

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ТОЧНОЙ МЕХАНИКИ И ОПТИКИ (ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ)**

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК

Выпуск 5

**ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ, СИСТЕМЫ
И ТЕХНОЛОГИИ**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2002**

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор

ВАСИЛЬЕВ Владимир Николаевич – доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки и техники Российской Федерации, ректор

Члены редколлегии

ГУРОВ Игорь Петрович – доктор технических наук, профессор, зам декана факультета информационных технологий и программирования

КАРАСЕВ Вячеслав Борисович – кандидат технических наук, профессор, проректор

КОЛЕСНИКОВ Юрий Леонидович – доктор физико-математических наук, профессор, проректор

МУСАЛИМОВ Виктор Михайлович – доктор технических наук, профессор, профессор кафедры мехатроники

НИКИФОРОВ Владимир Олегович – доктор технических наук, профессор, проректор

ПОДЛЕСНЫХ Виктор Иванович – кандидат экономических наук, доцент, зам. декана гуманитарного факультета

ПУТИЛИН Эдуард Степанович – доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой оптических технологий

СТАФЕЕВ Сергей Константинович – доктор технических наук, профессор, декан естественнонаучного факультета

СТУДЕНИКИН Леонид Михайлович – зам. начальника научно-исследовательской части

ТАРЛЫКОВ Владимир Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

ЯКОВЛЕВ Евгений Борисович – доктор технических наук, профессор кафедры лазерных технологий и экологического приборостроения

Секретариат

ГУСАРОВА Наталия Федоровна – кандидат технических наук, доцент кафедры технологий профессионального обучения, ученый секретарь

КАЗАР Людмила Николаевна – начальник отдела охраны интеллектуальной собственности, ответственный секретарь

ПРЕДИСЛОВИЕ

В числе наметившихся во второй половине прошлого столетия направлений научно-технического прогресса важное место занимают оптико-информационные технологии.

Это связано с тем, что излучение оптического диапазона, с одной стороны, является оптимальным носителем информации по сравнению, например, с радиоизлучением, а с другой стороны – оно само по себе является источником информации о практически любом исследуемом в интересах жизнеобеспечения человеческого общества объекте или процессе.

Базисом оптико-информационных технологий являются оптические и оптико-электронные средства получения, передачи и преобразования информации, использующие как сформированное внешними источниками, так и собственное оптическое излучение объектов.

Современные оптико-электронные средства представляют собой, как правило, сложные системы, включающие оптические, оптоэлектронные, электронные, микропроцессорные и механические компоненты.

Различие в принципах работы компонентов, способах обработки сигнала, разнообразие условий эксплуатации обуславливают сложность теоретического описания, проектирования и экспериментального исследования оптико-электронных систем.

Указанные обстоятельства определяют особенности подготовки квалифицированных специалистов по оптическим и оптико-электронным приборам, заключающиеся в многоступенчатости образовательного процесса, использовании методов и средств смежных дисциплин, энциклопедичности получаемых знаний.

В этих условиях важным фактором обеспечения требуемого качества подготовки специалистов является собственная научная работа как преподавателей университета, так и студентов и аспирантов.

В настоящем сборнике представлены наиболее актуальные и востребованные научные работы в области оптико-электронного приборостроения, выполненные в 2001 г сотрудниками университета, а также руководимыми ими студентами, магистрантами и аспирантами.

Статьи сборника представляют основные этапы проектирования оптико-электронных систем: теоретическое описание и анализ характеристик, методики расчета параметров элементов, результаты экспериментальных исследований. Отражены особенности проектирования оптико-электронных систем различного назначения, в частности, контрольно-измерительных и экологического мониторинга.

Обширную группу представляют труды по оптическим технологиям – по исследованию свойств оптических материалов и сред, разработке процессов изготовления оригинальных оптических компонентов, контролю их параметров и характеристик.

В целом статьи сборника освещают проблематику в областях оптико-информационных технологий, активно развивающихся в университете, и определяют магистральные направления дальнейших исследований.



*В.Н. Васильев,
ректор*

ИНФОРМАЦИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Н.Б. Вознесенский

Обсуждаются проявившиеся на современном этапе развития цивилизации глубокие различия между характером и направленностью исследований, проводимых в технических и гуманитарных областях. Это связано с различными типами мышления и подхода к использованию информации. В качестве примера позитивного объединения различных типов мышления – аналитического и синтетического – рассматриваются оптика и оптические системы. Обсуждается возрастающая роль оптики в оптимизации развития информационных систем, состоящих из разнородных элементов.

Наступивший век называют веком информации, когда информация является не только большой материальной ценностью, что было всегда, но становится и своего рода фундаментальной философской категорией. В мире созываются большие и малые симпозиумы, посвященные разнообразным проблемам информатики и информатизации. Но в последнее время обозначилась новая тенденция в осмыслении информационных процессов, которую коротко можно охарактеризовать девизом международного симпозиума по систематике, кибернетике и информатике SCI, стартовавшего в Баден-Бадене в 1995 г. и с тех пор проводимого ежегодно в Орландо, США. Этот девиз таков: исследователи с аналитическим и с синтетическим типом мышления, объединяйтесь!

Проблема здесь в том, что во всех отраслях науки и техники по всему миру работает многомиллионная армия исследователей с аналитическим или сфокусированным типом мышления. И дело здесь, разумеется, не в каком-либо недостатке мыслительной деятельности, а в том, что такие исследователи неизбежно углубляются в решение конкретных проблем, неважно, идет ли речь о технике или фундаментальной физике. Одновременно с этим в гуманитарных отраслях, по преимуществу, работают исследователи, тип мышления которых объективно относится к синтетическому или несфокусированному.

В настоящее время это различие вырастает в серьезную проблему, которая вскоре может стать преградой на пути дальнейшего прогресса и улучшения качества жизни человека. Дело в том, что именно в тех отраслях, в которых работают специалисты с преобладающим аналитическим типом мышления, на самом деле создаются реальные средства улучшения качества жизни и т.п. Несмотря на неизбежное и уже являющееся привычным взаимодействие специалистов из различных отраслей, исследователи с указанными разными типами мышления плохо понимают или совсем перестают понимать друг друга. Нетрудно видеть, к каким последствиям это может привести в условиях интенсивного развития высоких и информационных технологий.

В коротком сообщении, разумеется, нельзя решить эту проблему. Хотелось бы лишь обратить внимание на возможную роль оптики и, конкретно, оптических систем в смягчении остроты этого вопроса.

Границы применения оптических систем в настоящее время, как известно, очень широки и все время расширяются, захватывая и информационные процессы, и технологические, и многие другие. Тем не менее, оптические системы обладают одной важной особенностью – они могут практически мгновенно перерабатывать и передавать чрезвычайно большие объемы информации. Естественно, любая информация может быть оценена количественно, т.е. для нее существуют конкретные меры объема и критерии качества. В общей теории информации такие оценки не зависят от того, каким именно образом передается и обрабатывается информация. В

оптике также хорошо известны критерии качества информации, которые могут использоваться независимо от вида технической системы или применяться к связанным друг с другом разнородным системам.

Именно в разработке и исследовании оптических систем примерно с 1960-х гг. и по настоящее время происходит своего рода перманентная информационно-техническая революция, которая стимулирует к дальнейшему позитивному развитию другие области техники, прежде всего электронику, биомедицинскую технику и другие жизненно важные отрасли. Между тем в оптике и, чаще всего, в разработке оптических систем как раз работают исследователи, для которых синтетический тип мышления является основным.

Можно привести разнообразные примеры проявления такого мышления. К оптическим проектам, где такое мышление определило их успех, относятся: изготовление большого азимутального телескопа БТА с 6-метровым зеркалом, разработка уникальных лазеров, в том числе созданных за последние годы в СПб ГИТМО (ТУ) и Лазерном центре, разработка средств биомедицинской оптики на кафедре квантовой электроники и биомедицинской оптики, разработка нового поколения оборудования для лазерных технологий на кафедре лазерных технологий. Можно продолжить этот список и далее, потому что практически все работы, проводимые в СПб ГИТМО (ТУ) или с его участием, полностью подтверждают фактическую направленность университета как университета высоких и синтетических информационных технологий.

В данном сборнике, кроме вышеперечисленных работ, более подробно представлены другие проекты и концепции, ярко иллюстрирующие глубокую философскую аналогию оптического и синтетического типов мышления. Эта аналогия объективно вытекает из места и роли оптической системы в процессе обработки информации, причем для полного описания работы оптической системы используется система математических моделей, ведущих свое происхождение из радиотехники, а впоследствии ставших основой современной теории информации. Это – понятия аппаратной и передаточной функций, обобщенная система переменных или координат, интегральные критерии оценки качества информации, которые фактически базируются на корреляционных функциях Винера. На кафедре прикладной и компьютерной оптики под руководством проф. С.А. Родионова в течение ряда лет проводилась работа по созданию системы обобщенных моделей оптических систем и процессов формирования изображения. Эта работа в настоящее время продолжается в совершенно новых условиях, когда появились принципиально другие оптические средства переработки изображения и информации. Успех этой работы в дальнейшем в значительной мере обусловлен применением все того же синтетического типа мышления, который, если можно так сказать, привит сотрудникам и передается студентам. Конечно, это характерно для многих других кафедр нашего университета.

В конечном итоге следует подчеркнуть благотворную роль оптики в решении многих чисто гуманитарных проблем – например, в изучении английского языка, когда студенты должны самостоятельно разобраться в научно-технических текстах по современной оптике, взятые из таких журналов, как OE magazine, OPN и Physics Today, где печатаются концептуальные статьи по наиболее важным для человека проблемам.

В кратком сообщении уделено внимание достаточно общим вопросам, но можно было бы рассмотреть и более узкие задачи, ярко иллюстрирующие оптический тип синтетического мышления. Это – задачи ближнепольной сканирующей оптики, сверхточной дифракционной метрологии, синтеза оптических систем с заранее заданными свойствами, оптического исследования тонкого строения биоткани и другие. Во всех этих областях необходимо объединение совершенно различных и даже противоположных теоретических и расчетных концепций, принципов

функционирования. Многие из указанных работ проводятся совместно с ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова" и ОАО "ЛОМО". На этих предприятиях традиционно применяется, как принято в оптике, весь спектр современных технологий из самых разных отраслей науки и техники.

Все это убедительно свидетельствует, что от оптики исходит мощная информационная волна, способствующая синтезу многочисленных частных технологий в единую непротиворечивую информационную систему.

ИНВАРИАНТНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ОПТИКЕ

С.А. Сухопаров, И.Н. Тимошук

Одним из путей совершенствования измерительных, геодезических и других оптических и оптико-электронных приборов является использование инвариантных систем. В оптике под инвариантностью понимают неизменность произведения либо суммы параметров в пространстве предметов по отношению к пространству изображений или одной системы по отношению к другой при прохождении лучей через них.

Под пространственной инвариантностью оптического прибора понимается нечувствительность изображения, им создаваемого, к изменению пространственного положения одного или нескольких элементов этого прибора. Изменение пространственного положения элемента может иметь вид его смещения или поворота, которые в системах, не обладающих пространственной инвариантностью, вызывают изменение положения изображения, изменение направления лучей, поворот изображения либо деформацию волновой поверхности. В зависимости от сложности ОП пространственная инвариантность может быть представлена в одном из следующих видов – абсолютная, относительная, дифференциальная.

Для описания критериев пространственной инвариантности пользуются понятием пространственной передаточной функции (ППФ) U , определяющей реакцию изображения на смещение или поворот оптического элемента $\Delta(\zeta, \zeta, \xi)$, и пространственного передаточного коэффициента K :

$$K = \frac{U}{\Delta(\zeta, \zeta, \xi)},$$

откуда $U = K \cdot \Delta(\zeta, \zeta, \xi)$. Для абсолютной пространственной инвариантности критерием является равенство нулю суммарной ППФ: $\Sigma U = 0$. Для относительной – равенство ППФ разных каналов многоканального прибора: $U_1 = U_2$, т.е. $\Delta U = 0$ (к примеру, равенство ППФ каналов формирования в едином поле визирного прибора изображений объекта и визирной марки). Для дифференциальной – равенство разностей ППФ в каждом из полей: $\Delta U_1 = \Delta U_2$ (к примеру, равенство разностей ППФ каналов формирования изображений марки и объекта в разделенных полях стереоскопического прибора).

Для операции фокусировки оптических приборов и их элементов важными составляющими, обеспечивающими требуемую точность, являются чувствительность индикации и качество эталона, по которому производится фокусировка. Эталон при фокусировке является коллимированный пучок лучей, полученный тем или иным способом. К инвариантным можно отнести некоторые из способов получения коллимированных пучков лучей, в частности:

- по двустороннему плоскому зеркалу с помощью автоколлиматора (абсолютный способ);
- с помощью подвижной пентапризмы и оптического микрометра;
- поочередным диафрагмированием половинок входного зрачка;
- сравнением по глубине с помощью бинокулярного прибора изображений штриха коллиматора, образованного двумя пучками от двух зон объектива, с плоскостью измерительной марки (стереоскопический способ), и другие.

В измерительных, геодезических и других оптических приборах используется пространственная инвариантность, при которой за счет равенства нулю одного или суммы нескольких параметров оптической и измерительной систем при прохождении лучей достигается неизменность направления или параллельность осей пучков лучей, исключаются систематические погрешности, обеспечивается более высокая точность и расширяется диапазон работы прибора. Примером инвариантности измерительной

системы является известная схема фотозлектрического датчика линейных перемещений на дифракционных решетках [1,2] (рис. 1, а).

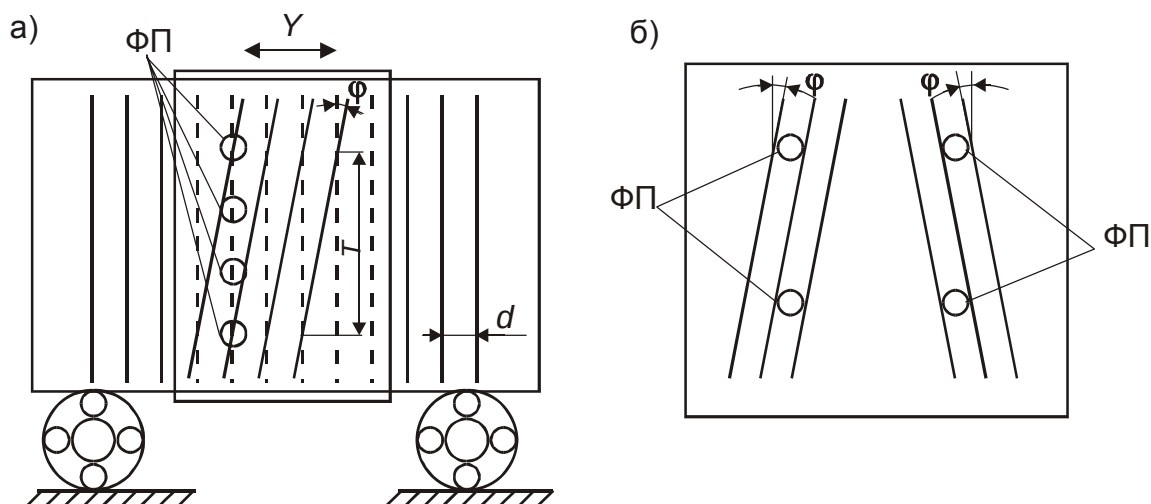


Рис. 1. Компенсация погрешностей наклона измерительной дифракционной решетки фотозлектрического датчика линейных перемещений

Для компенсации погрешности фотозлектрического датчика из-за погрешностей направляющих на прозрачную решетку наносятся два участка наклонных штрихов с равными, но противоположно направленными углами (рис. 1, б). В этом случае при наклоне решетки для одного участка ϕ увеличивается, а для другого уменьшается на ту же величину, следовательно, увеличивается и уменьшается соответственно шаг муаровых полос. Таким образом, исключаются погрешности шага $\Delta T_{\Delta\phi}$ и фазы $\Delta\gamma$:

$$\Delta T_{\Delta\phi} + (-\Delta T_{\Delta\phi}) = 0, \quad \Delta\gamma + (-\Delta\gamma) = 0.$$

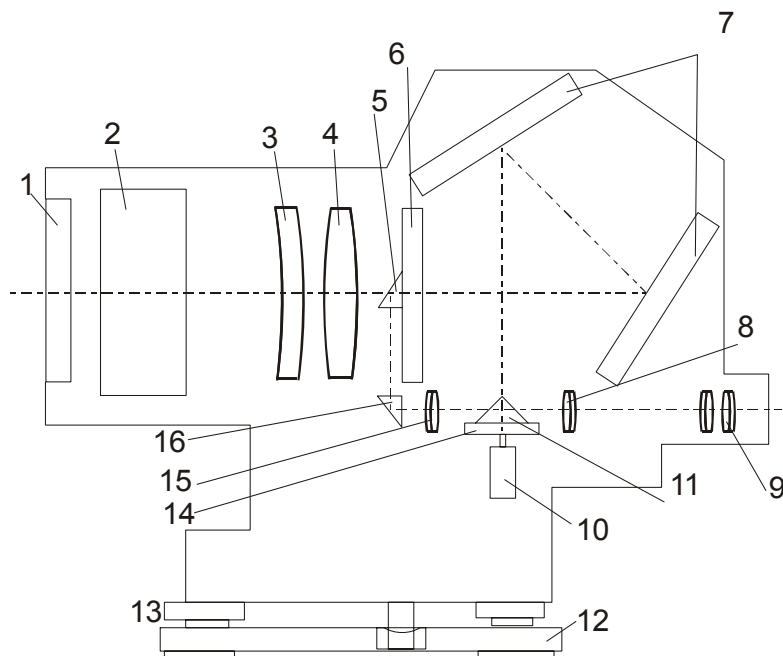


Рис. 2. Схема самоустанавливающегося нивелира HC2

Погрешности в измерениях, производимых геодезическими приборами, возникающие вследствие погрешностей их установки, могут быть устранены за счет использования инвариантной схемы построения прибора. В геодезии хорошо зарекомендовали себя нивелиры с самоустанавливающейся линией визирования. Линия

визирования в таких приборах автоматически устанавливается в горизонтальное положение при помощи маятниковых и оптических устройств, называемых компенсаторами.

На рис. 2 приведена известная схема нивелира НС2 с компенсатором, линия визирования которого автоматически устанавливается в горизонтальное положение [3]. Оптическая схема данного нивелира является инвариантной к наклонам системы в целом. Зеркало 14 компенсатора, расположенное на половине фокусного расстояния объектива (поз. 3, 4), находится в свободном подвесе относительно визирной трубы нивелира. При этом угол наклона зеркала компенсатора всегда равен углу наклона визирной трубы, но противоположен ему по знаку, поэтому пространственная передаточная функция зеркала компенсатора равна пространственной передаточной функции визирной трубы нивелира и противоположна ей по знаку: $U_z = -U_{\text{виз}}$. Сумма же их равна нулю. Таким образом, визирная линия нивелира сохраняет горизонтальное положение при наклонах корпуса прибора в процессе его эксплуатации.

Для теодолитов погрешность из-за наклона вертикальной оси, возникающей из-за неточного горизонтирования прибора, погрешностей работы осевой системы вследствие дефектов изготовления, деформации или износа деталей осевой пары, является одной из основных погрешностей, оказывающих влияние на точность угловых измерений. Для устранения погрешностей в измерениях в теодолитах также применяются инвариантные схемы построения.

На рис. 3 приведена схема визирной трубы теодолита с самоустанавливающейся линией визирования [3]. В качестве компенсатора в данном случае применена оборачивающая призмная система Малафеева-Порро 2-го рода, находящаяся на маятниковом подвесе.

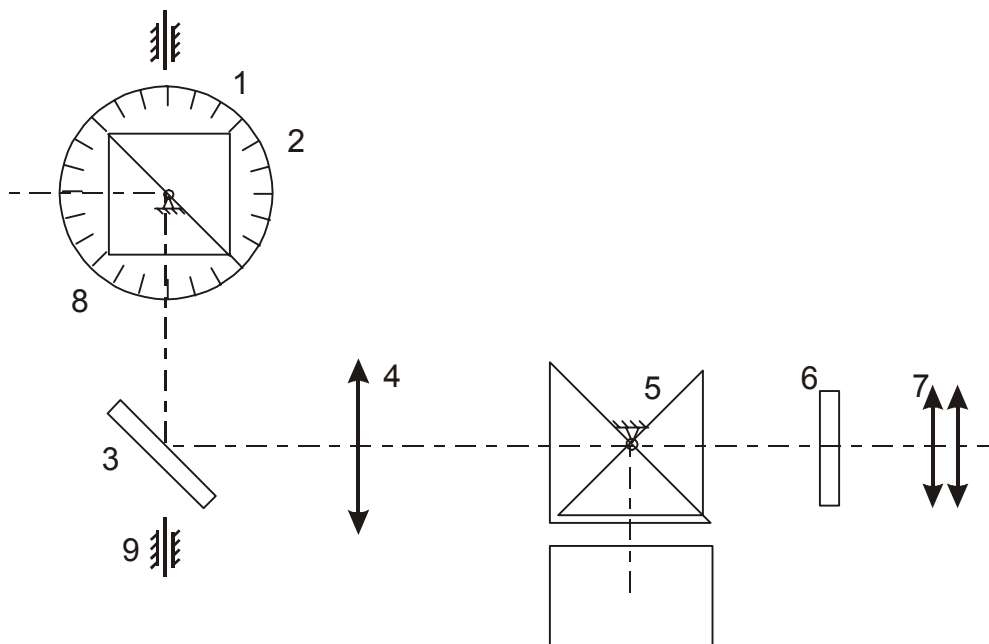


Рис. 3. Схема самоустанавливающегося теодолита

Пространственные передаточные функции визирной трубы и призмной оборачивающей системы при наклоне корпуса теодолита будут равны по величине и противоположны по знаку, а сумма их, следовательно, будет равна нулю:

$$\Sigma U = U_{\text{виз}} - U_{\text{пр}} = 0.$$

Таким образом, данная система также является инвариантной к наклону корпуса прибора, но лишь в пределах диапазона действия компенсатора. Для визирования на объект в вертикальной плоскости при любом угле используется зеркально-призмная

система с четным числом отражений, также являющаяся инвариантной к наклону в вертикальной плоскости. При визировании на объект поворачивается призма-куб 1 вместе с угломерным лимбом 2 и шкалой углов визирования (рис. 3). Таким образом, теодолит в целом становится инвариантным на всем диапазоне измерения углов.

Пространственная инвариантность измерительных приборов позволяет исключить либо компенсировать погрешности оптической системы прибора, однако остаются еще погрешности введения или компенсации измеряемой величины. Для их исключения может быть использован метрологически инвариантный метод введения измеряемой величины. Под метрологической инвариантностью понимается независимость результата измерения от положения и погрешностей оптической системы и ее элементов.

Метрологическая инвариантность может обеспечиваться следующими способами:

- оптическая синхронизация, при которой изменение положения оптической системы или элемента вызывает одинаковые отклонения пучков лучей как в оптической, так и в измерительной системах и, следовательно, равные смещения изображений в этих системах;
- компенсация погрешности измерительного устройства другим элементом оптического прибора.

Условием оптической синхронизации является равенство передаточных функций оптического элемента (или системы) и измерительной системы, которое достигается использованием одного и того же элемента (или системы) для введения либо компенсации измеряемой величины. Примером тому может служить схема самоустанавливающегося автоматического нивелира (рис. 4) [4].

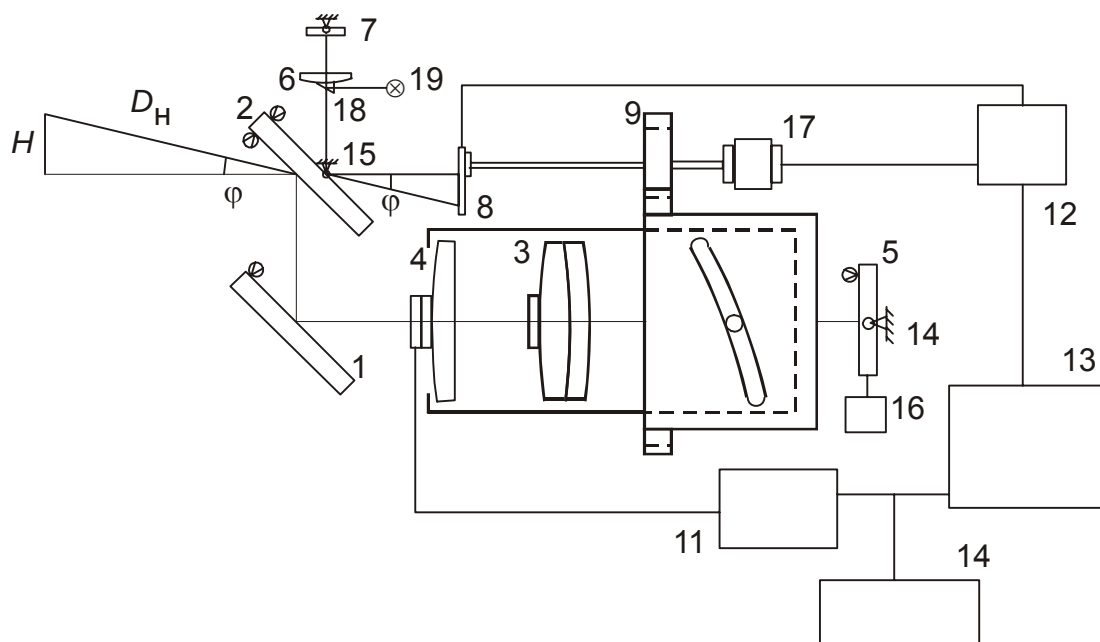


Рис. 4. Схема самоустанавливающегося оптико-телевизионного нивелира

Нивелир состоит из системы зеркал 1 и 2 с переменным углом отклонения, инвариантного зеркально-линзового объектива 3, на половине фокусного расстояния которого расположено плоское зеркало 5, подвешенное на шарнире. Приемник излучения 4 – матрица ПЗС – наклеена на линзу объектива. Измерительная система состоит из осветителя, в который входит объектив 6 с наклеенной призмой 18, зеркала 7, подвешенного на шарнире, осветителя 19 и измерительной каретки с позиционно-чувствительным приемником лучистой энергии 8 (типа "мультискан"). Преломляющая поверхность призмы 18, контактирующая с объективом 6, покрыта непрозрачным

слоем со щелью, изображение которой проецируется на приемник 8 измерительной линейки. Подвижное зеркало 2 служит для визирования и одновременно для передачи углов визирования на измерительную линейку с приемником "Мультискан" 8. Здесь осуществляется абсолютно синхронная передача углов визирования в измерительную схему. При изменении угла визирования φ ось пучка лучей коллиматора 6, 7 также отклонится на угол φ , что вызовет смещение l на приемнике измерительной линейки 8.

Другим примером инвариантного введения измеряемой величины является метрологически инвариантный оптический телевизионный сумматор, схема которого приведена на рис. 5 [5].

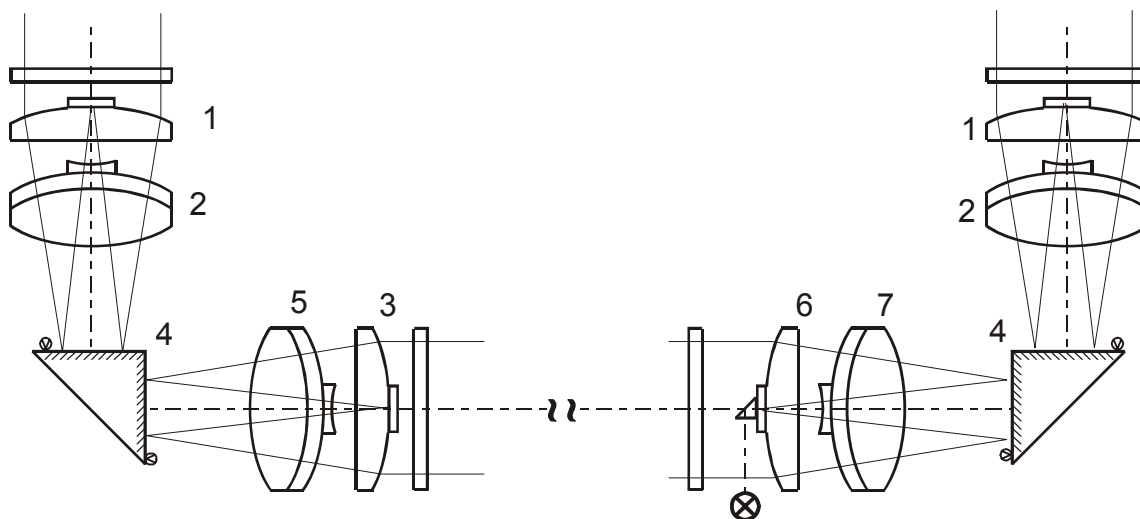


Рис. 5. Автоматический оптико-телевизионный измерительный модуль

Сумматор состоит из двух рабочих передающих камер (поз. 1, 2, 4). Передающая камера (поз. 3, 5, 4) и инвариантный коллиматор (поз. 6, 7, 4) оптически связаны с рабочими передающими камерами отражательными призмами 4. Все объективы построены по инвариантной схеме – с зеркалом на половине фокусного расстояния и приемником (матрицей ПЗС), наклеенным на линзу объектива. Их поперечные смещения и повороты вокруг осей, перпендикулярных оптической, не вызывают смещения изображений [6].

При повороте любой призмы или передающей камеры в целом возникает соответствующее смещение изображения на матрице ПЗС рабочей камеры и такое же смещение изображения на матрице ПЗС камеры оптико-телевизионного сумматора. Таким образом, повороты указанных элементов системы не могут вызвать погрешности в измерениях.

Измеряемое модулем расстояние вычисляется ПЭВМ, на которую поступают сигналы с приемников, по следующей формуле:

$$D = \frac{B \cdot f'}{a_{\text{пр}} - a_{\text{л}} + a_{\text{к}}},$$

где $a_{\text{пр}}$, $a_{\text{л}}$, $a_{\text{к}}$ – смещение изображений на матрицах ПЗС соответственно правой, левой рабочих камер и камеры оптического сумматора; B – база модуля, f' – фокусное расстояние объективов.

Таким образом, можно сделать вывод, что совмещенная инвариантность оптических и измерительных систем позволяет передавать информацию из оптической в измерительную систему без потерь и искажений и, в случае необходимости, построить измерительные системы из нестабильных элементов, исключая их влияние на систематические погрешности.

Литература

1. Латыев С.М. Компенсация погрешностей в оптических приборах. Л., Машиностроение, 1985.
2. Маламед Е.Р. Влияние поворотов в процессе перемещения дифракционной решетки на работу преобразователя линейных перемещений. // ОМП. 1983. №8. С.15–17.
3. Сухопаров С.А., Тимошук И.Н. Самоустанавливающиеся оптические приборы для угловых и линейных измерений. // ОМП. 1991. № 2. С.40–46.
4. Патент № 2154809 от 03.04.96.
5. Сухопаров С.А., Горлушкина Н.Н. Автоматический телевизионный измерительный модуль. // Оптический журнал. 1994. № 9. С.85–88.
6. Сухопаров С.А., Горлушкина Н.Н., Тимошук И.Н. Проектирование и расчет пространственно-инвариантных объективов. // ОМП. 1991. № 1. С.40–43.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ЦИФРОВОГО КИНЕМАТОМЕРА ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДА СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Г.В. Егоров

Цифровой кинематомер (ЦК) состоит из функционально и конструктивно объединенных между собой средств измерений: входного и выходного преобразователей угловых перемещений валов измеряемой кинематической цепи, самой кинематической цепи, соединительных устройств и цифрового электронного блока или ЭВМ (рис. 1) [1]. Такую совокупность средств измерения и вспомогательных устройств, расположенных в едином объеме пространства, называют измерительной установкой.

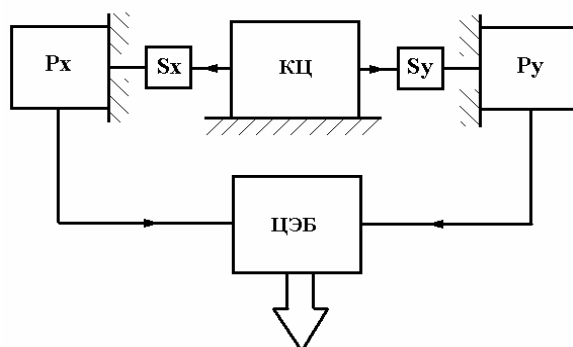


Рис. 1. Схема цифрового кинематомера. P_x и P_y – входной и выходной растровые преобразователи угловых перемещений; S_x и S_y – входное и выходное соединительные устройства (компенсационные муфты); КЦ – измеряемая кинематическая цепь; ЦЭБ – цифровой электронный блок (ЭВМ)

Разработка методик оценки погрешностей проводимых измерений и повышение точности этих оценок является предпосылкой к получению более эффективной и достоверной измерительной информации.

Метод статистических испытаний (МСИ) (метод Монте-Карло) – это численный метод решения вероятностных задач при помощи моделирования и расчета случайных величин на ЭВМ. В данной работе приводятся примеры применения МСИ для оценки погрешностей измерений, выполняемых при помощи ЦК.

Процесс получения оценок погрешностей измерений ЦК при помощи МСИ состоит из следующих основных этапов:

- для каждого элемента схемы кинематомера как конструктивно и функционально самостоятельного устройства – агрегата (модуля, узла) – находят минимальное число точностных метрологических характеристик, желательно комплексных, оптимально отвечающих поставленной задаче;
- на основании анализа физического принципа действия, конструкции и имеющихся экспериментальных данных определяется минимальное число параметров ЦК и погрешностей его устройств, прогнозируются законы их распределений;
- разрабатываются математические модели погрешностей устройств и погрешностей измерений этими устройствами;
- разрабатываются математические модели погрешностей измерений ЦК;
- генерируются массивы псевдослучайных значений погрешностей, имеющие выбранные законы распределения и согласованные с заданными числовыми параметрами допусков на эти погрешности;
- по разработанным моделям рассчитываются несколько сот псевдослучайных реализаций этих погрешностей;

- проводится статистическая обработка полученных данных, рассчитываются средние значения и средние квадратические отклонения для каждой погрешности, строятся гистограммы.
- на основании полученных вероятностных характеристик выдвигаются гипотезы о распределении рассчитанных совокупностей погрешностей ЦК и определяется степень их правдоподобия при помощи критериев согласия.

Погрешность цифрового кинематомера в основном зависит от пяти комплексных погрешностей его устройств: погрешностей преобразователей угловых перемещений $\Delta\rho_x$ и $\Delta\rho_y$, погрешностей соединительных элементов Δs_x и Δs_y и погрешности от квантования Δk , возникающей при преобразовании аналоговой формы представления измерительной информации в дискретную (цифровую) форму.

Проведенные теоретический анализ и экспериментальные исследования показали, что погрешности растровых преобразователей угловых перемещений и соединительных элементов, выполненных в виде муфт или параллелограммных устройств, содержат гармоническую $\Delta\rho_{pg}$ и аддитивную $\Delta\rho_{ra}$ составляющие. В качестве метрологических характеристик этих устройств целесообразно использовать ширину полосы, занимаемой гармонической составляющей wg , ширину полосы, занимаемой аддитивной составляющей wa , и ширину полосы, занимаемой как гармонической, так и аддитивной составляющими погрешности – ws . Составляющую ws обычно называют суммарной погрешностью устройства. На рис. 2 приведен график погрешности входного преобразователя угловых перемещений $\Delta\rho_x$ с указанием всех названных характеристик. Для обозначения предельных значений этих характеристик воспользуемся соответственно следующими обозначениями: wg , wa и ws .

$\Delta\rho_x$, угл.с

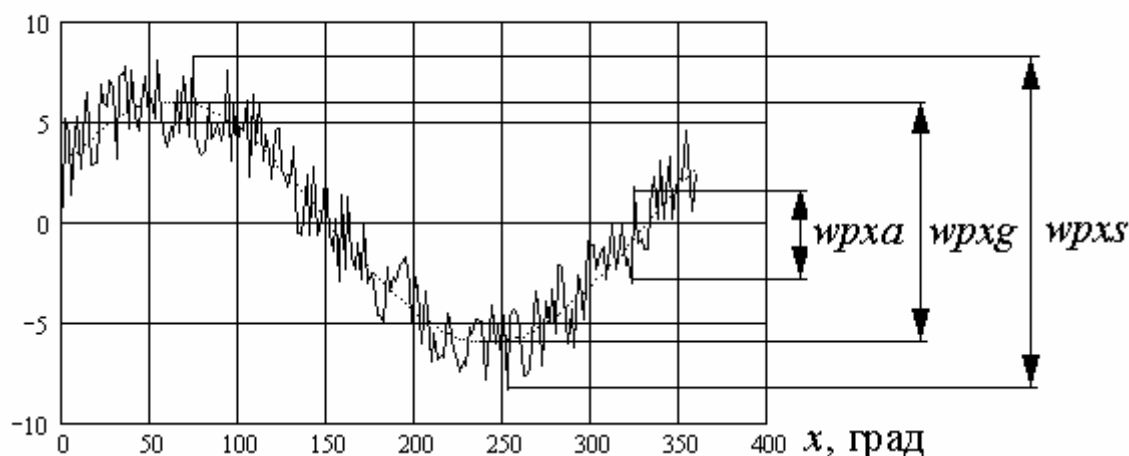


Рис. 2. График погрешности входного преобразователя угловых перемещений.
 x – угловое положение вала P_x ; $\Delta\rho_x$ – погрешность P_x ; $w\rho_{xg}$ – поле гармонической составляющей P_x ; $w\rho_{xa}$ – поле аддитивной составляющей P_x ; $w\rho_{xs}$ – поле суммарной погрешности P_x

Амплитуда гармонической составляющей погрешности конкретного экземпляра входного преобразователя угловых перемещений Δg_x равна

$$\Delta g_x = wgx/2.$$

Гармоническая составляющая погрешности входного преобразователя угловых перемещений $\Delta\rho_{xg}$ связана с угловым перемещением его вала x зависимостью

$$\Delta\rho_{xg} = \sin(x + \Theta_{gx}) \cdot wgx/2,$$

где x – угловое положение вала входного преобразователя, Θ_{gx} – фазовый угол амплитуды гармонической составляющей погрешности входного преобразователя угловых перемещений.

Частичная погрешность измерения кинематомера от гармонической составляющей погрешности для конкретного экземпляра входного преобразователя угловых перемещений $\Delta IK \Delta pgx$ рассчитывается по формулам:

$$\Delta IK \Delta pgx = K_{xy} \cdot (\Delta pgxt + \Delta pgxn)$$

или в развернутом виде

$$\Delta IK \Delta pgx = K_{xy} \cdot (\sin(xt + \Theta gxt) - \sin(xn + \Theta gxn)) \cdot \omega gx / 2,$$

где K_{xy} – передаточный коэффициент кинематической цепи; $xt = xn + \pi$ при оценке погрешностей измерения ЦК суммарных или накопленных погрешностей. По аналогичным формулам рассчитываются погрешности выходного преобразователя угловых перемещений и входного и выходного соединительных устройств.

Частичная погрешность измерения кинематомера от аддитивной составляющей погрешности конкретного экземпляра входного преобразователя угловых перемещений $\Delta IK \Delta pax$ рассчитывается по формуле

$$\Delta IK \Delta pax = K_{xy} \cdot (\Delta paxt - \Delta paxn),$$

где $\Delta paxt$ и $\Delta paxn$ – текущее и начальное значения аддитивной составляющей погрешности входного преобразователя угловых перемещений.

Частичная погрешность измерения от погрешности квантования $\Delta IK \Delta k$ равна

$$\Delta KI \Delta k = \Delta kt - \Delta kn,$$

где Δkt и Δkn – текущее и начальное значения погрешности от квантования.

Погрешности измерений ЦК ΔIK при данной детализации погрешностей его устройств рассчитываются по девяти частичным погрешностям путем их алгебраического суммирования по следующим формулам:

- для местной погрешности измерения ΔIKm

$$\Delta IKm = \Delta IK \Delta pya + \Delta IK \Delta sya + K_{xy} \cdot (\Delta IK \Delta pax + \Delta IK \Delta sax + \Delta IK \Delta k);$$
- для накопленной погрешности измерения ΔIKn

$$\Delta IKn = \Delta IK \Delta pyg + \Delta IK \Delta syg + K_{xy} \cdot (\Delta IK \Delta pgx + \Delta IK \Delta sgx);$$
- для суммарной погрешности измерения ΔIks

$$\Delta Iks = \Delta IKm + \Delta IKn$$

или в развернутом виде

$$\Delta Iks = \Delta IK \Delta pyg + \Delta IK \Delta pya + \Delta IK \Delta syg + \Delta IK \Delta sya + K_{xy} \cdot (\Delta IK \Delta pgx + \Delta IK \Delta pax + \Delta IK \Delta sgx + \Delta IK \Delta sax + \Delta IK \Delta k).$$

Символ Δ во всех этих формулах обозначает, что мы имеем дело с конкретными значениями погрешностей конкретного экземпляра средства измерения, поэтому полученные выше формулы являются детерминированными математическими моделями погрешностей измерения ЦК, и расчет по ним дает однозначный результат. Для случайных погрешностей символ Δ указывает на то, что в расчете используется конкретная ее реализация. Проведя многократные расчеты по этим формулам для случайных сочетаний случайных значений погрешностей, получим случайные реализации погрешностей измерения ЦК, статистически обработав которые, получим искомые вероятностные характеристики погрешностей измерения ЦК: средние значения, оценки средних квадратических отклонений и гистограммы распределений погрешностей.

При оценке погрешностей измерений ЦК методом статистических испытаний возможны два основных варианта расчета: оценка погрешности ЦК для множества экземпляров приборов, выполненных по одному проекту и общим для них метрологическим характеристикам, и оценка конкретного экземпляра прибора, для которого известен целый ряд значений погрешностей его устройств. Кроме того, варианты расчетов оценок могут отличаться разной степенью детализации используемых метрологических характеристик средств измерений. С повышением этой детализации точность оценки повышается, но при этом повышается и сложность расчета.

При статистическом моделировании частичных погрешностей измерения кинематомера от гармонических составляющих погрешностей было принято, что фазовый угол Θ_g – случайная величина, изменяющаяся от 0 до 2π и подчиняющаяся закону равномерной плотности. Рассеивание амплитуды гармонической составляющей Δg подчиняется закону Релея, а поле рассеивания усечено и расположено между 0 и $3.44\sigma(\Delta g)$ и равно полю допуска $\omega\Delta g$. Ширина поля рассеивания погрешности от квантования $\omega\Delta k$ равна

$$\omega\Delta k = 1296000/(N_x \cdot K_x),$$

где N_x – число элементов раstra входного растрового преобразователя угловых перемещений, K_x – коэффициент интерполяции входного преобразователя. Рассеивание погрешности от квантования Δk подчиняется закону равной вероятности и изменяется от 0 до $\omega\Delta k$.

Фазовые углы подчиняются закону равной вероятности, амплитуды гармонических составляющих – закону Релея, аддитивная погрешность – закону равной вероятности [3, с. 202], погрешность от квантования – закону равной вероятности. Формирование случайных величин погрешностей, подчиняющихся нормальному закону и закону равной вероятности, в вычислительной системе Mathcad осуществляется при помощи готовых встроенных функций [5]. Для моделирования случайных величин подчиняющихся закону Релея необходимы специальные алгоритмы [3].

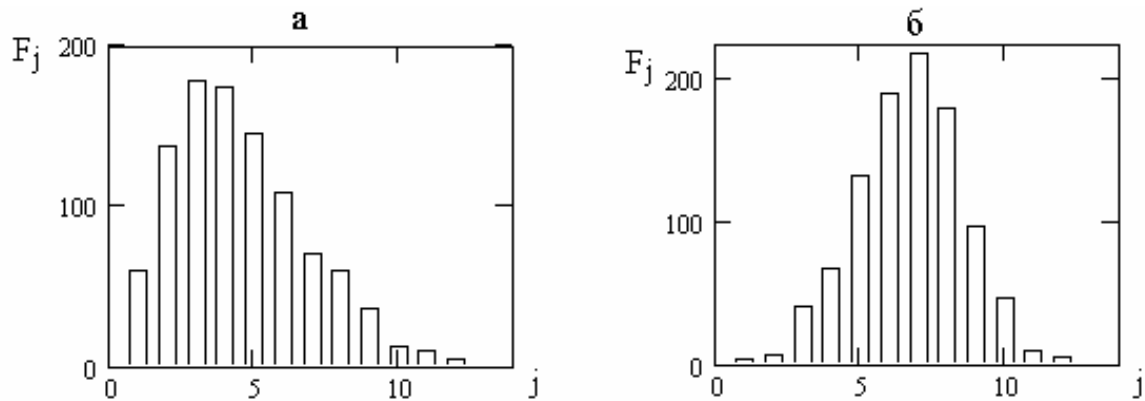


Рис. 3. Гистограмма погрешности амплитуды гармонической составляющей погрешности R_x (а) и гистограмма суммарной погрешности измерения ЦК (б); j – номер интервала; F_j – число погрешностей, попавших в интервал разбиения

В качестве примера оценки погрешности измерений ЦК рассмотрим ЦК со следующими значениями метрологических характеристик: $K_{xy}=0.1$; $N_x=2880$; $K_i=4$; $\omega g\Delta p_x=12$ угл.с; $\omega a\Delta p_x=3$ угл.с; $\omega g\Delta s_x=12$ угл.с; $\omega a\Delta s_x=3$ угл.с; $\omega g\Delta p_y=12$ угл.с; $\omega a\Delta p_y=3$ угл.с; $\omega g\Delta s_y=12$ угл.с и $\omega a\Delta s_y=3$ угл.с. На рис. 3 приведены гистограммы оценок погрешностей измерений для этого ЦК, смоделированные при помощи вычислительной системы Mathcad [6]. Число генерируемых значений погрешностей равно 1000; поле, занимаемое суммарной погрешностью измерения ΔI_{ks} , составляет 77.6 угл.с. Среднее квадратическое отклонение $\sigma(\Delta I_{ks})=11.1$ угл.с. Среднее значение $\Delta I_{kscp}=0.2$ угл.с (рис. 3, б).

На рис. 3, а показана гистограмма распределения погрешности амплитуды гармонической составляющей погрешности входного преобразователя угловых перемещений R_x , которая подчиняется закону Релея и при $\omega g p_x=12$ имеет следующие вероятностные характеристики: $\omega(\Delta p_x)=12.8$, $\Delta p_{xcp}=4.2$ и $\sigma(\Delta p_x)=2.3$ (все в угл. с).

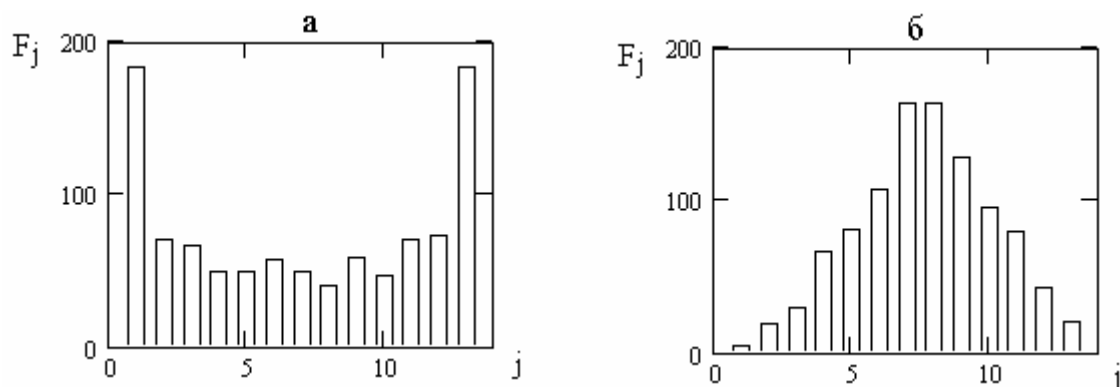


Рис. 4. Гистограмма гармонической составляющей погрешности входного преобразователя (а) и гистограмма суммарной погрешности измерения ЦК; j – номер интервала; F_j – число погрешностей, попавших в интервал

На рис. 4, б представлена гистограмма распределения погрешности амплитуды гармонической составляющей погрешности выходного преобразователя угловых перемещений P_u , подчиняющаяся закону арксинуса. В этом случае по результатам поверки ЦК было установлено, что $\Delta p_{gx} = \Delta p_{gy} = \Delta s_{gx} = \Delta s_{gy} = 10$ угл. с, и при оценке погрешности измерения кинематомера они были учтены как детерминированные параметры. Вероятностные параметры этой гистограммы следующие: $w(g_{px}) = 20$, $\Delta a_{pxcp} = 0.04$ и $\sigma(\Delta g_{py}) = 7.1$ угл. с.

На рис. 4, а изображена гистограмма суммарной погрешности измерения этого ЦК с учетом результатов его поверки, имеющая следующие вероятностные параметры: $w(\Delta I K_s) = 57,8$, $\Delta I K_s = 0.8$ и $\sigma(\Delta I K_s) = 11.0$ угл.с.

Литература

1. Егоров Г.В., Латышев С.М. Универсальный фотоэлектрический кинематомер на основе ЭВМ // 31. Intern.Koll.TH Ilmenau 1986. С. 31–34.
2. Кинематика, динамика и точность механизмов: Справочник. М.: Машиностроение, 1984. 224 с. С. 152–207.
3. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л.: Энергия, 1978. 262 с. С. 196–221.
4. Куцоконь В.А. Точность кинематических цепей приборов. Л.: Машиностроение, 1980. 221 с. С.134–159.
5. MATHCAD 6.0 PLUS. Финансовые, инженерные научные расчеты в среде Windows 95. М.: Информационно-издательский дом "Филинь", 1997. 712 с. С. 299–302.
6. Егоров Г.В. Оценка погрешностей цифрового кинематомера при помощи метода статистических испытаний. Mathcad документ. СПб: ИТМО, 2001. 7 с.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНЫХ ДАЛЬНОМЕРОВ С УЧЕТОМ ПОГРЕШНОСТИ НАВЕДЕНИЯ НА ЦЕЛЬ

И. Ф. Балашов, В.Н. Назаров

Произведен анализ влияния ошибок наведения импульсных лазерных дальномеров на цель на требование к энергии лазерного излучения, обеспечивающей заданную максимальную измеряемую дальность до малоразмерной цели. Показано, что технически оптимальным является выбор величины расходимости пучка излучения по уровню 0,5 энергии излучения, равной величине максимальной погрешности наведения на цель. В этом случае энергия излучения для обеспечения заданной дальности измерения до цели должна быть увеличена в 2 раза по отношению к величине энергии излучения, необходимой в случае точного наведения на цель.

Методы оценки минимальной энергии излучения, необходимой для обеспечения заданной дальности измерения до цели импульсным лазерным дальномером (ИЛД) в случае точного наведения на цель, приведены в методическом пособии [1]. В случае измерения дальности до малоразмерной цели (до цели, поперечные размеры которой значительно меньше, чем диаметр пучка излучения ИЛД на цели) формула для оценки минимальной энергии излучения $E_{пер}$ может быть представлена в следующем виде:

$$E_{пер} = 3,3E_{пр.м} \frac{L_m^4 \gamma_{0,5}^2}{\tau_1 \tau_2 D_{пр}^2 S_{цз}} e^{2\alpha L_m}, \quad (1)$$

где L_m – заданная максимальная измеряемая дальность до цели; $E_{пр.м}$ – минимальная энергия импульса лазерного излучения, которая может быть зарегистрирована на фотоприемном устройстве ИЛД при заданной длительности импульса излучения ИЛД и заданном отношении сигнала к шуму; $D_{пр}$ – диаметр приемной оптики ИЛД; $\gamma_{0,5}$ – расходимость пучка излучения на выходе ИЛД по уровню 0,5 энергии излучения; τ_1 и τ_2 – коэффициенты пропускания передающей и приемной оптических систем ИЛД на длине волны лазерного излучения; $S_{цз}$ – эквивалентная площадь отражающей поверхности цели при коэффициенте отражения, равном 1; α – коэффициент потерь лазерного излучения в атмосфере.

Формула (1) справедлива для случая гауссова распределения плотности излучения $\delta E(\varphi)$ по сечению лазерного пучка, которое достаточно хорошо описывается формулой [1]

$$\delta E(\varphi) = \delta E_0 \exp\left(-0,7 \frac{\varphi^2}{\gamma_{0,5}^2}\right), \quad (2)$$

где δE_0 – плотность энергии излучения на оси пучка лазерного излучения; φ – угол между направлением на точку, в которой плотность энергии составляет $\delta E(\varphi)$, и осью пучка лазерного излучения.

Формула (2) подтверждена многочисленными экспериментами с многомодовыми твердотельными лазерами, используемыми в дальнометрии и локации. График относительного радиального распределения плотности энергии излучения $\delta E(\varphi) / \delta E_0$ от величины отношения $\varphi / \gamma_{0,5}$ приведен на рис. 1. Сравнение этого графика с экспериментальными данными показало, что отступление экспериментальных данных от графика заметно только на краях распределения при значениях $\varphi / \gamma_{0,5}$, превышающих 1,7–1,9, где на распределение влияет малоугловое рассеяние в оптических элементах резонатора лазера.

Если наведение на цель осуществлено с ошибкой φ , то энергия излучения $E_{пер}$, определенная по формуле (1), будет недостаточна для измерения максимальной дальности, и ее следует увеличить во столько раз, во сколько плотность энергии излучения $\delta E(\varphi)$ в направлении φ меньше плотности δE_0 на оси пучка, т.е. в $\delta E_0 / \delta E(\varphi)$ раз. Если задана максимальная погрешность наведения ИЛД на цель, то очевидно, что

величина энергии излучения $E_{\text{пер}}$ должна вычисляться из условия максимальной возможной ошибки наведения, определяемой заданной погрешностью.

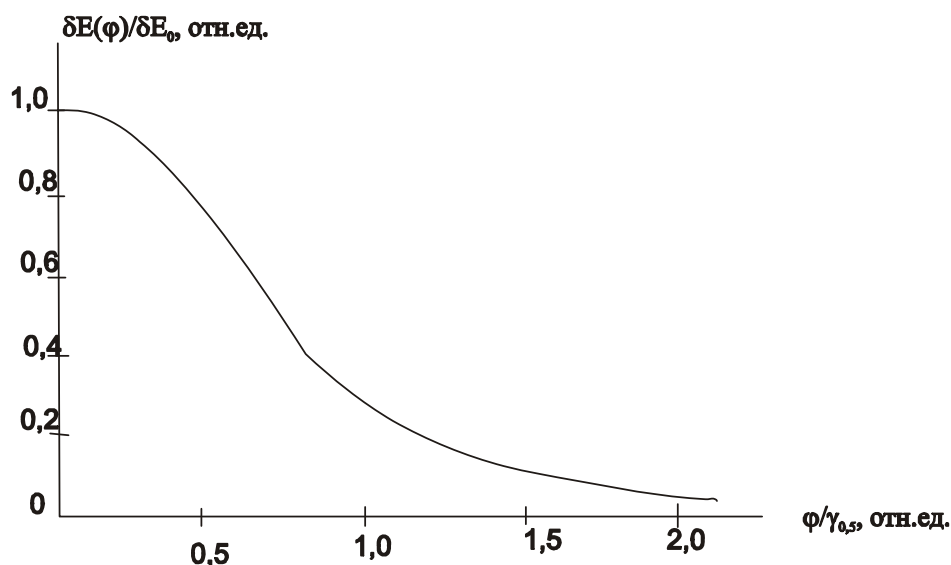


Рис. 1. Радиальное распределение плотности энергии излучения по направлениям

Как следует из формулы (1), для снижения требования к величине энергии излучения $E_{\text{пер}}$ целесообразно уменьшать расходимость излучения ($\gamma_{0,5}$). Однако при заданной погрешности наведения малая расходимость может привести к тому, что при ошибке наведения, равной максимальной погрешности, потребуется значительное увеличение требований к $E_{\text{пер}}$, и эффект от снижения расходимости может в итоге оказаться отрицательным. С другой стороны, увеличение расходимости уменьшает влияние ошибки наведения, но при значительном увеличении $\gamma_{0,5}$ потребуется значительное увеличение требования к $E_{\text{пер}}$ для всех значений ошибки наведения.

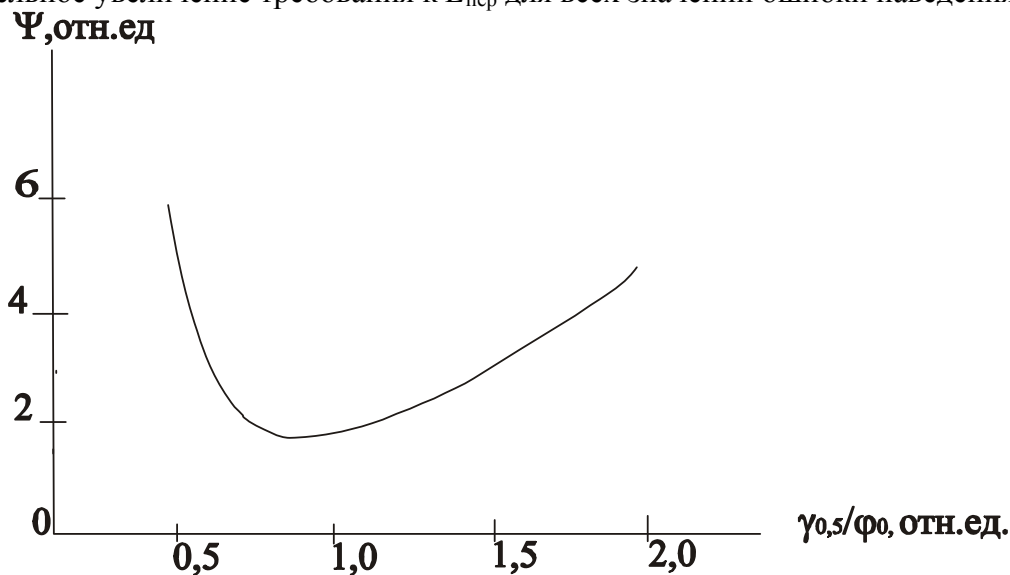


Рис. 2. График зависимости ψ от $\gamma_{0,5} / \phi_0$

Очевидно, что должна существовать оптимальная величина расходимости при заданной максимальной погрешности наведения, при которой требование к увеличению энергии излучения $E_{\text{пер}}$ минимально.

На основе формул (1) и (2) нетрудно получить аналитическое соотношение для определения величины коэффициента ψ , на который необходимо умножить энергию излучения $E_{\text{пер}}$, вычисленную по формуле (1), для обеспечения измерения заданной

дальности при всех величинах ошибки наведения, возможных в пределах заданной максимальной погрешности наведения φ_0 . Это соотношение имеет следующий вид:

$$\Psi = \frac{\gamma_{0,5}^2}{\varphi_0^2} \exp\left(0,7 \frac{\varphi_0^2}{\gamma_{0,5}^2}\right). \quad (3)$$

График зависимости, определяемой формулой (3), приведен на рис. 2.

Как следует из полученной зависимости, минимальная величина коэффициента ψ наблюдается при $\gamma_{0,5} / \varphi_0 \cong 0,85$ и составляет $\sim 1,9$. Вблизи минимума кривой на рис. 2 наблюдается зона значений $\gamma_{0,5}/\varphi_0$ (от 0,7 до 1,0), в которой коэффициент ψ изменяется мало и не превосходит значения $\psi = 2$. При уменьшении расходимости $\gamma_{0,5}$ по отношению к φ_0 происходит резкое увеличение коэффициента ψ , а при увеличении ее коэффициент ψ изменяется существенно медленнее.

С технической точки зрения всегда выгодно в ИЛД использовать передающую систему с возможно большей расходимостью, так как получение малой расходимости требует применения коллимирующих телескопических систем большего диаметра с увеличенными габаритами и массой, соответственно. Поэтому технически оптимальным следует признать выбор расходимости, при которой ее величина будет равной максимальной погрешности наведения, которая реализуется в ИЛД, т.е. $\gamma_{0,5} \approx \varphi_0$. В этом случае при оценке энергии излучения ИЛД, необходимой для обеспечения измерения максимальной дальности до малоразмерных целей, по формуле (1) следует результат оценки увеличить в 2 раза ($\psi \cong 2$).

Литература

1. Балашов И.Ф. Энергетическая оценка импульсных лазерных дальномеров / Учебное пособие. СПб: СПб ГИТМО, 2000. 37с.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СПОСОБЫ КОЛЛИМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ЛУЧЕЙ

С.М. Латыев, С.А. Сухопаров, П.А. Михеев, И.Н. Тимошук

Рассмотрены способы и средства коллимирования, принципиально свободные от погрешностей элементов коллимирующей системы, а также абсолютные способы контроля коллимированности пучка лучей.

Введение

Для операции фокусировки оптических приборов и их элементов важными составляющими, обеспечивающими требуемую точность, являются чувствительность индикации и качество эталона, по которому производится фокусировка. Вопросу повышения чувствительности индикации уделено достаточное внимание и посвящено значительное количество работ и исследований [1–6], поэтому остановимся лишь на проблеме эталонирования пучка лучей.

Эталоном при фокусировке является коллимированный пучок лучей, полученный тем или иным способом. Рассмотрим способы и средства коллимирования, принципиально свободные от погрешностей элементов коллимирующей системы, а также абсолютные способы контроля коллимированности пучка лучей.

Среди способов получения коллимированных пучков лучей, в частности, можно выделить следующие:

- абсолютный способ коллимирования по двустороннему плоскому зеркалу с помощью автоколлиматора;
- коллимирование с помощью подвижной пентапризмы и оптического микрометра;
- коллимирование поочередным диафрагмированием половинок входного зрачка;
- стереоскопический способ коллимирования – сравнение по глубине с помощью бинокулярного прибора изображений штриха коллиматора, образованного двумя пучками от двух зон объектива, с плоскостью измерительной марки;
- коллимирование с помощью обтюратора (визуально) или одноапертурного модулятора (фотоэлектрически).

Абсолютный способ коллимирования по двустороннему плоскому зеркалу с помощью автоколлиматора. Схема получения коллимированного пучка с использованием двустороннего плоского зеркала приведена на рис. 1, а, где 1 – плоское зеркало; 2 – линза, для которой выполняется операция фокусировки; 3 – микроскоп с автоколлимационным окуляром.

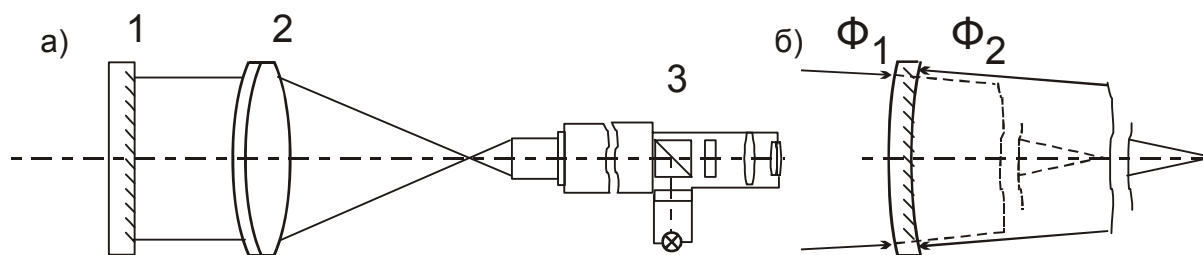


Рис. 1. Абсолютный способ коллимирования по двустороннему плоскому зеркалу с помощью автоколлиматора

Точность выполнения операции фокусировки по такой схеме в значительной степени зависит от плоскостности отражающей поверхности зеркала. Как известно, плоские зеркала характеризуются величиной так называемой "остаточной фокусности" – кривизны отражающей поверхности, при наличии которой плоское зеркало меняет сходящность пучка.

Для исключения погрешностей в получении коллимированного пучка от плоского зеркала, вызванных его кривизной, необходимо автоколлимационное изображение сетки автоколлимационного микроскопа получать от двух сторон зеркала (рис. 1, б). При этом величина оптической силы одной из поверхностей зеркала, обладающего кривизной, определится суммой $\Phi_1 = \Phi_0 + \Delta\Phi_1$, а от другой поверхности зеркала – $\Phi_2 = \Phi_0 - \Delta\Phi_2$. Вследствие того, что $\Delta\Phi_1 = -\Delta\Phi_2$ (см. рис. 1, б), в конечном итоге среднее значение оптической силы будет равно

$$\Phi_{\text{ср}} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} = \Phi_0, \text{ где } \Phi_0 = 0. \quad (1)$$

Таким образом, результаты фокусировки оказываются свободными от погрешности, связанной с остаточной фокусностью коллимационного зеркала, поэтому достаточно предварительно проведенной грубой аттестации зеркала 1.

Способ контроля коллимированности пучка с помощью подвижной пентапризмы и оптического микрометра

Одной из причин погрешностей коллимированного пучка является несовпадение фокальной плоскости коллиматорного объектива с плоскостью сетки (продольный параллакс). Пучок лучей, выходящий из объектива коллиматора, окажется либо сходящимся, либо расходящимся в зависимости от того, где расположена сетка коллиматора – перед фокальной плоскостью объектива или за ней. Контроль указанной погрешности можно провести с помощью подвижной пентапризмы и оптического микрометра. Схема данного способа контроля приведена на рис. 2. При несовпадении фокальной плоскости объектива 2 с плоскостью сетки 1 смещение пентапризмы 3 в направлении, перпендикулярном оптической оси коллиматорного объектива, вызывает смещение изображения сетки коллиматора в окулярном микрометре, так как при расположении пентапризмы в разных участках поля (поз. 3 и 3') лучи из нее будут выходить под разными углами. В случае же совмещения сетки с фокальной плоскостью перемещение призмы не вызовет такого смещения изображения.

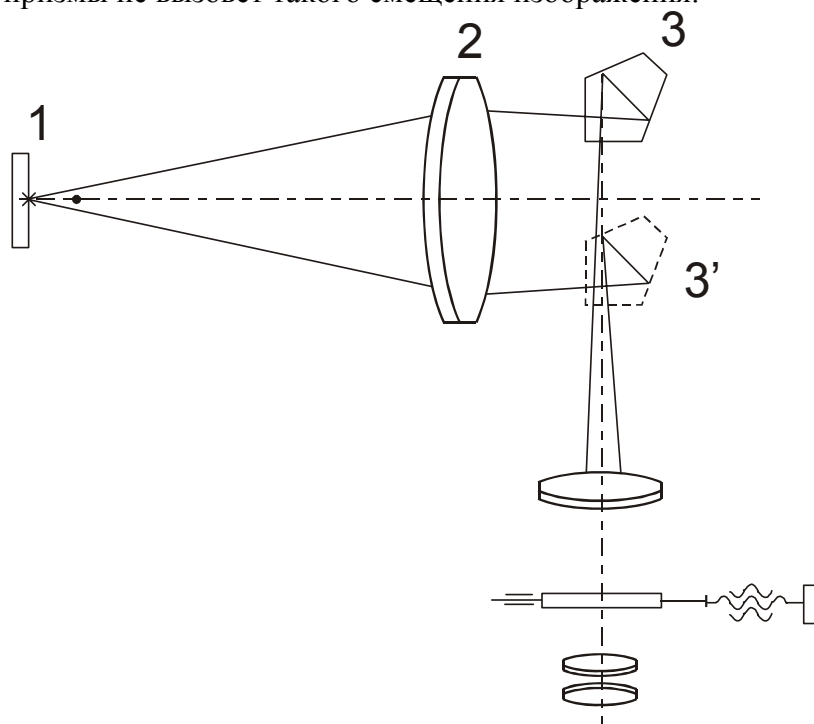


Рис. 2. Способ контроля коллимированности пучка с помощью подвижной пентапризмы и оптического микрометра

Контроль коллимированности пучка поочередным диафрагмированием половинок входного зрачка

Непараллельность пучка коллиматора можно проконтролировать также путем поочередного диафрагмирования половинок входного зрачка.

Схема установки для индикации и измерения параллакса диафрагмированием приведена на рис. 3.

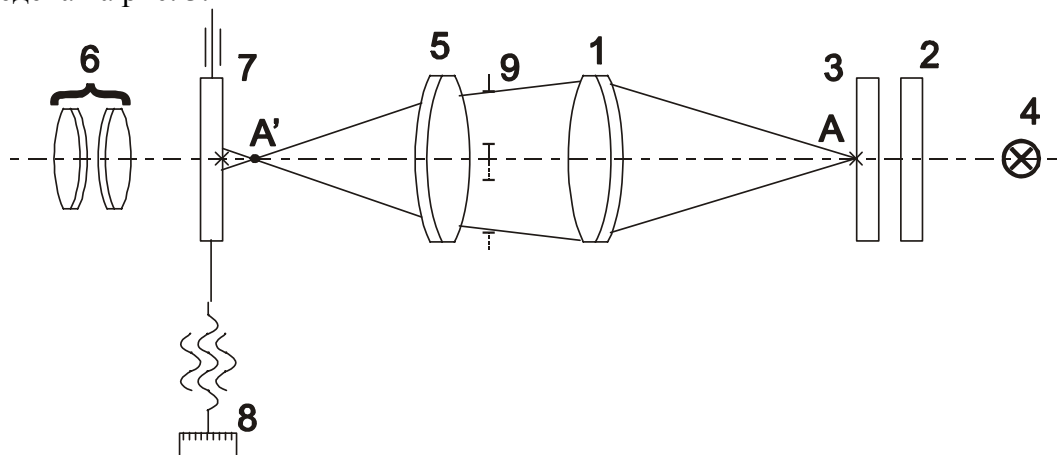


Рис. 3. Контроль коллимированности пучка поочередным диафрагмированием половинок входного зрачка

Установка содержит поверяемый коллиматор, состоящий из объектива 1, осветителя 4, освещающего сетку 3 через рассеиватель 2 (или конденсор), и контрольную зрительную трубу с окулярным микрометром, состоящую из объектива 5, сетки 7, совмещенной с фокальной плоскостью объектива 5, окуляра 6, окулярного микрометра 8 с отсчетным устройством. Контрольная зрительная труба должна быть сфокусирована точно на ∞ одним из точных способов коллимирования. Между объективами помещается подвижная диафрагма 9, размером приблизительно 0,5 размера входного зрачка.

Измерения производятся в следующей последовательности. Установив диафрагму 9 в одно из крайних положений, наводят нить 7 окулярного микрометра на изображение штриха сетки 3 ОП и снимают отсчет по шкале 8. Затем, переместив диафрагму 9 в другое крайнее положение, вновь наводят нить 7 на сетку 3 и снимают отсчет. Разность отсчетов при двух положениях диафрагмы укажет на непараллельность пучка лучей, выходящего из коллиматора. Угловая чувствительность метода зависит от фокусного расстояния объектива и точности окулярного микрометра δ :

$$\Delta w'' = 2 \cdot 10^5 \cdot \delta / f. \quad (2)$$

Если, к примеру, объектив зрительной трубы имеет $f_{\text{зт}} = 1000$ мм, а отсчетная цена деления шкалы окулярного микрометра равна 10 мкм, то получим $\Delta w'' = 2''$.

Продольная чувствительность способа в диоптрийной мере $\Delta N = \frac{b \cdot f}{\delta \cdot 10^6}$ диоптрий. В нашем примере при относительном отверстии объектива $D/f = 1:10$, $b = D/2 = 50$ продольная чувствительность составит $\Delta N = 0,05$ диоптрий.

Контроль коллимированности пучка стереоскопическим способом

Стереоскопический способ контроля заключается в сравнении по глубине с помощью бинокулярного прибора изображений штриха коллиматора, образованного двумя пучками от двух зон объектива, с плоскостью измерительной марки. Как известно, человек невооруженным глазом может заметить несовмещение предметов по

глубине, если разность параллактических углов, под которым они видны, составляет величину не менее 10". При использовании бинокулярного прибора, обладающего увеличением Γ , чувствительность повышается в Γ раз. На этом свойстве бинокулярного зрения основано действие стереоскопических параллаксомеров.

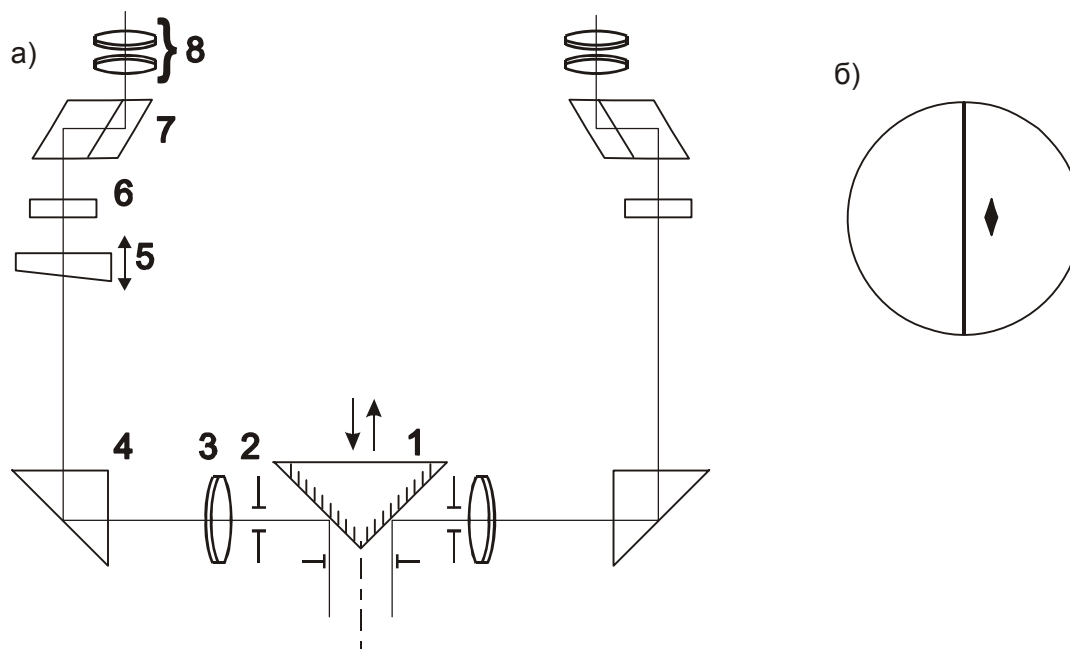


Рис. 4. Схема параллаксомера с подвижной призмой

Схема одного из таких параллаксомеров с подвижной призмой приведена на рис. 4 [3]. Параллаксомер состоит из разделительной призмы 1, диафрагм 2, объективов 3, прямоугольных призм 4, подвижного клина 5, пластинок с марками 6, ромбических призм 7 и окуляров 8. Призма 1 подвижна вдоль оси пучка лучей, входящего в параллаксомер. Призму 1 устанавливают так, чтобы через диафрагмы 2 проходили пучки лучей от краевых зон выходного зрачка контролируемого прибора. При наличии параллакса между изображением сетки коллиматора и марки 6 (рис. 4, б) возникает смещение по глубине, которое устраняется подвижкой клина 5. При этом величина смещения изображения $\Delta Y'$ при продольном перемещении клина Z определяется выражением

$$\Delta Y' \approx Z \cdot (n-1) \cdot \sigma, \quad (3)$$

где n – показатель преломления стекла клина; σ – угол клина. Механизм привода клина снабжен шкалой для отсчета величины параллакса.

