[0, -1]$ невелик, приходим к выводу, что в центре поля при малой оптической силе конической волны наблюдаются полосы $[0, +1]$. Закон их следования соответствует соотношению (6), что подтверждается результатами эксперимента, представленными на рис. 6 (см. кривую $[0, +1]$). Периферию поля занимают двухлучевые полосы $[+1, -1]$.



Центральные (нулевые) полосы этих систем являются ахроматическими. Порядок центральной полосы $[0, +1]$ равен нулю, а центральной полосы $[+1, -1]$, как уже указывалось, $-1/2$. При движении источника к элементу эти картины начнут пересекаться до тех пор, пока ахроматические полосы систем не совпадут друг с другом

Рис. 9. Полосы типа $[0, +1]$ на разных расстояниях от элемента

Рис. 10. Сечение поля интерференции, образованного полосами в центре $[0, +1]$ и на периферии $[+1, -1]$



(рис. 10). При положении источника $2f > C > f$ в центре появится темная зона, а периферию поля займет система полос $[+1, -1]$.

Подведем итоги.

При освещении линзаконного источника света, находящимся в фокусе, за элементом в центре поля наблюдается яркая «световая линия», вытянутая вдоль оптической оси и имеющая постоянный диаметр вдоль трассы, расчетная длина которой зависит от оптической силы конической волны.

Этот пучок, называемый «бесселевым шнуром», существенно изменяет свои параметры при смещении источника из расчетного положения (т. е. фокуса). При движении источника к элементу длина «шнура» возрастает, его диаметр перестает быть постоянным и увеличивается по мере удаления экрана от элемента. Смещение источника в сторону от элемента сокращает длину «шнура», его толщина уменьшается или, точнее, вырождается по мере удаления от элемента. Картина нелокализованных полос Френеля, центром которой является яркий «бесселев шнур», образуется за счет интерференции конической или тороидальной волны дифрагированного пучка $+1$ -го порядка.

Освещение линзаконного параллельным пучком приводит к образованию в дальней зоне двух систем полос типа $[+1, -1]$ и $[0, +1]$.

При движении источника из бесконечности к элементу (освещение расходящимся пучком) периферию поля занимают полосы, образованные интерференцией пучков нулевого и -1 -го порядков. Эти полосы служат фоном для полос, расположенных в центре.

В центре наблюдаются яркие и контрастные полосы дифрагированных пучков $+1$ -го порядка, если источник находится на расстояниях от элемента в пределах от $-\infty$ до $\sim 1,5f$.

Наибольший вклад в интерференционное поле вносят пучки высших порядков ($\pm 3, \pm 5, \pm 7$), когда источник находится вблизи пластинки в положении от $f/3$ до 0.

При произвольном расположении источника перед элементом часть излучения дифрагирует в темную зону, расположенную вдоль оси, образуя полосы Пуассона со светлым или темным центром в зависимости от расстояния до элемента.

Освещение сходящимся пучком сохраняет характер интерференционных явлений, но «бесселев шнур» будет образовывать дифрагированные пучки не $+1$ -го, а -1 -го порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koronkevich V. P., Mikhaltsova I. A., Churin E. G., Yurlov Yu. I. *Lensacon* // *Appl. Opt.* 1995. 34. P. 5761.
2. Коронкевич В. П., Михальцова И. А., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И. Дифракционный элемент для «обострения» лазерных пучков // *Автометрия.* 1994. № 3.
3. Kato M., Maeda S., Yamagishi F. et al. Wavelength independent grating lens system // *Appl. Opt.* 1989. 28. P. 682.
4. Davis J. A., Cottrell D. M., Maley C. A., Grivello M. R. Subdiffraction-limited focusing lens // *Appl. Opt.* 1994. 33. P. 4128.
5. McDonald R. P., Chrustowski J., Boothroyd S. A., Syrett B. A. Holographic formation of a diode laser nondiffracting beam // *Appl. Opt.* 1993. 32. P. 6470.

6. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г. и др. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом. Новосибирск, 1985. (Препр. /СО АН СССР. ИАиЭ; 265).
7. Tugunen J., Vasara A., Friberg A. T. Holographic generation of diffraction-free beams // Appl. Opt. 1988. 27. P. 3959.
8. Котляр В. В., Сойфер В. А., Холина С. Н. Фазовые оптические элементы для образования квазимод свободного производства // Квантовая электрон. 1991. 18(11). С. 1391.
9. Коломийцев Ю. В. Интерферометры. Л.: Машиностроение, 1976.
10. Вавилов С. И. Собр. соч. Т. 2. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1952.

Поступила в редакцию 22 января 1996 г.

2008, том 44, № 4

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 681.327.68 : 535.4

ДИФРАКЦИОННО-РЕФРАКЦИОННЫЕ ИНТРАОКУЛЯРНЫЕ ЛИНЗЫ

Г. А. Ленкова¹, В. П. Корольков¹, В. П. Коронкевич¹, Р. К. Насыров¹,
А. С. Гутман², И. А. Искаков³, В. М. Треушников⁴

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: korolkov@iae.nsk.su

²ЗАО «ИнтраОЛ», г. Новосибирск

³Новосибирский филиал ФГУ

«МНТК «Микрохирургия глаза» им. акад. С. Н. Федорова», г. Новосибирск

⁴ООО Научно-производственное предприятие «Репер-НН», г. Нижний Новгород

Проведено сравнение оптических характеристик и свойств бифокальных интраокулярных линз AcrySof ReSTOR[®] фирмы "Alcon" (США) и МИОЛ-Аккорд (Россия), изготовленных из эластичного полимера. Линзы отличаются формой рефракционного компонента, видом дифракционной микроструктуры и технологией изготовления. Исследования показали, что сравниваемые линзы имеют достаточно близкие оптические характеристики по разрешающей способности, но бифокальные свойства МИОЛ-Аккорд существенно слабее зависят от диаметра зрачка.

Введение. Интраокулярные линзы (ИОЛ) имплантируются в глаз после удаления естественного хрусталика, поврежденного или пораженного катарактой, при этом теряется естественная аккомодация глаза. После операции у пациента восстанавливается дальнейшее зрение, а для ближнего расстояния ему требуются очки. Для расширения пределов аккомодации применяют бифокальные и мультифокальные интраокулярные линзы, уменьшающие необходимость коррекции зрения пациента с помощью очков.

Ход лучей при наблюдении глазом дальних объектов через дифракционно-рефракционную бифокальную интраокулярную линзу (далее БИОЛ) показан на рис. 1. Параллельный пучок фокусируется сначала роговицей 1, а затем проходит зрачок 2 и рефракционную поверхность БИОЛ 3. После рефракционного компонента свет дифрагирует на кольцевой микроструктуре дифракционного компонента БИОЛ. Глубина микроструктуры рассчитана таким образом, что большая часть света идет в +1-й и 0-й порядки дифракции. Свет в 0-м порядке дифракции фокусируется на сетчатке 4 в точке 5, а в +1-м порядке оказывается расфокусированным.

75

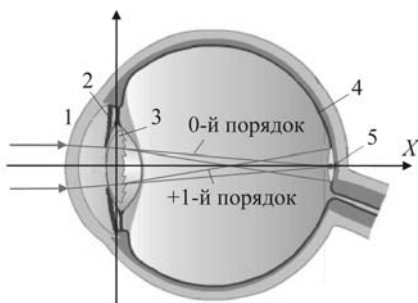


Рис. 1. Оптическая схема глаза с бифокальной дифракционно-рефракционной линзой

Дополнительное, расфокусированное, изображение не создает проблем при идентификации основного, сфокусированного, изображения, которое имеет интенсивность, в сотни раз большую. При обработке изображения в паре «сетчатка–мозг» объекты с интен-

сивностью ниже пороговой исключаются и глаз четко видит дальние объекты. При формировании изображений объектов, расположенных в ближней зоне, ситуация меняется на противоположную. Теперь свет в +1-м порядке дифракции будет сфокусирован на сетчатке в точке 5, а пучок в 0-м порядке расфокусирован.

Теоретическое распределение нормированной интенсивности света по порядкам дифракции вдоль оси X (см. рис. 1) каустики БИОЛ иллюстрирует рис. 2. Чтобы показать, что разница оптических сил между различными дифракционными порядками не зависит от оптической силы рефракционного компонента, распределение интенсивности дано в виде функции от обратного расстояния $1/X$ (X в метрах), представляющего оптическую силу или рефракцию в соответствии с терминологией офтальмологов. Значения $1/X$ приведены в диоптриях относительно расчетной оптической силы рефракционного компонента D . Из графика на рис. 2 видно, что энергия концентрируется в основном в двух порядках дифракции: в 0-м (D дптр) и +1-м ($(D + 4)$ дптр). Часть энергии направляется в более высокие порядки, но их влияние на основное изображение незначительно.

В последнее время стали говорить о ренессансе дифракционно-рефракционных линз [1], что связано не только с прогрессом в технологии изготовления БИОЛ, но и с тем, что наряду с катарактой все более актуальной становится проблема коррекции пресбиопии (возрастной дальнозоркости), при которой сначала появляются затруднения при чтении, а затем и при дальнем зрении.

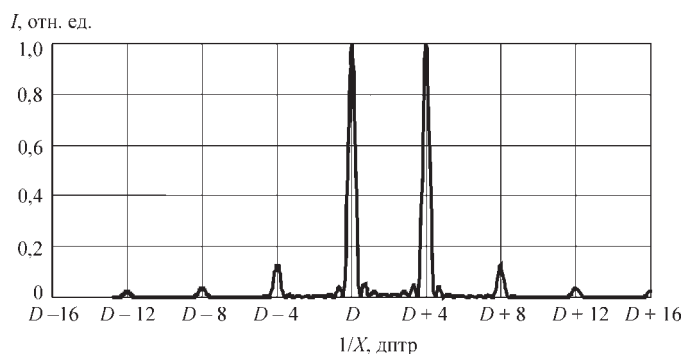


Рис. 2. Распределение света по порядкам дифракции вдоль оптической оси глаза с бифокальной дифракционно-рефракционной линзой при диаметре зрачка 3 мм

Первое поколение дифракционно-рефракционных ИОЛ (1985–1988 гг.) – это линзы из полиметилметакрилата фирмы “3M Vision Care” (США). Они были имплантированы 20000 пациентов. Сегодняшнее число пациентов значительно больше, что связано с появлением на рынке аподизованной линзы AcrySof ReSTOR® (далее ReSTOR) фирмы “Alcon” (США), изготовленной из эластичного полимера (мягкого акрила) на основе технологии, разработанной фирмой “3M Vision Care”. Применение эластичного полимера является требованием современной офтальмологии. Только эластичная линза может быть свернута и при помощи специального инжектора имплантирована в глаз пациента через малый разрез, что значительно снижает травматизм роговицы и сокращает послеоперационный восстановительный период. Клинические испытания этой линзы в России показали, что после операции 80–90 % пациентов имеют высокую остроту зрения и не нуждаются в очках [2].

Главным отличительным признаком ReSTOR является так называемая зона «аподизации» [3], под которой понимается плавное уменьшение глубины дифракционного микрорельефа от центра к периферии бифокальной линзы, при этом дифракционная эффективность падает в +1-м порядке и соответственно возрастает в 0-м порядке. Необходимо отметить, что идею изменения глубины микрорельефа от центра к периферии бифокальных дифракционных контактных и интраокулярных линз запатентовал Коэн [4], причем намного раньше, чем Симпсон и Ли получили патент [3]. Он высказал предположение, что скачки фаз на границе дифракционных зон контактных или интраокулярных линз вызывают отблески при попадании ярких источников света в поле зрения пациента. Для того чтобы ослабить этот эффект, Коэн предложил уменьшать глубину дифракционного микрорельефа в центре или на периферии линзы в зависимости от того, будет ли она использоваться при ярком или слабом освещении и для дальнего или ближнего зрения. Такой подход вполне логичен для контактных линз, которые можно менять в зависимости от рода занятий. Уменьшение глубины микрорельефа к периферии для интраокулярных линз ReSTOR, вплоть до полного устранения дифракционного микрорельефа на внешней части линзы, по мнению офтальмологов, проблемы не решило. При сумеречном освещении зрачок у пожилых людей открывается не полностью в силу атрофии мышцы и центральная часть линзы с дифракционной структурой способствует возникновению ореолов и отблесков от ярких боковых источников света.

В Институте автоматики и электрометрии (ИАиЭ) СО РАН (г. Новосибирск) при участии Новосибирского филиала ФГУ «МНТК «Микрохирургия глаза» имени акад. С. Н. Федорова» и Научно-производственного предприятия «Репер-НН» (г. Нижний Новгород) более 10 лет ведутся работы по созданию бифокального дифракционно-рефракционного искусственного хрусталика глаза. В 2005 году разработаны конструкция и технология изготовления БИОЛ из эластичного акрила, получившей название «МИОЛ-Аккорд». Производство линз осуществляется совместно научно-производственными предприятиями «Репер-НН» и «ИнтраОЛ» (г. Новосибирск) на основе кварцевых матриц, разработанных в ИАиЭ СО РАН. В настоящее время закончены технические и медицинские испытания опытных образцов линз МИОЛ-Аккорд и получено разрешение на их применение в медицинской практике. Эти линзы используются для имплантации в офтальмологических клиниках России наряду с линзами ReSTOR.

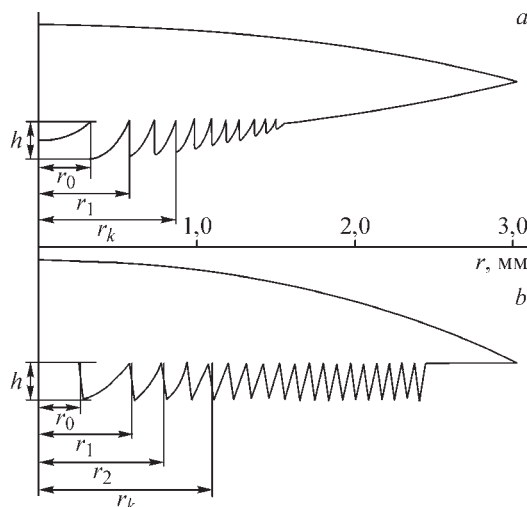


Рис. 3. Радиальные сечения сравниваемых линз: ReSTOR (a) и МИОЛ-Аккорд (b) (r – радиальная координата, h – высота микрорельефа, r_0, r_1, \dots, r_k – радиусы дифракционных зон)

Цель предлагаемой работы – провести сравнение свойств и оптических характеристик (качества изображения, разрешающей способности, дифракционной эффективности и т. д.) линз МИОЛ-Аккорд и ReSTOR.

Дифракционно-рефракционная структура линз. Сечения сравниваемых линз представлены на рис. 3. Основная оптическая сила обеспечивается рефракционной частью линзы, дополнительная – дифракционной микроструктурой. Глубина микроструктуры h линзы ReSTOR $\sim 1,2$ мкм, МИОЛ-Аккорд $\sim 1,6$ мкм. Меньшая глубина h в первом случае объясняется более высоким показателем преломления материала линзы. Дифракционная структура ReSTOR сформирована на сферической базовой поверхности (рис. 3, a), а линзы МИОЛ-Аккорд – на плоской (рис. 3, b). Выбор базовой плоской поверхности для линзы определяется возможностями принятой технологии изготовления дифракционной микроструктуры.

Другое отличие рассматриваемых линз связано с радиусом r_0 центральной зоны. Из теории зонных пластинок известно, что в параксиальном приближении площади круговых зон должны быть равны друг другу (правило Ньютона) и каждая из них равна площади центральной зоны с радиусом

$$r_0 = \sqrt{2\lambda_0 f},$$

где λ_0 – расчетная длина волны, для которой спроектирована пластинка, а f – фокус зонной пластинки в +1-м порядке дифракции. Однако радиус и площадь центральной зоны могут быть уменьшены без ущерба для изображающих свойств линзы путем введения постоянного фазового сдвига φ_0 в фазовую функцию $\varphi(r)$ дифракционного компонента БИОЛ:

$$\varphi(r) = -\text{mod}_{2\pi} \left(\pi \frac{r^2}{\lambda_0 f} + \varphi_0 \right).$$

Тогда

$$r_k^2 = r_0^2 + 2k\lambda_0 f,$$

где r_k – радиус k -й зоны, $k = 1, 2, 3, \dots$. В этом случае r_0^2 не равно $r_1^2 - r_0^2$, но далее выполняется условие

$$r_2^2 - r_1^2 = r_1^2 - r_0^2 = r_{k+1}^2 - r_k^2.$$

При введении фазового сдвига дифракционные зоны смещаются ближе к центру и их число увеличивается в световом поле зрачка при малом диаметре (в условиях яркого освещения). Данная идея нашла применение в [5]. По мнению авторов патента, это улучшает условия бифокального функционирования ИОЛ, хотя фактически количество зон не может быть увеличено таким способом более чем на одну. Для изучения степени влияния фазового сдвига на бифокальные свойства был проведен расчет распределения интенсивности света для БИОЛ с оптическими силами рефракционного компонента 20 дптр и дифракционного компонента 4 дптр на длине волны 546 нм. Расчет функции рассеяния точки (ФРТ) по заданной фазовой функции БИОЛ в зависимости от расстояния от линзы позволил получить распределение интенсивности на оптической оси. Положение максимумов интенсивностей в 0-м и +1-м порядках на оси линзы пересчитывалось в диоптрии для оценки оптической силы линзы в соответствующем порядке дифракции. Результаты расчета оптической силы в ближнем и дальнем фокусах для дифракционного компонента, выполненного в виде зонной пластинки с фазовым сдвигом $\varphi_0 = 0$, представлены на рис. 4, *a*. Хотя реально диаметр зрачка глаза не бывает меньше 1,5 мм, расчеты проведены и для меньших значений. Это было вы-

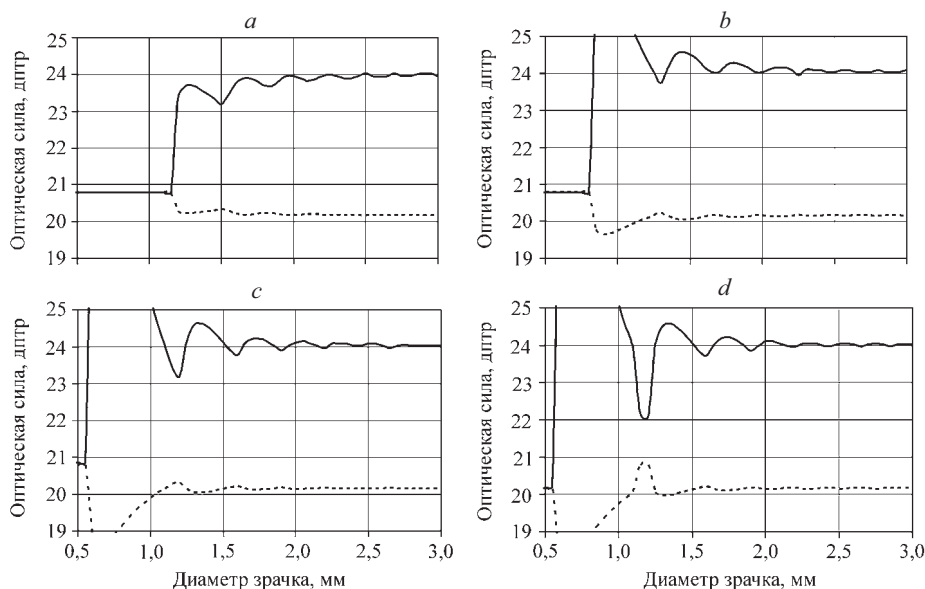


Рис. 4. Влияние диаметра зрачка на оптическую силу, соответствующую максимумам интенсивностей 0-го (пунктирные кривые) и +1-го (сплошные кривые) порядков дифракции для полуволновых линз с различными модификациями фазовой структуры: $\varphi = 0$ (*a*), $\varphi = \pi$ (*b*), $\varphi = 1,5\pi$ (*c*), $\varphi = 1,5\pi$ и фаза в центральной зоне равна нулю (*d*)

звано желанием исследовать область перехода к монофокальной фокусировке, которая наблюдается при зрачке, меньшем диаметра первой дифракционной зоны (~ 1 мм). Величина монофокальной оптической силы определяется совместным действием рефракционного компонента и полуволнового параболического рельефа центральной дифракционной зоны. Локальные минимумы на кривой, соответствующей дальнему фокусу, и локальные максимумы на кривой, соответствующей ближнему фокусу, лежат в точках, где диаметр зрачка совпадает с диаметром ближайшей дифракционной зоны. Из графика на рис. 4, *a* можно заключить, что с уменьшением апертуры оптическая сила дифракционного компонента осциллирует и постепенно падает. На рис. 4, *b* показано поведение фокусов при введении в фазовую функцию дифракционного компонента φ фазового сдвига $\varphi_0 = \pi$, использованного в линзе ReSTOR. Поведение фокусов становится иным. Они также осциллируют, но с уменьшением зрачка оптическая сила дифракционного компонента постепенно возрастает, т. е. уменьшается фокусное расстояние. Однако при реальных диаметрах зрачка этот эффект незначительно мал. Моделирование показало (рис. 4, *c*), что оптимальным является фазовый сдвиг $1,5\pi$, при котором средняя линия осцилляций оптической силы остается практически без изменений. Именно эта величина фазового сдвига в интраокулярной линзе МИОЛ-Аккорд определяла границы зон. Но в силу технологических причин было удобнее иметь плоскую центральную дифракционную зону (в центре отсутствует профиль структуры). Результат расчета для последнего случая показан на рис. 4, *d*. Из рисунка видно, что устранение параболического профиля в центре практически не влияет на результат поведения фокусов до диаметра зрачка 1,3 мм.

В отличие от линзы ReSTOR, в которой ширина зон соответствует правилу Ньютона, в линзе МИОЛ-Аккорд изменена фазовая функция фокусирующего дифракционного компонента, что позволило повысить качество изображения при широком зрачке [6, 7]. Дифракционный компонент не только обеспечивает дополнительную оптическую силу, но также компенсирует aberrации оптической системы глаза и рефракционного компонента БИОЛ. Фазовая функция дифракционного компонента имеет вид

$$\varphi(r) = \text{mod}_{2\pi}((2\pi/\lambda)(a_2 r^2 + a_3 r^4) + \varphi_0),$$

где r – радиальное расстояние от центра компонента; φ_0 – фазовый сдвиг, характеризующий уменьшение радиуса центральной зоны; a_2 – коэффициент, определяющий фокусное расстояние f дифракционной структуры и равный $n/2f$ (n – показатель преломления глазной жидкости); a_3 – aberrационный коэффициент, равный $cn/8f^3$ (здесь $c = c_1 + c_2 + c_3$ – сумма безразмерных коэффициентов, из которых c_1 и c_2 характеризуют aberrации системы глаза и рефракционного компонента БИОЛ соответственно, а c_3 – aberrации, вызванные расположением дифракционной структуры в сходящемся пучке).

Значение коэффициента c_1 зависит в первую очередь от параметров роговицы в модели глаза, положенной в основу расчета. В принципе параметры глаза могут быть индивидуальными, т. е. заданными для конкретного пациента. Известно, что при диаметре зрачка меньше 2 мм можно считать роговицу сферической. При расширении зрачка больше этого значения необходимо

Рис. 5. Рефракционная (вверху) и дифракционная (внизу) матрицы для тиражирования линзы МИОЛ-Аккорд



учитывать асферичность роговицы. В работе [8] анализируется влияние модели глаза на расчетное качество изображения на сетчатке глаза с имплантированным хрусталиком. Показано, что выбор формы роговицы, близкой к среднеанатомической форме, существенно улучшает качество изображения на сетчатке при расширенном зрачке.

Коэффициент c_2 определяется из значений геометрических параметров рефракционного компонента (радиусов кривизны поверхностей линзы и показателей преломления материала и окружающей среды). Коэффициент c_3 может быть представлен в следующем аналитическом виде [9]:

$$c_3 = 3f^2/s^2 + 3f/s + 1,$$

где s – расстояние от дифракционной структуры до изображения объекта роговицей и рефракционным компонентом.

В целом коэффициенты a_2 и a_3 определялись на основе компьютерного моделирования качества изображения на сетчатке глаза с минимизацией волновых aberrаций.

Производство МИОЛ-Аккорд основано на использовании пары матриц, установленных друг против друга и образующих полость, которая определяет форму линзы. Одна из матриц имеет сферическую выемку в центре и фигурные полости для формирования гаптики, а другая – кольцевую дифракционную структуру в центре плоской поверхности (рис. 5). Заполнение полости жидким полимером [10] с последующим его фотоотверждением [11] дает возможность получить готовое изделие (рис. 6). Матрица с дифракцион-

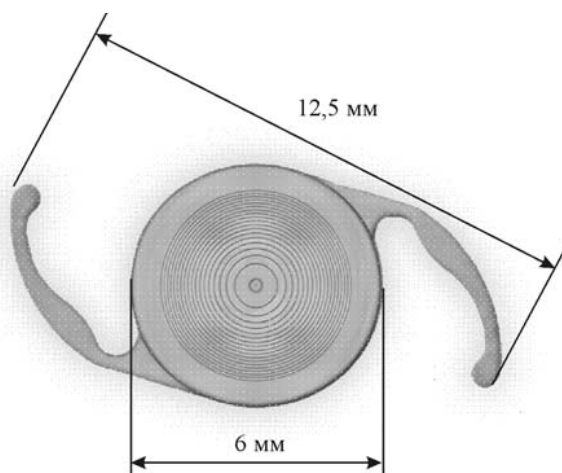


Рис. 6. Вид линзы МИОЛ-Аккорд

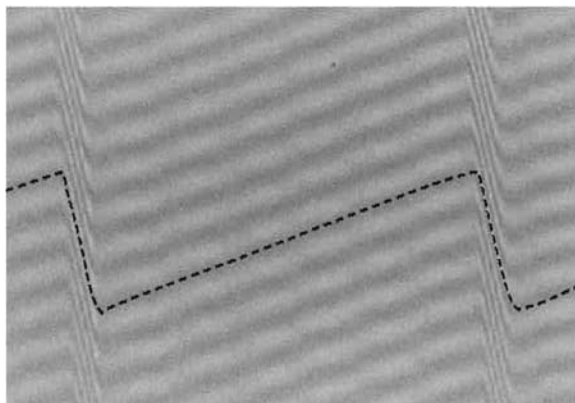


Рис. 7. Интерферограмма (получена при увеличении $1000\times$ на микроинтерферометре МИИ-4) фрагмента микрорельефа дифракционной матрицы линзы МИОЛ-Аккорд в фоторезисте. Период дифракционной зоны 70 мкм. Ширина обратного ската 10 мкм. Глубина рельефа 1,2 мкм

ной структурой изготавливалась методом прямой лазерной записи в фоторезисте на прецизионном круговом лазерном фотопостроителе [12]. После проявления фоторезиста дифракционный микрорельеф переводился в кварцевую подложку (матрицу) методом реактивного ионно-плазменного травления.

При лазерной записи дифракционной структуры БИОЛ можно существенно увеличить диаметр записывающего пучка путем расфокусировки, что позволяет избавиться от неровностей микрорельефа и ввести на границе зон пологие скаты. Наличие пологого ската необходимо для защиты профиля от биологических отложений. Интерферограмма профиля одной из зон дифракционной матрицы, сформированной на фоторезисте, приведена на рис. 7. На границах зон видны обратные скаты, наличие которых уменьшает световой поток в +1-м порядке дифракции (ближнее зрение). Это компенсируется в линзе МИОЛ-Аккорд путем увеличения глубины дифракционного рельефа в направлении от центра к периферии (см. рис. 3, *b*), чем данная линза существенно отличается от линзы ReSTOR (см. рис. 3, *a*), в которой введена зона аподизации с глубиной дифракционного микрорельефа, быстро уменьшающейся к периферии. Дифракционная зона на рис. 7 имеет глубину 1,2 мкм, так как она сформирована в фоторезисте для последующего переноса в кварц с помощью реактивного ионного травления. Селективность этого процесса в используемой установке равна 1 (фоторезист) : 1,4 (кварц), поэтому глубина в кварце будет порядка 1,6 мкм.

В линзе ReSTOR перераспределение энергии света осуществляется постепенно за счет уменьшения глубины дифракционного рельефа в переходной области от радиуса r_{in} до радиуса r_{out} . Типичные значения этих радиусов 0,7–0,8 мм для r_{in} и 1,6–1,8 мм для r_{out} . Коэффициент уменьшения глубины зоны F согласно [3] определяется выражением

$$F = 1 - \left[\frac{r_k - r_{in}}{r_{out} - r_{in}} \right]^m,$$

где значение m может быть выбрано от 1 до 3. По нашим оценкам, в реальных линзах ReSTOR $m = 2$.

Таким образом, дифракционная структура ReSTOR сформирована только в центральной части линзы (примерно на 1/3 площади). При увеличении диаметра зрачка (например, при наблюдении дальних объектов в сумерках) бифокальность линзы снижается, и при полном зрачке (~6 мм) основная часть световой энергии будет «перекачана» в фокус для наблюдения дальних объектов. В реальном исполнении линзы ReSTOR при полностью открытом зрачке 70 % световой энергии фокусируется в дальнем фокусе и 30 % – в ближнем.

Кроме ослабления бифокальности зона аподизации в линзе ReSTOR приводит к сильной зависимости остроты зрения от точности центровки ИОЛ относительно оптической оси глаза и центра зрачка. При наличии децентровки даже при нормальном зрачке (диаметром 3 мм) часть дифракционной структуры оказывается скрытой зрачком.

Экспериментальные результаты тестирования линз. Общие представления о работе и качестве линз дает распределение энергии в сечениях каустики. Дифракционно-рефракционные линзы имеют два фокуса, поэтому сначала должны быть определены вид каустики, распределение энергии в фокусах и между ними, ФРТ и другие параметры, а затем произведено сравнение линз. Выбранная схема контроля характеристик линз (в модели глаза) соответствует Международному стандарту [13]. Линзы помещались в кювету с дистиллированной водой, коэффициент преломления которой близок к коэффициенту преломления глазной жидкости. Кювета устанавливалась в параллельном или сходящемся пучке He-Ne-лазера. Поперечные сечения каустики проектировались с увеличением на ПЗС-камеру и обрабатывались с помощью компьютера. На рис. 8 и 9 представлены сечения каустик для линз МИОЛ-Аккорд и ReSTOR и нормированные распределения интенсивностей I вдоль строк, показанных белой линией. Фотографии пятен на рис. 8 получены при меньшем увеличении, чтобы показать все поле дифракции вблизи точек фокусировки, и соответствуют каустикам, расположенным последова-

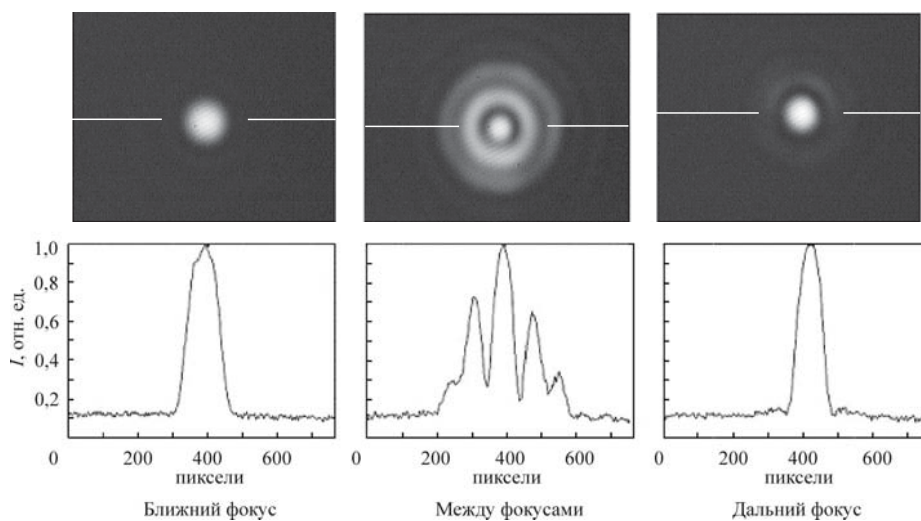


Рис. 8. Распределение интенсивности в каустике линзы ReSTOR

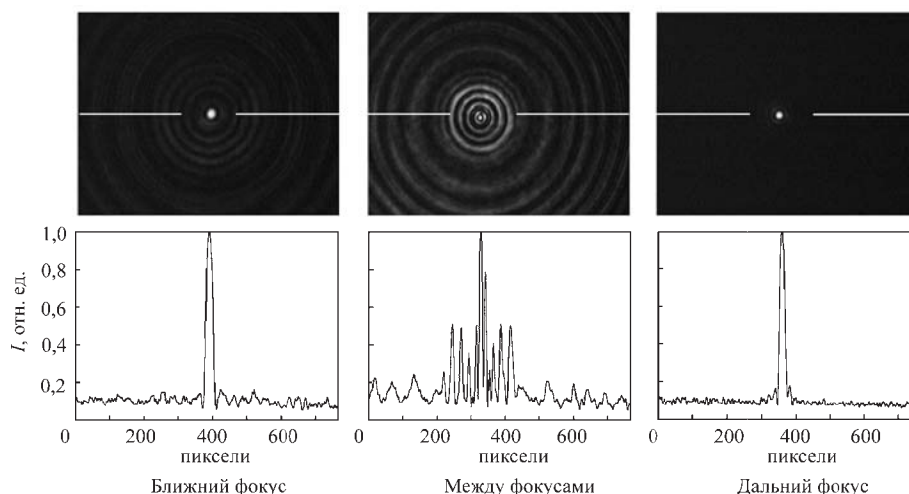


Рис. 9. Распределение интенсивности в каустике линзы МИОЛ-Аккорд

тельно в направлении от линзы. Крайние фотографии соответствуют парастиальным фокусам, а средняя – сечению каустики между фокусами, но не в середине, а ближе к +1-му фокусу. Следует отметить, что приведенные на графиках распределения интенсивностей нормированы в каждом сечении на максимум.

Совмещенные ФРТ для сравниваемых линз с равным увеличением показаны на рис. 10. Из рисунка видно, что различия в форме центрального пятна незначительны. Входная апертура линз равнялась 4,5 мм. Из анализа полученных ФРТ можно сделать следующие выводы:

- изображения точечного источника в ближних и дальних фокусах имеют симметричную форму, несимметричные аберрации отсутствуют;
- размер изображений источника на полуширине ФРТ для дальнего фокуса равен $\sim 6,5$ мкм, для ближнего $\sim 6,0$ мкм;
- при контроле разрешения по стандартным мирам [13] сравниваемые линзы в дальнем фокусе показали одинаковые результаты (~ 100 лин./мм), для ближнего фокуса пространственное разрешение линзы МИОЛ-Аккорд было выше в связи с тем, что линза работает полной апертурой.

Клинические испытания. Испытания линзы ReSTOR в России были проведены в Санкт-Петербургском филиале ФГУ «МНТК «Микрохирургия глаза» им. акад. С. Н. Федорова». Из результатов испытаний сделаны следующие выводы:

1. Острота зрения вдаль без дополнительной очковой коррекции 0,5 и выше была достигнута у всех пациентов основной (с имплантированными линзами ReSTOR) и контрольной (с монофокальными линзами) групп, причем у 85 % пациентов основной и у 82 % контрольной групп она составляла 0,8 и выше.

2. Острота ближнего зрения без коррекции 0,5 и выше была достигнута у всех пациентов основной группы, причем у 86 % острота 0,8. В контрольной группе острота 0,5 была достигнута только у 18 % пациентов.

3. По данным опроса 92 % пациентов основной группы не пользуются очками.

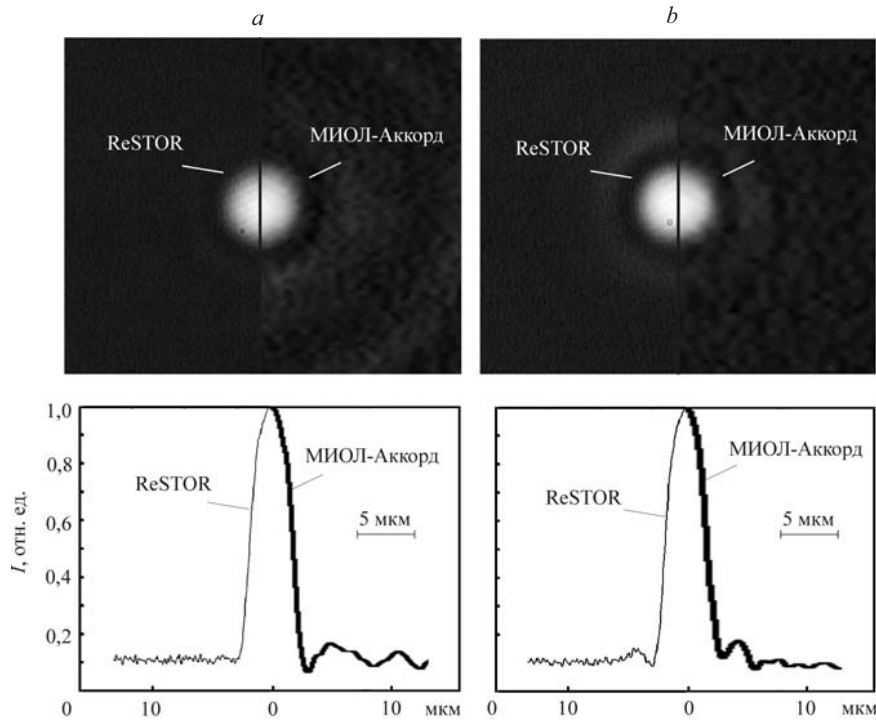


Рис. 10. Функция рассеяния точки линз ReSTOR и МИОЛ-Аккорд: для ближнего (а) и дальнего (b) зрения и распределение интенсивности вдоль строк, проходящих через центры пятен

В целом это хорошие результаты, с которыми подробно читатель может ознакомиться в [2].

Клинические испытания линзы МИОЛ-Аккорд проводились в нескольких клиниках России, в частности в Новосибирском филиале ФГУ «МНТК «Микрохирургия глаза» им. акад. С. Н. Федорова».

Показанием к операции служила неосложненная возрастная катаракта и гиперметропия (дальнозоркость) высокой степени. Хрусталик удалялся методом ультразвуковой или лазерной факэмульсификации (превращение помутневшего хрусталика в эмульсию, которая выводится из глаза через специальный зонд). Далее в оставшуюся капсулу с помощью инъекторной системы имплантировалась ИОЛ. Все манипуляции при такой операции осуществляются через микроразрез (2,0–2,5 мм), который самогерметизируется и не требует наложения швов.

Имплантация линзы через минимальный операционный разрез препятствует формированию послеоперационного роговичного астигматизма. Так, после имплантации линзы МИОЛ-Аккорд средняя разница кривизны роговицы между двумя основными меридианами в центральной зоне до операции составляла $0,64 \pm 0,42$ дптр, а в сроки до 6 месяцев после операции – $0,57 \pm 0,41$ дптр.

В настоящее время прооперировано 42 пациента, в том числе у 26 пациентов операция была сделана на оба глаза. Возрастных ограничений не было (возраст пациентов от 33 лет до 81 года). Фрагменты одной из операций представлены на рис. 11. Результаты операций контролировались до 22 месяцев.

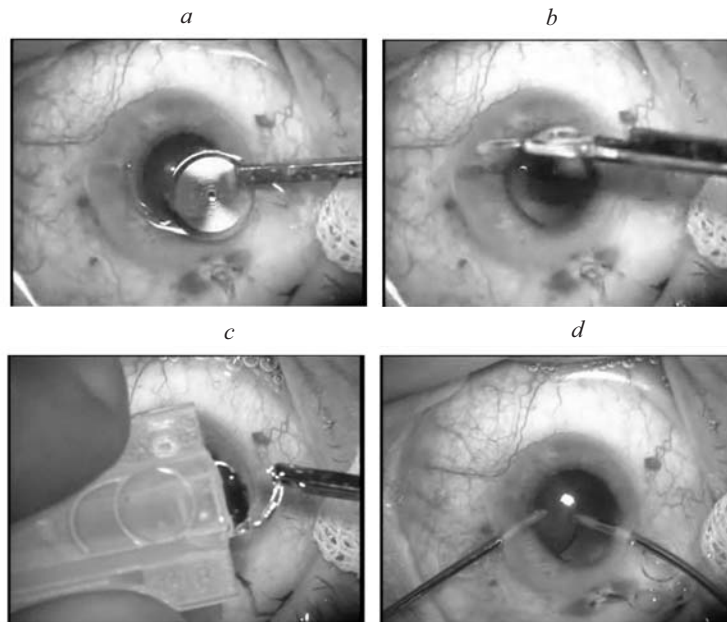


Рис. 11. Фрагменты имплантации линзы МИОЛ-Аккорд: линза на фоне хрусталика (а, b), ввод линзы в инжектор (с), вымывание вискоэластика (специальный раствор полимеров, применяющийся для защиты чувствительных клеточных слоев и тканей от механической травмы) (d)

При сумеречном освещении (когда расширен зрачок) у всех пациентов наблюдаемая в просвете зрачка дифракционная структура линзы была не меньше области зрачка. Средняя децентрация линзы относительно оптической оси глаза составила около 0,17 мм. При этом преимущественное смеще-

Острота зрения	Время наблюдений			
	до 3 мес. (n* = 59)	до 6 мес. (n = 36)	до 12 мес. (n = 34)	более 12 мес. (n = 33)
Вдаль без коррекции	0,65** ± 1,92***	0,72 ± 1,37	0,77 ± 1,31	0,75 ± 1,47
Вдаль с коррекцией	0,88 ± 0,79	0,88 ± 0,76	0,94 ± 0,72	0,92 ± 0,78
Вблизи без коррекции	0,51 ± 1,84	0,65 ± 1,59	0,67 ± 1,50	0,67 ± 1,25
Вблизи с коррекцией	0,63 ± 1,48	0,75 ± 1,32	0,79 ± 1,00	0,76 ± 1,08

* Количество наблюдений.