Контроль с помощью обтюратора (визуально) или одноапертурного модулятора (фотоэлектрический способ)

Схема данного способа контроля приведена на рис. 5. Схема содержит сетку 3, осветитель 4 с рассеивателем 2, контролируемый объектив коллиматора 1, за которым располагается обтюратор 9, и зрительную трубу (поз. 5, 6) с окулярным микрометром (поз. 7, 8) для визуальной регистрации (либо объектив с фотоприемником для фотоэлектрической регистрации). Обтюратор представляет собой вращающийся диск с отверстием, диаметр которого равен примерно половине диаметра объектива, ось вращения его совпадает с осью объектива коллиматора 1. При наличии сходимости пучка лучей за объективом коллиматора вращение обтюратора приведет к колебанию изображения на сетке микрометра (либо на чувствительной площадке приемника).

Чувствительность глаз к колебанию изображения зависит от увеличения системы, с помощью которой ведется наблюдение, и составляет в угловой мере величину,

определяемую выражением $\Delta W = 10'' / \Gamma$. Для фотоэлектрического способа регистрации чувствительность зависит от типа фотоприемника, например, для фотоприемника "Мультискан" в угловой мере чувствительность составит величину $\Delta W = 10^{-4} / f_{об}$ [рад] $= 20'' / f_{об}$.

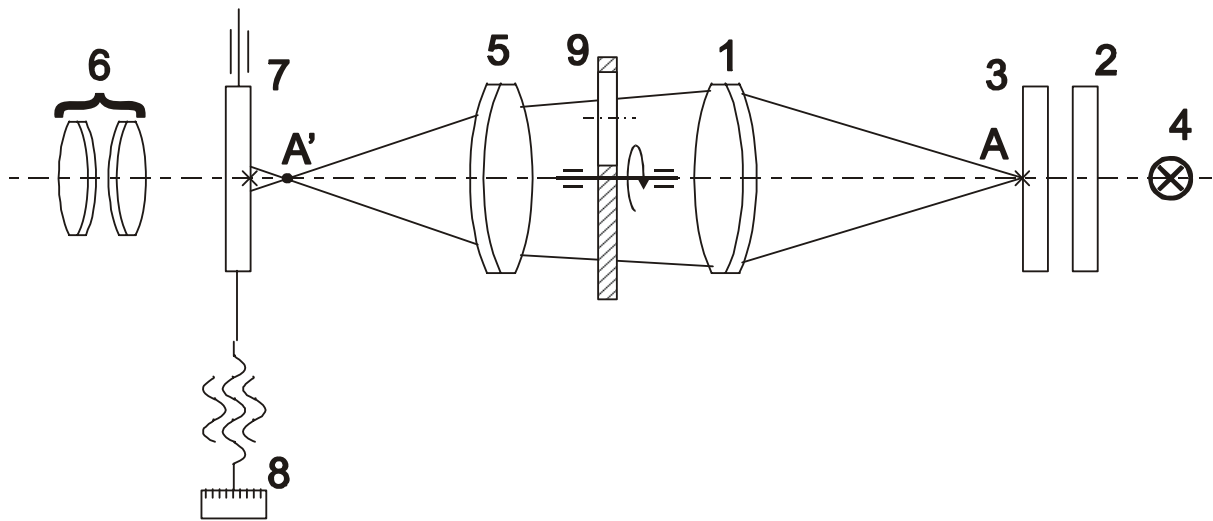


Рис. 5. Коллимирование пучка лучей с помощью обтюратора

Для рассмотренного примера чувствительность составит $\Delta W = 0,02''$, что соответствует 0,0005 диоптрий.

Литература

1. Сухопаров С.А. Повышение точности измерений малых оптических сил // Известия вузов. Приборостроение. 1970. № 6. С. 67–72.
2. Сухопаров С.А. Приборы повышенной чувствительности для фокусировки оптических систем // ОМП. 1970. № 10. С. 24–27.
3. Сухопаров С.А. Стереоскопические способы фокусировки оптических систем // ОМП. 1970. № 12. С. 3–6.
4. Сухопаров С.А., Горлушкина Н.Н., Тимофеев А.Н. Повышение чувствительности индикации оптико-электронных прецизионных устройств автоматической фокусировки // Оптический журнал. 1994. № 9. С. 74–76.
5. Шульман М.Я. Автоматические системы фокусировки оптических систем. Л.: Машиностроение, 1990.
6. Мартин Л. Техническая оптика. М.: Гос. изд-во физико-математической литературы, 1960.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАЗВЕРТЫВАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА ПЛОСКОМЕРА

А.М. Бурбаев

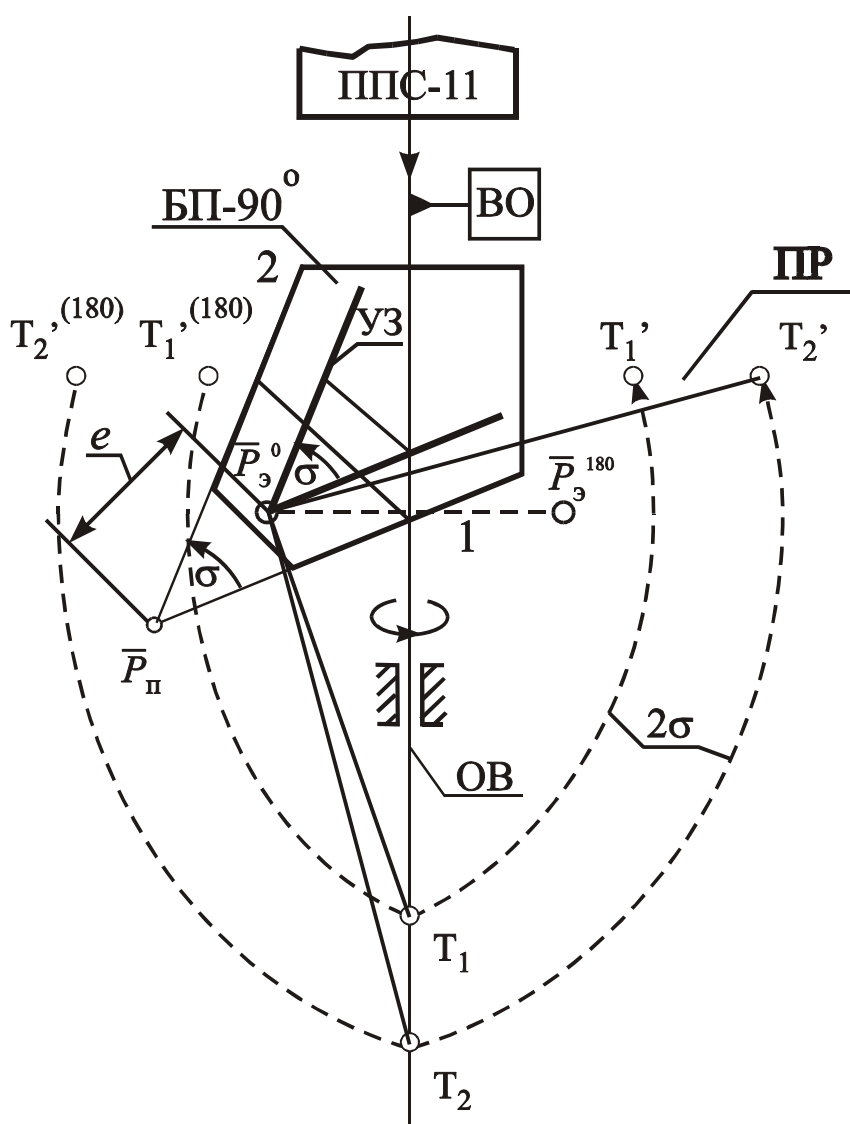
На примере оптико-механического устройства точного измерительного прибора показано применение метода анализа вращаемых зеркально-призменных систем для решения задач проектирования и юстировки прибора, обоснования допусков на изготовление основных его элементов – метода, основанного на построении наглядной математической модели без использования аппарата матриц и кватернионов.

Современное точное оптическое приборостроение требует от разработчика широких знаний принципов и способов расчета и анализа не только механических, но также электрических и оптических систем. Одним из наиболее сложных разделов расчета последних является расчет зеркально-призменных систем (ЗПС), а также разработка способов их юстировки. Такие расчеты, связанные с пространственными преобразованиями векторов, проще всего производить векторно-матричным методом. Применение этого метода для решения многих практических задач расчета, анализа и юстировки ЗПС показано в работах [1, 2]. Известны и другие математические методы расчета ЗПС, общие характеристики которых, а также теория и примеры применения приведены в работе [3]. Однако, поскольку наибольший интерес и наибольшие трудности представляют задачи расчета и анализа ЗПС в сходящемся ходе лучей (операции с радиус-векторами), когда наряду с вращением пространства необходимо учитывать и его поступательный сдвиг, в дополнение к векторно-матричному методу можно рекомендовать только винтовое исчисление и алгебру бикватернионов. Применение перечисленных методов для решения задач анализа и юстировки ЗПС требует глубоких математических знаний и навыков, сопряжено с использованием громоздких формул, с трудоемкими вычислениями.

Задача настоящей работы – показать на конкретном примере альтернативный метод анализа подвижных ЗПС (применяемый автором в учебном процессе), основанный на построении простой и наглядной математической модели и позволяющей просматривать решаемую задачу с точки зрения геометрии ее построения. Метод характеризуется малым объемом вычислительных операций, не требует от разработчика прибора высокого пространственного воображения, глубоких математических знаний. Вместе с тем предлагаемый метод опирается на такие базовые понятия, как классификация и свойства ЗПС, инвариантные направления, операторы действия ЗПС. Разработчики должны владеть методикой эквивалентной замены ЗПС, знать некоторые приемы и способы, показанные в работах [1, 2], упрощающие решение юстировочных задач.

Плоскомер или прибор контроля неплоскостности поверхностей состоит из визирной трубы ППС-11 и кронштейна с поворотной пентапризмой, предназначенного для вертикальной установки трубы. Основное требование к прибору в кратком изложении сформулировано так: "...отклонение от плоскостности поверхности, описываемой визирной осью трубы при повороте пентапризмы в пределах $0-360^\circ$, не должно превышать сотые доли миллиметра на площади круга с радиусом L , где $L = 0,25-30$ м". Чтобы спроектировать и изготовить этот прибор, необходимо получить ответы на ряд вопросов, касающихся не только требований точности к изготовлению составных элементов устройства, но также требований к сборке, юстировке и настройке прибора перед измерением. Ответы на некоторые из вопросов, как, например, о прямолинейности линии визирования самой трубы ППС-11 и об угле отклонения развертывающей призмы, вполне очевидны. Вместе с тем ответы на

Построим математическую (геометрическую) модель механизма развертки поверхности с использованием зеркального эквивалента пентапризмы и ее математического действия. Но сначала определим базы. Правильный выбор основной базы – едва ли не главное условие обеспечения адекватности разрабатываемой модели анализируемому устройству. Здесь основной базой (первичной, естественной и неизменной), относительно которой можно рассматривать любые отклонения в функционировании системы, является горизонтальная плоскость, которой, в идеальном случае, должна быть параллельна плоскость развертки визирной оси. Отсюда легко обосновывается выбор базы, сопряженной с основной, в качестве которой принимается визирная ось трубы – строго прямолинейная и отвесно расположенная (перпендикулярная горизонтальной плоскости).



Обратимся к рис. 1, где представлена геометрическая модель механизма развертки визирной оси (ВО) в плоскость. Точки T_1 и T_2 – произвольно выбранные точки на оси визирования трубы ППС-11. Точки T_1' и T_2' – изображения этих точек через пентапризму БП-90°. Как известно [1], пентапризма в сходящемся ходе лучей

эквивалентна угловому зеркалу (УЗ), след ребра P_3 которого находится на расстоянии e от ребра P_n реальной призмы. Это расстояние определяется по формуле

$$e = a \frac{n-1}{n} (1 + \sqrt{2}), \quad (1)$$

где a – ширина входной грани, а n – показатель преломления стекла.

Математическое действие УЗ состоит в повороте пространства предметов вокруг ребра на удвоенный угол σ между отражающими зеркалами в направлении от первого зеркала (по ходу луча) ко второму. Поэтому положение изображений точек T_1 и T_2 можно найти поворотом радиусов P_3T_1 и P_3T_2 вокруг ребра P_3 на угол 90° против часовой стрелки. На рис. 1 показано также положение ребра эквивалентного УЗ после поворота призмы на 180° (P_3^{180}). Имея новое положение ребра, аналогичным образом можно найти новое положение изображений точек T_1 и T_2 . Таким образом, если ось вращения призмы (ОВ) совпадает с визирной осью трубы, а угол отклонения призмы равен строго 90° , поверхность развертки (ПР) будет представлять собой плоскость.

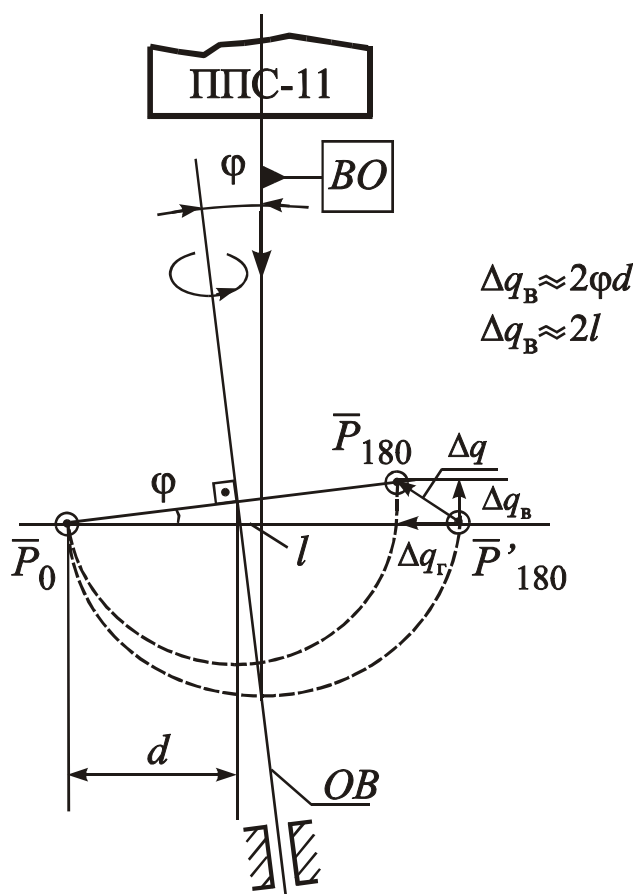


Рис. 2. Математическое моделирование технологических погрешностей изготовления плоскомера

Пусть теперь ось вращения призмы наклонена на угол ϕ и смещена на величину l (рис. 2) по отношению к визирной оси. Заметим, что положение изображений точек визирования изменится, как только изменится положение ребра УЗ (точки P_3). Из-за наличия погрешностей ϕ и l след ребра УЗ (P_{180}), повернутого на 180° , оказался сдвинутым по отношению к исходному, т.е. идеальному, положению (P'_{180}) на величину Δq . Это смещение Δq можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие: Δq_B и Δq_G , причем $\Delta q_B = 2\phi d$, а $\Delta q_G = 2l$, что облегчит определение величины t смещения изображения точек визирования в перпендикулярном к базовой плоскости направлении по формуле [1]

$$t = -2\Delta q \sin\sigma \cos(\sigma+\theta), \quad (2)$$

где θ – угол между направлением оси падающего пучка света и направлением сдвига.

Сдвиг изображений визируемых точек в вертикальной плоскости, т.е. в направлении, перпендикулярном базовой плоскости, и определит величину $\delta_{\square}$ отклонения от плоскостности, причем

$$\delta_{\square} = t_l + t_{\varphi}, \quad (3)$$

где

$$t_l = -2 \cdot 2l \sin\sigma \cos(\sigma+\theta_l),$$

$$t_{\varphi} = -2 \cdot 2\varphi d \sin\sigma \cos(\sigma+\theta_{\perp}).$$

В последних формулах $\sigma = 45^\circ$; $\theta_l = -90^\circ$; $\theta_{\perp} = 180^\circ$, что соответствует знакам погрешностей φ и l на рис.2.

Таким образом, получаем

$$\delta_{\square} = 2(\varphi d - l). \quad (4)$$

Здесь d – расстояние от ребра эквивалентного УЗ до оси вращения призмы, при $n = 1,5$ получаем $d = 0,64a$, где a – размер грани.

Для измерения неплоскостности плоскомер должен быть снабжен своим собственным оптическим микрометром, а с помощью оптического микрометра визирной трубы ППС-11 введением требуемого сдвига l визирной оси можно скомпенсировать наклон φ оси вращения к визирной оси трубы. Условие компенсации имеет вид

$$l = \varphi d. \quad (5)$$

Таким образом, в процессе юстировки плоскомера не требуется производить точного совмещения оси вращения с визирной осью трубы. Для осуществления практической юстировки плоскомера в его конструкцию необходимо включить технологическое (вспомогательное) биштриховое перекрестие, расположив его по оптической схеме сразу за выходной гранью пентапризмы перед пластиной оптического микрометра. Перед процессом измерения (аттестации плоскомера) трубу визируют на вспомогательное центрировочное перекрестие и с помощью маховичков X и Y оптического микрометра совмещают перекрестие визирной трубы с биштриховым перекрестием центрировочной (юстировочной) сетки. Записывают отсчеты X_0 и Y_0 по шкалам микрометра. Далее разворачивают поворотное устройство плоскомера (с призмой) на 180° и снова производят совмещение перекрестий с записью отсчетов X_{180} и Y_{180} по шкалам микрометра трубы. Определяют среднее значение отсчетов X_K и Y_K , которые и устанавливают по шкалам барабанов микрометра:

$$X_K = \frac{X_0 + X_{180}}{2}; \quad Y_K = \frac{Y_0 + Y_{180}}{2}. \quad (6)$$

После этой операции приступают к прокладыванию исходной (базовой) плоскости.

Определим теперь требования к работе насыпного подшипника, к его торцевому и радиальному биениям. Поскольку нестабильность положения в пространстве оси вращения подшипника приводит к соответствующим "колебаниям" призмы, установленной на поворотной платформе, при которых ребро эквивалентного УЗ сдвигается как в плоскости вращения, так и в перпендикулярном ей направлении, допуски на торцевое и радиальное биения должны быть ограничены. Погрешности эти имеют нерегулярный периодический характер и компенсации не подлежат. Применив формулы (2) и (3), аналогично выводу уравнения (4) для величин δ_t и δ_r торцевого и радиального биений подшипника получаем

$$\delta_{\square} = \delta_t + \delta_r. \quad (7)$$

Отсюда следует, что, если на торцевое и радиальное биения подшипника выделить половину постоянной составляющей допуска на суммарную погрешность

плоскомера, а это по техническим условиям 0,015 мм, то при равенстве допусков величины биений составят

$$\delta_{\tau} = \delta_p = \frac{0,015}{\sqrt{2}} \approx 0,01 \text{ мм}.$$

Такой допуск потребует достаточной жесткости колец подшипника, тщательной шлифовки беговых дорожек и не менее тщательной сборки, включающей калибровку шариков и пригонку величины зазора между шариками и беговыми дорожками.

В завершение анализа определим требования к установке призмы на поворотной платформе. Из схемы устройства и формулы для компенсации основных погрешностей следует, что сдвиги и повороты призмы на плоскости базирования не критичны. Также некритичной является неперпендикулярность выходной грани призмы к оси вращения и к оси визирования. Наклон призмы в плоскости главного сечения (т.е. вокруг ребра УЗ) компенсируется юстировочным сдвигом визирной оси трубы, а поворот ее вокруг оси выходящего пучка приводит к угловому отклонению визирной оси в плоскости развертки, постоянному для любого положения призмы. Величина рассматриваемой погрешности с учетом технологии изготовления деталей подшипника не превысит двух угловых минут, поэтому и на качество изображения такой наклон стеклянной развертки призмы не повлияет.

Литература

1. Погарев Г.В. Юстировка оптических приборов. 2-е изд. Л.: Машиностроение, 1982. 237 с.
2. Погарев Г.В., Киселев Н.Г. Оптические юстировочные задачи. Справочник. 2-е изд. Л.: Машиностроение, 1989. 260 с.
3. Грейм И.А. Зеркально-призменные системы. М.: Машиностроение, 1981. 125 с.

ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ТОНКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С ВЫСОКИМИ ЧИСЛОВЫМИ АПЕРТУРАМИ

А.В. Белозубов

Проведено математическое моделирование влияния aberrаций на качество изображения тонкой периодической структуры предмета с учетом влияния высоких апертур на входе оптической системы. Применяется концепция векторных плоских волн для описания дифракции света на структуре объекта и прохождения через оптическую систему. Рассматривается влияние высокой входной апертуры на качество изображения.

Введение

Развитие дифракционной теории света имеет важное значение для новых технологий в различных областях современной техники. Одним из таких направлений является передача тонкой структуры предмета, что очень важно при изучении вопросов сверхразрешения. Во многих работах рассмотрены положения векторной дифракционной теории света с учетом влияния высокой числовой апертуры на выходе оптической системы, но не показано влияние числовой апертуры на входе оптической системы [1–7]. В частности, недостаточно исследовано влияние высокой входной числовой апертуры на качество изображения периодической структуры с учетом векторных свойств света. Наиболее подробное описание векторной дифракционной теории представлено в работе Н.Б. Вознесенского [8]. На основе этого подхода оказывается возможным изучить влияние высоких числовых апертур на качество изображения и в результате снизить требования к качеству изготовления микрообъективов, когда при незначительных aberrациях приемлемое качество изображения достигается при высоких значениях входной апертуры объектива. В связи с этим снизится стоимость объективов и появится возможность изучать тонкие структуры предмета.

Теория

При рассмотрении влияния векторных свойств света следует учитывать векторные множители, введенные в работе [8], что особенно важно при больших числовых апертурах. Остановимся на описании векторных множителей, позволяющих учесть влияние векторного характера электромагнитных волн на качество изображения тонких периодических структур, размеры которых находятся в пределе разрешения оптических систем и составляет величину 0.5–0.6 длины волны. Опишем распределение электромагнитного поля, проходящего через оптическую систему:

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \\ E'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F^{-1} \left[\tilde{E} \cdot \tilde{f}_x \cdot f(\rho_x, \rho_y) \right] \\ F^{-1} \left[\tilde{E} \cdot \tilde{f}_y \cdot f(\rho_x, \rho_y) \right] \\ F^{-1} \left[\tilde{E} \cdot \tilde{f}_z \cdot f(\rho_x, \rho_y) \right] \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $f(\rho_x, \rho_y)$ – зрачковая функция, $\tilde{f}_x, \tilde{f}_y, \tilde{f}_z$ – векторные множители, учитывающие влияние выходной апертуры системы,

$$\tilde{f}_x = -\left(1 - (A'_0)^2 \cdot \rho_x^2\right); \quad \tilde{f}_y = (A'_0)^2 \cdot \rho_x \cdot \rho_y; \quad \tilde{f}_z = A'_0 \cdot \rho_x \cdot \sqrt{1 - (A'_0)^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}, \quad (2)$$

A'_0 – выходная апертура оптической системы.

Множители (2) позволяют учитывать влияние на качество изображения выходной апертуры оптической системы, в том числе больших числовых апертур.

При описании влияния передней апертуры оптической системы необходимо учитывать дополнительный множитель, который бы показывал влияние системы на качество получаемого изображения. Этот множитель характеризует дифракцию плоской линейно поляризованной волны на входе оптической системы. Результат дифракции связан со спектром объекта, модифицированным вследствие влияния оптической системы. При этом не учитывается направление поляризации, а учитывается вектор в направлении распространения волны, и, следовательно, влияние входной апертуры оптической системы на качество изображения можно выразить в форме

$$\tilde{E} = f_e \cdot F^{-1}[E], \quad (3)$$

где

$$f_e = \frac{1}{\sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}} - \quad (4)$$

– множитель, связанный с влиянием передней апертуры, A – апертура на входе оптической системы.

Влияние передней числовой апертуры учитывается на основе векторной теории, когда на входе и на выходе оптической системы принимается в расчет векторная природа электромагнитных волн. Схема формирования изображения с учетом передней числовой апертуры определяется следующим выражением:

$$\mathbf{E} \xrightarrow{F} \tilde{\mathbf{E}} \cdot f(\rho_x, \rho_y) \cdot \begin{pmatrix} \tilde{f}_x \\ \tilde{f}_y \\ \tilde{f}_z \end{pmatrix} \xrightarrow{F^{-1}} \mathbf{E}'. \quad (5)$$

Следовательно, исходя из формул (1) и (3), можно получить векторные множители, учитывающие векторный характер электромагнитных волн, различные значения числовых апертур на входе и на выходе оптической системы. Эти множители имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{f}_x &= \frac{-(1 - (A_0')^2) \cdot \rho_x^2}{\sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}}; \\ \tilde{f}_y &= \frac{(A_0')^2 \cdot \rho_x \cdot \rho_y}{\sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}}; \\ \tilde{f}_z &= \frac{A_0' \cdot \rho_x \cdot \sqrt{1 - (A_0')^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}}{\sqrt{1 - A^2 \cdot (\rho_x^2 + \rho_y^2)}}. \end{aligned} \quad (6)$$

С помощью множителей (6) становится возможным охарактеризовать влияние на качество изображения дифракции линейно поляризованной волны. Для случая неполяризованного света или частично-когерентного неполяризованного света необходимо принимать в расчет электрический и магнитные векторы светового поля.

Экспериментальные данные

Для того, чтобы проанализировать влияние входной числовой апертуры, требуется задать объект в виде тонкой периодической структуры на пределе разрешения оптической системы. В данной работе рассмотрено моделирование изображения различных периодических решеток с шириной полос 0.5 канонической

единицы, что в приведении к плоскости изображений составляет величину $b = 125$ нм. Различные решетки взяты для различных входных числовых апертур, в то время как на выходе остается постоянная числовая апертура $A_0' = 0.8$.

Так как в микрообъективах требуется устранять осевые aberrации высоких порядков, представляет интерес проанализировать случаи, когда при изменении входной числовой апертуры значения aberrаций не сильно влияют на качество изображения. Зададим заведомо большие значения осевых aberrаций, как представлено в табл. 1.

Таблица 1. Значения отдельных типов aberrаций осевого пучка в длинах волн

Порядок сферической aberrации	60	80	100
	0,2	0,2	0,1

Для начала следует рассмотреть случай без учета передней апертуры. Значение контраста без учета aberrаций равно $k=0.567$, а с aberrациями $k=0.492$.

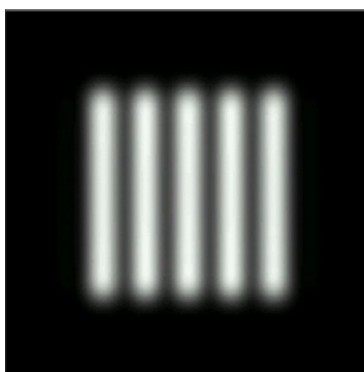


Рис. 1. Изображение решетки без учета A_0 , без aberrаций, $k=0.567$

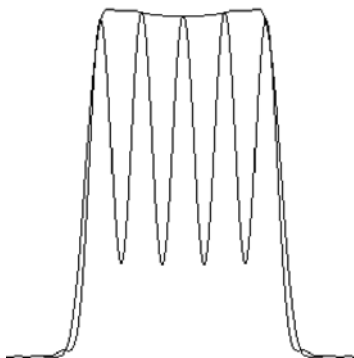


Рис. 2. Линии профиля с A_0 , без aberrаций, $k=0.567$

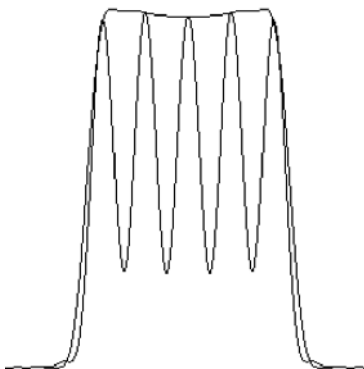


Рис. 3. Линии профиля без A_0 , с aberrациями, $k=0.492$

Исследуя зависимость значения контраста от входной апертуры и промоделировав ряд значений, можно заметить, что при одних и тех же значениях aberrаций с увеличением значения входной числовой апертуры происходит повышение контраста. А при апертуре, равной $A_0=0.95$, значение контраста стало немного больше, чем в случае с идеальной системой без учета входной апертуры. Это говорит о том, что при больших апертурах могут быть допустимы большие значения aberrаций высокого порядка. Тем самым можно снизить критерии качества микрообъективов, не теряя качества изображения.

Можно заметить, что значение контраста в зависимости от входной апертуры меняется практически линейно.

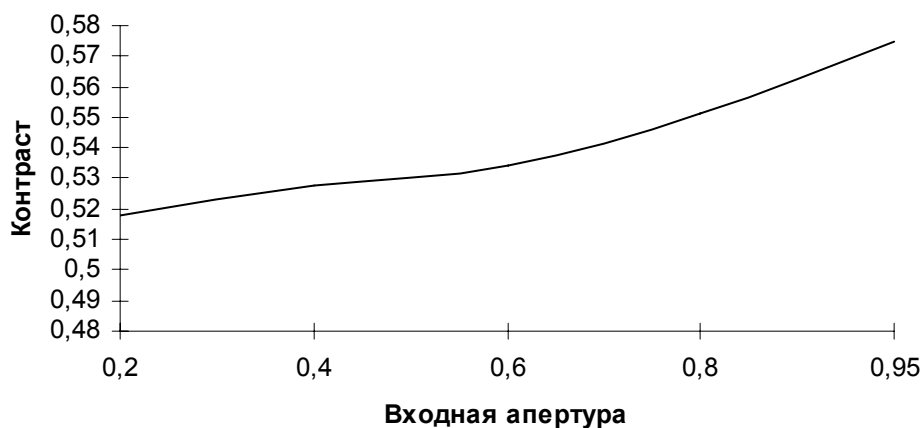


Рис. 4. Отношение контраста к входной апертуре

Следует также рассмотреть случаи для aberrаций с внеосевыми пучками в виде дефокусировки и комы. Рассмотрим случаи, когда присутствует кома высокого порядка.

Таблица 2. Значения отдельных типов aberrаций внеосевого пучка в длинах волн

Порядок сферической aberrации	60	80	100	51	71
	0,2	0,2	0,1	0,2	0,2

Следует заметить, что при увеличении входной числовой апертуры также увеличивается значение контраста. Несмотря на большие величины как осевых, так и внеосевых aberrаций, качество изображения улучшается в зависимости от значения входной апертуры.

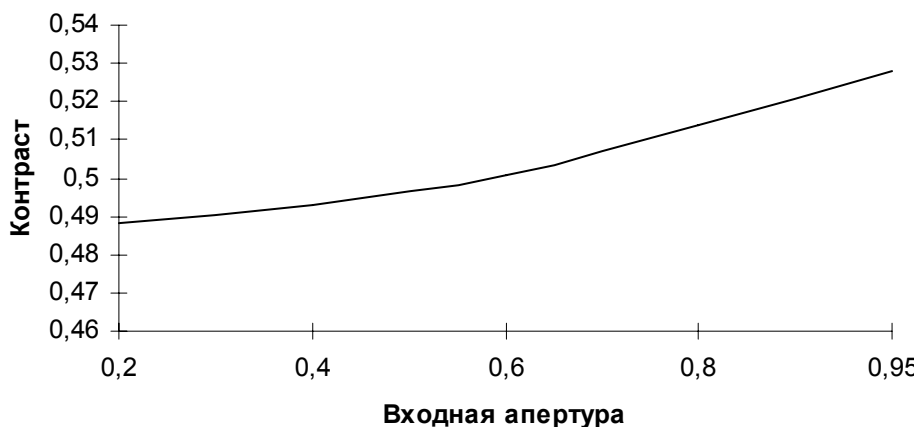


Рис. 5. Отношение контраста к входной апертуре

Как видно из рис. 5, контраст изображения находится практически в линейной зависимости от входной апертуры.

Заключение

Предложенная концепция важна в том случае, когда необходимо передавать мелкие детали объекта в различных проекционных установках. Данный метод важен для изучения контроля качества микрообъективов, а также для изучения влияния aberrаций на качество изображения тонких структур объекта в зависимости от значения входной числовой апертуры оптической системы.

Литература

1. Hopkins H. H. The Airy disc formula for systems of higher relative apertures // Proc. Roy. Soc. London. 1943. Vol. 55. P.116–128.
2. Hsu W., Barakat R. Stratton-Chu vectorial diffraction of electromagnetic fields by apertures with application to small-Fresnel-number systems // JOSA. 1994. Vol. 11. №2. P.623–629.
3. Sheppard C. J. R., Török P. Approximate forms for diffraction integrals in high numerical aperture focusing. // Optik. 1992. Vol. 105. № 2. P.77–82.
4. Sheppard C.J.R., Hrynevitch M. Diffraction by a circular aperture: a generalization of Fresnel diffraction theory // J. Opt. Soc. Am. A. 1992. Vol.9. № 2. P.274–281.
5. Sheppard C.J.R., Gu M. Imaging by a high aperture optical system, // J. Mod. Opt. 1993. Vol. 40. P.1631–1651.
6. Sheppard C.J.R., Török P. Approximate forms for diffraction integrals in high numerical aperture focusing, // Optik. 1997. Vol. 105. № 2. P. 77–82.
7. Sheppard C.J.R., Török P. Efficient calculation of electromagnetic diffraction in optical systems using a multipole expansion. // J. Mod. Opt. 1997. Vol. 44. № 4. P.803–818.
8. Voznessensky N.B. Optimum choice of basic functions for modeling light propagation through nanometer-sized structures. // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3791. P.147–157.
9. Voznessensky N.B., Belozubov A.V. Polarisation effects on image quality of optical systems with high numerical apertures. // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3754. P.366–373.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ОПТОВОЛОКОННЫХ БРОМ-ЗОНДОВ ПО ИЗМЕРЕННЫМ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Н.Б. Вознесенский, В.П. Вейко, Т.В. Иванова

На основе векторной теории дифракции рассматривается взаимосвязь ближнепольных и дальнепольных распределений светового излучения, выходящего из апертуры оптоволоконных зондов, для ближнепольной растровой оптической микроскопии – БРОМ-зондов. Рассмотрены теоретические и практические результаты определения параметров субволновой апертуры БРОМ-зондов по измеряемым характеристикам дальнего поля. Предложен алгоритм, позволяющий определить ближнепольную аппаратную функцию зонда.

Из теории дифракции [1] следует, что распределения электромагнитного поля в ближней и дальней зоне дифракции взаимосвязаны, что позволяет решать обратные задачи дифракции и оптического сверхразрешения при наличии соответствующих априорных данных.

Необходимость решения обратных задач такого рода возникла в ближнепольной оптике в связи с трудностями точного исследования субволновой апертуры на оконечности БРОМ-зондов, изготовленных на основе оптических волокон. Эту апертуру нельзя различить в обычный оптический микроскоп, а другие методы микроскопии высокого разрешения (электронная сканирующая микроскопия – SEM, атомно-силовая микроскопия – SFM и др.) не могут дать однозначной информации об апертуре вследствие неоптической природы процессов наблюдения. Одним из методов, обеспечивающих получение необходимой информации, является метод исследования БРОМ-зондов по характеристикам дальнего светового поля [2–3].

Взаимосвязь ближнего и дальнего полей можно установить на основе описания распространения и дифракции светового поля на субволновых структурах через распространение неоднородного скалярного потенциала f_e , определенного с учетом поляризации излучения [4–6]. Распределение амплитуды дальнего поля выражается наиболее строго через пространственно-частотный спектр указанного потенциала $\tilde{f}_e$, который может быть выражен также и в угловом измерении. Описание взаимосвязи сформированного в плоскости апертуры зонда распределения поля с дальнепольной интенсивностью не зависит от параметров объекта, на котором произошла дифракция. Это обстоятельство используется в данной работе для реконструкции распределения интенсивности ближнего поля в плоскости апертуры зонда по интенсивности поля в дальней зоне.

Для простоты представим, что апертура зонда – это отверстие в тонком металлическом экране. В плоскости тонкого экрана с его тыльной стороны формируется рассеянное поле, источником которого является, во-первых, падающее на экран с фронтальной стороны излучение и, во-вторых, наводимые токи, которые, в свою очередь, также создают переменное электромагнитное поле. В результате в среде в непосредственной близости к экрану возникает электромагнитное поле с пространственной структурой мельче длины волны падающего света. Это поле образует основную часть так называемого ближнего поля, состоящего из неоднородных плоских волн, которые быстро затухают в перпендикулярном к экрану направлении [1]. Однако вдоль поверхности экрана волны ближнего поля распространяются достаточно далеко от отверстия (теоретически – в бесконечность), и закон сохранения энергии сказывается в плавном, но чрезвычайно медленном затухании этих волн.

Энергия дальнего поля распространяется, соответственно, в дальнюю зону дифракции и регистрируется приемником. Из сравнения различных экспериментальных данных с моделируемыми распределениями можно заключить, что увеличение

проводимости, а также увеличение толщины экрана приводит к более равномерным дальнепольным распределениям интенсивности по угловым координатам. При ограничении проводимости или уменьшении толщины экрана становится доминирующей волна, распространяющаяся нормально от экрана, и очень быстро уменьшается доля излучения в других направлениях. Моделируемое угловое распределение интенсивности имеет максимум в центре при гауссовском законе распределения, не достигающем нулевого значения в пределах телесного угла $\pm 90^\circ$.

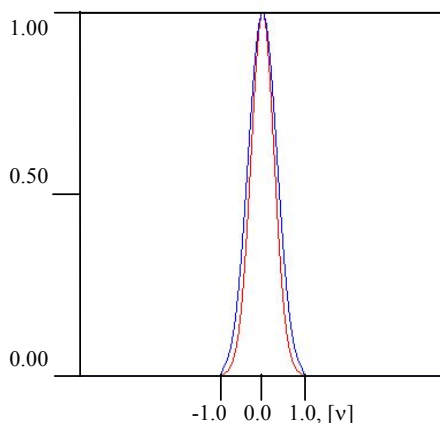


Рис. 1. Поперечные сечения дальнепольного распределения для апертуры 140 нм

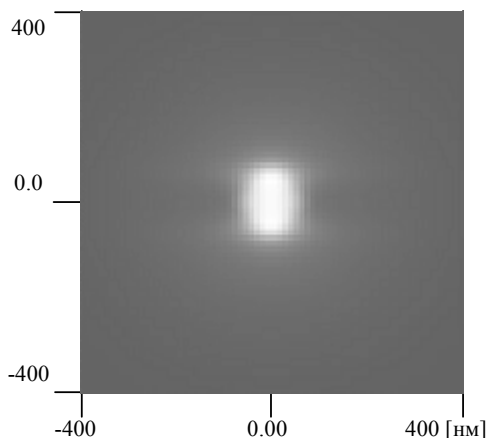


Рис. 2. Полутоновая картина ближнего поля апертуры 140 нм

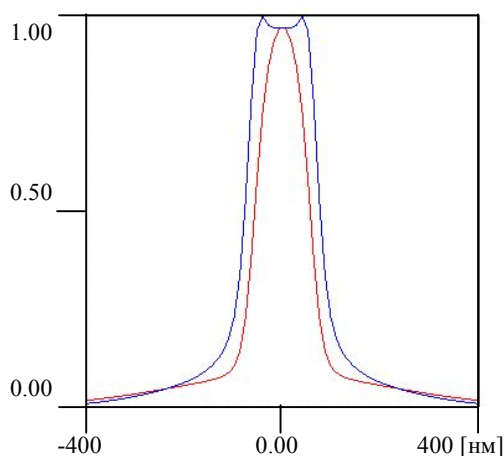


Рис. 3. Поперечные сечения ближнего поля апертуры 140 нм

На рис. 1–3 показаны модельные дальнепольное и ближнепольное распределения интенсивности света при дифракции на апертуре диаметром 140 нм с учетом того, что экран имеет конечную проводимость [7]. Направление линейной поляризации падающего поля подразумевается таким, что электрический вектор на рис. 2 направлен вертикально.

Учет конечной проводимости экрана приводит к отличиям в характере дальнепольных распределений от идеализированных картин, известных из классического курса векторной дифракции света, которые показывают бесконечно большое рассеяние дифрагирующего поля в направлении поляризации [1].

Задачи реконструкции размеров и формы субволновых объектов по дальнему полю характерны тем, что для их однозначного решения необходимо располагать априорными данными. В нашем случае такими данными являются субволновый размер отверстия, простая форма отверстия (круг или эллипс), весьма малые изменения фазы волн, выходящих из зонда, и знание направления поляризации излучения.

Решение задачи реконструкции основано на аналитическом продолжении неизвестных (нерадиационных) участков фурье-спектра скалярного потенциала $\tilde{f}_{e0}$ поля, прошедшего через отверстие, с целью доопределения параметров ближнепольных компонент – неоднородных плоских волн. Аналитически продолженный фурье-спектр скалярного потенциала $\tilde{f}_{e0}$ несет информацию о контурах отверстия, размеры которого составляют доли длины волн.

В качестве базисных функций для аналитического продолжения спектра использованы двумерные функции отсчетов в виде [8–10]:

$$\tilde{f}_{re}(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = \sum_i \sum_j f_{ij} \operatorname{sinc} \left(\frac{\mathbf{v}_x - i}{\Delta \mathbf{v}_x}, \frac{\mathbf{v}_y - j}{\Delta \mathbf{v}_y} \right),$$

где $\tilde{f}_{re}$ – реконструируемый спектр, f_{ij} – коэффициенты разложения спектра в ряд по функциям отсчетов $\operatorname{sinc} \left(\frac{\mathbf{v}_x - i}{\Delta \mathbf{v}_x}, \frac{\mathbf{v}_y - j}{\Delta \mathbf{v}_y} \right)$, $\Delta \mathbf{v}_x$ и $\Delta \mathbf{v}_y$ – параметры, значения которых подбираются с целью достижения наилучшего приближения.

Важной задачей при построении алгоритма вычисления коэффициентов f_{ij} является формирование критерия аналитического продолжения. Обычно в задачах сверхразрешения такой критерий определяется в пространстве предметов по пороговому значению интенсивности второстепенных деталей, которыми можно пренебречь. В данном случае критерий определяется в пространстве фурье-спектра в следующем виде:

$$\frac{\left(\iint_{\Omega} |\tilde{f}_{rem} - \tilde{f}_{e0}|^2 d\mathbf{v}_x d\mathbf{v}_y \right)}{\iint_{\Omega} |\tilde{f}_{e0}|^2 d\mathbf{v}_x d\mathbf{v}_y} \leq \varepsilon_s,$$

где ε_s – выбранное пороговое значение, $\tilde{f}_{rem}$ – радиационная часть m -той итерации аналитически продолженного фурье-спектра скалярного потенциала дифрагированного поля, $\tilde{f}_{e0}$ – измеренный спектр, Ω – область интегрирования. Как показали компьютерные исследования, такой критерий работает достаточно устойчиво при наличии гауссова шума со среднеквадратическим отклонением 10 % от максимума интенсивности дальнего поля.

Для получения информации о дальнем поле достаточно зарегистрировать угловое распределение интенсивности, поскольку при дифракции на субволновых апертурах

изменение фазы в пределах угла охвата $\pm 90^\circ$ пренебрежимо мало. Основной трудностью регистрации дальнеполюного излучения является его весьма малая яркость, что ранее считалось непреодолимой проблемой. Однако современные оптоволоконные БРОМ-зонды обладают световой эффективностью не менее 10^{-4} , при этом мощность на выходе зонда достигает нескольких милливатт, что позволяет применять стандартные ПЗС-приемники для научных исследований [12]. В частности могут быть использованы ПЗС-матрицы с отношением сигнал/шум от 56 до 62 дБ и чувствительностью порядка 1 лк для длины волны 632.8 нм.

Для регистрации распределения по угловой координате может применяться либо угловое сканирование фотопремником с диафрагмой, либо схема для одновременной регистрации всего поля в телесном угле до 180° . В данной работе использованы результаты измерений, полученные с применением сферического зеркала.

На рис. 4 показана схема взаимного расположения составных частей измерительной установки, обеспечивающей одновременно угол охвата не менее $\pm 87^\circ$. На плоскость ПЗС-приемника (на схеме обозначен как CCD) "проектируется" картина углового распределения яркости излучения, выходящего из зонда. Следует отметить, что при описании связи линейного распределения освещенности площадки ПЗС и углового распределения яркости излучения зонда в предложенной схеме следует учитывать сферическую абберацию зеркала.

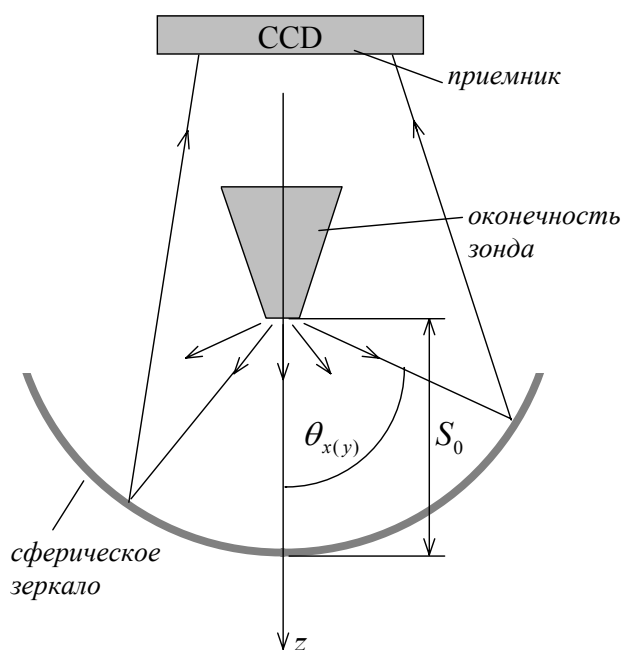


Рис. 4. Схема регистрации дальнеполюного распределения интенсивности с углом охвата не менее $\pm 87^\circ$.

Такая схема, несмотря на кажущуюся простоту, требует дополнительной процедуры замены диафрагм вблизи ПЗС-приемника (на рис. 4 не показаны) из-за того, что направляющие косинусы лучей (плоских волн), отраженных от зеркала, нелинейно связаны с соответствующими направляющими косинусами плоских волн, выходящих из зонда и попадающих на зеркало. Поэтому "поле" измерения должно быть разделено на зоны, в пределах которых отсутствует неоднозначность при идентификации угловых координат на ПЗС-приемнике.

На рис. 5, а–з и 6, а–з проиллюстрированы этапы обработки измеренных дальнеполюных распределений для БРОМ-зондов, изготовленных в ВНИЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова". Измерения производились для длины волны излучения 632.8 нм. Измеренные интенсивности дальнего поля в пределах угла охвата $\pm 87^\circ$ показаны,

соответственно, на рис. 5, а–б, и 6, а–б (масштаб по осям слева и по горизонтальной оси справа: $1 = 100^\circ$), интенсивности после сглаживания шума и приведенные к фурье-выборке – на рис. 5, в–г и 6, в–г (масштаб по осям слева и по горизонтальной оси справа: $1 = \frac{1}{\lambda}$), аналитически продолженные спектры – на рис. 5, д–е и 6, д–е, реконструированные интенсивности ближнего поля – на рис. 5, ж–з и 6, ж–з (по осям слева и по горизонтальной оси справа отложены нанометры).

На рис. 5, ж–з и 6, ж–з дан вид аппаратной функции зонда, которую невозможно определить неоптическими методами, что исключает возможность применения альтернативных методов зондовой микроскопии, кроме того, который рассмотрен в данной работе.

Дополнительная проверка вышеприведенных результатов реконструкции ближнего поля БРОМ-зондов проводилась непосредственно на туннельном растровом оптическом микроскопе (ТРОМ) в ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова". В отличие от БРОМ, такой микроскоп работает в режиме сбора фотонов, т.е. зонд не излучает, а воспринимает свет, отраженный от образца. Несмотря на это, эксперименты с ТРОМ позволили реально оценить порядок апертуры зонда и подтвердить разрешение 150 нм и 380 нм, соответствующее параметрам поля на рис. 5, ж–з и 6, ж–з.

Данный метод, несмотря на полученные положительные результаты, имеет свои теоретические и практические ограничения, связанные, прежде всего, с многовариантностью аналитического продолжения фурье-спектра скалярного потенциала $\tilde{f}_{e0}$ и возможностями дискретизации.

Для адекватного моделирования необходимо использовать фурье-выборку объемом не менее 1024×1024 . В таком случае интервалы дискретизации в пространственной и частотной областях могут быть сделаны малыми, и при этом в частотной области их будет достаточно много для полноты описания ближнепольных и эванесцентных компонент. Однако этого может оказаться недостаточно, поскольку при доопределении эванесцентных компонент фурье-спектров требуется еще и достаточно малый шаг квантования по уровню крайне слабых сигналов, что может потребовать еще большего объема выборки. Для этого необходимо использовать мощные компьютеры с параллельными процессорами.

Следствием указанных вычислительных ограничений является, в частности, наличие в реализованной методике нижнего предела для диаметра апертуры $2a_{\min}$ порядка 100 нм или 0.15λ . Погрешность определения поперечных размеров эффективного ближнепольного распределения в плоскости апертуры определяется величиной порядка $\pm 0.6a_{\min}$ или $\pm 0.05\lambda$.

В настоящее время нанозонды, изготавливаемые в ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова", успешно проверяются по предложенной методике на макете установки по схеме рис. 4. Эти зонды обеспечивают качественную работу туннельного растрового оптического микроскопа ГОИ ТРОМ-1. Предлагаемая методика проверки нанозондов обладает следующими преимуществами:

- отсутствием механических контактов зонда с измерительными устройствами, что крайне важно из-за весьма малого диаметра острия (примерно 150 нанометров),
- оптическому принципу получения информации, что необходимо для адекватной оценки зонда как сканирующего инструмента, обеспечивающего заданное разрешение микроскопа,
- высокой производительности метода, поскольку все измерения и обработка их результатов могут быть выполнены в течение нескольких минут.

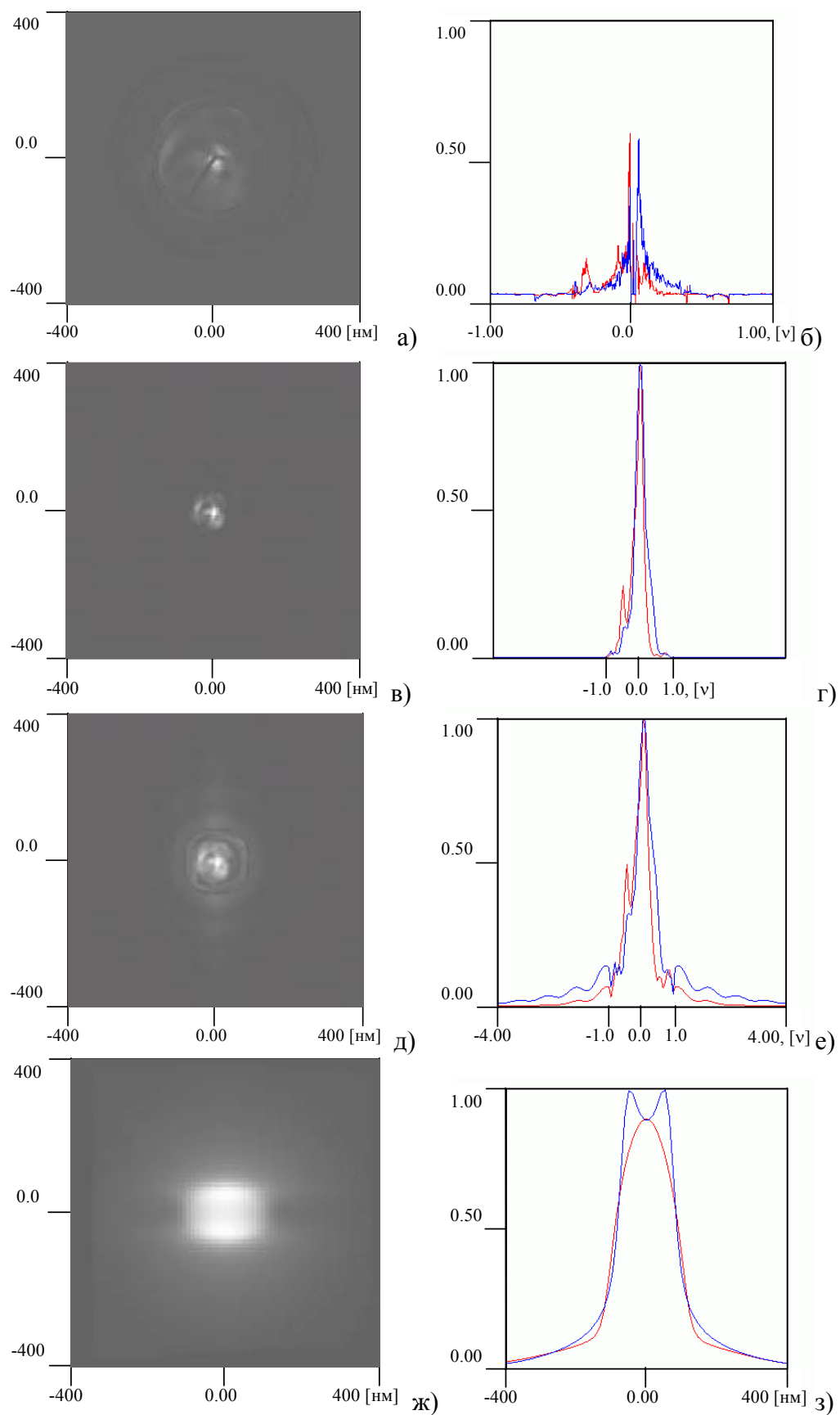


Рис. 5, а–з. Этапы обработки результатов дальнеполевых измерений для зонда № 3 с апертурой 150 нм

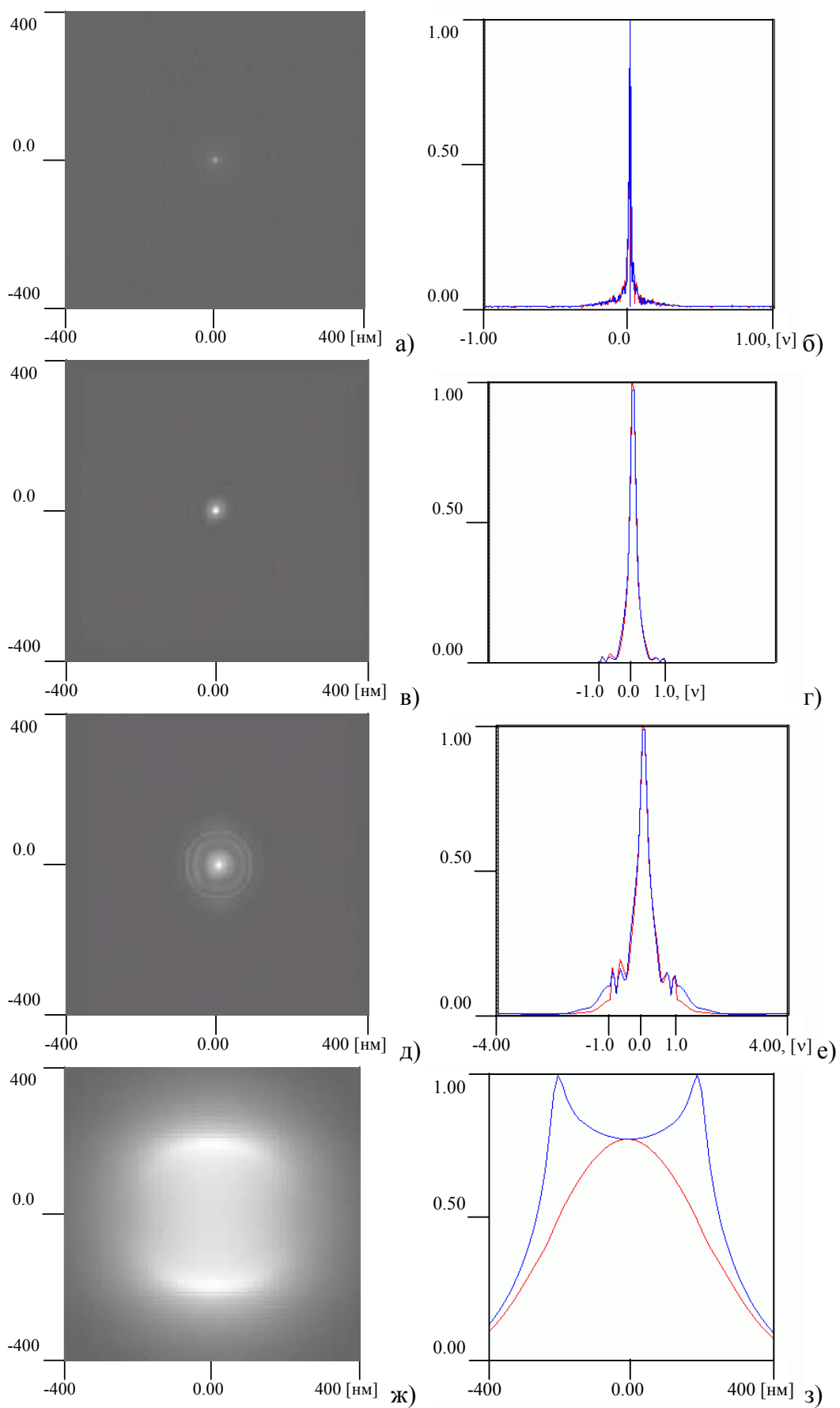


Рис. 6, а–з. Этапы обработки результатов дальнеполевых измерений для зонда № 5 с апертурой 380 нм

На рис. 7–9 приведены изображения, полученные на ТРОМ-1 при помощи одного из проконтролированных зондов. Разрешение приведенных картин по горизонтали составляет 150 нанометров, по вертикали – от 10 до 100 нанометров, что обеспечивается геометрией самого острия и работой обратной связи.

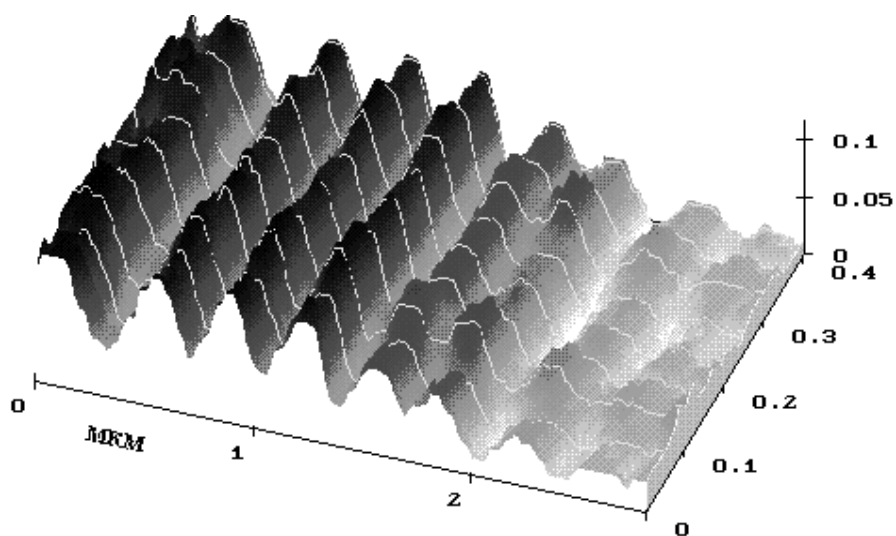


Рис. 7. Изображение структуры фототермопластической записи

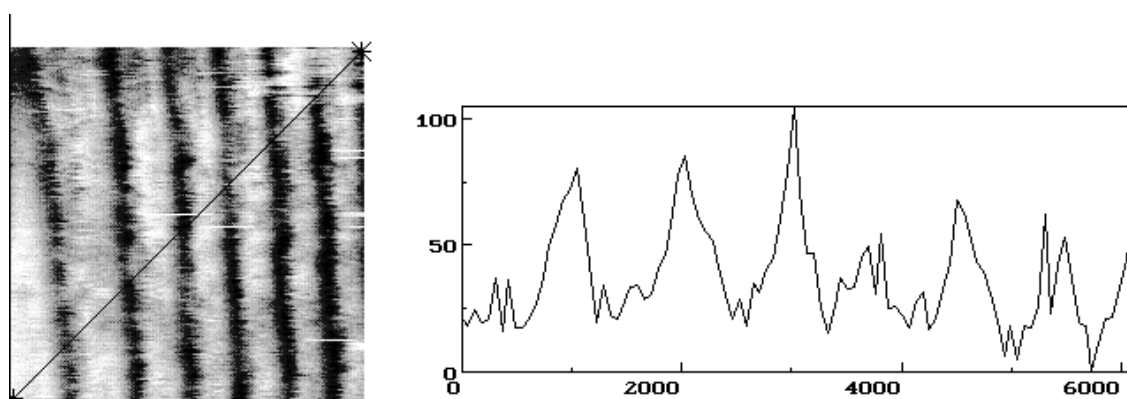


Рис. 8. Полутонное изображение и профилограмма нарезной дифракционной решетки 600 шт/мм

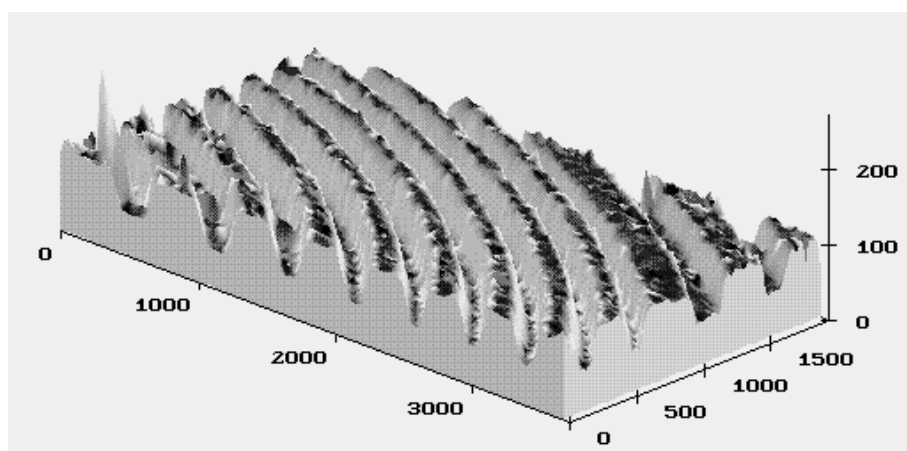


Рис. 9. Топографическое изображение оптического диска

В заключение следует отметить, что в процессе выполнения данной работы, во-первых, предложена и экспериментально подтверждена концепция дифракции света на

основе векторного описания электромагнитного гармонического во времени поля в неоднородном пространстве с использованием математического аппарата теории линейных систем и, во-вторых, получено практическое решение важной и достаточно сложной задачи реконструкции параметров субволновых БРОМ-зондов с оценками размеров апертуры и ближнепольного распределения интенсивности по измеренному угловому распределению интенсивности в дальнем поле.

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
2. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Родионов С.А., Смирнов И., Калачев А. Лазерная нанотехнология формирования оптических антенн для ближнепольных микроскопов и исследование их характеристик // Известия РАН. Серия физическая. 1999. Т. 63. С. 1954–1963.
3. Veiko V.P., Voronin J. M., Voznessenski N.B., Rodionov S.A., Smirnov I.B., Kalachev A.I. Optical nanoprobe for scanning near-field optical microscopy: functions, requirements, fabrication, and theoretical reconstruction from far-field investigation // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3688. P. 406–414.
4. Вознесенский Н.Б., Иванова Т. В., Виноградова Г. Н. Математическое моделирование распределения светового поля вблизи фокуса высокоапертурной оптической системы // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 10. С. 43–44.
5. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. Векторная модель дифракции в оптических системах // Тезисы международной конференции "Прикладная оптика-96". С.-Петербург. 1996.
6. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. Математическая модель дифракции в оптических системах с высокими числовыми апертурами // Оптический журнал. 1997. Т. 64. № 3. С. 48–52.
7. Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В. Строгое решение задачи дифракции на отверстиях субдлинноволнового размера // Сборник материалов всероссийского совещания "Зондовая микроскопия-2000". Нижний Новгород. 28 февраля–2 марта 2000 г. С. 326–331.
8. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Гусев А.Е., Иванова Т.В., Родионов С.А. Возможность определения параметров вторичных источников света, меньших длины волны, по характеристикам дальнего поля // Оптический журнал. Т. 65. № 10. 1998. С. 49–53.
9. Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E. New approach to analysis of subwavelength sized secondary light sources // Proc. SPIE. Vol. 3467. 1998. P. 313–321.
10. Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E. New approach to optical measurements of small objects with superresolution // Proc. SPIE. Vol. 3736. 1999. P. 341–350.
11. Воронин Ю.М., Вознесенский Н.Б. Роль фуллереноподобных образований в определении разрешающей способности сканирующего электронного микроскопа // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 1. С. 94–96.
12. Edmund Scientific's Optics and Optical Instruments // Catalog 2000.

ПРИНЦИПЫ КОНТРОЛЯ ОБРАЗЦОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НАИВЫСШЕЙ ТОЧНОСТИ ДЛЯ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

В.К. Кирилловский, Н.Б. Вознесенский, Ли Кенг-Хи

Введение

Современное оптическое приборостроение характеризуется непрерывным увеличением объемов выпуска продукции при одновременном совершенствовании ее технических характеристик. Увеличивается доля изделий с форсированными оптическими характеристиками. Появляются новые классы оптических приборов, систем и деталей, отличающиеся существенно повышенным качеством и точностью, такие как космические телескопы, исследовательские микроскопы, оптические системы для технологий микроэлектроники.

На этапе проектирования оптической системы стремятся к улучшению расчетной коррекции аберраций; одновременно совершенствуются методы расчетной оценки качества спроектированной оптической системы.

На этапе изготовления необходимо обеспечить соответствие расчету параметров оптической системы в условиях производства с заданной серийностью. Решение этой задачи в наше время немыслимо без дальнейшего совершенствования методов и средств оптического контроля, возможности которых во многом определяют успешное развитие оптического приборостроения. Все чаще разработку и создание оптических систем с экстремальными характеристиками качества ведут параллельно с разработкой соответствующих по своим возможностям средств исследования и контроля согласно комплексу следующих требований:

- повышение производительности, оперативности, чувствительности контроля, точности измерений;
- автоматизированный контроль по ходу технологических операций, предпочтительно – в реальном времени.

Для выпуска оптических систем и деталей новых классов точности требуются методы и приборы оптического контроля с новыми возможностями:

- порог чувствительности контроля, т.е. возможность прямого обнаружения ошибок и дефектов, а также погрешности измерений, должны быть уменьшены до уровня сотых долей световой волны;
- необходимо расширение полноты контроля, т.е. круга контролируемых параметров.

Сведения о качестве изображения, построенного изготовленной оптической системой, могут быть получены двумя путями: прямым и косвенным.

Способы прямой оценки состоят в наблюдении и исследовании изображения тест-объекта, которое сформировано испытуемой оптической системой или элементом в схеме контроля. Способы косвенной оценки состоят в измерении поверхности деформаций волнового фронта и расчете характеристик и качества изображения, сформированного исследуемой оптической системой. Косвенные методы оценки качества изображения позволяют учитывать вклад в изображение конкретных ошибок и аберраций оптической системы. При этом определяется та составляющая характеристики качества изображения, которая связана с макродеформациями волнового фронта, и остается неучтенным вклад в реальную структуру изображения микродеформаций волнового фронта, а также факторов, вызывающих появление рассеянного света. Способы прямой оценки позволяют учесть все без исключения составляющие характеристики качества реального изображения, построенного оптической системой. Таким образом, методы прямой и косвенной оценок качества

изображения являются взаимодополняющими и должны в ответственных случаях применяться совместно.

Обобщенное рассмотрение методов экспериментальной оценки оптических систем показывает, что предметом оценки являются параметры волнового фронта. При этом в зоне изображения исследуются амплитудные параметры (распределение интенсивности), в зоне зрачка - фазовые отклонения (деформации волнового фронта). Соответствующим образом, методы и приборы оптических исследований и контроля классифицируются по назначению как средства исследования амплитудных либо фазовых характеристик волнового фронта, сформированного оптической системой. К последним относятся интерферометры для исследования деформаций волнового фронта, вызванных ошибками оптических поверхностей и аберрациями оптических систем.

Требования к точности образцовых элементов для классических и традиционных интерферометров

Если волновой фронт, отраженный контролируемой поверхностью оптической детали, сопоставить в интерферометре с образцовым волновым фронтом, то при несоответствии их формы образуется воздушный промежуток переменной величины, который можно рассматривать как пластину толщиной h с показателем преломления $n=1$. Разность хода δ лучей света с длиной волны λ для образцового волнового фронта и рабочего фронта, отраженного по нормали к исследуемой поверхности, составит

$$\delta = 2h. \quad (1)$$

Если разность хода кратна четному числу $\lambda/2$, то происходит усиление света согласно выражению

$$I = 2a^2[1 + \cos(2\pi\delta/\lambda)], \quad (2)$$

где I – интенсивность в интерференционном изображении, a – амплитуда в интерферирующих фронтах. Переходя к относительной интенсивности в интерференционной картине, получим [8]

$$\tilde{I} = \cos^2 \frac{\pi\delta}{\lambda}. \quad (3)$$

Разность хода в волновой мере обозначим как

$$\omega = \delta/\lambda. \quad (4)$$

Если одна поверхность заклонена относительно второй на угол θ , то пространственная частота интерференционных полос, вызванных наклоном, составит

$$\nu = (\sin \theta)/\lambda. \quad (5)$$

При малых углах принимают $\sin \theta = \theta$. Тогда

$$\nu = \theta/\lambda, \quad (6)$$

и распределение относительной интенсивности в интерференционной картине при введении заклона поверхности можно описать выражением [8]

$$\tilde{I} = \cos^2 \pi(\nu y + \omega), \quad (7)$$

где y – протяженность на оптической поверхности по нормали к ребру клина.

Выражение (7) описывает формирование картины интерференции двух заклоненных плоских или сферических волновых фронтов. Интерференционные полосы прямолинейны, параллельны и разделены равными промежутками, с косинусоидальным характером распределения интенсивности в интерференционной картине (в направлении по нормали к интерференционной полосе). Величина ω указывает фазовый сдвиг в периодической картине полос на участке, где имеется дополнительная разность хода, вызванная ошибкой исследуемой оптической поверхности, если образцовая поверхность ошибок не имеет. Традиционные интерферометры (например, по схеме Физо или Тваймана-Грина) характеризуются тем,

что для формирования опорного волнового фронта в их конструкции необходимо применение образцового оптического элемента (обычно – образцовой оптической поверхности, плоской или сферической). Такой элемент создает волновой фронт, который, однако, содержит неизбежные остаточные ошибки (деформации). Эти ошибки порождаются рядом причин, в числе которых – следующие.

1. Остаточные ошибки изготовления. Применяемые традиционно методы обработки и контроля точных оптических поверхностей не позволяют гарантировать, что погрешности формы оптических поверхностей будут меньше, чем $\lambda/20$.
2. Возможность неконтролируемого изменения формы оптической поверхности образцовой детали. Наличие таких изменений могут способствовать динамические воздействия (например, пережатие в оправках), гравитационные воздействия (нарушение разгрузки детали), температурные и вибрационные воздействия.

Таким образом, на практике распределение интенсивности в интерференционной картине определяется выражением

$$\tilde{I} = \cos^2 \pi(\nu y + \omega + \omega_R), \quad (8)$$

где ω_R – ошибка образцового волнового фронта.

Итак, точность интерференционного контроля при соблюдении прочих условий, решающим образом определяется величиной ω_R . Учитывая обычное в практике оптических измерений метрологическое требование, что погрешность средства измерения должна быть в 5–10 раз меньше измеряемой ошибки изделия, можем определить типовые требования к точности измерений аберраций и ошибок оптических систем разных классов точности (табл. 1).

Таблица 1. Типовые требования к точности измерений аберраций и ошибок оптических систем разных классов

Тип оптической системы	Требование к точности системы	Требование к точности прибора контроля	ω_R	ω_T
Зрительная труба	0.25λ	$(0.025-0.05)\lambda$	0.032λ	$0.0032-0.0064\lambda$
Исследовательский микроскоп	0.05λ	$(0.005-0.01)\lambda$	0.007λ	$0.0007-0.0014\lambda$
Космический телескоп	0.03λ	$(0.003-0.006)\lambda$	0.0045λ	$0.00045-0.0009\lambda$

Здесь ω_T – предельно допустимая ошибка образцового волнового фронта прибора для контроля образцовой поверхности интерферометра.

Можно считать, что значения требуемой точности в случае интерферометрии относятся, при соблюдении прочих условий (вакуум, устранение влияния вибраций и прочее), к допустимым остаточным погрешностям образцового волнового фронта, которые, в свою очередь, определяются ошибками образцовой оптической поверхности.

Таким образом, можно сформулировать требования к контролю образцовых элементов наивысшей точности для универсальных интерферометров (традиционных типов).

1. Требования к точности ω_T устройства для контроля эталонов показаны в табл. 1.
2. В связи с возможной нестабильностью образцового элемента интерферометра (эталона) его разовая аттестация к моменту продажи прибора заказчику не может считаться достаточной. В действительности для постоянного обеспечения и поддержания указанной точности в практике измерений (при исследовании оптических элементов и систем наивысшей точности) становится необходимым оперативный самоконтроль реального состояния опорного волнового фронта в момент каждого сеанса контроля.

Исследования [2] показали, что выполнение приведенных условий становится возможным с созданием альтернативного интерферометра с дифрагированным опорным волновым фронтом.

Безэталонные интерферометры с дифрагированным эталонным (опорным) волновым фронтом

В ходе исследований методов контроля aberrаций и ошибок систем и деталей предельной точности, имеющих ошибки менее $0,1\lambda$, выполнен ряд разработок интерферометров с дифрагированной эталонной волной [1–4]. Исходным пунктом для поисков в этом направлении послужила известная схема интерферометра с совмещенным ходом лучей с дифракцией на точке, предложенная Линником [6]. Тест-объект "светящаяся точка" фокусируется исследуемой системой или деталью в плоскость полупрозрачного покрытия пластины, содержащего точечную диафрагму. Часть света, прошедшая полупрозрачное покрытие, распространяется в направлении наблюдательной системы в виде рабочего сферического волнового фронта, искаженного aberrациями и ошибками объекта исследования. Часть света, испытавшая дифракцию на точечной диафрагме в покрытии, распространяется в виде неискаженного сферического опорного волнового фронта. Результат интерференции рабочего и опорного волновых фронтов дает оптико-измерительное интерференционное изображение. Хороший контраст интерферограмм достигается, когда интенсивность рабочего и опорного пучков близки по величине, что в данной схеме зависит не только от коэффициента пропускания покрытия (для изменения которого пришлось бы выполнять операцию замены пластинки и повторной настройки схемы), но и от положения изображения точечного тест-объекта (пятна рассеяния) относительно точечной диафрагмы. Кроме того, смещение пятна относительно диафрагмы более чем на половину диаметра пятна приводит к гашению опорного пучка лучей в интерферометре, что влечет за собой исчезновение интерференции.

Итак, достоинство рассмотренной классической схемы состоит в отсутствии образцовой оптической поверхности и, следовательно, ошибок ее изготовления. Другим преимуществом схемы является ее простота – интерферометр, по существу, состоит из точечного тест-объекта и пластины с точечной диафрагмой в полупрозрачном покрытии.

Основным недостатком схемы Линника является необходимость работать с интерферограммой в виде колец, дающей пониженную наглядность при визуальных оценках для ошибок всех типов, за исключением астигматизма. Поперечная расфокусировка интерферометра для получения прямых интерференционных полос, как рассмотрено, ограничена диаметром пятна рассеяния. Получаемые интерференционные картины имеют невысокое качество и зашумлены, что снижает точность измерений. С целью устранения указанных недостатков, создания гибкого универсального прибора ведутся исследования и разработки в направлении интерферометров с дифрагированным эталонным (опорным) волновым фронтом [2].

Лазерный дифракционный интерферометр для контроля высокоточных оптических систем

В ходе развития данного исследования с целью создания аппаратуры контроля высокоточных оптических систем схема интерферометра Линника [6] с дифрагированным эталонным фронтом была усовершенствована. Разработанный лазерный интерферометр в общем случае может работать без применения в его схеме точных и эталонных поверхностей. Благодаря высокой когерентности лазерного излучения и его способности фокусироваться в пятно малых размеров в интерферометре в качестве образцового

используется сферический волновой фронт, образованный при дифракции сходящихся пучков на диафрагме диаметром порядка 1 мкм.

Разработанный прибор может быть использован для оценки погрешностей изготовления оптических поверхностей, качества объективов различного назначения, в том числе – объективов микроскопов.

На одну из поверхностей расщепителя светового пучка, выполненного в виде плоскопараллельной пластины, нанесено зеркальное покрытие (вместо светоделительного покрытия, используемого в неравноплечих интерферометрах). В центре зеркального покрытия имеется точечное отверстие, диаметр которого соизмерим с длиной волны излучения. Между лазером и расщепителем пучка расположен объектив, задний фокус которого совмещен с точечным отверстием на расщепителе пучка. Точечное отверстие служит источником дифрагированной волны, которая является опорной. Таким образом, возникающая в этой схеме интерференционная картина есть результат сложения идеальной сферической волны, возникающей при дифракции на точечном отверстии, и рабочей волны, отраженной от контролируемой поверхности. Кроме того, за счет такого выполнения расщепителя в интерференционной картине устраняются паразитные изображения, возникающие в обычных светоделительных элементах. Это обстоятельство позволяет во многих случаях повысить точность и надежность интерференционного контроля. Благодаря тому, что дифракционная волна образуется на точечном отверстии, отпадает необходимость изготовления сферической эталонной поверхности, требования к которой в традиционных интерферометрах ограничивают достижимую точность измерения.

Для выравнивания интенсивностей пучков и повышения контраста интерференционной картины в автоколлимационной осветительной ветви интерферометра можно установить поляризационную пластинку. При этом интерферометр с дифрагированной волной позволяет контролировать оптические элементы и поверхности, отличающиеся коэффициентом пропускания или отражения в большом диапазоне, от 1 до 90%, без замены элементов интерферометра. Решение подобной задачи в неравноплечем интерферометре требует замены неалюминированной эталонной сферической поверхности на алюминированную, что влечет за собой необходимость повторной настройки прибора.

Схема реализованного интерферометра с дифрагированным опорным волновым фронтом показана на рис. 1. Луч лазера 1, пройдя отрицательный компонент 2, фокусируется объективом 3 в точечное отверстие 4 зеркала 5. Отверстие совмещено с центром кривизны вогнутой сферической поверхности 6 исследуемой детали 7. В схему входит также осветительное сферическое зеркало 8, центр кривизны которого совмещен с отверстием 4.

В плече наблюдения имеются объектив 9 и окуляр 11 для наблюдения освещенной точечной диафрагмы и автоколлимационного изображения точки в центре кривизны контролируемой поверхности. Для наблюдения интерференции в зрачке дополнительно вводится линза Бертрана 10. Для регистрации интерферограммы за окуляром устанавливается камера 12 с блоком обработки сигнала 13 и устройством отображения 14, регистрации и обработки результатов (компьютер).

Работает интерферометр следующим образом. Пучок лучей лазера фокусируется осветительной системой 9, 10 на точечном отверстии в зеркальном покрытии наклонного плоского зеркала 4 в виде пятна рассеяния (обычно – дифракционного кружка) диаметром порядка 10 мкм. Точечное отверстие становится источником дифрагированной сферической волны, которая в автоколлимации от исследуемой сферической поверхности фокусируется в виде пятна рассеяния, перекрывающего точечное отверстие, а чаще – смещенного относительно него для получения

интерференционной картины прямолинейных полос. Отразившись от зеркала, этот пучок через объектив 9 и окуляр 11 направляется на приемник изображения 12. Часть излучения лазера, сфокусированного осветительной системой 2, 3 на точечное отверстие, но не прошедшего через него, отражается от зеркала в направлении осветительного сферического зеркала 8 и фокусируется им на отверстии в направлении плеча наблюдения 9–11.

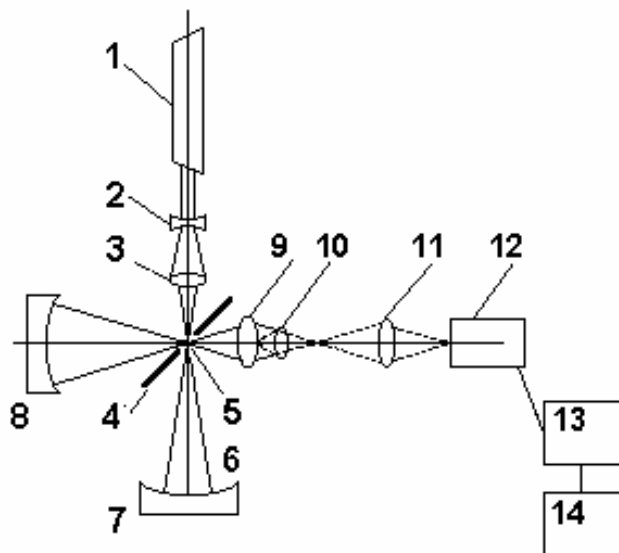


Рис. 1. Интерферометр с дифрагированным опорным волновым фронтом

При этом на отверстии формируется вторая дифракционная сферическая волна, фронт которой используется в качестве опорного. В результате сложения этой волны с рабочей, сформированной контролируемой поверхностью, возникает интерференция в совмещенных световых пучках, распространяющихся от точечного отверстия в направлении приемника изображения.

Рассмотренный вариант схемы интерферометра в режиме контроля оптических поверхностей имеет примечательную особенность, состоящую в том, что данный интерферометр является полностью безэталоным, так как в нем не содержится ни одной образцовой оптической поверхности, а также отсутствуют поверхности, погрешности изготовления которых входят в погрешности измерения.

При наличии в схеме контроля значительных вибраций, а также при необходимости регулярной работы на интерферометре, используется компьютер с видеосистемой (12–14). Для устранения влияния вибраций телевизионное изображение движущейся интерференционной картины записывают в видеопамять, а затем наблюдают и расшифровывают изображение неподвижной интерферограммы, воспроизводимое с одиночного кадра.

Существенное повышение чувствительности контроля и точности отсчетов координат интерференционных полос достигается применением выделения контура телевизионного изображения. Разработан и изготовлен телевизионный анализатор интерферограмм ТАИ-1, позволяющий в реальном времени трансформировать каждую интерференционную полосу, имеющую синусоидальное распределение интенсивности и поэтому размытую, в систему узких штрихов, отображающих изофоты данного изображения или линии центров интерференционных полос [7]. Проведенные исследования показывают, что в трансформированном таким образом изображении точность наведения на полосу повышается в среднем в 20 раз. Таким образом, создается возможность выполнения интерферометрических оценок в интерактивном режиме при сочетании точности, оперативности и надежности контроля, без проблем, связанных с автоматическим опознаванием интерференционных полос (как, например,

в интерферометре ZYGO), даже в условиях зашумленности реальной интерферограммы (что крайне важно для практической интерферометрии).

Имеется модификация данного интерферометра, позволяющая просто и эффективно реализовать режим фазового считывания интерферограммы, при котором точность отсчета может достигать 0.001 длины волны.

Применение автоматизированной обработки численных результатов контроля позволяет существенно расширить возможности всесторонней оценки исследуемых оптических систем и их элементов, повысить надежность контроля, что, в конечном итоге, способствует эффективности исследований и производства, повышению качества их результатов.

Анализ механизма формирования опорного волнового фронта при дифракции лазерного пучка, сфокусированного на малом отверстии

Ответ на вопрос о том, какими параметрами обладает волновой фронт светового пучка, дифрагированного на малом препятствии, вполне может быть получен из решения классической задачи дифракции линейно поляризованного света на отверстии в тонком экране с бесконечно большой проводимостью (см. рис. 2). Эта задача в векторной постановке не является столь же простой, как в скалярной формулировке, и значение ее векторного решения для анализа более сложных реальных процессов дифракции достаточно велико.

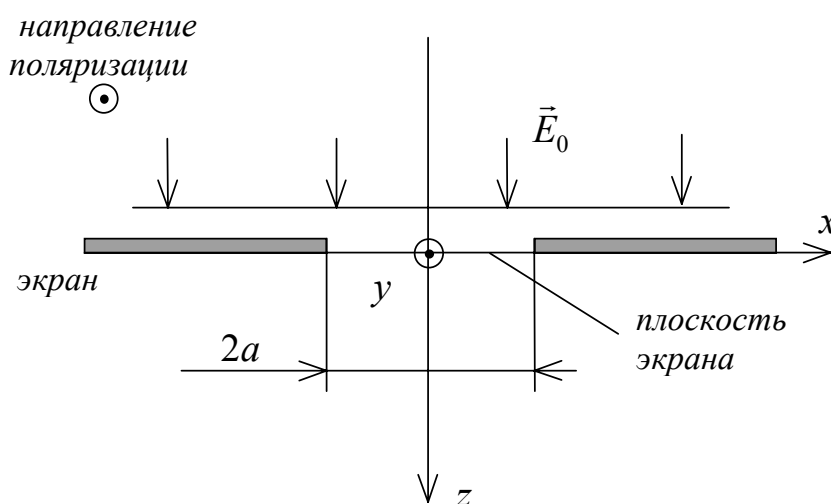


Рис. 2. Схема задачи дифракции (y) линейно-поляризованной плоской волны на отверстии в тонком экране (ТМ-поляризация)

В отличие от классического подхода, где применяются весьма сложные аналитические решения, возможные только для случая бесконечно большой проводимости экрана и круглого отверстия, можно предложить универсальное численное решение этой задачи на основе модифицированных граничных условий Кирхгофа:

- тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей исчезают на области, занятой металлом, не сразу, а быстро, но непрерывно;
- в области экрана, не занятой металлом, могут образовываться возмущения, связанные с рассеянием поля на тонких краях отверстия.

При этом изменяется описание ближнепольных и дальнепольных дифрагированных распределений, которые зависят от направления поляризации падающего света. Векторы полного дифрагированного поля $E^{(c)}$ и $H^{(c)}$ описываются следующими выражениями [5]:

$$\mathbf{E}^{(c)} = \begin{pmatrix} E^{(c)}_x \\ E^{(c)}_y \\ E^{(c)}_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\partial f_e^{(c)}}{\partial z} \\ \frac{\partial f_e^{(c)}}{\partial y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H}^{(c)} = \begin{pmatrix} H^{(c)}_x \\ H^{(c)}_y \\ H^{(c)}_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{i\omega\mu} \left(\frac{\partial^2 f_e^{(c)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f_e^{(c)}}{\partial z^2} \right) \\ -\frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial^2 f_e^{(c)}}{\partial x \partial y} \\ -\frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial^2 f_e^{(c)}}{\partial x \partial z} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где скалярный потенциал $f_e^{(c)}$ определяется так:

$$f_e^{(c)} = f_w \otimes f_e = F^{-1}[\tilde{f}_w \cdot \tilde{f}_e]. \quad (10)$$

Здесь f_w – аппаратная функция неоднородного пространства. Эта функция в первом приближении является Фурье-образом от бинарной функции, описывающей контур отверстия.

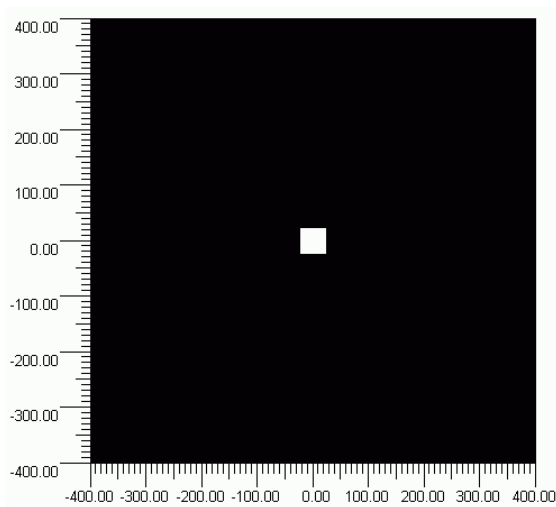


Рис. 3. Отверстие 60 нм

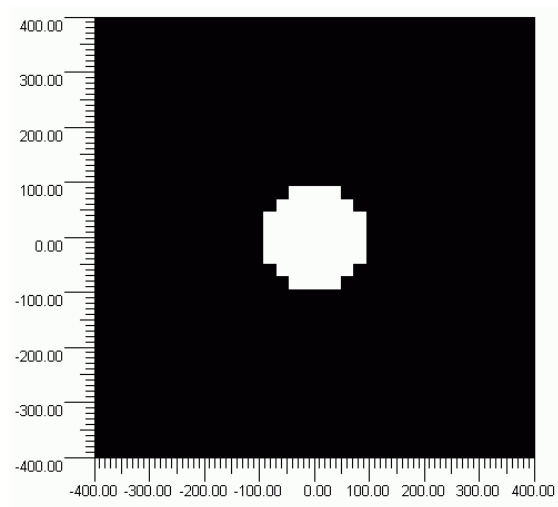


Рис. 4. Отверстие 200 нм

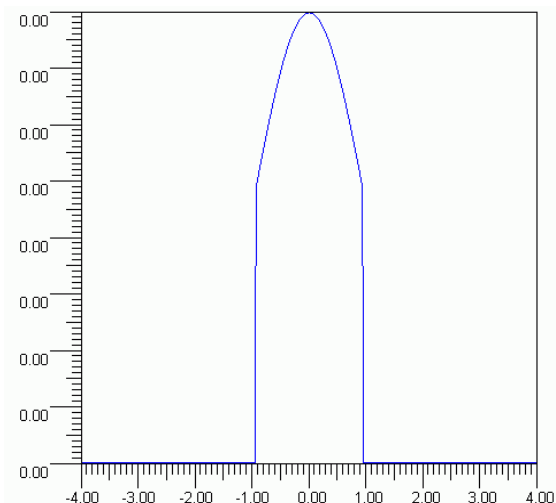


Рис. 5. Поперечные сечения интенсивности в зависимости от $\sin$ углов дифракции

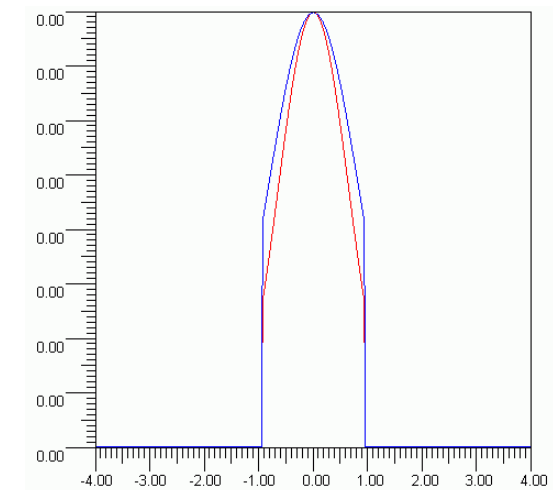


Рис. 6. Поперечные сечения интенсивности в зависимости от $\sin$ углов дифракции

На рис. 5 и 6 показаны результаты вычисления дальнепольных распределений интенсивности света после прохождения отверстий диаметром 60 нм и 200 нм в бесконечно проводящем экране (длина волны 632.8 нм). Здесь по горизонтальной оси отложены направляющие косинусы углов дифракции. Из этих рисунков следует, что волновой фронт, образованный дифракцией света на субволновом отверстии, является умеренно неоднородным (в пределах угла дифракции до 90° спад по интенсивности порядка 50 %, что, конечно, для практики незначительно). Неоднородность интенсивности зависит (достаточно слабо) от направления поляризации света. Как хорошо известно из практики интерферометрического контроля оптики, неоднородность референтных фронтов в схеме Физо в реальных условиях случайна и значительно больше, чем та, которая наблюдается на рис. 5 и 6.

В то же время, как стало ясным из вычислений, проведенных с применением приведенных формул, фаза дифрагированного на субволновом отверстии поля остается практически постоянной, во всяком случае, ее колебания не превышают 0.0001 длины волны. Это свидетельствует о том, что дифрагированный волновой фронт в дальней зоне дифракции является идеально сферическим и может служить референтным фронтом для надежного контроля точной оптики.

Заключение

Основное достоинство предлагаемого лазерного интерферометра с дифрагированным опорным фронтом состоит в принципиальном отсутствии деформаций опорного волнового фронта при одновременном сохранении эксплуатационных возможностей, таких как у классических (традиционных) интерферометров, подобных неравноплечему интерферометру по схеме Тваймана-Грина.

Принцип действия рассматриваемого дифракционного интерферометра основан на использовании физического явления дифракции на малом отверстии, который может быть сравнительно просто и безусловно надежно воспроизведен в любых условиях и любом количестве приборов. Таким образом, мы имеем нуль-интерферометр, который не требует образцовых оптических элементов и в то же время служит источником сферической опорной волны при контроле оптических поверхностей и систем наивысшей точности, в том числе – для контроля образцовых элементов традиционных интерферометров. Данный интерферометр позволяет применять приемы работы, известные для традиционных интерферометров, а также различные средства повышения точности измерительных отсчетов; при этом повышение точности отсчетов является и средством повышения точности измерения (в то время как в некоторых традиционных интерферометрах это лишь точность отсчитывания неизвестных погрешностей опорного фронта). Ввиду простоты и малогабаритности дифракционного интерферометра он может служить элементом устройств для постоянного самоконтроля реальной точности образцовых элементов в традиционных интерферометрах в процессе их эксплуатации, в том числе – перед каждым сеансом контроля. Такой подход позволяет по-новому взглянуть на возможности и перспективы современной интерферометрии.

Литература

1. Кирилловский В.К. Модифицированный лазерный интерферометр с дифрагированным опорным фронтом // Юбилейная научно-техническая конференция профессорско-преподавательского состава, посвященная 100-летию СПб ГИТМО(ТУ) 29-31 марта 2000 г. Тез. докл. Ч.1.
2. Кирилловский В.К. Diffraction Reference Wavefront Laser Interferometer // SPIE-The International Society for Optical Engineering. Proceed. "Miniature and

- Microoptics: Fabrication and System Applications П.20, Jul.1992, SanDiego, Calif. Volume 5. 1751. P.197–200.
3. Кирилловский В.К., Валов Н.И., Иванова Т.А., Петрученко И.Р., Удалов В.В. Лазерный интерферометр для контроля оптических поверхностей. Авт. свид. на изобретение № 1380393. 1986.
 4. Королев Н.В. Иванова Т.А., Кирилловский В.К., Рагузин Р.М., Головкин П.В. Лазерный интерферометр. Авт. свид. на изобретение № 655188. 1978.
 5. Voznesensky N.B. Simulation model for light propagation through nanometer-sized structures // Optical Memory and Neural Networks. Vol. 9. 2000. № 3. P. 175–183.
 6. Линник В.К. Простой интерферометр для исследования оптических систем // Труды ГОИ. Том 10. Выпуск 95. Л.1934.
 7. Иванова Т.А., Кирилловский В.К. Проектирование и контроль оптики микроскопов. Л.: Машиностроение, 1984.
 8. Кирилловский В.К., Анитропова И.Л., Иванова Т.А. Синтез комплекса методов и унифицированных приборов оптического контроля. Л.: ЛИТМО, 1988.

ИДЕИ КОМПОЗИЦИИ КАК ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ РАЦИОНАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В.А. Зверев

Вполне естественно, что любая оптическая система должна соответствовать своему функциональному назначению, т.е. должна формировать изображение требуемой величины и качества, иметь необходимую светосилу и т.д. При этом важно иметь в виду, что оптимальность компоновки прибора, его минимальные габариты и масса, удобство применения и, в конечном счете, потребительские свойства и стоимость определяются степенью обоснованности выбора параметров оптических компонентов и их расположения, взаимной обусловленностью применяемых базовых (силовых) и коррекционных оптических элементов. Практический опыт разработки оптических систем показал, что, зная свойства отдельных оптических элементов, можно компоновать исходную оптическую схему системы путем сочетания в ней только тех элементов, свойства и возможности которых необходимы для удовлетворения требований, предъявляемых к ней. Такой подход исключает существование в системе бесполезных элементов. Метод разработки оптических систем посредством компоновки их из различного рода базовых и коррекционных конструктивных элементов и узлов впервые был предложен профессором СПб ГИТМО (ТУ) М.М. Русиновым и получил развитие в его трудах [1–4]. Важно отметить, что удовлетворение требований, предъявляемых к разрабатываемой оптической системе, в общем случае может обеспечиваться различными принципиальными схемами, что свидетельствует о существовании нескольких возможных решений. Следовательно, в результате синтеза оптической системы из ряда выбранных конструктивных элементов получаем один из возможных вариантов конструктивного решения задачи. Это позволяет процесс синтеза оптической системы назвать композицией, а полученную в результате синтеза систему – вариантом композиции оптической системы.

Простейшей структурной единицей (базовым элементом) при построении оптической схемы прибора будем считать сколь угодно сложную систему центрированных поверхностей вращения при равном нулю расстоянии между ее главными плоскостями, которую будем называть тонким компонентом. Тонкий компонент будем характеризовать его оптической силой φ , используя при этом свойство компонента формировать изображение бесконечно удаленного предмета в его заднем фокусе и наоборот, а при совмещении компонента с плоскостью предмета его изображение остается в той же плоскости. В последнем случае тонкий компонент называют коллективом, который, как известно, служит для оптического сопряжения зрачков в системе. Заметим, что при малом смещении коллектива плоскость изображения смещается на величину второго порядка малости (практически не смещается), а величина изображения становится равной $l' = l'_0(1 + \Delta \cdot \varphi)$, где Δ – величина продольного смещения коллектива, а φ – его оптическая сила.

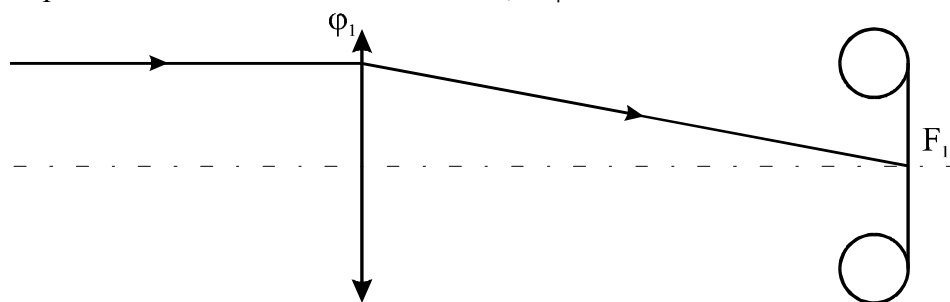


Рис. 1. а. Оптическая схема фотоаппарата

Известно, что главные плоскости концентричного мениска проходят через центр его кривизны. Совместив центр кривизны поверхностей мениска с осевой точкой изображения, его малые смещения без нарушения состояния коррекции aberrаций можно использовать в качестве юстировочных для регулировки величины изображения [5]. Итак, расположив плоскость фотопленки в задней фокальной плоскости тонкого компонента φ_1 , получаем оптическую схему фотоаппарата, как показано на рис. 1, а.

Совместив задний фокус компонента φ_1 с передним фокусом компонента φ_2 , получаем оптическую схему зрительной трубы Кеплера, как показано на рис. 1, б.

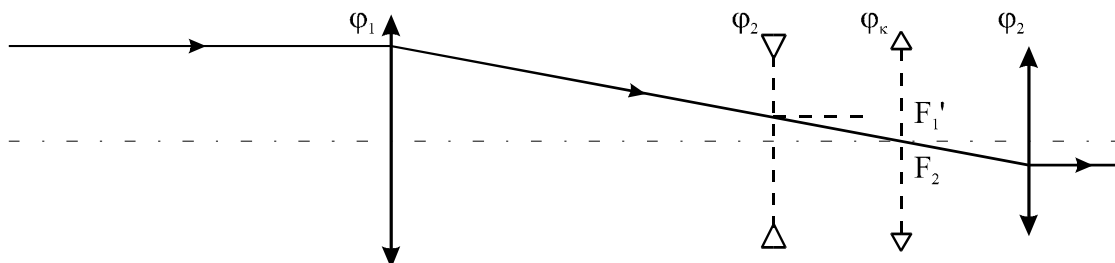


Рис. 1, б. Оптическая схема зрительной трубы Кеплера

При $\varphi_2 < 0$ получаем оптическую схему зрительной трубы Галилея. Схема трубы Галилея в сочетании с дополнительным положительным компонентом φ_d при $\varphi_d < |\varphi_2|$ образует оптическую схему телеобъектива. Заметим, что в совмещенной фокальной плоскости компонентов φ_1 и φ_2 трубы Кеплера может быть расположен коллектив, сетка или сетка-коллектив. Поместив плоскость предмета в переднюю фокальную плоскость тонкого компонента φ_3 , получаем оптическую схему прожектора. Сочетание схемы прожектора со схемой трубы Кеплера образует оптическую схему микроскопа, как показано на рис. 1, в.

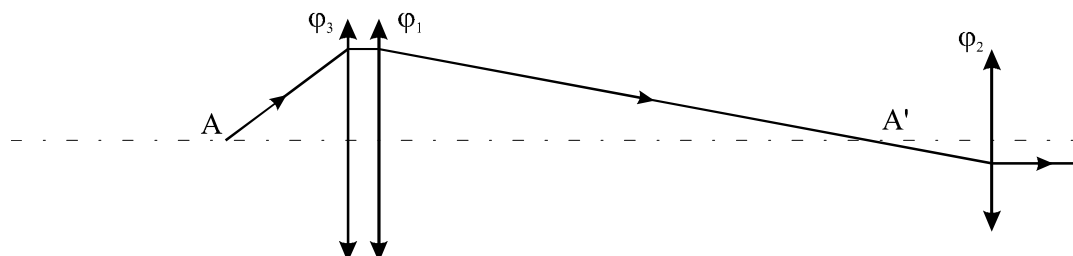


Рис. 1, в. Оптическая схема микроскопа

Совместив задний фокус компонента φ_4 с предметной точкой A микроскопа, получаем оптическую схему зрительной трубы (земной зрительной трубы Кеплера) с оборачивающей системой, образованной тонкими компонентами φ_3 и φ_1 , как показано на рис. 1, г.

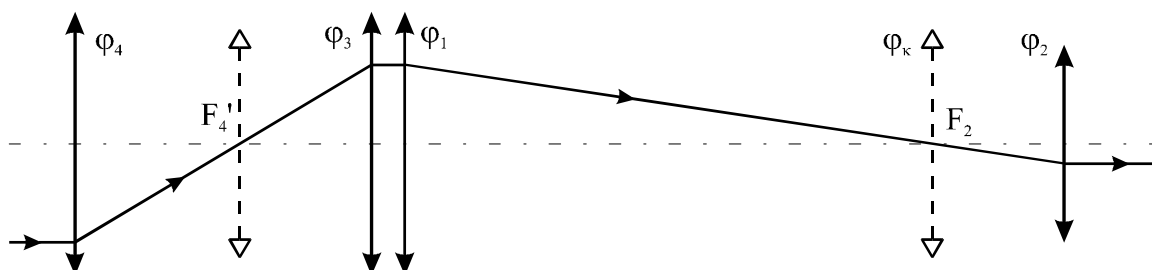


Рис. 1, г. Оптическая схема зрительной трубы с оборачивающей системой

В задней фокальной плоскости компонента φ_4 или в передней фокальной плоскости компонента φ_2 могут быть расположены коллектив, сетка или сетка-

коллектив. Пусть в передней фокальной плоскости некоторого компонента φ_5 расположен освещенный предмет. При этом в качестве осветительной системы (конденсора) можно использовать два тонких компонента φ_3 и φ_1 , если в передней фокальной плоскости компонента φ_3 расположить источник света S . В результате получаем оптическую схему проекционной системы, как показано на рис. 1д.

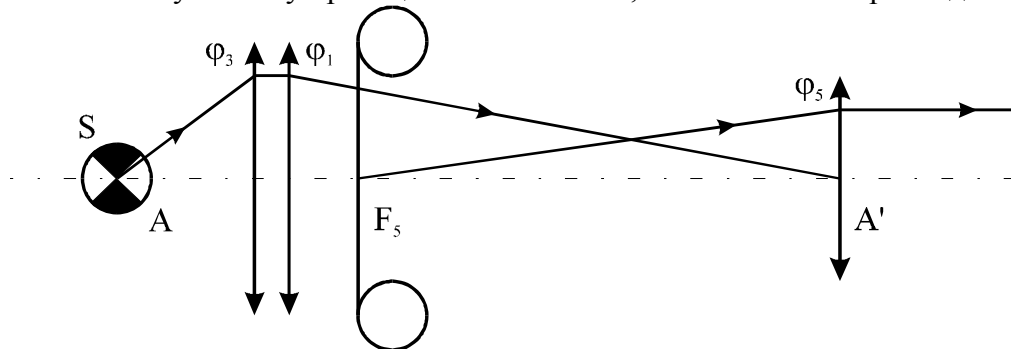


Рис. 1, д. Оптическая схема проекционной системы

Итак, если предмет расположен на бесконечно большом расстоянии от тонкого компонента, то такую схему будем называть базовой оптической схемой первого вида. Если предмет расположен в передней фокальной плоскости тонкого компонента, то такую схему будем называть базовой схемой второго вида. Оптическую схему, образованную тонким компонентом, совмещенным с плоскостью предмета, будем называть базовой схемой третьего вида. В результате композиции путем сочетания базовых схем различного вида с учетом требуемого расположения плоскостей предмета и изображения, входного и выходного зрачков и диафрагм, их ограничивающих, можно получить вариант оптической схемы прибора любой сложности. Таким образом, введение понятия базовой схемы позволяет распространить идеи синтеза и композиции на разработку оптических схем. Представление оптических систем в виде сочетания тонких компонентов может оказаться полезным для оценки сложности задач коррекции aberrаций и выбора необходимых средств для этого.

Пусть плоскости предмета и его изображения, образованного некоторой оптической системой, расположены на конечном расстоянии друг от друга. Оптическую схему такой системы можно представить в виде сочетания базовых схем второго и первого вида, как показано на рис. 2, а. Оптическая сила двухкомпонентной системы равна

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 d, \quad (1)$$

где d – расстояние между компонентами, при этом расстояние между главными плоскостями такой системы определяется соотношением вида

$$d_{HH'} = -\frac{\varphi_1 \varphi_2}{\varphi} d^2 \quad (2)$$

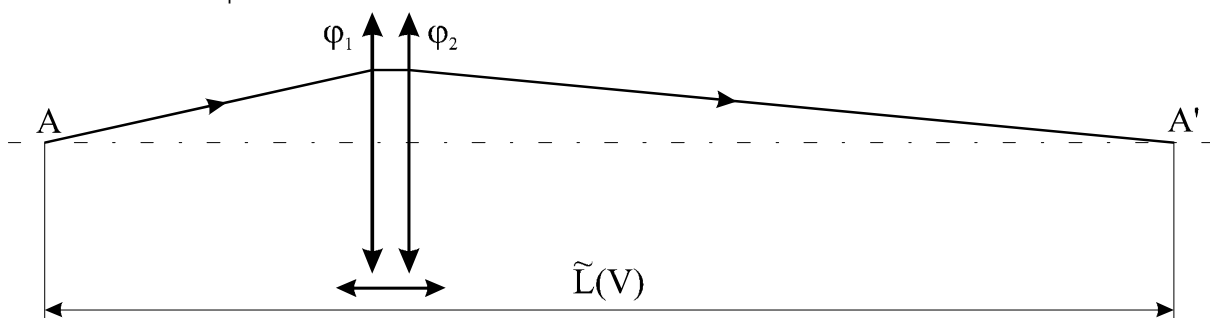


Рис. 2, а. Сочетание базовых схем второго и первого вида

При $d = 0$ имеем $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. Представим себе, что оптические силы φ_1 и φ_2 компонентов непрерывно изменяются при неизменной величине суммарной оптической силы φ . Обозначив при этом $f_1 = a$, а $f_2 = a'$, соотношение (1) ($d = 0$) можно представить в виде известной формулы отрезков:

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \varphi.$$

Поперечное увеличение изображения, образованного рассматриваемой системой, равно

$$V = \frac{a'}{a} = \frac{1}{1 + \varphi \cdot a},$$

а расстояние между предметом и изображением определяется выражением вида:

$$L = d_{HH'} - \frac{(1 - V)^2}{\varphi \cdot V} \quad (3)$$

Отсюда следует, что, изменяя расстояние между предметом и тонким компонентом (изменяя отрезок a), получим переменную величину поперечного увеличения изображения. Однако при этом при $d_{HH'} = 0$ будет изменяться и расстояние L .

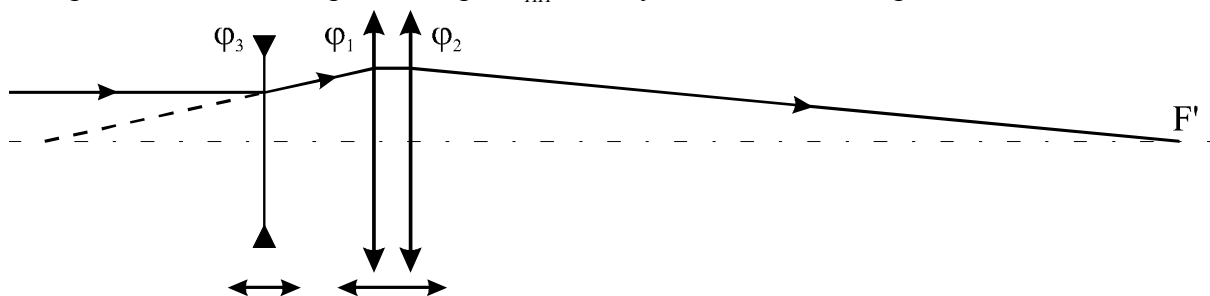


Рис. 2, б. Оптическая схема вариобинocular

Совместив задний фокус некоторого компонента φ_3 ($\varphi_3 < 0$) с осевой точкой предмета в рассматриваемой схеме переменного увеличения, получим оптическую схему вариобинocular, представляющую собой телеобъектив переменного фокусного расстояния, как показано на рис. 2, б.

Если совместить осевую точку изображения с передним фокусом отрицательного компонента φ_4 , то оптическая схема вариобинocular преобразуется в оптическую схему афокальной насадки переменного углового увеличения. Дополнив эту схему положительным компонентом φ_5 , получим оптическую схему объектива переменного фокусного расстояния, называемую трансфокатором, как показано на рис. 2, в.

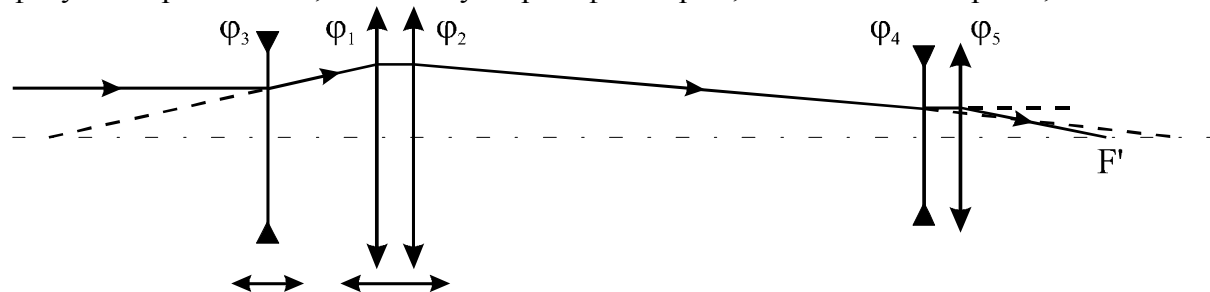


Рис. 2, в. Оптическая схема трансфокатора (вариант 1)

В оптической схеме переменного увеличения, представленной на рис. 2, а, положительные компоненты φ_1 и φ_2 можно заменить отрицательными компонентами. При этом оптическая схема трансфокатора примет вид, показанный на рис. 2, г.

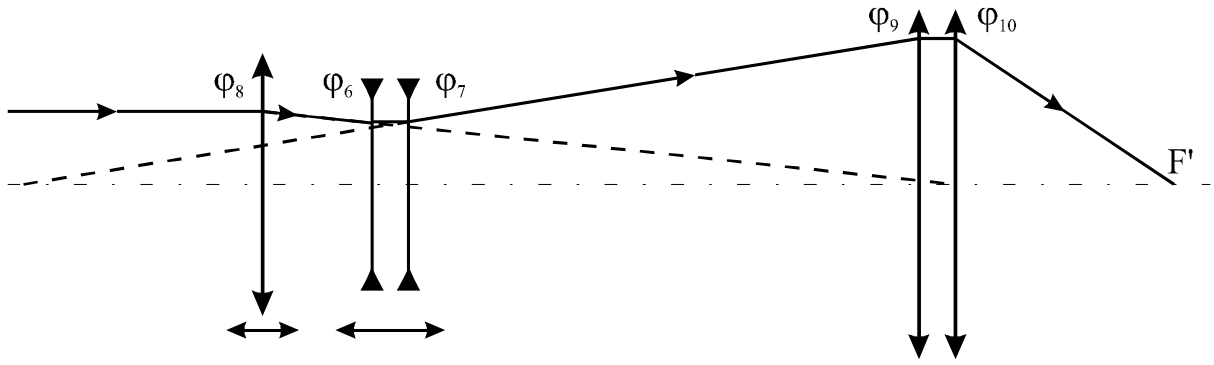


Рис. 2, г. Оптическая схема трансфокатора (вариант 2)

В оптической схеме, представленной на рис. 2, а, в зависимости от условий применения неподвижной можно считать или плоскость предмета, или плоскость изображения. При этом для компенсации расфокусировки изображения при смещении компонентов Φ_1 и Φ_2 смещается компонент Φ_3 в схеме на рис. 2, б, компоненты Φ_3 или Φ_4 в схеме на рис. 2, в. То же самое можно сказать и о схеме на рис. 2, г. Во всех рассмотренных случаях осуществляется непрерывная компенсация расфокусировки изображения.

Любую оптическую систему из произвольного числа элементов (линз) при конечном расстоянии между ее главными плоскостями и отличной от нуля оптической силе будем называть однокомпонентной, если при всех возможных подвижках она перемещается как единое целое. В общем случае однокомпонентная схема переменного увеличения эквивалентна схеме, показанной на рис. 2, а, при $d \neq 0$. При смещении однокомпонентной системы на расстояние, равное $\Delta = \frac{1 - V_H^2}{\Phi \cdot V_H}$, расстояние между плоскостями предмета и изображения остается неизменным, при этом поперечное увеличение изображения становится равным $V_k = \frac{1}{V_H}$, где V_H – поперечное увеличение изображения, образованного однокомпонентной системой в начальном положении.

Как было показано, однокомпонентная система переменного увеличения позволяет построить ряд вариантов композиции принципиальной схемы оптической системы переменного фокусного расстояния, при этом во всех построенных схемах однокомпонентная схема переменного увеличения, по сути дела, выполняет роль базовой схемы.

Рассмотрим вариант развития однокомпонентной базовой схемы. Используя выражения (1), (2) и (3), получаем

$$d^2 - Ld + \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{\Phi_1 \Phi_2} L + \frac{(1 - V)^2}{\Phi_1 \Phi_2 V} = 0. \quad (4)$$

При выбранных значениях оптических сил Φ_1 и Φ_2 уравнение (4) определяет зависимость $d = d(V, L)$. Решив уравнение (4), получаем

$$d = \frac{1}{2} L \pm \sqrt{\frac{1}{4} L^2 - (f'_1 + f'_2) L - f'_1 f'_2 \frac{(1 - V)^2}{V}}. \quad (5)$$

При расстоянии между осевыми точками предмета и изображения, равном L , расстояние от первого компонента до осевой точки предмета, как показано в [7], равно

$$s_1 = \frac{A \pm B}{2\Phi}, \quad (6)$$

где $A = \varphi_2(2 - \varphi_1 d)d - \varphi L$; $B = \sqrt{(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L)(\varphi_1 \varphi_2 d^2 + \varphi L - 4)}$. Отсюда следует, что, если каждый из компонентов в схеме переменного увеличения, показанной на рис. 2, а, имеет самостоятельное перемещение на расстояния, определяемые выражениями (5) и (6), то расстояние между осевыми точками предмета и изображения остается неизменным. Это свойство двухкомпонентной базовой схемы переменного фокусного расстояния позволяет построить варианты композиции систем переменного фокусного расстояния, аналогичные рассмотренным ранее, но без необходимости смещения других компонентов для фокусировки изображения.

Вариант базовой схемы двухкомпонентной оптической системы, когда оптические силы компонентов $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0$, может получить развитие при $L = d_{HH'}$. Поместив третий компонент в плоскости промежуточного изображения, образованного первым компонентом, подбором оптической силы φ_k третьего компонента можно устранить расфокусировку изображения при одинаковом предельном смещении крайних компонентов. Следует отметить, что при этом расфокусировка изображения отсутствует лишь в начальном и предельных положениях крайних компонентов, т.е. имеем дискретную компенсацию расфокусировки изображения.

Полученная таким образом трехкомпонентная базовая схема, показанная на рис. 2, д, определяет оптическую схему панкратической системы типа "коллектив".

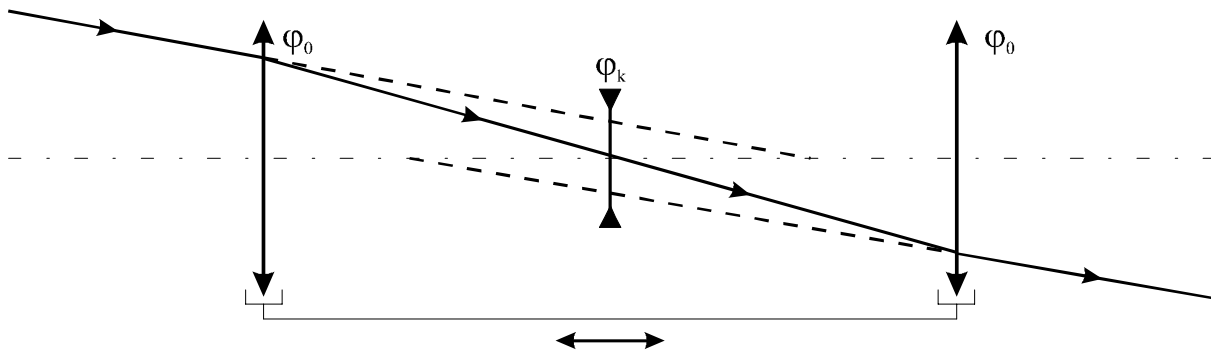


Рис. 2, д. Оптическая схема панкратической системы типа "коллектив"

Положив при начальном положении крайних компонентов поперечное увеличение изображения, образованного компонентом φ_k , равным $V_k = -1^*$, получаем трехкомпонентную базовую схему системы переменного увеличения типа "оборачивающая система", как показано на рис. 2, е.

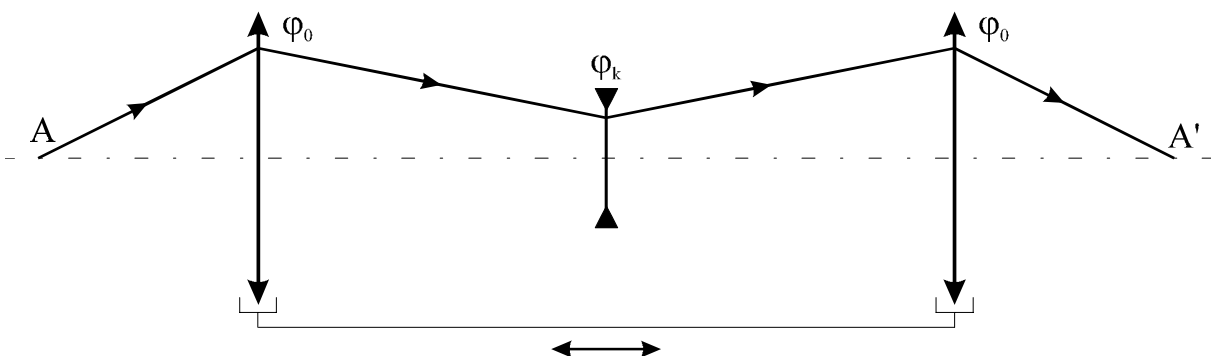


Рис. 2, е. Схема системы переменного увеличения типа "оборачивающая система"

Применение рассмотренных базовых схем и их сочетаний позволяет строить варианты оптических систем переменного увеличения и переменного фокусного расстояния, среди которых, прежде всего, можно назвать оптические системы

съемочных камер вещательного телевидения. Введение понятия базовой принципиальной схемы оптической системы переменного увеличения позволяет распространить идеи синтеза и композиции оптических систем на системы с переменными характеристиками [6,7].

Вполне очевидно, что для воплощения идеи композиции в практику проектирования оптических систем необходимо располагать достаточно развитым набором базовых и коррекционных элементов. Можно сформулировать следующие направления исследований, решающих эту задачу:

- изучение аберрационных свойств сферических поверхностей при больших апертурах и полях, анализ их коррекционных возможностей;
- определение оптимального сочетания свойств (показателей преломления и дисперсии) перспективных марок стекол, обладающих требуемыми возможностями коррекции аберраций, исследование проблем применения вновь созданных оптических материалов;
- изучение аберрационных свойств, разработка методов расчета и контроля в процессе изготовления несферических поверхностей.

Результаты исследований в рамках сформулированных направлений, проводимые на протяжении многих десятилетий профессором М.М. Русиновым, определили формирование русской школы проектирования оптических систем. Эта школа трудами ее создателя М.М. Русинова и его учеников прошла стадию становления и продолжает успешно развиваться.

Простейшим элементом любой оптической системы является сферическая поверхность [8]. Обратимся к рис. 3, на котором показана сферическая поверхность, разделяющая среды с показателями преломления n и n' .

Положение идеального изображения A'_0 осевой точки A_0 предмета определяется формулой Аббе

$$n' \left(\frac{1}{s'_0} - \frac{1}{r} \right) = n \left(\frac{1}{s_0} - \frac{1}{r} \right). \quad (7)$$

Из внеосевой точки A предмета через центр кривизны C поверхности проведем прямую линию до пересечения в точке A'_w с плоскостью изображения. Из рисунка следует, что $\frac{y'_0}{y_0} = \frac{q'_0}{q_0}$, где $q_0 = r - s_0$, а $q'_0 = r - s'_0$. Из формулы Аббе получаем

$$\frac{q'_0}{q_0} = \frac{ns'_0}{n's_0} = V_0, \text{ т.е. точка } A'_w \text{ определяет идеальное положение изображения точки } A.$$

Из рисунка следует, что изображение точки $\tilde{A}_0$ на луче AA'_w при $CA_0 = C\tilde{A}_0$ расположено в точке $\tilde{A}'_0$ при $CA'_0 = C\tilde{A}'_0$. При смещении точки $\tilde{A}_0$ в точку A ее изображение сместится из точки $\tilde{A}'_0$ в точку A'_{0w} . Отрезок $A'_w A'_{0w}$ определяет так называемую кривизну изображения Пецваля. Если сферическая поверхность не вносит сферической аберрации в изображение, то все лучи гомоцентрического пучка, выходящие из точки A , пересекут ось AA'_w в некоторой точке A'_{0w} . При этом, если центр входного зрачка расположен в точке P , то осевая симметрия проходящего через него пучка лучей после преломления поверхностью не нарушится. При наличии сферической аберрации луч AP после преломления в точке N поверхности пересечет линию AA'_w в некоторой точке A'_s , совпадающей с изображением точки A , образованным узким пучком лучей в сагитальной плоскости, при этом изображение этой точки, образованное узким пучком лучей в меридиональной плоскости, будет

расположено на отрезке NA'_s в некоторой точке A'_m . Вполне очевидно, что осевая симметрия пучка лучей относительно оси NA'_s будет нарушена, при этом радиус каустики, названный в [9] радиусом комы, уже не будет равен нулю. Отрезок $A'_w A'$ определяет остаточную дисторсию изображения.

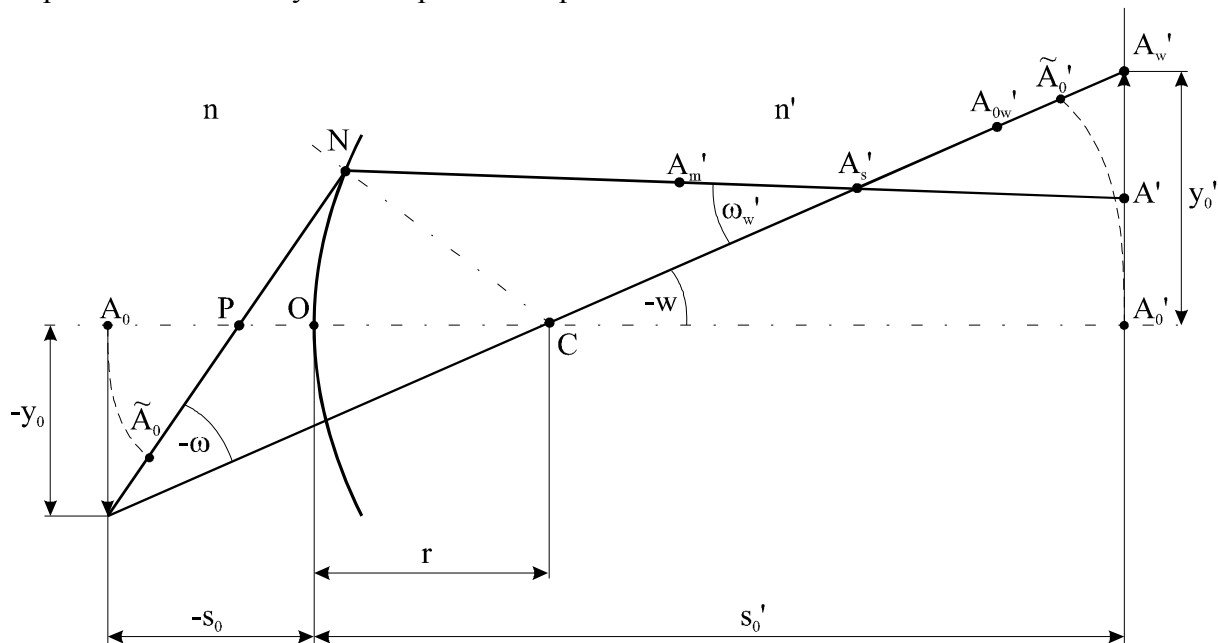


Рис. 3. Сферическая поверхность, разделяющая среды с показателями преломления n и n'

Изложенные соображения дают наглядное представление о сложной структуре пучка лучей, преломленных на сферической поверхности раздела двух сред, а, следовательно, и о сложности задачи взаимной компенсации aberrаций, вносимых последовательностью сферических поверхностей.

Продольная сферическая aberrация сферической поверхности в обратном ходе лучей определяется выражением [10]

$$\Delta s = q_0 (a_3 \sin^2 \omega' + a_5 \sin^4 \omega' + a_7 \sin^6 \omega' + \dots), \quad (8)$$

где $a_3 = \frac{1}{2} \frac{1-\tilde{n}}{\tilde{n} V_0} \tilde{q}'_0 (1-\tilde{q}'_0) (1+\tilde{n} \tilde{q}'_0)$; $a_5 = \frac{1}{4} \alpha a_3 - a_3^2$; $a_7 = \frac{1}{8} \beta a_3 - \frac{1}{2} \alpha a_3^2 + a_3^3$; $a_9 = \dots$;

$$\alpha = 1 + (1-\tilde{n}) \tilde{q}'_0 + \frac{1-\tilde{n}^3}{1-\tilde{n}} \tilde{q}'_0{}^2; \quad \beta = \alpha - \tilde{n} \tilde{q}'_0{}^2 + (1-\tilde{n}^3) \tilde{q}'_0{}^3 + \frac{1-\tilde{n}^5}{1-\tilde{n}} \tilde{q}'_0{}^4; \quad \tilde{q}'_0 = \frac{V_0}{r} q_0; \quad \tilde{n} = \frac{n'}{n}.$$

Из выражения (8) следует, что $\Delta s \equiv 0$ при $a_3 = 0$, при этом условия $\tilde{q}'_0 = 0$; $\tilde{q}'_0 = 1$; $\tilde{q}'_0 = -\frac{1}{\tilde{n}}$ определяют положение апланатических точек сферической поверхности.

Используя закон таутохронизма, находим, что преломляющая поверхность, образующая стигматическое изображение осевой точки предмета, определяется уравнением [11]

$$\left[\frac{n'^2 - n^2}{2} (\rho^2 + z^2) - (n'^2 s'_0 - n^2 s_0) z \right]^2 = nn' (n' s'_0 - n s_0) [(n s'_0 - n' s_0) (\rho^2 + z^2) + 2(n' - n) s_0 s'_0 z], \quad (9)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$. Таким образом, преломляющая поверхность, образующая безаберрационное изображение осевой точки предмета, определяется уравнением

четвертой степени относительно координат x, y, z и называется овалом Декарта или картезианским овалом.

При некоторых значениях отрезков s_0 и s'_0 уравнение (9) переходит в уравнение второй степени. Рассмотрим возможные варианты таких поверхностей. Пусть

$$n's'_0 - ns_0 = 0. \quad (10)$$

При этом уравнение (9) принимает вид:

$$\rho^2 = 2 \frac{ns_0}{n' + n} z - z^2. \quad (11)$$

Уравнение (11) определяет сферу, радиус кривизны которой равен

$$r = \frac{n}{n' + n} s_0. \quad (12)$$

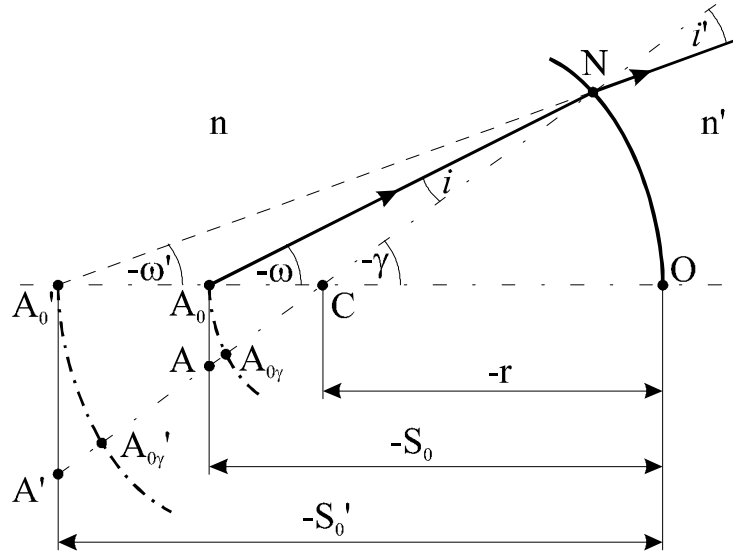


Рис. 4. К определению формы преломляющих поверхностей

На рис. 4 точками A_0 и A'_0 определено положение осевых точек предмета и изображения. Из осевой точки предмета выходит пучок световых лучей, один из которых образует угол $-\omega$ с оптической осью. После преломления на сферической поверхности, радиус кривизны которой равен r , луч проходит через осевую точку A'_0 изображения, образуя угол ω' с оптической осью. В соответствии с рисунком справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\sin \omega}{r} = \frac{\sin i}{r - s_0}, \quad (13)$$

$$\frac{\sin \omega'}{r} = \frac{\sin i'}{r - s'_0}. \quad (14)$$

Разделив левую и правую части одного равенства на соответствующие части другого и учитывая закон преломления $n \sin i = n' \sin i'$, получаем выражение, определяющее поперечное увеличение изображения, образованного рассматриваемой преломляющей поверхностью, в виде

$$V = \frac{n \sin \omega}{n' \sin \omega'} = \frac{r - s'_0}{r - s_0}. \quad (15)$$

Для сферической поверхности, радиус кривизны которой определяется формулой (12), полученное выражение принимает вид

$$V_0 = \frac{n^2}{n'^2} = \text{const}, \quad (16)$$

т.е. в рассматриваемом случае соблюдается условие синусов Аббе. Таким образом, поверхность, определяемая уравнением (11), представляет собой апланатическую поверхность первого вида.

Из геометрических построений, показанных на рисунке, непосредственно следует, что две сферические поверхности, концентричные центру C кривизны апланатической поверхности первого вида, радиусы кривизны которых при этом соответственно равны $r_a = r - s_0$ и $r'_a = r - s'_0$, образуют пару оптически сопряженных поверхностей, каждая из которых является безаберрационным отображением другой. Используя инвариант Аббе в виде (7) и условие (10), получаем

$$s_0 = \frac{n' + n}{n} r; \quad s'_0 = \frac{n' + n}{n'} r, \quad (17)$$

при этом $r_a = -\frac{n'}{n} r$; $r'_a = -\frac{n}{n'} r$. Заметим, что в случае плоского предмета, т.е. при смещении точки $A_{0\gamma}$ в точку A , стигматичность ее изображения нарушается. Однако аберрации третьего порядка в изображении плоского предмета, образованного апланатической поверхностью первого вида, остаются неизменными.

Пусть

$$s_0 = s'_0 \neq 0. \quad (18)$$

При этом уравнение (9) можно преобразовать к виду

$$\left(\rho^2 + z^2 - 2s_0 z \right) \left[\rho^2 + z^2 - 2s_0 z + 4 \frac{nn'}{(n' + n)^2} s_0^2 \right] = 0. \quad (19)$$

Легко убедиться, что при $\rho = 0$, $z = 0$ и $s_0 \neq 0$ $\rho^2 + z^2 - 2s_0 z + 4 \frac{nn'}{(n' + n)^2} s_0^2 \neq 0$.

Следовательно, в выражении (19) имеем $\rho^2 + z^2 - 2s_0 z = 0$. Отсюда получаем уравнение

$$\rho^2 = 2s_0 z - z^2, \quad (20)$$

которое определяет сферу, радиус кривизны которой $r = s_0 = s'_0$. Вполне очевидно, что при этом равны между собой углы ω и ω' . В результате находим, что поперечное увеличение изображения, образованного рассматриваемой преломляющей поверхностью, равно

$$V = \frac{n \sin \omega}{n' \sin \omega'} = \frac{n}{n'} = V_0 = \text{const}. \quad (21)$$

Таким образом, поверхность, определяемая уравнением (20), представляет собой апланатическую поверхность второго вида.

$$\text{Пусть } s_0 = s'_0 = 0. \quad (22)$$

При этом уравнение (9) принимает вид $\rho^2 + z^2 = 0$, т.е. определяет сферу, радиус кривизны которой $r = 0$. Заметим, что, если преломляющая поверхность вращения имеет произвольную форму, то в изображении осевой точки предмета, расположенной в вершине поверхности, сферическая аберрация будет отсутствовать ($s_0 = s'_0$), при этом падения и преломления лучей осевого пучка будут определяться законом преломления в виде $n \sin \omega = n' \sin \omega'$. Отсюда следует, что поперечное увеличение изображения в рассматриваемом случае равно $V = \frac{n \sin \omega}{n' \sin \omega'} = 1^*$, т.е. $V = V_0 = \text{const}$. Поэтому

сферическую поверхность, радиус кривизны которой $r \neq 0$, при $s_0 = s'_0$ принято называть апланатической поверхностью третьего вида.

Если выпуклая поверхность мениска представляет собой апланатическую поверхность первого вида, а вогнутая поверхность – апланатическую поверхность второго вида, то оптическая сила мениска $\varphi > 0$. Если выпуклая поверхность мениска – апланатическая поверхность второго вида, а вогнутая – первого вида, то оптическая сила мениска $\varphi < 0$. Вид менисков показан на рис. 5.

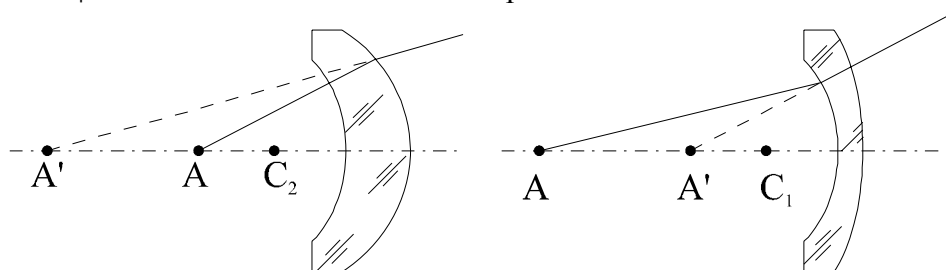


Рис. 5. Виды менисков

Положительные мениски широко применяются в оптических устройствах различного назначения. Вариант конструкции оптической системы осветительного устройства (конденсора в проекционных устройствах или коллектора и конденсора в микроскопах), состоящей из последовательности двух апланатических менисков и двух плосковыпуклых линз, показан на рис. 6.

Для уменьшения числовой апертуры пучков световых лучей апланатические мениски применяются в качестве фронтальной части высокоапертурных линзовых и зеркально-линзовых микрообъективов [12].

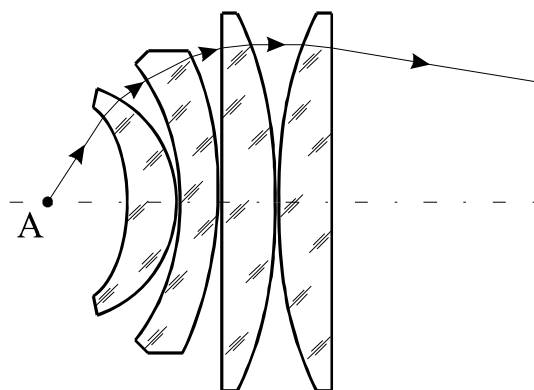


Рис. 6. Вариант конструкции оптической системы осветительного устройства

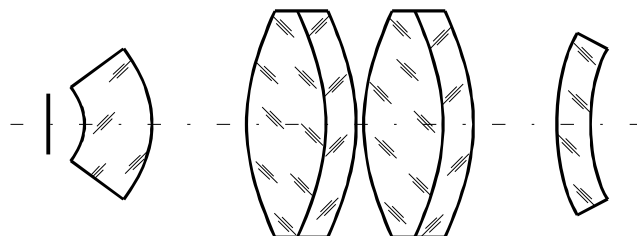


Рис. 7. Линзовый микрообъектив ОПА2

На рис. 7 показана оптическая схема линзового микрообъектива ОПА2 ($V_0 = 16^*$; $A = n \sin \omega = \sin \omega = 0,4$), а на рис. 8, а, б показаны варианты принципиальных оптических схем зеркально-линзовых объективов.

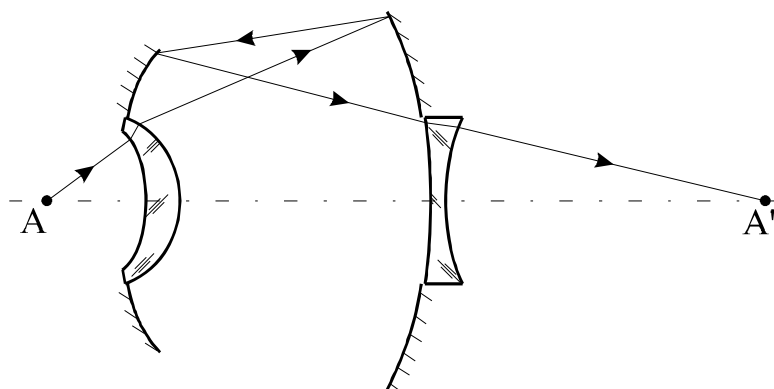


Рис. 8, а. Вариант зеркально-линзового объектива

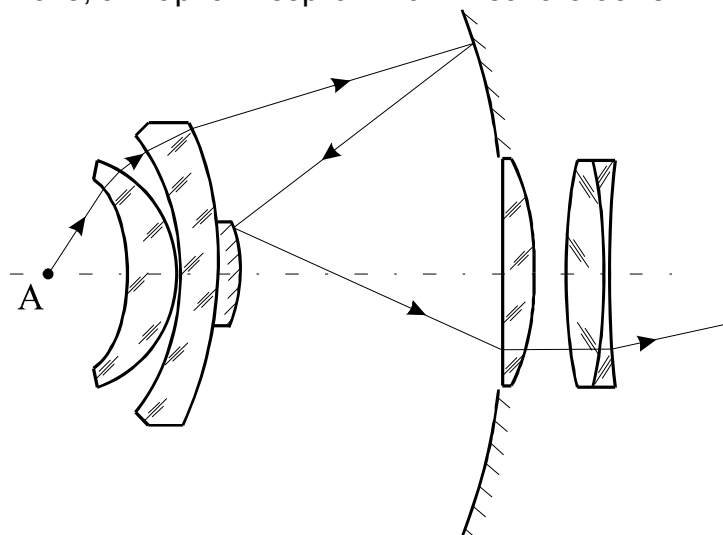


Рис. 8, б. Вариант зеркально-линзового объектива

Заметим, что в зеркально-линзовом объективе одна и та же поверхность последовательно по ходу луча может выполнять роль апланатической поверхности первого и второго вида. Так, например, в оптической схеме объектива, показанной на рис. 9, вторая по ходу луча поверхность представляет собой апланатическую поверхность первого вида, а четвертая поверхность – апланатическую поверхность второго вида, при этом роль обеих поверхностей выполняет вторая поверхность фронтального мениска объектива.

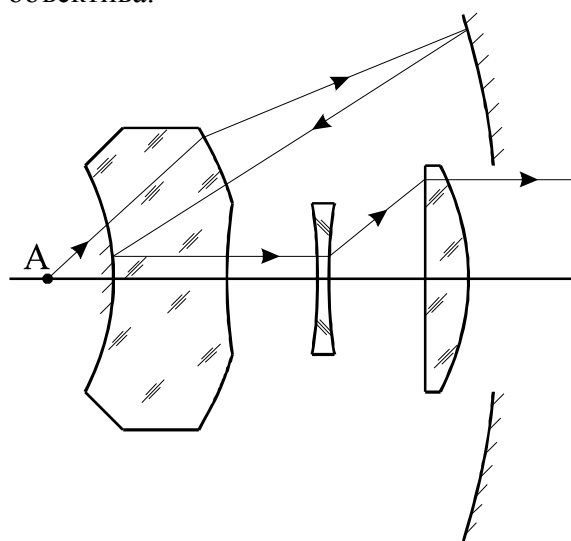


Рис. 9. Вариант зеркально-линзового объектива

В высокоапертурных микрообъективах-планапохроматах фронтальная часть выполняется в виде "толстого" мениска, первая поверхность которого представляет собой апланатическую поверхность третьего вида, а вторая поверхность - апланатическую поверхность первого вида, или в виде сочетания "толстого" мениска с апланатическим. Вариант оптической схемы такого объектива показан на рис. 10.

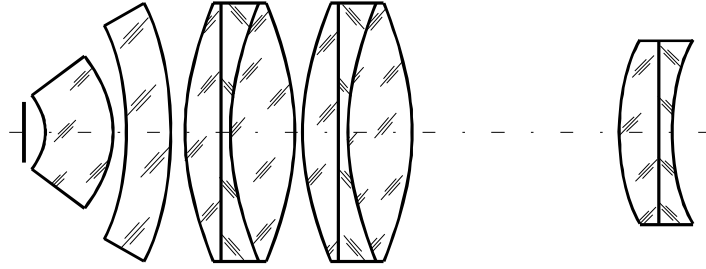


Рис. 10. Высокоапертурный микрообъектив-планапохромат

Радиус кривизны первой поверхности "толстого" мениска определяется из условия компенсации кривизны поверхности изображения, образованного мениском. Поскольку при этом первая поверхность мениска обладает значительной кривизной, возникает естественная необходимость в малом, но вполне конечном, промежутке между плоскостью предмета и первой поверхностью мениска, что определяет рабочее расстояние $s \neq 0$. Для исправления остаточных aberrаций, вносимых при этом в изображение первой поверхностью мениска, необходима достаточно сложная конструкция последующей части объектива.

Поперечные aberrации третьего порядка изображения, образованного оптической системой, в общем случае определяются выражениями вида [13]:

$$\left. \begin{aligned} -2n'\delta g' &= \omega'(\omega'^2 + \Omega'^2)S_I + (3\omega'^2 + \Omega'^2)wS_{II} + \\ &\quad + \omega'w^2(3S_{III} + J^2S_{IV}) + w^3S_V; \\ -2n'\delta G' &= \Omega'(\omega'^2 + \Omega'^2)S_I + 2\omega'\Omega'wS_{II} + \\ &\quad + \Omega'w^2(S_{III} + J^2S_{IV}) \end{aligned} \right\}, \quad (23)$$

где

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{i=1}^{i=n} h_i Q_i; \\ S_{II} &= \sum_{i=1}^{i=n} H_i Q_i - J \sum_{i=1}^{i=n} W_i; \\ S_{III} &= \sum_{i=1}^{i=n} \frac{H_i^2}{h_i} Q_i - 2J \sum_{i=1}^{i=n} \frac{H_i}{h_i} W_i + J^2 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i}{h_i}; \\ S_{IV} &= \sum_{i=1}^{i=n} \frac{v_i \alpha_{i+1} - v_{i+1} \alpha_i}{h_i}; \\ S_V &= \sum_{i=1}^{i=n} \frac{H_i^3}{h_i^2} Q_i - 3J \sum_{i=1}^{i=n} \frac{H_i^2}{h_i^2} W_i + \\ &\quad + J^2 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{H_i}{h_i^2} [3(v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i) + (v_i \alpha_{i+1} - v_{i+1} \alpha_i)] - \\ &\quad - J^3 \sum_{i=1}^{i=n} \frac{v_{i+1}^2 - v_i^2}{h_i^2}, \end{aligned} \right\}, \quad (24)$$

$$Q_i = T_i \sigma_i + P_i; \quad T_i = \frac{(n_{i+1} \alpha_{i+1} - n_i \alpha_i)^3}{(n_{i+1} - n_i)^2},$$

$$P_i = \left(\frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{v_{i+1} - v_i} \right)^2 (v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i). \quad W_i = \frac{\alpha_{i+1} - \alpha_i}{v_{i+1} - v_i} (v_{i+1} \alpha_{i+1} - v_i \alpha_i).$$

Коэффициенты, определяющие первичные aberrации оптической системы, состоящей из m тонких компонентов, можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} S_I &= \sum_{s=1}^{s=m} h_s Q_s; \\ S_{II} &= \sum_{s=1}^{s=m} H_s Q_s - J \sum_{s=1}^{s=m} W_s; \\ S_{III} &= \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s^2}{h_s} Q_s - 2J \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s}{h_s} W_s + J^2 \sum_{s=1}^{s=m} \varphi_s; \\ S_{IV} &= \sum_{j=1}^{j=m-1} \frac{\varphi_j}{n_j}; \\ S_V &= \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s^3}{h_s^2} Q_s - 3J \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s^2}{h_s^2} W_s + J^2 \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s}{h_s} \left(3\varphi_s + \sum_{j=1}^{j=m-1} \frac{\varphi_j}{n_j} \right) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

В методическом плане представляет интерес следующий частный случай коррекции aberrаций. Пусть значения величин P_s и W_s которые принято называть aberrационными параметрами тонкого компонента, удовлетворяют условиям:

$P_s = 0; \quad W_s = 0$. Пусть, кроме того, система удовлетворяет условию: $\sum_{s=1}^{s=m} \varphi_s = 0$. При этом, как следует из уравнений (25), имеем $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$. Заметим, что в

выражении $S_{IV} = \sum_{j=1}^{j=m-1} \frac{\varphi_j}{n_j}$ показатели преломления материала тонких линз изменяются в

сравнительно небольших пределах. Поэтому в первом приближении принимают

$\sum_{j=1}^{j=m-1} \frac{\varphi_j}{n_j} \approx \frac{1}{n_{cp}} \sum_{j=1}^{j=m-1} \varphi_j = \frac{1}{n_{cp}} \sum_{s=1}^{s=m} \varphi_s$. Поэтому условие $\sum_{s=1}^{s=m} \varphi_s = 0$ принято считать начальным

условием отсутствия пещвальной кривизны поверхности изображения. Изложенные соображения позволяют считать, что в рассматриваемом случае и $S_{IV} \approx 0$. Итак, в изображении, образованном рассматриваемой системой, отсутствуют сферическая aberrация, кома, астигматизм и кривизна поверхности изображения третьего порядка; остается неустранимой лишь дисторсия третьего порядка, поскольку коэффициент S_V при этом равен

$$S_V = J^2 \sum_{s=1}^{s=m} \frac{H_s}{h_s} \left(3\varphi_s + \sum_{j=1}^{j=m-1} \frac{\varphi_j}{n_j} \right) \neq 0.$$

Конструктивные ограничения, накладываемые на разрабатываемую оптическую систему, как правило, не позволяют в полной мере использовать рассмотренный принцип построения оптической системы, состоящей из тонких компонентов. В общем случае разработка конструкции оптической системы остается сложной эвристической задачей.