** Среднее значение остроты зрения (в десятичном выражении), полученное путем преобразования остроты зрения в единицах logMAR (logarithm of the minimum angle of resolution – логарифм минимального угла разрешения). Десятичное значение остроты зрения равно $10^{-\log\text{MAR}}$

*** Среднее квадратичное отклонение, представленное в виде числа строк таблицы для проверки остроты зрения. Значение строки в десятичном выражении зависит от среднего значения остроты зрения и может изменяться в пределах от 0,01 до 0,25.

ние линзы наблюдалось в направлении к носу, что связано с анатомическими особенностями крепления капсулы хрусталика. Умеренная децентрация линзы и ослабленная диафрагмальная функция зрачка у ряда пациентов не влияли на бифокальное функционирование ИОЛ.

При расчете силы имплантируемой линзы стремились получить ожидаемую послеоперационную рефракцию, близкую к эметропии (нормальной рефракции). В сроки до полугода отклонение послеоперационной рефракции (сферозэквивалент) глаза составило $0,17 \pm 0,70$ дптр. Отклонение от ожидаемой рефракции приводило к снижению остроты зрения у ряда пациентов, однако с коррекцией она во всех случаях была не ниже 0,5. Это свидетельствует о том, что при правильном расчете линзы и исключении факторов, вызывающих появление индуцированных аберраций глаза, например роговичного астигматизма, можно достичь высокой остроты зрения без коррекции. Динамика остроты зрения вдаль и вблизи представлена в таблице.

У всех пациентов, прооперированных на оба глаза, отмечалось устойчивое бинокулярное зрение в диапазоне от 30 см до 5 м. Путем опроса установлено, что все пациенты удовлетворены своим зрением вдаль и вблизи.

Заключение. В данной работе проведено сравнение интраокулярных линз МИОЛ-Аккорд и ReSTOR, которое показало, что качество изображения (ширина ФРТ) для обеих линз находится на уровне, близком к дифракционному (разрешающая способность не менее 100 лин./мм). В ближнем и дальнем фокусах ФРТ имеют симметричную форму. Результаты клинических испытаний положительные.

Линза МИОЛ-Аккорд имеет несколько преимущественных отличий от линзы ReSTOR:

1) соотношение интенсивностей в 0-м (дальнее зрение) и +1-м (ближнее зрение) порядках дифракции практически не зависит от диаметра зрачка;

2) в дифракционном компоненте ИОЛ предусмотрена компенсация аберраций оптической системы глаза (роговицы, стекловидного тела) и рефракционного компонента;

3) дифракционная структура имеет пологие обратные скаты, что обеспечивает защиту ее профиля от биологических отложений.

В настоящее время закончены технические и медицинские испытания опытных образцов линз МИОЛ-Аккорд в лабораторных условиях и в офтальмологических клиниках. В 2007 г. получено разрешение Минздравсоцразвития РФ на применение МИОЛ-Аккорд в медицинской практике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Liekfeld A., Hartmann Chr.** Presbyopia correction – renaissance of the multifocal lens? // *Ophthalm-Chirurgie*. 2003. **15**. P. 69.
2. **Тахтеев Ю. В., Балашевич Л. И.** Первый опыт клинического применения мультифокальных интраокулярных линз "AcrySof ReSTOR[®]" // *Офтальмохирургия*. 2004. № 3. С. 30.
3. **Pat. 5699142 US.** Diffractive multifocal ophthalmic lens /C.-S. Lee, M. J. Simpson. Publ. December 16, 1997, Appl. N 655346.
4. **Pat. 4881805 US.** Progressive intensity phase bifocal /A. L. Cohen. Publ. November 21, 1989, Appl. N 120262.
5. **Pat. 5116111 US.** Multifocal diffractive ophthalmic lens /M. J. Simpson, J. A. Futhy. Publ. May 26, 1992, Appl. N 653613.

6. **Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Исаков И. А. и др.** Бифокальная дифракционно-рефракционная интраокулярная линза // Автометрия. 1997. № 6. С. 26.
7. **Пат. 2303961 РФ.** Мультифокальная интраокулярная линза и способ ее изготовления /Г. А. Ленкова, В. П. Коронкевич, В. П. Корольков, И. А. Исаков. Заявл. 31.10.2005; Опубл. 10.08.2007, Бюл. № 22.
8. **Ленкова Г. А., Мызник М. М.** Исследование качества изображения схематического глаза с гибридной бифокальной интраокулярной линзой в зависимости от диаметра зрачка // Автометрия. 2002. **38**, № 3. С. 61.
9. **Ленкова Г. А.** К вопросу о безабберационных дифракционных линзах // Автометрия. 2000. № 3. С. 126.
10. **Pat. 5725576 US.** Polymer material for making an elastic intraocular lens and a lens based on said material /S. N. Fedorov, L. F. Linnik, V. M. Treushnikov, E. A. Viktorova. Publ. March 10, 1998, Appl. N 08/656693.
11. **Pat. 5833890 US.** Method for making an elastic intraocular lens /S. N. Fedorov, L. F. Linnik, V. M. Treushnikov, E. A. Viktorova. Publ. November 10, 1998, Appl. N 08/942045.
12. **Poleshchuk A. G., Churin E. G., Koronkevich V. P. et al.** Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure // Appl. Opt. 1999. **38**. P. 1295.
13. **ISO/DIS 11979-2.** Optics and Optical Instruments – Intraocular Lenses. Pt. 2: Optical Properties and their Methods. 1996.

Поступила в редакцию 30 мая 2007 г.

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Вольдемар Петрович Коронкевич, главный научный сотрудник,

составители: Александр Григорьевич Полещук (заведующий лабораторией дифракционной оптики, e-mail: poleshchuk@iae.nsk.su), Андрей Георгиевич Седухин (ст.н.с. лаборатории дифракционной оптики, e-mail: sedukhin@iae.nsk.su), Галина Александровна Ленкова (ст.н.с. лаборатории дифракционной оптики, e-mail: lenkova@iae.nsk.su)

Институт автоматики и электрометрии СО РАН

Аннотация

В работе обобщены результаты основных научно-исследовательских работ, выполненных автором более чем за 50-летний период деятельности. Поставлена и решена серьезная задача создания и практической реализации лазерных интерферометрических и дифракционных систем, предназначенных для выполнения широкого круга конкретных применений в области научного эксперимента и промышленной технологии.

Ключевые слова: лазерные интерферометры, дифракционные оптические элементы.

Введение

Оптическая интерферометрия с появлением лазеров значительно преобразилась. Наряду с развитием традиционных систем и их приложений возникло новое научное направление – лазерная и дифракционная интерферометрия. Это стало возможным благодаря тому, что арсенал экспериментальных средств, которые получили в свое распоряжение исследователи, существенным образом расширился. Стало возможным наблюдать интерференцию от независимых лазерных источников, создавать интерферометры с разностью хода, достигающей сотни метров, и генерировать волновой фронт необходимой формы за счет дифракции на компьютерной голограмме. Возникли новые типы интерферометров, не имеющие аналогов в классической оптике, – доплеровские измерители скорости, где информация извлекается из света, рассеянного частицами, пробегающими через поле интерференции, и трехзеркальные «активные» системы, когда лазер помещен внутри интерферометра. Если учесть, что интерференционное поле имеет регулярную структуру и его пространственный период является удобной и стабильной мерой для абсолютного измерения перемещения и геометрических размеров, а также их производных: скорости, ускорения, силы, формы объектов, плотности вещества, то станет понятным, что новое направление базируется на классическом физическом обеспечении [1–3].

Настоящая работа посвящена обзору тенденций развития лазерных интерферометрических и дифракционных систем, разработке концепций их построения и проведению научных экспериментов в физической оптике, астрономии, гравиметрии и гидродинамике. Особое внимание уделено применению новых устройств в промышленных технологиях для машиностроения, приборостроения и металлургии. Актуальность работы обусловлена необходимостью создания эффективно работающих лазерных и дифракционных интерферометров, что потребовало

детального изучения интерференционных явлений в зеркальных интерферометрах и интерференционного поля за дифракционными компонентами в дальней и ближней зонах дифракции.

Дифракционные оптические системы проходят сегодня стадию становления. К ним относятся не только дифракционные интерферометры, но и элементы и приборы с дифракционными компонентами, осуществляющими геометрические и волновые преобразования световых полей. Основные усилия были направлены на создание и разработку научных основ технологии синтеза дифракционных структур и оборудования для их изготовления и контроля. Часть работы посвящена исследованию новых элементов, которые ранее не были известны в оптике.

В работе обобщены результаты научно-исследовательских работ, выполненных автором более чем за 50-летний период деятельности. На их становление существенное влияние оказали исследования петербургской школы оптиков – академика В.П. Линника, М.Ф. Романовой, А.Н. Захарьевского и А.И. Карташева. Приоритетные исследования в области дифракционной оптики были впервые в мировой практике осуществлены в работах А.Н. Тудоровского и Г.Г. Слюсарева. Плодотворно ведутся работы по дифракционной оптике под руководством В.А. Сойфера в г. Самаре. Он и его сотрудники существенным образом способствовали становлению этого нового направления прикладной оптики. Большой вклад в развитие дифракционной оптики внесли исследования С.Т. Боброва, Ю.Г. Туркевича и Г.И. Грейсуха.

Представленная работа в значительной мере базируется на исследованиях, выполненных в Институте автоматики и электрометрии СО РАН (Академгородок, г.Новосибирск) совместно с А.Г. Полещук, Ю.Н. Дубнищевым, Г.П. Арнаутовым, Г.А. Ленковой, В.П. Корольковым, В.С. Соболевым, А.И. Лохматовым, Ю.Ф. Стусём, Е.Н. Калишем, В.П. Кирьяновым, И.Г. Пальчиковой, И.А. Михальцовой, Ю.И. Юрловым и А.М. Щербаченко.

1. Лазерные интерферометрические системы

Лазерная интерферометрия – интенсивно развивающаяся область прикладной оптики и измерительной техники, имеющая широкую сферу применений как в научном эксперименте, так и в промышленной технологии.

Интерферометры перемещений и направлений, предназначенные для измерения длины и положения объектов, были известны в долазерный период. Длина определяется по разности фаз интерферирующих пучков (фактически сравнивают измеряемый отрезок с длиной волны источника излучения), а о положении объекта судят по изменению ширины и направления полос интерференционного поля. До появления лазеров этот класс приборов использовался главным образом в практике физического эксперимента и для высокоточных метрологических измерений. Новый класс интерферометров впервые был разработан автором и описан в работах [4–8]. Лазеры существенно преобразовали интерферометры и значительно расширили область их применений.

Отметим основные особенности лазерных интерферометров по сравнению с приборами классической интерферометрии.

Малая спектральная ширина излучения лазера обуславливает высокую длину когерентности и позволяет наблюдать явления интерференции при разностях хода, превышающих сотни метров. Лучшие спектральные лампы ограничивали измерительные возможности классических приборов расстояния, не превышающими один метр.

Высокая пространственная когерентность лазерного излучения при построении интерферометров дает возможность наблюдать контрастную интерференционную структуру. Лазерный пучок имеет обычно гауссово распределение поля в поперечном сечении. Как известно, гауссово распределение в сравнении с другими распределениями поля в сечении пучка обеспечивает минимальную угловую расходимость. В результате отпадает необходимость применения длиннофокусных входных и выходных коллиматоров, сокращаются более чем на порядок габариты прибора, расширяются допуски на оптические элементы интерферометра и облегчаются требования к его юстировке. Высокая направленность лазерного излучения позволяет в большинстве интерферометрических систем не учитывать поправку на размер источника.

Малые размеры входной апертуры дают возможность строить лазерные интерферометры, в которых количество отражений в плечах отличается на нечетное число. Интерферометры с перевернутыми зрчками чувствуют смещение источника относительно визирной линии прибора и могут быть применены для определения положения объектов. В классической интерферометрии схем с инвертированными пучками старались избегать.

Необходимую информацию несет переменная составляющая сигнала, фаза которого пропорциональна разности хода в интерферометре. Интерференцион-

ный фон, или постоянная часть сигнала, не содержит полезной информации и при последующей обработке исключается. Для дискриминации интерференционного фона и связанных с ним помех применяют метод переноса спектра сигнала в высокочастотную область. Сдвиг спектра сигнала – характерная особенность современных лазерных интерферометров. Эта операция облегчает обработку сигнала, улучшает отношение сигнал-шум, повышает точность измерения дробной доли интерференционной полосы, позволяет устранить влияние турбулентных помех и существенно повышает надежность прибора.

Доплеровские интерферометры, предназначенные для измерения скорости, появились после изобретения лазеров и не имеют аналога в классической интерферометрии. В приборах такого типа методами оптического смешения определяется частотная структура световых волн, дифрагированных на случайном ансамбле движущихся рассеивающих центров. Специфика применений и схемных решений выделила этот тип приборов в отдельное направление лазерной интерферометрии.

При проведении фундаментальных работ в геофизике, геодезии и астрономии требуется точное знание ускорения силы тяжести. Определение фигуры Земли, детальное исследование ее геологического строения и физических свойств (упругости, вязкости) зависят от точности измерения гравитационного ускорения и его изменений в пространстве и времени. Основную часть лазерного гравиметра составляет интерферометр, позволяющий определить путь падающего пробного тела с относительной погрешностью $\pm 2 \cdot 10^{-9}$.

При проведении абсолютных измерений при помощи лазерных интерферометров необходимо точное знание показателя преломления и дисперсии воздуха, поскольку большая часть измерений (особенно в промышленности) осуществляется в воздухе. Интерференционные методы контроля показателя преломления могут быть перенесены и на определение плотности прозрачных сред.

1.1. Лазерные интерферометры для абсолютных измерений длины

Интерференционные измерения длины в долазерный период времени были поставлены в ведущих метрологических лабораториях мира на достаточно высоком уровне. Для абсолютного измерения длины до 100 мм применяли в основном метод «совпадения дробных», т.е. измерения осуществляли в нескольких длинах волн видимого диапазона спектра, а вычисление измеряемой длины производили путем сравнения полученных из эксперимента данных в дробных долях интерференционной полосы для данной спектральной линии с данными из таблиц. Длины от 100 мм до 1000 мм определяли в основном оптическими методами умножения длины. Достигнутые к 60-м годам прошлого века точности составляли в абсолютной мере для длин в 100 мм ~ 0,02-0,05 мкм, а для длины в 1000 мм ~ 0,2 мкм.

С появлением лазеров эта ситуация изменилась. Новый класс приборов – интерферометры перемещений [2, 3, 9–18] – позволил расширить пределы точных измерений длины до 50–60 м и выше, а главное, – при сохранении достигнутых к тому времени точностей, производить эти измерения не только в 5–6 ведущих лабораториях мира, а сделать эти измерения доступными для исследовательских лабораторий и промышленности.

Лазерный интерферометр перемещений – линейная измерительная система для абсолютных измерений длины путем сравнения с длиной волны стабилизированного по частоте лазера. Сравнение измеряемого отрезка осуществляется при помощи двулучевого интерферометра, одно из зеркал которого связывают с объектом. При движении объекта изменяется разность хода интерферирующих пучков, и на выходе прибора наблюдаются характерные колебания светового потока от минимального до максимального значения. Смещение зеркала на половину длины волны излучения лазера, т.е. на одну полосу интерференционного поля, соответствует одному периоду в изменении светового потока. Число полос подсчитывается фотоэлектронной системой, а измеряемая длина вычисляется по следующей формуле:

$$L = (N + \Delta\varphi)\lambda_{\text{вак}} / 2n_{\text{возд}}, \quad (1)$$

где $(N + \Delta\varphi)$ – порядок интерференции (целая и дробная части числа полос); $\lambda_{\text{вак}}$ – длина волны излучения лазера в вакууме; $n_{\text{возд}}$ – показатель преломления воздуха, в котором производятся измерения.

Следовательно, процедура измерения длины обязательно требует прохождения зеркалом прибора заданного расстояния. Здесь в отличие от интерферометров, работающих «методом совпадения дробных частей», длина определяется в динамическом режиме путем перемещения. Фактически «операция сравнения» обратна классическим экспериментам Майкельсона по измерению длины волны излучения. В интерферометрах перемещений исходной мерой является естественная константа – длина волны стабилизированного лазера. Значение длины волны для современных лазеров известно с относительной погрешностью от $5 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-9}$, т.е. находится на уровне погрешности воспроизведения желто-оранжевой линии изотопа криптона-86, положенной в основу определения метра еще в долазерный период. Таким образом, этот класс оптико-электронных приборов позволяет измерять длину практически с точностью исходных образцовых мер.

Спектр применения этих приборов достаточно велик: от физических экспериментов по установлению абсолютного значения ускорения силы тяжести, прогнозирования землетрясений и контроля ядерных испытаний до станков с программным управлением и автоматизированных систем для выпуска промышленной продукции. Лазерными интерферометрами оборудуют станки для выпуска крупногабаритных зеркал, измерительные машины

для контроля деталей машиностроения, установки для производства магнитной памяти к ЭВМ и т.д. В эксплуатации находятся устройства изготовления плоской оптики и синтезированных голограмм.

Возможности лазерных интерферометров иллюстрирует рис. 1, где в логарифмическом масштабе показаны точностные характеристики прибора в зависимости от пределов измерения. Имея лучшие точностные характеристики, чем основные нормы машиностроения – концевые (1) и штриховые (2) меры длины 2-го разряда, лазерные интерферометры (3) в значительной степени перекрывают последние по диапазону измеряемых величин. Можно утверждать, что лазерные интерферометры с пределами измерений от 0 до 60 м с относительной погрешностью $1 \cdot 10^{-7}$ являются современными «световыми мерами длины». По диапазону и точности они превосходят всю гамму измерительных приборов машиностроения и приборостроения.

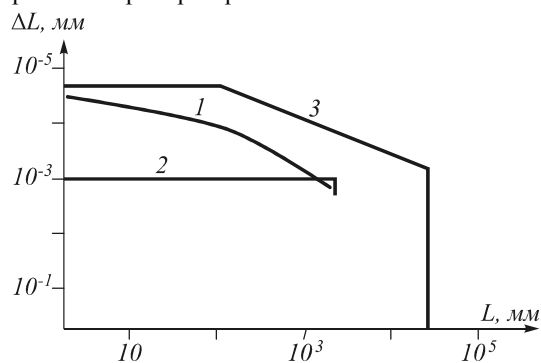


Рис. 1

В составе современного лазерного интерферометра перемещений можно выделить два крупных блока: оптический интерферометр с лазерным источником и цифровую систему регистрации и обработки результатов измерения. При выборе концепции построения прибора приходится учитывать ряд факторов, связанных с эксплуатацией прибора в условиях промышленного производства.

Эксперименты показывают [2–3], что при расширении диапазона измерений до 60 м изменяются параметры интерференционного сигнала. Постоянная составляющая из-за расходимости лазера и дифракционных потерь на оптических элементах уменьшается практически на порядок, в полезном сигнале значительно возрастают шумы, вызванные турбулентностью воздуха. Поэтому в современных разработках фон интерференционного сигнала исключают путем переноса спектра сигнала в высокочастотную область. Этот переход к системам «переменного тока», т.е. к интерферометрам, работающим на бегущей интерференционной картине, обеспечил высокую эксплуатационную надежность новых систем при полном сохранении их характеристик.

Наилучшие практические и коммерческие успехи достигнуты фирмой «Хьюлетт-Паккард» (США), интерферометр которой появился на мировом рынке

в 1970 г. В этом приборе подавление низкочастотных шумов и перенос спектра сигнала осуществлены путем внешней модуляции интерференционной картины, без введения дополнительных элементов в оптическую схему интерферометра. Это позволило работать на длинных трассах в условиях, когда в интерферометр возвращается всего несколько процентов света, отраженного от подвижного отражателя. Интерферометр с двухчастотным лазером на входе имеет минимальное число оптических деталей, легко стыкуется с периферийными устройствами для измерения прямолинейности, плоскостности и угловых поворотов.

При разработке концепции построения конкурентоспособной системы большой вклад внесли исследования, выполненные в ИАиЭ СО РАН Г.А. Ленковой, В.П. Кирьяновым, А.М. Щербаченко, В.М. Ведерниковым и А.И. Лохматовым.

В 1973 г. нами был разработан лазерный интерферометр ИПЛ-10 [19], основные характеристики которого не уступали интерферометру с двухчастотным лазером. В нем заложен новый принцип фазовой модуляции. Достоинством прибора стало то, что он не имел ограничений на скорость перемещения подвижного отражателя, и на его входе был установлен одночастотный стабилизированный лазер, метрологические характеристики которого хорошо изучены, а технология производства значительно проще и дешевле двухчастотного. Модификация интерферометра ИПЛ-10 дала возможность автоматически исключить из результатов измерений погрешность Аббе, которая появляется при нарушении принципа компарирования и ограничивает точность измерений.

В последующие годы базовая конструкция ИПЛ-10 была встроена в фотограмметрический автомат «Зенит-2», предназначенный для обработки фотоизображений, в систему голографической памяти, в устройство для синтеза элементов плоской оптики (киноформов), в прибор для определения плотности воды на больших глубинах в океане, а также использовалась для работ по контролю метрологических параметров тяжелых станков.

Не останавливаясь на концепции построения прибора, рассмотрим особенности оптических схем интерферометров перемещений. При анализе оптических схем автор придерживается геометрической теории интерферометров [2-3].