В простейшем случае оптическая система состоит из одного тонкого компонента. Примером такой системы может служить объектив, состоящий из двух тонких линз. В

этом случае при выбранных материалах линз, положив угол $\alpha_5 = \alpha' = 1$, величину угла α_3 , определяющего соотношение оптических сил линз, можно найти из условия отсутствия хроматической аберрации положения, а величину углов α_2 и α_4 , определяющих радиусы кривизны поверхностей линз ("прогиб" линз), можно найти из условия апланатической коррекции аберраций третьего порядка, т.е. из условия $P = 0$ и $W = 0$. При этом в соответствии с выражениями (25) получаем

$$S_I = S_{II} = 0; \quad S_{III} = J^2 \varphi; \quad S_{IV} = \varphi \Pi; \quad S_V = J^2 \frac{H}{h} \varphi (3 + \Pi),$$

где $\Pi = \frac{1}{\varphi} \sum_{j=1}^{j=2} \frac{\varphi_j}{n_j}$. Если входной зрачок совмещен с тонким компонентом, то высота

$H = 0$. При этом $S_V = 0$. Используя выражения (23), находим, что

$$Z'_m = -\frac{1}{2n'} w^2 J^2 \varphi (3 + \Pi);$$

$$Z'_s = -\frac{1}{2n'} w^2 J^2 \varphi (1 + \pi).$$

При $s = \infty$; $\alpha' = 1$ и $\beta = 1$ имеем $J = n' \alpha' \beta' = -n' \alpha' f \beta = -n' \cdot 1 \cdot f' \cdot 1 = -n' f'$. Положив $n' = 1$, получаем

$$Z'_m = -f' w^2 \frac{3 + \Pi}{2}; \quad (26)$$

$$Z'_s = -f' w^2 \frac{1 + \Pi}{2}. \quad (27)$$

Как показал профессор Г.Г. Слюсарев, в большинстве систем, встречающихся на практике, величина Π_s мало отличается от 0,6–0,7. При $\Pi_s = 0,7$ имеем

$$Z'_m = -1,85 f' w^2, \quad (28)$$

$$Z'_s = -0,85 f' w^2. \quad (29)$$

Сочетание тонкого компонента с отрицательным апланатическим мениском позволяет получить апланатическую в области аберраций третьего порядка оптическую систему, при этом при малой кривизне поверхности изображения апланатическая поверхность второго вида компенсирует астигматизм, вносимый тонким компонентом. На рис. 11 показана оптическая схема такого объектива [14].

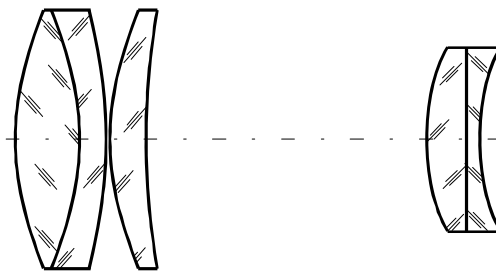


Рис. 11. Апланатическая в области аберраций третьего порядка оптическая система

Поскольку отношение диаметра входного зрачка к фокусному расстоянию тонкого компонента оказалось достаточно велико ($D : f' = 1 : 2.9$), он выполнен в виде двух склеенных линз в сочетании с третьей простой линзой.

В связи с успехами, достигнутыми в области изготовления несферических поверхностей, проблемы изучения их аберрационных свойств и композиции оптических систем на основе применения несферических поверхностей приобретают все большую

актуальность. В настоящее время несферические поверхности применяются не только в осветительных устройствах и в крупных астрономических инструментах, но и в составе сложных оптических систем (в фотографических объективах и в объективах съемочных телевизионных камер, в окулярах зрительных труб и т.д.), где они позволяют существенно повысить характеристики оптических приборов и в то же время упростить их оптическое устройство (применить меньшее количество оптических элементов), обеспечивая при этом высокое качество изображения.

Проведенный анализ показал, что процесс композиции оптических систем принципиально можно разделить на два этапа:

- структурный синтез;
- параметрический синтез.

Решение задач структурного синтеза осуществляется также в два этапа:

- структурный синтез оптических систем на схемном уровне;
- структурный синтез конструкции оптических систем.

Задачи параметрического синтеза на схемном уровне решаются, как правило, путем применения алгебраических методов, а задачи определения конструктивных параметров оптической системы решаются путем применения алгебраических методов в сочетании с оптимизацией или только оптимизацией параметров по критерию качества. Последний вариант параметрического синтеза предполагает применение метода последовательных приближений, успех выполнения которого определяется не только сложностью применяемого программного обеспечения, но и квалификацией и творческим потенциалом разработчика.

Само слово "композиция" подразумевает творчество, подразумевает искусство. В контексте изложенного композиция оптических систем – это действительно творчество, но творчество научно обоснованное, научно обеспеченное.

Литература

1. Русинов М.М. Техническая оптика. М.-Л.: ГНТИ, 1961. 328 стр.
2. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. М.: Недра, 1973. 296 с.
3. Русинов М.М. Композиция оптических систем. Л.: Машиностроение, 1989. 383 с.
4. Русинов М.М. Композиция нецентрированных оптических систем. Монография. СПб.: ИТМО, 1995. 197 с.
5. Грамматин А.П. Использование концентрической линзы для регулировки увеличения оптических систем // ОМП. 1970. №2.
6. Журова С.А., Зверев В.А. Однокомпонентная оптическая система переменного увеличения // Оптический журнал. 1998. Том 65. № 10.
7. Журова С.А., Зверев В.А. Основы композиции принципиальных схем оптических систем переменного увеличения // Оптический журнал. 1999. Том 66. №10.
8. Гаврилюк А.В., Зверев В.А., Карасева И.А. Аберрационные свойства сферической поверхности // Оптический журнал. 1994. № 9.
9. Русинов М.М. Техническая оптика: Учеб. пособие для вузов. Л.: Машиностроение, 1979. 488 с., ил.
10. Зверев В.А. Аберрационные свойства сферической поверхности в осевом пучке лучей // ОМП. 1985. № 11.
11. Чуриловский В.Н. Теория оптических приборов. М.-Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
12. Панов В.А., Андреев Л.Н. Оптика микроскопов. Л.: Машиностроение, 1976. 432 с.
13. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
14. Грамматин А.П. Синтез оптических систем, состоящих из линз с апланатическими и изопланатическими поверхностями и бесконечно тонких компонентов // Разработка и испытание оптических систем. Труды ГОИ 1981. Т.49. Вып. 183.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ MATHCAD ДЛЯ ТИПОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Н.Г. Киселев

При создании пакета MATHCAD документов возникают специфические проблемы. Идея независимых документов не всегда является плодотворной. В документах нередко возникает дублирование алгоритмов, теряется контроль над пакетом. Более компактный и управляемый пакет можно создать на основе взаимозависимых документов. Рассмотрены варианты построения пакета MATHCAD документов.

При написании курсовых и дипломных работ необходимо выполнять те или иные расчеты. Основным инструментом автоматизации расчетов в прикладной оптике являются программы расчета хода лучей. Например, это программа ОПАЛ, разработанная в ИТМО. Программа – отличный инструмент решения задач в пределах заложенной в ней модели оптической системы. Как правило, это зеркально-линзовые осесимметричные системы.

По понятным причинам существует достаточное число задач, где ОПАЛ бесполезен. Более того, для этих задач нередко отсутствуют доступные средства "малой механизации". В настоящее время такие ниши закрываются с помощью универсальных математических программ. Иногда их называют математическими процессорами.

Процессор MATHCAD обычно позиционируется как универсальная система для инженерно-технических расчетов [1,2]. Считается, что процессор предоставляет удобную и естественную форму записи математических задач, что выгодно отличает его от аналогов (конечно, при условии, что пользователь дружен с высшей математикой).

MATHCAD легко приспособить для обшета конкретной формулы. Отсюда велик соблазн создания документов под все известные формулы. Когда документов много, теряется обзорность, возникает дублирование. Кроме того, приходится следить за чистотой используемых документов. Документы обычно не защищаются от изменений, а рабочая правка документа – нормальное дело. Возникают типичные проблемы работы с тем, чего много. Кроме того, нередко чисто автоматически задачу формулируют так, что MATHCAD используется просто как мощный калькулятор, не более. Реальные возможности процессора неизмеримо выше.

Возможен другой подход: документы создаются не беспорядочно, а по определенному плану. Рассмотрим две концепции, одна из которых условно названа MATHCAD-проект, а другая – MATHCONNEX-проект.

1. MATHCAD-проект

Документы могут быть независимы друг от друга, а могут быть изначально спроектированы на случай совместного использования. Например, в прикладной оптике основной расчетный метод – это метод расчета хода лучей. Метод базируется всего на двух формулах. И это серьезный довод в пользу возможной унификации документов.

Первая формула определяет направление луча за поверхностью, а вторая определяет точку пересечения луча с поверхностью. Возможны три типа поверхностей: отражающая, преломляющая и поверхность с дифракционной решеткой. Известен алгоритм, позволяющий определить направление луча после любой поверхности. Это так называемый обобщенный закон отражения, преломления и дифракции [3].

Обычно расчет хода лучей применяют для определения габаритов системы, исследования качества изображения. Однако он применим и для более широкого класса

задач – например, для определения параметров интерференционных картин, распределения освещенности в оптических системах.

Итак, для решения многих задач может использоваться один и тот же алгоритм, который достаточно создать один раз, чтобы пользоваться им во всем пакете документов.

MATHCAD предоставляет скромные возможности общения документов. Можно выделить блок в одном документе и через буфер обмена перенести его в другой документ. Можно сохранить результаты расчета первого документа в файле, затем запустить второй документ и заставить его прочитать данные из файла. Это неудобно, но все же работает.

Значит, можно создать некоторые базовые документы с проверенными и отлаженными алгоритмами. Остальные документы можно создавать, заимствуя алгоритмы базовых документов. На начальном этапе использования процессора MATHCAD с такой технологией взаимодействия документов можно смириться.

Для расчетов необходимы каталоги стекол, источников света, фотоприемных устройств и иная справочная информация. Обычно данные такого типа хранят в базах данных. Велик соблазн напрямую подключиться к стандартной базе данных. Увы, MATHCAD не имеет встроенных средств доступа к стандартным базам. MATHCAD умеет читать данные только из стандартных текстовых файлов. А это значит, что необходимо создавать собственный формат хранения данных и блоки для записи и чтения данных в упорядоченном виде. Возможно также хранение справочных данных и в виде набора векторов на отдельном документе, но вряд ли это по-настоящему удобный способ.

2. MATHCONNEX-проект

Возможен иной путь. В состав MATHCAD входит пакет MATHCONNEX. Пакет работает относительно медленно, но зато позволяет управлять документами MATHCAD, и не только ими. Его и называют интегратором. Схему решения задачи можно представить в более удобном блочном виде. Отдельные блоки могут импортированы из различных программных систем, таких, как MATHCAD, табличный процессор Excel, математический процессор MathLab, система построения графиков Ахит и др. Причем можно создавать блоки, не покидая MATHCONNEX. Он сам автоматически запускает соответствующие приложения. С практической точки зрения важна возможность интеграции с Excel. Именно рабочие листы этой программы пригодны для создания и хранения справочных баз данных.

Естественно, что блочная система представления алгоритма во многих случаях более наглядна. Фактически реализуется приятная во всех отношениях идея конструктора для решения задач из отдельных кубиков-алгоритмов. Однажды разработанный алгоритм, например, в виде MATHCAD-документа может быть использован многократно.

В рамках MATHCONNEX отдельные блоки могут общаться друг другом. Здесь уже необходимо позаботиться об однообразии интерфейсов создаваемых блоков.

3. Область применения пакета

Какой бы вариант ни был выбран, необходимо позаботиться о единстве обозначений в пределах пакета. Желательно использовать одну и ту же модель оптической системы.

Пакет можно ориентировать на решение конкретных практических задач, особенно там, где отсутствуют иные средства автоматизации расчетов. А таких ниш в прикладной оптике предостаточно.

Задачи могут иметь иллюстративный характер. То, что трудно разглядеть за голой формулой или набором понятий, можно представить в графической форме, нередко более удобной для восприятия.

Особую группу могут составить задачи игрового содержания. Как правило, это обратные задачи, в отличие от практических задач. Например, известны характеристики системы. Необходимо подобрать такие параметры системы, которые обеспечат заданные характеристики. Простой перебор параметров не дает решения задачи в приемлемые сроки. Необходимо знание теории.

Решением поставленной задачи может быть уникальный, вновь созданный MATHCAD-документ. А можно потребовать, чтобы задача решалась с помощью набора заранее заданных алгоритмических блоков.

MATHCAD удобен для знакомства и освоения современных математических методов обработки информации. Не секрет, что в прикладной оптике используется сравнительно скромный математический аппарат. И это не способствует расширению кругозора обучаемых. На MATHCAD можно возложить и чисто образовательную функцию. Например, на его основе можно достаточно просто создать практикум для практически важного курса обработки сигналов и результатов измерений.

MATHCAD максимально облегчает работу по созданию графиков, в том числе и трехмерных. Обычно строятся графики исследуемых функций. А хотелось бы строить и изображения оптических компонентов, хода лучей и т.п. Но обычно для построения изображений нужны графические заготовки (примитивы). В MATHCAD нет встроенных примитивов, их необходимо создавать самостоятельно. Нет худа без добра. Оригинальный набор примитивов может быть эффективней встроенного в конкретной предметной области.

Выводы

1. Пакет связанных MATHCAD-документов имеет массу достоинств. Прежде всего, можно заметно уменьшить трудоемкость разработки. Устраняется дублирование алгоритмов. Возникает возможность создания композиционных документов из отдельных документов. Наконец, это обозримость, а, следовательно, и возможность поддержания пакета в работоспособном состоянии.
2. В рамках MATHCAD-проекта достаточно трудно создать удобную справочную систему, систему справочных каталогов и универсальную систему хранения результатов расчета. Возможности взаимодействия документов весьма ограниченные. Собственно MATHCAD ориентирован на решение конкретных, относительно небольших по размеру задач.
3. MATHCONNEX-проект предоставляет разработчику большую свободу в выборе средств. В рамках единого подхода можно создавать сложные документы, заимствуя блоки из разных приложений, в том числе и из MATHCAD. Для успеха проекта необходима грамотная предварительная проработка используемых алгоритмов.

Литература

1. Дьяконов В. Mathcad 2000: Учебный курс. Питер. 2000.
2. Кудрявцев Е. Mathcad 2000. ДМК. 2001.
3. Киселев Н.Г. Расчет хода лучей через произвольно ориентированную в пространстве голографическую дифракционную решетку // Оптика и спектроскопия. 1980. Т. 48. Вып. 2. С. 352–357.

ПРОГРАММА АВТОМАТИЧЕСКОГО ОФОРМЛЕНИЯ ЧЕРТЕЖЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ

Н.Г. Киселев

Дано обоснование выбора программного обеспечения для программы, создающей рабочий чертеж линзы в автоматическом режиме. Для удобства использования программа работает в среде MS WORD и написана на языке прикладного программирования Visual Basic For Application. Дано краткое описание программы.

Для изготовления чертежей оптических деталей сейчас используются две основные технологии. Чертеж можно сделать с помощью обычных чертежных приспособлений, а можно воспользоваться графическим редактором, таким как AutoCAD или COREL DRAW. Однако на этом работа не заканчивается. Собственно чертеж должен быть дополнен стандартной таблицей с требованиями к материалу, изготовлению и справочными данными [1, 2].

Чертеж и текстовая (символьная) информация образуют рабочий чертеж оптического компонента. На рабочем чертеже нередко допустимы дополнительные строки текста, задающие специализированные требования или условия. Положение строк не на чертеже регламентируется.

Современные возможности компьютерных технологий позволяют ставить вопрос о возможности автоматического создания рабочих чертежей. Действительно, рабочему чертежу можно сопоставить некоторую цифровую модель. Далее программными средствами модель преобразуется в рабочий чертеж оптического компонента. При создании программного обеспечения принципиально возможны два подхода. Первый заключается в написании полного программного автомата, создающего рабочий чертеж, который не требует правки. Второй предполагает выполнение основной части работы программой и ручную доработку или корректировку рабочего чертежа. Например, готовый чертеж можно оперативно дополнить новыми, ранее неизвестными требованиями.

Второй способ заметно уменьшает объем программного обеспечения и, видимо, лучше отвечает сложившейся практике работы с документами.

Программы AutoCAD, COREL DRAW, WORD имеют встроенную инструментальную систему для создания прикладных программ, работающих в их собственной среде. AutoCAD, COREL DRAW предпочтительны из-за их мощных графических функций.

Однако для создания программы был выбран текстовый процессор WORD. Он является стандартом де-факто при создании текстовых документов. Можно считать, что любой пользователь персонального компьютера в той или иной степени знаком с этой программой. Пользователю программы гораздо удобнее работать в WORD, и это явилось решающим доводом.

Можно заставить программу полностью оформлять рабочий чертеж, т.е. строить чертеж, вставлять и заполнять таблицу. Но был выбран другой путь. Программа создает чертеж не на чистом документе, а на предварительно заготовленном документе-шаблоне. Дело в том, что многие организации для удобства используют нестандартную форму таблицы. Поэтому функция создания таблицы возложена на пользователя.

Шаблон представляет заготовку рабочего чертежа. На нем имеется таблица произвольного формата и так называемые поля (formfields). WORD предоставляет в распоряжение пользователя целый набор полей. Фактически это инструмент "малой механизации". Его основное назначение – создание бланков, в которых подлежат заполнению только отдельные позиции. Остальной текст является неизменяемым.

Итак, программа строит чертеж линзы и заполняет предварительно вставленные поля. А вот общий вид рабочего чертежа, перечень требований к изготовлению и материалу задаются шаблоном.

Техническое задание на программу

Программа предназначена для автоматического оформления чертежей достаточно простых линз, имеющих две оптически полированных поверхности и одну боковую. Одно из основных требований – сохранение читабельности чертежа после передачи по факсу. Перечислим основные требования к программе.

1. Исполнительные (рабочие) поверхности линзы – сферические или цилиндрические.
2. Установочные (боковые) поверхности – цилиндрические или плоские, образованные пересечением заготовки линзы с параллелепипедом.
3. Масштаб чертежа задается пользователем. Масштаб 1:1 на экране должен с достаточной точностью отображать реальный размер детали.
4. На чертеже автоматически проставляются все размерные линии, параметры фасок. Не допускается взаимное наложение размеров.
5. Размерные линии должны наиболее эффективно использовать свободное пространство формата А4.

Другое назначение программы – оценить трудоемкость ее создания. Приемлемый уровень трудоемкости позволит перейти к созданию чертежей внеосевой асферики, призм, линз с большим числом поверхностей.

Программа написана на языке Visual Basic For Application (VBA) [3]. Это мощный язык создания весьма сложных приложений в среде Microsoft Office. В WORD имеется полноценная среда разработки программ на VBA.

Создание чертежа заметно упрощается, если в распоряжении программиста имеются графические примитивы, например, в виде стрелок, шрифтов произвольной ориентации и т.п.. WORD предоставляет примитивы через так называемые графические объекты. Объект – это специализированная программа, которой можно управлять через набор свойств, событий и методов. Формально программным путем можно создать на экране абсолютно все, что может создать обычный пользователь.

Разработанная программа подключается стандартным способом, как шаблон документа. При загрузке она автоматически модифицирует строку основного меню, добавляя свои опции.

Перед запуском программы необходимо загрузить заранее разработанный шаблон чертежа в качестве документа.

При выборе опции НАРИСОВАТЬ на экран выводится диалоговое окно, в котором нужно заполнить поля, необходимые для создания рабочего чертежа. Данные проверяются на допустимость их значений.

Сферические линзы представлены одним видом. Для других линз строится необходимое число видов. Рабочий чертеж является документом программы WORD. Следовательно, с ним можно работать как с обычным документом. Цифровая модель чертежа сохраняется в документе – рабочем чертеже. Изготовленный чертеж, в свою очередь, может являться шаблоном для другого рабочего чертежа. Это удобно при оформлении чертежей близких по параметрам линз. По команде НАРИСОВАТЬ программа считывает цифровую модель чертежа из документа и автоматически заполняет поля диалогового окна. Пример работы программы показан на рис.1.

Программа проверялась на ПК с процессором Р III и тактовой частотой 600 МГц.

ЗАКАЗ N 111

Тип детали – Двояковыпуклая линза . Материал – Германий

Масштаб –

Тип изделия	Двояковыпуклая линза
диаметр	55
Толщина по оси	25
Толщина по краю	5.162
ширина	
высота	
радиус 1	-47
радиус 2	40
Фаска1	0.8/+0.356 -0.2x30 град.
Фаска2	1,3/+0.2- 0.1x25 град.
материал	Германий
N_A/N_B	
$\Delta N_A/\Delta N_B$	
P_A/P_B	
Θ	
Количество	
Срок	
Изготовитель	

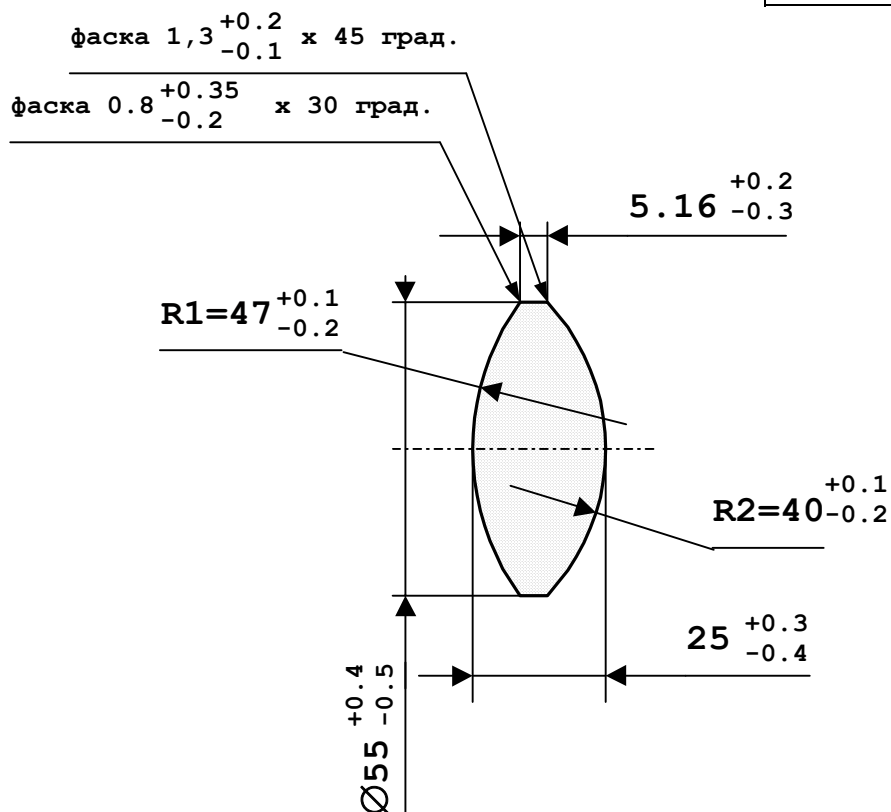


Рис. 1. Пример оформления рабочего чертежа сферической линзы

Выводы

- VBA является языком-интерпретатором. По быстродействию он, естественно, уступает языкам-компиляторам. Тем не менее, блоки программы, содержащие только операции и функции VBA, выполняются практически мгновенно, но при работе с графическими объектами программа заметно притормаживает. Речь, естественно, идет о долях секунды. Загрузка и выгрузка графических объектов в WORD производится весьма неторопливо, что было несколько неожиданно.
- Возможности стандартных графических объектов WORD достаточно скромны. Например, изображение линзы пришлось строить в виде набора узлов, соединенных искривленными сегментами. Не удалось обнаружить иного или более изящного пути решения этой задачи.
- Для исключения взаимного наложения разных размеров и размерных линий использовались в основном пассивные методы. Такой подход применим только для относительно простых деталей.
- Автоматическое размещение размеров и размерных линий не имеет простого и ясного алгоритма. У человека такая задача вообще не вызывает затруднений. В машинной графике, если и обнаружено наложение размеров, необходимо автоматически найти другое место для одного из размеров. В случае неудачи потребуются смещение всех размеров для освобождения необходимого свободного пространства. Причем к уменьшению масштаба программа должна прибегать только в крайнем случае
- Программа удовлетворяет поставленному техническому заданию. Рабочий чертеж легко корректируется стандартными средствами WORD.

Литература

1. Технология оптических деталей / Под ред. М.Н. Семибратова. М.: Машиностроение, 1978.
2. Справочник оптика-технолога / Под ред. С.М. Кузнецова. Л.: Машиностроение, 1983.
3. Microsoft Office 97 Visual Basic Programmer's Guide, Microsoft Press. 1997

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ АНИЗОТРОПНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В КВАРЦЕВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ АТОМНО-АБСОРБЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА МГА-915 ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ЕГО СЕЛЕКТИВНОСТИ

А.А. Ганеев, М.А. Кузьменков

В работе исследованы элементы оптической системы атомно-абсорбционного спектрометра МГА-915 с целью выявления дефектов, ухудшавших селективность прибора. В результате предварительного анализа и экспериментального исследования был выявлен оптический элемент, ответственный за возникновение паразитного сигнала при контроле проб со сложной матрицей. Внесенные в конструкцию этого элемента изменения привели к существенному улучшению селективности анализатора, подтвержденному результатами анализа реальной пробы.

Представленная работа посвящена поиску, анализу и устранению дефектов в кварцевых элементах оптической системы атомно-абсорбционного спектрометра МГА-915 с целью улучшения его селективности.

Одной из наиболее важных задач атомно-абсорбционной спектроскопии является корректный учет неселективного поглощения матрицы пробы. Устранение спектрального влияния матрицы на результаты анализа позволяет значительно упростить, а в некоторых случаях и полностью исключить процедуру подготовки пробы, а также снизить пределы обнаружения. Для этих целей применяют два метода коррекции неселективного поглощения: метод коррекции с дейтериевой лампой [1] и методы зеемановской коррекции [2, 3]. Метод коррекции с дейтериевой лампой в силу своей относительной простоты широко применяется в аналитической практике [4, 5], но при анализе сложных проб он оказывается неприменимым из-за серьезных ошибок при учете неселективного поглощения. В настоящее время наиболее перспективным является метод зеемановской модуляционной поляризационной спектрометрии [6], на которой и основан атомно-абсорбционный спектрометр МГА-915.

Необходимость настоящего исследования была обусловлена возникновением паразитного аналитического сигнала, появляющегося при определении низких концентраций элементов в сложных объектах, таких как напитки, продукты питания, биопробы. Обнаружение этого эффекта стало возможным в связи с появлением новых источников излучения высокой интенсивности, обеспечивающих лучшее соотношение сигнал/шум. Это позволило регистрировать малые сигналы, отвечающие за ранее не регистрируемые, низкие концентрации определяемых атомов. Но при этом стали проявляться паразитные сигналы, вызванные несовершенством оптического и электронного тракта прибора. Наличие этих паразитных сигналов приводило к искажению реальных результатов анализа некоторых элементов и невозможности определения малых концентраций определяемых атомов в пробах со сложной матрицей.

С целью поиска источников паразитных сигналов, обусловленных приборной частью спектрометра, было проведено исследование оптической системы, так как проверка всех остальных систем показала их непричастность к возникновению паразитного сигнала. Для понимания алгоритма поиска анализировался процесс формирования аналитического сигнала в оптической системе спектрометра (рис. 1), в состав которой входят следующие элементы:

- источник резонансного излучения 1;
- линзовая система 2;
- поворотное зеркало 3;
- поляризатор 4, создающий линейно поляризованное излучение;

- оптоакустический модулятор 4, формирующий излучение, поляризованное по кругу на частоте модуляции [7];
- наклонная пластинка 6, с помощью которой формируется сигнал на удвоенной частоте модуляции, пропорциональный интенсивности излучения;
- фазовая пластинка 7, создающей попеременно вертикально и горизонтально поляризованное излучение на частоте модуляции;
- постоянный магнит 8;
- атолизатор 9;
- поляризационный компенсатор 10, деполаризующий излучение для исключения поляризационного влияния дифракционной решетки 12 монохроматора [8];
- входная щель монохроматора 11;
- выходная щель монохроматора 13;
- фотодетектор 14, регистрирующий излучение.

Излучение источника, пройдя последовательно установленные поляризатор, оптоакустический модулятор, наклонную кварцевую пластинку, фазовую пластинку, модулируется по поляризации с частотой модуляции 50 кГц. В атолизаторе резонансное излучение с горизонтальной поляризацией (параллельно линиям магнитного поля) поглощается атомами определяемого элемента, мешающими молекулами и рассеивается аэрозолями, а с вертикальной (перпендикулярно магнитному полю) – только молекулами и аэрозолями. В результате формируется разностный сигнал S_1 , пропорциональный концентрации атомов анализируемой пробы.

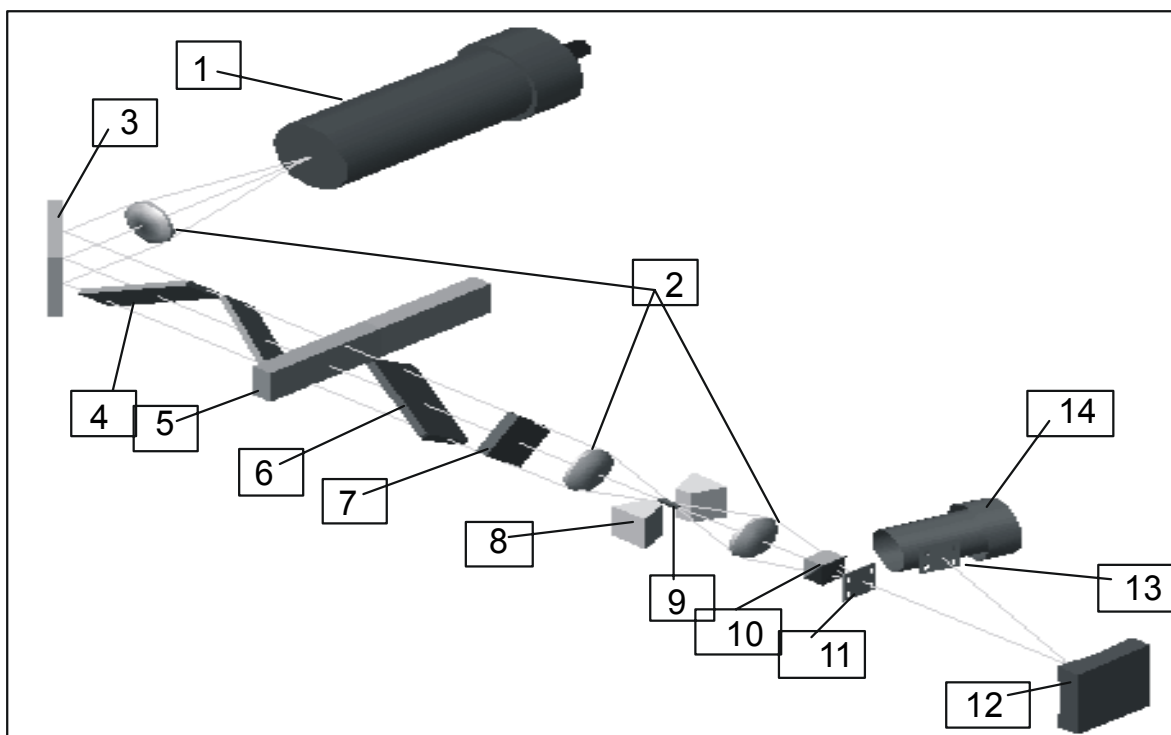


Рис. 1. Оптическая система атомно-абсорбционного спектрометра МГА-915

Для устранения влияния нестабильности источника излучения и величины неселективного поглощения берется отношение сигнала S_1 , зарегистрированного на частоте модуляции, к сигналу S_2 , зарегистрированному на удвоенной частоте модуляции и пропорциональному интенсивности излучения. В конечном итоге получаем аналитический сигнал S_a , соответствующий концентрации атомов только определяемого элемента [9]:

$$S_a = -\frac{b}{2} \int \ln \frac{b - S_1/S_2}{b + S_1/S_2} dt,$$

где b – нормировочная постоянная; t – время.

При проведении исследования оптической системы был избран путь имитации процесса анализа сложной пробы, вызывающей максимальное неселективное поглощение. Эта имитация производилась посредством перекрытия пучка излучения непрозрачным экраном с одновременной регистрацией значения аналитического сигнала, изменявшегося в зависимости от положения экрана. В процессе перекрытия пучка в отсутствие атомов определяемого элемента возникал паразитный аналитический сигнал (рис. 2), обусловленный дефектами оптической системы спектрометра. Величина пика сигнала составляла 2,26 условных единицы (у.е.), что существенно больше сигнала на уровне предела обнаружения, например, для марганца (0.2 у.е.) и ртути (0.1 у.е.).

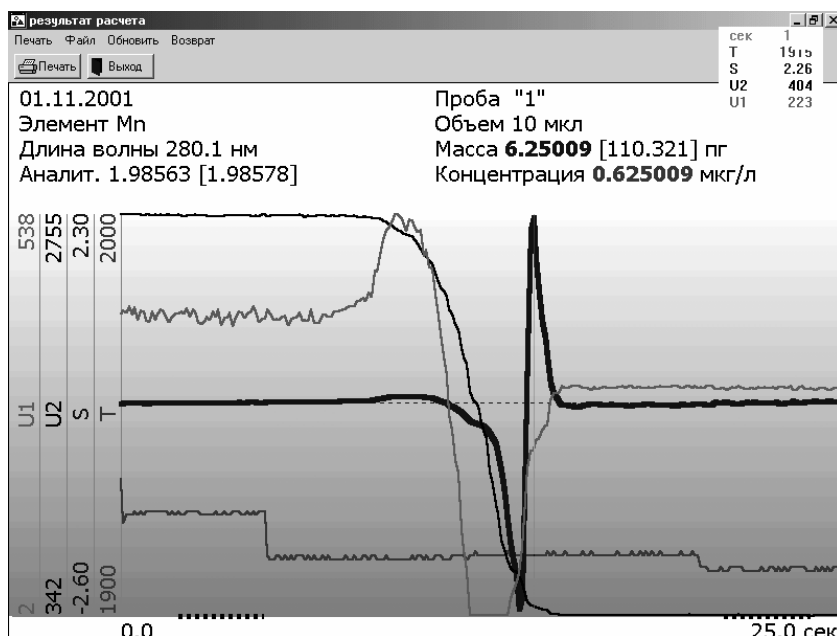


Рис. 2. Паразитный аналитический сигнал (2,26 у.е.) на длине волны Mn, полученный при имитации процесса анализа (темная утолщенная линия)

Очевидно, что присутствие такой неселективной помехи может привести к сильному искажению результатов анализа при определении концентрации атомов на уровне, близком к пределу обнаружения.

Для выявления источника данного эффекта были проанализированы и экспериментально исследованы возможные дефекты оптической системы.

1. Дефект склейки кварцевых элементов оптоакустического модулятора, который может привести к искажению распространяющейся в нем волны и, следовательно, появлению неодинакового набега фазы в различных точках сечения пучка излучения. Наличие подобного дефекта могло быть выявлено заменой модулятора. После замены форма и величина паразитного сигнала не изменилась. Это позволило предположить, что оптоакустический модулятор не вносит заметного вклада в возникновение паразитного сигнала.
2. Высокий уровень остаточных напряжений в наклонной пластинке, возникающих из-за усадки клея после склеивания с оправой, что приводит к локальному изменению коэффициента преломления в периферийных областях пластинки. Степень влияния данного дефекта определялась путем диафрагмирования светового пучка с целью исключения воздействия дефектных областей на его формирование. Эксперимент

показал независимость формы и величины паразитного аналитического сигнала от диаметра диафрагмы на основе чего можно сделать вывод, что появление паразитного сигнала не связано с возможными остаточными напряжениями в наклонной пластинке.

3. Остаточные напряжения, возникающие при закреплении линз в оправе, влияние которых может быть обнаружено путем вращения линз с одновременным проведением измерений аналитического сигнала через одинаковые угловые интервалы. Установлено отсутствие влияния поворота линз на форму и величину паразитного сигнала, из чего следовало, что предполагаемые механические напряжения в линзах не являются причиной наблюдаемого паразитного сигнала.
4. Неоднородное распределение напряжений в объеме кварцевого элемента фазовой пластинки, появляющееся при его упругом деформировании с целью создания управляемого эффекта двойного лучепреломления [10]. Это могло вызвать возникновение в различных точках сечения светового пучка фазового набега, отличного от заданного. Вариации деформирующей силы привели к существенному изменению паразитного аналитического сигнала, но не обеспечили его устранения, в связи с чем узел нагружения фазовой пластинки был признан ответственным за появление паразитного аналитического сигнала.

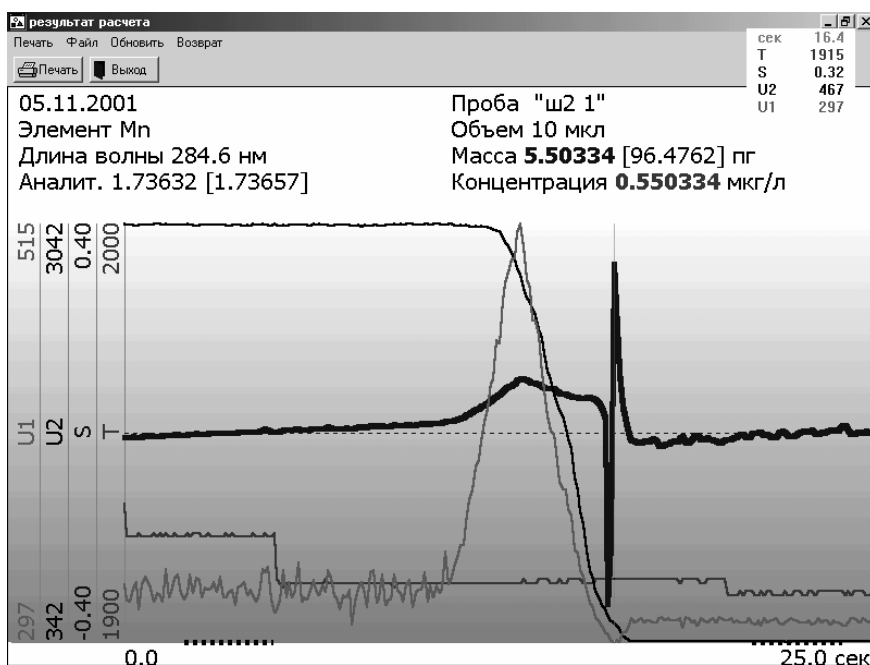


Рис. 3. Уменьшенный паразитный аналитический сигнал (0,32 у.е.) на длине волны Mn, полученный при имитации процесса анализа (темная утолщенная линия) после модернизации фазовой пластинки

По результатам анализа узла нагружения и ряда последовательных экспериментов с имитацией анализа пробы в конструкцию фазовой пластинки были внесены следующие целесообразные изменения:

- вместо двух нагрузочных винтов симметрично установлен один винт большего диаметра, что обеспечило более плавное и равномерное приложение силы к торцевой поверхности кварцевого элемента;
- в месте контакта нагрузочного винта с промежуточной стальной вставкой установлен стальной шарик, также способствующий более равномерному приложению силы и минимизирующий крутящие моменты вокруг оси винта, действующие на кварцевый элемент;

- увеличена толщина стальной вставки для повышения ее жесткости, что, одновременно с точным центрированием кварцевого элемента относительно оси винта, упростило настройку фазовой пластинки и привело к еще более равномерному распределению напряжений в объеме кварцевого элемента.

Введенные в конструкцию фазовой пластинки изменения уменьшили максимальное значение паразитного сигнала от 2,26 (рис. 2) до 0,32 у.е. (рис. 3), что позволило окончательно установить, что за возникновение паразитного сигнала отвечает неоднородность напряженного состояния в фазовой пластинке, вызванная недостатками ее конструкции.

Полученная величина паразитного сигнала сравнима с уровнем фона, поэтому ее влияние на аналитический сигнал при анализе реальной пробы практически не должно проявляться.

С целью окончательной проверки результатов исследования и эффективности изменения оптической части спектрометра производился анализ реальной пробы с использованием фазовой пластинки до и после ее модернизации. В качестве доступного сложного объекта анализа, создающего сильную неселективную помеху, было выбрано светлое пиво "Адмиралтейское" пивоваренного комбината "Степан Разин", контролировавшееся по содержанию Hg.

При анализе проб с применением немодернизированной фазовой пластинки присутствовал паразитный сигнал (рис. 4), подобный большому неселективному поглощению, что выражалось в наличии высокого пика, близкого по времени возникновения с неселективной помехой, справа от которого наблюдался малый растянутый пик полезного сигнала Hg.

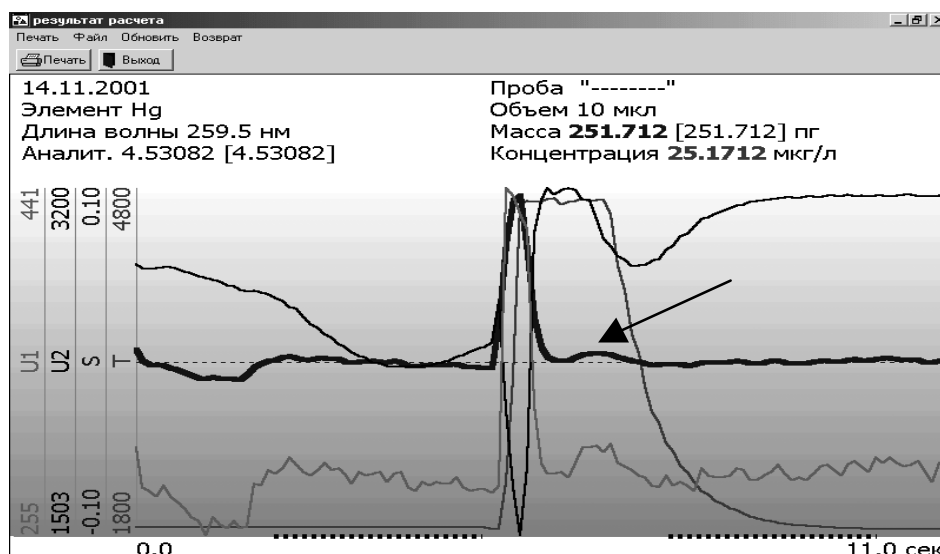


Рис. 4. Аналитический сигнал, полученный до модернизации фазовой пластинки при определении концентрации Hg (темная утолщенная линия). Наблюдается большой пик паразитного сигнала и справа от него малый растянутый пик полезного сигнала Hg (по стрелке)

В случае анализа с применением модернизированной фазовой пластинки при том же уровне неселективной помехи пик паразитного сигнала отсутствовал (рис. 5), а пик от определяемых атомов Hg имел характерную протяженную форму. Принадлежность данного пика Hg дополнительно проверялась увеличением содержания Hg методом добавок. Концентрация Hg в пробе хорошо согласовывалась с данными независимого анализа на ртутном анализаторе РА-915 и оказалась существенно ниже ПДК.

Основным результатом представленной работы явилось эффективное изменение конструкции узла нагружения фазовой пластинки, приведшее к необходимому

уменьшению паразитного сигнала и улучшению селективности при анализе сложных проб.

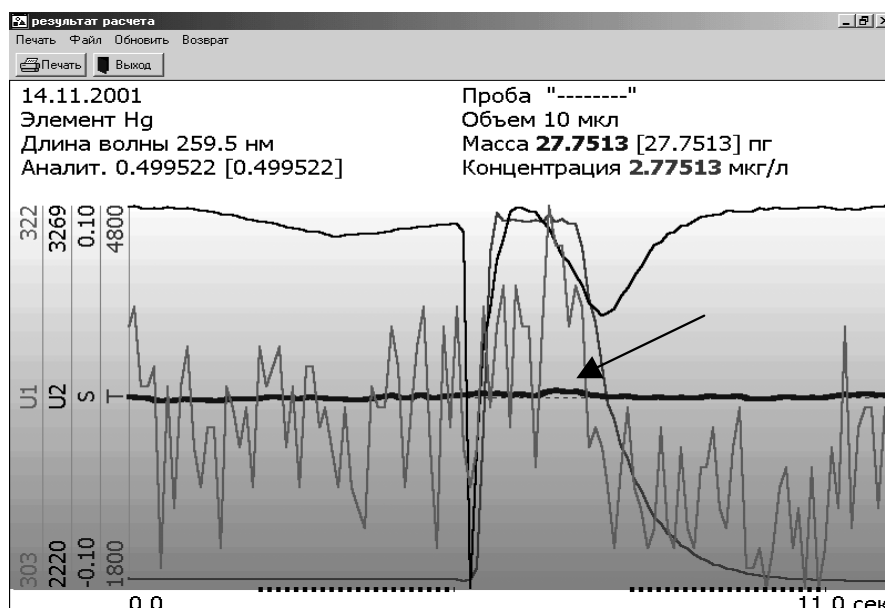


Рис. 5. Аналитический сигнал, полученный после модернизации фазовой пластинки при определении концентрации Hg (темная утолщенная линия). Паразитный сигнал отсутствует, полезный сигнал Hg соответствует малому растянутому пику (по стрелке)

На основании анализа проведенного исследования сделаны следующие выводы и рекомендации:

- увеличение селективности атомно-абсорбционного спектрометра МГА-915 связано с устранением анизотропных неоднородностей в кварцевых элементах оптической системы;
- выявленная причина возникновения анизотропных неоднородностей заключалась в неравномерном нагружении двулучепреломляющего кварцевого элемента фазовой пластинки;
- разработанное изменение конструкции узла нагружения рекомендовано внести в серийно выпускаемые спектрометры МГА-915.

Литература

1. Sigmund P. // Phys.Rev. 1969. V.184. № 2. P.383–416.
2. Шолупов С.Е., Ганеев А.А., Тимофеев А.Д., Иванков В.М. // Журнал аналитической химии. 1995. Т.50. №6. С.648–654.
3. Chakrabarti C.L., Headric K.L., Hutton J.C., Bertels P.C., Back M.H. // Spectrochim. Acta 1991. V.46B. P.183–192.
4. Дробышев А.И. // Проблемы современной аналитической химии / Под ред. Москвина Л.Н. 1989. № 6. С.39–49.
5. Паничев Н.А., Тимофеева В.Н. Атомно-абсорбционная спектрометрия. Л., 1988. 50 с.
6. Ганеев А.А., Шолупов С.Е., Сляднев М.Н. // Журнал аналитической химии. 1996. Т.51. № 8. С.855–864.
7. Levis L.L. // Specil technical publication. 1994. V.43. P.47.
8. Шерклифф У.А. Поляризованный свет. Получение и использование. М.: Мир, 1965. 264 с.
9. Спектрометр атомно-абсорбционный МГА-915. Руководство по эксплуатации. НПФАП “Люмэкс”, 2001.
10. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.

УНИВЕРСАЛЬНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БЕСКОНЕЧНО ТОНКОГО КОМПОНЕНТА

А.В. Иванов

Задача разработки математической модели бесконечно тонкого компонента, предназначенной для нахождения его конструктивных элементов по известным абберрационным параметрам P, W, C , естественным образом возникает при параметрическом синтезе оптических систем по методу Г.Г. Слюсарева [1].

В отличие от существующего подхода [2], мы будем решать эту задачу в общем виде, независимо от конкретного типа компонента, окружающих его сред, положения предмета и изображения. Такая методика позволяет, во-первых, использовать один и тот же алгоритм при синтезе различных тонких систем, а во-вторых, реализовать потенциальные возможности обобщенной линейной абберрационной модели оптической системы, содержащей произвольные среды между тонкими компонентами. Единственным ограничением, которое мы наложим на конструкцию тонкого компонента, будет требование независимости конструктивных переменных друг от друга. Обычно это требование соблюдается, и практически лишь в компонентах, имеющих отражающие поверхности, оно может быть нарушено.

Предположим, что тонкая система в обобщенном понимании состоит из произвольного числа бесконечно близко расположенных друг к другу сферических поверхностей, разделяющих произвольные среды (включая пространства предметов и изображений). Выделим в качестве независимых конструктивных переменных три угла с осью первого нулевого луча $\alpha_{i1}, \alpha_{i2}, \alpha_{i3}$, где i_1, i_2, i_3 – некоторые не равные между собой индексы, не превышающие по величине индекса пространства изображения. Обозначим для удобства: $x_1 = \alpha_{i1}, x_2 = \alpha_{i2}, x_3 = \alpha_{i3}$. Остальные углы нулевого луча, также как и характеристики оптических сред, будем считать известными постоянными, значения которых могут быть определены исходя из необходимости получения заданного увеличения, заданных параксиальных отрезков или по другим соображениям.

Выразим P, W, C как функции x_1, x_2, x_3 . С этой целью перепишем известные соотношения между абберрационными параметрами и углами α нулевого луча [1] в несколько необычном виде, отличающемся компактностью и отсутствием ограничений на область определения функций:

$$\begin{cases} C = \sum_{i=1}^{k+1} A_i \alpha_i; \\ W = \sum_{i=1}^{k+1} \alpha_i (B_i \alpha_i + G_i \alpha_{i+1}); \\ P = \sum_{i=1}^{k+1} \alpha_i (D_i \alpha_i^2 + E_i \alpha_{i+1}^2 + F_i \alpha_i \alpha_{i+1}), \end{cases} \quad (1)$$

где i – индекс угла нулевого луча, пробегающий значения от 1 (пространство предметов тонкого компонента) до $k+1$ (пространство изображений тонкого компонента); k – число поверхностей; $A_i, B_i, C_i, D_i, E_i, F_i$ – коэффициенты, целиком определяемые характеристиками оптических сред. Если обозначить

$$t_i = \begin{cases} (n'_i - n_i)^{-1} & \text{при } n_i \neq n'_i; \\ 0 & \text{при } n_i = n'_i \end{cases};$$

$$a_i = (n'_i \delta n_i - n_i \delta n'_i) t_i; b_i = -n_i t_i; g_i = -n'_i t_i; e_i = n'_i b_i^2; d_i = n_i g_i^2,$$

где $n_i, \delta n_i, n'_i, \delta n'_i$ – соответственно показатель преломления и дисперсия i -ой и $(i+1)$ -ой среды, то коэффициенты записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_i &= a_{i-1} - a_i; B_i = b_{i-1} + g_i; G_i = -b_i - g_i; D_i = e_{i-1} - d_i; E_i = -d_i - 2e_i; \\ F_i &= e_i + 2d_i. \end{aligned} \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) отдельные величины входят с индексами 0 и $k+2$. Примем их по определению равными нулю. Обособляя в (1) переменные x_1, x_2, x_3 , имеем:

$$\begin{cases} C = u_1 x_1 + u_2 x_2 + u_3 x_3 + u_4; \\ W = v_1 x_1^2 + (v_2 x_2 + v_3 x_3 + v_4) x_1 + v_5 x_2^2 + (v_6 x_3 + v_7) x_2 + v_8 x_3^2 + v_9 x_3 + v_{10} \\ P = w_1 x_1^3 + (w_2 x_2 + w_3 x_3 + w_4) x_1^2 + (w_5 x_2^2 + w_6 x_3 + w_7) x_1 + w_8 x_2^3 + (w_9 x_3 \\ \quad + (w_{11} x_3^2 + w_{12}) x_2 + w_{13} x_3^3 + w_{14} x_3^2 + w_{15} x_3 + w_{16}. \end{cases} \quad (3)$$

В модели (3) приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} u_1 &= A_{i1}; u_2 = A_{i2}; u_3 = A_{i3}; u_4 = \sum_{i=1}^{k+1} A_i s_i; \\ v_1 &= B_{i1}; v_2 = \delta_{i1-1}^2 G_{i1-1} + \delta_{i1+1}^2 G_{i1}; v_3 = \delta_{i1-1}^3 G_{i1-1} + \delta_{i1+1}^3 G_{i1}; v_4 = G_{i1-1} s_{i1-1} + G_{i1} s_{i1+1}; v_5 = B_{i2}; \\ v_6 &= \delta_{i2-1}^3 G_{i2-1} + \delta_{i2+1}^3 G_{i2}; v_7 = G_{i2-1} s_{i2-1} + G_{i2} s_{i2+1}; v_8 = B_{i3}; v_9 = G_{i3-1} s_{i3-1} + G_{i3} s_{i3+1}; \\ v_{10} &= \sum_{i=1}^{k+1} s_i (B_i s_i + G_i s_{i+1}); \\ w_1 &= D_{i1}; w_2 = \delta_{i1-1}^2 E_{i1-1} + \delta_{i1+1}^2 F_{i1}; w_3 = \delta_{i1-1}^3 E_{i1-1} + \delta_{i1+1}^3 F_{i1}; w_4 = E_{i1-1} s_{i1-1} + F_{i1} s_{i1+1}; \\ w_5 &= \delta_{i1-1}^2 F_{i1-1} + \delta_{i1+1}^2 E_{i1}; w_6 = \delta_{i1-1}^3 F_{i1-1} + \delta_{i1+1}^3 E_{i1}; w_7 = F_{i1-1} s_{i1-1}^2 + E_{i1} s_{i1+1}^2; w_8 = D_{i2}; \\ w_9 &= \delta_{i2-1}^3 E_{i2-1} + \delta_{i2+1}^3 F_{i2}; w_{10} = E_{i2-1} s_{i2-1} + F_{i2} s_{i2+1}; w_{11} = \delta_{i2-1}^3 F_{i2-1} + \delta_{i2+1}^3 E_{i2}; \\ w_{12} &= F_{i2-1} s_{i2-1}^2 + E_{i2} s_{i2+1}^2; w_{13} = D_{i3}; w_{14} = E_{i3-1} s_{i3-1} + F_{i3} s_{i3+1}; w_{15} = F_{i3-1} s_{i3-1}^2 + E_{i3} s_{i3+1}^2; \\ w_{16} &= \sum_{i=1}^{k+1} s_i (D_i s_i^2 + E_i s_{i+1}^2 + F_i s_i s_{i+1}), \end{aligned}$$

где $s_i = \alpha_i$, если $i \neq i_1, i \neq i_2, i \neq i_3$, и $s_i = 0$ в противном случае; δ_p^q – символы Кронекера ранга 2 [3]: $\delta_p^q = 0$ при $p \neq q$ и $\delta_p^q = 1$ при $p = q$.

Заметим, что полученные выражения для P, W, C изящно записываются с помощью матриц:

$$\begin{cases} C = \mathbf{K}_1 \mathbf{X}; \\ W = \mathbf{X}^T \mathbf{K}_2 \mathbf{X}; \\ P = \mathbf{Y}^T \mathbf{K}_3 \mathbf{X}, \end{cases}$$

где $\mathbf{X} = (x_1 \ x_2 \ x_3 \ 1)^T$; $\mathbf{Y} = (x_1^2 \ x_2^2 \ x_3^2 \ 1)^T$; $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_3$ – матрицы, составленные из элементов u, v, w .

Модель (3) определяет в общем виде зависимость абберрационных параметров тонких компонентов от трех выбранных переменных углов нулевого луча. Однако при проектировании оптических схем нередко используются такие компоненты, у которых число независимых переменных не достигает трех. К ним, например, относятся простейшие тонкие системы из двух и трех поверхностей с фиксированным положением предмета и изображения.

При недостатке переменных, очевидно, модель (3) может быть упрощена. Для этого следует один или два индекса среди i_1, i_2, i_3 положить равными нулю (все

величины с индексами 0 были приняты равными нулю по определению). Пусть, скажем, $i_3 = 0$, тогда:

$$\begin{cases} C = u_1 x_1 + u_2 x_2 + u_4; \\ W = v_1 x_1^2 + (v_2 x_2 + v_4) x_1 + v_5 x_2^2 + v_7 x_2 + v_{10}; \\ P = w_1 x_1^3 + (w_2 x_2 + w_4) x_1^2 + (w_5 x_2^2 + w_7) x_1 + w_8 x_2^3 + w_{10} x_2^2 + w_{12} x_2 + w_{16}. \end{cases} \quad (4)$$

Модель (4) описывает систему с двумя степенями свободы. Известным примером ее является компонент, состоящий из двух склеенных линз (склеенный дублет).

Если же $i_2 = 0, i_3 = 0$, то

$$\begin{cases} C = u_1 x_1 + u_4; \\ W = v_1 x_1^2 + v_4 x_1 + v_{10}; \\ P = w_1 x_1^3 + w_4 x_1^2 + w_7 x_1 + w_{16}. \end{cases} \quad (5)$$

Модель (5) описывает систему с одной степенью свободы, характерным примером которой является одиночная линза (синглет).

Из (4) и (5) вытекает взаимозависимость параметров P, W, C для систем с ограниченным числом степеней свободы, которая должна быть учтена при решении абберрационных уравнений. Поскольку в литературе вопрос о связи P, W, C рассмотрен только для частных случаев одиночной линзы и склеенного дублета в воздухе, остановимся на нем несколько подробнее.

Исключая переменные в (4) и (5), имеем:

А) в случае $i_2 = 0, i_3 = 0$:

$$\begin{cases} W = u_1^{-2} v_1 (C - u_4)^2 + u_1^{-1} v_4 (C - u_4) + v_{10} \\ P = u_1^{-3} w_1 (C - u_4)^3 + u_1^{-2} w_4 (C - u_4) + u_1^{-1} w_7 (C - u_4) + w_{16} \end{cases} \quad (6)$$

($u_1 \neq 0$).

При $u_1 = 0$ параметр C – постоянный ($C = u_4$), и следует рассмотреть связь параметров P и W :

$$\begin{aligned} P = w_{16} - 0,5 w_1 v_4^3 v_1^{-3} + 0,5 w_4 v_4^2 v_1^{-2} - 0,5 w_7 v_4 v_1^{-1} + (1,5 w_1 v_4 v_1^{-1} - w_4) v_1^{-1} (v_{10} - W) \pm \\ \pm 0,5 [w_1 v_4^2 v_1^{-2} - w_4 v_4 v_1^{-1} + w_7 - w_1 v_1^{-1} (v_{10} - W)] \sqrt{v_4^2 v_1^{-2} - 4 v_1^{-1} (v_{10} - W)} \end{aligned} \quad (7)$$

($v_1 \neq 0$).

Если же $u_1 = v_1 = 0$, то можно показать, что и $w_1 = 0$; зависимость P от W при этом упрощается:

$$P = w_{16} + w_7 v_4^{-1} (v_{10} - W) + w_4 v_4^{-2} (v_{10} - W)^2. \quad (8)$$

($v_4 \neq 0$).

В частности, (8) справедливо, когда среды с индексами $(i_1 - 1)$ и $(i_1 + 1)$ имеют одинаковые показатели преломления и дисперсии. Зависимость (8) для одиночной линзы в воздухе была впервые получена Г.Г. Слюсаревым и широко используется в практике оптических расчетов [1, 2].

При $u_1 = v_1 = v_4 = 0$ параметр P не зависит ни от C , ни от W .

Б) в случае $i_3 = 0$:

$$\begin{aligned} P = u_1^{-3} [M_3 - 0,5 M_0 N_1^3 N_0^{-3} + 0,5 M_1 N_1^2 N_0^{-2} - 0,5 M_2 N_1 N_0^{-1} + (1,5 M_0 N_1 N_0^{-1} - M_1) N_0^{-1} N_2 \pm \\ \pm 0,5 (M_0 N_1^2 N_0^{-2} - M_1 N_1 N_0^{-1} + M_2 - M_0 N_0^{-1} N_2) \sqrt{N_1^2 N_0^{-2} - 4 N_0^{-1} N_2}] \end{aligned} \quad (9)$$

($u_1 \neq 0, N_0 \neq 0$)

где

$$N_0 = v_1 u_2^2 + v_5 u_1^2 - v_2 u_1 u_2; N_1 = (C - u_4)(v_2 u_1 - 2v_1 u_2) - v_4 u_1 u_2 + v_7 u_1^2; N_2 = (C - u_4)^2 v_1 + (C - u_4)v_4 u_1 + u_1^2(v_{10} - W); M_0 = -w_1 u_2^3 + w_2 u_1 u_2^2 - w_5 u_1^2 u_2 + w_8 u_1^3; M_1 = (C - u_4)(w_5 u_1^2 - 2u_1 u_2 w_2 + 3u_2^2 w_1) + w_4 u_1 u_2^2 + u_1^3 w_{10}; M_2 = (w_2 u_1 - 3w_1 u_2)(C - u_4)^2 - 2u_1 u_2 w_4 (C - u_4) - u_1^2 u_2 w_7 + u_1^3 w_{12}; M_3 = w_1 (C - u_4)^3 + w_4 u_1 (C - u_4)^2 + w_7 u_1^2 (C - u_4) + u_1^3 w_{16}$$

Если $u_1 = 0$, то переменная x_2 может быть при $u_2 \neq 0$ найдена из первого уравнения (4); следовательно, система имеет только одну степень свободы. Если же $u_1 = 0, u_2 = 0$, то параметр C – постоянный, а P и W , вообще говоря, друг от друга не зависят. Когда $N_0 = 0$, то

$$P = u_1^{-3} (M_3 - N_0 N_2^3 N_1^{-3} + M_1 N_2^2 N_1^{-2} - M_2 N_2 N_1^{-1}) \quad (10)$$

$(N_1 \neq 0)$.

Важное практическое значение имеет случай $N_0 = M_0 = 0$, который – это можно показать – наблюдается для обобщенного склеенного дублета, окруженного средами с одинаковым показателем преломления и дисперсией. Здесь зависимость P от W становится квадратичной:

$$P = u_1^{-3} (M_3 + M_1 N_2^2 N_1^{-2} - M_2 N_2 N_1^{-1}) \quad (11)$$

Уравнение (11) для частного случая склеенного дублета в воздухе было впервые получено Г.Г. Слюсаревым [1].

При $N_0 = N_1 = 0$ тонкий компонент имеет лишь одну степень свободы и описывается уравнениями вида (6).

Возвращаясь к моделям (3)–(5), необходимо подчеркнуть тот факт, что они определяют взаимосвязь параметров P, W, C и конструктивных переменных только для компонентов, состоящих из сферических поверхностей. При наличии асферизации в процессе построения тонких систем целесообразно параметр P связать с W и C соотношениями (6)–(11) (т.е. в компоненте можно уменьшить число степеней свободы без потери линейности абберационной модели оптической системы) либо задать на основе эмпирических рекомендаций, а для исправления aberrаций третьего порядка использовать коэффициенты деформации поверхности (поверхностей). Коэффициенты деформации находятся элементарно по углам нулевого луча, определяемым в процессе расчета компонента по W и C , при известных параметрах оптических сред.

Литература

1. Слюсарев Г.Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
2. Слюсарев Г.Г. Расчет оптических систем. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.
3. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Наука, 1986. 544 с.

**АВТОКОЛЛИМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ С ОПТИЧЕСКОЙ
РАВНОСИГНАЛЬНОЙ ЗОНОЙ ДЛЯ КОНТРОЛЯ
ПОПЕРЕЧНЫХ СМЕЩЕНИЙ ОБЪЕКТОВ****Э.Д. Панков, А.В. Прокофьев, А.Н. Тимофеев, Чжан Хань**

В работе рассматриваются схемы построения автоколлимационных оптико-электронных систем с оптической равносигнальной зоной. Приводятся рекомендации по выбору элементов оптической системы. Приводятся графики зависимости габаритов объективов прожектора и приемной части от требуемой точности измерения линейных смещений контрольного элемента.

Применение оптико-электронных систем (ОЭС) с оптической равносигнальной зоной (ОРСЗ) [1] позволяет повысить точность и максимально автоматизировать процесс измерения поперечных смещений контролируемых объектов.

Системы на основе автоколлимационной схемы удобны в эксплуатации и надежны, так как контрольный элемент (КЭ) таких систем представляет собой пассивный оптический отражатель. Реализация принципа ОРСЗ позволяет достичь высокой чувствительности системы к поперечным смещениям КЭ при большом диапазоне измерений. Реализация в таких устройствах нулевого метода обеспечивает нечувствительность к изменению питающего напряжения и коэффициента пропускания воздушного тракта (ВТ), кроме этого, устраняются погрешности, связанные со старением приемника оптического излучения и изменением характеристик, обусловленных изменением температуры и других внешних условий. Модуляция излучения, обеспечивающая создание ОРСЗ, позволяет получить высокую помехоустойчивость измерительных систем к воздействию засветок. С учетом указанных преимуществ автоколлимационные оптико-электронные системы (АОЭС) с ОРСЗ являются перспективным видом устройств для контроля смещений.

Обобщенную схему АОЭС можно представить в виде базового блока, содержащего задатчик базового направления (ЗБН) (рис. 1) и приемную часть (ПЧ), в совокупности реализующих приборную систему координат. Блок обработки и выработки команд управления (БОВКУ) и базовый блок имеют энергетическое обеспечение, в то время как КЭ, размещаемый на контролируемом объекте, такого обеспечения не требует. Все перечисленные элементы находятся в физической среде. Поскольку носителем измерительной информации является электромагнитное излучение оптического диапазона, которое распространяется в воздушном тракте, в структуру физической среды необходимо включать ВТ и учесть эксплуатационные воздействия (ЭВ) на элементы ОЭС, обусловленные изменениями температуры, вибрацией, внешними засветками и т.д. При рассмотрении обобщенной схемы необходимо учитывать помехи, которые оказывают влияние в форме электрических, механических, а также световых воздействий на элементы АОЭС с ОРСЗ.

ЗБН формирует в физической среде необходимое пространственное распределение оптического излучения с информативными параметрами, что в конечном итоге и реализует ОРСЗ. В рассматриваемых устройствах ЗБН содержит:

- излучатель 1, включающий источник оптического излучения (ИОИ) 7 и конденсор 8;
- базовый узел 2, который содержит формирователь ОРСЗ 9, создающий в пространстве несколько полей излучения с различающимися информативными параметрами, и объектив 10;

- оптический компенсатор 3, который необходим в устройствах, реализующих нулевую схему измерения.

Отраженное КЭ оптическое излучение попадает в ПЧ, в которой осуществляется преобразование измерительной информации, содержащейся в оптическом пучке с ОРСЗ, в электрические сигналы, т.е. происходит предварительная обработка информации о пространственном положении ПЧ относительно ОРСЗ. В процессе преобразования ПЧ осуществляет концентрацию потока излучения на фоточувствительном элементе приемника оптического излучения (ПОИ), преобразование оптического сигнала в электрический, а также пространственную селекцию сигнала от помех. Особенность ПЧ в данном случае состоит в том, что регистрация ее положения осуществляется в результате анализа пространственного распределения основного информативного параметра оптического излучения.

В состав ПЧ входят следующие составные части:

- оптическая система 4, состоящая из оптического фильтра 11 и объектива 12, которая реализует функции преобразования оптического сигнала, в ряде случаев с использованием анализатора изображения;
- ПОИ 5;
- электронная схема предварительной обработки электрического сигнала (СПО) 6, содержащая предусилитель 13 и электронный фильтр 14.

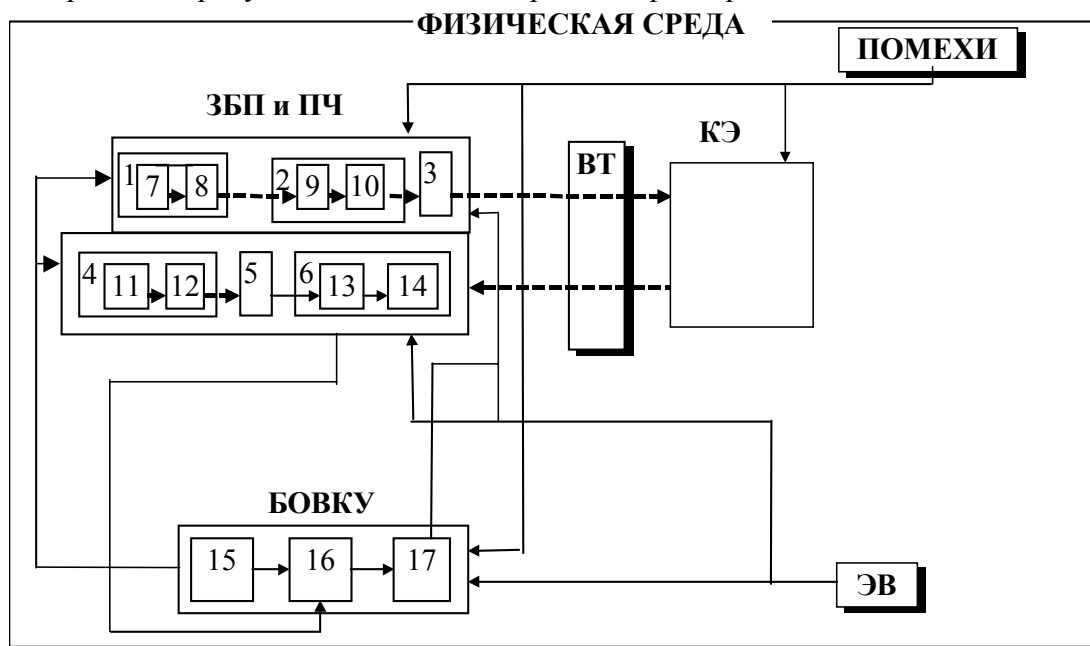


Рис. 1. Обобщенная схема ОЭС с ОРСЗ

БОВКУ обеспечивает ЗБН и ПЧ требуемыми питающими напряжениями, обрабатывает электрические сигналы, полученные от ПЧ, и выдает информацию о величине смещений ПЧ относительно ОРСЗ. Используя эту информацию, оптический компенсатор сдвига рабочего пучка лучей отклоняет принимаемое излучение на величину сдвига, при этом сигнал, снимаемый с датчика смещения компенсатора, выдает величину сдвига рабочего пучка лучей.

В структуре БОВКУ можно выделить узел питания ИИ 15 и схему окончательной обработки (СОО) измерительной информации, содержащую, как правило, блок окончательной обработки электрического сигнала 16 и узел индикации измерительной информации 17.

Процедура выбора элементов схемы АОЭС с ОРСЗ состоит из следующих этапов:

- выбор способа образования ОРСЗ;
- выбор ИОИ;
- выбор типа оптической системы;
- выбор КЭ;
- выбор ФПЧ.

При образовании ОРСЗ наибольшее распространение нашла амплитудно-фазовая модуляция излучения [2]. Это объясняется тем, что системы с амплитудной модуляцией проще в конструктивном исполнении. Создание прямолинейной, высокостабильной в пространстве и времени измерительной базы осуществляется путем проецирования объективом ЗБН на максимальную дистанцию контроля четырех соприкасающихся прямоугольных полей оптического излучения, имеющих различные информативные параметры [1].

В АОЭС с ОРСЗ наиболее широкое применение в качестве ИОИ находят полупроводниковые излучающие диоды (ПИД), в том числе арсенид - галлиевые [3, 4]. Их преимуществами являются большая мощность излучения (свыше 40 мВт [5]), простота осуществления модуляции, высокое быстродействие, большая эффективность преобразования электрической энергии в оптическую, надежность и значительный срок службы.

Схемы построения оптических систем ЗБН можно разделить на две группы – схемы с физическим и геометрическим светоделением.

Схемы с физическим светоделением могут быть либо однообъективными со светоделением в сходящихся пучках, либо двухобъективными со светоделением в параллельных пучках. Принципиальным недостатком устройств с физическим светоделением является четырехкратное ослабление излучения при двукратном прохождении его через светоделитель.

Схемы с геометрическим светоделением могут быть основаны либо на явлении расходимости излучения, когда в приемном канале используется периферийная зона пучка, либо иметь приемный канал, смещенный параллельно передающему. Такие схемы энергетически более выгодны, особенно в случае смещенного приемного канала. Однако такая схема имеет большие габариты. Наиболее целесообразным является выбор схемы, использующей в приемном канале периферийную зону пучка [6].

Отличительной особенностью ОЭС автоколлимационного типа является выполнение КЭ в виде световозвращателя. Конкретные схемные решения КЭ могут быть весьма разнообразными [6, 7]. Световозвращатель может быть выполнен либо по схеме с параллельным внутренним ходом лучей (трипельпризма, уголкового отражателя), либо по схеме, содержащей "силовые" оптические элементы (зеркально-линзовый и зеркально-зеркальный отражатели). Для них существует точка, при повороте вокруг которой не происходит смещения отраженного пучка относительно падающего, в то время как при линейном смещении отраженный пучок смещается на двойную величину. Как правило, на практике используются трипельпризма, которая характеризуется высокой стабильностью во времени геометрических характеристик, и зеркально-линзовый отражатель (ЗЛО), отличающийся технологичностью изготовления [6, 7].

Детальное рассмотрение хода лучей в трипельпризме показывает, что в привершинной области виньетирование практически уничтожает центральную часть пучка [7, 8].

ЗЛО [6, 8] представляет собой объектив, за которым перпендикулярно к его оптической оси располагается плоское зеркало, размещаемое, в частном случае, в задней фокальной плоскости объектива. После поворота ЗЛО на угол α вокруг горизонтальной оси, что равносильно повороту координатной системы вместе с зеркалом на тот же угол, получим [7]:

$$\mathbf{R}_\alpha = f' = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -tg\alpha \end{pmatrix}; \mathbf{L}_\alpha = f' = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ и } \mathbf{M}_\alpha = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

где f' – фокусное расстояние объектива; $\mathbf{R}_\alpha$ и $\mathbf{L}_\alpha$ – одностолбцовые матрицы координат радиус-векторов точек предмета и точки зеркала после поворота ЗЛО, соответственно; $\mathbf{M}_\alpha$ – матрица отражения в зеркале после поворота. В соответствии с формулой отражения для зеркала будем иметь

$$\mathbf{R}_\alpha = \mathbf{M}_\alpha + [\mathbf{E} - \mathbf{M}_\alpha]\mathbf{L}_\alpha. \quad (1)$$

Подставляя значения $\mathbf{R}_\alpha$, $\mathbf{L}_\alpha$ и $\mathbf{M}_\alpha$, находим, что $\mathbf{R}'_\alpha = \mathbf{R}_\alpha$. До поворота имеем, соответственно:

$$\mathbf{R} = \mathbf{L} = f' = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_\alpha. \quad (3)$$

На основании формулы (1), примененной к новым значениям $\mathbf{R}$, $\mathbf{L}$ и $\mathbf{M}$, получим также, что $\mathbf{R}' = \mathbf{R}$. Следовательно, при поворотах ЗЛО направления отраженных им пучков лучей не изменяются, т.е. его можно применять для измерения линейных смещений автоколлимационным методом.

Как уже отмечалось, в привершинной области виньетирование практически уничтожает центральную часть пучка. Однако использование в приемном канале периферийной зоны пучка, отраженного КЭ, в некоторой степени снизит нежелательное влияние этого свойства ЗЛО на чувствительность системы. Следует отметить, что этот недостаток заметно проявляется только на больших дистанциях до КЭ.

В качестве ПОИ используются кремниевые фотодиоды ввиду их хорошего спектрального согласования с арсенид-галлиевым инфракрасным светодиодом при приемлемых шумовых параметрах.

Для реализации в устройствах с ОРСЗ нулевого метода в оптической схеме приходится применять оптические компенсаторы смещения рабочего пучка лучей, которые являются одними из основных элементов измерительной цепи [1].

Вследствие простоты оптической схемы, малого количества оптических элементов, а также нечувствительности к поперечным смещениям относительно оптической оси в качестве компенсатора смещения рабочего пучка лучей применяют поворотную плоскопараллельную пластину [1]. Целесообразнее использовать двухкоординатный компенсатор с одной плоскопараллельной пластиной в отличие от двух плоскопараллельных пластин, так как в первом случае компенсатор более компактен, вдобавок уменьшаются потери потока излучения, связанные с отражением на границе воздух–стекло.

Оптическую схему автоколлиматора с ОРСЗ можно представить в виде прожектора, в котором с помощью излучателей 1 (рис. 2), конденсоров 2, отражательных призм 3 и 4 на светоделительной призме 5 создается ОРСЗ. Созданная ОРСЗ с помощью отражательных призм 6 и 7 и объектива 8 проецируется через компенсатор смещения рабочего пучка лучей в виде поворотной плоскопараллельной пластины 9 во входной зрачок ЗЛО, состоящего из объектива 10 и отражательного зеркала 11. Объектив ПЧ 12 собирает на фотоприемнике 13 оптическое излучение, пришедшее от КЭ.

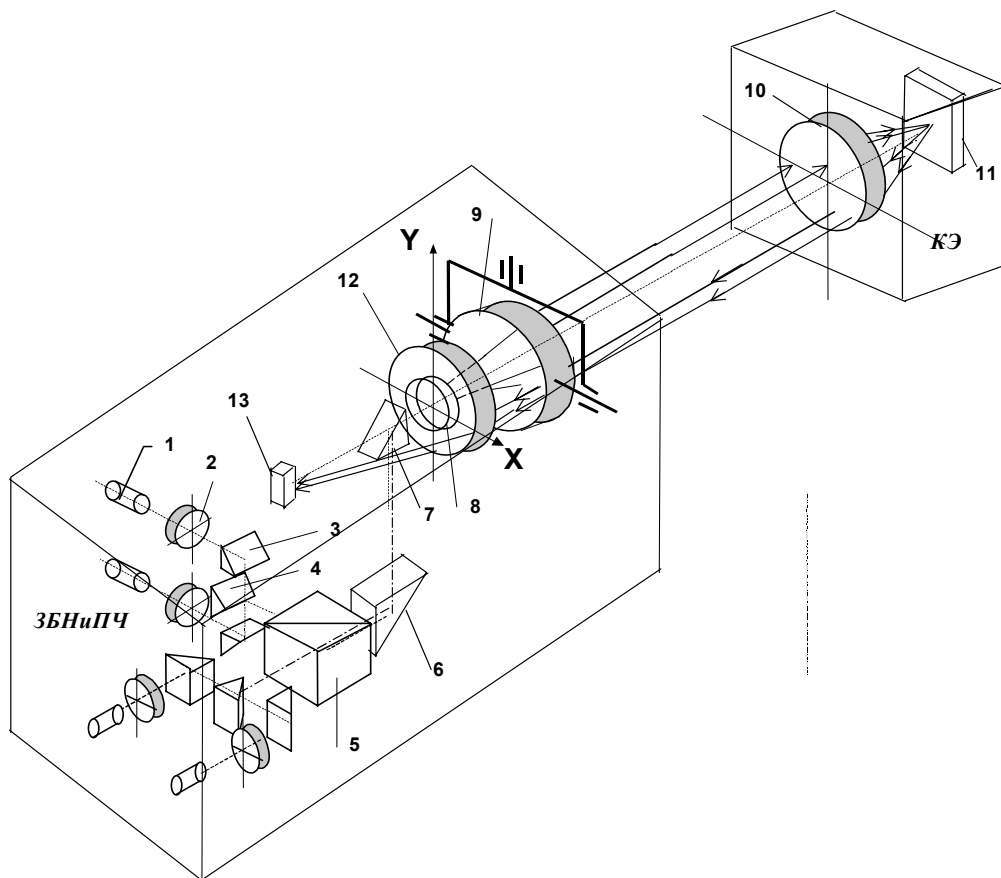


Рис. 2. Оптическая схема автоколлиматора с ОРСЗ

Сигнал, снимаемый с фотоприемника 13, поступает в БОВКУ, где усиливается и подвергается обработке. Сигналы управления с БОВКУ поступают на управляемый поворотным устройством компенсатор 9, который отклоняет рабочие пучки лучей, уменьшая тем самым сигнал рассогласования на выходе амплитудно-фазового детектора БОВКУ. Величина смещения рабочих пучков лучей снимается с датчиков перемещения, связанных с поворотным устройством оптического компенсатора, и поступает на индикаторное устройство.

Габаритные размеры оптической системы АОЭС с ОРСЗ в основном определяются диаметрами выходного зрачка оптической системы прожектора D_1 и входного зрачка приемной части D_2 .

Определение размеров зрачков является достаточно сложной задачей, особенно при наличии фонов и световых помех. Основываясь на энергетических уравнениях, можно получить [8]:

$$C_1 = D_1[D_1(D_2^2 - D_1^2) - Q]. \quad (4)$$

где $C_1 = (1/W)\mu\rho\Phi_{\Pi}k_1\delta\varphi_s z z_0$; $Q = (1/W)\mu\rho\Phi_{\Pi}(z - z_0)$; $W = \tau \frac{\pi P_e K z_0 \sigma_{\Pi}}{4 d_{\text{и.и}}^2 z^2 \sin^2 u}$. Здесь ρ –

коэффициент отношения сигнал/шум; $d_{\text{и.и}}$ – диаметр излучающей площадки ИОИ; P_e – мощностью излучения ИОИ; u – половина угла излучения ИОИ по уровню 50% от максимальной мощности излучения; τ – интегральный коэффициент пропускания оптического и воздушного трактов; k_1 – коэффициент формы распределения aberrаций объектива прожектора; $\delta\varphi_s$ – угловая величина суммарной aberrации прожектора, z_0 – дистанция от выходного зрачка до плоскости фокусировки объектива прожектора; z – расстояние от выходного зрачка прожектора до зеркала ЗЛО; K – коррекционный

множитель; $\sigma_{\text{ш}}$ – среднее квадратическое значение шумовой погрешности измерений; $\Phi_{\text{П}}$ – пороговый световой поток ПОИ.

Отсутствие виньетирования пучков КЭ, учитывая угол расходимости пучков на выходе ЗБН, задается уравнением [8]:

$$3D_1^2 + C_2 D_1 + D_1 D_2 = C_3, \quad (5)$$

где $C_2 = 4\Delta_{\text{max}}$; $C_3 = 4z'd_{\text{u.u.}}\sin(u)$; Δ_{max} – максимальное измеряемое смещение КЭ; z' – минимальное расстояние до КЭ; D_0 – диаметр входного зрачка КЭ.

Каждое из уравнений (4), (5) представляет собой, при заданных параметрах C_1 , C_2 , C_3 , функциональную зависимость вида $D_2 = f(D_1)$. Совместное решение уравнений

$$D_2 = \frac{\sqrt{C_1 + D_1^4 + D_1 Q}}{D_1}, \quad (6)$$

$$D_2 = (C_3 - 3D_1^2 - C_2 D_1) / D_1. \quad (7)$$

позволяет находить диаметры зрачков объективов прожектора и ПЧ.

На рис. 3 приведены графики зависимости диаметра выходного зрачка объектива ЗБН и входного зрачка объектива ПЧ АОЭС с ОРСЗ от задаваемой погрешности измерений линейных смещений для рабочей дистанции 50 м при использовании светодиода типа АЛ119Б, фотодиода типа ФД 11К, и параметрах $\sigma_{\text{ш}} = 0,0134$ мм; $z_0 = 50000$ мм; $z = 500$ мм; $\rho = 20$; $\tau = 0,1$; $\Delta_{\text{max}} = 4$ мм; $\delta\varphi_S = 50''$; $K = 0,73$; $k_1 = 1,6$.

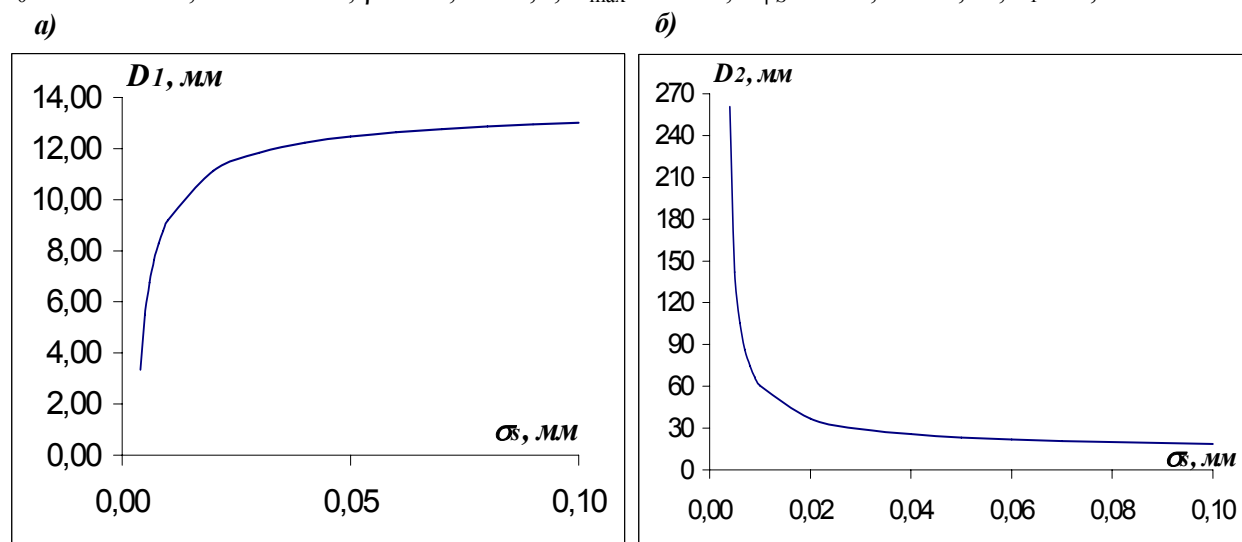


Рис. 3. Графики зависимостей диаметра выходного зрачка объектива прожектора (а) и входного зрачка объектива приемной части (б) АОЭС с ОРСЗ от задаваемой погрешности измерений линейных смещений при рабочей дистанции 50 м

Из приведенных графиков следует, что при повышении точности измерений линейных смещений диаметр выходного зрачка объектива прожектора следует уменьшать, а входного зрачка приемной части – увеличивать. На практике диапазон выбора соответствующих размеров обычно ограничен габаритными требованиями.

Особый интерес представляет влияние параметров воздушного тракта и контрольных элементов на пространственно-временное распределение облученности во входном зрачке объектива приемной оптической системы, которые в конечном итоге определяют точность регистрации смещений. Эти вопросы являются предметом дальнейших исследований систем рассмотренного типа.

Литература

1. Джабиев А.Н., Мусяков В. Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под. общ. ред. Э.Д. Панкова СПб; ИТМО, 1998. 238 с.
2. Цукерман С.Т. Автоматизация управления рабочим органом машин при помощи оптического луча. // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1966. Т. IX. № 3. С. 28–32.
3. Цукерман С.Т., Великотный М.А. О возможности использования светодиодов в приборах управления лучом. // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1972. Т. XV. № 12. С. 48–50.
4. Цукерман С.Т., Великотный М.А. Экспериментальное исследование прибора управления лучом на светодиодах. // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1973. Т. XVI. № 2. С. 40–43.
5. Иванов В.И., и др. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы: Справочник М.: Энергоатомиздат, 1989. 280 с.: ил.
6. Афанасьев В.А., Жилкин А.М., Усов В.С. Автоколлимационные приборы. М.: Недра, 1989. 302 с.: ил.
7. Оптические системы геодезических приборов / Д.А. Аникст, О.М. Голубовский, Г.В. Петрова и др. М.: Недра, 1981. 345 с.: ил.
8. Панков Э.Д., Прокофьев А.В., Тимофеев А.Н. Автоколлимационная оптико - электронная система контроля положения элементов турбоагрегатов // "Лазеры. Измерения. Информация" 6-7 июня 2001 г. / Тезисы докладов. СПб: БГТУ, 2001. С. 48–49.

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ АВТОРЕФЛЕКСИОННОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ

И.А. Коняхин, А.Н. Тимофеев, М.А. Новиков.

Рассмотрены автоколлимационный и авторефлексийный варианты построения оптико-электронной системы измерения малых линейных смещений. Приводятся результаты исследований экспериментального образца системы контроля соосности элементов конструкции турбоагрегатов, реализованного по авторефлексийному варианту.

Для контроля линейных деформаций с целью мониторинга нагруженных конструкций (плотин, фундаментов, опор) или при измерениях линейных смещений в процессе монтажа сложных конструкций (стапелей, турбин, подкрановых путей) используются оптико-электронные измерительные средства автоколлимационного и авторефлексийного типов. Их особенностью является размещение в контрольной точке объекта малогабаритного пассивного отражателя – контрольного элемента (КЭ). Его линейные смещения вследствие деформаций объекта регистрируются автоколлиматором, связанным с некоторой жесткой базой.

Обычно подобные системы используют автоколлимационный метод измерения [1,2], в соответствии с которым (см. рис. 1) объективом 1 автоколлиматора излучающая марка 4 проецируется в плоскость расположения вершины эквивалентного зеркального триэдра (изображение 4a).

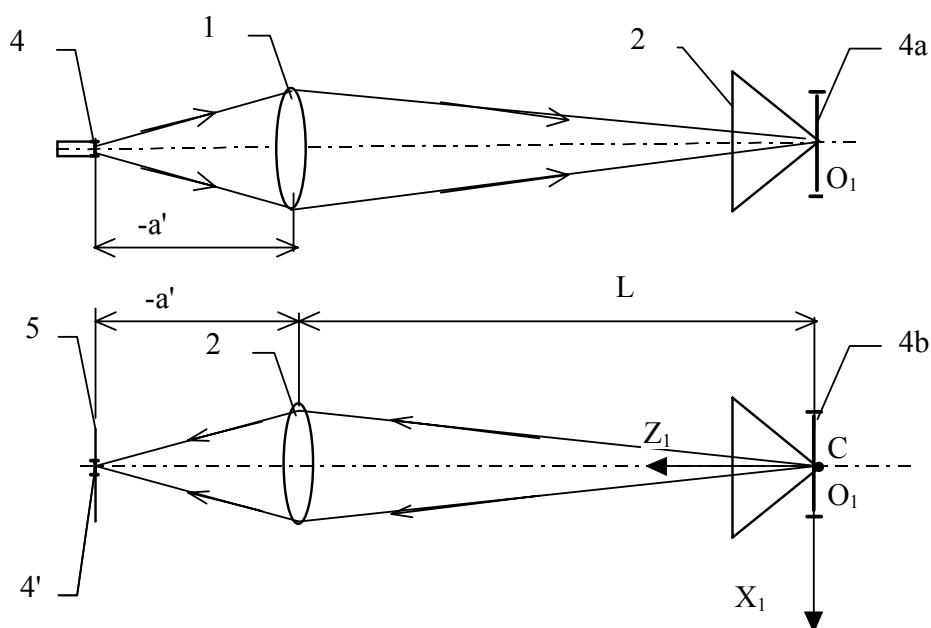


Рис. 1. Схема автоколлимационной системы

В результате отражения от КЭ 3 формируется изображение 4b, в исходном положении совпадающее с 4a (на рисунке излучающий и приемный каналы условно изображены раздельно). С помощью объектива 2 (объектив 1, действующий как приемный) изображение 4b марки проецируется на чувствительную площадку приемника-анализатора 5.

Смещение КЭ 3 на величину X в коллимационной плоскости приведет к смещению изображения 4b на величину $2 \cdot X$. Соответственно, изображение 4' марки в плоскости анализатора 5 сместится на величину x . Очевидно, что $x = 2 \cdot X (a' / L)$, где a' – расстояние от главной плоскости объектива до плоскости анализа, L – рабочая дистанция.

Чувствительность измерительной системы, понимаемая как отношение x/X , составит

$$S_{ak} = \frac{2f}{L-f} \quad (1)$$

График зависимости чувствительности от рабочей дистанции приведен на рис. 3 (обозначен точечной линией).

Известно, что при использовании автоколлимационного метода система имеет высокую чувствительность [1, 3]. Однако при возрастании рабочей дистанции для предотвращения виньетирования соответственно увеличивающегося изображения 4b необходимо увеличивать и поперечные размеры КЭ 3, что затрудняет реализацию системы на дистанциях, превышающих 10 метров.

По этой причине предпочтительна реализация авторефлексионного метода измерения, в соответствии с которым излучающая марка 4 располагается непосредственно в выходном зрачке объектива 1 (см. рис. 2). В такой схеме КЭ 3 формирует изображение 4a марки симметрично вершине O_1 эквивалентного триэдра. Объективом 2 построенное КЭ 3 изображение 4a марки проецируется на чувствительную площадку приемника-анализатора 5.

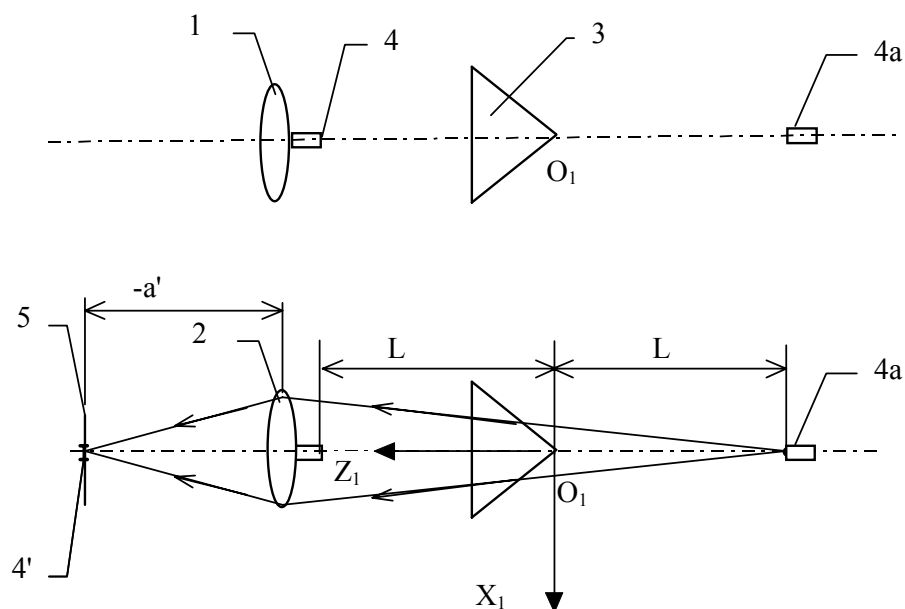


Рис. 2. Схема авторефлексионной системы

Действие системы аналогично автоколлимационному варианту. Чувствительность системы определяется выражением:

$$S_{ar} = \frac{2f}{2L-f} \quad (2)$$

График зависимости чувствительности от рабочей дистанции приведен на рис. 3 (обозначен сплошной линией).

Из сравнения графиков следует, что второй вариант системы имеет меньшую чувствительность. В то же время при использовании авторефлексионного метода в случае малых измеряемых смещений изображение марки не виньетировается при малых габаритах КЭ (порядка размера марки), причем необходимый поперечный размер КЭ практически не зависит от рабочей дистанции.

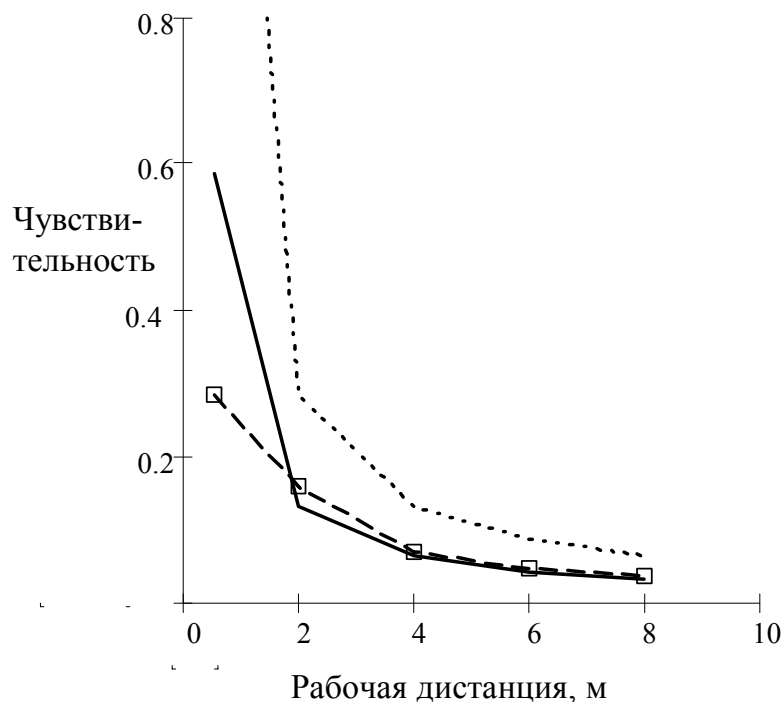


Рис. 3. Зависимость чувствительности системы от рабочей дистанции

На основе рассмотренной авторефлексионной схемы реализован экспериментальный образец системы контроля соосности элементов конструкции турбоагрегатов.

В отличие от схемы, показанной на рис. 2, марка 1 включает два излучателя, симметрично расположенных относительно оптической оси объектива 1 на расстоянии $B=3$ мм друг от друга. В этом случае при изменении рабочей дистанции чувствительность системы может быть определена по измеренному расстоянию b между их изображениями в плоскости анализа как $S'_{ar} = b/B$ без дополнительных калибровочных измерений.

В качестве источников излучения были использованы инфракрасные излучающие диоды типа АЛ17Б, имеющие мощность излучения 10 мВт. Фокусное расстояние объектива автоколлиматора $f = 250$ мм. Приемник-анализатор представляет собой матрицу ПЗС форматом 500×582 элемента с размерами ячейки ($11,17$ мкм $\times$ $13,88$ мкм).

В процессе исследований экспериментального образца снимались статические характеристики на различных рабочих дистанциях, и по ним определялась чувствительность S'_{ar} .

График зависимости экспериментально найденной чувствительности от рабочей дистанции изображен на рис. 3 штриховой линией. Как следует из графиков, экспериментально полученные результаты адекватны теоретическим.

При снятии статической характеристики при каждом значении смещения контрольного элемента выполнялось по 90 измерений с интервалом в 3с. В результате статистической обработки экспериментальных данных найдено, что средняя квадратическая погрешность измерения смещения изображения марки по горизонтальной и вертикальной осям составляют $dx = 0,25$ и $dy = 0,2$ от размера ячейки ПЗС. Эти значения определяют погрешность измерения смещения контрольного элемента в диапазоне от 0.007 мм на рабочей дистанции 0.5 м до 0.06 мм на дистанции 8 м в зависимости от чувствительности измерительной системы.

Следует отметить, что полученные результаты значительно расходятся с теоретическими. При реализации алгоритма взвешенного суммирования в условиях,

когда рабочая экспозиция ячеек ПЗС в области изображения многократного превышает пороговую, погрешность измерения должна составлять не более $d = 0,05$ от величины ячейки. Причина несовпадения теоретической и практической оценок иллюстрируется рис. 4, на котором точками отмечены положения изображений двух излучателей марки, зарегистрированные при 90 измерениях в случае неподвижного КЭ. Анализ показывает, что теоретическая величина d определяет пороговую чувствительность системы, в то время как погрешность измерения, пропорциональная величине рассеяния результатов измерения, определяется главным образом нестабильностью параметров оптоэлектронного тракта, влиянием вибраций и другими внешними факторами.

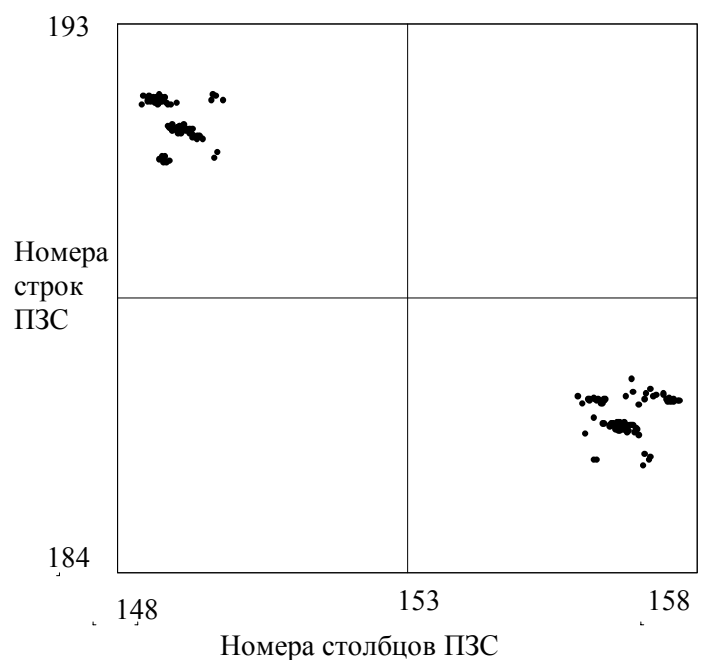


Рис. 4. Результаты серии измерений положения изображений излучателей марки

Подробный анализ воздействия этих факторов, а также поиск способов уменьшения их влияния составит содержание следующего этапа разработки рассматриваемой системы

Литература

1. Джабиев А.Н., Коняхин И.А., Панков Э.Д. Автоколлимационные углоизмерительные средства мониторинга деформаций. СПб: СПбГИТМО, 2000. 197 с.
2. Панков Э. Д., Тимофеев А.Н. Основные направления работ по совершенствованию оптико-электронных приборов и систем для контроля смещений объектов или их элементов // Изв. вузов. Приборостроение. 2000. Т.43, № 1–2. С. 100–103.
3. Коняхин И.А. Развитие оптико-электронных автоколлимационных средств контроля угловых деформаций // Оптический журнал. 2000. Т. 67. №4. С. 52–56.

О ПОСТРОЕНИИ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ ПРОГИБА

А.Г. Иванов, В.В. Коротаев, А.В. Краснящих

Объектом исследований являются оптико-электронные системы для непрерывного контроля прогиба сооружений и конструкций водного транспорта по пространственному и временному положению их элементов. В статье представлено несколько схем измерения прогиба: коллимационная, автоколлимационная и схема створных измерений. Проведен сравнительный анализ целесообразности применения той или иной схемы измерения для решения задач контроля прогиба.

При разработке и эксплуатации различных крупногабаритных объектов, например, летательных аппаратов, мостов, подъемных кранов и других крупных промышленных сооружений, возникает проблема контроля их деформаций. Результатом аварии на этих объектах при их возможном выходе из строя могут быть человеческие жертвы, экологические бедствия, что может привести к большим затратам на их устранение – как материальным, так и временным.

К экологически опасным крупногабаритным объектам относятся сооружения химической, атомной и других отраслей промышленности, гидротехнические сооружения, супертанкеры и атомоходы, нефте- и газопроводы, нефте- и топливозаправщики и другие технические объекты. В условиях, когда используемая техника имеет значительную степень износа, резко возрастает вероятность аварий на указанных объектах вследствие возникновения деформаций, превышающих предельно допустимые.

Деформация перечисленных выше объектов носит, как правило, характер прогиба. Чаще всего необходимо контролировать прогиб протяженных конструкций длиной до нескольких десятков или сотен метров. При этом диапазон измеряемых линейных деформаций составляет несколько десятков сантиметров, а погрешность измерений не должна превышать долей миллиметра [1]. Во многих случаях контроль параметров объекта необходимо осуществлять в достаточно жестких условиях эксплуатации, которые заключаются в значительных и резких перепадах температуры окружающей среды, воздействии осадков, повышенной влажности, различного рода электромагнитных помех промышленного происхождения, а также оптических помех (солнечное излучение, искусственное освещение, вспышки электросварки и т.п.).

Разработанные и воплощенные на данный момент методы измерения прогиба крупногабаритных конструкций с помощью визуальных оптических средств, различных электромагнитных и гидродатчиков имеют невысокую точность, низкую надежность, требуют значительных трудозатрат на их установку и эксплуатацию и обладают рядом других недостатков [1].

На основании изложенного очевидна необходимость разработки оптико-электронного комплекса, высоконадежного в жестких эксплуатационных условиях и позволяющего полностью автоматизировать процесс контроля.

При контроле прогиба крупногабаритных конструкций и сооружений можно использовать приборы, методы и способы контроля прямолинейности, используемые в геодезии и строительстве. Такие приборы по схемам измерения можно разделить на три группы: коллимационные, автоколлимационные и створные (рис. 1).

В коллимационной схеме, представленной на рис. 1, а, измерительная база создается с помощью блока 1, расположенного в точке А, который определяет положение этой базы в пространстве. Приемный блок 2, размещаемый на контролируемом объекте, располагается в точке В и определяет свое положение относительно заданной базы.

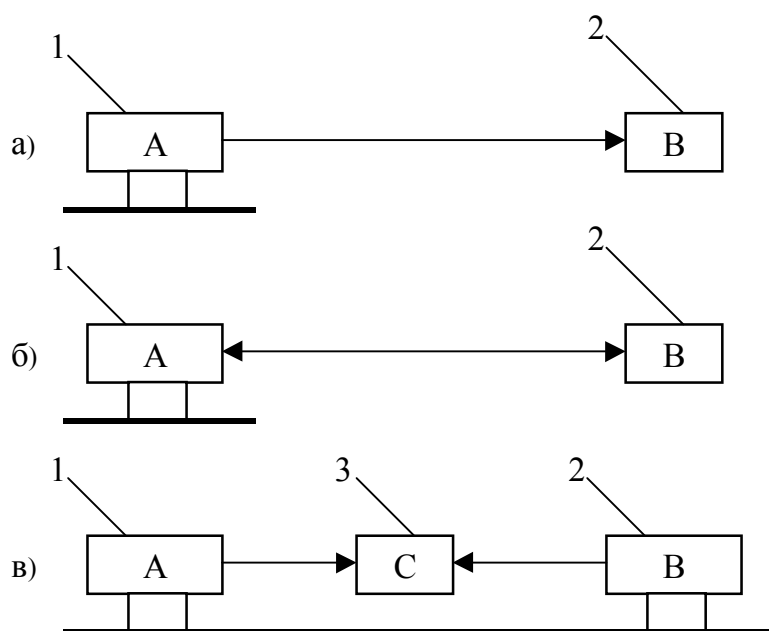


Рис. 1. Схемы измерения прогиба

В автоколлимационной схеме (рис. 1, б) измерительная база, как и в случае коллимационной схемы, создается блоком 1, расположенным в точке А и содержащим также и приемное устройство. На контролируемом объекте в точке В размещается отражатель 2, который возвращает излучение на приемное устройство блока 1. Приемное устройство регистрирует величину смещения отражателя 2 относительно измерительной базы.

В схеме створных измерений (рис. 1, в) измерительная база проходит через блоки 1, 2, расположенные в точках А и В, в то время как блок 3, расположенный между ними в точке С, определяет свое положение относительно заданной базы.

Наиболее перспективным для решения задач контроля прогиба является методы автоколлимации сходящихся пучков и метод створных измерений.

К достоинствам метода автоколлимации сходящихся пучков относятся постоянство масштаба изображения при изменении расстояния до отражателя и удвоение видимого смещения в сравнении с действительным, что обеспечивает автоколлимационному методу сходящихся пучков высокую точность и чувствительность измерения линейных смещений. Схема створных измерений обладает лучшими точностными свойствами, чем коллимационная или автоколлимационная, поскольку она не чувствительна к угловым смещениям.

При автоколлимации сходящихся пучков лучей в зависимости от типа отражателя можно измерять смещения по одной или нескольким координатам.

С учетом вышесказанного предложена структурная схема оптико-электронного прибора для измерения прогиба, приведенная на рис. 2.

Оптико-электронный прибор для измерения прогиба содержит отражатель 5, задатчик базового направления (выделен пунктиром), закрепленный на жесткой базе, устройство сопряжения 7 и компьютер 1.

Задатчик базового направления представляет собой автоколлимационную трубу, содержащую светодетектор 3 и объектив 4, в фокальной плоскости которого расположены излучатель 2 и чувствительная площадка матрицы ФПЗС телевизионной камеры 6.

В оптико-электронном приборе для измерения прогиба поток от излучателя 2 через светодетектор 3 и объектив 4 поступает на отражатель 5, который устанавливается в контрольной точке объекта. Объектив 4 автоколлимационной трубы

строит изображение излучателя на фоточувствительной поверхности телевизионной камеры 6. Устройство сопряжения 7 осуществляет захват кадра, сформированного телевизионной камерой 6, и передачу всего массива изображения в компьютер 1.

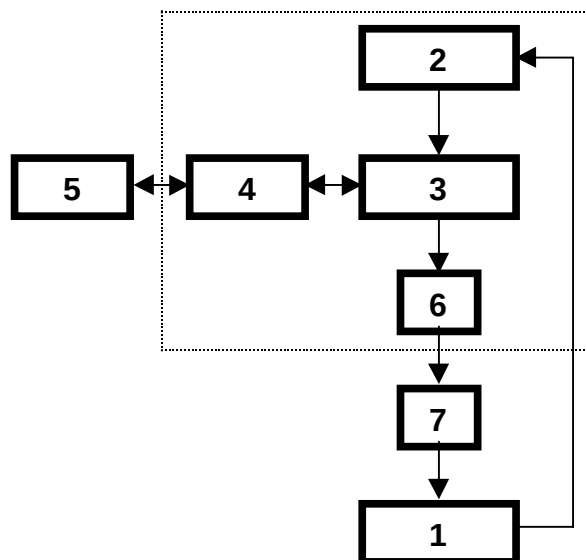


Рис. 2. Схема автоколлимационного прибора для измерения прогиба

В компьютере 1 по специальному алгоритму производится вычисление координат изображения излучателя на площадке матрицы ФПЗС телевизионной камеры 6, а затем рассчитывается величина смещений отражателя 5.

Использование в автоколлимационном приборе матричных фотоприемников с зарядовой связью (ФПЗС) в сочетании с цифровой обработкой измерительной информации [3] позволяет существенно повысить надежность и точность измерений. При этом появляется возможность реализации адаптивной системы (системы, перестраивающейся в процессе работы с учетом влияния внешних факторов). Применение ФПЗС представляется также предпочтительным с позиций соотношения диапазона и линейности измерения, поскольку они обладают наиболее универсальными возможностями ввиду жесткости раstra дискретной матричной структуры.

Разработанный на кафедре ОЭПиС СПб ГИТМО (ТУ) оптико-электронный прогибомер с измерительной базой в виде коллимированного пучка лучей с оптической равносигнальной зоной (ОРСЗ) позволяет контролировать прогиб протяженных конструкций (до 250 м) с диапазоном измерений ± 195 мм и основной погрешностью не более 5 мм [1]. Однако в некоторых случаях такая погрешность измерений не может удовлетворять требованиям безопасной эксплуатации конструкций и сооружений. Кроме того, прогибомер содержит дорогостоящие оптические и механические элементы.

Применение позиционно-чувствительных датчиков на основе ФПЗС [1, 2] позволяет использовать унифицированные оптические и электронные блоки, исключить механические элементы, увеличить надежность и снизить стоимость прогибомера. При этом достигается высокая точность в достаточно широком диапазоне измерений.

Рассмотрим схему оптико-электронного прогибомера на основе ФПЗС [2] (рис. 3). В системе реализован метод створных измерений, сущность которого заключается в определении величины прогиба конструкции в средней точке относительно прямой, проходящей через крайние точки.

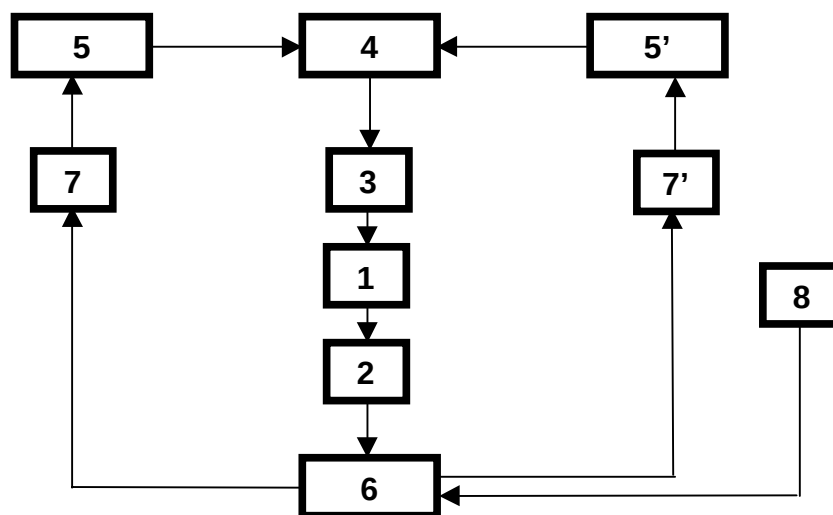


Рис. 3. Структурная схема оптико-электронного прогибомера

Оптико-электронный прогибомер состоит из задатчика базового направления (телевизионная камера 1, объектив 3 и призмный блок 4, создающий два оптических канала), излучателей 5 и 5', устройств управления излучателями 7 и 7', устройства сопряжения 2, датчика температуры 8 и компьютера 6.

Визирные цели в виде излучателей 5 и 5' устанавливаются в контролируемых точках, а задатчик базового направления – между ними. Компьютер 6 управляет режимом работы излучателей 5 и 5' через устройства управления излучателями 7 и 7'. Режим работы определяется способом различения изображений от различных излучателей, способ различения может быть временным (излучатели 5 и 5' включаются поочередно) или пространственным (излучатели 5 и 5' работают одновременно, но их изображения проектируются на различные участки ПЗС телевизионной камеры 1). Призмный блок 4 совмещает излучение от излучателей 5 и 5' и направляет его в объектив 3, который строит изображения излучателей на фоточувствительной поверхности телевизионной камеры 1. Устройство сопряжения 2 осуществляет захват кадра, сформированного телевизионной камерой 1, и передачу всего массива изображения в компьютер 6, в котором по специальному алгоритму производится вычисление величины смещений изображений визирных целей 5 и 5' на площадке матрицы ПЗС телевизионной камеры 1. Затем рассчитывается величина суммарного прогиба (механического и температурного).

По сигналам о температуре, поступающим от датчика температуры 8, компьютер вычисляет температурную составляющую прогиба. Затем путем ее вычитания из суммарной величины прогиба определяется механическая составляющая. Температурные деформации не угрожают прочности конструкции и не должны приниматься во внимание при измерении прогиба [1]. Компьютер 6 служит также для задания режимов работы прогибомера, ввода пороговых значений прогиба, при превышении которых включается аварийная сигнализация и автоматика выравнивания.

Для вычисления координат изображений визирных целей на площадке матрицы ПЗС телевизионной камеры можно применять различные математические методы. Погрешность определения положения при этом зависит от ширины оптического пучка, шумовых характеристик ПЗС и электронного тракта и составляет примерно 0,1 размера элемента матрицы ПЗС. Одним из наиболее простых математических методов является алгоритм определения энергетического центра тяжести изображения.

Таким образом, оптико-электронный прогибомер на основе ФПЗС, построенный по предложенной схеме, позволяет достичь более высокой точности измерений и надежности по сравнению с прогибомером на основе ОРСЗ.

Литература

1. Коротаев В.В., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Разработка и создание специализированного оптического комплекса дистанционного зондирования // Изв. вузов. Приборостроение. 1996. Т. 39. № 2. С. 40–43.
2. Пат. 2095755 Россия. Оптический прогибомер / Коротаев В.В., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Заявл. 06.06.95. Оpubл. 10.11.97. Бюл. № 31.
3. Андреев А.Л., Панков Э.Д., Нужин А.В. Автоколлимационный трехкоординатный угломер на основе приборов с зарядовой связью (ФПЗС): Межвузовский сборник научных трудов. Свердловск: УПИ, 1988. С. 74–81.

МНОГОСПЕКТРАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВИЗОР "ТЕРМА-2" И ЕГО МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

А.М. Широбоков, Й.Д. Пулов, В.М. Чуйкин

НПК "Терма" разработана новая схема сканирующего тепловизора "Терма-2", в основу которой положен принцип зеркальной развертки в четырех спектральных диапазонах [1]. Отличительной особенностью схемы является то, что один зеркальный барабан при сканировании работает одновременно на 4 спектральных канала, причем одна зона работает на канал 3–5; 8–13,5 мкм, а вторая зона – на канал 0,8–1,0; 1,0–1,3 мкм. В дальнейшем деление каналов на 3–5; 8–13,5 мкм и 0,8–1; 1–13,5 мкм осуществляется зеркальной прямоугольной призмой. В каждом канале возможна самостоятельная компенсация терморасстраиваемости.

В качестве приемников ИК-излучения выбраны линейки, состоящие из 10 чувствительных элементов каждая. Размер одного элемента составляет 50×50 мкм, а зазор между элементами – 50 мкм. Использование таких элементов позволило при последовательном сканировании осуществить накопление сигнала и повысить энергетическую чувствительность, доведя ее в спектральных диапазонах 3–5 мкм и 8–13,5 мкм до 0,15 К.

В указанных длинноволновых каналах применены заливные приемники на основе сурьмянистого индия и тройных соединений (CdHgTe), разработанные НПО "Орион", с $D_{\lambda,m}^* = 1 \cdot 10^{11} \text{ Вт}^{-1} \text{ см}^2 \text{ Гц}^{1/2}$ и $D_{\lambda,m}^* = 4 \cdot 10^{10} \text{ Вт}^{-1} \text{ см}^2 \text{ Гц}^{1/2}$ соответственно. В диапазоне 1–1,3 мкм использована неохлаждаемая линейка приемников на основе германия, а для диапазона 0,8–1,1 мкм использована неохлаждаемая линейка приемников на основе кремния.

При развертке 4-гранного сканирующего барабана, изготовленного методом алмазного точения из алюминия, происходит одновременная развертка в спектральных диапазонах в угле 90°. При этом число элементов разложения по строке в каждом спектральном канале составляет 1024 (мгновенный угол 5,27'), а масса оптико-механического блока доведена до 20 кг.

Аналоговые сигналы от приемников ИК-излучения обрабатываются в блоке цифровой обработки и в телевизионном стандарте выводятся на монитор и на видеомагнитофоны. В аппаратуре предусмотрена возможность одновременного наблюдения 2 спектров на экране монитора. В последующем вместо записи каждого спектрального канала на свой видеомагнитофон осуществлена запись на винчестер всех 1024 элементов каждого канала по строке с выводом на монитор тех же 1024 элементов в реальном масштабе времени и в псевдоцветах. Последующий анализ изображений, благодаря программе обработки, позволяет быстро отыскивать необходимые объекты на изображении земной поверхности, а спутниковая навигационная система GPS обеспечивает привязку изображений к системе координат с точностью не менее 10м.

Таким образом, тепловизор имеет следующие технические характеристики:

- спектральный диапазон – 8–13,5 мкм; 3–5 мкм; 1–1,2 мкм; 0,6–1 мкм;
- энергетическая чувствительность, К – 0,1;
- поле обзора, град – 90;
- мгновенный угол обзора, мин – 5,3;
- число элементов разложения по строке – 1024.

К возможным областям применения тепловизора "Терма-2" можно отнести следующее. Это, прежде всего, разведка и экологический контроль тепловых карт геологического строения и полей активности вулканов, поиск и регистрация тепловых источников, включая термальные воды, мест подземных утечек в энергосистемах, тепломагистралях и дренажных устройствах, обнаружение очагов зарождающихся

лесных пожаров и картирование сквозь пелену дыма, регистрация границ пожаров горючих ископаемых по скрытым очагам в штабелях угля, сланцев, в шахтных отвалах. Кроме того, тепловизор "Терма-2" позволяет решать задачи экологического контроля окружающей среды путем наблюдения и изучения морских течений и течений, обусловленных стоком в моря и реки отходов промышленных предприятий, обнаружения заболеваний лесной и сельскохозяйственной растительности.

Литература

1. А.М. Широбоков, Б.С. Товбин. Самолетный тепловизор "Терма-2", работающий в четырех спектральных диапазонах // Оптический журнал. 1997. Т.64. №7. С.78–80.

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО НАБЛЮДЕНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРОВ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ОЗОНОЛИЗЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

А. А. Туренко, В. П. Челибанов

Введение

Известно, что при изучении явления хемилюминесценции, наблюдаемой в гетерогенных условиях, исследователю часто приходится иметь дело с широким динамическим диапазоном интенсивностей световых потоков. Слабые световые потоки эффективно регистрируются системой счета фотонов. Однако при умеренных и больших световых потоках наблюдается явление "набегания импульсов", и, как следствие, возникает нелинейность аппаратной функции фотометра. Хемилюминесценция (ХЛ), наблюдаемая при взаимодействии озона с 3,4,5 – триоксибензойной кислотой (галловой кислотой) в присутствии в системе родамина 6Ж либо при взаимодействии гидразида аминокислоты (люминола) с диоксидом азота, характеризуется умеренными световыми потоками. Для измерения таких световых потоков возникла необходимость построения аналоговой измерительной системы либо разработки методов коррекции потерь импульсов при счете и учета фактора "мертвого времени".

Настоящая работа посвящена разработке светосильной оптической установки для регистрации в аналоговой форме спектров ХЛ с высоким уровнем быстродействия.

Техника эксперимента

Экспериментальная установка для исследования спектров ХЛ в динамике построена на основе сложного интерференционного фильтра-клина типа VERIL BL 200, производимого компанией "SCHOTT GLAS Optik" (Германия). Характеристики фильтра приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики интерференционного фильтра

Наименование	VERIL BL 200
Описание	Полосовой фильтр
Спектральный диапазон, нм	400—1000
Обратная линейная дисперсия, нм/мм	3,6—4,4
Полуширина, нм	25—45 ($\lambda=500$ нм) 35—50 ($\lambda=700$ нм) 40—65 ($\lambda=900$ нм)
Максимальное пропускание внутри полосы	$\geq 40\%$ ($\lambda=500$ нм) $\geq 40\%$ ($\lambda=700$ нм) $\geq 30\%$ ($\lambda=900$ нм)
Линейные размеры (Д×Ш×В):	(200+0/-0,3)×(25+0/-0,3)×(≤6) мм

Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Интерференционный фильтр (ИФ) в установке выполняет функцию диспергирующего элемента, смонтированного на горизонтально перемещающейся каретке с микрометрическим винтом. Винт приводится во вращательное движение от шагового двигателя типа ШДР-711 [1]. Блок управления шаговым двигателем построен на базе микропроцессора AT89C55WD производства компании "ATMEL". Схема включения и порядок управления чередованием импульсов напряжения на клеммах двигателя ШДР-711 представлена на рис. 2.

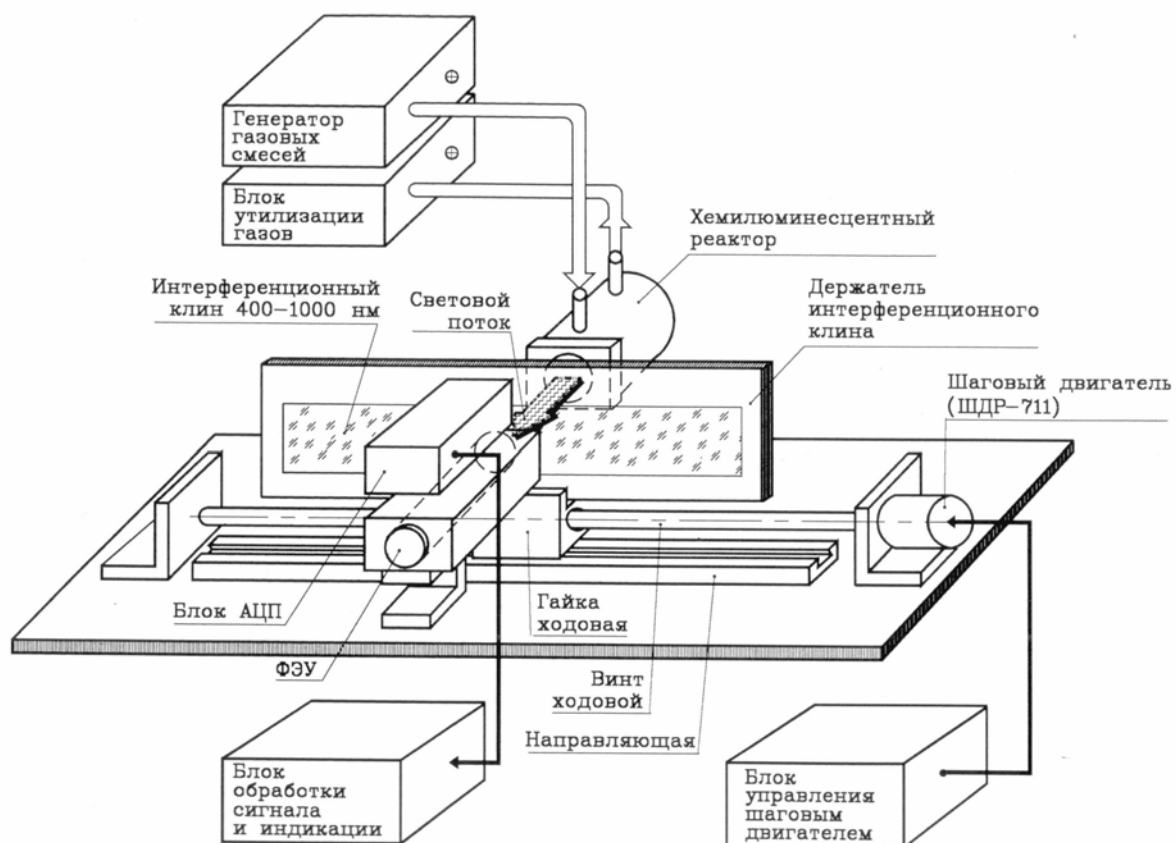


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки

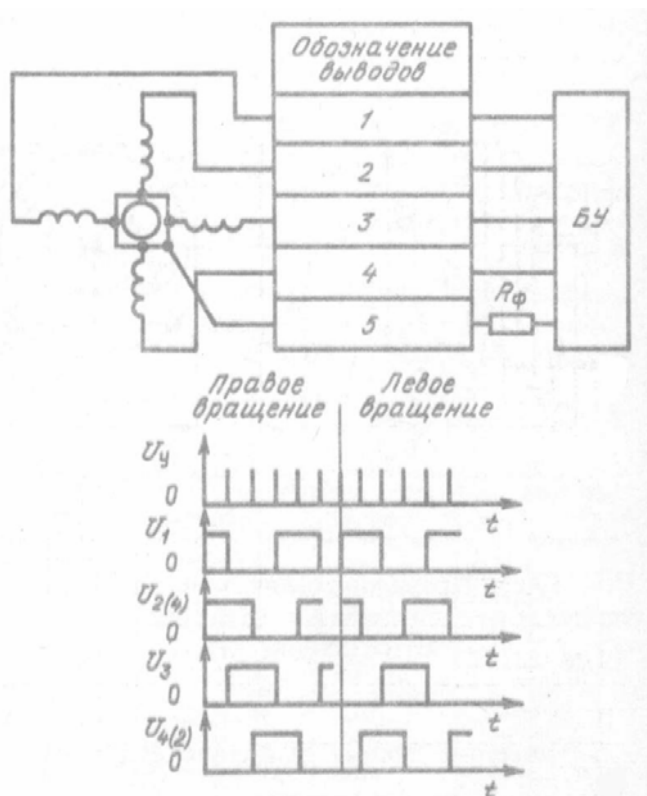


Рис. 2. Схема включения и порядок чередования импульсов напряжения на клеммах двигателя ШДР-711

Хемилюминесцентный датчик выполнен на основе клееного нетканого материала (КНМ), пропитанного смесью латексов Акронал 35Д и Акронал 230Д либо смесью Акронал 230Д и Аппретан 9212. Хемилюминесцентная композиция нанесена пропиткой КНЦ из раствора этилового спирта с последующей сушкой при температуре 298К до постоянного остаточного веса. Готовый датчик помещаем в проточный реактор, расположенный выходным окном параллельно к плоскости ИФ (см. рис. 1 и рис. 3). Световой поток проходит через ИФ и падает на катод фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-114. Технические параметры ФЭУ-114 приведены в табл. 2 [2].

Таблица 2. Характеристики ФЭУ-114

Наименование	ФЭУ-114
Размер фотокатода, мм	25
Тип спектральной характеристики	C-8
$\lambda_{\text{МАКС}}$, мкм	0,4...0,44
S_{phk} , мкА/лм, не менее	60
S_a , А/лм (при $U_{\text{пит}}$, В), не менее	30 (1900)
I_T , А, не более (при S_a , А/лм)	5×10^{-9}
F_s , лм/Гц ^{1/2} , не более	3×10^{-12}

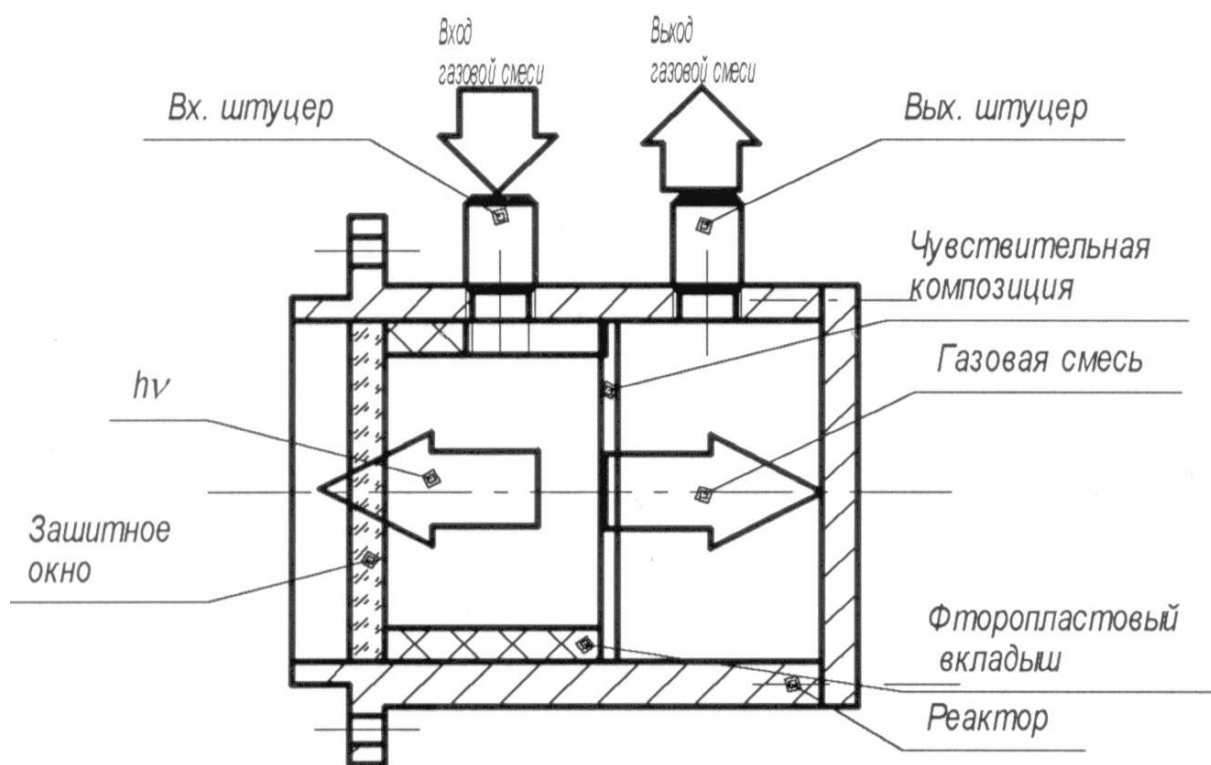


Рис. 3. Схема продувки хемилюминесцентного реактора исследуемой газовой смесью

В качестве источника питания ФЭУ использован высоковольтный блок питания МХ548, производимый НПФ "МАТРИКС". В табл. 3 приведены основные технические характеристики блока питания ФЭУ.

Сигнал с анода фотоэлектронного фотоумножителя поступает на 24-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) AD7714 фирмы "Analog Devices", представляющий собой законченную систему аналого-цифрового преобразования для низкочастотных измерений [3]. В AD7714 используется сигма-дельта преобразование, что позволяет достичь разрешения до 24 разрядов. Сигнал подается на входной каскад с

программируемым усилением, построенный на основе аналогового модулятора. Структурная схема AD7714 представлена на рис. 4.

Таблица 3. Технические характеристики высоковольтного блока питания MX548

Входное напряжение	сеть постоянного тока с напряжением (10...15) В
Выходное напряжение	500...2000В
Ток нагрузки	до 1 мА
Температурная нестабильность	не более $\pm 0,1\%$.
Отклонения выходного напряжения от номинального значения	
при изменении входного напряжения	не более 0,05 %;
при изменении тока нагрузки на 80%	не более 0,4 %
Пулсации выходного напряжения	не более 0,2 % в полосе 20МГц
КПД	50 % при максимальной нагрузке

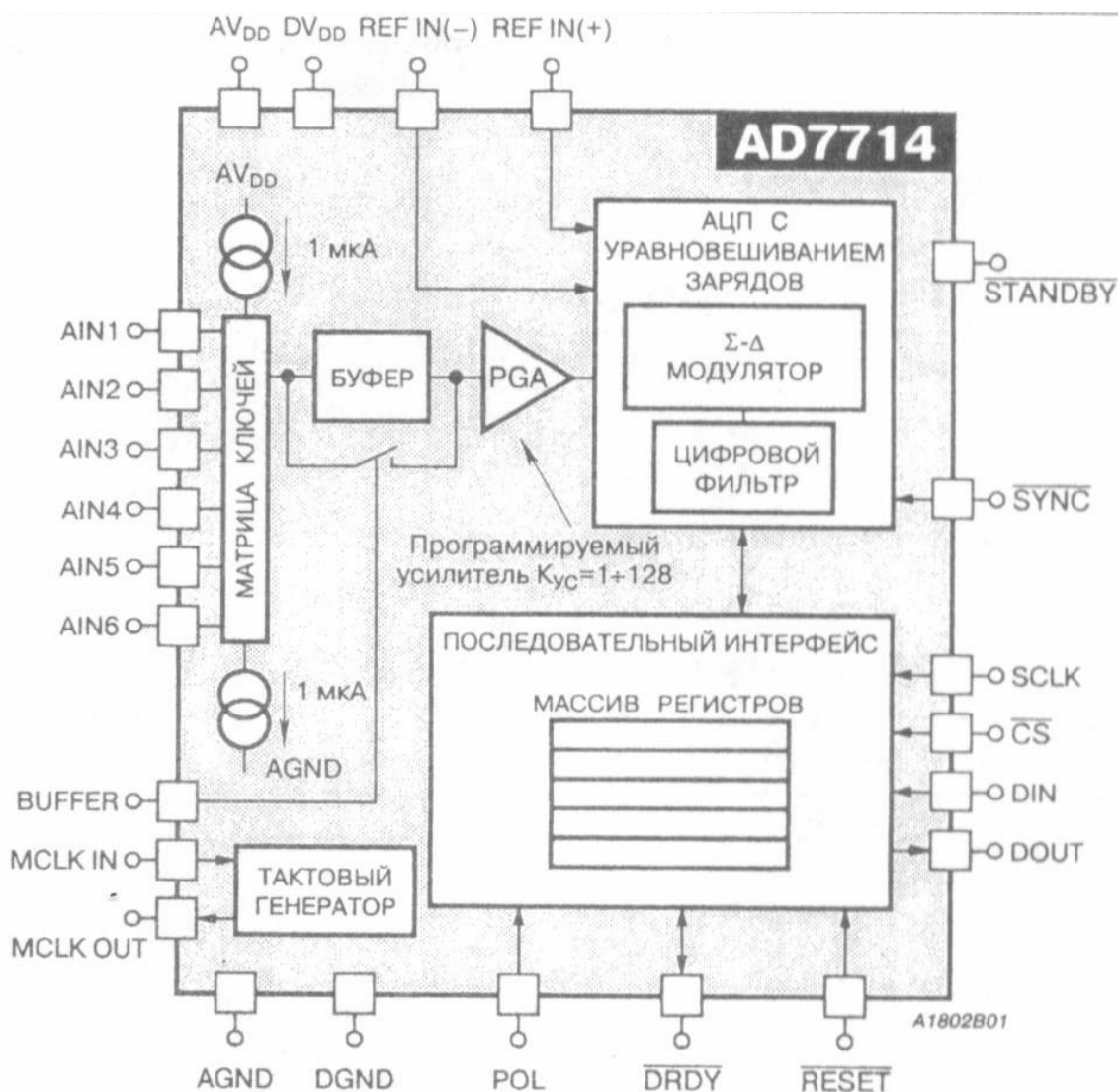


Рис. 4. Структурная схема ИС AD7714

В качестве источника газовых смесей применен генератор с термодиффузионным источником микропотоков диоксида серы или диоксида азота. Типовая схема

генераторов с термодиффузионными источниками, использовавшихся для получения газовых смесей, содержащих NO_2 и SO_2 , представлена на рис. 5 [4].

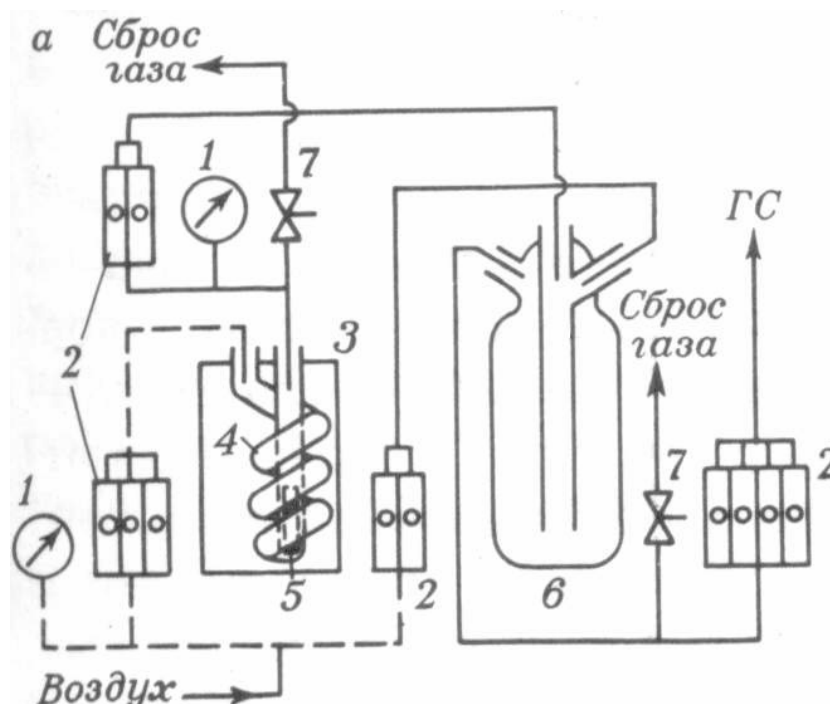


Рис. 5. Газосмесительная динамическая установка с проникаемыми трубками: 1 – манометр; 2 – блоки ротаметров; 3 – нагревательная печь; 4 – спиральная камера; 5 – проникаемая трубка; 6 – смеситель; 7 – регулировочные вентили

Источники микропотоков позволяют получать в потоке следующие газовые смеси газ-воздух (C – концентрация газа, F – расход газовой смеси):

- для генератора NO_2 : $C=670 \text{ мкг/м}^3$, при $T=30^\circ\text{C}$ и $F=1 \text{ дм}^3/\text{мин}$;
- для генератора SO_2 : $C=450 \text{ мкг/м}^3$, при $T=35^\circ\text{C}$ и $F=1 \text{ дм}^3/\text{мин}$.

Для получения озоновоздушных газовых смесей использовался генератор ГС-024 производства ЗАО "ОПТЭК". Принцип действия генератора основан на фотохимическом получении озона из кислорода атмосферного воздуха. Блок-схема генератора типа ГС-024 изображена на рис. 6.

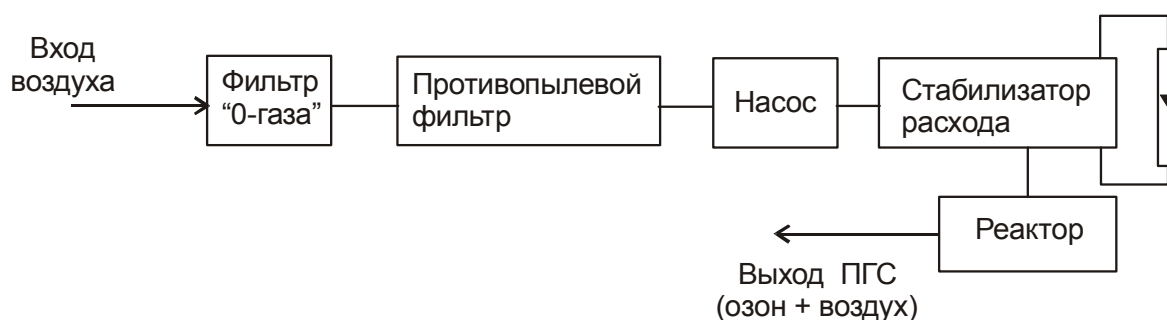


Рис. 6. Блок-схема генератора ГС-024 для получения озоновоздушной газовой смеси

Калибровка оптической части установки выполнена по линиям излучения ртутной лампы среднего давления, производимой фирмой "Analamp", модель "Mercury Lamp 80-1025-01 ozone free" и He-Ne ОКГ (рис. 7).

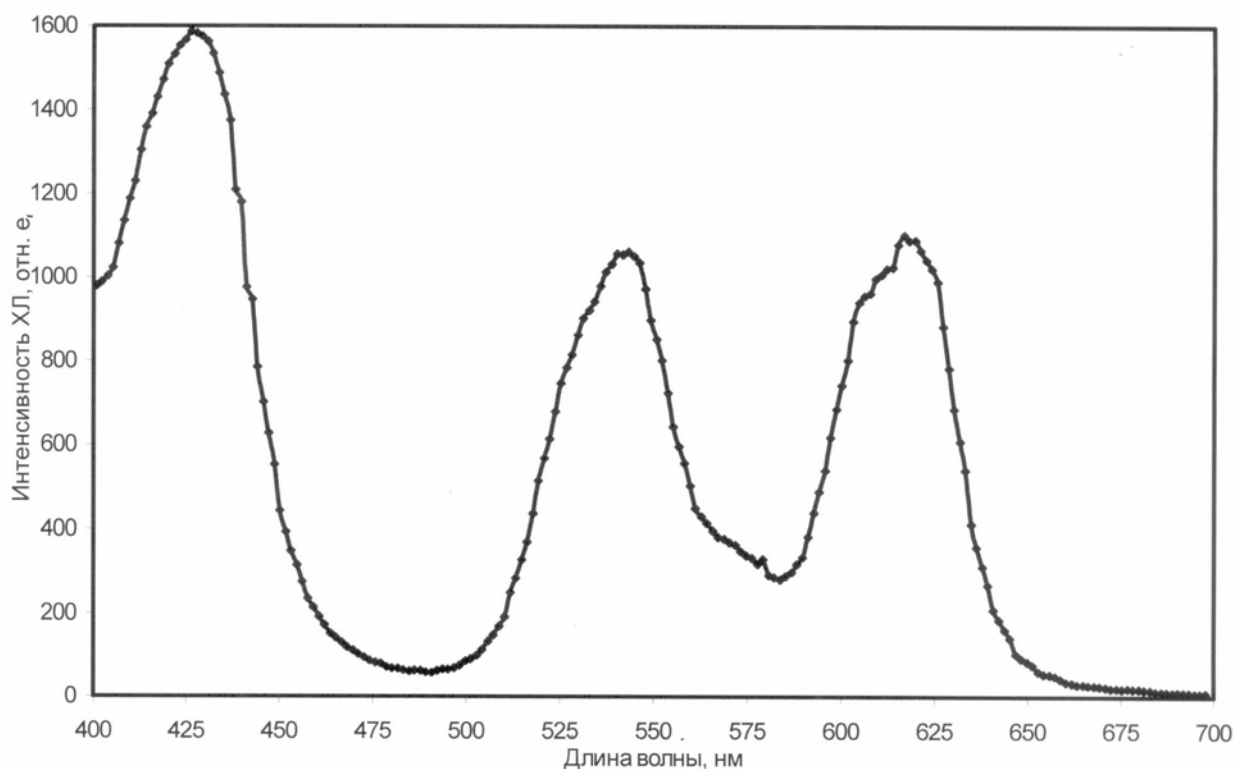


Рис. 7. Градуировочная характеристика ИФ

Из рис. 7 можно оценить аппаратную функцию ИФ, представляющую собой свертку функции преобразования ИФ и входного сигнала. Для сравнения на рис. 8 приведена аппаратная функция, заявленная предприятием-изготовителем данного ИФ.

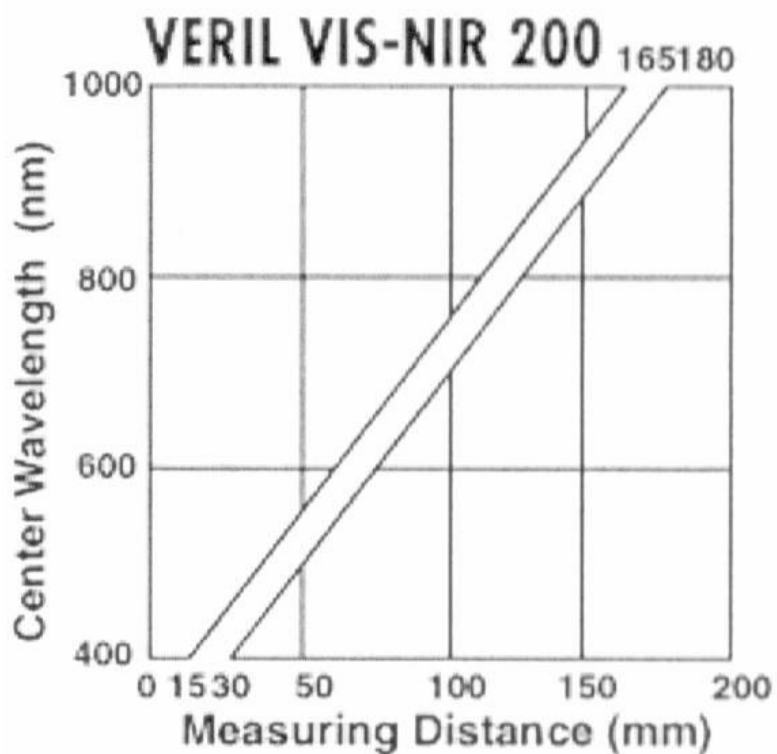


Рис. 8. Аппаратная функция ИФ, приводимая предприятием-изготовителем ИФ

Первичные экспериментальные данные

На рис. 9 приведен спектр ХЛ продуктов реакции при озоноллизе композиции, содержащей галловую кислоту и родамин 6Ж в соотношении 100:1. Наблюдаемый максимум свечения приходится на 570 нм – область, характерную для спектра люминесценции родамина 6Ж при фотовозбуждении.

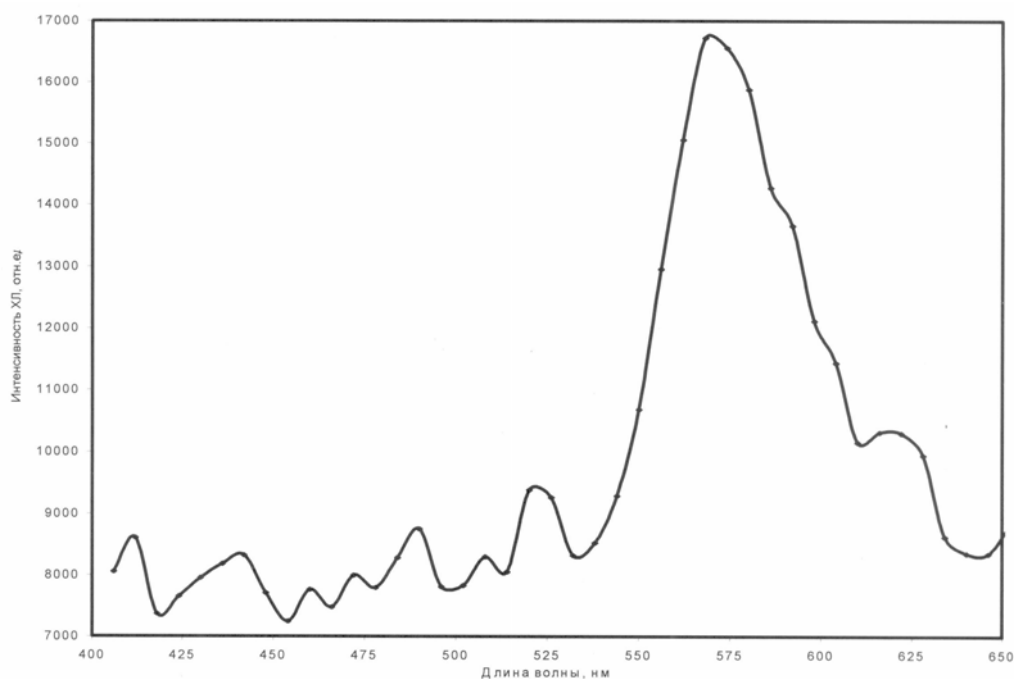


Рис. 9. Спектр ХЛ чувствительной композиции, используемой для определения O_3

На рис. 10 приведен спектр ХЛ продуктов реакции окисления озоном флуоресцеина в гетерогенных условиях.