По аналогии с обычными оптическими приборами двулучевой зеркальный интерферометр можно рассматривать как оптический инструмент, имеющий зрачок входа (источник излучения) и два зрачка выхода (изображение источника в плечах интерферометра). Тогда поле интерференции является люком выхода, а его изображения в плечах интерферометра – люками входа.

Интерферометр перемещений можно представить упрощенной схемой, показанной на рис. 2а. Источник излучения 5 с угловой апертурой u и распо-

ложен в фокусе объектива 4. Параллельный пучок после объектива проходит интерферометр 1-3 и освещает поле интерференции. В поле интерференции установлена диафрагма (люк выхода) фотоприемника M . Ее изображения через двулучевой интерферометр являются входными люками прибора. Точки M_1 и M_2 называют соответственными точками входных люков. Их расположение зависит от геометрических параметров интерферометра и в основном определяется измеряемым перемещением, качеством элементов и юстировкой прибора. В современных схемах при измерении длин до 60 м расстояние между люками M_1 и M_2 по оси x может составлять 120 м.

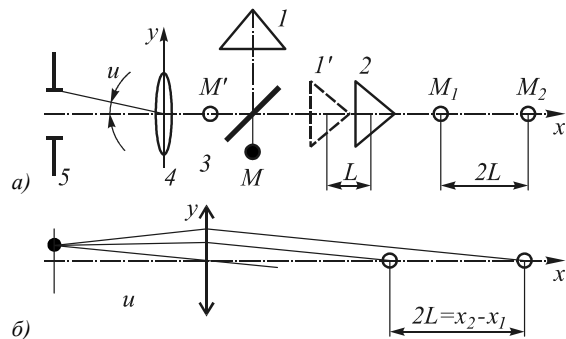


Рис. 2

Далее предполагаются следующие упрощения: источник лежит на оси, имеет круглую форму, и его излучение строго монохроматическое ($\lambda^2/\Delta\lambda \gg 120$); в поле интерференции наблюдают нелокализованные полосы равной толщины, параллельные плоскости рис. 2.

Интенсивность света в точке поля M

$$I_M = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\gamma_{1,2} \cos \varphi, \quad (2)$$

где φ – разность фаз между M_1 и M_2 ; $\gamma_{1,2}$ – коэффициент когерентности. Из теории интерферометров известно, что если входные люки лежат на одной прямой, т.е. $y_2 = y_1$, то

$$\gamma_{1,2} = \frac{\sin(Au^2/2)}{Au^2/2}, \quad A = 2\pi(x_2 - x_1)\lambda. \quad (3)$$

При $x_2 = x_1$

$$\gamma_{1,2} = J_1(Bu) / Bu, \quad B = 2\pi(y_2 - y_1) / \lambda. \quad (4)$$

Здесь $J_1(Bu)$ – функция Бесселя первого порядка. В общем случае, когда точки M_1 и M_2 расположены произвольно,

$$\gamma_{1,2} = (U_1^2 + U_2^2)^{1/2} / Au^2, \quad (5)$$

где U_1 и U_2 – функции Ломмеля от A до B . Формула (5) при $A=0$ или $B=0$ переходит в формулы (3) и (4). Из них можно вычислить допустимые значения угловой апертуры источника и приемника, допуски на элементы интерферометра и требования к возможным смещениям оптических деталей, если известны поперечные $y_2 - y_1$ или продольные $x_2 - x_1$ смещения соответственных точек люков (рис. 2б).

Оптические элементы в плечах интерферометра необходимо располагать так, чтобы смещение соответствующих точек не превышало допустимых значений из соотношения (5). Иными словами, при любых положениях зеркал интерферометра соответствующие точки люков должны лежать в объеме пространственной когерентности источника излучения.

Для определения функции $\gamma_{1,2}$ необходимо найти аналитическое выражение для разности хода пучков, прошедших первое и второе плечо интерферометра, например, путем подсчета длины хода лучей в конкретной схеме. Насколько это сложно, можно судить по классической работе Е.Р.Пека ("Theory of the Corner-Cube Interferometer", J. Opt. Soc. Am., 1948, №12), выполненной для интерферометра перемещений с уголковыми отражателями.

Ниже эта задача решается [2] исходя из геометрической теории интерферометров. Более подробные сведения даны в работе Г.А. Ленковой («Особенности интерферометров перемещений с обычными и лазерными источниками излучений» Автометрия №5, 1972, С. 39-46). Обратимся к рис. 2а, где представлена схема классического интерферометра Майкельсона с уголковыми отражателями. На выходе интерферометра в точке поля интерференции M установлен фотоприемник. В измерительном плече интерферометра отражатель 2 сдвинут на расстояние L относительно референтного отражателя 1. Изображение референтного отражателя в светоделительном зеркале 3 показано штриховыми линиями и обозначено $1'$. Далее построим изображение точки M (люк выхода) в референтном и измерительном плечах интерферометра. Для этого вначале найдем изображение M в зеркале 3. Это будет M' . Затем получим изображение M' в зеркалах 1 и 2. Из чертежа видно, что соответственные точки входных люков M_1 и M_2 будут сдвинуты вдоль оси x на $2L$.

Входной коллиматор 4 с источником излучения 5 и два люка входа M_1 и M_2 образуют пространство предметов интерферометра. При расчете разности хода можно не учитывать схему интерферометра 1-3 и оперировать только с входными люками и коллиматором.

На рис. 2б изображены типичные положения входных люков. В первом случае соответственные точки сдвинуты вдоль оси x , во втором – вдоль оси y . По правилам построения схем интерферометров при наблюдении нелокализованных полос равной толщины для пары соответственных точек M_1 и M_2 из источника можно провести только два единственных луча под углом u к оптической оси. Тогда разность хода будет равна проекции отрезков $x_2 - x_1$ и $y_2 - y_1$ на направление лучей:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= (x_2 - x_1) \cos u \approx (x_2 - x_1) \left(1 - \frac{u^2}{2}\right), \\ \delta_2 &= (y_2 - y_1) \sin u \approx (y_2 - y_1) u. \end{aligned} \quad (6)$$

Из (6) следует

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 = (x_2 - x_1) \left(1 - \frac{u^2}{2}\right) + (y_2 - y_1) u. \quad (7)$$

Если уголкового отражателя смещен на величину η перпендикулярно к плоскости, то к соотношению (7) добавится член вида $2\eta \cos \beta$. Здесь β – угол между направлением смещения и осью y . С другой стороны, $x_2 - x_1 = 2L$, тогда

$$\delta = 2L - Lu^2 + (y_2 - y_1) u + \eta \cos \beta. \quad (8)$$

Таким образом, разность хода зависит от размера входной апертуры источника u . При перемещении отражателя в результате измерения длины будет внесена погрешность $-Lu^2$. Эта погрешность второго порядка малости, и ее учитывают только при особо точных измерениях. Смещение отражателя перпендикулярно линии измерения может дать погрешность первого порядка относительно u . Смещения вызываются непрямолинейностью направляющих, клиновидностью призм и другими причинами. Поэтому для конкретных схем необходимо определить смещение соответственных точек и, исходя из угловой апертуры источника, вычислить допуски на эти элементы.

Допустимое значение угловой апертуры можно получить из формул (3) и (4), если задана измеряемая длина $x_2 - x_1 = 2L$ и поперечные смещения уголковых отражателей. Для заданной степени когерентности (например, $\gamma = 0,9$ – область нормального контраста) объем пространственной когерентности, т.е. размеры пространства, где должны находиться соответственные точки, следующие:

$$x_2 - x_1 \approx \frac{\lambda}{2u^2} \text{ при } y_2 - y_1 = 0, \quad (9)$$

$$y_2 - y_1 \approx \frac{\lambda}{7u} \text{ при } 2L = 0. \quad (10)$$

Действительный объем пространства когерентности необходимо уменьшить, так как если при $L \neq 0$ имеется поперечное смещение, то допуск на продольное смещение уменьшается. Из (9) определим необходимый размер входной апертуры источника:

$$u = \left(\frac{\lambda}{4L}\right)^{1/2}. \quad (11)$$

Из формулы (9) вытекает фундаментальное соотношение для интерферометров перемещений:

$$N\Omega_M = \pi. \quad (12)$$

Здесь $N = 2L/\lambda$ – порядок интерференции, $\Omega_M = \pi u^2$ – телесный угол входного коллиматора.

При освещении интерферометра лазером ситуация меняется. Типичный стабилизированный лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), работающий в одной моде, имеет апертуру $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ рад. Продольная пространственная когерентность, вычисленная из соотношения (9), равна ~ 316 мм.

Для уменьшения расходимости лазера и увеличения объема пространственной когерентности на входе интерферометра обычно применяют обратный телескоп. Первая линза телескопа имеет небольшое фокусное расстояние ($f_1 \leq 10$ мм). Вторая линза ($f_2 \sim 50-70$ мм) работает аналогично коллиматору (рис. 2). Стандартная осветительная система лазерного интерферометра перемещений приведена на рис. 3б.

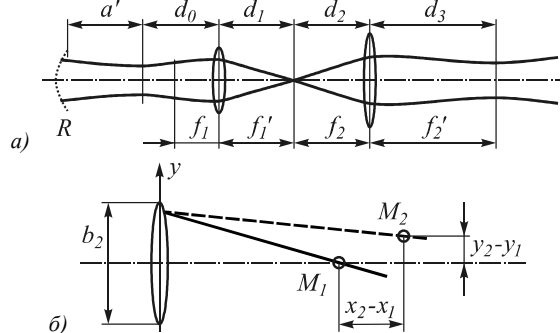


Рис. 3

Можно показать, что отношение расходимости до (u_0) и после коллиматора (u_2) будет:

$$\frac{u_0}{u_2} = \frac{\Gamma [4(f_1 - d_0) + b_0^2]^{1/2}}{b_0}. \quad (13)$$

Видно, что расходимость зависит не только от увеличения телескопа (Γ), но и от расстояния лазера до первой линзы (d_0). В (13) b_0 - конфокальный параметр лазера. К сожалению, конструктивные особенности интерферометров перемещений не позволяют относить лазер от коллиматора на большие расстояния. Обычно $d_0 \sim 5f_1$, поэтому при подсчете расходимости и вычислении продольной пространственной когерентности необходимо пользоваться формулами (9) и (13). Если расходимость малагабаритного лазера $u_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ рад и $d_0 = f_1$, то перетяжка лазера совпадает с передней фокальной плоскостью линзы f_1 телескопа ($\Gamma = 10^{\times}$). Тогда $u_2 = u_0/\Gamma = 1 \cdot 10^{-4}$ рад и в соответствии с (9) продольная пространственная когерентность равна 32 м.

Поскольку максимальная энергия лазера после прохождения телескопа сосредоточится в задней фокальной плоскости объектива f_2 , эквивалентная оптическая схема интерферометра (пространство предметов) будет элементарно проста. Она показана на рис. 3б и состоит из перетяжки ω_2 и двух люков входа (зеркала интерферометра).

Выше были приведены особенности освещения интерферометров перемещений. Они достаточно важны для этого класса приборов, так как при измерениях с погрешностью 10^{-8} необходимо в результат вносить поправку, зависящую от размера угловой апертуры входного зрачка или расходимости лазера. Следует отметить, что техническое решение и выбор осветительного коллиматора для интерферометров перемещений элементарно просты. На входе прибора во всех практических схемах устанавлива-

ют обратный телескоп с небольшим увеличением $(5 \div 10)^{\times}$. Для измерения длин до 200 мм интерферометр освещают непосредственно от лазера без промежуточных оптических элементов.

Выбор схемы собственно интерферометра зависит от принципа, заложенного в электронную систему обработки сигнала, способа соединения базовой конструкции интерферометра с периферийными оптическими блоками, предназначенными для измерения угловых поворотов, плоскостности, прямолинейности и других физических величин. Большое значение для конструкции имеет назначение системы – однокоординатные или двухкоординатные измерения, измерения в объеме с исключением погрешности Аббе и т.п. Вместе с тем при выборе ряда элементов прибора сложились определенные стереотипы. Как правило, у большинства систем в качестве отражателей применяют уголкового призм, позволяющие исключить две угловые степени свободы. Светоделители чаще всего выполняют в виде кубика с приклеенными к нему дополнительными элементами. Для получения сдвига между фотоэлектрическими сигналами на 90° и разделения излучения по частоте используют поляризационные фильтры. Для того, чтобы обеспечить автоматическую развязку резонатора лазера от автоколлимационных бликов деталей интерферометра, разносят места деления и рекомбинации интерферирующих пучков по пространству.

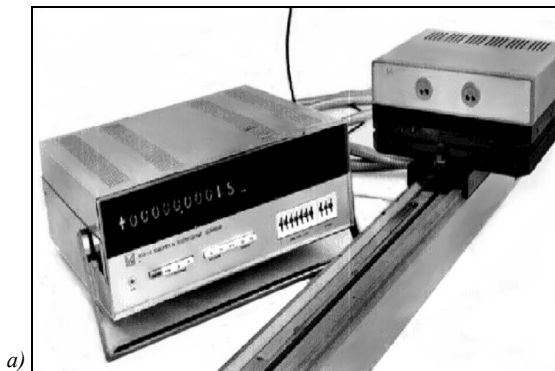
Отметим, что разработанные нами интерферометры перемещений использовались в составе отсчетных систем координатно-расточного станка 2А435 [20] и координатно-измерительной машины КИМ-600 (ОКБ Минавиапрома, г. Владимир). Новосибирский приборостроительный завод выпускал лазерный интерферометр под маркой ФОУ. Интерферометр ИПЛ-10 применялся в 70-х и 80-х годах на заводе «Тяжстанкогидропресс» (г. Новосибирск) в процессе технологических операций сборки, юстировки и аттестации уникальных тяжелых крупногабаритных станков, например, НС33Ф2 [21]. ИПЛ-10 представлял собой многофункциональное измерительное устройство, позволяющее производить высокоточные измерения длин, скоростей движения, угловых поворотов, усреднять результаты измерений, вводить поправки на непрямолинейность перемещения объекта. Внешний вид этого прибора представлен на рис. 4а, оптическая схема - на рис. 4б. Конструктивно блок представляет собой комбинацию из трёх интерферометров: основного, опорного и углового, имеющих общее плечо с афокальной отражательной системой типа «кошачий глаз». Основные характеристики этого опередившего время универсального прибора приведены в таблице 1.

В последние годы нами был разработан новый интерферометр [22], упрощенная схема которого приведена на рис. 5. Формирование интерференционных полей реализуется с помощью фазовой пластины $\lambda/4$ (6), фазовой дифракционной решёт-

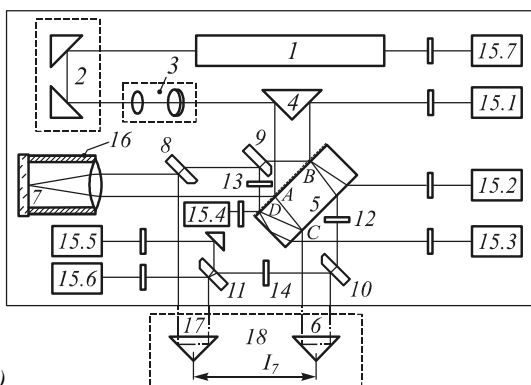
ки 7 и трёх поляроидов 8, 9, 10. Фазовая пластина 6 вводится для преобразования поляризаций одновременно в оба интерферирующих пучка. Использование дифракционной решётки 7 вместо традиционных светоделительных кубиков даёт возможность создавать компактные оптические схемы. Поляроиды 8÷10, установленные перед фотоприёмниками 11÷13, вносят регулируемый фазовый сдвиг в выходные сигналы преобразователя. Пара квадратурных сигналов, необходимых для реализации алгоритма реверсивного счёта полос, получается путём попарного вычитания сигналов U_{01} , U_{02} и U_{03} :

$$U_1 = U_{01} - U_{02} = \sqrt{2} \cdot U_m \sin\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right),$$

$$U_2 = U_{02} - U_{03} = \sqrt{2} \cdot U_m \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{4}\right).$$



а)



б)

Рис. 4

Таблица 1.

Пределы измерений перемещения	0 ÷ 45 м
Разрешающая способность перемещения	10 нм
Точность измерений	0,1 · 10 ⁻⁶
Диапазон измерения скоростей	0 ÷ 15 м/мин.
Диапазон измерения углов поворота	± 30°
Разрешающая способность измерения углов	0,02''

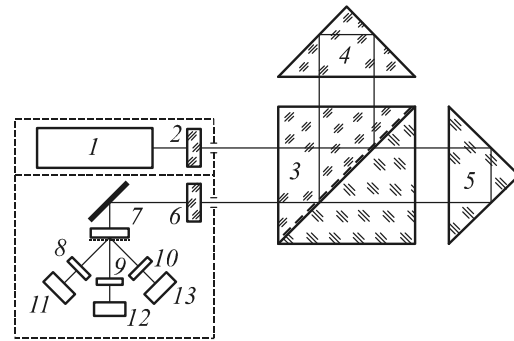


Рис. 5

Этот простой лазерный интерферометр прекрасно зарекомендовал себя в качестве измерительного звена прецизионных систем позиционирования [23]. Он стал одним из основных узлов круговых лазерных записывающих систем [24–27] типа CLWS-300 и CLWS-200, разработанных в ИАиЭ СО РАН совместно с КТИ НП СО РАН для изготовления элементов дифракционной оптики и поставленных в 1995-2005 г. ряду научных центров и предприятий России, Германии, Италии и Китая.

1.2. Определение ускорения силы тяжести

При проведении фундаментальных исследований в геофизике, геологии, астрономии и метрологии требуется знание значения ускорения силы тяжести g с погрешностью менее $1 \cdot (10^{-8} - 10^{-9})g$. Особенно высокие требования к точности измерения ускорения силы тяжести предъявляются при решении задач глобальной геодинамики: относительная погрешность измерений не должна превышать значений $1 \cdot 10^{-9}g$ (наиболее распространенной единицей измерения g в настоящее время является 1 микрогал (мкГал) = $1 \cdot 10^{-8} \text{ м/с}^2 \cong 1 \cdot 10^{-9}g$). Наиболее перспективным с точки зрения повышения точности, является измерение методом свободного падения тел. В этом случае ускорение силы тяжести определяют непосредственно используя естественные единицы длины и времени: измерение пути, пройденного падающим телом, осуществляется интерферометром (мерой служит длина волны лазера, стабилизированного по атомному реперу в спектре излучения), а измерение времени – прецизионным стандартом частоты [28–34].

Схема интерферометра гравиметра (рис. 6а) построена по принципу измерения времени прохождения падающим телом двух заданных интервалов пути, начала которых совпадают. При этом значение ускорения силы тяжести вычисляется по следующей формуле:

$$g = 2(S_2 / T_2 - S_1 / T_1) / (T_2 - T_1) + \Delta g, \tag{14}$$

где T_1 и T_2 – времена прохождения заданных интервалов пути S_1 и S_2 ; Δg – поправка, учитывающая влияние градиента силы тяжести, лунно-солнечное притяжение, а также инструментальную погрешность прибора.

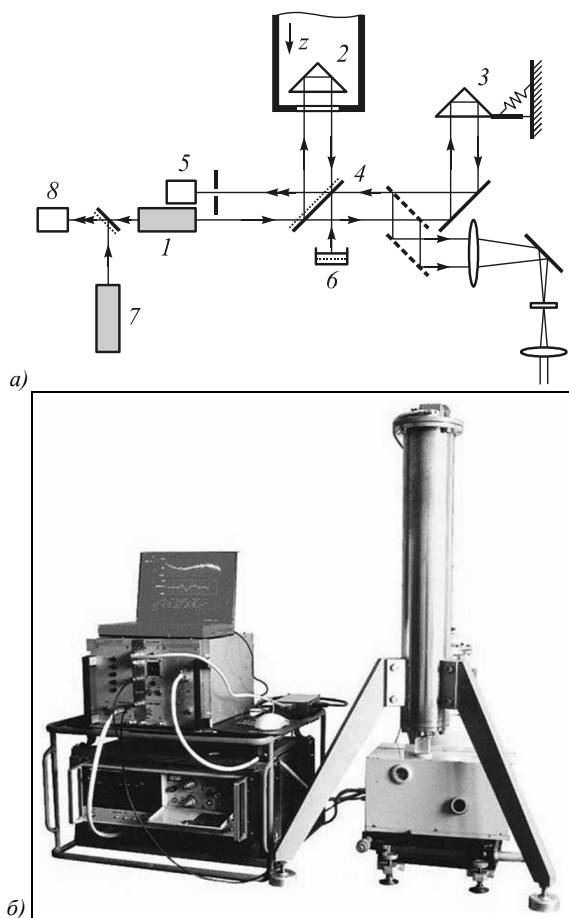


Рис. 6

В настоящее время при продолжительности свободного падения $\sim 0,2$ с число измеряемых интервалов пути и времени может достигать нескольких тысяч.