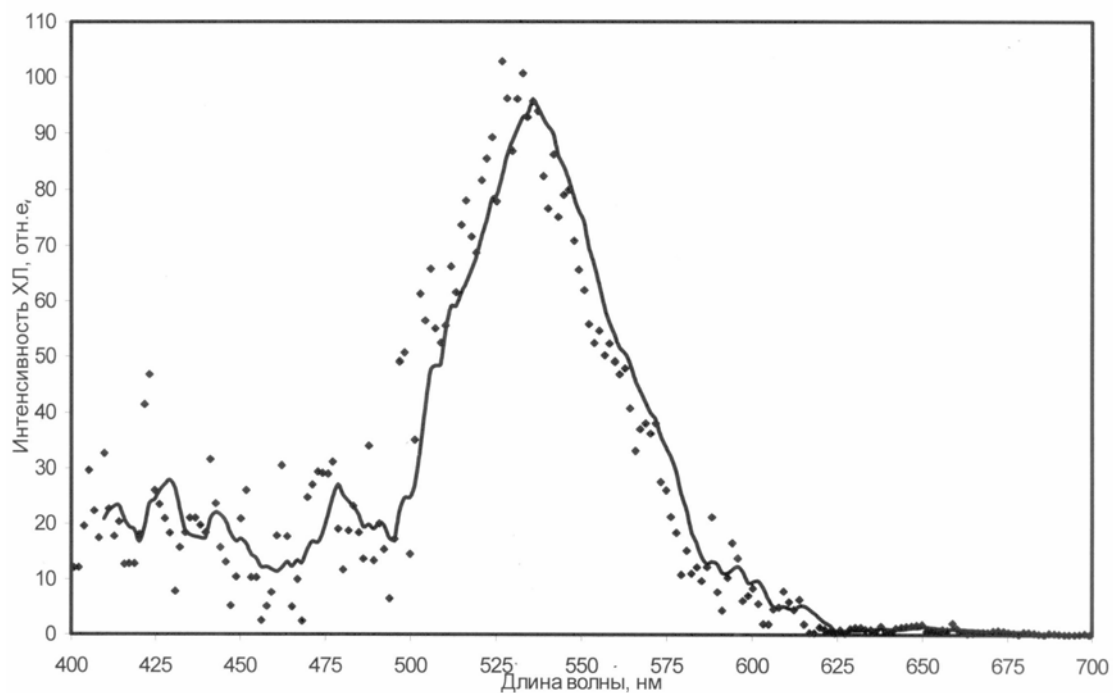


Рис. 10 Спектр ХЛ продуктов, образующихся при реакции окисления флуоресцеина озоном

Химическая реакция ундециленовой кислоты в присутствии активатора – родамина 4С с диоксидом серы приводит к хемилюминесценции в области 610 нм (рис. 11).

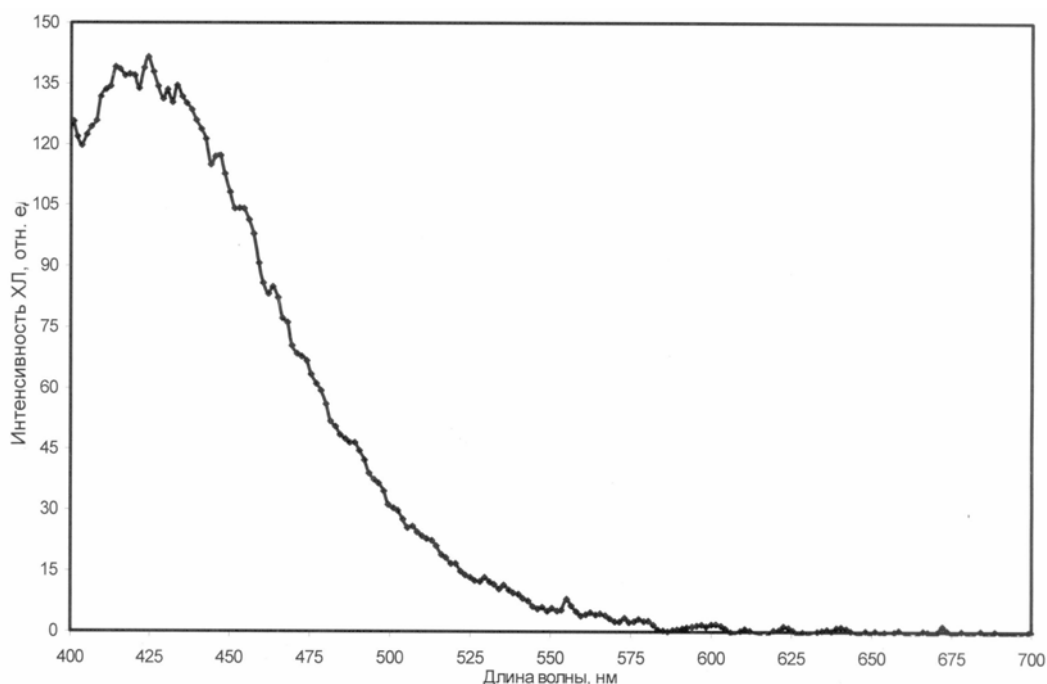


Рис. 11. Спектр ХЛ химической реакции ундециленовой кислоты в присутствии активатора – родамина 4С с диоксидом азота

Характерный спектр наблюдаемой хемилюминесценции продуктов реакции люминола с диоксидом серы приведен на рис. 12. Максимум свечения приходится на синюю область спектра 425 нм.

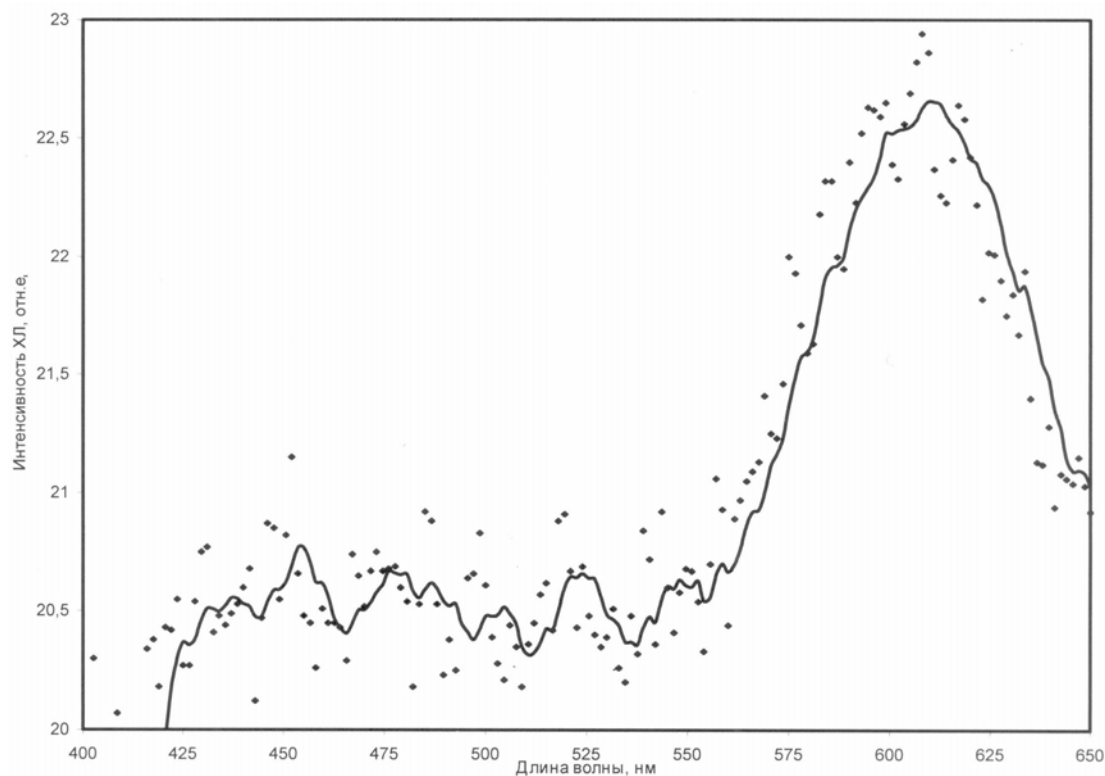


Рис. 12. Спектр ХЛ продуктов реакции люминола с диоксидом серы

Каждый из спектров для области 400–700 нм получен за время сканирования 3.5 мин. Учитывая длительность процесса развития ХЛ во времени от 20 до 240 мин., (высокие концентрации озона, диоксида серы или диоксида азота в газовой смеси), установка позволяет исследовать кинетику процесса хемилюминесценции с минимальной дискретностью по времени.

Выводы

1. Разработана установка для экспериментального наблюдения кинетики хемилюминесценции, наблюдаемой в реакциях окисления сложных органических веществ в гетерогенных условиях.
2. Получены спектры хемилюминесценции продуктов реакции озонлиза галловой кислоты в присутствии родамина 6Ж.
3. Показана возможность изучения спектрального состава хемилюминесцентного свечения на различных стадиях протекания процесса.

Авторы выражают особую благодарность за оказанную помощь заведующему исследовательской лаборатории ЗАО "ОПТЭК", кандидату физико-математических наук Н.Г. Лукомскому.

Литература

1. Справочник по электрическим машинам. Т.2, М.: Энергоатомиздат, 1989. 118 с.
2. Аксененко М. Д., Бараночников М. Л. Приемники оптического излучения. Справочник. М.: Радио и Связь, 1989. 144 с.
3. Микросхемы для аналого-цифрового преобразования. Справочник / Сер. Интегральные микросхемы. М.: Додека, 1996. 249 с.
4. Рейман Л.В. Техника микродозирования газов. Л.: Химия, 1985. 31 с.

РАЗРАБОТКА ЭТАЛОННОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА

Г.Г. Ишанин, Д.Н. Селюков

В статье приведено описание эталонного спектрофотометрического измерительного комплекса. Комплекс состоит из спектрофотометрической установки и управляющего ею персонального компьютера. Особенностью комплекса является то, что он разработан для измерения спектров пропускания газовых смесей дальнейшей их обработки.

В настоящее время большое внимание уделяется проблемам контроля загрязнения окружающей среды, в том числе и определению содержания газов-загрязнителей в воздухе. Для контроля содержания газов в различных средах используется множество приборов, которые необходимо постоянно поверять. Для поверки приборов необходимо получать поверочные газовые смеси или генераторы таких смесей, для которых содержание газа-загрязнителя должно быть определено с очень высокой точностью. Эту задачу решают эталонные комплексы газоаналитической аппаратуры.

Известны различные методы определения содержания различных газов в газовых смесях. Одним из наиболее универсальных методов является абсорбционный метод, основанный на получении и обработке спектров пропускания исследуемых газовых смесей. Преимуществом данного метода является относительно высокая скорость измерений при высокой точности, возможность автоматизации измерений, возможность вести непрерывное измерение содержания компонентов в смесях без существенного изменения химического состава исследуемых веществ.

В ИК области оптического излучения в настоящее время основным средством измерения спектров пропускания являются фурье-спектрометры, тогда как в видимой и УФ областях спектра по-прежнему основную роль играют дисперсионные приборы, в основном спектрофотометры.

В эталонном комплексе необходимо измерять спектры пропускания с очень высокой точностью. Для этих целей во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева разрабатывается спектрофотометрическая установка повышенной точности "Константа – УФ". Особенностью установки является то, что она предназначена для работы именно с газовыми смесями. Основные технические характеристики установки приведены в табл. 1.

Табл. 1. Основные технические характеристики спектрофотометрической установки «Константа - УФ».

Наименование характеристики	Значение
Рабочий спектральный диапазон, нм	200–800
Спектральное разрешение, нм	0,3
Диапазон измерения пропускания, %	0–100
Погрешность измерения пропускания (при длине волны 550 нм, спектральной ширине щели 1 нм, времени измерения 1 с), %	0,1
Длина газовой кюветы, см	10, 20, 50

Принцип работы установки заключается в измерении пропускания исследуемой газовой смеси на различных длинах волн.

Функциональная схема спектрофотометрической установки "Константа – УФ" приведена на рис. 1. В состав установки входят осветитель ИИ, модулятор светового потока МСП, монохроматор МДР-23, фотометрический блок ФМБ с двумя съемными блоками отделений оптических кювет ОК референтного канала (ОК-Р) и абсорбционного канала (ОК-А), блок электроники БЭ, персональный компьютер ПК.

Управление установкой осуществляется с помощью ПК, совместимого с IBM PC. Обработка спектров, т.е. определение состава смесей и содержания компонентов, осуществляется также с помощью ПК.

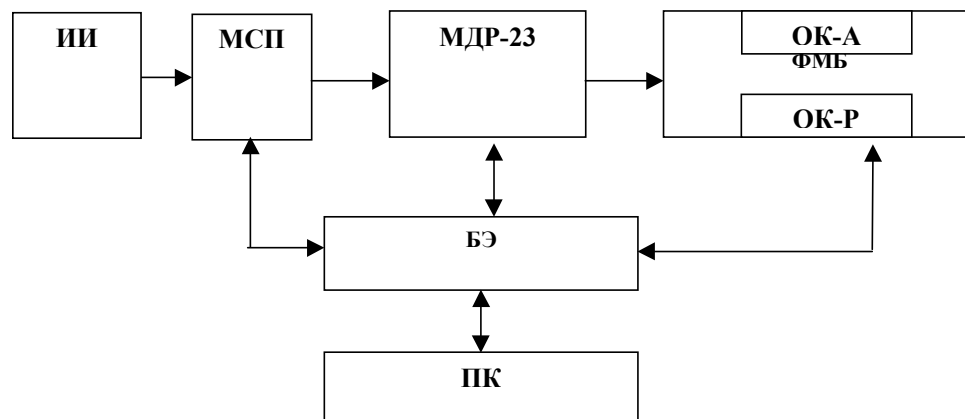


Рис. 1. Функциональная схема спектрофотометрической установки "Константа – УФ"

Рассмотрим основные узлы установки более подробно.

Осветитель включает в себя две лампы – лампу накаливания (для получения оптического излучения в видимом и ближнем ИК спектральном диапазоне) и дейтериевую лампу (для получения оптического излучения УФ спектрального диапазона). Оптическая схема осветителя приведена на рис. 2. Переключение ламп осуществляется автоматически. Излучение от ламп модулируется модулятором светового потока и проецируется на входную щель монохроматора МДР-23. Частота модуляции составляет 3 кГц.

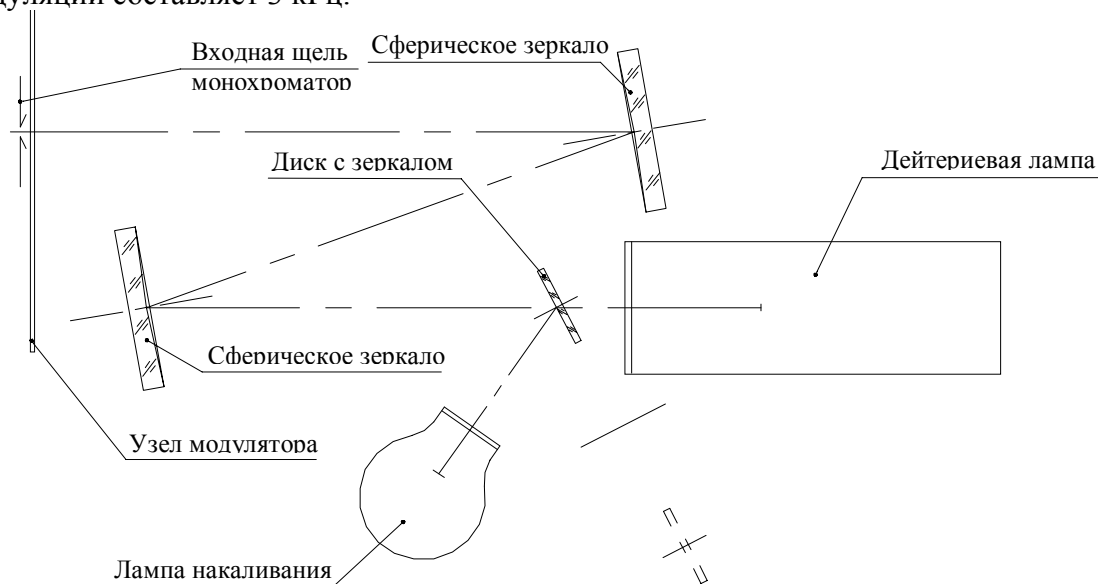


Рис. 2. Оптическая схема осветителя

Монохроматор выделяет излучение заданной длины волны. Управление монохроматором осуществляется автоматически с помощью ПК и блока электроники. После монохроматора излучение узкого спектрального состава попадает в фотометрический блок (спектральная ширина полосы пропускания варьируется в пределах от 0,3 до 1,5 нм).

Оптическая схема спектрофотометрического блока приведена на рис. 3.

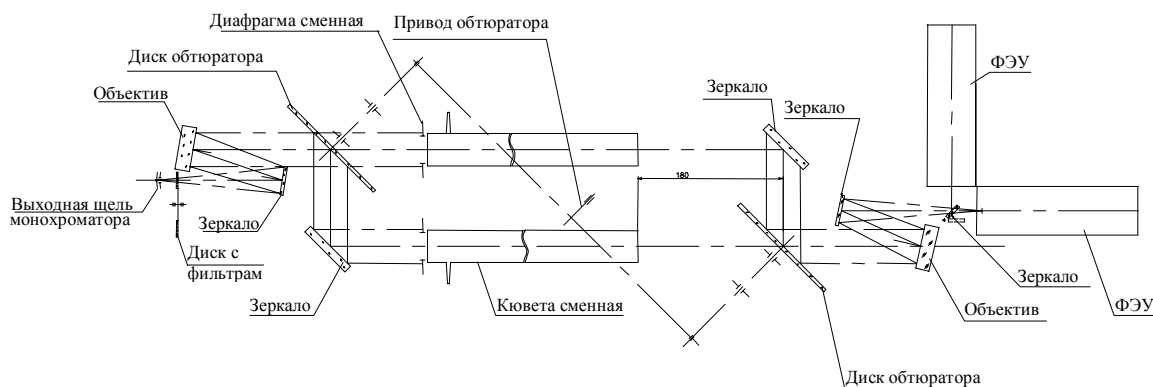


Рис. 3. Оптическая схема спектрофотометрического блока

Излучение от выходной щели монохроматора проходит через один из оптических фильтров, установленных на вращающемся диске, собирается и преобразуется в параллельный пучок. Далее с помощью зеркал параллельный пучок направляется на первый диск обтюлятора, который поочередно направляет этот пучок в измерительную кювету и референтную кювету. В измерительной кювете находится исследуемая газовая смесь, в референтной – азот. Частота обтюрации составляет 10 Гц. Пройдя кюветы, пучок либо напрямую, либо через второй диск обтюлятора с помощью зеркал и объектива попадает на приемную площадку фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Таким образом, с помощью ФЭУ поочередно регистрируются промодулированные с частотой 3 кГц сигналы измерительного и референтного канала. В данной установке применены два ФЭУ, один – для работы в УФ области, а другой – для работы в видимой и ближней ИК областях. Переключение ФЭУ осуществляется автоматически с помощью поворотного зеркала, которое приводится в движение шаговым двигателем, управляемым ПК через блок электроники. В дальнейшем планируется использовать один ФЭУ с мультищелочным катодом, работающем в широком спектральном диапазоне.

Оптическое излучение преобразуется ФЭУ в электрический сигнал, который усиливается предварительными усилителями, расположенными вместе с ФЭУ в одном защитном экране, и усиленные сигналы поступают в блок электроники. В фотометрическом блоке находятся датчик исходного положения диска с оптическими фильтрами, датчик положения обтюлятора и два датчика температуры (для каждой из кювет). Сигналы с датчиков поступают в блок электроники.

Функциональная схема блока электроники показана на рис. 4.. Сигналы от ФЭУ поступают на плату усилителя измерительного канала (ИУ), в котором предусмотрено переключение сигналов ФЭУ в зависимости от того, какой ФЭУ используется в данный момент. Далее сигнал одного из ФЭУ усиливается усилителем измерительного канала с переменным коэффициентом усиления. Переключение ФЭУ и установка коэффициента усиления осуществляется микроконтроллером по команде от ПК с помощью платы управления усилителем измерительного канала (УИК).

Усиленный сигнал детектируется линейным либо синхронным детектором. Переключение детекторов происходит вручную перепайкой перемычек, причем синхронный детектор подключается только после полной наладки и юстировки прибора. Синхронный детектор синхронизируется импульсами от модулятора светового потока. С выхода детекторов сигнал через фильтр пульсаций и фильтр низкой частоты, обеспечивающие фильтрацию шумов, поступает на АЦП, где преобразуется в цифровой код и поступают в микроконтроллер. Момент пуска АЦП определяется датчиком положения обтюлятора фотометрического блока. При достижении обтюратором положения начала измерения выполняется серия измерений от 1 до 255. Данные накапливаются в микроконтроллере и передаются в ПК. Таким образом, за один оборот обтюлятора выполняется 2 серии измерений – для измерительного и референтного канала.

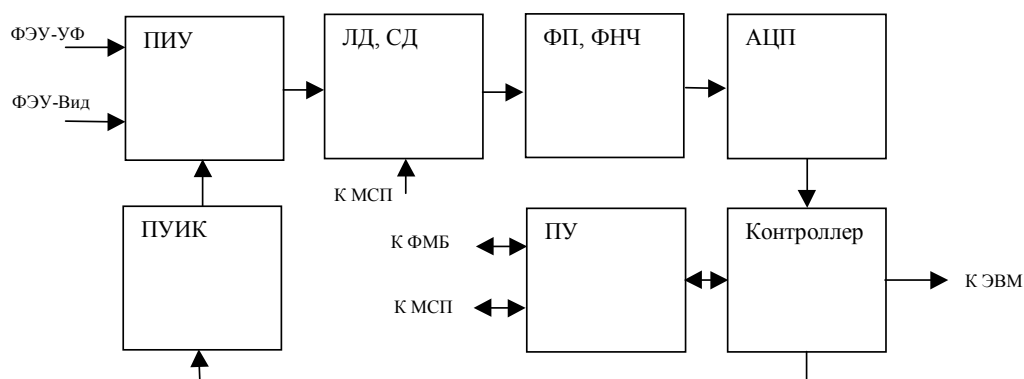


Рис. 4. Функциональная схема блока электроники

Микроконтроллер через блок управление (У) управляет работой всей электроники спектрофотометрической установки, выполняет простейшие команды, поступающие с ПК, такие, как перевод монохроматора на нужную длину волны, переключение ламп осветителя, переключение светофильтров и ФЭУ. МК позволяет загружать различное программное обеспечение, тем самым давая возможность совершенствовать комплекс.

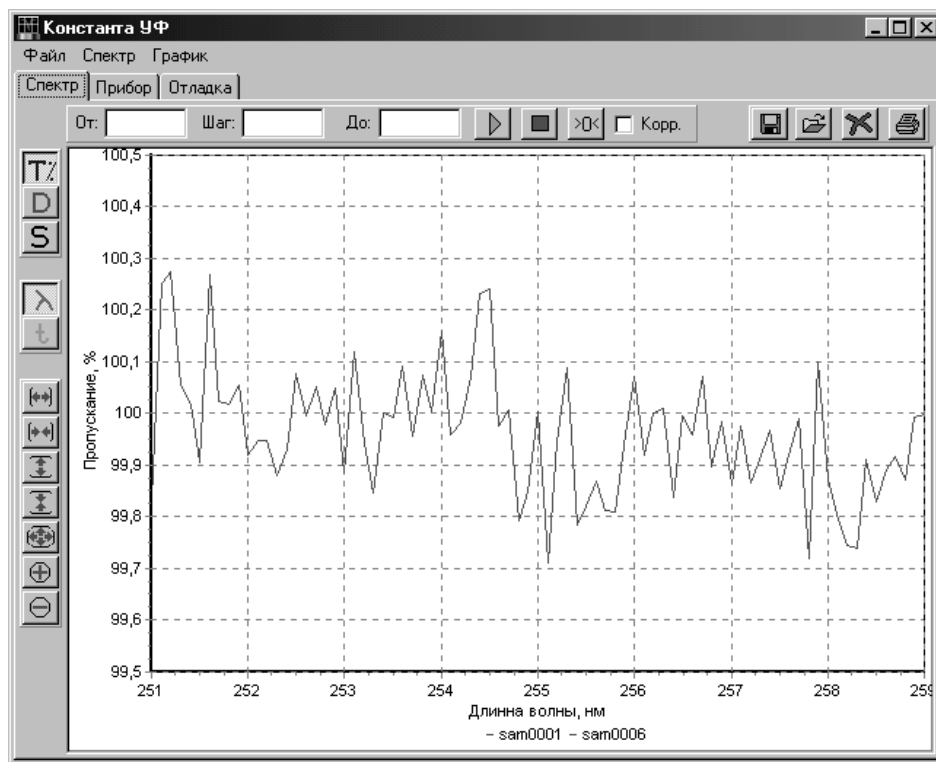


Рис. 5. Вид интерфейса пользователя установки «Константа - УФ» в режиме отображения результатов измерений.

Программное обеспечение для спектрофотометрической установки выполнено для IBM-совместимых ЭВМ с операционной системой Windows 95 и выше. Программа, обмениваясь командами с микроконтроллером, обеспечивает процесс измерения спектров в целом, а также обрабатывает результаты этих измерений.

Программно-аппаратный комплекс позволяет управлять прибором как вручную, так и в автоматическом режиме. Пример работы программы приведен на рис. 5. Предусматривается возможность снятия, просмотра, распечатки и сохранения на носителе спектров пропускания смесей. Далее планируется дальнейшая доработка программы в целях обеспечения автоматической обработки результатов измерения, автоматического определения концентрации компонентов газовых смесей.

МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЗАДАНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ СОСТАВОМ

Г.Г. Ишанин, О.В. Булатова

В статье рассмотрены методы создания источников излучения с заданным спектральным составом; а также методика расчета масок, имитирующих спектральное распределение излучения цели после прохождения через атмосферу на определенной высоте и дальности.

Для испытания головок самонаведения в заводских условиях необходимо имитировать излучение реальных объектов, прошедших атмосферу на определенной высоте и дальности, с учетом их спектрального поглощения атмосферой в зависимости от дистанции.

Основными селективными поглотителями оптического излучения при его прохождении через атмосферу являются: водяной пар и углекислый газ. Концентрация водяного пара (H_2O) колеблется от 0 до 4% и зависит от температуры и высоты. Углекислый газ (CO_2) распределяется равномерно по высоте, а его концентрация вне городов достигает 0,03–0,04%. Полосы поглощения водяного пара соответствуют длинам волн 0,94; 1,1; 1,38; 1,87; 2,7; 3,2 и 6,3 мкм, а углекислого газа – 1,4; 1,6; 2,0; 4,3; 4,8; 5,2; 9,4; 10,4 и 13,9 мкм.

Одной из основных трудностей при создании имитатора излучения заданного спектрального состава является получение на его выходе излучения, максимально приближенного по своему спектральному распределению к излучению имитируемого объекта, с учетом его поглощения атмосферой. Необходимость использования таких имитаторов обусловлена трудностью и дороговизной использования реальных объектов при паспортизации тепловизоров, тепlopеленгаторов и головок самонаведения. Существует несколько методов имитации излучения объектов, прошедших атмосферу.

Метод многолучевой кюветы

Метод основан на использовании кюветы (см. рис. 1), которая заполняется парами воды и углекислым газом. Оптический пучок, проходя через кювету, претерпевает многократное отражения от зеркал, помещенных внутри нее [2]. С помощью данного метода можно имитировать различные дистанции прохождения излучения через смесь H_2O и CO_2 .

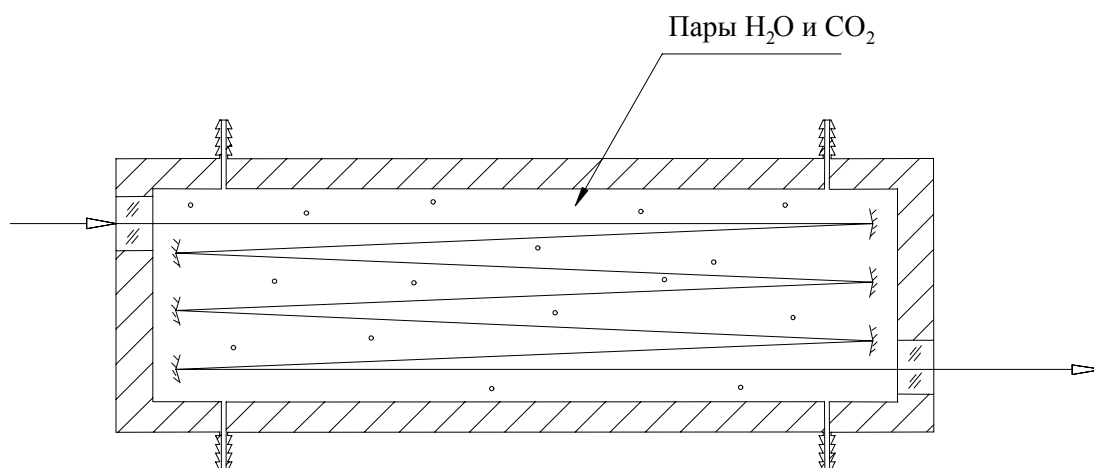


Рис. 1. Схема устройства, реализующего метод многолучевой кюветы

Метод узкополосной оптической спектральной фильтрации

Общий принцип узкополосной фильтрации, как известно, состоит в том, что заданный спектральный участок λ_1 – λ_2 разбивают на интервалы $\Delta\lambda$ с помощью

оптических фильтров. Используя несколько фильтров с определенным коэффициентом ослабления, можно получить нужное спектральное распределение потока излучения.

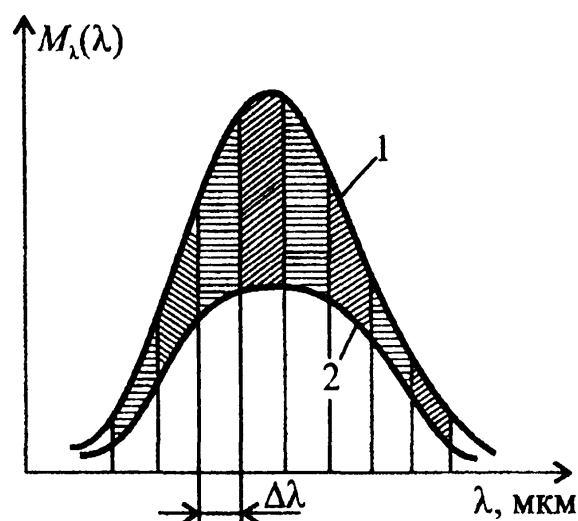


Рис. 2. Схема, поясняющая метод узкополосной оптической фильтрации

На рис. 2 схематически показан рассматриваемый метод. Предположим, что имеется источник (см. рис. 2), энергия излучения которого определяется кривой 1. Кривая 2 представляет собой спектральное распределение энергии излучения имитируемого источника. Для преобразования кривой 1 в кривую 2 можно применить узкополосные светофильтры, прозрачные в узком интервале длин волн $\Delta\lambda$, причем характеристики пропускания таких фильтров идеальные, т.е. в интервале длин волн $\Delta\lambda$ их коэффициент пропускания не меняется, а вне этого интервала падает до нуля. Если на пути излучения преобразуемого источника излучения по сечению пучка поставить достаточно число таких узкополосных светофильтров, чтобы пропускаемые ими интервалы длин волн $\Delta\lambda$ один за другим перекрывали весь требуемый для имитации спектральный диапазон, в котором необходимо имитировать кривую 2, после фильтров будут получены пучки излучения, разложенного в узких интервалах $\Delta\lambda$.

В каждом интервале $\Delta\lambda$ поглощение определяется коэффициентом поглощения каждого отдельного фильтра. Кроме того, в каждом спектральном интервале излучение может быть дополнительно ослаблено с помощью нейтральных ослабителей, например сеток или растров. Просуммировав ослабленные спектральные составляющие в общий пучок, получим имитируемое излучение. Степень приближения спектрального состава имитируемого излучения к требуемому зависит от величины спектрального интервала $\Delta\lambda$, так как чем меньше $\Delta\lambda$, тем выше степень приближения.[1]

Метод с использованием фотометрического шара

Шар с окнами внутри покрыт рассеивающим составом (BaO или MgO) (см. рис. 3). Для изменения распределения энергии излучения осветителей (формирования заданного спектрального состава) применяется стеклянные (цветные) светофильтры Ф1–Ф3. Интенсивность спектральных компонентов определяется регулируемыми диафрагмами. В качестве суммирующего устройства используется интегрирующий фотометрический шар, подсветка поверхности которого осуществляется с помощью конденсоров Л1–Л2. Излучение от источников фильтруется, смешивается внутри шара и поступает в виде смеси на четвертое окно, назначением которого и является выдача излучения заданного спектрального состава. Недостатком рассмотренного метода является сравнительно грубая имитация спектрального состава.

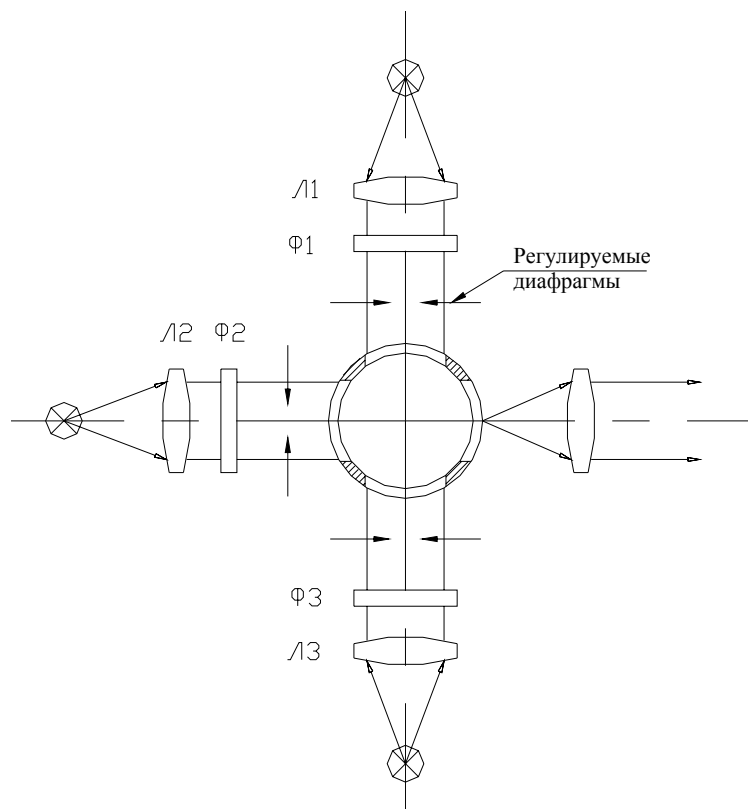


Рис. 3. Схема устройства с использованием фотометрического шара

Задача имитации заданного спектрального состава может быть эффективно решена с помощью спектральных масок, которые используются в методах, рассматриваемых в настоящей статье далее.

Метод двойного монохроматора

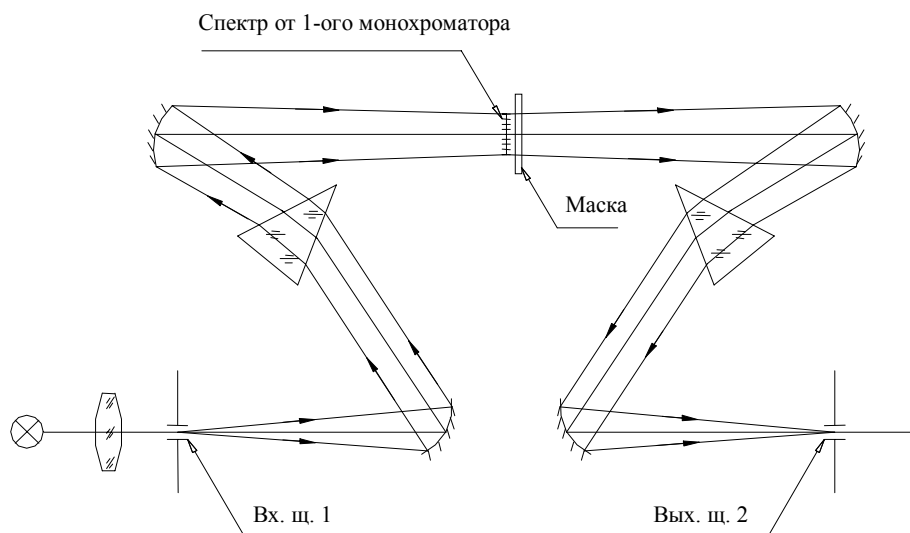


Рис. 4. Оптическая схема, реализующая метод двойного монохроматора

В методе используются два монохроматора, построенные по Z-образной схеме Вадсворта (см. рис. 4). Излучение источника света после первого монохроматора образует спектр в плоскости выходной щели, причем в той же плоскости

располагается и маска, задающая определенный спектральный состав. Излучение на выходе маски является источником для второго монохроматора, который формирует излучение заданного спектрального состава, имитирующее ту или иную цель в соответствии с профилем маски.

При использовании двойного монохроматора наблюдается виньетирование крайних участков спектра, поэтому метод не работоспособен в широком спектральном диапазоне. Большая громоздкость двойного монохроматора по сравнению с одинарным предъявляет более высокие требования к оптическим деталям и к механической конструкции [3].

Метод Брумберга

При испытаниях различного типа теплопеленгаторов, тепловизоров и головок самонаведения экономически и технически выгодно использовать лабораторные имитаторы излучения реальных объектов, построенные по методу Брумберга.

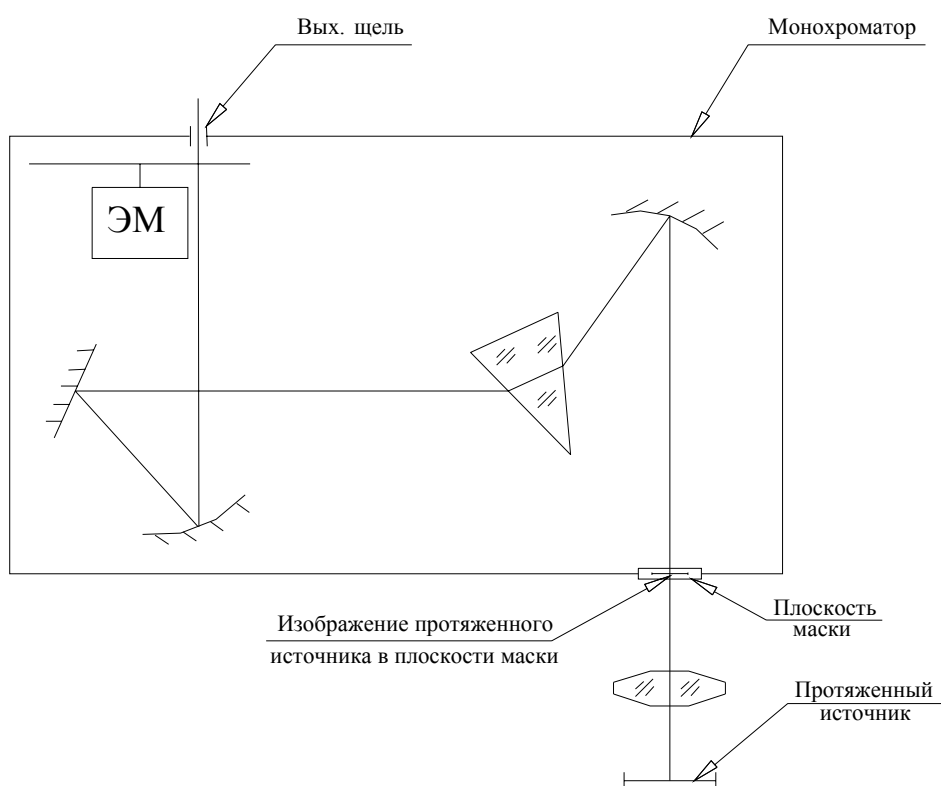


Рис. 5. Схема Брумберга

В устройстве по методу Брумберга на месте входной щели ставится маска, корректирующая спектральный состав излучения на определенных длинах волн (см. рис. 5). Перед маской ставится протяженный источник с равномерным излучением, при этом из выходной щели монохроматора будет выходить излучение нужного спектрального состава и мощности в зависимости от формы маски, ширины входной щели и температуры источника.

Недостатком рассмотренного метода является неэффективное использование в приборе излучения протяженного источника, проходящего через спектральную маску, и наличие потерь рассеяния света внутри прибора [1].

В наиболее совершенных методах со спектральной маской требуется точный расчет характеристик преобразования спектров. Методика расчета представлена ниже.

Методика расчета маски

Источник заданного спектрального состава имитирует спектральное распределение излучения цели, находящейся в атмосфере на определенной высоте и дальности. Поэтому для каждой комбинации типа цели, ее высоты и дальности должна быть своя маска. Рассмотрим построение масок, предназначенных для формирования излучения заданного спектрального состава.

Пусть распределение спектральной плотности энергетической светимости источника излучения имеет вид, показанный кривой 1 на рис. 6.

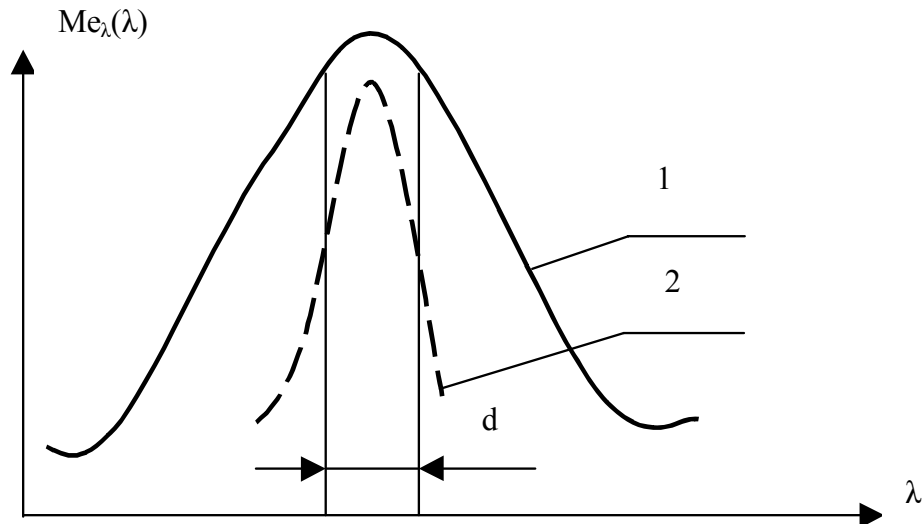


Рис. 6. Спектральное распределение излучения имитатора

Если перед протяженным источником установить непрозрачный экран, в котором вырезана щель, ширина которой равна d , распределение спектральной плотности энергетической светимости источника будет иметь вид, показанный кривой 2 на рис. 6. Подбирая высоту и ширину нескольких щелей, прорезанных в экране, можно добиться распределения спектральной плотности энергетической светимости, близкого к требуемому. Такая маска называется щелевой и может быть осуществлена в виде набора прозрачных и непрозрачных полосок (рис. 7, а). Зная интервал длин волн, который должен быть пропущен маской, дисперсию призмы и фокусное расстояние объектива монохроматора, находящегося перед протяженным источником, можно рассчитать ширину полоски. Второй вариант маски представляет собой фигурную маску, срезающую излучение различных длин волн (рис. 7, б).

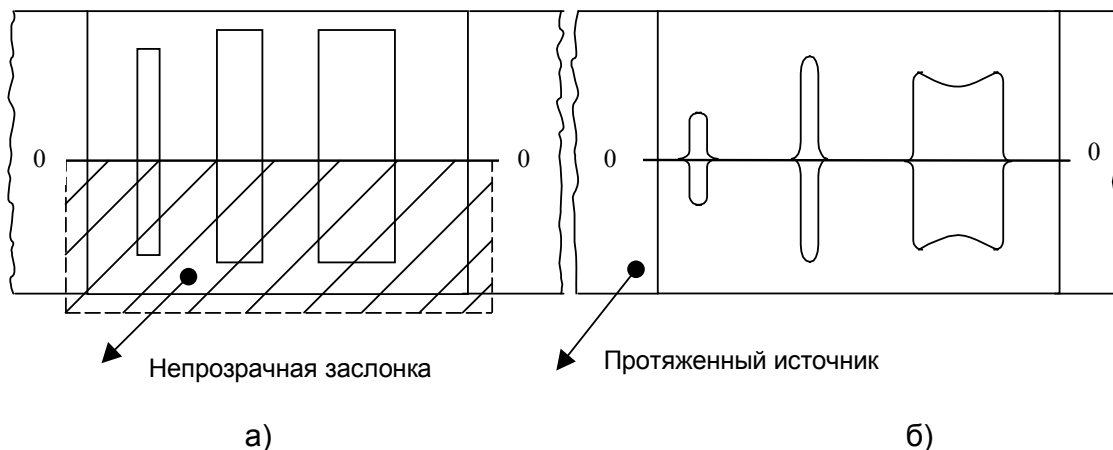


Рис. 7. Примеры построения масок в щелевом (а) и фигурном (б) вариантах

Эти два типа масок исключают плавную регулировку потока излучения от источника заданного спектрального состава изменением высоты выходной щели, так как при этом будет изменяться спектральный состав излучения. Однако при симметричном построении щелевой или фигурной маски относительно средней линии 0-0 (рис. 7) допускается дискретное ослабление потока в два раза без изменения спектрального состава излучения.

Для уменьшения неравномерности спектрального состава по высоте выходную щель следует перепроецировать с уменьшением на фоточувствительную площадку испытуемого приемника излучения головки самонаведения. В другом варианте на выходную щель можно надеть фотометрический шар-смеситель с отверстиями для входа излучения щели и выхода излучения заданного спектрального состава через второе отверстие.

Для плавной регулировки излучения имитатора без изменения спектрального состава следует выполнить маску переменной плотности по спектру. В этом случае не будет неравномерности спектрального состава выходной щели по высоте, ослабление может осуществляться плавно, например, при помощи клиновидной заслонки, изменяющей высоту выходной щели.

На рис. 8 приводится распределение спектральной плотности энергетической светимости выходной щели источника $Me_{\lambda,и}(\lambda)$ заданного спектрального состава и щели $Me_{\lambda,ц}(\lambda)$ в зависимости от длины волны λ и длины протяженного источника l . Распределение спектральной плотности энергетической светимости источника заданного спектрального состава (рис. 8) соответствует максимальной высоте ленточного источника h_0 , длина которого l .

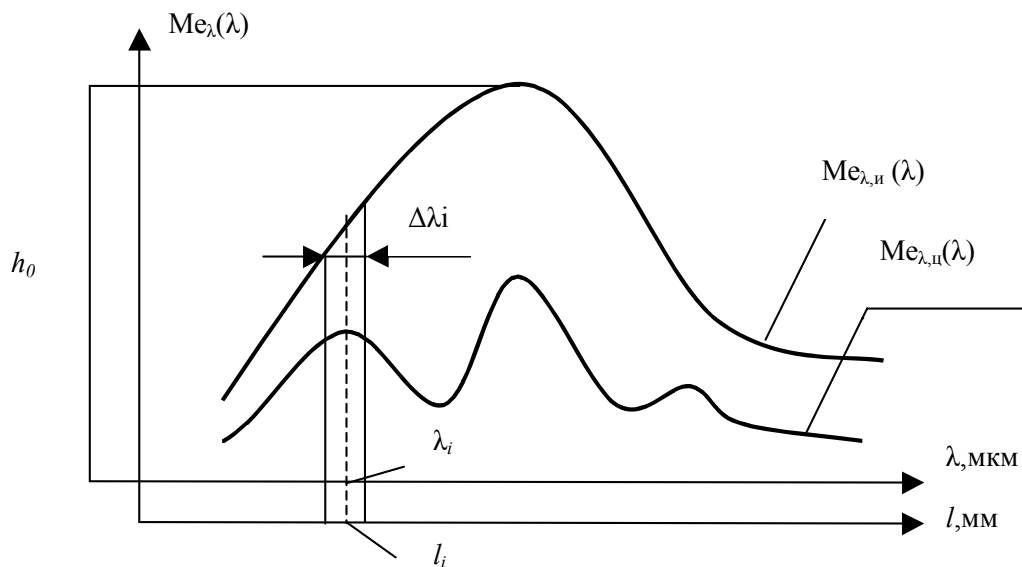


Рис. 8. Спектральная плотность энергетической светимости выходной щели ИЗСС и щели, где l – длина протяженного источника на маске, h_0 – высота маски

Высота прорези h_i маски при ее ширине Δl_i , соответствующей спектральному интервалу $\Delta \lambda_i$, равна

$$\frac{Me_{\lambda,и}(\lambda)}{Me_{\lambda,ц}(\lambda)} = \frac{h_0}{h_i},$$

откуда

$$h_i = h_0 \gamma(l_i) = h_0 \frac{Me_{\lambda,и}(\lambda)}{Me_{\lambda,ц}(\lambda)},$$

где $\gamma(l_i)$ – коэффициент уменьшения высоты щелевой прорези для $\Delta\lambda_i(\Delta l_i)$. Для маски переменной плотности ее коэффициент пропускания $\tau_{\Delta\lambda_i}$ (при неизменной высоте h_0), будет зависеть от соотношения

$$\tau_{\Delta\lambda_i}(l) = \frac{Me_{\lambda_{iу}}(\lambda)}{Me_{\lambda_{iu}}(\lambda)}.$$

В заключение следует отметить, что изготовление масок переменной плотности по спектру значительно улучшает параметры сформированного излучения заданного спектрального состава. Однако эти маски можно изготавливать для видимого и ближнего ИК диапазонов спектра. Для средней и дальней областей ИК спектра их использование ограничивается спектральными коэффициентами пропускания материала подложки и формирующей переменное пропускание напыленной пленки [1].

Литература

1. Джабиев А.Н., Ишанин Г.Г., Панков Э.Д. Оптическое излучение естественных объектов и фонов и его имитация. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001.
2. Ишанин Г.Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение, 1986.
3. Топорец А.С. Монохроматоры. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1955.

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИДАРОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ

О.П. Тимофеев

Проводится анализ энергетических и точностных характеристик лидаров для контроля чистоты и лидаров для исследования состава атмосферы по методике, основанной на энергетических уравнениях и статических характеристиках этих оптико-электронных систем.

Действие лидаров для моноспектрального контроля чистоты атмосферы основано на упругом рассеянии лазерного излучения в аэрозольных атмосферных образованиях в виде облаков, туманов, дыма или пыли [1]. При этом измеряется объемный коэффициент рассеяния K_{al} зондирующего лазерного излучения в аэрозольных образованиях, что иллюстрируется зависимостями аэрозольного объемного коэффициента обратного рассеяния (рис. 1, а) и аэрозольного коэффициента ослабления (рис. 1, б) от длины волны зондирующего лазерного излучения.

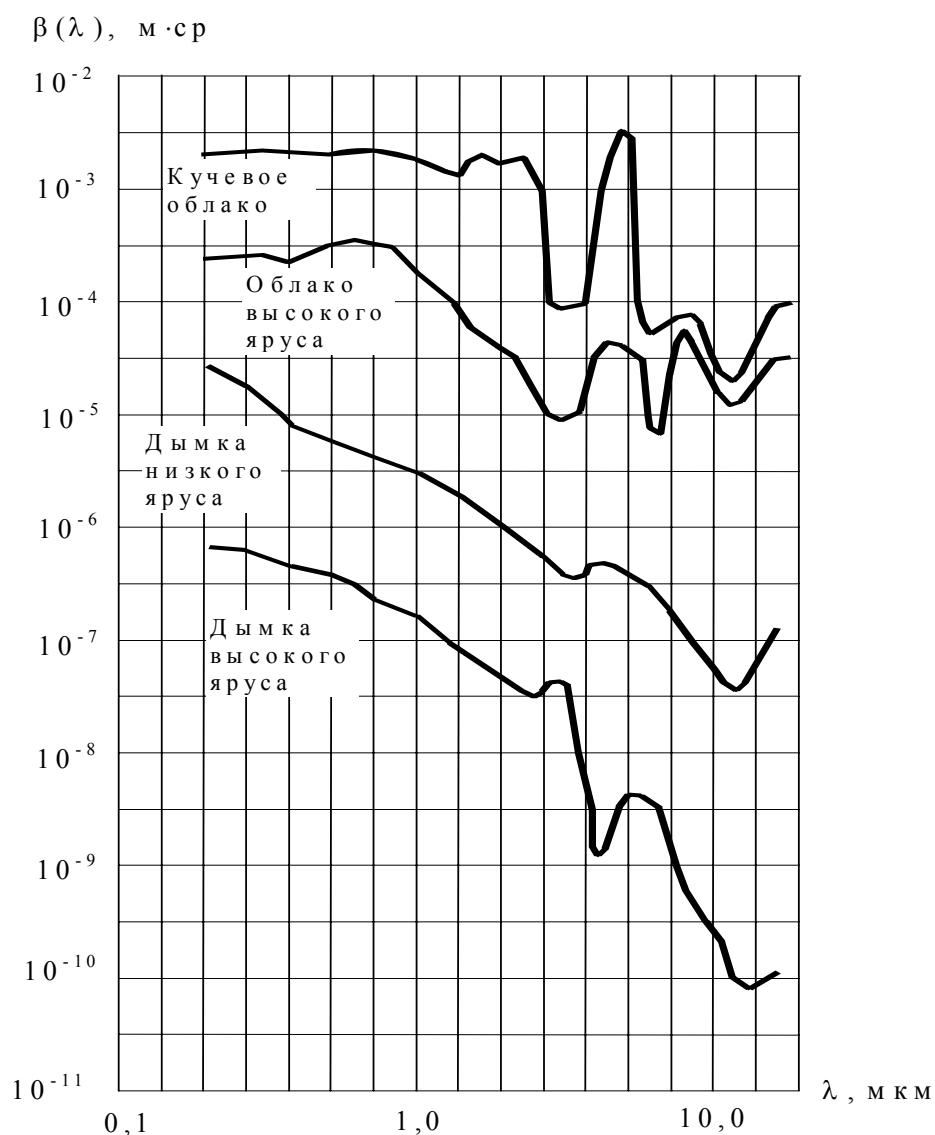


Рис. 1, а. Зависимости аэрозольного объемного коэффициента обратного рассеяния от длины волны зондирующего лазерного излучения

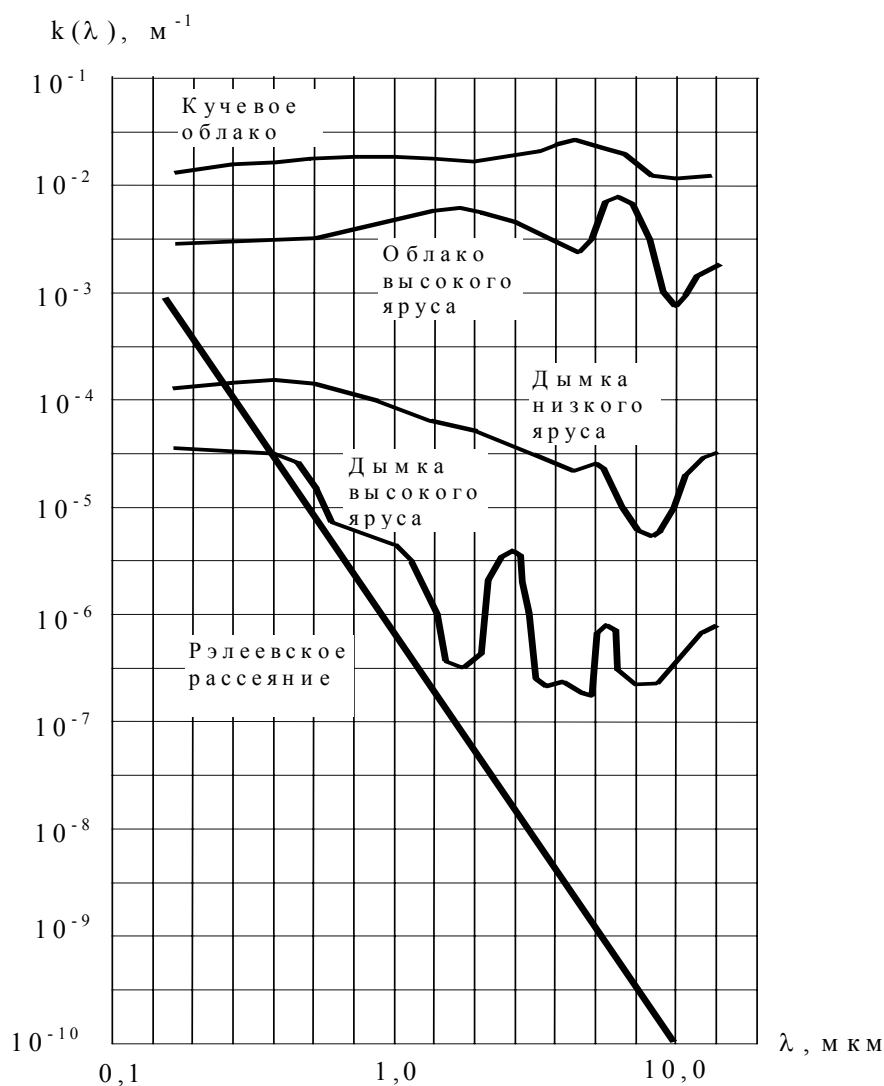


Рис. 1, б. Зависимости аэрозольного коэффициента ослабления от длины волны зондирующего лазерного излучения

Энергетический и точностной расчеты таких лидеров базируются на их энергетических уравнениях и статических характеристиках. Энергетическое уравнение лидара для контроля чистоты атмосферы записывается в следующем виде:

$$P_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{и}} \tau_{1\lambda} \tau_{2\lambda} \tau_{3\lambda} \tau_{A\lambda} \Delta R D_{\text{вх}}^2}{16R^2} K_{a\lambda}, \quad (1)$$

где $\tau_{1\lambda}$, $\tau_{2\lambda}$, $\tau_{3\lambda}$, $\tau_{A\lambda}$ – коэффициенты пропускания лазерного излучения передающей оптикой, приемным объективом, светофильтром и атмосферой на удвоенной дистанции R от лидара до исследуемого участка атмосферы толщиной ΔR соответственно; $K_{a\lambda}$ – измеряемый коэффициент объемного аэрозольного рассеяния лазерного излучения в исследуемом участке атмосферы; $D_{\text{вх}}$ – диаметр входного зрачка приемного объектива; $P_{\text{и}}$ – мощность зондирующего лазерного излучения; $P_{\text{пр}}$ – мощность принимаемого лазерного излучения.

Статическая характеристика рассматриваемого лидара имеет вид

$$U_{\text{с}} = \frac{P_{\text{и}} \cdot \tau_{1\lambda} \cdot \tau_{2\lambda} \cdot \tau_{3\lambda} \cdot \tau_{A\lambda} \cdot \Delta R \cdot D_{\text{вх}}^2 \cdot \mu \cdot K_{\text{у}} \cdot R_{\text{н}} \cdot S_{\text{Пл}}}{16 \cdot R^2} K_{a\lambda}, \quad (2)$$

где $U_{\text{с}}$ – амплитуда электрического сигнала на входе регистрирующего устройства; $S_{\text{Пл}}$ – спектральная токовая чувствительность приемника оптического излучения (ПОИ); $R_{\text{н}}$

– сопротивление нагрузки ПОИ; K_y – коэффициент усиления предварительного усилителя; μ – коэффициент влияния предварительного усилителя на сигнал. Амплитуда U_c фиксируется регистрирующим устройством, которое обнаруживает сигнал и измеряет коэффициент $K_{a\lambda}$ на основании статической характеристики по формуле

$$K_{a\lambda} = \frac{16 \cdot R^2}{P_{\text{и}} \cdot \tau_{1\lambda} \cdot \tau_{2\lambda} \cdot \tau_{3\lambda} \cdot \tau_{A\lambda} \cdot \Delta R \cdot D_{\text{вх}}^2 \cdot S_{\text{Пл}} \cdot R_{\text{н}} \cdot \mu \cdot K_y} \cdot U_c \quad (3)$$

Ошибка $\delta_{\text{и}}$ фиксации U_c приводит к ошибке δ_k измерения коэффициента $K_{a\lambda}$. Средние квадратические значения (СКЗ) погрешностей $\delta_{\text{и}}$ и δ_k связаны между собой соотношением

$$\sigma_k = \frac{16 \cdot R^2}{P_{\text{и}} \cdot \tau_{1\lambda} \cdot \tau_{2\lambda} \cdot \tau_{3\lambda} \cdot \tau_{A\lambda} \cdot \Delta R \cdot D_{\text{вх}}^2 \cdot S_{\text{Пл}} \cdot R_{\text{н}} \cdot \mu \cdot K_y} \cdot \sigma_{\text{и}} \quad (4)$$

Физически ошибки $\delta_{\text{и}}$ и δ_k обусловлены шумовой погрешностью, связанной с шумами на входе регистрирующего устройства, погрешностью этого устройства и погрешностью оценки крутизны статической характеристики лидара. В связи с этим относительное СКЗ σ_k^* погрешности δ_k измерения $K_{a\lambda}$ будет вычисляться в форме

$$\sigma_k^* = \sqrt{\left(\sigma_{\text{ш}}^*\right)^2 + \left(\sigma_{\text{р}}^*\right)^2 + \left(\sigma_{\alpha}^*\right)^2}, \quad (5)$$

в которой $\sigma_{\text{ш}}^*$ – относительное СКЗ шумовой погрешности измерений; $\sigma_{\text{ш}}^* = 1/\rho$; ρ – отношение сигнал/шум на выходе предварительного усилителя;

$$\rho = \frac{\mu \cdot S_{\text{Пл}} \cdot P_{\text{пр}}}{i_{\text{ш}}}; \quad (6)$$

$i_{\text{ш}}$ – СКЗ шумового тока приемного тракта лидара; $\sigma_{\text{р}}^*$ – относительное СКЗ погрешности регистратора; σ_{α}^* – относительное СКЗ погрешности оценки крутизны статической характеристики.

При проектировании лидара первоначально следует определять допустимое СКЗ шумовой погрешности измерений по формуле

$$\sigma_{\text{ш, доп}}^* \leq \sqrt{\left(\sigma_{\text{доп}}^*\right)^2 - \left(\sigma_{\text{р}}^*\right)^2 - \left(\sigma_{\alpha}^*\right)^2}, \quad (7)$$

где $\sigma_{\text{доп}}^*$ – заданное допустимое СКЗ погрешности измерений коэффициента $K_{a\lambda}$. Для обеспечения $\sigma_{\text{ш, доп}}^*$ требуется обеспечить отношение сигнал/шум на выходе предварительного усилителя (ПрУ)

$$\rho_{\text{тр, точн.}} \geq \sigma_{\text{ш, доп}}^* \quad (8)$$

Из сравнения $\rho_{\text{тр, точн.}}$ и $\rho_{\text{тр, обн.}}$ выбирается большее значение $\rho_{\text{тр}}$, при этом требуемая мощность принимаемого лазерного излучения оценивается как

$$P_{\text{пр, тр}} \geq \frac{\rho_{\text{тр}} \cdot i_{\text{ш}}}{\mu \cdot S_{\text{Пл}}}. \quad (9)$$

На основании энергетического уравнения лидара можно определить требуемую мощность зондирующего лазерного излучения по формуле

$$P_{\text{и, тр}} = \frac{16 \cdot R_{\text{д}}^2 \cdot P_{\text{пр}}}{\tau_{1\lambda} \cdot \tau_{2\lambda} \cdot \tau_{3\lambda} \cdot \Delta R \cdot D_{\text{вх}}^2 \cdot \tau_{A\lambda} \cdot K_{a\lambda}}, \quad (10)$$

а также вычислить необходимый диаметр входного зрачка приемного объектива $D_{\text{вх}}$, возможную дальность действия лидара $R_{\text{д}}$ или минимальное измеряемое значения $K_{a\lambda}$.

В качестве примера рассмотрим энергетический расчет лидара для контроля чистоты атмосферы при следующих условиях:

1. минимальное значение $K_{a\lambda} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ 1/м}$;
2. СКЗ погрешности измерений $\sigma_k^* \approx \sigma_{ш}^* \leq 2,5\%$;
3. интервал съема информации $\tau_c = 1 \text{ сек}$;
4. диаметр входного зрачка приемного объектива $D_{вх} = 275 \text{ мм}$;
5. протяженность исследуемого участка атмосферы $\Delta R = 20 \text{ м}$;
6. длительность зондирующих импульсов лазерного излучения $\tau_{и} = 10 \text{ нс}$; частота следования $f_{и} = 20 \text{ Гц}$;
7. дальность действия лидара $R_d = 1,5 \text{ км}$;
8. требуемое отношение сигнал/шум для обнаружения сигнала $\rho_{тр.обн.} \geq 3$.
9. используется приемник оптического излучения типа ФЭУ с параметрами: средний ток фотокатода $I_k = 4 \cdot 10^{-11} \text{ А}$; фактор шума $F_{ФЭУ} = 3$; спектральная токовая чувствительность фотокатода $S_{кл} = 5 \cdot 10^4 \text{ А/Вт}$ на длине волны лазерного излучения $\lambda_{и} = 1,06 \text{ мкм}$.
10. коэффициенты $\tau_{1\lambda} = 0,5$; $\tau_{2\lambda} = 0,7$; $\tau_{3\lambda} = 0,4$; $\tau_{4\lambda} = 0,9$.

При таких данных кратность измерений $N = T_c f_{и} = 20$, и требуемое отношение сигнал/шум составляет

$$\rho_{тр.точн.} \geq \frac{1}{\sqrt{N} \cdot \sigma_{ш}^*} \approx 10.$$

Из сравнения $\rho_{тр.точн.} \geq 10$ и $\rho_{тр.обн.} \geq 3$ выбираем $\rho_{тр.} \geq 10$. Тогда требуемая мощность принимаемого лазерного излучения для ФЭУ равна

$$P_{пр.тр.} \geq \frac{q \cdot \Delta f_3 \cdot F_{ФЭУ} \cdot \rho_{тр.}^2}{\mu^2 \cdot S_{кл}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2 \cdot I_k \cdot \mu^2}{q \cdot \Delta f_3 \cdot F_{ФЭУ} \cdot \rho_{тр.}^2}} \right]. \quad (11)$$

При $\rho_{тр.} = 10$; $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$; $\mu \approx 1$, $S_{кл} = 5 \cdot 10^4 \text{ А/Вт}$; $F_{ФЭУ} = 3$; $I_k = 4 \cdot 10^{-11} \text{ А}$; $\Delta f_3 = 5 \cdot 10^7 \text{ Гц}$ мощность $P_{пр.тр.} \approx 10^{-5} \text{ Вт}$, а требуемая мощность зондирующего лазерного излучения составляет $P_{и.тр.} \geq 10 \text{ МВт}$.

Указанным требованиям соответствует передвижной лидар, разработанный в Японском Национальном институте исследований окружающей среды [2]. В этом лидаре излучателем является твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате с длиной волны излучения $\lambda_{и} = 1,06 \text{ мкм}$, мощностью импульсов излучения $P_{и} = 10 \text{ МВт}$ при длительности $\tau_{и} = 10 \text{ нс}$ и частоте следования $f_{и} \leq 40 \text{ Гц}$.

Приемный телескоп имеет диаметр главного зеркала $D = 0,3 \text{ м}$, фокусное расстояние $f = 1,79 \text{ м}$, ширина полосы пропускания светофильтра $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$, усилитель с полосой пропускания $\Delta f = 50 \text{ МГц}$ и коэффициентом усиления $K_y = 10\text{--}100$.

Действие лидаров для спектроскопического исследования состава атмосферы обычно основано на неупругом комбинационном рассеянии зондирующего лазерного излучения молекулами газовых компонент атмосферы, в том числе и загрязняющих [3]. Неупругое комбинационное рассеяние лазерного излучения можно рассматривать как взаимодействие фотонов зондирующего лазерного излучения с энергией $h\nu_{и}$ и молекул газовых компонент, имеющих собственные частоты ν_i колебательно-вращательных вынужденных переходов, т.е. способных принимать или отдавать энергию в количестве $h\nu_i$. Если зондирующее лазерное излучение вступает во взаимодействие с молекулой, находящейся в невозбужденном энергетическом состоянии, то оно отдает такой молекуле часть своей энергии и превращается в излучение с меньшей энергией фотонов

$$h\nu_i' = h\nu_{и} - h\nu_i$$

и, соответственно, с меньшей частотой

$$\nu_i' = \nu_{и} - \nu_i.$$

Если зондирующее лазерное излучение взаимодействует с молекулой, находящейся в возбужденном колебательно-вращательном энергетическом состоянии, т.е. обладающей энергией $h\nu_i$, то оно отбирает у молекулы эту энергию и превращается в излучение с большей энергией фотонов

$$h\nu_i'' = h\nu_{\text{и}} + h\nu_i$$

и, соответственно, с большей частотой

$$\nu_i'' = \nu_{\text{и}} + \nu_i''.$$

В результате комбинационного рассеяния в частотном спектре обратно рассеянного принимаемого лидаром лазерного излучения, кроме частоты зондирующего лазерного излучения $\nu_{\text{и}}$, содержится целый ряд линий комбинационного рассеяния – ν_i' , ν_i'' и т.д. Эти линии смещены относительно частоты $\nu_{\text{и}}$ зондирующего лазерного излучения по шкале частот на известные величины, обусловленные вынужденными переходами молекул газовых компонент атмосферы. Поскольку собственные частоты ν_i вынужденных переходов молекул однозначно определяются их свойствами, то в лидаре по смещению спектральных линий принимаемого лазерного излучения можно судить о наличии в атмосфере различных газовых компонент, а по интенсивности линий можно оценить концентрацию обнаруженных газовых компонент в атмосфере. В лидарах для исследования состава атмосферы в основном используются импульсные лазеры с длинами волн излучения от 0,3 до 16 мкм, так как молекулы практически всех загрязняющих атмосферу веществ имеют в указанном диапазоне колебательно-вращательные энергетические переходы. Не используются участки спектра оптического излучения 2,5–2,9 мкм; 4,2–4,4 мкм; 5,5–5,7 мкм и 14–16 мкм в связи с сильным поглощением на этих длинах волн углекислым газом и парами воды в атмосфере. В состав лидаров входит ЭВМ, которая осуществляет обработку принятых сигналов с учетом изменяющейся длины волны приемного канала лидара и априорной информации о возможных длинах волн комбинационного рассеяния газовых компонент в атмосфере. С помощью лидаров можно определить концентрации различных газов в атмосфере в диапазоне 10^{-6} – 10^{-3} относительных единиц. Спектры комбинационного рассеяния лазерного излучения в обратном направлении в обычной атмосфере (рис. 2, а), в дымовом шлейфе горящей нефти (рис. 2, б) и в выхлопных газах автомобиля (рис. 2, в), получены с помощью лидара для спектральнозонального исследования состава атмосферы [1].