Принципиальным отличием нашего интерферометра от применяемых в других гравиметрах является использование двух лазеров: основного и контрольного лазера с йодной ячейкой. Основу оптической схемы гравиметра составляет интерферометр Майкельсона. Излучение основного лазера 1 делится светоделителем на два пучка. Один из этих пучков направляется в измерительное плечо интерферометра к свободно падающей призме 2, расположенной в вакуумной камере, другой - к референтному уголковому отражателю 3. Отраженные пучки рекомбинируют на светоделителе 4 и направляются на лавинный фотодиод 5. Выходным сигналом фотодиода при ускоренном движении призмы 2 является синусоида с нарастающей частотой с 10 до 24 мГц. Часть излучения от отражателя 2 идет к масляному зеркалу 6. Контрольный лазер 7 с йодной ячейкой внутри резонатора служит для калибровки основного с помощью фотоприемника 8. Относительная погрешность аттестации длины волны не превосходит в этом случае $1 \cdot 10^{-9}$. Для определения интервалов времени T , прохождения заданных интервалов пути S используют метки времени, сфор-

мированные из сигналов рубидиевого стандарта частоты. Для исключения микросейсмических колебаний референтный отражатель 3 располагался в центре качаний сейсмографа.

Точность измерения была существенно увеличена при внесении поправок на доплеровское сокращение длины волны и особенности структуры гауссовых пучков. Последнюю поправку теоретически и экспериментально впервые в практике интерференционных измерений определил Ю.Ф. Стусь [34].

По результатам международных метрологических сравнений лучших в мире лазерных гравиметров, проводимых регулярно с 1981 года, в которых традиционно участвовал ИАиЭ СО РАН с постоянно модифицируемыми гравиметрами серии ГАБЛ (рис. 6б), установлено, что эти гравиметры в течение более 20 лет занимают (наряду с аналогичными приборами США, Франции и Италии) лидирующее положение в мире. В частности, по результатам сверки гравиметров, разница в показаниях гравиметров ГАБЛ-Э (Россия) и FG-5 N 107 (США) не превышала $\pm 1 \cdot 10^{-8}$ м/с². Разброс показаний других гравиметров был на порядок хуже [35].

Международное признание гравиметра ГАБЛ, занявшего по результатам международных метрологических сравнений одно из лидирующих мест в мире по точности измерения g , проявилось во включении его, начиная с 1976 года, в различные международные программы исследований гравитационного поля Земли. Результаты измерения гравиметрами серии ГАБЛ способствовали уточнению и расширению международной гравиметрической сети и исследованиям непривливых вариаций ускорения силы тяжести. В различных точках Земли этими гравиметрами создано около 50 опорных гравиметрических пунктов высшей точности в диапазоне широт от $+68^\circ$ (Финляндия) до -43° (Тасмания).

Результаты этих исследований включены в каталоги Международной сети абсолютных гравиметрических базовых станций (IAGBN) и унифицированной европейской гравитационной сети (UEGN-94). Серией повторных измерений g в экваториальной зоне (в Сингапуре), в средних широтах Евразии и в сейсмоактивных районах Тянь-Шаня, Камчатки и Байкала обнаружены непривливые вариации силы тяжести (как глобальные, так и региональные), имеющие принципиальное значение для решения проблем геодинамики.

1.3. Доплеровские интерферометры

Лазерный анемометр [1] занимает особое место среди интерферометрических приборов. В нем интерферометр выполняет пассивные функции и предназначен для формирования мнимой или действительной решетки интенсивности, проецируемой в исследуемую область объекта. Это «первичное изображение» задает необходимую метрику. Сигнал, или «вторичное изображение», получается за счет дифракции света на частицах, пересекающих световую решетку. На практике широко используется

схема, где два пучка двухлучевого интерферометра фокусируются объективом в исследуемую область потока. При пересечении пучков под углом 2Θ образуется интерференционное поле с эффективным периодом $\Lambda = \lambda / (2 \sin \Theta)$, где λ – длина волны света. Рассеивающая свет частица k , проходя сквозь такую решетку, дает импульс, модулированный с частотой, обратной периоду Λ и равной

$$f_D = v / \Lambda = (2v \sin \Theta) / \lambda. \quad (15)$$

Таким образом, зная частоту сигнала, длину волны источника и геометрию интерферометра, можно определить скорость движения частицы, пересекающей зондирующий объем.

Обычно для целей анемометрии применяют интерферометры, у которых изображение источника (зрачок выхода) совпадает с полем интерференции (люком) [36]. Это позволяет наилучшим образом использовать энергию лазера и применять простые оптические схемы. В классической интерферометрии аналогичным образом построены интерферометры Жамана и Рэлея и многочисленные схемы интерференционных микроскопов. Главным отличием доплеровских систем является то, что сигнал получается за счет интерференции рассеянных волн от частицы, пересекающей интерференционное поле, т.е. частица как бы «высвечивает» интерференционную картину и сканирует ее относительно фотоприемника, при этом апертурная диафрагма приемника отсекает прямые пучки. Эта ситуация напоминает случай наблюдения объектов в микроскопии при боковом освещении. Если поле пересекает одна частица, то на отрезке от поля фотоприемника не возникает дополнительной разности хода, поэтому вид сигнала в точности совпадает с распределением интенсивности в интерференционном поле. Сигнал имеет постоянную составляющую (пьедестал) и переменную часть, высота которой несет полезную информацию о скорости движения объекта. Для удобства последующей обработки пьедестал удаляют фильтрацией либо путем переноса спектра полезной компоненты в высокочастотную область.

В отличие от обычных интерферометров здесь из-за ограниченного размера зондирующего объема происходит модуляция пьедестала. Иными словами, спектр постоянной составляющей имеет конечную ширину, и, хотя он центрирован относительно нулевой частоты, его ширина изменяется пропорционально скорости, что вызывает трудности при демодуляции сигнала.

Если поле интерференции пересекают две частицы (или много частиц), характер явления существенно меняется. В этом случае в выбранной точке M фотоприемника D будет происходить переналоженные рассеянных волн от разных частиц. Это не локализованные полосы френелевского типа. Интенсивность и контраст получаемой картины будут зависеть от положения частиц в измерительном объеме.

Теория и практика лазерных доплеровских интерферометров была развита в работах Ю.Н. Дубнищева и В.С. Соболева [1, 2, 37, 38].

Актуальные применения доплеровских интерферометров связаны не только с научным экспериментом по исследованиям явлений турбулентности, но и с важным промышленным использованием, например, для определения скорости горячего проката.

1.4. Интерферометры направлений

Интерферометры направлений [2, 6, 9, 39–41] – класс оптических приборов, предназначенных для определения величины угловых и линейных смещений объектов относительно выбранной линии или плоскости. Изменение положения объекта трансформирует ширину и наклон интерференционного поля и позволяет по величине разности хода найти смещение объекта.

Помимо рассмотренных интерферометров существует большой класс оптических инструментов, предназначенных для фиксирования положений объектов и определения направлений. Сюда относятся зрительные трубы, коллимационные и автоколлимационные устройства, трубы с дифракционными насадками и специальные линзы Френеля. В основе всего класса приборов для определения направлений лежат три хорошо известные оптические схемы – зрительная труба (телескоп), дифрактометр (зрительная трубка с юговскими щелями на объективе) и двулучевой интерферометр с неравным числом отражений в плечах. Выполненный нами анализ этих схем показал, что смещение объекта d любой системой можно определить из простого соотношения:

$$d = \frac{k\lambda}{2A} L, \quad (16)$$

где L – расстояние до объекта, A – линейная апертура прибора, λ – длина волны, k – порядок интерференции или число оптических единиц (диск Эри) в случае наблюдения в зрительную трубу. Было показано, что наиболее точно смещение определяется при помощи интерферометров. В этом случае

$$\Delta d = 0,1 \frac{\lambda}{2A}. \quad (17)$$

Разработанная нами группа приборов для определения направлений была предназначена для выравнивания объектов по одной прямой или в одной плоскости при строительстве ускорителей ядерных частиц и гидростанций, измерения прямолинейности и плоскостности в станкостроении и определения параллельности основных нормалей машиностроения – концевых мер длины. К группе этих приборов, выпускаемых серийно, относятся следующие интерферометры: интерферометр для определения прямолинейности на базе 100 м, двойной интерферометр для контроля плоскостности на базе 50 м, интерферометр контроля параллельности концевых мер длиной до 1 м и прибор для контроля концевых мер длиной до 100 м.

1.5. Интерферометры для определения показателя преломления и дисперсии прозрачных сред

Развитие интерференционных измерений длины и длин волн требует точного знания показателя преломления и дисперсии воздуха. Современная аппаратура позволяет измерять длины волн с погрешностью, не превышающей $1/50000000$, если погрешность в определении показателя преломления не выше $\pm 2 \cdot 10^{-8}$. Интерференционные методы измерения дисперсии воздуха практически сводятся к получению для различных λ ряда уравнений типа

$$A + B\lambda^{-2} + C\lambda^{-4} = \frac{k\lambda}{d \cdot F(p, t)}, \quad (18)$$

где $F(p, t)$ – функция плотности; $k\lambda$ – разность хода, d – длина столба воздуха.

Обработывая эти уравнения по способу наименьших квадратов, получают значения коэффициентов A , B и C . Для воздуха в формуле (18) $A > B$ примерно в 200 раз, а $B > C$ в 100 раз, а так как при обработке по методу наименьших квадратов выравниваются абсолютные значения погрешностей, то относительная погрешность в определении коэффициента A будет меньше, чем относительные погрешности коэффициентов B и C .

Действительно, если сравнить коэффициенты A , B и C в различных формулах дисперсии, то получится, что значения коэффициента A расходятся между собой на 0,1 %, в то время как расхождение значений B достигает 20 % и C – 100 %. Отсюда можно сделать вывод, что существующие методы измерения дисперсии воздуха наименее точно определяют значение коэффициентов B и C , т.е. коэффициентов, характеризующих дисперсию вещества.

Экспериментальные определения дисперсии и показателя преломления воздуха осуществлялись на специальной установке, состоящей из интерферометра Майкельсона, скрещенного со спектрографом [4]. В измерительное плечо интерферометра помещалась стальная метровая камера с сухим, лишенным углекислоты воздухом. Меняя разность хода в интерферометре и одновременно регистрируя спектрограмму, можно было фиксировать картину «интерференционных крючков» для видимой области спектра.

Дальнейшее развитие эта работа получила при создании лазерных интерферометров для определения показателя преломления воды и плотности морской воды в океане. Обычно плотность морской воды в океане определяют по температуре, удельной электропроводности и гидростатическому давлению. Интерференционный метод определения плотности позволяет повысить пространственное разрешение и достоверность определения тонкой структуры гидрофизического поля в океане. Созданный нами для этих целей глубоководный зондирующий комплекс «Океан» решил эту задачу.

2. Дифракционные компоненты и системы

Изготовление дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с микрорельефом сложной топологии базируется на применении современных фотолитографических технологий. Многие методы, которые в свое время революционизировали микроэлектронику, теперь с успехом используются для изготовления оптики. Электронно-лучевая литография и сухое травление широко применяются для синтеза новых компонентов. Попиксельная лазерная запись дифракционной картины в фоторезисте, осуществляемая на современных лазерных генераторах изображений, дает возможность экономически эффективно записывать оригиналы ДОЭ. Дальнейшее тиражирование готового изделия может быть осуществлено методами фотолитографии, фотополимеризации, инжекционного литья под давлением и т.д.

Дифракционная оптика предоставляет новые возможности в улучшении качества изображения, сокращении числа компонентов, снижении цены и веса прибора. Благодаря чрезвычайно широким возможностям в реализации волновых и энергетических преобразований света области ее применения непрерывно расширяются: оптические линии связи, различные датчики, кассовые аппараты, принтеры, устройства для чтения товарного кода, знаки защиты денег, товаров и ценных бумаг, лазерные операционные инструменты и др.

В последние годы появилось несколько новых направлений, которые дали возможность совершить качественный скачок в управлении светом, например, при синтезе ДОЭ с глубоким рельефом [42]. В этом случае оптические элементы совмещают в себе достоинства классической (рефракционной) оптики (ахроматичность) с гибкостью дифракционной. ДОЭ с глубоким рельефом позволяют фокусировать и преобразовывать обычный «белый» свет. Глубина рельефа таких ДОЭ должна плавно изменяться в диапазоне от нуля до десятков микрон.

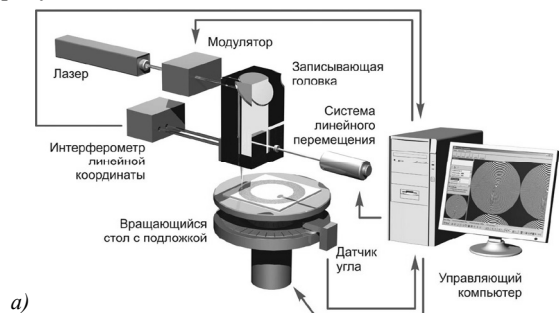
Изготовление дифракционных микроструктур – сложная техническая задача. В настоящее время используются несколько основных способов изготовления ДОЭ: оптические (интерференционные или голографические), алмазное точение, запись сканирующим пучком (электронным или лазерным). Оптические методы широко применялись на раннем этапе развития дифракционной оптики. Возможности этих методов ограничены в основном изготовлением круговых или линейных зонных пластинок с киноформным профилем. Алмазное точение – хорошо зарекомендовавший себя и широко применяемый процесс для изготовления высокоточных оптических поверхностей в металлах, полимерах и кристаллах. Этот метод позволяет получать фазовый профиль с «блеском». Однако область применения алмазного точения ограничена изготовлением элементов с аксиальной симметрией. Сканирующие методы прямой лучевой записи являются наиболее универсальными и широко используются в микро-

электронике. Эти методы основаны на сканировании сфокусированным амплитудно-модулированным лазерным или электронным пучком поверхности подложки, покрытой регистрирующим слоем. Записывающий пучок перемещается по заданным траекториям. Траектории являются прямыми линиями (для прямоугольной системы координат) или кругами и спиральями (для полярной системы координат).

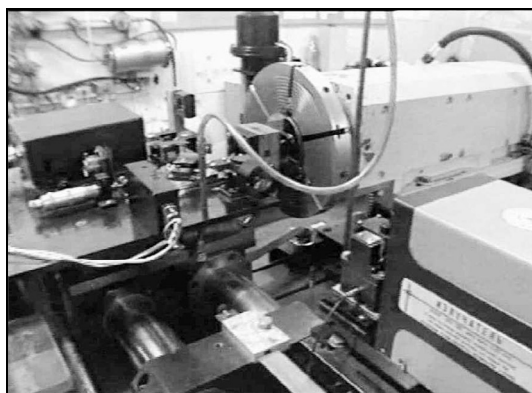
Разработка методов изготовления дифракционных оптических элементов была начата в ИАиЭ СО РАН в середине 70-х годов [24–27,43–48]. Основные усилия были направлены на создание прецизионных круговых лазерных систем записи (КЛЗС) дифракционных структур и разработку термохимической технологии получения фотошаблонов в тонких пленках хрома. Аналогичные системы были созданы в исследовательских центрах США и Японии значительно позднее.

2.1. Лазерная система для изготовления ДОЭ

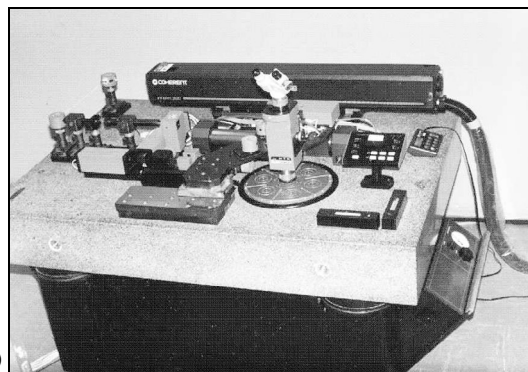
Большинство оптических систем обладает вращательной симметрией относительно оптической оси, поэтому разработанные нами устройства предназначены для изготовления ДОЭ в полярной системе координат. При изготовлении элемента подложка со светочувствительным материалом непрерывно вращается (рис. 7а), в то время как записывающий луч медленно движется в радиальном направлении, от периферии до самого центра. В 80-х годах с помощью КЛЗС первого поколения [24–27] (рис. 7б) были изготовлены ДОЭ диаметром до 200 мм и минимальными размерами структуры, равными 1,0–1,5 мкм. Точность выполнения топологии рисунка составляла 0,3 мкм.



а)



б)



в)



г)

Рис. 7

Изготавливались корректоры aberrаций, зонные пластинки, линзы Рэлея-Вуда, линзаконы, мастер-диски магнитооптической памяти, круговые прецизионные шкалы с числом делений до $5 \cdot 10^6$ и корректоры волновых фронтов для контроля зеркал телескопов. В 1994 году была пущена в эксплуатацию КЛЗС второго поколения [49–52]. Она стала прототипом коммерческой версии, названной CLWS-300С (рис. 7в), разработанной нами совместно с Конструкторско-технологическим институтом научного приборостроения СО РАН. Системы CLWS-300С в настоящее время успешно работают в нескольких научных и производственных центрах России, Германии, Италии, Китая. В 2005 г. в ИАиЭ СО РАН была создана система третьего поколения (CLWS-200), отличающаяся малыми габаритами и высокой точностью (рис. 7г). Результаты, представленные здесь, получены на различных КЛЗС, созданных в ИАиЭ СО РАН с 1978 по 2008 гг.

2.2. Технологии изготовления ДОЭ

Задача изготовления чисто фазового ДОЭ с функцией пропускания $T(x) = \exp[-j\varphi(x)]$ решается путем формирования рельефа с глубиной $h(x) = \varphi(x)/k(n-1)$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, n – коэффициент преломления материала оптической подложки. Известно несколько способов формирования такого рельефа. Нами исследовались многоуровневый метод (метод квантования фазы), полутоновой метод, фоторастровый метод, метод прямой записи. Большинство этих методов основано на применении фотолитографических процессов

с использованием одного или нескольких фотошаблонов. Традиционный способ изготовления фотошаблонов ДОЭ (а также микросхем) основан на экспонировании (лазерным или электронным лучом) слоя фоторезиста, нанесенного на пленку хрома, проявлении фоторезиста, а затем травления пленки хрома в образовавшихся окнах. Нам удалось существенно упростить этот процесс за счет использования термохимического действия лазерного излучения на тонкие пленки хрома.

2.3. Технологии изготовления хромовых фотошаблонов ДОЭ

В процессе записи дифракционной структуры при лазерном облучении пленки хрома происходит образование тонкого слоя окисла, который играет роль защитной маски. Обработка пленки в селективном травителе позволяет удалить необлученный хром. Следовательно, этот эффект позволяет реализовать негативный метод записи шаблона ДОЭ без применения фоторезиста [27, 45, 49, 50].

При выборе экспозиции и условий экспонирования пленки, на периферии синтезируемого элемента обычно записывается серия дорожек с шагом, превышающим диаметр сфокусированного пятна. Мощность лазерного пучка от дорожки к дорожке постоянно возрастает. При большой мощности происходит частичное испарение материала пленки (область 1 на рис. 8) и образование «брустверов», защищенных оксидом хрома.

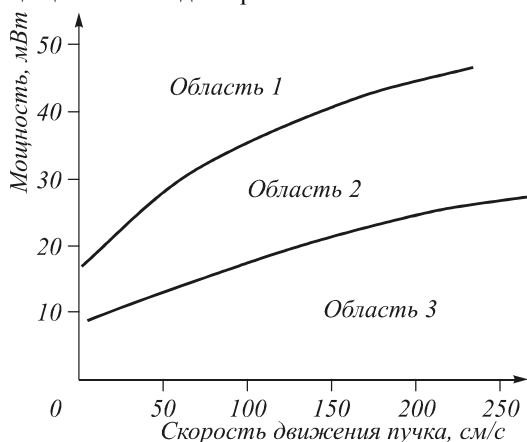


Рис. 8

Уменьшение мощности пучка приводит к прекращению плавления и образованию «скрытого» изображения (термохимическая запись), которое проявляется после травления (область 2). При дальнейшем снижении мощности лазерного излучения его действие на пленку хрома прекращается и «скрытое» изображение не образуется (область 3). Появление достаточно устойчивого к действию травителя слоя окисла происходит при плотности мощности пучка $(2-8) \cdot 10^6$ Вт/см² (мощность излучения 10-40 мВт, диаметр записывающего пятна 0,8 мкм). Так как процесс записи тепловой, длина волны лазера существенной роли не играет. Обычно для записи

использовалась длина волны 488 нм аргонового лазера. Зависимость положения области «скрытого» изображения от скорости движения пленки хрома относительно сфокусированного пучка лазера показана на рис. 8. Из приведенного графика следует, что ширина рабочей области 2 возрастает с увеличением относительной скорости движения подложки, т.е. с уменьшением времени экспозиции пленки.

Эффект образования «скрытого» изображения имеет место при любом способе и технологии напыления пленок хрома. Однако наилучшие результаты в смысле разрешения и наибольшей ширины области термохимических изменений (область П) были получены при катодном распылении в атмосфере аргона. Пространственное разрешение записи в этом случае превышает 1200 мм^{-1} . Высокая плотность и аморфность пленки хрома обеспечивают однородность границ фрагментов рисунка без образования кристаллитов, но для записи на них требуется более высокая мощность лазерного пучка, чем для пленок хрома, полученных испарением. Пленки хрома, нанесенные испарением в вакууме, позволяют получить пространственное разрешение, равное $700 - 1000 \text{ мм}^{-1}$.

2.4. Полутоновой метод изготовления ДОЭ на пленках аморфного кремния

Наши усилия были направлены на поиск технологий, позволяющих получить непрерывный фазовый профиль ДОЭ без использования комплекта шаблонов [53]. Один из путей заключается в использовании полутонового фотошаблона с функцией оптического пропускания пропорциональной фазовой функции конечного ДОЭ. Для лазерной записи полутоновых изображений, необходимых для создания полутоновых фотошаблонов, были исследованы пленки аморфного кремния толщиной 50-200 нм. Пленки напылялись на стеклянную подложку методом ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона. Температура подложки не превышала $60 \text{ }^\circ\text{C}$, скорость напыления составляла 1,5-2 нм/с.

Было установлено, что воздействие лазерного излучения приводит к просветлению пленок. На рис. 9а показано изменение спектров пропускания и отражения для пленки толщиной 200 нм при различной мощности записывающего пучка: 1 – до облучения; 2 – мощность пучка 9 мВт; 3 – мощность пучка 13 мВт; скорость сканирования 53 см/с. Степень просветления зависит от мощности записывающего пучка и скорости сканирования. Имеется приблизительно линейная часть зависимости, которую можно использовать для записи полутоновых изображений. Контраст записи, понимаемый как отношение пропускания облученной пленки к пропусканию исходной пленки (T_{ir}/T_a), может достигать 1:10 для $\lambda = 436 \text{ нм}$.

На аморфном кремнии нам удалось записать структуры, имеющие предельное (для лазерной записи в видимой области спектра) пространственное разрешение, равное 1600 мм^{-1} .

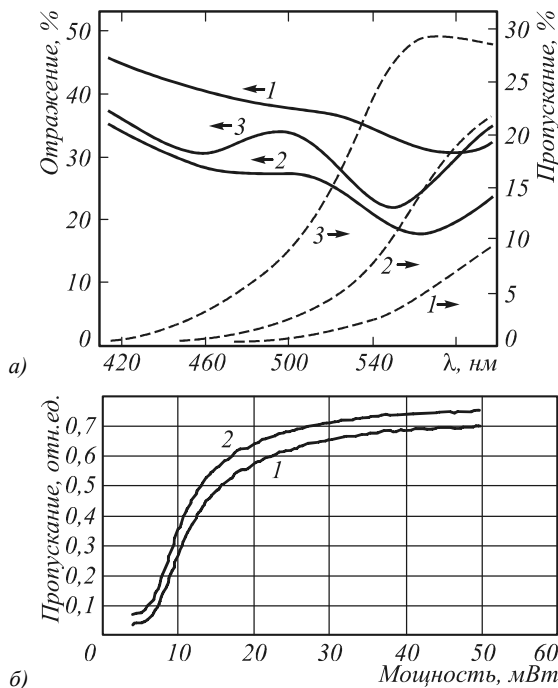


Рис. 9

2.5. Полутоновой метод изготовления ДОО на LDW-стеклах

При поиске новых технологий для прямой лазерной записи полутоновых фотошаблонов мы обратили внимание на LDW-стекло, предоставленное нам для исследований фирмой «Canyon Materials», США.

Заготовки LDW-стекло подвергаются ионному обмену для введения ионов серебра в структуру боросиликатного стекла. Последующее облучение электронным пучком приводит к образованию металлических частичек серебра, резко повышающих оптическое поглощение поверхностного слоя стекла. Сфокусированный лазерный пучок осуществляет тепловое стирание окрашенных частичек. Пропускание стекла зависит от мощности пучка и его можно менять от первоначального значения, равного 0,1–5 %, до 70–80 % (рис. 9б). Полученный полутоновой рисунок в LDW-стекле можно затем перевести в фоторезист методом обычной контактной фотолитографии. Для получения рельефа достаточной глубины необходимо, чтобы контраст полученного рисунка лежал в пределах от 3 до 15. Эта величина без труда достигается при использовании LDW-стекло. На заготовках из стекла LDW-NR были записаны полутоновые фотошаблоны киноформных линз. Затем методом контактной печати полутоновой рисунок переносился в слой фоторезиста толщиной 2 мкм. Для пилообразных структур с периодом 8 мкм дифракционная эффективность достигала 80%, а для более крупных периодов - 95% [54]. Полная дифракционная эффективность линзы (параметры: диаметр - 10,6 мм, фокусное расстояние - 82 мм, длина волны - 514 нм) составила 85%.

2.6. Дифракционные компоненты

Возможности новых технологий и КЛЗС иллюстрируются на нескольких примерах синтеза различных ДОО.

2.6.1. Синтезированные голограммы для контроля оптических поверхностей

Для контроля формы плоских и сферических поверхностей в оптическом производстве широко применяют пробные стекла. Наборы пробных стекол изготавливаются с предельной для рефракционной оптики точностью. Отступления формы эталонных пробных стекол от заданной (ГОСТ 2786-62) обычно не превышают λ/20 (~ 30 нм). Это предельная для традиционной оптики точность. Контролировать с аналогичной точностью несферические поверхности – задача трудная и далекая от решения. Одним из практических путей ее решения является создание синтезированных голограмм (СГ), формирующих при освещении асферический волновой фронт, как показано на рис. 10.

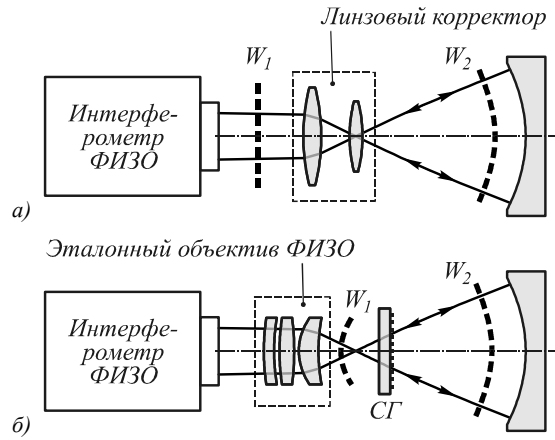


Рис. 10

В оптике для преобразования плоского волнового фронта W_1 в асферический W_2 обычно применяют линзовый корректор (рис. 10а), который состоит из нескольких компонентов и достаточно сложен в расчете и изготовлении. СГ выполняют роль «синтетических пробных стекол» и применяются в интерферометрах для контроля асферической оптики как компенсаторы или «нуль-корректоры». Падающий на них плоский волновой фронт преобразуется в асферический (рис. 10б), форма которого совпадает с расчетной формой контролируемой поверхности. После отражения от контролируемой поверхности оптическое излучение в обратном ходе снова проходит СГ и интерферирует с плоским опорным волновым фронтом в интерферометре. Полученная таким путем интерферограмма несет информацию о форме асферической поверхности. К «синтетическому пробному стеклу» предъявляются жесткие требования по точности, аналогичные требованиям для компонентов классической оптики. Отступления от теоретической формы гене-

рируемого волнового фронта не должны превышать $\lambda/20$. Оборудование и технологии, развитые нами, доказали реализуемость этого жесткого требования на практике. Лазерные дифракционные интерферометры, предназначенные для контроля сферических и асферических поверхностей, были построены с применением изготовленных нами СГ [55].

2.6.2. Бифокальные интраокулярные линзы

Традиционные искусственные хрусталики глаза являются однофокусными и имеют ограниченный диапазон псевдоаккомодации, поэтому после имплантации требуется дополнительное улучшение зрения при помощи очков. Расширение объема аккомодации возможно с двухфокусными линзами, состоящими из рефракционной и дифракционной частей. Гибридный искусственный хрусталик - это тандем стандартной рефракционной линзы и фазовой зонной пластинки Френеля. В 0-м дифракционном порядке зонная пластинка не работает и интраокулярная линза подобна обычному рефракционному хрусталику, аккомодированному на бесконечность. В +1-м порядке появляется дополнительная оптическая сила, и гибридная линза становится способной проецировать на сетчатку близкие предметы. Наличие двух фокусов приводит (при дальнем и ближнем зрении) к образованию расфокусированного изображения, наряду со сфокусированным. Как показывают клинические испытания, расфокусированное изображение исключается при обработке зрительной информации в соответствующих разделах головного мозга.

Матрицы линз, разработанные в ИАиЭ СО РАН, изготавливались с помощью различных технологий, в том числе и рентгеновской теневой литографии [48]. Тиражирование производилось методом фотополимеризации (рис. 11а).

Испытания линз (рис. 11б), матрица которых была изготовлена методом прямой лазерной записи, подтвердили, что их волновые aberrации лежат в пределах $0,8\lambda$ при среднеквадратической погрешности $0,18\lambda$, что полностью соответствует требованиям Международного стандарта ISO/DIS 11979-2. В настоящее время бифокальные интраокулярные линзы типа МИОЛ АККОРД получили сертификат Минздрава РФ и выпускаются серийно. За последние несколько лет успешно проведено несколько сотен операций по имплантации этого типа искусственного хрусталика [56–59].

2.6.3. Линзакон

Круговая зонная пластинка, осуществляющая преобразование сферической волны в коническую или тороидальную, названа нами линзакон [41, 60]. При выполнении проективных преобразований линзакон трансформирует точку, расположенную в пространстве предметов, в кольцо в пространстве изображений, т.е. относится к классу элементов с кольцевым импульсным от-

кликом. Границы зон линзакона выполняются в соответствии с соотношением

$$A \cdot r^2 + B \cdot r = k\lambda,$$

где r – радиус k -ой зоны, λ – длина волны, для которой рассчитана пластинка.

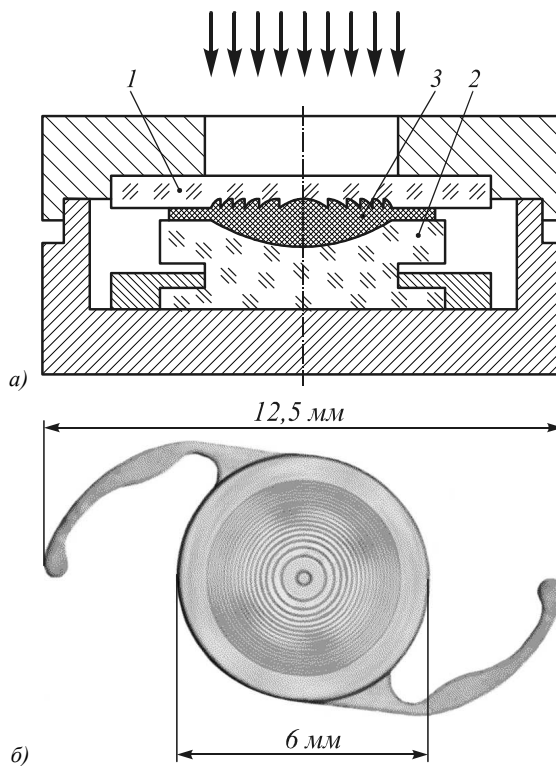


Рис. 11

Первый член (Ar^2) представляет собой стрелку прогиба сферической волны, а второй (Br) – конической или тороидальной волны. Коэффициенты A и B определяют оптические силы сферической и конической волн. При освещении линзакона источником света, находящимся в фокусе, за элементом в центре поля наблюдается яркая «световая линия», вытянутая вдоль оптической оси и имеющая постоянный диаметр вдоль трассы, расчетная длина которой зависит от оптической силы конической волны. Этот пучок, называемый «бесселевым пучком», существенно изменяет свои параметры при смещении источника из расчетного положения (т.е. фокуса). При движении источника к элементу длина «шнура» возрастает, его диаметр перестает быть постоянным и увеличивается по мере удаления экрана от элемента. Смещение источника в сторону от элемента сокращает длину «шнура», его толщина уменьшается или, точнее, вырождается по мере удаления от элемента. Картина нелокализованных полос Френеля, центром которой является этот пучок, образуется за счет интерференции конической волны пучка +1-го порядка. На рис. 12 представлены фотографии поля за линзакон на расстоянии от 20 до 100 м.

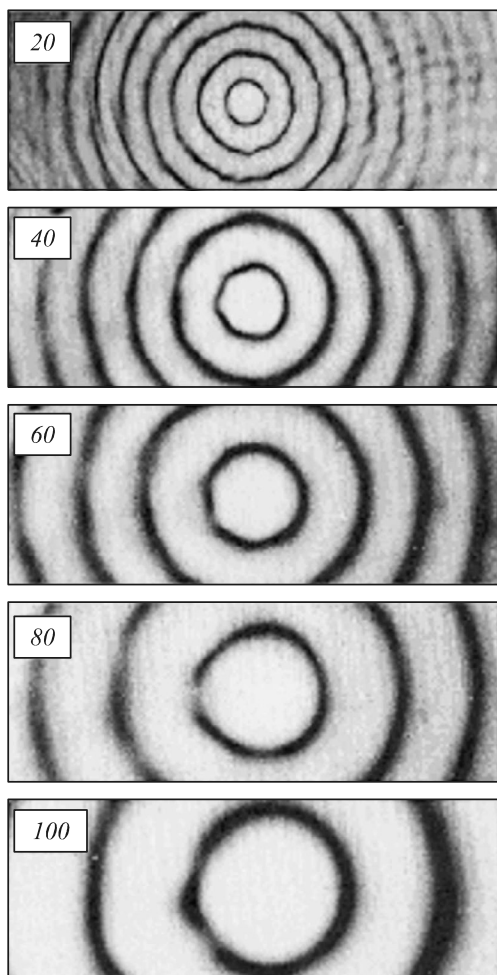


Рис. 12

На базе линзакона нами были предложены и исследованы оптические системы, которые представлены ниже.

2.6.4. Дифракционный интерферометр для выявления фазовых неоднородностей

Интерферометр [41] (рис. 13) предназначен для контроля асимметричных фазовых объектов. Плоский волновой фронт W поступает на ДОО 1 и дифрагирует на нем. Волновой фронт 0-го порядка дифракции проходит исследуемый объект 2 и искажается, приобретая его форму. Задняя фокальная плоскость ДОО 1, передняя фокальная плоскость линзакона 3 и плоскость фазового объекта совмещаются. Световой пучок +1-го порядка дифракции проходит объект без искажений и поступает к линзакону 3, дифрагирует на нем таким образом, что волновой фронт на его выходе в +1-ом порядке дифракции образует коническую волну W_2 . За линзаконем 3 прошедший фазовый объект 2 волновой фронт нулевого порядка дифракции W_1 интерферирует с конической волной W_2 , формируя кольцевые полосы равной ширины. Картина круговых интерференционных полос, искаженных фазовым объектом (стеклянная пластина с дефектом), показана на рис. 13б.

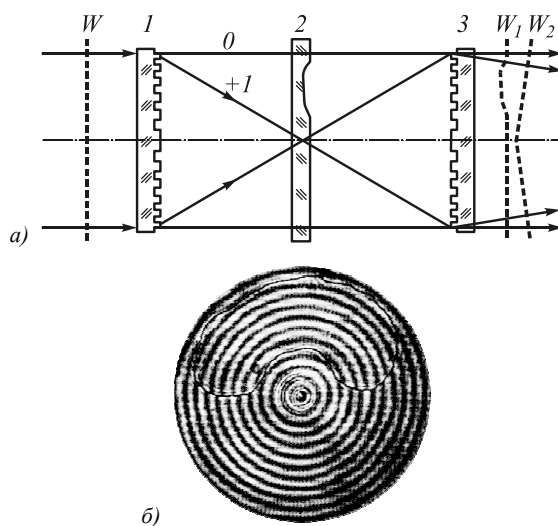


Рис. 13

2.6.5. Лазерная «струна»

Данный прибор [61] предназначен для контроля прямолинейности больших станин станков и элементов строительных сооружений. В приборе линзакон создавал «Бесселев шнур» при освещении ДОО излучением полупроводникового лазера. Длина шнура составляла от 2 до 60 м, а его толщина - от 50 до 600 мкм. При контроле объектов, которые необходимо выставлять вдоль одной линии, использовали ПЗС камеру. Смещение положения центра пятна относительно камеры характеризовало отступление от прямой линии. Прибор позволял контролировать отступление от прямой линии с погрешностью 5 мкм на метр.

2.6.6. Дифракционный интерферометр для контроля формы поверхности

Зонная пластинка является основным оптическим элементом дифракционного интерферометра с общим ходом опорного и измерительного пучков. Выполняя роль синтетического пробного стекла, ЗП формирует опорный волновой фронт. Интерес к таким интерферометрам обусловлен возможностью создания интерферометра без применения высококачественных и дорогих объективов и разделительных пластин; существенным снижением влияния вибраций и температурных колебаний; возможностью применения квазимонохроматических и протяженных источников излучения [62–64].

Интерферометр [63, 64] (рис. 14) состоит из двух основных элементов – зонной пластинки 1 и контролируемой поверхности 2. В наблюдательную часть входит выходная диафрагма 3, выполняющая функции пространственного фильтра, объектив 4 и видеокамера 5. В интерферометр поступает сходящийся пучок света от источника 6 через линзу 7 и светоделительную пластинку 8. Часть пучка, образующая опорную волну, проходит через зонную пластинку без отклонения (нулевой порядок дифракции) и фокусируется в центре зеркала в точке A_1 .

Исследованы новые материалы для прямой лазерной записи структуры ДОЭ: тонкие пленки хрома, аморфного кремния и поверхностно-модифицированные стекла. В новых материалах достигнуто рекордное для лазерной записи пространственное разрешение 1600 мм^{-1} . Полутонковые фотошаблоны дали возможность изготовить ДОЭ с дифракционной эффективностью, достигающей 95%.

Теоретически и экспериментально исследованы закономерности формирования светового поля компьютерно-синтезированными зонными пластинками. Показано, что:

- а) дифракционные структуры можно рассматривать как интерферометры, осуществляющие деление и рекомбинацию лазерных пучков для образования поля интерференции в дальней зоне;
- б) дифракционные элементы, предназначенные для контроля формы асферических зеркал и для аксонной фокусировки лазерных пучков, позволяют восстанавливать волновой фронт с отступлениями от заданной формы, не превышающими $\lambda/20$, и формировать «Бесселев шнур» длиной до 100 м.

Предложен и рассчитан новый дифракционный искусственный хрусталик глаза, позволяющий за счет глубины профиля и изменения топологии круговых зон микрорельефа исключить хроматизм и сферическую абберацию, а в необходимых случаях увеличить глубину фокусировки и осуществить излом оптической оси.

Литература

1. Лазерные доплеровские измерители скорости / Ю.Г. Василенко, Ю.Н. Дубнищев, В.П. Коронкевич, В.С. Соболев, А.А. Столповский, Е.Н. Уткин – Новосибирск: Наука, 1975.
2. **Коронкевич, В.П., Соболев, В.С., Дубнищев, Ю.Н.** Лазерная интерферометрия – Новосибирск: Наука, 1983.
3. **Коронкевич, В.П., Ханов, В.А.** Лазерные интерферометры и их применение // Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1984.
4. **Коронкевич, В.П., Карташев, А.И.** Интерферометр для относительных измерений концевых мер от 100 до 1000 мм // Измерительная техника. – 1957. – № 5. – С. 9-10.
5. **Коронкевич, В.П., Голубкова, В.П.** Интерференционный метод определения параллельности больших концевых мер длины // Измерительная техника. — 1961. – № 5. – С. 5-7.
6. **Коронкевич, В.П., Голубкова, В.П.** Новый метод определения непараллельности плоскопараллельных концевых мер длины // Измерительная техника. – 1962. – № 4. – С. 7-8.
7. **Коронкевич, В.П., Трулев, Ю.И.** Счетчик интерференционных полос для измерения небольших длин // Измерительная техника. – 1959. – № 8. – С. 5-7.
8. **Коронкевич, В.П., Скидан, В.В., Афанасьев, В.А.** Контактный интерферометр с расширенным пределом измерений // Измерительная техника. – 1960. – № 6. – С. 2-5.
9. **Коронкевич, В.П., Ленкова, Г.А.** Лазерный интерферометр для измерения длины // Автометрия. – 1971. – № 1. – С. 4-9.
10. **Коронкевич, В.П., Голубкова, В.П.** Двойной лазерный интерферометр для определения положения объектов // Опτικο-механическая промышленность. – 1971. – № 4. – С. 29-31.
11. **Коронкевич, В.П., Ленкова, Г.А.** Применение лазерных интерферометров для точных измерений // Автометрия. – 1972. – № 6. – С. 69-75.
12. Laser interferometers for measurement and determining position object / V.P. Golubkova, V.P. Koronkevich [and other] // Appl. Opt. – 1972. – V. 11, No 2. – P. 359-361.
13. **Коронкевич, В.П., Ханов, В.А.** Современные лазерные интерферометры перемещений // Автометрия. – 1982. – № 6. – С. 11-27.
14. **Коронкевич, В.П. Кирьянов, В.П.** Лазерный интерферометр с низкочастотной фазовой модуляцией // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – № 7. – С. 1301-1308.
15. **Коронкевич, В.П. Кирьянов, В.П.** Лазерные интерферометры перемещений // Автометрия. – 1998. – № 6. – С. 65-84.
16. **Коронкевич, В.П., Ханов, В.А.** Анализ методов измерения при помощи лазерных интерферометров // Измерительная техника. – 1979. – № 12. – С. 23-24.
17. Многофункциональный лазерный измеритель перемещений ИПЛ-10. Лазерные интерферометры / В.М. Ведерников, В.П. Кирьянов, В.П. Коронкевич, Г.А. Ленкова – Новосибирск: ИАиЭ СО АН СССР, 1978. – С. 10-41.
18. **Коронкевич, В.П.** Измерение перемещений и скоростей на основе двухчастотного лазера – Труды Всесоюзной конференции по газовым лазерам. – Рязань: Издание НИИГРП, 1974.
19. **А. с. 302982 СССР.** Лазерный измеритель перемещений / В.П. Коронкевич, В.П. Кирьянов, И.Ф. Клисторин, Г.А. Ленкова, А.И. Лохматов, А.М. Щербаченко – Бюллетень ОИПТЗ №43. – 1973.
20. **Коронкевич, В.П., Ханов, В.А.** Анализ результатов испытаний лазерного преобразователя МПШП на станке с ЧПУ // Препринт ИАиЭ СО АН СССР. – Новосибирск, 1985. – № 296.
21. **Коронкевич, В.П., Ханов, В.А.** Исследование токарного станка с ЧПУ, оснащенного лазерными преобразователями перемещений ИПЛП // Препринт ИАиЭ СО АН СССР. – Новосибирск, 1987. – № 324.
22. **А. с. 1768975 СССР.** Способ создания интерференционных полей с фазовым сдвигом от 0 до 180° / В.П. Кирьянов, В.П. Коронкевич, Г.А. Ленкова, А.И. Лохматов, Г.Г. Тарасов // Бюллетень ОИПОТЗ №38. – 1992. – Патент РФ № 1768975, МКИ G01.
23. **А. с. 469359 СССР.** Способ измерения линейных перемещений / В.М. Ведерников, В.П. Кирьянов [и др.] – Бюллетень ОИПОТЗ №16. – 1975.
24. Киноформы. Оптическая система для синтеза элементов / А.Г. Полещук, В.П. Кирьянов, В.П. Коронкевич, В.И. Наливайко // Препр. ИАиЭ СО АН СССР. – Новосибирск, 1979.
25. Синтез оптических элементов с осевой симметрией прецизионным лазерным фотопостроителем / В.М. Ведерников, В.П. Вьюхин, В.П. Кирьянов, В.П. Коронкевич, Ф.И. Кокоулин, А.Г. Полещук, А.И. Лохматов, В.И. Наливайко, Г.Г. Тарасов, А.М. Щербаченко, Ю.И. Юрлов // Труды Всес. конф. «Формирование изображения и методы его коррекции», Могилев, 1979. – Могилев: ИФ АН БССР, 1979. – С. 68-69.
26. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов / В.М. Ведерников, В.П. Вьюхин, В.П. Кирьянов, В.П. Коронкевич, Ф.И. Кокоулин, А.Г. Полещук, А.И. Лохматов // Автометрия. – 1981. – № 3. – С. 3-17.
27. Fabrication of kinoform optical elements / V.P. Kyrianov, V.P. Koronkevich, F.I. Kokoulin, A.G. Poleshchuk, I.G. Palchikova, A.G. Sedukhin, A.M. Sherbachenko, E.G. Churin // Optik. – 1984. – V. 67, No 3. – P. 257-267.
28. **Коронкевич, В.П., Арнаутгов, Г.Н.** Высокоточный лазерный гравиметр // Автометрия. – 1972. – № 5. – С. 29-38.
29. Absolute laser gravimeter / G. Arnautov, L. Gik, E. Kalish, V. Koronkevitch, Yu. Nesterikhin, Yu. Stus //

- IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1973. – No 6. – P. 678-679.
30. High precision laser gravimeter / G.P. Arnautov, V.P. Koronkevich [and other] // Appl. Opt. – 1974. – V. 13, No 2. – P. 310-313.
 31. **Коронкевич, В.П., Арнаут, Г.П., Гик, Л.Д.** Измерение абсолютного значения ускорения силы тяжести // Метрология. – 1976. – № 2.
 32. Обеспечение высокой точности измерений абсолютного значения ускорения силы тяжести баллистическим гравиметром / Г.П. Арнаут, Л.Д. Гик, В.П. Коронкевич [и др.] // Геология и геофизика. – 1978. – № 3. – С. 108-111.
 33. Измерение абсолютного значения ускорения силы тяжести лазерным баллистическим гравиметром / Г.П. Арнаут, Л.Д. Гик, В.П. Коронкевич [и др.] // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 3. – С. 560-567.
 34. **Коронкевич, В.П., Арнаут, Г.П., Стусь, Ю.Ф.** Абсолютный лазерный баллистический гравиметр // Препринт ИАиЭ СО АН СССР. – Новосибирск. – 1981. – № 196.
 35. Неприливные измерения гравитационного поля Земли в разнесенных по долоте точках / Г.П. Арнаут, В.П. Коронкевич [и др.] // Доклады АН СССР. – 1985. – Т. 280. – С. 1084-1086.
 36. **Коронкевич, В.П., Соболев, В.С.** Двадцать лет лазерной доплеровской анемометрии // Автометрия. – 1985. – № 1. – С. 77-96.
 37. **Коронкевич, В.П., Арнаут, Г.П., Гик, Л.Д.** Измерение абсолютного значения ускорения силы тяжести // Метрология. – 1976. – № 2.
 38. Фурье-анализ лазерных доплеровских устройств / В.П. Коронкевич, Г.А. Барилл [и др.] // Автометрия. – 1973. – № 5. – С. 41-47.
 39. **Коронкевич, В.П., Голубкова, В.П.** Новый метод определения непараллельности плоскопараллельных концевых мер длины // Измерительная техника. – 1962. – С. 7-8.
 40. **Коронкевич, В.П., Голубкова, В.П.** Двойной лазерный интерферометр для определения положения объектов // Оптико-механическая промышленность. – 1971. – № 5. – С. 29-31.
 41. Lensakon / V.P. Koronkevich, E.G. Churin [and other] // Appl. Opt. – 1995. – V. 34, No 25. – P. 5761-5772.
 42. New fabrication method for diffractive optical elements with deep phase relief / V.P. Korolkov, V.P. Koronkevich [and other] // Proc. of SPIE. – 1997. – V. 3010. – P. 180-191.
 43. **Коронкевич, В.П., Полещук, А.Г.** Устройство для записи синтезированных оптических элементов на подвижном носителе – Труды III Всес. конф. по голографии, Ульяновск. – Ленинград: ЛИЯФ, 1978. – С. 83-84.
 44. **Коронкевич, В.П., Ленкова, Г.А., Михальцова, И.А.** Киноформные линзы. Ч.2. Изготовление линз и исследование их оптических характеристик // Автометрия. – 1979. – № 1. – С. 75-83.
 45. Лазерная термохимическая технология синтеза оптических элементов в пленках хрома / В.П. Коронкевич, А.Г. Полещук, Е.Г. Чуринов, Ю.Н. Юрлов // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12, № 4. – С. 755-761.
 46. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления и практическое применение / В.П. Коронкевич, В.П. Коронкевич, И.А. Михальцова, И.Г. Пальчикова, А.Г. Полещук, А.Г. Седухин, Е.Г. Чуринов // Автометрия. – 1985. – № 1. – С. 4-25.
 47. **Коронкевич, В.П., Пальчикова, И.Г., Полещук, А.Г.** Считывание информации с компакт-дисков лазерной головкой с дифракционной оптикой // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15, № 10. – С. 2128-2134.
 48. Использование рентгеновской литографии для создания дифракционных оптических элементов с глубоким фазовым профилем / В.П. Коронкевич [и др.] // Тезисы докладов РСНЭ'97 (Москва–Дубна, 25-29 мая 1997 г.) – М.: Издание ТОО «Арт», 1997. – С. 570.
 49. Fabrication of diffractive optical elements by laser writing with circular scanning / V.P. Koronkevich, V.P. Kiryanov, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, V.A. Cherkashin A.A. Harisov // Proc. of SPIE. – 1995. – V. 2363. (5th Intern. Workshop on Digital Image Processing and Computer Graphics) – P. 290-297.
 50. Processing parameters optimization for thermochemical writing of DOEs on chromium films / V.A. Cherkashin, E.G. Churin, J.H. Burge, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, A.A. Kharisov, V.P. Koronkevich // Proc. of SPIE. – 1997. – V. 3010 (Diffr. and Holographic Device Technologies and Applications IV). – P. 168-179.
 51. Синтез дифракционных оптических элементов в полярной системе координат – анализ погрешностей изготовления и их измерение / В.П. Коронкевич, В.П. Корольков, А.Г. Полещук, А.А. Харисов, В.В. Черкашин // Автометрия. – 1997. – № 6. – С. 42-56.
 52. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure / A.G. Poleshchuk, E.G. Churin, V.P. Koronkevich, V.P. Korolkov, A.A. Kharisov, V.A. Cherkashin, V.P. Kirianov, A.V. Kirianov, S.A. Kokarev, A.G. Verhoglad // Appl. Optics. – 1999. – V. 38, No 8. – P. 1295-1301.
 53. **Коронкевич, В.П., Корольков, В.П., Полещук, А.Г.** Лазерные технологии в дифракционной оптике // Автометрия. – 1998. – № 6. – С. 38-46.
 54. **Poleshchuk, A. G., Koronkevich, V.P., Korolkov, V.P.** Laser technologies in diffractive optics // Proc. of SPIE. – 1998. – V. 3733. (ICONO '98: Nonlinear Optical Phenomena and Coherent Optics in Information Technologies). – P. 417-427.
 55. 3D лазерные информационные технологии: / Полещук, А.Г., Коронкевич, В.П. Лазерные методы трехмерного микроstructuring оптических поверхностей // под ред. П.Е. Твердохлеба Новосибирск: ИАЭ, 2003. – С. 243-310.
 56. Исследование оптического качества интраокулярных линз / Г.А. Ленкова, В.П. Коронкевич, И.Л. Исаков, В.П. Косых, В.А. Лабузов // Автометрия. – 1997. – № 3. – С. 18-29.
 57. Бифокальная дифракционно-рефракционная интраокулярная линза / В.П. Коронкевич, Г.А. Ленкова, И.А. Исаков [и др.] // Автометрия. – 1997. – № 6. – С. 26-41.
 58. **Пат. 2186417 Российская Федерация.** Дифракционная интраокулярная линза. / Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Исаков И.А., Федоров С.Н. – опубли. 27.07.2002 г.
 59. Дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы / Г.А. Ленкова, В.П. Корольков, В.П. Коронкевич, Р.К. Насыров, А.С. Гутман, И.А. Исаков, В.М. Треушников // Автометрия. – 2008. – Т. 44, № 4. – С. 75-88.
 60. Application of diffractive optical elements in laser metrology / A.G. Poleshchuk, V.P. Koronkevich, V.P. Korolkov, Sedukhin A.G. // Proc. of SPIE. – 2002. – V. 4900 (Seventh International Symposium on "Laser Metrology Applied to Science, Industry, and Everyday Life". Novosibirsk, Russia, September 2002). – P. 841-851.
 61. Дифракционный элемент для обострения лазерных лучков / В.П. Коронкевич [и др.] // Автометрия. – 1994. – № 3. – С. 57-68.
 62. **Коронкевич, В.П., Ленкова, Г.А.** Дифракционный интерферометр // Автометрия. – 1984. – № 3. – С. 61-67.
 63. **Коронкевич, В.П., Ленкова, Г.А., Маточкин, А.Е.** Синтетическое пробное стекло // Автометрия. – 2002. – Т. 38, № 3. – С. 20-32.
 64. **Пат. 2240503 Российская Федерация.** Дифракционный интерферометр (варианты) / В.П. Коронкевич, Г.А. Ленкова – (приоритет 31.03.2003).

References

1. Laser Doppler velocimeters / Yu.G. Vasilenko, Yu.N. Dubnischchev, V.P. Koronkevich, V.S. Sobolev, A.A. Stolpovskiy, E.N. Utkin – Novosibirsk: "Nauka", 1975.
2. **Koronkevich, V.P., Sobolev, V.S., Dubnischchev, Yu.N.** Laser interferometry. – Novosibirsk: "Nauka", 1983.

3. **Koronkevich, V.P., Khanov, V.A.** Laser interferometers and their applications – Novosibirsk: Publication of IAE SB RAS USSR, 1984.
4. **Koronkevich, V.P., Kartashev, A.I.** Interferometer for the relative measurements of gaging rods between 100 and 1000 millimeters // Measurement technology. – 1957. – No 5. – P. 9-10.
5. **Koronkevich, V.P., Golubkova, V.P.** Interferometric method for determining the parallelism of long gaging rods // Measurement technology. – 1961. – No 5. – P. 5-7.
6. **Koronkevich, V.P., Golubkova, V.P.** New method for determining the nonparallelism of plane-parallel gaging rods // Measurement technology. – 1962. – No 4. – P. 7-8.
7. **Koronkevich, V.P., Trulev, Yu.I.** Counter of interferometric fringes for measuring short lengths // Measurement technology. – 1959. – No 8. – P. 5-7.
8. **Koronkevich, V.P., Skidan, V.V., Afanasyev, V.A.** Contact interferometer with widened measurement limits // Measurement technology. – 1960. – No 6. – P. 2-5.
9. **Koronkevich, V.P., Lenkova, G.A.** Laser interferometer for length measurements // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1971. – No 1. – P. 4-9.
10. **Koronkevich, V.P., Golubkova, V.P.** Twin laser interferometer for determining objects' positions // Sov. J. Opt. Technol. – 1971. – No 4. – P. 29-31.
11. **Koronkevich, V.P., Lenkova, G.A.** Application of laser interferometers for precise measurements, // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1972. – No 6. – P. 69-75.
12. **Golubkova, V.P.** Laser interferometers for measurements and determining object's position / V.P. Golubkova, V.P. Koronkevich [etc.] // Appl. Opt. – 1972. – V. 11, N 2. – P. 359-361.
13. **Koronkevich, V.P., Khanov, V.A.** Modern laser interferometers of displacements // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1982. – No 6. – P. 11-27.
14. **Koronkevich, V.P., Kiryanov, V.P.** Laser interferometer with low-frequency phase modulation // Quantum electronics. – 1982. – Vol. 9, No 7. – P. 1301-1308.
15. **Koronkevich, V.P., Kiryanov, V.P.** Laser interferometers of displacements // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1998. – No 6. – P. 65-84.
16. **Koronkevich, V.P., Khanov, V.A.** Analysis of measuring techniques with the help of laser interferometer // Measurement technology. – 1979. – No 12. – P. 23-24.
17. **Vedernikov, V.M.** Multifunctional laser displacement sensor IPL-10 / V.M. Vedernikov, V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, G.A. Lenkova – In Book: Laser interferometers – Novosibirsk: IAE SB RAS USSR, 1978. – P. 10-41.
18. **Koronkevich, V.P.** Measurement of displacements и velocities with a two-frequency laser // Proc. All Union Conf. on gas lasers – Ryazan: Publication of NIIGRP, – 1974.
19. **Laser sensor of displacements / V.P. Koronkevich, V.P. Kiryanov, I.Ph. Klistorin, G.A. Lenkova, A.I. Lokhmatov, A.M. Shcherbachenko** – Author's certificate of USSR No 302982. – Bull. OIPTZ No43, 1973.
20. **Koronkevich, V.P., Khanov, V.A.** Analyzing the tests of a laser transducer MPLP for NC machine tool // Novosibirsk: Preprint of IAE SB RAS of USSR. – No 296. – 1985.
21. **Koronkevich, V.P., Khanov, V.A.** Examination of an NC lathe equipped with laser transducers of displacements IPLP // Novosibirsk: Preprint of IAE SB RAS of USSR. – 1987. – No 324.
22. **Method of reproduction of interferometric fields with a phase shift between 0 and 180° / V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, G.A. Lenkova, A.I. Lokhmatov, G.G. Tarasov** // Author's certificate of USSR No 1768975, Bull. OIPTZ No 38. – 1992. // Patent of Russian Federation, No 1768975, MKI G01.
23. **Vedernikov, V.M.** Method of measurements of linear displacements / V.M. Vedernikov, V.P. Kiryanov [and other] // Author's certificate of USSR, No 469359. – Bull. OIPTZ, No 16. – 1975.
24. **Kinofoms. Optical system for synthesizing elements / A.G. Poleshchuk, V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, V.I. Nalivaiko** // Novosibirsk: 1979. – (Preprint 99 / IAE SB RAS USSR).
25. **Synthesizing optical elements with axial symmetry by a precise laser photoplotter / V.M. Vedernikov, V.N. Vyukhin, V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, F.I. Kokoulin, A.G. Poleshchuk, A.I. Lokhmatov, V.I. Nalivaiko, G.G. Tarasov, A.M. Shcherbachenko, Yu.I. Yurlov** // Proc. All Union conf. «Formation of images and methods of their corrections», Mogilev, 1979. – Mogilev: Inst Phys. AS BSSR, 1979. – P. 68-69.
26. **Precise photoplotter for the synthesis of optical elements / V.M. Vedernikov, V.N. Vyukhin, V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, F.I. Kokoulin, A.G. Poleshchuk, A.I. Lokhmatov** // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1981. – No 3. – P. 3-17.
27. **Fabrication of kinoform optical elements / V.P. Kiryanov, V.P. Koronkevich, F.I. Kokoulin, A.G. Poleshchuk, I.G. Palchikova, A.G. Sedukhin, A.M. Shcherbachenko, E.G. Churin** // Optik. – 1984. – Vol. 67, No 3. – P. 257-267.
28. **Koronkevich, V.P., Arnautov, G.P.** High precision laser gravimeter // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1972. – No 5. – P. 29-38.
29. **Arnaudov, G.P., Koronkevich, V.P.** Absolute laser gravimeter // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1973. – No 6.
30. **High precision laser gravimeter / G.P. Arnautov, V.P. Koronkevich [etc.]** // Appl. Opt. – 1974. – Vol. 13, No 2. – P. 310-313.
31. **Koronkevich, V.P., Arnautov, G.P., Gick, L.D.** Measurement of absolute magnitude of free fall acceleration. // Metrology. – 1976. – No 2.
32. **Arnaudov, G.P.** Providing a high accuracy of measurements of the absolute magnitude of free fall acceleration by a ballistic gravimeter / G.P. Arnautov, L.D. Gick, V.P. Koronkevich [et al.] // Geology and geophysics. – 1978. – No 3. – P. 108-111.
33. **Arnaudov, G.P.** Measurement of the absolute magnitude of free fall acceleration by a laser ballistic gravimeter / G.P. Arnautov, L.D. Gick, V.P. Koronkevich [et al.] // Quantum electronics. – 1979. – Vol 6, No 3. – P. 560-567.
34. **Koronkevich, V.P., Arnautov, G.P., Stus, Yu.F.** Absolute laser ballistic gravimeter – Novosibirsk: Preprint of IAE SB RAS of USSR, 1981. – No 196.
35. **Tideless measurements of the gravitational field of the Earth in longitudinally separated points / G.P. Arnautov, V.P. Koronkevich [et al.]** // Reports of AS of USSR. – 1985. – Vol 280. – P. 1084-1086.
36. **Koronkevich, V.P., Sobolev, V.S.** Twenty years of laser Doppler anemometry // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1985. – No 1. – P. 77-96.
37. **Koronkevich, V.P., Arnautov, G.P., Gick, L.D.** Measurement of the absolute magnitude of free fall acceleration // Metrology. – 1976. – No 2.
38. **Fourier-analysis of laser Doppler devices / V.P. Koronkevich, G.A. Barill [et al.]** // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1973. – No 5. – P. 41-47.
39. **Koronkevich, V.P., Golubkova, V.P.** New method of determining the nonparallelism of plane-parallel gaging rods // Measurement technology. – 1962. – P. 7-8.
40. **Koronkevich, V.P., Golubkova, V.P.** Twin Laser interferometer for determining the objects' position // Sov. J. Opt. Technol. – 1971. – No 5. – P. 29-31.
41. **Lensakon / V.P. Koronkevich, E.G. Churin [etc.]** // Appl. Opt. – 1995. – Vol. 34, No 25. – P. 5761-5772.
42. **New fabrication method for diffractive optical elements with deep phase relief / V.P. Korolkov, V.P. Koronkevich [etc.]** // Proc. of SPIE. – 1997. – Vol. 3010. – P. 180-191.
43. **Koronkevich, V.P., Poleshchuk, A.G.** Set up for writing synthesized optical elements on a sliding carrier – Proc. III All Union conf. on holography – Ulyanovsk; Leningrad: LINP, 1978. – P. 83-84.

44. **Koronkeвич, V.P., Lenkova, G.A., Mikhaltsova, I.A.** Kinoform lenses. Part 2. Fabrication of lenses and studying their optical performances // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1979. – No 1. – P. 75-83.
45. Laser thermochemical technology of synthesizing optical elements in chromium films / V.P. Koronkeвич, A.G. Poleshchuk, E.G. Churin, Yu.I. Yurlov // Quantum electronics. – 1985. – Vol. 12, No 4. – P. 755-761.
46. Kinoform optical elements: Methods of design, fabrication technologies, and practical application / V.P. Korolkov, V.P. Koronkeвич, I.A. Mikhaltsova, I.G. Palchikova, A.G. Poleshchuk, A.G. Sedukhin, E.G. Churin // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing 1985.- No1.- P. 4-25.
47. **Koronkeвич, V.P. Palchikova, I.G. Poleshchuk, A.G.**, Information read out from compact disks by a diffractive-optics-based pick-up // Quantum electronics. – 1988. – Vol. 15, No 10. – P. 2128-2134.
48. Application of X-ray lithography for fabrication of diffractive optical elements with deep phase profile / Koronkeвич V.P. [et al.] – Theses of reports RSNE'97 (Moscow-Dubna, 25-29 May 1997): M.: Publication of «Art», 1997. – P. 570.
49. Fabrication of diffractive optical elements by laser writing with circular scanning / V.P. Koronkeвич, V.P. Kiryanov, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, V.A. Cherkashin, A.A. Harisov // Proc. of SPIE (5th Intern. Workshop on Digital Image Processing and Computer Graphics). – 1995. – Vol. 2363. – P. 290-297.
50. Processing parameters optimization for thermochemical writing of DOEs on chromium films / V.A. Cherkashin, E.G. Churin, J.H. Burge, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, A.A. Kharisov, V.P. Koronkeвич // Proc. of SPIE (Diffraction and Holographic Device Technologies and Applications IV). – 1997. – Vol. 3010. – P. 168-179.
51. Synthesizing diffractive optical elements in the polar coordinate system – Analysis of fabrication errors and their measurements / V.P. Koronkeвич, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, A.A. Kharisov, V.V. Cherkashin // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1997. – No 6. – P. 42-56.
52. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure / A.G. Poleshchuk, E.G. Churin, V.P. Koronkeвич, V.P. Korolkov, A.A. Kharisov, V.A. Cherkashin, V.P. Kiryanov, A.V. Kirianov, S.A. Kokarev, A.G. Verhoglad // Appl. Optics. – 1999. – Vol. 38, No 8. – P. 1295-1301.
53. **Koronkeвич, V.P., Korolkov, V.P., Poleshchuk, A.G.** Laser technologies in diffractive optics // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1998. – No 6. – P. 38-46.
54. **Poleshchuk, A. G., Koronkeвич, V.P., Korolkov, V.P.** Laser technologies in diffractive optics // Proc. of SPIE (ICONO '98: Nonlinear Optical Phenomena and Coherent Optics in Information Technologies). – 1998. – Vol. 3733. – P. 417-427.
55. 3D Laser information technologies. Ed. by Tverdokhle P.E. – Chapter 5. Laser methods for 3D microstructuring of optical surfaces / A.G. Poleshchuk, V.P. Koronkeвич – Novosibirsk: IAE SB RAS, 2003. – P. 243-310.
56. Studying the optical quality of intraocular lenses / G.A. Lenkova, V.P. Koronkeвич, I.A. Iskakov, V.P. Kosykh, V.A. Labusov // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1997. – No 3. – P. 18-29.
57. Bifocal diffractive-refractive intraocular lens / V.P. Koronkeвич, G.A. Lenkova, I.A. Iskakov [et al.] // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1997. – No 6. – P. 26-41.
58. Diffractive-refractive intraocular lens / V.P. Koronkeвич, G.A. Lenkova, I.A. Iskakov, S.N. Fedorov // Patent of Rus. Fed. No 2186417. – 27.07.2002.
59. Diffractive-refractive intraocular lenses / G.A. Lenkova, V.P. Korolkov, V.P. Koronkeвич, R.K. Nasyrov, A.S. Gutman, I.A. Iskakov, V.M. Treushnikov // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2008. – Vol. 44, No 4. – P. 75-88.
60. Application of diffractive optical elements in laser metrology / A.G. Poleshchuk, V.P. Koronkeвич, V.P. Korolkov, A.G. Sedukhin // Proc. of SPIE. – 2002. – Vol. 4900 (Seventh International Symposium on "Laser Metrology Applied to Science, Industry, and Everyday Life". Novosibirsk, Russia, September 2002). – P. 841-851.
61. Diffractive element for sharpening laser beams / V.P. Koronkeвич [et al.] // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1994. – No 3. – P. 57-68.
62. **Koronkeвич, V.P., Lenkova, G.A.** Diffraction interferometer // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 1984. – No 3. – P. 61-67.
63. **Koronkeвич, V.P., Lenkova, G.A., Matochkin, A.E.** Synthetic test glass // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2002. – Vol. 38, No 3. – P. 20-32.
64. **Koronkeвич, V.P., Lenkova, G.A.** Diffraction interferometer (versions) – Patent of Rus. Fed. No 2240503 (priority of 31.03.2003).

LASER INTERFEROMETRIC AND DIFFRACTIVE SYSTEMS

Voldemar Petrovich Koronkeвич chief research scientist,

compiler's: Alekandr Grigorievich Poleshuk, (head of laboratory Diffraction Optics, e-mail: poleshchuk@iae.nsk.su)

Andrey Georgievich Sedukhin (senior staff scientist of laboratory Diffraction Optics, e-mail: sedukhin@iae.nsk.su)

Galina Aleksandrovna Lenkova (senior staff scientist of laboratory Diffraction Optics, e-mail: lenkova@iae.nsk.su)
Institute of Automation and Electrometry SB RAS

Abstract

The results of the main research works are summarized, which were done by the author for over than 50 years. A major problem is set up and solved for the development and practical implementation of laser interferometric and diffractive systems designed for a wide range of specific applications in the field of scientific investigations and industrial technologies.

Key words: laser interferometers, diffractive optical elements.

В редакцию поступила 25.09.2009 г.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

№ 6

1998 (ноябрь—декабрь)

30 ЛЕТ ЛАБОРАТОРИИ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ИАиЭ СО РАН

(предисловие к тематическому выпуску:
Оптические информационные технологии и системы)

В. П. Коронкевич

Предлагаемый вниманию читателей тематический номер журнала «Автометрия» посвящен тридцатилетию лаборатории лазерных технологий ИАиЭ СО РАН. Статьи раздела «Оптические информационные технологии и системы» написаны сотрудниками лаборатории. В ряде публикаций, наряду с новыми результатами, представлены ретроспективные обзоры исследований, проведенных ранее.

В период становления лазерной техники и технологии мы создали портативные гелий-неоновые лазеры, стабилизированные по провалу Лэмба и линиям насыщенного поглощения в парах йода. Достигнутая стабильность длины волны излучения составляла $3 \cdot 10^{-9}$. Это позволило построить первые в стране лазерные интерферометры для измерения различных физических величин: длины, скорости, ускорения и плотности прозрачных сред. Спектр применений интерферометров широк — это контроль точности крупногабаритных станков, измерение плотности воды на больших глубинах в океане, измерение скорости проката на металлургических заводах и проведение физических экспериментов по исследованию гравитационного поля Земли, изучение турбулентных течений, изготовление синтезированных голограмм и дифракционных структур.

Лазерные интерферометры стали стержнем уникальных оптико-электронных систем: прецизионного лазерного гравиметра для измерения абсолютного значения ускорения силы тяжести и лазерной круговой записывающей системы для синтеза элементов дифракционной оптики.

По результатам официальных Международных метрологических сравнений разработанные нами гравиметры признаны одними из лучших в мире. С их помощью сотрудники лаборатории создали на обширной территории Земли сеть более чем 40 базовых гравиметрических пунктов в диапазоне широт от $+68^\circ$ (Финляндия) до -43° (Тасмания). Результаты измерений ускорения силы тяжести, проведенных по различным международным программам, составили основу гравиметрической сети России, стран СНГ и ряда других стран мира. Они включены в каталоги Международной сети абсолютных гравиметрических базовых станций. В результате повторных наблюдений на этих пунктах сотрудниками лаборатории обнаружены неприливные вариации g двух типов: а) глобальные (на линии Новосибирск — Москва — Потсдам; б) региональные (в сейсмоактивной зоне Алма-Атинского прогностического полигона, в Байкальской рифтовой зоне и на Камчатке). Эти результаты имеют принципиальное значение для решения фундаментальных проблем геодинамики.

При разработке в 1978–79 гг. лазерной технологии и оборудования для синтеза дифракционных элементов, голограмм и мастер-дисков оптической памяти особое внимание было уделено созданию прецизионной лазерной круговой системы записи. Фактически был разработан «световой токарный станок», который позволял в полярной системе координат вести запись дифракционной структуры сфокусированным до 0,8 мкм лазерным пучком. Погрешность выполнения топологии рисунка на поле 300 мм не превышала 0,1 мкм. Новая система позволила провести исследования тонких пленок металлов, полупроводников и стекол для выбора материала, пригодного для изготовления плоской оптики. На первом этапе мы остановились на тонких пленках хрома в качестве материала, пригодного для записи шаблонов дифракционных элементов. Сейчас особые надежды мы возлагаем на прямую лазерную запись дифракционных структур в поверхностно-модифицированных стеклах (LDV-стекло). Это даст возможность создать структуры с «профилем блеска», имеющие высокую дифракционную эффективность. Первые результаты этой работы публикуются в данном выпуске.

Нам удалось синтезировать ряд новых оптических элементов: аксиконов, структур с круговым импульсным откликом, линзаконов, мастер-дисков магнитооптической памяти, высокоточных угловых шкал, искусственных дифракционно-рефракционных хрусталиков глаза, корректоров аберрации, гибридных микро- и телеобъективов и др.

Совместные работы с Лабораторией зеркал Стюартовской обсерватории Аризонского университета (Тусон, США) показали, что с помощью лазерной круговой системы можно изготовить голограммы асферических волновых фронтов, гарантирующие воспроизведение волнового фронта с предельной для оптики погрешностью, равной $\lambda/20$. Голограммы были применены в США для контроля больших параболических зеркал телескопов диаметрами 6,5 м (f/1,25) и 8,4 м (f/1,14).

Пройденный лабораторией путь оказался интересным и плодотворным.

ДОКЛАД-ПРЕЗЕНТАЦИЯ В. П. КОРОНКЕВИЧА
НА ЕГО 80-летнем ЮБИЛЕЕ



Жизнь прошла в 3-х городах



1. Старый Новосибирск (до 1944 г.)



2. Ленинград (с 1944 по 1960 г.)



3. Академгородок (с 1960 г.)

1950–1960 гг.
Работы до появления лазеров

1. Поиски и исследование узких спектральных линий для целей перехода на определение метра в длинах световых волн.
2. Дисперсия в видимой области спектра (диссертация, дисперсионная формула).

1953–1956 гг.



Аспирантура во ВНИИМ.

1-й слева – Л. В. Анкудинов, 5-й – В. П. Коронкевич, 3-й справа – зав. отд. Арсений Иванович Карташов (руководитель аспирантуры В.П.К. и Г. А. Ленковой).

1959–1968 гг.



НГИМИП. Г. А. Ленкова, А. Разуваев, В. П. Коронкевич, А. И. Лохматов.

1968–2007 гг.
ИАиЭ СО РАН



С. В. В. Донцовой.

Лазеры. Интерферометры.
Интерферометр Фабри–Перо.



1975 г.
Лазерные доплеровские системы.
Работы с н/п «Карл Цейсс» (ГДР).
Генеральный директор по науке
н/п «Карл Цейсс» Миллер.



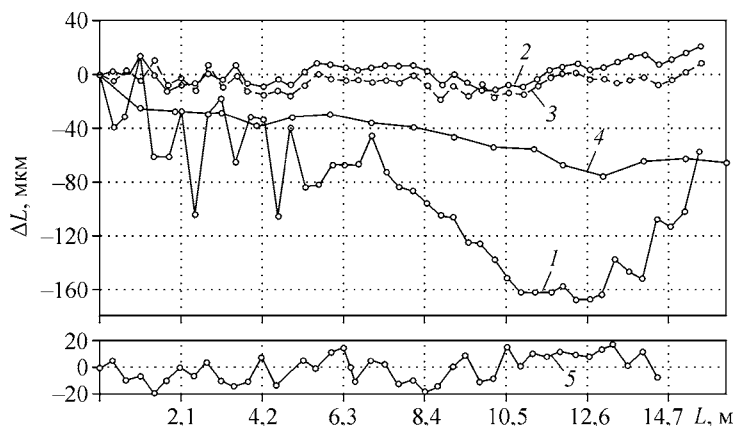
1975–2007 гг.
Лазерный фотоплоттер. С. А. Е. Маточкиным.

1968–2007 гг. Лазерные интерферометры перемещений

1. ИПЛ-1 ~ 1968 – 1969 гг.
2. ИПЛ-2 (10 шт.) – четыре прибора встроены в Машину-станок КИМ600 (во Владимире), 3 – работали в СКБ аналитического приборостроения (Москва), по одному в НИИГРП (Рязань), з-д «Экран», ЦКБ «Точприбор».
3. ФОУ – партия из 30 лазерных интерферометров.
4. ИПЛ-7 – 7 шт. на Рижском механическом заводе.
5. ИПЛ-10 – с низкочастотной модуляцией. Прибор позволял одновременно измерять угловое перемещение. Станки завода «Тяжстанкогидропресс».
6. ЛИППП – для «Зенита» и «ГЗУ».
7. Приборы для «CLWS-300» (2 типа).

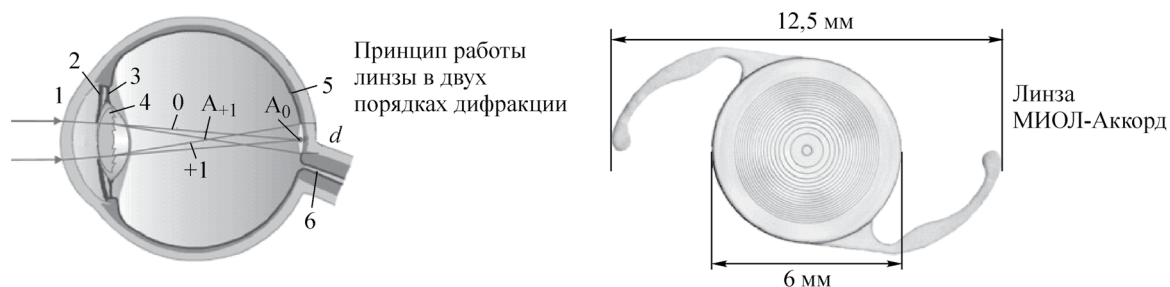
Прецизионные измерения

1. Лазерный гравиметр
2. Станок КИМ-600
3. Работы с «Тяжстанкогидропресс» по большим станкам



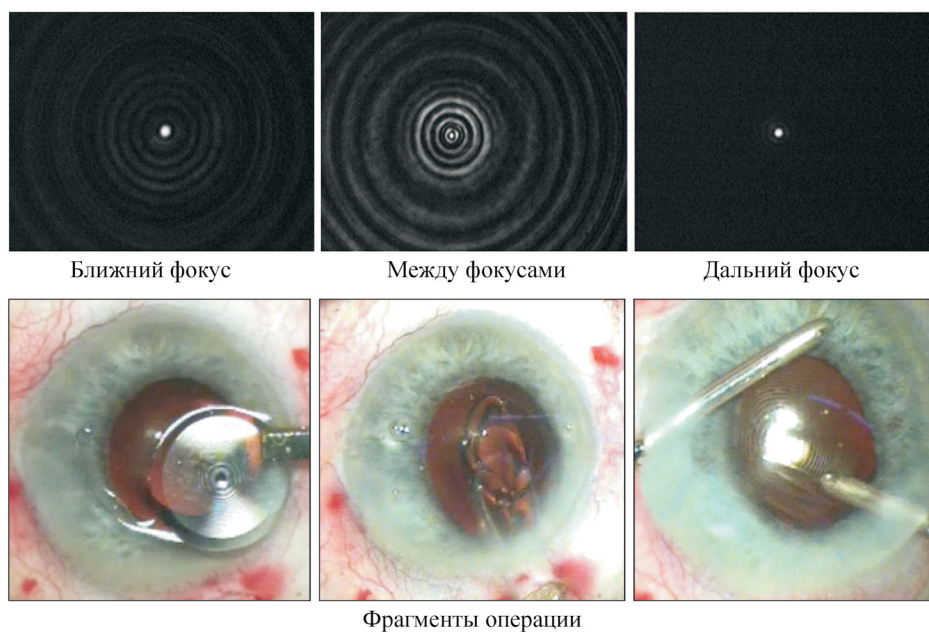
1970–2007 гг.
Лазерный гравиметр

Интраокулярная дифракционно-рефракционная линза

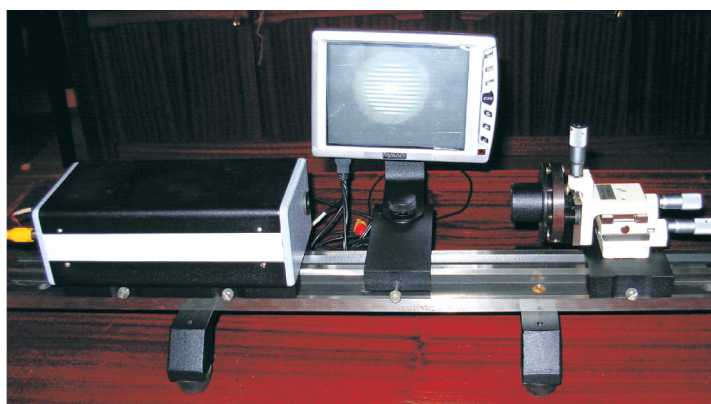


Хрусталик «МИОЛ-Аккорд»

Совместная разработка ИАиЭ СО РАН,
РЕПЕР-НН (Н. Новгород), ИнтраОЛ (Новосибирск)



Дифракционный интерферометр типа ИКС

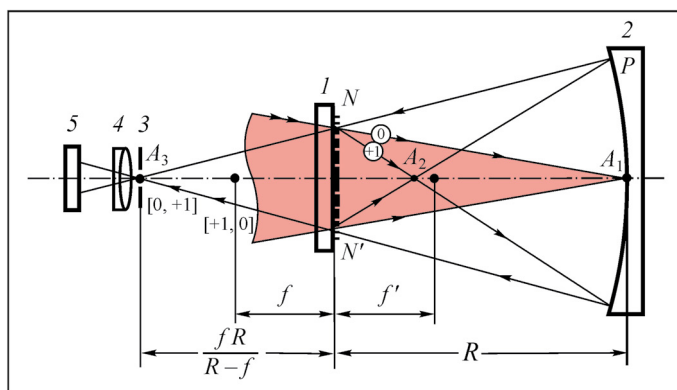


Вид макетного образца интерферометра ИКС

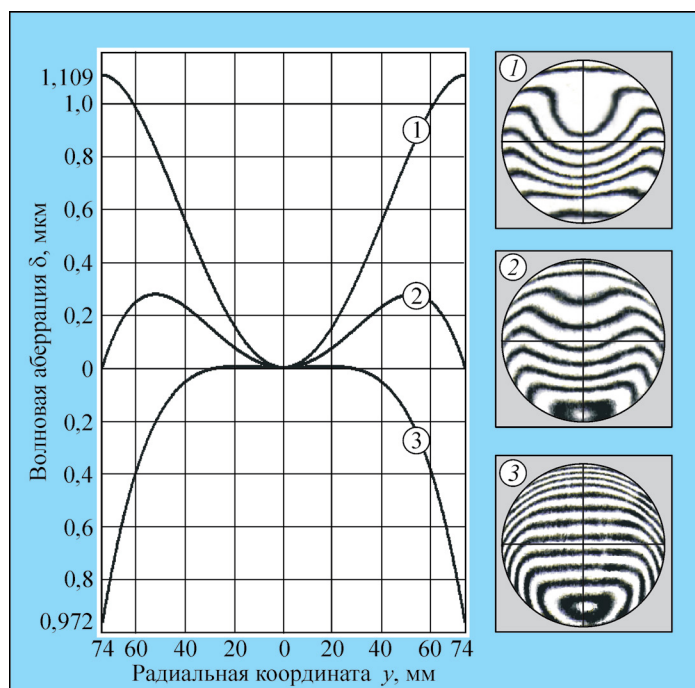
Основным элементом интерферометра ИКС является инфракрасная зонная пластинка. Она формирует при освещении сферический или асферический волновой фронт.

Предназначен для контроля формы сферических и асферических поверхностей оптических деталей. Его главная особенность – совмещение опорного и измерительного плеча, что позволяет снизить влияние вибраций и использовать прибор в цеховых условиях.

Зонная пластинка изготавливается для контроля оптических поверхностей по спецификациям заказчика.



Оптическая схема интерферометра ИКС



Представлены интерферограммы параболической поверхности при сравнении с периферической (1), ближайшей (2) и вершинной (3) сферами.

По форме светлой нулевой полосы (поз. 2) можно определить отступление от ближайшей сферы в долях ширины интерференционной полосы и вычислить отступление относительного допуска, указанного в чертеже изготовителя.

Папирус и стило, зерно и жернова.
 Секиры острые и усеченный волос.
 Бог собирает все,
 Особенно слова
 Прощенья и любви,
 Как собственный свой голос.

И. Бродский