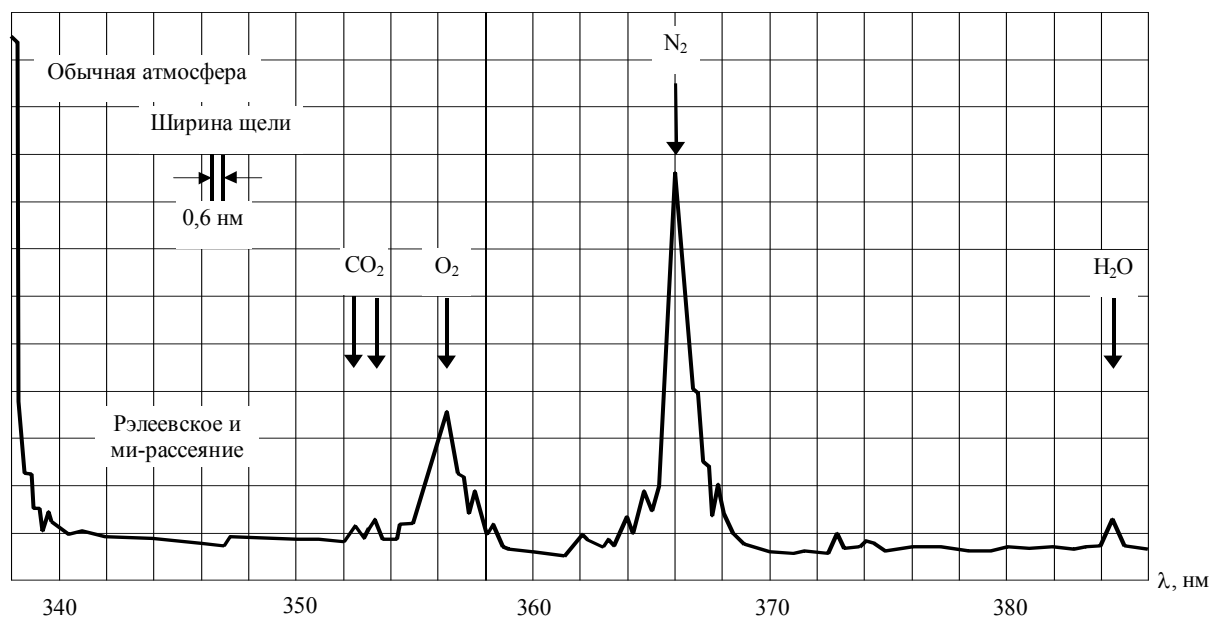


Рис. 2, а. Спектры комбинационного рассеяния лазерного излучения в обратном направлении в обычной атмосфере

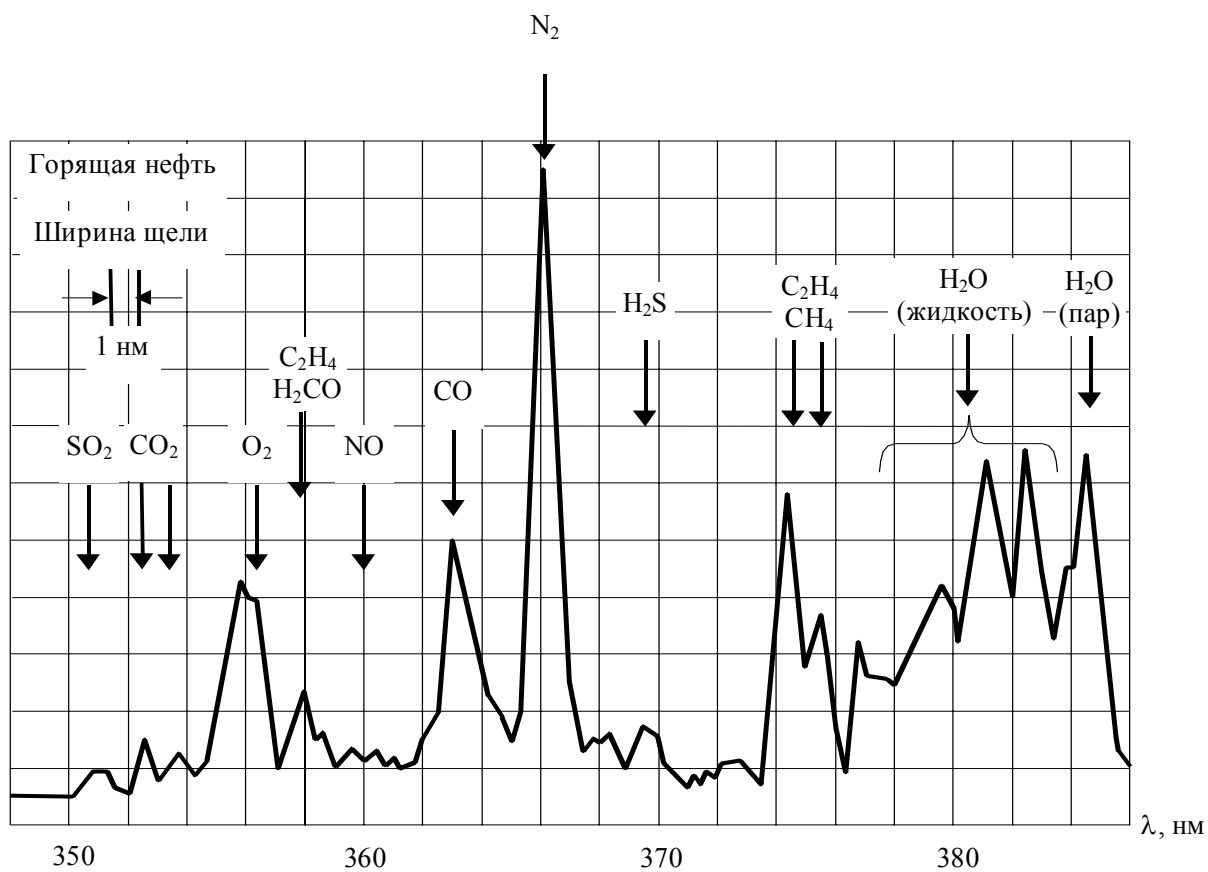


Рис. 2, б. Спектры комбинационного рассеяния лазерного излучения в обратном направлении в дымовом шлейфе горячей нефти

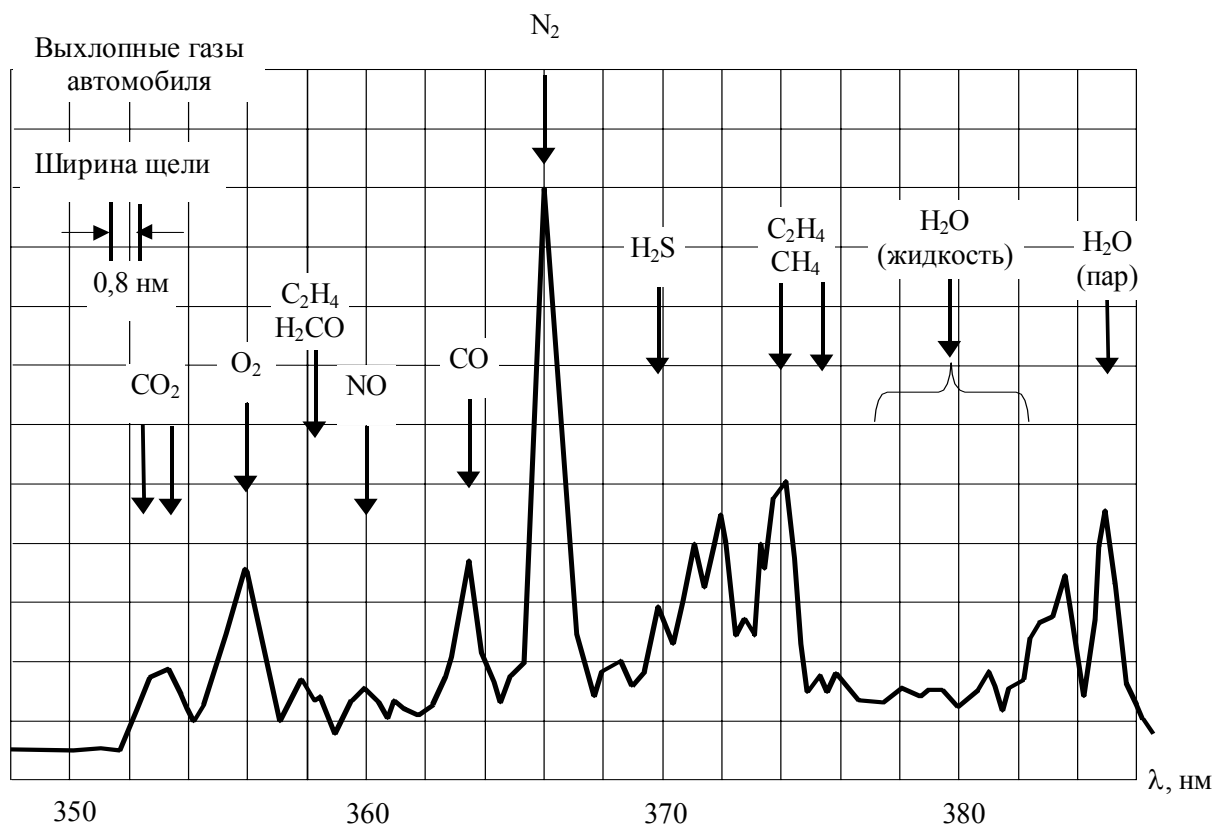


Рис. 2, в. Спектры комбинационного рассеяния лазерного излучения в обратном направлении в выхлопных газах автомобиля

Анализ энергетических и точностных характеристик лидаров для исследования состава атмосферы базируется на энергетических уравнениях и статических характеристиках лидаров.

Энергетическое уравнение лидара для исследования состава атмосферы на основе комбинационного рассеяния зондирующего лазерного излучения на молекулах газовых компонент имеют следующий вид:

$$P_{\text{при}} = (\pi P_{\text{и}} \tau_{1\text{и}} \tau_{2\text{i}} \tau_{3\text{i}} \tau_{\text{аи}} \tau_{\text{аи}} \Delta R D_{\text{вх}}^2) / (4R^2) \cdot N_i \cdot (d\sigma / d\Omega)_i, \quad (12)$$

где $\tau_{1\text{и}}$ и $\tau_{\text{аи}}$ – коэффициенты пропускания зондирующего лазерного излучения передающей оптикой и атмосферой на дистанции R от лидара до исследуемого участка атмосферы толщиной ΔR ; $\tau_{2\text{i}}, \tau_{3\text{i}}$ и $\tau_{\text{аи}}$ – коэффициенты пропускания принимаемого обратно рассеянного лазерного излучения с длиной волны λ_i приемным объективом, оптическим фильтром и атмосферой на дистанции R от исследуемого участка атмосферы до лидара; $D_{\text{вх}}$ – диаметр входного зрачка приемного объектива; $P_{\text{и}}$ – мощность зондирующего лазерного излучения; N_i – концентрация молекул некоторой газовой компоненты в исследуемом участке атмосферы; $(d\sigma / d\Omega)_i$ – эффективное дифференциальное поперечное сечение обратного комбинационного рассеяния молекул некоторой газовой компоненты атмосферы; $P_{\text{при}}$ – пиковая мощность принимаемого обратно рассеянного лазерного излучения с данной волны λ_i .

Статическая характеристика рассматриваемого лидара записывается в следующем виде

$$U_c = N_i (\pi P_{\text{и}} \tau_{1\text{и}} \tau_{2\text{i}} \tau_{3\text{i}} \tau_{\text{аи}} \tau_{\text{аи}} \Delta R D_{\text{вх}}^2 \mu K_y R_{\text{н}} S_{\text{пл}}) (d\sigma / d\Omega)_i / (4R^2). \quad (13)$$

Здесь амплитуда электрического сигнала U_c фиксируется устройством, которое обнаруживает сигнал, соответствующий комбинационному рассеянию лазерного излучения определенной газовой компонентой атмосферы, и измеряет концентрацию молекул компоненты на основании статической характеристики по формуле

$$N_i = U_c (4R^2) / [(\pi P_{\text{и}} \tau_{1\text{и}} \tau_{2\text{i}} \tau_{3\text{i}} \tau_{\text{аи}} \tau_{\text{аи}} \Delta R D_{\text{вх}}^2 \mu K_y R_{\text{н}} S_{\text{пл}}) (d\sigma / d\Omega)_i]. \quad (14)$$

Ошибка $\delta_{\text{и}}$ фиксации U_c приводит к ошибке δ_N измерения концентрации N_i . СКЗ этих ошибок σ_U и σ_N связаны между собой соотношением

$$\sigma_N = \sigma_U (4R^2) / [(\pi P_{\text{и}} \tau_{1\text{и}} \tau_{2\text{i}} \tau_{3\text{i}} \tau_{\text{аи}} \tau_{\text{аи}} \Delta R D_{\text{вх}}^2 \mu K_y R_{\text{н}} S_{\text{пл}}) (d\sigma / d\Omega)_i]. \quad (15)$$

Физически ошибки σ_U и σ_N обусловлены шумовой погрешностью, связанной с шумами на входе регистрирующего устройства, погрешностью этого регистратора и погрешностью оценки крутизны статической характеристики лидара. В связи с этим относительное СКЗ σ_N^* погрешности σ_N измерения N_i будет иметь значение σ_N^* , определяемое по формуле (5).

Реальным примером лидара для исследования состава атмосферы может служить лидар, который имеет следующие параметры:

- лазер - газовый на молекулярном азоте;
- пиковая мощность зондирующего лазерного излучения $P_{\text{и}} = 100$ кВт;
- длительность импульсов зондируемого лазерного излучения $\tau_{\text{и}} = 10$ нс;
- длина волны зондируемого лазерного излучения $\lambda_{\text{и}} = 0,3371$ мкм;
- частота повторения импульсов зондируемого лазерного излучения $f_{\text{и}} = 100$ Гц;
- диаметр главного зеркала приемного объектива $D_{\text{вх}} = 25$ см;
- ширина спектрального интервала $\Delta\lambda = 10$ Å;
- максимальная дальность действия на горизонтальной трассе вдоль поверхности Земли $R_{\text{г}} = 5$ км;
- максимальная дальность действия на вертикальной трассе $R_{\text{в}} \approx 40$ км.

Этот лидар может быть использован для определения концентрации в атмосфере молекул азота N_2 с длиной волны комбинационного рассеяния $\lambda_{\text{кр}} = 0,3658$ мкм и дифференциальным сечением обратного комбинационного рассеяния $(d\sigma / d\Omega)_{\text{окр}} = 1,82 \cdot 10^{-29}$ м²/ср; молекул углекислого газа CO_2 с $\lambda_{\text{кр}} = 0,3537$ мкм и $(d\sigma / d\Omega)_{\text{окр}} =$

$5,47 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2/\text{ср}$; молекул кислорода O_2 с $\lambda_{\text{кр}} = 0,3558 \text{ мкм}$ и $(d\sigma / d\Omega)_{\text{окр}} = 2,36 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2/\text{ср}$; молекул диоксида азота NO_2 с $\lambda_{\text{кр}} = 0,3644 \text{ мкм}$ и $(d\sigma / d\Omega)_{\text{окр}} = 1,86 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2/\text{ср}$; молекул оксида азота NO с $\lambda_{\text{кр}} = 0,3528 \text{ мкм}$ и $(d\sigma / d\Omega)_{\text{окр}} = 5,47 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2/\text{ср}$.

Оценим точностные характеристики лидара при следующих условиях.

Приемным блоком лидара в спектре принимаемого излучения обратного комбинационного рассеяния обнаружено излучение с $\lambda_i = 0,3528 \text{ мкм}$; мощность этого излучения $P_{\text{при}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}$; толщина исследуемого участка атмосферы $\Delta R = 20 \text{ м}$; дальность от лидара до исследуемого участка $R = 500 \text{ м}$; коэффициенты $\tau_{1i} = 0,9$; $\tau_{2i} = 0,9$; $\tau_{3i} = 0,8$; $\tau_{ai} = 0,7$; $\tau_{ai} = 0,7$. Приемник типа ФЭУ с $S_{\text{к}\lambda} = 0,02 \text{ А / Вт}$, $I_{\text{к}} = 6 \cdot 10^{-11} \text{ А}$.

Обнаруженное излучение с $\lambda_i = 0,3528 \text{ мкм}$ является длиной волны $\lambda_{\text{кр}}$ излучения обратного комбинационного рассеяния молекул окиси азота NO с $(d\sigma / d\Omega)_i = 5,47 \cdot 10^{-29} \text{ м}^2/\text{ср}$. Концентрация молекул NO в исследуемом участке атмосферы, которую должен зафиксировать лидар при заданных условиях, на основании формулы (12) будет иметь значение $N_i = 4,4 \cdot 10^{21} \text{ л/м}^3$. Относительное СКЗ погрешности измерений концентрации, определяемое по формуле (5), при однократном измерении составит величину $\sigma_N^* \approx 15 \%$. При многократных измерениях в течение 1 с, когда число измерений $n = f_n = 100$, СКЗ $\sigma_N^* \approx 1,5 \%$.

На основании результатов анализа энергетических и точностных характеристик лидаров для контроля параметров атмосферы по методике, основанной на энергетических уравнениях и статических характеристиках этих ОЭС, можно сделать вывод о возможности использования этой методики для оценки требуемых энергетических и точностных характеристик при синтезе лидаров в процессе их проектирования.

Литература

1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 550 с.
2. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Инфракрасные лазерные локационные системы. М.: Воениздат, 1987. 50 с.
3. Захаров В.М. Применение лазеров для определения состава атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 300 с.

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ АВТОКОЛЛИМАЦИОННОЙ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБОАГРЕГАТОВ

Э.Д. Панков, А. В. Прокофьев, А. Н. Тимофеев

В работе рассматриваются особенности построения автоколлимационных оптико-электронных систем с оптической равносигнальной зоной с учетом aberrаций, вносимых объективами передающей и приемной части. Предложена методика энергетического расчета оптической системы. Приводятся графики зависимости габаритов указанных объективов от их aberrаций.

Обеспечение высокой точности пространственного расположения составляющих элементов технологического и научного оборудования относительно систем прямолинейных осей [1] необходимо для надежного функционирования оборудования. Для решения этой задачи требуется оперативный пространственный контроль, который обеспечивается с помощью оптико-электронных измерительных систем (ОЭИС), в том числе и с оптической равносигнальной зоной (ОРСЗ) [2]. Коллимационные ОЭИС с ОРСЗ в силу таких преимуществ, как большой диапазон измеряемых смещений на различных дистанциях до объекта контроля и малое энергопотребление, хорошо изучены [3]. Автоколлимационные оптико-электронные измерительные системы (АОЭИС) с ОРСЗ к тому же не требуют электрической энергии в точке контроля, и потому изучение особенностей их построения актуально.

К наиболее перспективным относятся системы на основе АОЭИС с ОРСЗ для контроля соосности элементов турбоагрегатов, устанавливаемых на атомных электростанциях. Подобного рода АОЭИС должны обладать следующими параметрами:

- диапазон контроля ± 10 мм;
- СКО измерений не более 0,05 мм;
- диапазон изменения дистанций от 0,5 до 40 м;
- условия эксплуатации – цеховые.

Оптическую схему автоколлиматора (см. рис. 1) предложено реализовывать в виде прожектора, в котором с помощью излучателей 1, конденсоров 2, отражательных призм 3 за разделительной призмой 4 формируется ОРСЗ при помощи светоделительной призмы 5, отражательных призм 6 и 7 и объектива 8. Далее созданная ОРСЗ проецируется через плоскопараллельную пластину 9 во входной зрачок контрольного элемента (КЭ) – зеркально-линзового отражателя (ЗЛО), состоящего из объектива 10 и отражательного зеркала 11. Объектив приемной части 12 собирает на фотоприемнике 13 оптическое излучение, возвращенное КЭ.

Рассмотрим особенности методики энергетического расчета АОЭИС. Основным техническим критерием качества работы ОЭИС с ОРСЗ является погрешность измерений σ_s [4]. Поэтому в качестве исходной величины для энергетического расчета предлагается использовать дисперсию шумовой погрешности измерений $\sigma_{ш}$, которая определяется как доля от дисперсии требуемой погрешности измерений: $\sigma_{ш} = \sigma_s / \sqrt{\mu}$, где μ – коэффициент запаса, учитывающий количество сильно влияющих погрешностей [3].

Поток оптического излучения $d\Phi_{ПОИ}$, попадающего на приемник оптического излучения (ПОИ) 13 (рис. 2), при минимальном регистрируемом смещении КЭ должен быть равен

$$d\Phi_{ПОИ} = \tau_2 d\Phi_{вх.зр.} \quad (1)$$

где τ_2 – коэффициент пропускания приемного объектива, а $d\Phi_{вх.зр.}$ – поток оптического сигнала, попадающий во входной зрачок объектива приемной части АОЭИС.

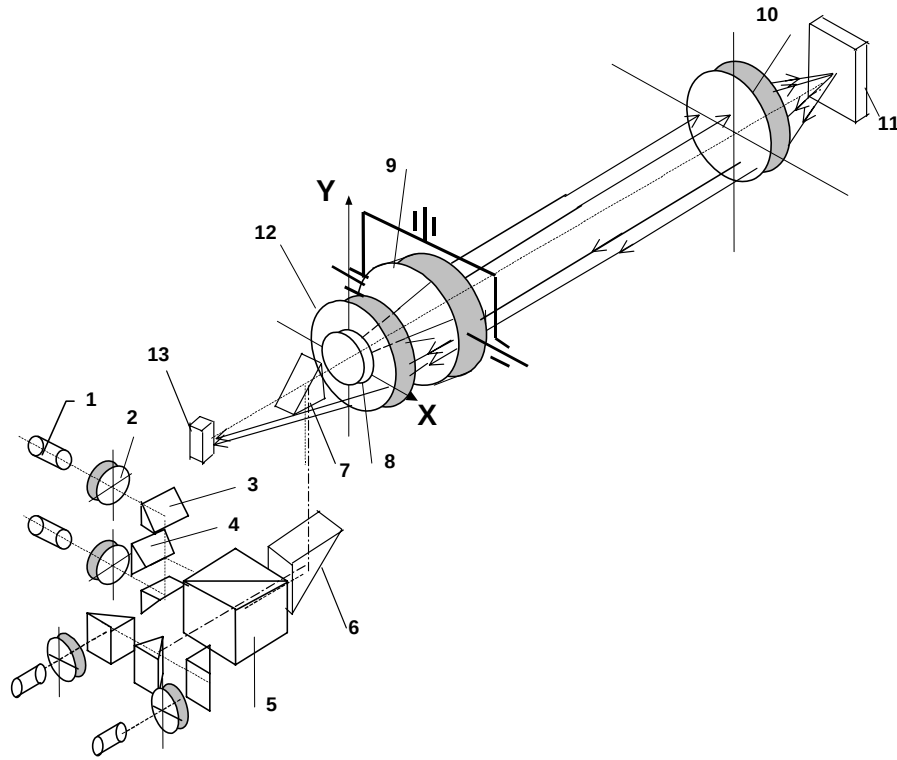


Рис. 1. Обобщенная оптическая схема АОЭИС

Для рассматриваемых АОЭИС с учетом линейного участка переходной зоны в ОРСЗ и источников оптического излучения, например, светодиодов с диаметром излучающей площадки $d_{и.и}$ и мощностью излучения P_e , которая распределена равномерно в пределах апертурного угла u , получаем:

$$d\Phi_{\text{ПОИ}} = \tau \frac{\pi P_e K z_0 \sigma_{\text{ш}}}{4 d_{и.и}^2 z^2 \sin^2 u [k_1 \delta \varphi_s z z_0 + D_1 (z_0 - z)]} D_1^2 (D_2^2 - D_1^2), \quad (2)$$

где $\tau = \tau_2 \tau_c$ – интегральный коэффициент пропускания оптического и воздушного трактов, K – коррекционный множитель, учитывающий форму индикатрисы излучения светодиода; z_0 – дистанция от выходного зрачка до передней фокальной плоскости объектива ЗЛЮ; z – расстояние от выходного зрачка прожектора до зеркала ЗЛЮ; k_1 – коэффициент, зависящий от формы распределения aberrаций объектива прожектора; $\delta \varphi_s$ – угловая величина суммарной aberrации прожектора; D_1 – диаметр объектива прожектора; D_2 – наружный диаметр объектива приемника.

В конечном счете энергетический расчет сводится к определению величин D_1 и D_2 , при которых выполняется условие [3]:

$$d\Phi_{\text{ПОИ}} = \mu \rho \Phi_{\text{пор.ПОИ}}, \quad (3)$$

где $\Phi_{\text{пор.ПОИ}}$ – пороговый поток ПОИ; ρ – коэффициент отношения сигнал/шум.

$$\text{Подставляя теперь выражение (2) в (3) и вводя коэффициент } W = \tau \frac{\pi P_e K z_0 \sigma_{\text{ш}}}{4 d_{и.и}^2 z^2 \sin^2 u},$$

получаем:

$$\frac{W D_1^2 (D_2^2 - D_1^2)}{[k_1 \delta \varphi_s z z_0 + D_1 (z_0 - z)]} = \mu \rho \Phi_{\text{П}},$$

где $\Phi_{\text{П}}$ – пороговый световой поток ПОИ по рабочему источнику. Группируя члены, получим первое уравнение энергетического расчета:

$$C_1 = D_1 [D_1 (D_2^2 - D_1^2) - Q(z)], \quad (4)$$

где $Q = \mu \rho \Phi_{\text{П}} (z_0 - z) / W$ и $C_1 = \mu \rho \Phi_{\text{П}} k_1 \delta \varphi_s z z_0 / W$.

Второе уравнение для энергетического расчета предлагается выводить, исходя из следующих геометрических соображений. Чтобы пучком, отраженным КЭ, равномерно засвечивался весь входной зрачок приемной оптической системы, необходимо, чтобы диаметр отражателя был равен половине суммы диаметров D_1 и D_2 . Кроме этого, для обеспечения необходимого диапазона измерений на минимальном расстоянии до КЭ нужно, чтобы угол расходимости пучка прожектора соответствовал условию

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{D_o/2 + D_1/2 + \Delta_{\max}}{z'},$$

где β – угол расходимости пучка; $\Delta_{\max}$ – максимальное измеряемое смещение КЭ; z' – минимальное расстояние до КЭ.

В то же время угол расходимости пучка прожектора определяется как

$$\operatorname{tg} \beta = d_{\text{и.и}} \sin(u) / D_1.$$

Таким образом, исходя из вышеприведенных выражений, получаем второе уравнение для энергетического расчета:

$$3D_1^2 + C_2D_1 + D_2D_1 - C_3 = 0, \quad (5)$$

где $C_2 = 4\Delta_{\max}$; $C_3 = 5z'd_{\text{и.и}} \sin(u)$.

Каждое из энергетических уравнений (4) и (5) представляет собой, при заданных параметрах C_1 , C_2 , C_3 , функциональную зависимость вида $D_2 = f(D_1)$. Решая указанные два уравнения относительно D_2 и приравнявая полученные выражения друг другу, получим следующее равенство:

$$\frac{C_3 - 3D_1^2 - C_2D_1}{D_1} = \frac{\sqrt{C_1 + D_1^4 + D_1Q}}{D_1}. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) позволяет находить диаметры зрачков объективов прожектора и приемной части.

Выбор габаритов приемной и передающей оптики во многом определяется величиной абберации оптической системы прожектора. Для практического исследования схемы в качестве исходных элементов АОЭИС с ОРСЗ были выбраны светодиоды типа АЛ119Б, фотоприемник – фотодиод типа ФД 11К; а также следующие значения параметров: $\sigma_{\text{ш}} = 0,02236$ мм; $z_0 = 80000$ мм; $z = 40000$ мм; $\rho = 2$; $\tau = 0,1$; $\Delta_{\max} = 10$ мм; $K = 0,73$; $k_1 = 1,6$.

На основании приведенных выше уравнений (4)–(6) построены графики зависимости диаметра выходного зрачка объектива прожектора и входного зрачка объектива приемной части АОЭИС с ОРСЗ от абберации оптической системы (ОС) прожектора при указанных параметрах (см. рис. 2).

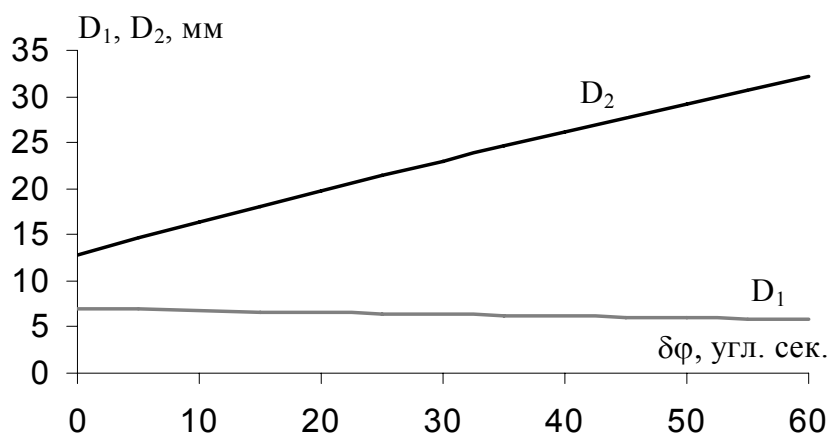


Рис. 2. Графики зависимости диаметра выходного зрачка объектива прожектора (D_1) и входного зрачка объектива приемной части (D_2) АОЭИС с ОРСЗ от величины абберации ОС прожектора ($\delta\phi_s$) при рабочей дистанции 40 м

Из приведенных графиков (рис. 2) следует, что габариты всей ОС минимальны при отсутствии aberrации ОС прожектора, что практически нереализуемо. Также видно, что при увеличении aberrации ОС прожектора диаметр входного зрачка приемной части уменьшается, а выходного зрачка объектива прожектора – увеличивается.

Расчеты показывают, что при повышении значения сферической aberrации объектива прожектора в два раза для приведенных выше значений параметров величина диаметра выходного зрачка ОС прожектора уменьшится на 6 %, а величина диаметра входного зрачка объектива приемной части увеличится на 32 %, т.е. площадь входного зрачка приемной части изменяется в процентном соотношении на большую величину.

В свою очередь, при повышении мощности источника оптического излучения или коэффициента пропускания в два раза диаметр входного зрачка объектива приемной части уменьшится на 38 %, а диаметр выходного зрачка прожектора увеличится на 18 %; в то время как при повышении значения порогового потока ПОИ в два раза уже величина диаметра выходного зрачка ОС прожектора уменьшится на 18 %, а величина диаметра входного зрачка объектива приемной части увеличится на 38 %. Следовательно, влияние изменений мощности излучения светодиода на размеры зрачков характеризуется обратной зависимостью от воздействия изменений порогового потока ПОИ.

Таким образом, подбирая поток излучения светодиода и пороговый поток ПОИ, можно выбирать оптимальные габариты ОС.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод об особенностях реализации АОИЭС с ОРСЗ с оптимизацией габаритных размеров объективов ОС прожектора и приемной части в зависимости от параметров ОС. Установлено, что при увеличении сферической aberrации объектива прожектора размер выходного зрачка ОС прожектора уменьшается, а входной зрачок объектива приемной части увеличивается; при увеличении мощности излучения светодиода или пропускания ОС размер входного зрачка объектива приемной части уменьшается, а выходного зрачка ОС прожектора, наоборот, увеличивается; при повышении значения порогового потока ПОИ размер выходного зрачка ОС прожектора уменьшается, а входного зрачка объектива приемной части увеличивается.

По полученным формулам можно оценить влияние дистанции контроля на габариты ОС. В дальнейшем планируется исследовать влияние турбулентности атмосферного тракта и контрольных элементов (типа триэдр и ЗЛО) на работу ОС АОЭИС.

В соответствии с рассмотренной оптической схемой осуществляется разработка автоколлимационной измерительной системы для контроля положения элементов турбоагрегатов атомных станций в период их ремонта и эксплуатации.

Литература

1. Вагнер Е.Т. Лазеры в самолетостроении. М.: Машиностроение, 1982. 184 с.
2. Цуккерман С.Т. Гридин А.С. Приборы управления при помощи оптического луча. Л.: Машиностроение, 1969. 204 с.
3. Джабиев А.Н., Мусяков В.Л., Панков Э.Д., Тимофеев А.Н. Оптико-электронные приборы и системы с оптической равносигнальной зоной. Монография / Под общей редакцией Э.Д. Панкова. СПб.: ИТМО, 1998. 238 с.
4. Кутько В.В., Тимофеев А.Н. Особенности энергетического расчета автоколлиматоров с оптической равносигнальной зоной // Оптико-электронные приборы и системы: Сб. науч. статей. Вып. 99 / Под ред. Э.Д. Панкова. СПб: ИТМО, 1999. С. 30–34.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ОПТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Л.А. Губанова, Э.С. Путилин

Внедрение оптических приборов и методов исследования в различные области науки и техники приводит к необходимости создания многослойных диэлектрических и металлодиэлектрических систем с расширяющимися требованиями не только к их свойствам, но и возможному их сочетанию.

Это, в первую очередь – оптические, физико-механические, химические и другие свойства. Из оптических свойств следует упомянуть непрерывно расширяющийся спектральный диапазон работы приборов, ужесточение требований к лучевой стойкости и прочности покрытий, сочетание возможности отражения (пропускания) и формирования волнового фронта отраженного (прошедшего) излучения. В некоторых случаях требуется работа покрытия со сходящимися или расходящимися пучками, т.е. ужесточаются требования к их поляризационным свойствам. Поэтому разумно рассмотреть отдельные типы покрытий: просветляющие (антиотражающие), зеркальные, свето- и спектроделительные, фильтрующие и поляризующие. Особой задачей, связанной со свойствами оптических материалов является осаждение покрытий на нестойких стеклах, кристаллах и полимерах.

Просветляющие покрытия

Основная, почти классическая задача просветляющих покрытий – увеличение спектрального диапазона и уменьшение остаточного отражения. Решение ее при создании покрытий, работающих в широком спектральном диапазоне, включающем ультрафиолетовую, видимую и ближнюю инфракрасную часть спектра, ограничивается тем, что набор стабильных, химически устойчивых, стойких к воздействию внешней атмосферы пленкообразующих и оптических материалов невелик. Основной их особенностью является широкий диапазон изменения показателя преломления просветляемых материалов, лежащий в интервале от 1,35 до 2,20.

Наибольшую сложность при создании антиотражающих покрытий представляют материалы с малым показателем преломления, однако при использовании современных методов синтеза удастся создавать конструкции, обеспечивающие заданные требования. Однако такие конструкции содержат слои, толщина которых не превышает нескольких нанометров, что вызывает значительные технологические сложности при их реализации, связанные как с контролем толщины слоев в процессе их изготовления, так и со стабильностью параметров пленок во времени. Это требует создания новых методов контроля толщины в процессе осаждения и исследования изменения свойств этих слоев в процессе эксплуатации. При формировании таких систем набор пленкообразующих материалов, прозрачных в УФ-области спектра, весьма ограничен. Не меньший интерес в последнее время представляется к покрытиям, работающим в области вакуумного ультрафиолета. Создание таких покрытий в настоящее время сдерживается из-за отсутствия знаний о показателях преломления пленкообразующих материалов, прозрачных в этой области спектра, и приборов, позволяющих аттестовать эти материалы с достаточной точностью.

Особый интерес в последние годы проявляется к просветляющим покрытиям с переменным по толщине показателем преломления. Хотя свойства таких покрытий известно очень давно, их экспериментальная реализация к настоящему времени почти

отсутствует. В последние годы в связи с экспериментальными исследованиями, посвященными последовательному испарению двух и более пленкообразующих материалов в вакууме, появляется надежда на создание таких покрытий.

Свето- и спектроделительные покрытия

Для спектроделительных покрытий, особенно применяемых в оптоэлектронике и оптической связи, основная проблема заключается в уменьшении спектрального диапазона зоны, в которой коэффициент отражения или пропускания меняется быстро (крутизна спектральной характеристики, определяемая как $dT/d\lambda$ или $dR/d\lambda$, должна иметь максимальное значение в этом диапазоне). Зоны прозрачности и подавления, а также контрастность, определяемая как отношение максимального и минимального пропускания, должны иметь фиксированное значение, которое определяется техническим заданием.

Основная сложность, возникающая при конструировании таких покрытий, заключается в обеспечении максимального значения $dT/d\lambda$ ($dR/d\lambda$). Классический путь ее преодоления – использование систем, состоящих из большого числа четвертьволновых слоев с малой разницей в показателях преломления пленкообразующих материалов. Однако при этом зона максимального отражения уменьшается пропорционально разнице в показателях преломления. Аналогичный результат может быть достигнут при использовании материалов с большой разницей показателей преломления пленкообразующих материалов при меньшем числе слоев, что не всегда возможно в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. При решении этой задачи необходимо искать компромиссный вариант, позволяющий при разумном количестве слоев достичь разумной величины крутизны. Этот компромисс определяется свойствами пленкообразующих материалов (собственные напряжения и коэффициент термического расширения пленок) и материала подложки.

Зеркальные покрытия

Создание систем с максимальным коэффициентом отражения как на кратных, так и некратных целому числу длинах волн и расширение спектрального диапазона, захватывающего спектральный диапазон от ультрафиолетовой до ближней ИК области спектра, создание узкополосных зеркал – зеркал с минимальной шириной области максимального отражения – является актуальной задачей. Разработка конструкции таких зеркал в принципе может быть решена с помощью современных методов синтеза многослойных диэлектрических систем.

Увеличение коэффициента отражения до величины, максимально приближенной к ста процентам, значительно увеличивает общую толщину диэлектрической системы. Это увеличение общей толщины приводит к тому, что система начинает разрушаться под действием механических напряжений, возникающих в слоях. Возможным выходом из этой ситуации является подбор пар слоев, взаимно компенсирующих как собственные, так и термические напряжения. При создании широкополосных систем перспективным является использование металлодиэлектрических систем. Подобный подход к конструированию широкополосных отражателей может быть использован для создания лазерных систем, если напряженность электрического поля световой волны, доходящих до металлического слоя, уменьшается на один-два порядка.

Особый интерес представляют системы, в состав которых входят слои с заданным распределением показателя преломления по толщине. Такие системы не только исключают границы раздела между слоями, изготовленными из различных материалов, что значительно увеличивает механическую прочность и лучевую стойкость покрытия, но и позволяют реализовать узкополосные системы, работающие как на кратных, так и на некратных длинах волн.

Поляризующие покрытия

В ряде современных приборов используется излучение как когерентных, так и некогерентных источников с определенным состоянием поляризации, что выдвигает дополнительные требования к поляризации отраженного и прошедшего потоков. Если для лазерных источников расходимость излучения мала, то для ряда других источников расходимость может достигать величины нескольких десятков градусов. Для этих источников не только велика расходимость, но и достаточно велик спектральный диапазон излучения. Это существенно ужесточает требования к конструкции многослойных систем, отражающих или пропускающих излучение с произвольным, наперед заданным состоянием поляризации, расходимости и спектральным диапазоном. Воспроизводимость спектральных характеристик таких покрытий определяется точностью контроля и стабильностью режимов осаждения.

Основная сложность, которая возникает при изготовлении перечисленных выше покрытий, заключается в нестабильности показателей преломления слоев, входящих в состав диэлектрических и металлодиэлектрических систем, а также в недостаточной точности контроля толщины слоев в процессе осаждения.

Топологические покрытия

Особый тип покрытий составляют покрытия с переменным по поверхности элемента коэффициентом отражения или пропускания (топологические покрытия). Одной из областей их использования является лазерная техника, в которой они могут применяться как элементы резонаторов лазеров, формирующих излучение с узкой диаграммой направленности. Конструкция таких систем (показатели преломления, оптические толщины слоев, распределение толщин по поверхности оптического элемента) определяется требованиями к форме волнового фронта отраженного или прошедшего излучения и величиной максимального и минимального коэффициентов отражения. Основная сложность при изготовлении таких покрытий состоит в воспроизведении расчетного распределения толщин слоев по поверхности элемента и их контроле в процессе осаждения, что требует проведения соответствующих исследований. Особый интерес здесь представляет исследование оптических параметров пленок с большим градиентом толщины, которая меняется от нуля до четверти длины волны, во времени.

Работа выполнена в рамках проекта № 40059 "Математическое моделирование процесса вакуумного осаждения тонких пленок с управляемой по поверхности толщиной".

СПОСОБ ОПЕРАТИВНОГО КОНТРОЛЯ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ

Н.Н. Карасев, А.О. Шакин

В связи с бурным развитием лазерной техники для увеличения срока службы зеркал резонаторов с высоким коэффициентом отражения, изготовленных методами тонкопленочной технологии, возникла необходимость в способе, позволяющем оперативно контролировать структуру созданного покрытия. Знание структуры тонких пленок, полученных из различных материалов и при разных технологических параметрах (скорость осаждения, температура и качество очистки поверхности подложки) и методах осаждения, важно при расчете и математическом моделировании оптических и физико-механических характеристик покрытий. Кроме этого, важно знать, как связаны изменения показателя преломления и главного показателя поглощения, а также вариации толщины слоя по поверхности элемента с изменением структуры.

Очень часто структура полученной пленки является островковой. Условно рост пленок можно разделить [1] на следующие этапы или стадии:

1. образование и рост зародышей;
2. коалесценция;
3. образование каналов, дыр;
4. непрерывная пленка.

Общий механизм роста поликристаллических слоев похож на механизм роста эпитаксиальных пленок, за исключением того, что срастающиеся островки имеют различную толщину кристаллитов и произвольную кристаллическую ориентацию их относительно поверхности подложки, подчиняющуюся случайному закону распределения [1].

Для исследования микроструктуры тонких пленок существует множество методов. Однако для проведения оперативного анализа микроструктуры покрытий они не годятся, поскольку требуют дорогого сложного оборудования, изготовления специальных образцов для анализа и специальных методик исследования.

Для оперативного контроля микроструктуры как наиболее просто реализуемый подходит метод нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО). Использование эффекта полного внутреннего отражения базируется на проникновении световой волны из оптически более плотной среды в менее плотную на глубину порядка длины волны. Нарушение полного внутреннего отражения заключается в том, что коэффициент отражения света R становится меньше единицы вследствие поглощения света в слое, в который проникает волна.

Степень ослабления отраженной волны зависит от поляризации падающей волны и пропорциональна главному показателю поглощения второй среды. Для выполнения условия полного внутреннего отражения ($n_2 < n_1$) исследуемое вещество приводится в идеальный контакт с оптическим элементом (обычно призмой). Для улучшения контакта применяют иммерсионную жидкость. Метод НПВО также позволяет контролировать дефекты структуры тонких слоев.

Тонкая пленка представляет собой трехмерную оптическую среду. Если оптическую среду считать однородной (на практике это не так), т.е. показатель преломления одной области равен показателю преломления другой области, то световая волна будет распространяться без изменения направления.

Наибольший интерес и практическое значение имеет дифракция на пространственных неоднородностях. В этом случае волна распространяется не в однородной среде, а в среде, в которую включены участки с другими показателями преломления. На таких неоднородностях должны возникнуть дифракционные явления,

и часть света отклонится от своего первоначального направления – дифрагирует. Явление дифракции легко наблюдать в тех случаях, когда число таких неоднородностей велико, а их размеры незначительны. В таком случае среду принято называть мутной, а явление дифракции носит название рассеяние света.

Любая функция времени может быть представлена как совокупность синусоидальных функций времени с различными периодами, амплитудами, фазами. Аналогично любую пространственную структуру, свойства которой есть функция пространственных координат, можно представить как совокупность синусоидальных структур (теорема Фурье). Например, если коэффициент пропускания структуры зависит только от одной координаты, например X , то коэффициент пропускания отдельных синусоидальных структур представится в виде $a \sin [(2\pi/d)x + \psi]$, где a – амплитуда, d – пространственный период и ψ – фаза. Непериодическая структура представляется совокупностью синусоидальных структур с непрерывно меняющимся периодом (представление в виде интеграла Фурье) [2].

Периодическая структура с периодом d представится в виде суммы членов ряда, один из которых, в общем случае, может быть постоянной величиной, а остальные – синусоидальными функциями x с периодом, равным $d, d/2, d/3, \dots$, т.е. остальные члены будут иметь вид $a_n \sin [(2\pi n/d)x + \psi_n]$, где $n = 1, 2, 3$ (представление в виде ряда Фурье). Характер рассматриваемой структуры определяет значения амплитуд и фаз отдельных синусоидальных членов ряда. Таким образом, дифракцию на сложной структуре можно рассчитать путем рассмотрения дифракции на каждой отдельной компоненте разложения Фурье этой структуры [2].

Авторами [3] был предложен контроль прозрачных пленок методом комбинационного рассеяния света (КРС) (рис. 1). Авторы исследовали пленки TiO_2 и $\text{TiO}_2 + \text{SiO}_2$, полученные на подложке из пирекса методом осаждения из коллоидного раствора с последующим отжигом в атмосфере кислорода при температуре 550°C и 650°C , соответственно. Пленки имели толщину 83 и 20 нм, соответственно. Коэффициент ослабления лазера составил для обеих пленок не менее 1 Дб/см. Спектры КРС пленок показали наличие кристаллической и аморфной фаз. Диаметр кристаллитов (приблизительно 4,5 нм), рассчитанный исходя из рамановского смещения частоты КРС ($\omega = 33\text{см}^{-1}$), совпал с результатами последующего исследования отделенной от подложки пленки методом просвечивающей электронной микроскопии.

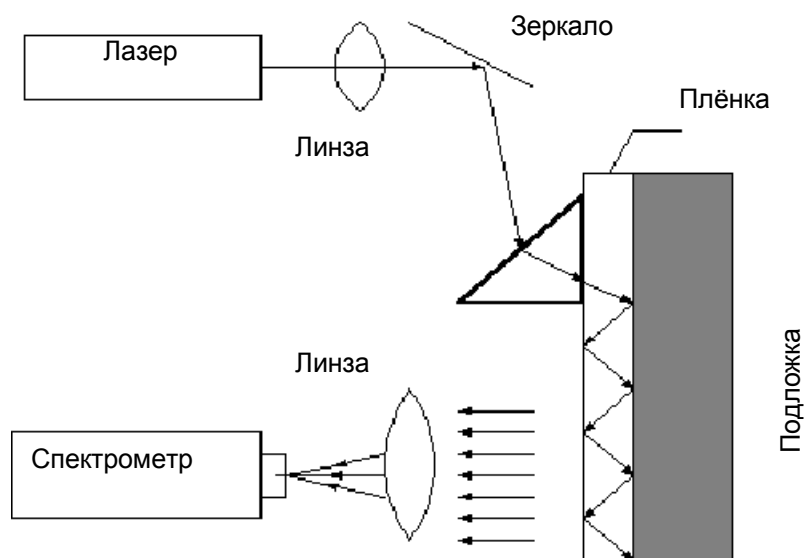


Рис. 2. КРС на прозрачной пленке

У большинства оптических методов контроль измеряемых параметров производится по достаточно большой поверхности образца. В представленной схеме нарушенного полного внутреннего отражения рассеянный свет наблюдается в поляризационный микроскоп, причем наблюдаемая площадь достаточно мала, что позволяет контролировать образцы разных размеров равномерно по всей площади поверхности. Площадь поверхности, наблюдаемая в микроскоп, изменяется сменой объектива или окуляра поляризационного микроскопа.

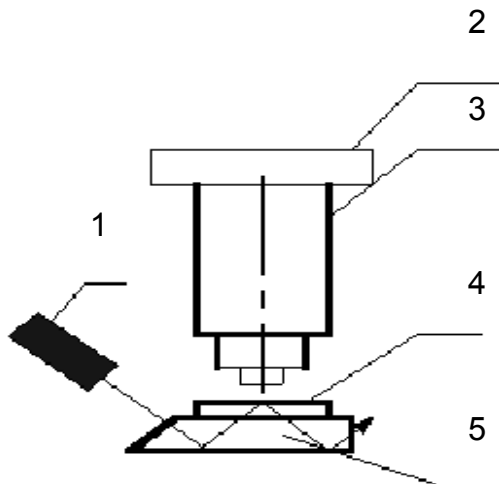


Рис. 2. Схема установки

Оптическая схема установки приведена на рис. 2 (1 – источник излучения, 2 – ПЗС-камера, 3 – поляризационный микроскоп, 4 – исследуемый образец, 5 – пластина ввода излучения). В качестве источника излучения был использован He-Ne лазер ($\lambda=632,8$ нм). Диаметр зондирующего пучка составляет 0,5 мм. Предлагаемый метод позволяет достаточно точно определить размеры и количество неоднородностей (проколов и дырок), а также величину и ориентацию поликристаллитов.

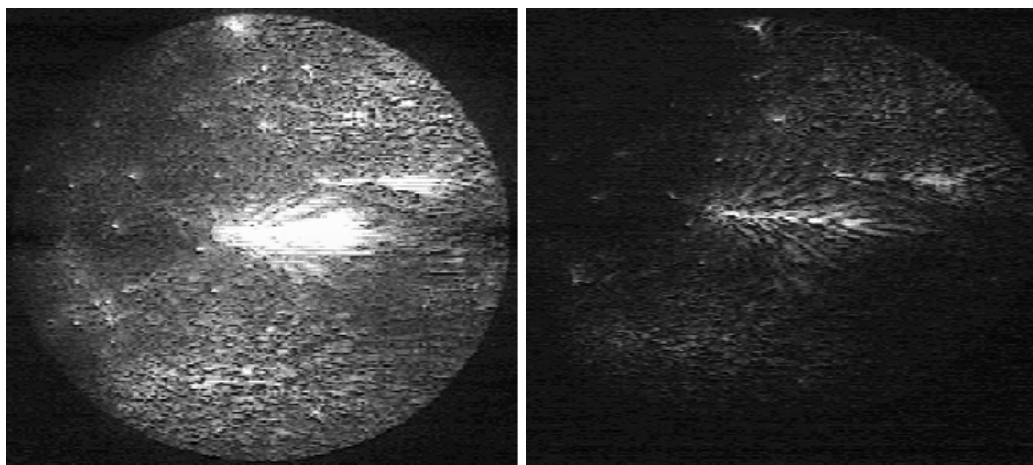


Рис. 3. Объектив 60 $\times$ без поляризатора (а) и с поляризатором (б)

На рис. 3, а–б, представлены изображения, полученные при исследовании многослойной диэлектрической системы с известной конструкцией слоев. Фотографии выполнены с использованием поляризатора и без него. При малых увеличениях (10 $\times$) наблюдаются наиболее крупные дефекты структуры интерференционной системы. Можно также оценить плотность распределения и области с наибольшей концентрацией дефектов. Площадь наблюдаемой поверхности – зона диаметром 0,1 мм.

Средние увеличения ($25\times$, $40\times$) позволяют выявить структуру крупноразмерных дефектов и наличие дефектных областей в объеме пленки. Частичное гашение наблюдаемой картины при повороте поляризатора на малых и средних увеличениях позволяет сделать вывод о линейной поляризации рассеянной компоненты и разной ориентации кристаллитов.

Изображения, полученные при больших увеличениях ($60\times$, $100\times$) являются дифракционными и позволяют более детально исследовать структуру, протяженность и место локализации дефектов на поверхности и в объеме покрытия.

Хотя этот метод в большей степени является оценочным, расшифровка дифракционных картин, наблюдаемых при больших увеличениях (длина волны источника должна быть уменьшена), позволит получить данные о структуре на микроуровне.

Литература

1. Технология тонких пленок. Справочник / Под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. Пер с англ. Т.2. М.: Сов. радио, 1977.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976.
3. Барченко В.Т., Быстров Ю.А., Колгин Е.А.. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве. СПб: Энергоатомиздат, 2001.

БЕСКЛЕЕВЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ДЕТАЛЕЙ. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

М.И. Баганов, И.В. Васильев, Ю.В. Лисицин, Э.С. Путилин

В оптическом приборостроении применяют, в основном, два вида соединений: клеевые и бесклеевые. Последние разделяют на разъёмные (оптический контакт – ОК) и неразъёмные (глубокий оптический контакт – ГОК). Свойства и характеристики клеевых соединений достаточно подробно изложены в ряде работ [1, 2]. Бесклеевые соединения часто описывают фрагментарно с учетом области их применения. Это, в основном, оптическое производство [2] или прикладные исследования [3].

Между тем в ряде изделий лазерной техники, оптоэлектроники недопустимо присутствие адгезионных (клеевых) слоев. В этих случаях применение бесклеевых соединений становится актуальным и технически необходимым.

Учитывая актуальность такого вида соединений оптических элементов, целесообразно рассмотреть и оценить научно-технический уровень исследований и перспективы реализации бесклеевых соединений.

Разъёмные контактные соединения - оптический контакт

Оптический контакт (ОК) давно привлекает исследователей, изучающих поверхности твердых тел. Важными явились работы, связанные с определением расстояния между контактирующими поверхностями и удельной работой разрушения [4, 5]. Эти величины оказались равными $9,4\text{--}30 \text{ \AA}$ и $(69,2\text{--}71,2) \cdot 10^{-3} \text{ Дж/м}^2$, соответственно. В этой же работе было отмечено, что если ОК прогреть до $t = 400^\circ\text{C}$, то удельная работа разрушения возрастает до $400 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/м}^2$. Это была, по-видимому, первая попытка повысить прочность контакта. В более поздней работе [6] методом просветной эллипсометрии определены показатель преломления ($1,40\text{--}1,43$) и толщина зоны ОК ($30\text{--}60 \text{ \AA}$).

Необходимость изготовления высокоточных оптических деталей с применением интенсивных режимов обработки потребовала определить предельные значения разрушающих нагрузок для различных пар оптических стекол. Были выполнены комплексные исследования ОК. Соединение, подвергнутое одноосному растяжению, сдвиговому и крутящим нагрузкам, выдерживало усилия $(4,7\text{--}10,2) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$; $(3,4\text{--}7,4) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ и $(3,9\text{--}8,4) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, соответственно [7]. В этой же работе предложена методика и разработан способ определения удельной плотности энергии ОК путем измерения скорости разрушения контакта.

Известно, что одной из важнейших операций, необходимых для образования ОК, является чистка поверхностей. Критерии очистки в настоящее время практически отсутствуют, хотя разработаны методы их оценки с использованием краевого угла смачивания и эллипсометрических измерений. Измерение распределения поверхностной энергии при усовершенствовании метода позволило бы оперативно определить качество очистки поверхностей. В работе [8] было показано, что важную роль в образовании контакта играет адсорбированная вода. Ее отсутствие исключало возможность образования и, тем более, существование оптического контакта.

Таким образом, анализируя приведенные, достаточно полно изученные характеристики разъёмного контактного соединения полированных оптических поверхностей, можно заключить, что, по-видимому, основным проблемным вопросом в изучении и рациональном применении ОК является чистка поверхностей перед сопряжением. Кроме того, упрочнение ОК, как показывают эксперименты, может быть достигнуто прогревом в интервале температур $t = 100\text{--}150^\circ\text{C}$. Однако при этом разделение поверхностей неминуемо приводит к их повреждению.

Неразъемные контактные соединения - глубокий оптический контакт

Неразъемные контактные соединения получают термообработкой обычного контакта с предварительно нанесенными на сопрягаемые поверхности пленками кремнезема толщиной 80–150 нм. Прогрев осуществляют при $t = 250^{\circ}\text{C}$ в течение 8 часов.

Необходимо отметить, что какие-либо заметные исследования по ГОК практически отсутствуют. Констатируется лишь факт образования неразъемного соединения. Для нанесения пленок кремнезема реализуют, в основном, два способа. Первый заключается в травлении поверхностей в уксусной или азотной кислотах. Второй – гидролиз паров четыреххлористого кремния.

Известны также эксперименты по нанесению кремнеземных пленок из раствора эфира ортокремниевой кислоты. Перечисленные способы достаточно просты в реализации. Однако они не обеспечивают надежную воспроизводимость параметров соединения. В этом отношении наиболее перспективным способом является нанесение пленок кремнезема в вакууме. Этот способ исключает образование агрессивных промежуточных продуктов и позволяет строго выдерживать требуемые режимы пленкообразования.

Таким образом, являясь актуальными в функциональном отношении, бесклеевые контактные соединения настоятельно требуют комплексных исследований. Учитывая характер выполненных работ, можно выделить следующие направления дальнейших исследований:

- изучение оптических и механических характеристик обычного контакта;
- для глубокого оптического контакта – исследование кинетики его образования, выяснение роли промежуточных пленок на свойства и характеристики данного соединения.

Работа выполнена на базе проекта № 20090 "Разработка оптических систем дистанционного зондирования".

Литература

1. Куртц Л.Ю. Склеивание оптических деталей. М.: Оборонгиз, 1944. 130 с.
2. Справочник технолога – оптика / Под ред. С.М. Кузнецова и М.А. Окатова. Л.: Машиностроение, 1983. 414 с.
3. Сударушкин А.С., Вангонен А.И., Золотарев В.М. Исследование влияния качества оптического контакта на спектры НПВО // ОМП. 1988. №3. С. 13–15.
4. Rayleigh, Lord. Lauer of polished silica and glass with further studies optical contact // Proc. Roy. Soc. 1937. A160.
5. Обреимов И.В., Трехов Е.С. Оптический контакт полированных стеклянных поверхностей // ЖЭТФ. 1957. Т.32. Вып. 2. С. 185–192.
6. Абаев Н.И., Лисицин Ю.В., Путилин Э.С. Исследование зоны оптического контакта стеклянных поверхностей методом эллипсометрии // Письма в ЖТФ. 1984. Т.4. Вып. 24. С. 1505–1507.
7. Лисицин Ю.В. Исследование контактного соединения полированных оптических поверхностей. Диссертация кандидата технических наук. Л., 1976. 186 с.
8. Елхин П.М., Лисицин Ю.В., Поздняков О.Ф., Юдин В.С. Роль адсорбированной воды в физико-химическом механизме взаимодействия полированных поверхностей оптического стекла // Физика и химия стекла. 1986. Т.12. №5. С. 611–614.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ФУРЬЕ-СПЕКТРОЭЛЛИПСОМЕТРИИ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКОМ КОНТРОЛЕ КЛЕЕВЫХ СОЕДИНЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ АВТОКЛАВИРУЕМЫХ ТРУБОК

И.В. Демидов, Ю.В. Лисицын, И.А. Храмцовский, О.А. Шеломова

Применение элементов с регулярным распределением показателя преломления по их поперечному сечению открывает широкие возможности для существенного усовершенствования классических оптических систем и для создания принципиально новых типов приборов. Функциональные возможности градиентных оптических элементов в первую очередь определяются профилем показателя преломления. Так, например, преимущества градиентов, используемых в автоклавируемых трубках для передачи изображения, по сравнению с обычными линзами проявляются только при условии реализации распределений показателя преломления, обеспечивающих минимальные оптические аберрации.

Однако вследствие целого ряда причин, возникающих при технологическом процессе изготовления оптических узлов методом клеевого соединения градиентных оптических элементов, реализуемое на практике радиальное распределение показателя преломления отличается от идеального [1–3]. Поэтому при разработке современных технологий изготовления оптических элементов автоклавируемых трубок различного функционального назначения приходится решать целый ряд взаимосвязанных проблем. Например, влияние на погрешность измерения основных эллипсометрических параметров деполяризованного света, обусловленного неоднородностью отражающей системы в пределах площадки, участвующей в отражении светового пучка, рассматривалось только для частного случая, когда площадка неоднородного светового пучка могла быть представлена как две геометрически плоские границы раздела сред с различными характеристическими параметрами.

Строгий математический анализ влияния размеров пучка света и неоднородности по его сечению обычно проводится путем замены неоднородного светового пучка эквивалентной суперпозицией плоских волн, отражающих его пространственную структуру. Эти плоские волны имеют различные направления, амплитуды и состояния поляризации. Однако при таком анализе усложняется обработка полученных результатов измерений.

Наиболее целесообразным для решения практических задач определения физико-технических характеристик клеевых соединений градиентных оптических элементов оказывается применение метода Фурье-спектроэллипсометрии. При этом можно дать объективный анализ вероятных причин появления проблемы получения базового стекла в оптическом производстве градиентных элементов и проблемы коррекции технологических режимов изготовления оптических узлов на основе клеевых соединений. Традиционные поляризационно-оптические методы исследования неоднородности оптического стекла оказываются для клеевых соединений градиентов непригодными, так как не обеспечивают достаточной точности измерения градиентов показателя преломления, достигающих единиц третьего знака на миллиметр.

Цель настоящей работы состояла в разработке метода фурье-спектроэллипсометрического контроля физико-технических характеристик элементов градиентной оптики.

Для большей части градиентов идеальным радиальным распределением показателя преломления считается распределение вида [1–3]

$$n(r) = n_o(0) \cdot \operatorname{sech}(q \cdot r) \approx n_o \cdot \left[1 - \frac{(q \cdot r)^2}{2} + \frac{5 \cdot (q \cdot r)^2}{24} + \dots \right], \quad (1)$$

где $n_o(0)$ – показатель преломления на оси симметрии градана (ось Z); q – силовая константа; r – расстояние от оси элемента, определяемое через координаты осей X и Y соотношением $r^2 = x^2 + y^2$. Однако реализуемые в процессе ионообменной модификации стекла распределения показателя преломления в градиентных оптических элементах, предназначенных для передачи изображения, отличаются от идеального. Как правило, для описания профиля показателя преломления градана используются выражения следующего вида [1–3]:

$$n(r) = n_o(0) \cdot \left(1 - (q \cdot r)^2 + \sum_{k=1} h_{2k} \cdot (q \cdot r)^{2k} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (2)$$

$$n(r) = n_o(0) \cdot \left(1 + (\Omega(r) \cdot r)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где h_{2k} – абберационные коэффициенты распределения показателя преломления; $\Omega(r)$ – радиальное распределение угловой пространственной частоты переноса изображения. При моделировании вида оптического профиля градиентного элемента иногда пользуются так называемой обобщенной зависимостью $n(r)$ или "α-профилем" следующего вида [4]:

$$n(r) = n_o(0) \cdot \sqrt{\left\{ 1 - \left(1 - \left[\frac{n_2}{n_o(0)} \right]^2 \right) \cdot \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right\}}. \quad (4)$$

Здесь a – эффективный радиус, отсчитываемый от оптической оси градана; n_2 – показатель преломления на краю градана. Показатель степени α может принимать значения $1 < \alpha < \infty$. При параболическом законе изменения $n(r)$ величина $\alpha = 2$, для ступенчатого профиля $n(r)$ значение $\alpha \rightarrow \infty$.

Из формулы (4) видно, что реальное распределение показателя преломления в передающих изображение граданах считается близким к параболическому при $h_{2k} = 0$. Но традиционные методы определения неоднородности оптического стекла оказываются для граданов непригодными, поскольку не обеспечивают достаточной точности для того, чтобы отличить вариант, когда абберационные коэффициенты $h_{2k} = 0$, от варианта, когда может выполняться условие $\sum h_{2k} \cdot (q \cdot r)^{2k} = 0$. Такое отличие может быть сделано лишь в том случае, когда производится измерение радиального распределения угловой пространственной частоты передачи изображения Ω от координаты r , т.е. в процессе анализа зависимости $\Omega = \Omega(r)$ [1–3]. На основе соотношений (3), (4) можно получить следующее выражение для угловой пространственной частоты переноса изображения градана:

$$\Omega(r) = \left[\Delta_n \cdot \left(\frac{1}{a} \right)^\alpha \cdot r^{(\alpha-2)} \right]^{\frac{1}{2}} \times \left[1 - \Delta_n \cdot \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где

$$\Delta_n = [n_o^2(0) - n_2^2] \cdot n_o^{-2}(0). \quad (5)$$

В отличие от идеального градана (формула (1)) зависимость периода траектории луча L и, соответственно, угловой пространственной частоты передачи изображения Ω от высоты входа r_o в реальном градане приводит к искажениям волнового фронта и появлению аббераций оптического изображения. Величина волновой абберации в данном случае связана с абберацией угловой пространственной частоты $\Omega(r)$. Это явление было положено в основу технологического контроля показателя преломления передающих изображение граданов методом интерферометрии тонкого среза [1–3].

Сущность этого метода состоит в том, что длина градана постепенно сошлифовывается, и в наблюдаемой интерференционной картине измеряются радиусы колец фокусировки. Затем строится зависимость $\Omega = \Omega(r)$, где $\Omega = k \cdot \pi / L_o$, а значение $k = 1$ или $k = 2$, если величина L_o близка к половине или целой длине периодичности траектории лучей в градане, соответственно. Отсюда очевиден недостаток метода – он является разрушающим.

Наиболее предпочтительным способом измерения показателя преломления по сечению градиентного элемента является метод эллипсометрии, основанный на локальном зондировании световым пучком поверхности градана. Однако в реальных условиях эксперимента на поверхности детали в силу ряда причин, изложенных в [5, 6], может образовываться поверхностный слой (ПС), оптические свойства которого оказывают существенное влияние на измеряемые поляризационные параметры отраженного (прошедшего) светового пучка. Поэтому применение традиционного метода расчета оптических постоянных в объеме материала, основанного на использовании формулы эллипсометрии для геометрически плоской границы раздела однородных сред, не всегда допустимо.

Как известно, для геометрически плоской границы прозрачных сред значение Δ принимает либо 0° (при $\varphi > \varphi_B$), либо 180° (при $\varphi < \varphi_B$), где φ_B – угол Брюстера, а чувствительность параметра ψ к требуемой величине регистрации декремента показателя преломления по радиальному сечению градана может оказаться недостаточной для детального анализа aberrаций угловой пространственной частоты $\Omega(r)$. Наличие поверхностной пленки или склеивающего слоя позволяет качественно изменить ситуацию в отношении точности измерения разности показателей преломления в локальных точках поверхности градана при сканировании ее световым пучком. На основе уравнения [4] можно показать, что при малых изменениях показателя преломления по сечению градана параметр ψ будет слабо изменяться, в то же время различие между фазовыми сдвигами Δ_i в локальных точках r_i будет пропорционально инкременту показателя преломления:

$$\delta(\Delta) = \Delta(r_i) - \Delta(r_{i+1}) = A_i \cdot [n(r_i) - n(r_{i+1})], \quad (9)$$

где $A_i = -(1 + \operatorname{tg} \psi_i)^3 \times [4 \cdot (1 - \operatorname{tg} \psi_i) \cdot \operatorname{tg} \psi_i \cdot \sin^2 \varphi \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi]^{-1}$.

При угле падения светового пучка, близком к углу Брюстера, когда коэффициент отражения R_p и, соответственно, азимут линейной восстановленной поляризации ψ имеют малые значения, величина коэффициента пропорциональности A_i резко возрастает. Однако при этом возрастает и среднеквадратическая погрешность измерения фазового сдвига $S\delta$:

$$S_{j,\delta} = \delta S_o \cdot [\sqrt{2} \cdot \sin \Psi_j \cdot |R^{(s)}|]^{-1}, \quad (10)$$

где δS_o – пороговая чувствительность прибора. Поэтому измерения фазового сдвига должны проводиться при углах падения φ , при которых сохраняется высокая чувствительность метода и незначительна среднеквадратическая ошибка измерения. Кроме того, следует учесть то обстоятельство, что предлагаемая методика разработана в предположении неизменности вида оптического профиля ПС по радиальному сечению градана. Это также накладывает ограничение на выбор экспериментальных условий измерения поляризационных параметров и способ анализа метрологической надежности полученных результатов. Для практической реализации рассмотренных возможностей метода эллипсометрии в определении профиля показателя преломления градана целесообразно использовать следующую процедуру измерений.

Вначале по значениям поляризационных углов Δ и ψ , измеренных при различных углах падения светового пучка в одной локальной точке градана, определяется показатель преломления $n(r_i)$. Затем определяются оптимальные условия для проведения измерений поляризационных углов $\Delta(r_i)$ и $\psi(r_i)$ по сечению градиентного

элемента. По полученным значениям $\Delta(r_i)$ и $\psi(r_i)$ вычисляются локальные значения показателя преломления $n_o(r_i)$ и оценивается их метрологическая надежность.

Критерием метрологической надежности полученных значений $n_o(r_i)$ может служить независимость значений показателя преломления n_c и толщины d_c поверхностного слоя, рассчитанных по данным измерения поляризационных углов Δ и ψ при различных углах падения светового пучка и полученной величине показателя преломления в объеме материала $n_o(r_i)$.

На рис. 1 приведены результаты измерения основных эллипсометрических параметров и расчета показателя преломления по радиальному сечению градиентного элемента (эффективный радиус $a = 11$ мм), полученного методом ионообменной диффузии.

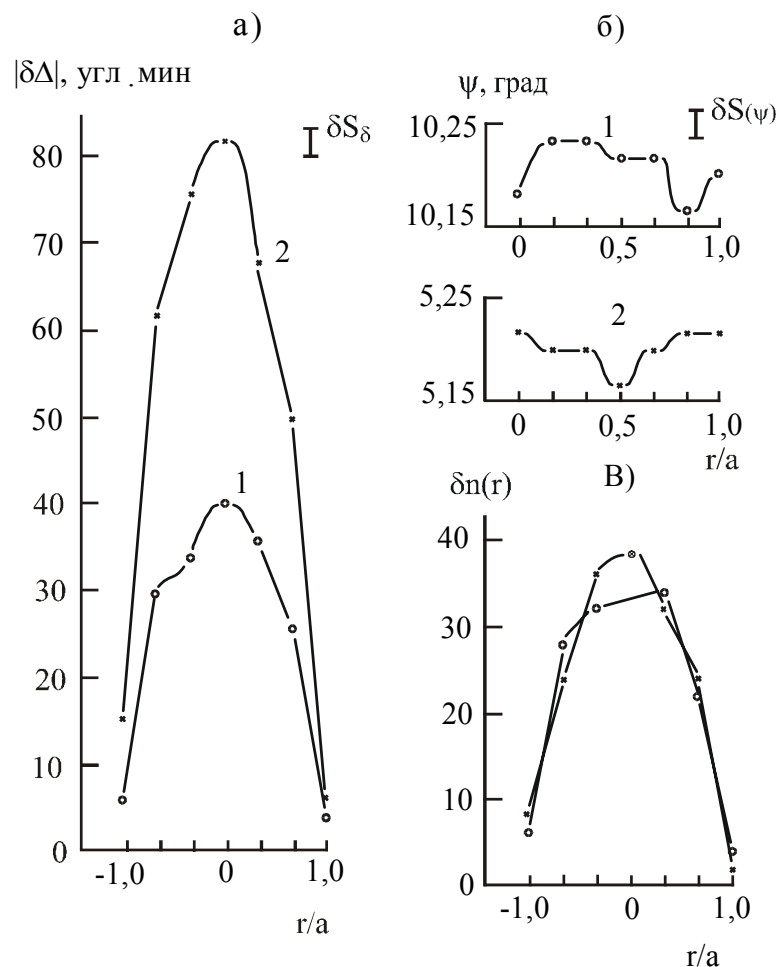


Рис. 1. Зависимость поляризационных углов Δ и ψ (а, б) и показателя преломления (в) по радиальному сечению градиентного элемента: кривые 1 – при угле падения светового пучка $\phi = 50^\circ$ (о); кривые 2 – при угле падения светового пучка $\phi = 60^\circ$ (х).

Отметим, что перед эллипсометрическими измерениями полированная поверхность градиентного элемента была модифицирована 0,1н. раствором уксусной кислоты. Это позволило значительно увеличить чувствительность параметра Δ к изменению показателя преломления по радиальному сечению градиентного элемента, в то время как параметр ψ слабо изменяется.

Небольшое различие в значениях показателя преломления в зависимости от угла падения светового пучка можно объяснить появлением ошибки, связанной с неоднородной поляризацией по сечению зондирующего светового пучка диаметром $D \approx 1$ мм, а также влиянием шероховатой поверхности детали на результаты поляризационных измерений.

Таким образом, наличие на поверхности градана слоя позволяет при измерении распределения показателя преломления $n(r)$ методом отражательной эллипсометрии перейти от зависимости $\psi = \psi[n(r)]$ к зависимости $\Delta = \Delta[n(r)]$ и тем самым повысить чувствительность метода определения распределения показателя преломления по сечению градана. Это, в свою очередь, позволяет дать более детальный анализ aberrаций угловой пространственной частоты передачи изображений.

Литература

1. Стеклообразное состояние, Труды VIII Всесоюзного совещания // Под ред. Е.А. Порай-Кошица. Л.: Наука, 1988. 170 с.
2. Ильин В.Г., Ремизов Н.В. Интерференционный метод измерения распределения показателя преломления в передающих изображении граданах // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. Вып.2. С.105–110.
3. Ильин В.Г., Меланьина Т.М., Ремизов Н.В. Оценка распределения показателя преломления при измерении угловой пространственной частоты передачи изображения в граданах // Опт. и спектр. 1984. Т.57. № 5. С. 933–936.
4. В.И. Пшеницын, И.А. Храмцовский, С.А. Алексеев, А.В. Подсекаев, А. Туркбоев Определение градиентных характеристик оптических сред методом эллипсометрии // В сб. научных трудов "Методы прикладной математики в транспортных системах" / Под ред. Кулибанова Ю.М. Вып. 3. СПб., 2000. С.21–31.
5. В.И. Пшеницын, И.А. Храмцовский, Н.А. Крылова, А.В. Подсекаев, А. Туркбоев Эллипсометрия отражающей системы неоднородный слой - неоднородная подложка // В сб. научных трудов "Методы прикладной математики в транспортных системах" / Под ред. Кулибанова Ю.М. Вып.3. СПб., 2000. С.32–37.
6. В.И. Пшеницын, И.А. Храмцовский, С.Н. Качалов, Н.А. Крылова, А. Туркбоев Отражение поляризованного света от неоднородного анизотропного слоя // В сб. научных трудов "Методы прикладной математики в транспортных системах" / Под ред. Кулибанова Ю.М. Вып. 3. СПб., 2000. С. 78–85.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЛУБОКОЙ ШЛИФОВКИ И ПОЛИРОВКИ СТЕКЛООБРАЗНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

С. В. Фокин

Одним из важнейших направлений современного оптического приборостроения является получение гладких поверхностей оптических деталей, т.е. поверхностей с минимальной шероховатостью и минимальной толщиной трещиноватого слоя.

В данной работе проводились исследования по сравнению характеристик шлифованных и полированных поверхностей, обработанных по обычной технологии обработки стекла и по технологии глубокой шлифовки и полировки (ГШП). В качестве материалов для исследований были выбраны кварц кристаллический SiO_2 , кварцевое стекло КУ-2 и бесцветное оптическое стекло К8, так как эти виды оптических материалов наиболее часто используется в оптическом приборостроении.

Глубокая шлифовка и полировка оптических материалов практически не отличается от обычной технологии обработки стекла, кроме того, что толщина слоя, сошлифованного определенным абразивом, должна быть не менее чем в 1,5 раза больше, чем толщина нарушенного слоя, полученного на шлифовании предыдущим абразивом. А при полировании снимается не менее 0,025 мм.

Это обуславливается тем, что в процессе обработки оптических материалов по обычной технологии оптического производства трещиноватый слой удаляется не полностью, а лишь частично, что оказывает влияние на поверхностную лазерную прочность оптических материалов.

При проведении работы были подготовлены плоские образцы размером 20×20×5 мм из следующих материалов: стекло К8, кварцевое стекло КУ-2, синтетических кристаллический кварц в 4-х различных кристаллографических ориентациях (плоскость 001, плоскость 010, плоскость 100, плоскость 011). Каждый тип образцов был обработан по технологии ГШП и по обычной технологии оптического производства.

Припуски на обработку оптических поверхностей указаны в табл. 1.

Таблица 1. Припуски на обработку рабочих поверхностей

Номер зернистости абразива	Зернистость абразива	Толщина нарушенного слоя, мм	Припуски на обработку, мм	
			Обычная обработка	Обработка ГШП
Пила	160/125	0,110		
№8	100/80	0,11	0,110	0,275
M40	40/28	0,04	0,100	0,250
M28	28/20	0,028	0,04	0,100
M14	14/10	0,014	0,028	0,070
M10	10/7	0,010	0,014	0,040

На подготовленных образцах проводились измерения параметров шероховатости, а именно высоты неровностей профиля по десяти точкам – R_z . Измерения проводились на профилографе TALYSURF 6 после операций тонкого шлифования, а также после операции полировании.

При анализе полученных результатов были сделаны следующие выводы.

1. Наибольшей твердостью по сошлифовыванию кристаллический кварц обладает в направлении оптической оси Z ($\langle 001 \rangle$), так как при обработке шлифовальными порошками M28, M14, M10 все время появлялся клин, который обусловлен тем, что детали были наклеены на блок не произвольным образом, а по линиям ориентации.

2. Большая погрешность измерения шероховатости полированных поверхностей говорит о том, что данный метод измерения не подходит для поверхностей с малыми параметрами шероховатости.

3. Различие шероховатостей шлифованных поверхностей образцов, обработанных по обычной технологии и по технологии ГШП, небольшое, что, вероятно, объясняется ошибками измерений. Исключение составляют образцы из КУ-2, где шероховатость образцов, обработанных по технологии ГШП, в 2 раза ниже, чем образцов, обработанных по обычной технологии оптического производства.

4. Так как при шлифовании абразивом М10 на блоке отклонение от плоскостности составляло 2 "кольца" ямы (0,55 мкм), то шероховатость в краевых зонах полированных образцов выше, чем в центральных зонах. Это объясняется тем, что при полировании образцов обработка начинается с края блока, и только затем начинает обрабатываться центр.

5. Шероховатость поверхности еще не говорит о трещиноватом слое, который является частью нарушенного слоя, поэтому величина трещиноватого слоя деталей, обработанных по обычной технологии и по технологии ГШП, будет исследоваться позднее.

Литература

1. ОСТ 3-643-86. Заготовки оптических деталей. Припуски на обработку глубоким шлифованием и полированием.
2. Справочник технолога – оптика / И.Я. Бубис, В.А. Вейденбах, И.И. Духапел и др.; под ред. С.М. Кузнецова и М.А. Окатова. Л.: Машиностроение, 1983. 416 с.
3. Технология оптических деталей / В.Г. Зубаков, М.Н. Семибратов, С.К. Штандель. М.: Машиностроение, 1985. 386 с.
4. ГОСТ 2789-73. Шероховатость поверхности. Параметры, характеристики и обозначения.

ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ИК-ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Ахмад Хафез, Л.А. Губанова

Расширение спектрального диапазона работы оптических приборов в длинноволновую область спектра приводит к необходимости разработки покрытий для ИК диапазона. Решение данной задачи связано с рядом технологических сложностей, обусловленных свойствами материалов, из которых изготавливаются оптические детали, прозрачные в ИК диапазоне, пленкообразующих материалов, используемых для интерференционных покрытий в этой области спектра, толщиной диэлектрических покрытий и контролем слоев в процессе формирования покрытия.

В ИК области спектра используются, наряду с бескислородными стеклами, водорастворимые кристаллы, что приводит к некоторым особенностям при их подготовке для нанесения слоев и в процессе эксплуатации деталей. Особое внимание при создании покрытий для ИК диапазона уделяется прозрачности пленкообразующих материалов в этом диапазоне и их однородности по химическому составу. Наличие воды в пленках приводит к значительному снижению пропускания в области спектра от 2 до 3 мкм, поэтому при разработке антиотражающих покрытий для ИК области спектра необходимо проводить анализ пленкообразующих материалов с точки зрения их работоспособности в ИК диапазоне.

В работе приведен анализ контроля толщины слоев в процессе формирования покрытий, работающих в ИК области спектра. Наиболее часто используемый в настоящее время фотометрический контроль по экстремумам [1] при большой толщине слоев не обеспечивает желаемой точности при изготовлении покрытий для рассматриваемого диапазона спектра. В работе представлен контроль, обеспечивающий увеличение точности изготовления толщины слоев, формирующих покрытие, и позволяющий использовать стандартную систему фотометрического контроля СФКТ-751, которой снабжены промышленные вакуумные установки типа ВУ-1А.

Для получения пленки оптической толщиной nd , где n – показатель преломления материала, из которого формируется данный слой, а d – его геометрическая толщина, при фотометрическом контроле по фиксации экстремумов обычно выбирают контрольную длину волны из условия $\lambda_0 = 4 \times nd$ [1]. На точность контроля в этом случае большое влияние оказывают разность между показателями преломления среды, на которой формируется покрытие, и пленкообразующего материала, чувствительность фотоприемника и ряд других факторов. Осаждение слоя в этом случае прекращается после достижения экстремума. В районе экстремума пропускание (отражение) в зависимости от толщины слоя изменяется медленно, поэтому фиксация требуемой толщины осуществляется со значительной ошибкой. Для увеличения точности получения заданной толщины слоя возможно вести контроль на длине волны, которая в несколько раз меньше, т.е. $\lambda'_0 = 4 \times \frac{nd}{m}$, где m – некое целое число, если λ'_0 находится в области прозрачности пленкообразующего материала. Тогда область, в которой наблюдается незначительное изменение пропускания (отражения), соответственно уменьшается.

Докажем справедливость этого утверждения. Пропускание интерференционной пленки в общем виде может быть представлено следующей функцией:

$$T = \frac{1}{A + B \cos 2\varphi},$$

где $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} nd$ – фазовая толщина пленки, A и B – параметры, характеризующие

систему "полубесконечная среда – тонкий диэлектрический слой – полубесконечная среда". Условие экстремума – это обращение в ноль производной $\frac{\partial T}{\partial(nd)}$. Для поиска

длин волн, соответствующих экстремумам отражения (пропускания), воспользуемся функцией $G = 1/T$, $G = A + B \cos \varphi$, где A и B – некие величины, не зависящие от φ .

Учитывая, что $\frac{\Delta G}{G} = -\frac{\Delta T}{T}$, имеем

$$\frac{\partial G}{\partial(nd)} = -2B \sin 2\varphi \times \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Нас интересует ситуация, когда оптическая толщина пленки близка к $\lambda_0/4$, т.е. когда $\varphi = kn + \Delta\varphi$, где k – целое число, а $\Delta\varphi$ – отклонение в фазовой толщине.

$$\left| \frac{\partial G}{\partial(nd)} \right| = 2B \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin \Delta\varphi \approx 2B \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta\varphi = C \frac{\Delta\varphi}{\lambda_0},$$

где C – некая постоянная величина. С учетом ранее изложенного справедливо соотношение $\frac{\Delta T}{T} = C \frac{\Delta\varphi}{\lambda_0}$ или $\Delta\varphi = \frac{\lambda_0}{C} \cdot \frac{\Delta T}{T}$, т.е. ошибка $(\frac{\lambda_0}{C} \cdot \frac{\Delta T}{T})$ в толщине

контролируемого слоя пропорциональна длине волны, на которой проводится контроль, и обратно пропорциональна изменению пропускания. Поэтому при замене λ_0 на $\lambda_0' = \frac{\lambda_0}{m}$ изменяется точность контроля. Если $\frac{\Delta T}{T}$ имеет прежнее значение, то точность контроля изменяется в m раз. При выборе значения λ_0' необходимо учитывать оптические параметры контрольного образца, чувствительность фотоэлектрического приемника и порядок дифракционной решетки.

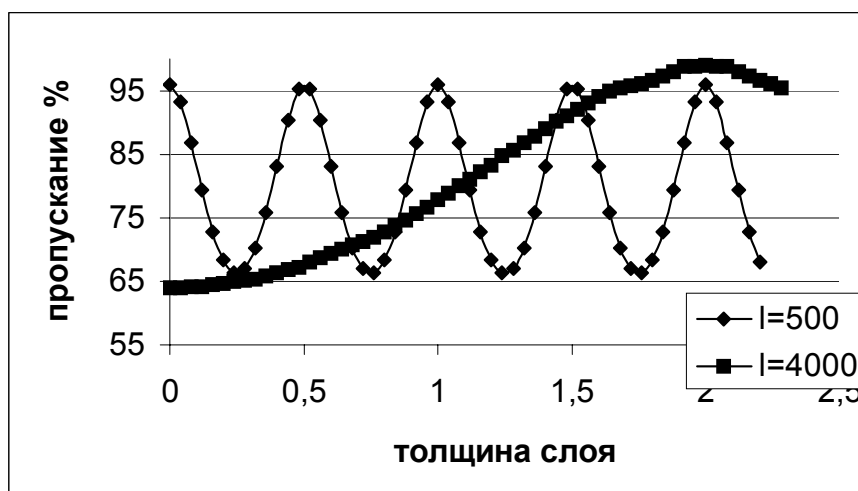


Рис. 1. Изменение пропускания в процессе увеличения толщины слоя сернистого цинка (ZnS) на подложке из германия при контроле толщины покрытия на длине волны $\lambda = 4000$ нм и на подложке из стекла К-8 при контроле толщины покрытия на длине волны $\lambda=500$ нм

Наиболее наглядно этот вывод можно проиллюстрировать на следующем примере. Пусть пленка формируется из сернистого цинка (ZnS), и ее геометрическая толщина $d=454,5$ нм. Показатель преломления сернистого цинка в ИК области $n_i=2,2$ и в видимой $n_v=2,385$. В первом случае фотометрический контроль осуществляется на длине волны $\lambda = 4000$ нм, и осаждение слоя прекращается при достижении первого экстремума – минимума отражения, в этом случае материалом для детали, по которой ведется контроль, является германий. Допустим, что при прекращении испарения

сделана ошибка $\Delta R = 5 \%$, что соответствует ошибке в геометрической толщине $\Delta d_A = 54,5$ нм. Эту ситуацию иллюстрирует кривая 1 на рис. 1.

Во втором случае фотометрический контроль формирования слоя сернистого цинка осуществляется на длине волны $\lambda = 500$ нм. Контроль проводится по детали, изготовленной из оптического стекла марки К-8 с показателем преломления 1.52, осаждение слоя прекращается при достижении восьмого экстремума. Аналогично предыдущему случаю при прекращении испарения сделана ошибка $\Delta R = 5\%$, что соответствует ошибке в геометрической толщине $\Delta d_B = 10,5$ нм. Эту ситуацию иллюстрирует кривая 2 рис. 1.

Также следует отметить, что здесь возникает ошибка из-за дисперсии показателя преломления (Δd_d), которая может быть определена следующим образом: $\Delta d_d = 1000/2,2 - 1000/2,385 = 35,25$. Очевидно, что $\Delta d_d + \Delta d_B = 35,25 + 10,5$ меньше, чем $\Delta d_A = 54,5$.

Данные исследования были направлены на проведение анализа возможностей увеличения точности контроля при изготовлении слоев, формирующих покрытия для ИК-области спектра. В результате показана методика выбора длины волны для контроля слоев, формирующих покрытия, работающие в ИК-области спектра и обеспечивающие минимальную ошибку в толщине слоя.

Работа выполнена в рамках проекта "Формирование световых пучков высокой яркости для лазерных технологических систем".

Литература

1. Берндт К.Г. Методы контроля и измерения толщины пленок и способы получения пленок, однородных по толщине // Физика тонких пленок / Под редакцией Г. Хасса. Том 3. М.: Мир, 1968. С.7.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЖИМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

А.В. Ярмолевич, Л.А. Губанова

Многослойные оптические покрытия широко используются при изготовлении оптических элементов прецизионных приборов, область применения их постоянно расширяется, требуя создания систем со все более разнообразными оптическими характеристиками. Одной из проблем, направленных на решение задач, связанных с упрощением конструкции приборов, является синтез широкополосных покрытий, т.е. интерференционных систем, работающих в широком спектральном диапазоне.

При использовании широкополосных систем требуемое количество слоев может оказаться столь большим, что механическая прочность покрытия окажется очень низкой. Одним из возможных решений этой проблемы является использование поглощающих материалов (металлы, металлодиэлектрические смеси). В тех случаях, когда спектральные характеристики покрытия должны иметь широкую область отражения, использование таких материалов позволяет значительно, часто во много раз, уменьшить число слоев в синтезируемых системах по сравнению с чисто диэлектрическими покрытиями.

Использование слоев из металлов становится необходимым, если к спектральной характеристике оптической детали предъявляются требования по поглощению, пропусканию и отражению одновременно.

Особенности и сложность синтеза металлодиэлектрических систем связаны с необходимостью учитывать поглощение и дисперсионные свойства материалов. При этом рассматривается комплексный показатель преломления материала $\tilde{n} = n + i\chi$ (мнимая часть показателя преломления χ – коэффициент экстинкции – характеризует поглощение пленкообразующего материала).

Многочисленные эксперименты, посвященные исследованию свойств металлических пленок, полученных методом испарения веществ в вакууме, показывают, что их оптические характеристики зависят от условий изготовления, т.е. от скорости осаждения материала, величины остаточного давления и состава атмосферы в вакуумной камере, температуры подложки и ряда других факторов.

Одной из особенностей металлических пленок является то, что их оптические параметры зависят от толщины пленки.

Так как оптические постоянные n и χ полупрозрачных металлических пленок зависят не только от толщины, но и от таких факторов, как размер зерна и плотность упаковки материала, то наиболее правильным будет использование для расчета конструкций покрытий эффективные значения n и χ , получаемые при аттестации пленок, сформированных в тех же условиях, в которых будет изготавливаться покрытие.

Чаще всего при создании металлических и металлодиэлектрических систем используются слои серебра, меди, алюминия, титана, никеля и хрома. Из перечисленных металлов наименее исследованным является никель.

Для исследования тонких слоев никеля в процессе работы слои формировались способом термического испарения (электронно-лучевым и резистивным) при постоянном начальном давлении 6×10^{-4} Па и комнатной температуре (температура подложки составляла 20°C). Пленки формировались на подложках, изготовленных из стекла марки К-8. В качестве пленкообразующего материала был использован порошковый никель фирмы "Balzers", содержащий 99,8 % никеля. Испарение осуществлялось из графитового тигля методом электронно-лучевого испарения. После

завершения формирования пленки оказалось, что никель вступил в реакцию с графитом, что сказалось на оптических параметрах пленки. Скорость формирования слоя составляла $0,47 \text{ \AA/сек}$. Во втором случае тот же порошок для исключения спекания с графитом испарялся из медного тигля, для стабилизации процесса испарения порошок предварительно был спечен. Скорость формирования слоя составляла $0,58 \text{ \AA/сек}$. В третьем случае испарение осуществлялось резистивным методом, использованный материал имел форму проволоки диаметром $0,6 \text{ мм}$. Скорость формирования слоя составляла $1,3 \text{ \AA/сек}$.

Для определения показателя преломления и коэффициента отражения полученных пленок были измерены их толщина d на приборе МИИ-9, пропускание T на приборе СФ-46, прямое R и обратное отражение R' образцов на рефлексомере.

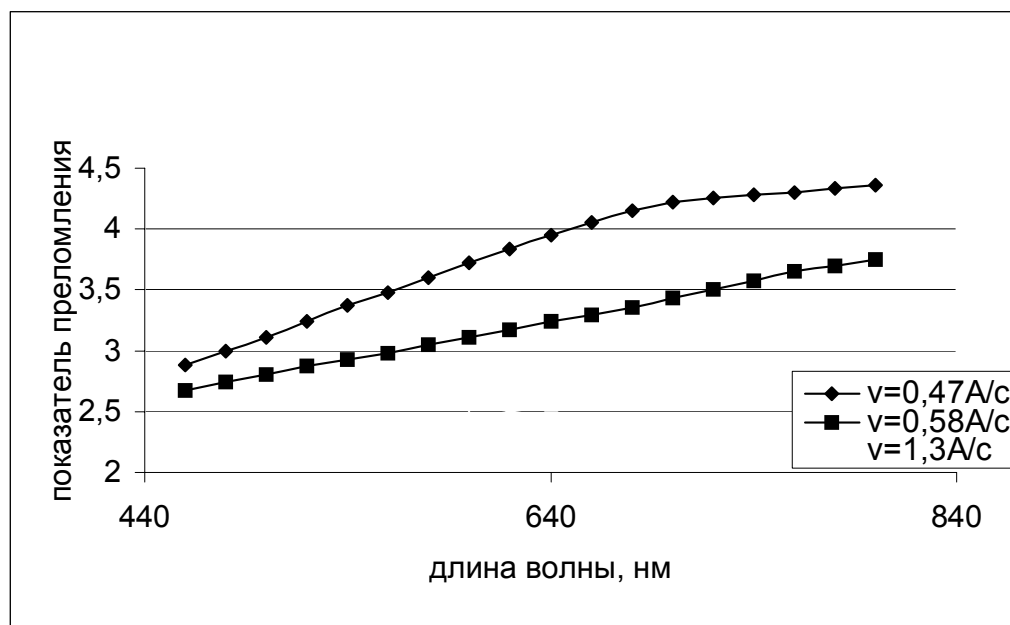


Рис. 1. Спектральное распределение показателя преломления тонких пленок никеля

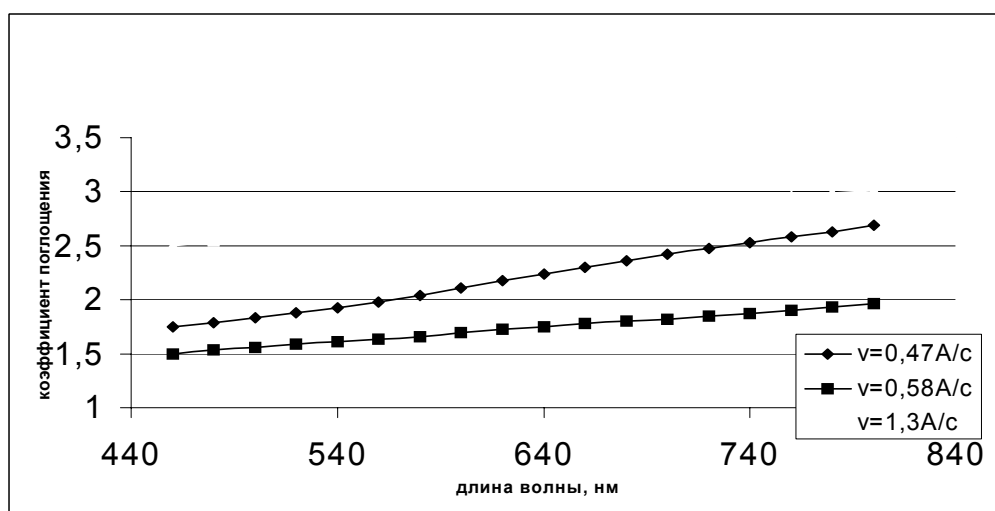


Рис. 2 Спектральное распределение коэффициента поглощения тонких пленок никеля

По полученным результатам, воспользовавшись нижеприведенными выражениями, были определены оптические параметры пленок никеля.

$$T = \frac{4 \times n_0 \times n_s}{(n_0 \times m_{11} + n_s \times m_{22})^2 + (n_0 \times n_s \times m_{12} + m_{21})^2}$$

$$R = \frac{(n_0 \times m_{11} - n_s \times m_{22}) + (n_0 \times n_s \times m_{12} - m_{21})}{(n_0 \times m_{11} + n_s \times m_{22})^2 + (n_0 \times n_s \times m_{12} + m_{21})^2}$$

$$R' = \frac{(n_s \times m_{11} - n_0 \times m_{22}) + (n_0 \times n_s \times m_{12} - m_{21})}{(n_s \times m_{11} + n_0 \times m_{22})^2 + (n_0 \times n_s \times m_{12} + m_{21})^2}$$

$$m_{11} = m_{22} = \cos \varphi, \quad m_{12} = \frac{i \times \sin \varphi}{\tilde{n}}, \quad m_{21} = -i \times \tilde{n} \times \sin \varphi,$$

$$\varphi = \frac{2 \times \pi \times \tilde{n} \times d}{\lambda}, \quad \tilde{n} = n + i \times \chi,$$

где n и χ – показатель преломления и коэффициент поглощения пленки, соответственно.

На приведенных графиках представлены значения показателей преломления и коэффициентов поглощения полученных пленок.

Как легко заметить из представленных результатов, при увеличении скорости формирования слоя происходит уменьшение показателя преломления и увеличение коэффициента поглощения покрытия.

Нами также было исследовано влияние угла падения потока пленкообразующего материала на подложку на оптические параметры слоя. Установлено, что при увеличении этого угла происходит уменьшение показателя преломления и увеличение главного показателя поглощения.

Работа выполнена в рамках проекта "Исследование методов изготовления покрытий, создающих волновой фронт излучения для формирования лазерных пучков с предельной пространственной локализацией".

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ СЛОЕВ, ФОРМИРУЮЩИХ ЗЕРКАЛА С ЗАДАННЫМ ГРАДИЕНТОМ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Э.С. Путилин, Л.А. Губанова, Л.М. Студеникин

Для улучшения качества лазерного пучка и уменьшения расходимости выходящего излучения в лазерных резонаторах используют отражатели с переменным по радиусу коэффициентом отражения. Такой отражатель формируется из тонких диэлектрических слоев, нанесенных на стеклянную подложку, при этом один или несколько из этих слоев имеют заданное распределение толщины по радиусу. Использование покрытия, содержащего слой с заданным распределением толщины слоя, обеспечивает заданное распределение по поверхности подложки коэффициента отражения и приводит к улучшению качества волнового фронта, т.е. позволяет создавать оптику, лишенную aberrаций, а также корректировать кривизну волнового фронта излучения лазерной системы.

В ряде работ предлагаются различные методы формирования неравнотолщинных покрытий, но практически нигде не упоминается о критериях, по которым выбирается распределение толщины слоя, формирующего градиентное покрытие. Для корректировки лазерного излучения используются зеркала с заданным распределением коэффициента отражения, а, как известно, коэффициент отражения есть функция показателей преломления слоев, формирующих покрытие, их фазовых толщин и распределения толщины слоев по поверхности элемента. Также следует помнить, что эти элементы вносят вклад, в зависимости от толщины слоев, в искажение формы волнового фронта, как отраженного, так и прошедшего излучения.

Рассмотрим методику поиска распределения толщины одного из слоев зеркального покрытия, обеспечивающего заданное распределение коэффициента отражения. Как правило [1], распределение коэффициента отражения по поверхности зеркала обладает осевой симметрией и определяется выражением вида

$$R_{\text{кз}} = R_0 \exp\left[-\left(\frac{x}{x_0}\right)^m\right], \quad \text{где } x_0 - \text{значение координаты, при которой величина}$$

коэффициента отражения $R_{\text{кз}}$ уменьшается в e раз по сравнению с центром, x – текущая координата на поверхности подложки, m – параметр, определяющий характер спада коэффициента отражения. При достаточно больших m ($m \geq 2$) и x коэффициент отражения R стремится к нулю. Поэтому в большинстве случаев вне зоны отражения оптическая деталь должна быть просветлена, и слой, формирующий антиотражающее покрытие, будут являться составной частью отражающего покрытия. С технологической точки зрения целесообразно использовать чередующиеся материалы для формирования интерференционных систем, однако в общем случае показатели преломления слоев могут различаться. Поэтому конструкция зеркального покрытия может быть определена следующим образом:

$$\varphi_1 = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_1 \cdot t_1}{\lambda}, \quad \varphi_2 = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_2 \cdot t_2}{\lambda}, \quad \varphi_3 = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_3 \cdot t_3}{\lambda},$$

где φ_2 и φ_3 – фазовые толщины просветляющего покрытия с известными показателями преломления n_2 и n_3 и оптическими толщинами $n_2 t_2$ и $n_3 t_3$, φ_1 – фазовая толщина слоя, определяющего распределение коэффициента отражения по поверхности детали, у которого показатель преломления может быть равен показателю преломления слоя, находящегося на подложке, а толщина $t_1(x)$ – величина, меняющаяся по радиусу подложки, λ – длина волны лазерного излучения. Коэффициент отражения [2] такой системы определяется из следующего выражения:

$$R = \frac{(n_0 m_{11} - n_l m_{22})^2 + (n_0 n_l m_{12} - m_{21})^2}{(n_0 m_{11} + n_l m_{22})^2 + (n_0 n_l m_{12} + m_{21})^2},$$

где n_0 – показатель преломления среды, из которой падает излучение, n_l – показатель преломления материала, на котором сформировано покрытие, а m_{11} , m_{12} , m_{21} и m_{22} – элементы матрицы интерференции, характеризующей это покрытие. Эти элементы связывают между собой все параметры слоев. Если известно требуемое распределение коэффициента отражения по координате x $R_0(x)$, то мы имеем уравнение с одним неизвестным $t_1(x)$, а именно:

$$R_0 \exp\left[-\left(\frac{x}{x_0}\right)^m\right] = \frac{(n_0 m_{11} - n_l m_{22})^2 + (n_0 n_l m_{12} - m_{21})^2}{(n_0 m_{11} + n_l m_{22})^2 + (n_0 n_l m_{12} + m_{21})^2}.$$

При граничных условиях $R=R_0$ при $x=0$ и $R=0$ при $x \rightarrow \infty$ можно определить структуру просветляющего покрытия на поверхности подложки. Это может быть покрытие, образованное слоями с оптическими толщинами, как кратными, так и некратными $\lambda_0/4$. Рассмотрим наиболее простой случай двухслойного покрытия, образованного слоями с оптическими толщинами, равными $\lambda_0/4$, где λ_0 – длина волны лазерного излучения. Показатели преломления слоев, образующих эту систему, должны быть связаны соотношением $n_0 n_3^2 = n_l n_2^2$. Этому условию удовлетворяют следующие пары пленкообразующих материалов: MgF_2 и MgO , MgO и ZrO_2 . Матрица интерференции на длине волны $\lambda = \lambda_0$, определяющая просветляющее покрытие, в этом случае является диагональной матрицей, что существенно упрощает дальнейшие расчеты. Элементы матрицы интерференции, определяющей градиентное покрытие, в этом случае имеют следующий вид:

$$m_{11} = -\frac{n_3}{n_2} \cdot \cos \varphi_1, \quad m_{12} = -\frac{n_2}{n_1 \cdot n_3} \cdot \sin \varphi_1, \quad m_{21} = -\frac{n_1 \cdot n_3}{n_2} \cdot \sin \varphi_1, \quad m_{22} = -\frac{n_2}{n_3} \cdot \cos \varphi_1.$$

Это позволяет определить распределение толщины слоя, обеспечивающее заданное распределение коэффициента отражения. Опуская промежуточные вычисления, приведем окончательное выражение для распределения толщины слоя по поверхности элемента, обеспечивающего заданное распределение коэффициента отражения, при $\lambda = \lambda_0$:

$$\frac{t_1(x)}{t_1(0)} = \frac{1}{\pi} \arccos \frac{c \cdot R_0 \cdot e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^m} - a}{b - d \cdot R_0 \cdot e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^m}},$$

где

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{n_0 \cdot n_3}{n_2} - \frac{n_l \cdot n_2}{n_3} \right)^2 + \left(\frac{n_0 \cdot n_l \cdot n_2}{n_1 \cdot n_3} - \frac{n_1 \cdot n_3}{n_2} \right)^2 \\ b &= \left(\frac{n_0 \cdot n_3}{n_2} - \frac{n_l \cdot n_2}{n_3} \right)^2 - \left(\frac{n_0 \cdot n_l \cdot n_2}{n_1 \cdot n_3} - \frac{n_1 \cdot n_3}{n_2} \right)^2 \\ c &= \left(\frac{n_0 \cdot n_3}{n_2} + \frac{n_l \cdot n_2}{n_3} \right)^2 + \left(\frac{n_0 \cdot n_l \cdot n_2}{n_1 \cdot n_3} + \frac{n_1 \cdot n_3}{n_2} \right)^2 \\ d &= \left(\frac{n_0 \cdot n_3}{n_2} + \frac{n_l \cdot n_2}{n_3} \right)^2 - \left(\frac{n_0 \cdot n_l \cdot n_2}{n_1 \cdot n_3} + \frac{n_1 \cdot n_3}{n_2} \right)^2 \end{aligned}$$

Приведенное выражение позволяет определить распределение толщины слоя, если $R_0 = \frac{a-b}{c-d}$, т.е. фазовая толщина слоя в центре равна $\frac{\pi}{2}$.

В результате проделанной работы получено явное выражение для распределения толщины слоев многослойной интерференционной системы, обеспечивающего заданное распределение коэффициента отражения по поверхности оптического элемента.

Работа выполнена в рамках проекта "Математическое моделирование процесса вакуумного осаждения тонких пленок с управляемой по поверхности толщиной".

Литература

1. De Silvestri S., Magni V., Svelto O., Valentini G. Lasers with super-Gaussian mirrors // IEEE J. Quant Electron. 1990. Vol.26. P.1500–1509.
2. Бернинг П.Х. Теория и методы расчета оптических свойств тонких пленок // Физика тонких пленок. Т.1. М.: Мир, 1967. С.91–151.

АНАЛИЗ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

С.А. Леонов, А.А. Новиков, В.Т. Прокопенко, И.А. Храмцовский

Для научного обоснования разработки новых и усовершенствования известных технологических методов изготовления малоразмерных микроканальных пластин (МКП), используемых в электронно-оптических преобразователях излучения, необходимо, в первую очередь, определить основные физико-химические условия формирования модифицированных поверхностных слоев (ПС) оптических элементов со специально заданными для МКП техническими параметрами. Во-вторых, нужно оценить возможности применения для технологического контроля технических характеристик МКП различных оптических и ядерно-физических методов. В связи с этим задача данной работы состоит в проведении системного анализа технологических особенностей изготовления МКП для электронно-оптических преобразователей излучения (ЭОП) и методов контроля основных технических и физико-химических характеристик модифицированных ПС оптических элементов [1–3].

Цель настоящей работы состояла в решении следующих конкретных задач:

- анализ современных направлений совершенствования технологии изготовления МКП;
- изучение основных свойств поверхности свинцовосиликатного стекла, применяемого в производстве МКП;
- разработка технологических возможностей термоводородной, электронно-лучевой и ионной обработки оптических элементов МКП;
- исследование влияния геометрии МКП на характеристики канального усилителя тока;
- рассмотрение существующих методов технологического контроля физико-химических свойств поверхностных слоев и параметров МКП.

Изготовление микроканальных структур путем вытяжки многожильных волоконных стержней, их спекания в волоконный блок и химического вытравливания жил с образованием вместо них полых каналов [4] сопровождается на различных стадиях изготовления изменением составов и свойств стекол, жил и оболочек в структуре ПС.

В [4] сообщалось об отличии состава исходного стекла для оболочек волокон от состава стекла матрицы многоканальной структуры. Появление в стекле матрицы оксида калия, отсутствующего в исходном стекле, и значительное уменьшение концентрации оксида натрия связывают с ионообменной диффузией $K^+ \leftrightarrow Na^+$ через границу между жилами и оболочками при вытяжке волокон и при спекании волоконной структуры, с последующим выщелачиванием стекла оболочек (матрицы многоканальной структуры) раствором кислоты, заполняющим каналы после вытравливания жил.

Такое же распределение щелочных оксидов может быть достигнуто и в результате только диффузионных процессов при вытяжке и спекании волокон: ионообменной диффузии $K^+ \leftrightarrow Na^+$ и диффузионного перехода R_2O ($R \equiv Na, K$) в боратное стекло жил из свинцовосиликатного стекла оболочек без выщелачивания последнего при кислотной обработке.

Вопрос о пути, которым достигается конечное концентрационное распределение, важен для прогнозирования механических, теплотехнических и других характеристик волоконной и многоканальной структур, так как в зависимости от физико-химического

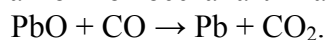
механизма формирования свойств ПС эти характеристики должны принимать существенно различные значения.

Исследование соотношения интенсивностей ионообменной диффузии и диффузии R_2O в волоконных структурах определялись методом измерения концентрационного распределения компонентов в спеченных исходных стеклах жилы и оболочки. Эти измерения, как правило, проводили с помощью рентгеновского микроанализатора JXA-5A. Пересчет интенсивностей вторичного рентгеновского излучения в концентрации производили с помощью серии эталонных стекол.

Ранее было показано, что при вытяжке многожильных стержней с толщиной единичных волокон порядка 0,01 мм из пакета двухслойных цилиндрических заготовок на основе натриевосвинцовосиликатного и калиевобариевоборатного стекол по границам стекол протекает ионообменная диффузия $K^+ \leftrightarrow Na^+$. Отношение количества щелочных катионов, переходящих из одного стекла в другое, к предельному количеству, определяемому ионообменным равновесием, в зависимости от условий вытяжки составляет от 0,1 до 0,8. В работе [5] экспериментально, методами вторичной ионной масс-спектрометрии и эллипсометрии, было показано, что неоднородность состава и структуры ПС наблюдается на первоначальных стадиях обработки свинцовосиликатного стекла.

Термообработка многожильных стержней при температурах спекания сопровождается как ионообменной диффузией в стеклах $K^+ \leftrightarrow Na^+$, так и диффузией немостикового кислорода, обуславливающей перераспределение K_2O и Na_2O между боратым и силикатным стеклами с концентрированием обоих оксидов в боратном стекле.

Ранее проведенные исследования позволили выяснить основные закономерности восстановления свинца в стеклах, обработанных водородом. Свинцовосиликатные стекла можно восстанавливать и другими газами, в частности, оксидом углерода:



Природа взаимодействия стекла с оксидом углерода изучалась мало, что объясняется высокой токсичностью газа и меньшей эффективностью такой обработки по сравнению с восстановлением свинца водородом.

С целью улучшения параметров МКП предлагается в [3] осуществлять модификацию входной поверхности каналов умножения обработкой МКП в вакууме ленточным электронным лучом. При этом полагается, что десорбция слабосвязанных компонентов модификаторов (K, Na и Pb), остаточных атомов травителей и моющих средств (загрязнений) при нагреве снизит флуктуацию вторичной эмиссии (ВЭ) и повысит коэффициент вторичной эмиссии (КВЭ) поверхности первого удара. Кроме того, капиллярные процессы будут формировать новую структуру поверхности с микрогеометрией входных окон в виде воронки, способствующей более эффективному отбору электронов первичного фототока.

Показано, что при затвердевании расплава после электронно-лучевого облучения (ЭЛО) в результате удаления щелочных элементов, устранения механических дефектов поверхности и восстановления мостиковых связей типа Si-O-Si в приповерхностной области образуется модифицированный слой нового состава с реконструированной структурой.

Повышение коэффициента вторичной эмиссии после ЭЛО обусловлено удалением из поверхностного слоя свинцовосиликатного стекла углеродных соединений и слабосвязанных оксидов (Na, K, Pb) с малыми парциальными коэффициентами вторичной электронной эмиссии (КВЭЭ) на глубину, превышающую почти на порядок глубину выхода вторичных электронов.

Основной каркас микроканального усилителя состоит из свинцовосиликатного стекла с поверхностью, обогащенной окислами щелочных металлов (K, Na). В

структуре стекла эти элементы считаются слабо связанными и могут мигрировать по поверхности при электронном облучении, вызывая флуктуацию вторично-электронной эмиссии.

Анализ формирования поверхностного рельефа каналов МКП, проведенный в [3] на основе релаксационно-капиллярных процессов, протекающих в зоне расплава, показал, что при изотропии сил поверхностного натяжения равновесие в контактных точках между каналами устанавливается в том случае, если плоскости стенок будут пересекаться под углом 120° . Поэтому при оплавлении торцевой поверхности МКП на глубину, равную толщине стенки, цилиндрическая поверхность между сопряженными точками каналов релаксирует к прямой, в результате чего формируется поверхность в виде "сотовой структуры".

Изменение элементного состава в поверхностном слое при воздействии электронного луча рассматривалось в совокупности процессов диффузии и десорбции.

Процесс десорбции элементов описывается на основании модифицированного для сканирующего луча соотношениями Поляни-Вигнера, определяющего динамику десорбции с поверхности в вакуум.

Теоретически было показано, что длительность лучевого воздействия обеспечивает полное обезгаживание каналов во времени электронно-лучевой обработки, а из сопоставления времени существования "жидкой ванны" и формирования поверхности следует, что процесс релаксации происходит непосредственно под лучом, на самой ранней стадии образования расплава.

В результате электронного облучения изменяется химический состав ПС. Оже-спектроскопия поверхности показала, что содержание углерода снижается после ЭЛО в два раза, удаляются из модифицированного слоя щелочные модификаторы, разорванные связи кислорода с кремнием восстанавливаются. В результате структура поверхности преобразуется к структуре, близкой к плавленому кварцу.

Изделия из восстановленного стекла в ряде случаев подвергаются чистке в разряде аргона. Известно, что ионная бомбардировка улучшает качество поверхности оптических материалов. Это происходит за счет сглаживания микронеровностей и удаления поверхностных загрязнений. Однако новые методы технологического контроля неоднородных сред позволяют объективно различать свойства ПС от изменения свойств структуры самого материала [6].

Таким образом, возникающий в результате ионной обработки ПС препятствует также и диффузии углерода из стекла. Что касается ионной обработки восстановленного стекла, то здесь, согласно полученным результатам, которые обосновывались оптическими и ядерно-физическими методами, по-видимому, можно говорить о нарушении уже сформированного при восстановлении эмитирующего слоя.

На основе проведенных исследований технологических особенностей изготовления микроканальных пластин для электронно-оптических преобразователей излучения можно сделать следующие выводы:

- электрофизические свойства восстановленных свинцовосиликатных стекол зависят как от технологических условий термоводородной обработки, так и от исходного физико-химического состояния поверхностного слоя, образующегося при спекании боратного и свинцовосиликатного стекла;
- исследование состава поверхностных слоев свинцовосиликатных стекол методами ИК- и Оже-спектроскопии показывают, что наличие углеродных радикалов в ПС свинцовосиликатных стеклах связано с их диффузией из объема стекла в процессе вакуумного и термоводородного отжига оптических элементов;
- наличие на поверхности восстановленных в водороде при свинцовосиликатных стеклах молекул окислов углерода и углеводородов снижает их коэффициент вторичной электронной эмиссии и создают условия для возникновения в

усилительных каналах приборов из этих стекол ионной обратной связи, приводящей к возрастанию фактора шума электронно-оптического преобразователя излучения;

- модификация структуры и состава поверхностного слоя оптических элементов МКП путем ионной и электронно-лучевой обработки позволяют качественно улучшить электрофизические параметры эмиссионного слоя.

Таким образом, было показано, что для усовершенствования технологии изготовления оптических элементов МКП целесообразно разработать поляризационно-оптические методы контроля физико-химических свойств поверхностных слоев боратных и свинцовосиликатного стекол, учитывающих неоднородное их строение, вызванное изменением элементного состава по глубине поверхностного слоя при различных технологических операциях.

Литература

1. Шаген П. Электронно-оптические преобразователи с каналовым электронным усилением // Достижения техники передачи и воспроизведения изображений. Т.1. М., 1976. С.15–85.
2. Леонов Н.Б., Тоисева М.Н., Тютиков А.М., Шишацкий Н.А., Измерение шумов микроканальных пластин // ОМП. 1981. № 2. С.39–44.
3. Авдеев С.П. Разработка электронно-лучевой технологии изготовления малошумящих микроканальных пластин // Авт. канд. дисс. ТГРУ. 1997. 22с.
4. Канчиев З.И., Борина Р.П., Макарова Т.М., Исаева Е.А. Удаление растворимой жилы из матрицы микроканальной пластины // ЖПС. 1979. Т.52. №8. С.1718–1724.
5. Демидов И.В., Прокопенко В.Т., Храмцовский И.А., Фан Ли Шуан. Применение эллипсометрии в контроле оптических характеристик неоднородных поверхностных слоев // Неразрушающий контроль и диагностика окружающей среды, материалов и промышленных изделий. 2001. Вып. 1. С. 3–10.
6. Демидов И.В. Измерение локальных значений показателя преломления неоднородных сред методом иммерсионной эллипсометрии // Современные технологии". СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С. 52–54.

ПРИМЕНЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВЫХ СРЕДСТВ АТТЕСТАЦИИ СПЕКТРОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ ГРАДИЕНТНОЙ ОПТИКИ

С.А. Алексеев, К.В. Барденков, И.В. Демидов, А.О. Миронов

Широкому использованию эллипсометрии в науке и технике препятствует отсутствие системы обеспечения единства измерений в этой области, включающей государственные эталоны, образцовые измерительные установки, поверочные схемы и соответствующую нормативно-техническую документацию. Это приводит к тому, что эллипсометры нельзя использовать в качестве средств измерений, и, следовательно, практически невозможно сравнивать результаты измерения в различных условиях. Поэтому разработка метрологического обеспечения является актуальной задачей, от успешного решения которой во многом зависит действенность контроля и надзора за эллипсометрами в масштабе страны.

В [1] сообщается об изготовлении стандартного эталона, состоящего из кремневой вафли диаметром 3 дюйма с пленкой SiO_2 одинаковой толщины по его диаметру. Этот элемент реализован при трех номинальных значениях толщин (d) окисной пленки 50, 100 и 200 нм, которая определялась методом профилометрии.

Однако технологический контроль физико-химических свойств окисных покрытий проводится, как правило, при послойном стравливании неоднородного слоя или синтезе многослойных тонкопленочных структур. Поскольку определение характеристик окисных покрытий в этих случаях проводится каждый раз после нанесения или удаления порции вещества (секции), то в литературе этот метод получил название "метода секционирования". Данный способ определения неоднородных окисных пленок обладает рядом существенных отличий от традиционного подхода в физико-химических исследованиях, основанного на использовании упрощенной модели исследуемой неоднородной структуры поверхностных слоев (ПС) представляемой в виде однородной изотропной пленки [1, 2].

При послойном способе анализа оптических свойств ПС повышается информативность метода: снимается проблема неоднозначности в измерении толщины, что позволяет определить распределение диэлектрической проницаемости по глубине слоисто-неоднородной структуры. Однако некоторые используемые в настоящее время методы применения эллипсометрии для определения изменения показателя преломления по глубине ПС путем его секционирования приводит к существенным ошибкам в расчете толщины и основных физико-химических характеристик элементарных слоев, из системы которых составляется модель объекта исследования.

В частности, при проведении эллипсометрического анализа неоднородных систем методом секционирования традиционный алгоритм решения обратной задачи предполагает, что расчет диэлектрической проницаемости окисной пленки или тонкого j -ого слоя должен начинаться с однородной подложки [1, 2]. Однако при изготовлении детали на поверхности образуется ПС со свойствами, отличными от свойств объема материала, и подложка становится неоднородной. Кроме того, элементарные слои в общем случае могут быть как однородными, так и неоднородными [1].

Цель настоящей работы состояла в разработке технологического метода контроля профиля диэлектрической проницаемости неоднородных покрытий, учитывающего влияние поляризационных свойств неоднородной подложки.

Для успешного проведения эллипсометрического анализа физико-химических свойств многослойных покрытий методом секционирования необходимо иметь алгоритм решения обратной задачи эллипсометрии, который непосредственно устанавливает функциональную связь между измеряемыми в последующий t_j и предыдущий t_{j-1} моменты

времени поляризационными углами – фазовым сдвигом Δ между p - и s -компонентами электромагнитного поля и азимутом линейной восстановленной поляризации ψ – и характеристиками элементарного слоя без привлечения априорной информации о физико-химических параметрах нижележащей системы слоев.

Рассмотрим способ решения поставленной задачи на основе уравнения эллипсометрии в приближении Друде-Борна [3]. Пусть на неоднородной подложке с неизвестным профилем диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ к моменту времени t_j синтезирован элементарный слой толщиной $d = d_j$, имеющий оптический профиль $\varepsilon_j(z)$. Отметим, что измерение поляризационных углов Δ и ψ осуществляется в моменты времени t_{j-1} и t_j , т.е. до нанесения покрытия и после.

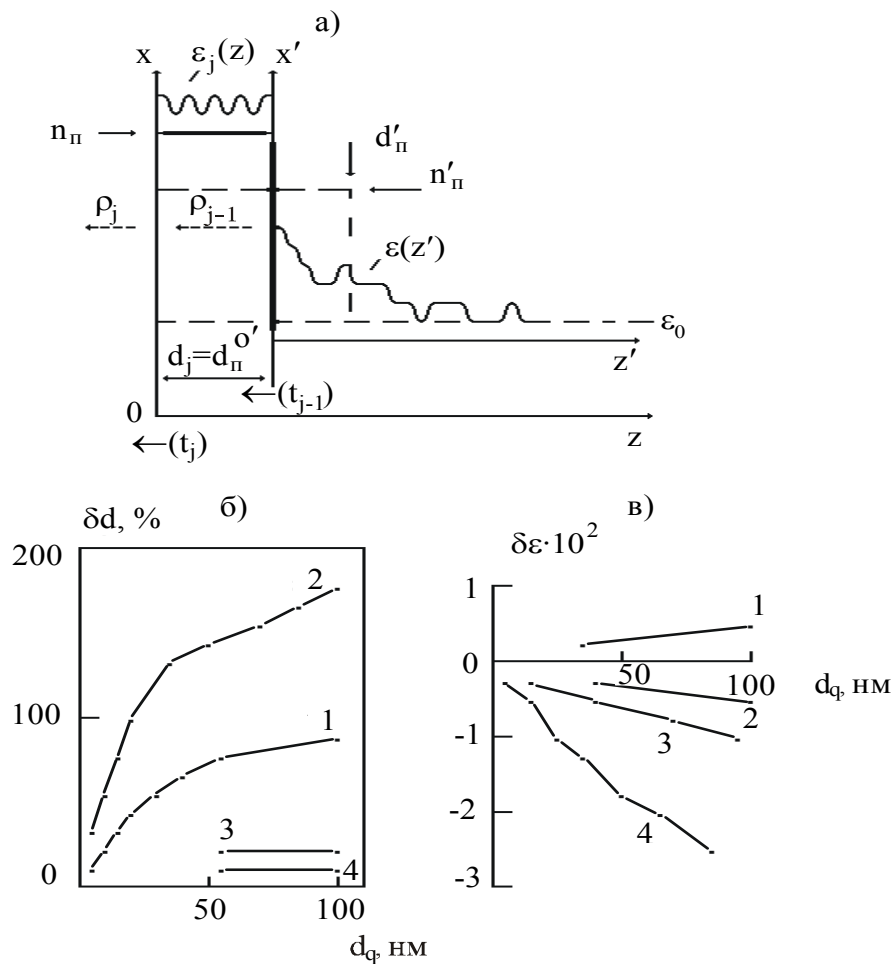


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая влияние неоднородной подложки на определение параметров однородной пленки (а) и ошибки расчета толщины (б) и диэлектрической проницаемости пленок BaF_2 (кривые 1, 2) и HfO_2 (кривые 3, 4) на подложке с неоднородным слоем:
б, в): кривые 1, 3 – $n_1 = 1,47$; кривые 2, 4 – $n_1 = 1,50$.

Запишем уравнение эллипсометрии для неоднородной подложки в системе координат $X'Y'Z'$ (рис. 1, а), т.е. в момент времени t_{j-1} :

$$\rho_{j-1} = \rho_o(1 + ik_o A_o \Phi_1(p)) = \text{tg} \psi \cdot \exp(i\Delta), \quad (1)$$

где

$$\Phi_1(p) = \int_0^\infty (\varepsilon(z') - \varepsilon_o) \cdot (\varepsilon(z') - \varepsilon_s) \cdot \varepsilon^{-1}(z') \exp(-i2k_o U_o^{(s)} z') dz', \quad (2)$$

$$\rho_o = [\operatorname{tg}^2 \varphi \cdot U_1^{(s)} - U_o^{(s)}] \cdot [\operatorname{tg}^2 \varphi \cdot U_1^{(s)} + U_o^{(s)}]^{-1}, \quad (3)$$

$$A_o = 2\sqrt{\varepsilon_o} \cdot \varepsilon_o \cdot \cos \varphi \cdot \sin^2 \varphi \cdot [(\varepsilon_o - \varepsilon_o) \cdot (\varepsilon_o \cdot \cos^2 \varphi - \varepsilon_o \cdot \sin^2 \varphi)]^{-1}, \quad (4)$$

$$U_o^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_o - \varepsilon_o \cdot \sin^2 \varphi}, \quad U_1^{(s)} = \sqrt{\varepsilon_o} \cos \varphi. \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon_o, \varepsilon_o$, – диэлектрическая проницаемость внешней среды и однородной подложки, соответственно, т.е. в отсутствии неоднородного ПС $\varepsilon(z)$; $k_o = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения; φ – угол падения светового пучка.

Уравнение эллипсометрии для системы "элементарный слой – неоднородная подложка" в системе координат XYZ (рис. 1, а) можно записать следующим образом:

$$\rho_j = \rho_o \cdot [1 + ik_o A_o (\Phi_j(p) + \Phi_2(p))], \quad (6)$$

где

$$\Phi_2(p) = \int_{d_j}^{\infty} (\varepsilon(z) - \varepsilon_o) \cdot (\varepsilon(z) - \varepsilon_o) \cdot \varepsilon^{-1}(z) \cdot \exp(-i2k_o U_o^{(s)}) dz, \quad (7)$$

$$\Phi_j(p) = \int_0^{d_j} (\varepsilon_j(z) - \varepsilon_o) \cdot (\varepsilon_j(z) - \varepsilon_o) \cdot \varepsilon_j^{-1}(z) \cdot \exp(-i2k_o p_o z) dz. \quad (8)$$

Поскольку координаты по осям Z и Z' связаны соотношением $z' = z - d_j$ (рис. 1, а), то, используя замену переменной в уравнении (5) и учитывая при этом, что вид оптического профиля неоднородной подложки в системах координат XYZ и X'Y'Z' один и тот же, получаем тождество:

$$\Phi_1(p) = \Phi_2(p) \cdot \exp(ik_o p_o d_j). \quad (9)$$

Тогда из формул (1)–(9) после несложных математических преобразований можно получить следующее уравнение:

$$\Phi_j(p) = (ik_o A_o \rho_o)^{-1} \cdot [(\rho_j - \rho_o) - (\rho_{j-1} - \rho_o) \cdot \exp(-i2k_o p_o d_j)], \quad (10)$$

Параметры ρ_j и ρ_{j-1} связаны с поляризационными углами основным уравнением эллипсометрии:

$$\rho_{j,j-1} = \operatorname{tg} \psi_{j,j-1} \cdot \exp(i\Delta_{j,j-1}) = \frac{R^{(p)}}{R^{(s)}}, \quad (11)$$

где $R^{(p)}$, $R^{(s)}$ – коэффициенты отражения электромагнитной волны для p - и s -компонент поляризованного излучения.

Полученное уравнение (10) непосредственно связывает диэлектрическую проницаемость j -ого элементарного слоя с измеряемыми поляризационными углами Δ и ψ в предыдущий t_{j-1} и последующий t_j моменты времени. Для его решения не требуется априорной информации о виде профиля неоднородной подложки. Если подложка однородная, т.е. $\varepsilon(z) = \varepsilon_o$ и $\rho_{j-1} = \rho_o$, то из формулы (10) получаем известное уравнение Друде-Борна [3], в котором верхний предел интегрирования определяется толщиной слоя d_j . Необходимо подчеркнуть, что полученное уравнение (10) справедливо лишь в рамках тех допущений, при которых было получено обобщенное уравнение эллипсометрии в приближении Друде-Борна [7].

Сущность численного эксперимента состояла в следующем. Предположим, что на подложке с $\varepsilon_o = 2,12285$, имеющую неоднородный ПС, профиль $\varepsilon(z)$ которого описывается формулой

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_o \cdot \left[\varepsilon_1^2 + (\varepsilon_o^2 - \varepsilon_1^2) \cdot \exp\left(-\frac{z}{d}\right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

синтезирован однородный слой толщиной d_{II} с диэлектрической проницаемостью ϵ_{II} . Для проведения конкретных расчетов было принято, что неоднородная подложка может иметь значения $\epsilon_1=2,1609$ и $\epsilon_1=2,25$; толщина однородной пленки принималась равной $d_{II}=50$ нм; пленка имеет следующие характеристики: $\epsilon_{II}=2,1668$ (BaF_2) и $\epsilon_{II}=2,6569$ (HfO_2); угол падения пучка принимался равным $\varphi=50^\circ$; длина волны электромагнитного излучения $\lambda=0,6328$ мкм. Прямая задача эллипсометрии решалась по уравнению (11) и формулам:

$$R_{j,o} = [r_{j+1} + R_{j-1,o} \cdot \exp(-i2\delta_j)] \cdot [1 + r_{j+1,j} \cdot R_{j-1,o} \cdot \exp(-i2\delta_j)]^{-1}; \quad (13)$$

$$\delta_j = k_o d_j \cdot \sqrt{\epsilon_j - \sin^2 \varphi_j}. \quad (14)$$

Здесь $r_{j+1,j}$ – коэффициенты Френеля для границы раздела "верхняя среда – j -ый слой"; $R_{j-1,o}$ – обобщенные коэффициенты отражения от системы слоев, лежащих ниже j -ой границы раздела; δ_j – фазовая толщина j -ого тонкого слоя; λ – длина волны излучения; ϵ_j , d_j , φ_j – диэлектрическая проницаемость, геометрическая толщина и угол падения пучка на объект исследования.

В качестве обобщенных коэффициентов отражения электромагнитной волны от неоднородной подложки $R_{j-1,o}$ использовались соотношения, приведенные в работе [3] для профиля (12). Обратная задача эллипсометрии решалась по методу Холмса [2] в предположении, что подложка является однородной. Полученные таким способом значения показателя преломления $\epsilon_{II}^{(T)}$ и толщины пленки $d_{II}^{(T)}$ отличались от истинных параметров ϵ_{II} и d_{II} на величину ошибки в показателе преломления $\delta\epsilon_{II} = (\epsilon_{II}^{(T)} - \epsilon_{II}) / 2\sqrt{\epsilon_{II}}$ и толщины $\delta d = [d_{II}^{(T)} - d_{II}] / d_{II}$, показанных на рис. 1, б. Из анализа этих результатов следует, что если оптический контраст $\delta\epsilon_K = (\epsilon_{II} - \epsilon_1)$ (т.е. различие между диэлектрическими проницаемостями пленки и ПС подложки) мал, то основная ошибка будет в определении толщины пленки δd . Если оптический контраст $\delta\epsilon_K$ достаточно велик, то основная ошибка расчета будет в значении диэлектрической проницаемости ϵ_{II} .

Выводы

1. В рамках теории Друде-Борна получено уравнение для системы "неоднородная пленка – неоднородная подложка", на основе которого можно исследовать неоднородные окисные покрытия, синтезированные методом высокочастотного реактивного распыления мишени на ферритовых полублоках, не привлекая при этом информацию о структуре неоднородной подложки.
2. Численный эксперимент, проведенный при стандартных условиях, но на основе полученного уравнения, показал, что ошибка в расчете физико-химических параметров исследуемых покрытий уменьшается примерно на порядок.

Авторы выражают признательность за руководство данной работой И.А. Храмовскому.

Литература

1. Эллипсометрия – метод исследования поверхности / Под ред. А.В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1983. 180 с.
2. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л., 1986. 152 с.
3. Пшеницын В.И., Антонов В.А., Абаев М.И. Применение точных и приближенных решений уравнений Максвелла в эллипсометрии неоднородных слоев // Опт. и спектр. 1988. Т.65. Вып. 3. С. 621–627.

ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВА И ФИКСИРОВАНИЯ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА ДИФФЕНЕ, НА ВЕЛИЧИНУ АНИЗОТРОПИИ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

О.В. Андреева, В.Т. Прокопенко, О.М. Ялукова

Сегодня возникает необходимость в разработке новых регистрирующих сред [1] для получения высокоэффективных голограмм со стабильными свойствами, которые находят широкое применение в различных областях оптического приборостроения [2]. Однако получение таких сред еще не вышло за рамки изготовления лабораторных образцов. Недостаточно исследованы как физико-химические процессы, происходящие в этих средах под действием излучения, так и влияние этих процессов на параметры голограмм.

Разработка фазовой среды на полиметилметакрилатной (ПММА) основе является очень перспективной с точки зрения использования их для исследований в области голографии с глубокой записью [3]. Они имеют высокое разрешение, широкий спектральный диапазон чувствительности и могут быть оптимизированы практически к любой рабочей длине волны генерации в видимом диапазоне спектра [4]. Среда дает возможность производить запись с высокой фазовой модуляцией, и, пользуясь высокой угловой и спектральной селективностью, можно производить многократную запись в одном объеме материала.

Светочувствительная среда состоит из ПММА с добавлением органического красителя фенантренхинона (ФХ), светочувствительного в полосе поглощения 430–500 нм. Под действием излучения молекулы непрореагировавшего ФХ способны диффундировать в объеме полимера, это приводит к уменьшению неоднородности среды (анизотропии).

Анизотропия характеризует механические изменения в образце, неоднородность его оптических свойств [5]. Расчет анизотропии фазовой модуляции q проводился по формуле

$$q = (\varphi_1^\perp / \varphi_1^\parallel) \cdot \cos \theta_0, \quad (1)$$

где $\varphi_1^\perp$ – перпендикулярная составляющая фазовой модуляции, $\varphi_1^\parallel$ – параллельная составляющая фазовой модуляции, θ_0 – угол между пучками нулевого и первого порядков дифракции в среде.

В работе проводился анализ зависимостей анизотропии фазовой модуляции q от времени прогрева $t_{\text{пр}}$ и после фиксирования. Например, на рис. 1 представлен график зависимости $q(t_{\text{пр}})$ для голограммы XIV-6 №1.

Видно, что при $t_{\text{пр}}=12$ часов значение анизотропии очень высоко ($q \geq 1,4$), со временем прогрева анизотропия уменьшается. Так, 27.10 при $t_{\text{пр}}=76$ часов $q=0,961$. Две недели образец лежал в наклоненном состоянии (т.е. не стоял вертикально) после чего анизотропия увеличилась ($q=1,236$), это связано с тем, что образец "потек". Далее образец два дня (до 10.11) находился в вертикальном положении, после чего значение анизотропии уменьшилось до $q=1,021$. 17.10 образец помещался горизонтально в термостат на 1 час при температуре 50 °С, стороной S_1 вверх, значение анизотропии уменьшилось до $q=0,992$, т.е. значения вернулись к стабильному состоянию (q около единицы). Можно сделать вывод: анизотропия обусловлена не только неоднородностью среды, но и фотоупругостью, т.е. механическими деформациями (напряжениями) внутри образца.

Все исследованные голограммы обладали аналогичной зависимостью анизотропии от времени прогрева. Как представлено на рис. 2, анизотропия уменьшается со временем прогрева, т.е. уменьшается неоднородность среды.

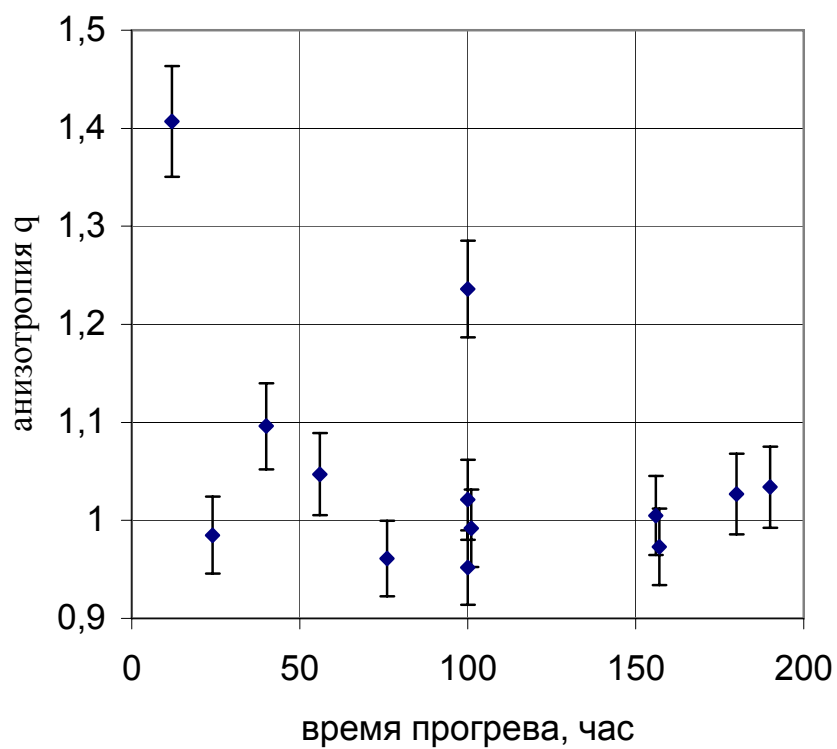


Рис. 1. Зависимость анизотропии фазовой модуляции XIV-6 голограммы №1 от времени прогрева $t_{пр}$

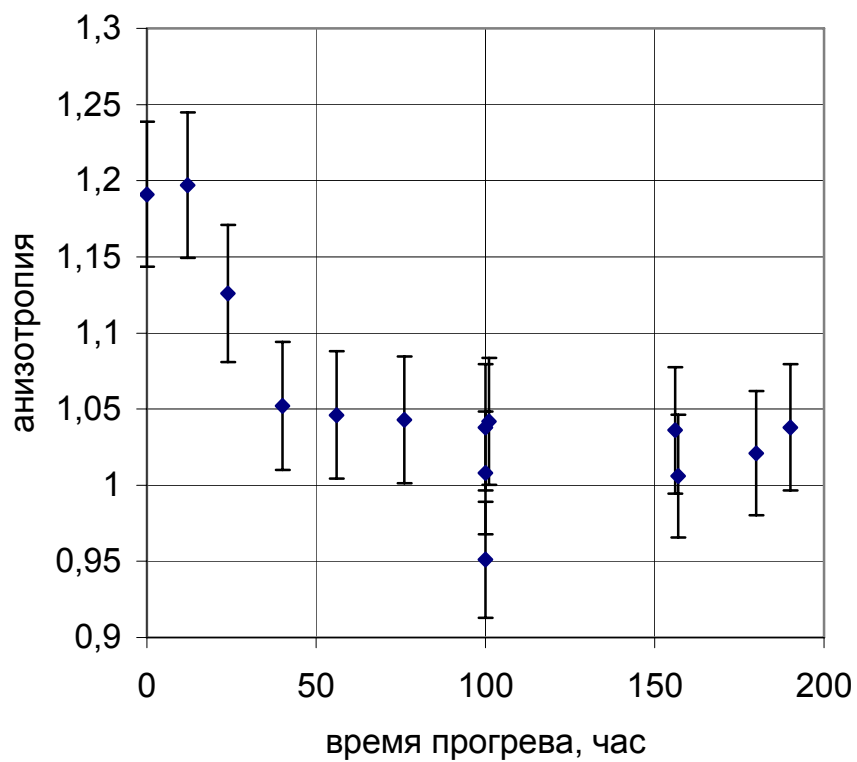


Рис. 2. Анизотропия фазовой модуляции q XIV-6 голограммы №3 от времени прогрева $t_{пр}$

На основании полученных экспериментальных данных установлено: анизотропия оптических свойств включает постоянную составляющую, обусловленную неоднородностью среды, и вносимую составляющую, обусловленную эффектом фотоупругости (механическими деформациями, напряжениями).

Литература

1. Отчет по работе: Разработка и исследование полимерных материалов применительно к проблемам записи информации и создания голографических оптических элементов
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. С.261–282.
3. Вениаминов А.В., Седунов Ю.Н., Попов А.П., Бандюк О.В. Постэкспозиционное поведение голограмм под влиянием диффузии макромолекул // Опт. и спектр. 1996. Т.81. Вып. 4. С.676–680.
4. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном (в печати).
5. Александров А.Я., Ахметзянов М.Х. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. М.: Наука, 1973. 475 с.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА ПОЛИМЕРНОЙ СРЕДЕ ДИФФЕН

О.В. Андреева, Н.В. Мирошникова, В.Т. Прокопенко,

Разработка фазовой среды на полиметилметакрилатной основе перспективна с точки зрения использования ее для исследований в области голографии с глубокой записью. В ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова" на основе объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных в материале ДИФФЕН [1], получены узкополосные селекторы лазерного излучения.

Особенностью объемных фазовых голограмм является высокая дифракционная эффективность, достигающая 100 %. Такие решетки характеризуются высокой угловой и спектральной селективностью.

Объектом исследования в настоящей работе являются объемные трехмерные пропускающие голограммы, зарегистрированные на полимерном материале ДИФФЕН – полиметилметакрилате (ПММА) с органическим красителем фенантренхиноном (ФХ) [1, 2]. В рамках исследования изучается влияние температуры и влажности окружающей среды на параметры объемных пропускающих голограмм.

Основными параметрами, характеризующими свойства голограмм, являются дифракционная эффективность (η), фазовая модуляция φ_1 , анизотропия дифференциального показателя преломления q_0 и угловая селективность. Фазовая модуляция определяет эффективность голограммы, а анизотропия – механические изменения в образце и неравномерность оптических свойств. Определение величин фазовой модуляции φ_1 и анизотропии дифференциального показателя преломления q_0 производится по измеренным значениям дифракционной эффективности при двух ортогональных направлениях поляризации падающего излучения: если колебания электрического вектора E в падающем на объемную пропускающую голограмму пучке происходит в направлении, перпендикулярном плоскости распространения нулевого и дифрагированного световых пучков за голограммой, оценивается $\eta_{\perp}$, а если колебания вектора E происходит в направлении, параллельном плоскости распространения нулевого и дифрагированного световых пучков за голограммой, то оценивается $\eta_{\parallel}$.

График зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм от величины фазовой модуляции носит осциллирующий характер (рис. 1).

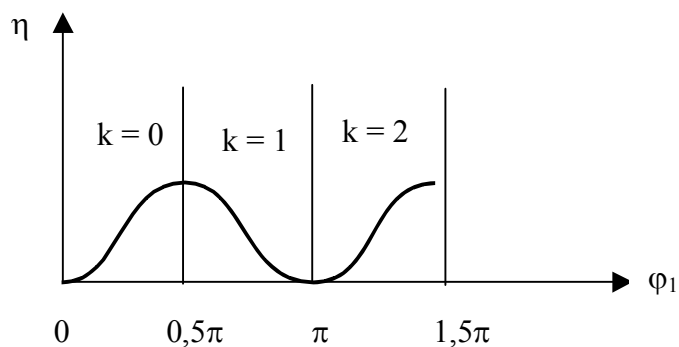


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от фазовой модуляции показателя преломления

$$\eta = \sin^2 \varphi_1, \quad (1)$$

при этом

$$\varphi_I = k\pi \pm \arcsin((\eta)^{1/2}), \quad (2)$$

где $k = 0, 1, 2, 3 \dots$. При знаке "-" на контуре угловой селективности $I_d(\theta)$ характерно наличие максимума в центре главного лепестка, при знаке "+" – минимума.

Однозначное определение φ_I по измеренным значениям η может быть осуществлено с помощью сопоставления формы и параметров контура спектрально-углового распределения интенсивности дифрагированного пучка исследуемых голограмм $I_d(\theta)$ с рассчитанными теоретически по формулам Когельника [3]. Для конкретизации величины φ_I была использована ее зависимость от поляризации падающего на голограмму излучения [4]. При этом отношение величин фазовых модуляций голограммы для ТМ и ТЕ поляризованных излучений определяется углом между пучками 0-го и 1-го порядков дифракции в среде (θ) и описывается как $\varphi_I^{TM}/\varphi_I^{TE} = \cos(\theta)$.

$$\text{Для голограмм с } \varphi_I < \pi / 2$$

$$\varphi_I^{\perp, \parallel} = \arcsin((\eta_{\perp, \parallel})^{1/2}) / \pi, \text{ рад.} \quad (3)$$

$$\text{Для голограмм с } \varphi_I > \pi / 2$$

$$\varphi_I^{\perp, \parallel} = \pi - \arcsin((\eta_{\perp, \parallel})^{1/2}) / \pi, \text{ рад.} \quad (4)$$

Для изотропной среды анизотропия рассчитывается по формуле

$$q_o = (\varphi_I^{\perp} / \varphi_I^{\parallel}) \cos(\theta). \quad (5)$$

Полиметилметакрилат (ПММА) гигроскопичен. Теоретически установлено, что при впитывании образцом определенного процента влаги от своей массы показатель преломления n , угол между нулевым I_o и дифрагированным I_d пучками за голограммой (θ_o) и угол Брэгга ($\theta_{бр}$) изменяется в третьем знаке (см. таблицу). Изменение показателя преломления образца пропорционально изменению объема веществ, входящих в его состав:

$$n' = (V_1 n_1 + V_2 n_2) / (V_1 + V_2), \quad (6)$$

где V_1 и n_1 , V_2 и n_2 – объем и показатель преломления воды и полимерного материала, соответственно. Так как изменение объема среды при впитывании влаги берется в процентном отношении, то показатель преломления можно рассчитать следующим образом:

$$n' = (V_1 n_1 + V_2 n_2) / 1. \quad (7)$$

При расчете [5] использовались следующие параметры: период дифракционной решетки $d = 1,568$ мкм, длина волны в вакууме $\lambda_0 = 633$ нм, угол наклона изофазных поверхностей к нормали $\Phi = 7,83$ град.

$$\theta_o = I_p + I''_p = \arcsin[n' \sin(\arcsin(\lambda_0 / 2 d n') - \Phi)] + \arcsin[n' \sin(\Phi + \arcsin(\lambda_0 / 2 d n'))], \quad (8)$$

$$\theta_{бр} = (\arcsin(\lambda_0 / 2 d n')). \quad (9)$$

Изменения таких параметров, как период и частота, настолько малы, что не нуждаются в рассмотрении в рамках данного исследования.

Таблица. Характеристики объемной пропускающей голограммы, зарегистрированной на ПММА при впитывании влаги

Впитываемая влага, %	Показатель преломления	$\theta_{бр}$, рад.	θ_o , рад.
0	1,4887	0,1360	0,41154
1	1,4871	0,1362	0,41152
2	1,4855	0,1363	0,41150
3	1,4839	0,1364	0,41148
4	1,4823	0,1366	0,41146
5	1,4807	0,1367	0,41144

В настоящей работе при изменении влажности окружающей среды изучаются зажатые между стеклами образцы, а при изменении температуры – зажатые и заполимеризованные между стеклами образцы. На исследуемых образцах зарегистрированы голограммы, имеющие различную фазовую модуляцию.

Схема и методика проведения эксперимента описана в работе [6]. Принцип действия исследуемого делителя лазерного пучка по амплитуде показан на рис. 2.

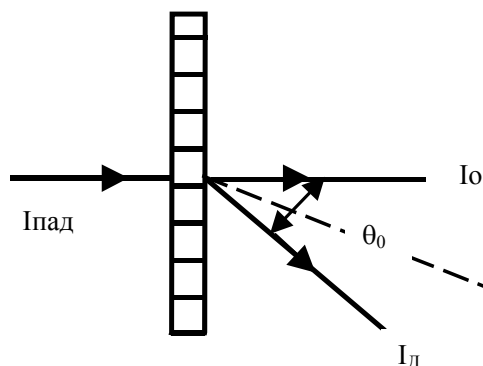


Рис. 2. Принцип действия делителя лазерного пучка

Расчет дифракционной эффективности $\eta_{\perp, \parallel}$ в данной работе производится по формуле

$$\eta = (I_{\text{вне Брэгга}} - I_{\text{Брэгга}}) / I_{\text{вне Брэгга}}, \quad (10)$$

где $I_{\text{Брэгга}}$, $I_{\text{вне Брэгга}}$ – интенсивность нулевого пучка при установке исследуемой голограммы под углом Брэгга к падающему излучению и при отклонении от угла Брэгга, соответственно.

Типичные зависимости η при двух ортогональных состояниях поляризации от времени измерения при проведении эксперимента с изменением влажности окружающей среды приведены на рис. 3.

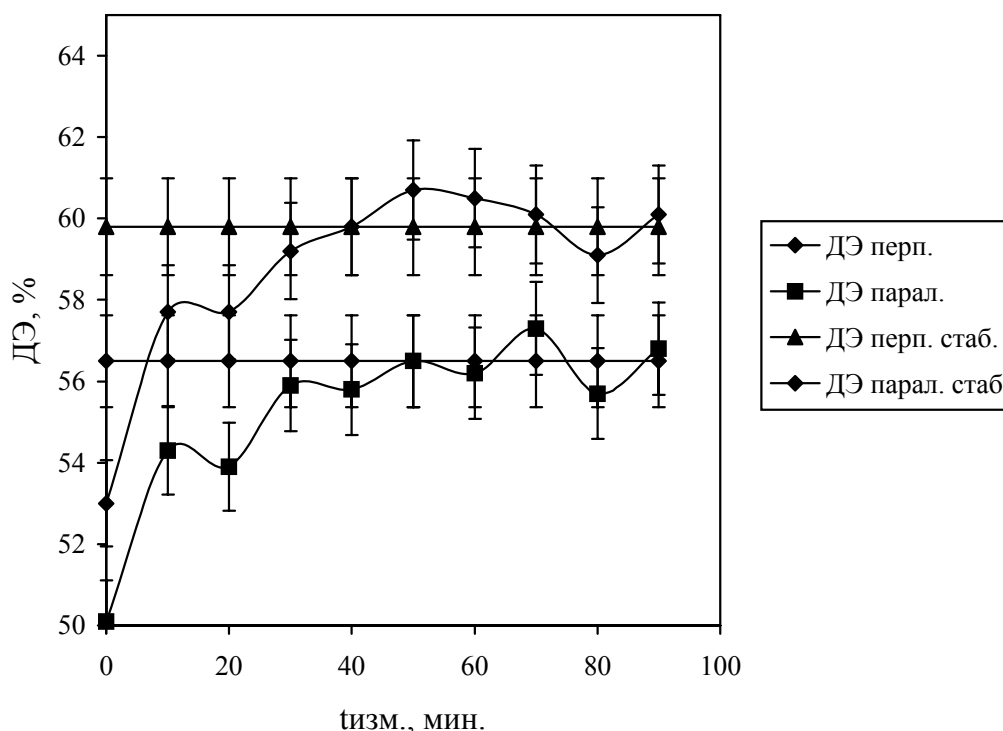


Рис. 3. Влияние изменения влажности окружающей среды на дифракционную эффективность η объемных пропускающих голограмм

Дифракционная эффективность, как видно из рис. 3, в течение 1 час возвращается к стабильному значению. Зависимости φ_0 и q_0 от времени измерения показали, что эти величины отклоняются от стабильного значения в пределах погрешности, т.е. не оказывают влияния на результаты эксперимента.

Типичные зависимости $\eta_{\perp,||}$ при изменении температуры окружающей среды приведены на рис. 4.

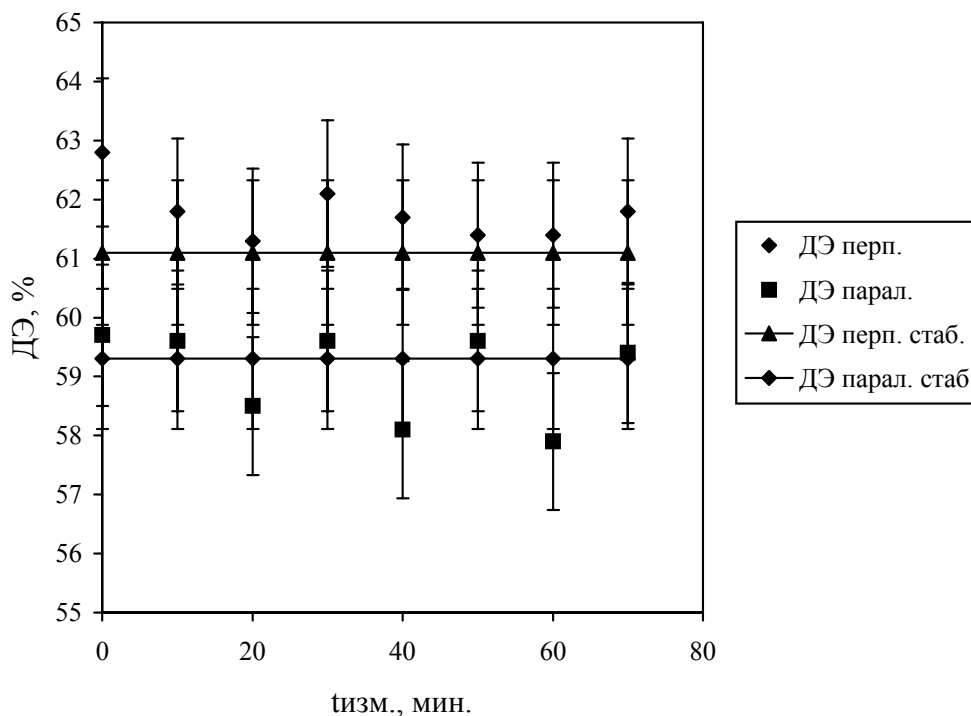


Рис. 4. Влияние изменения температуры окружающей среды на дифракционную эффективность η объемных пропускающих голограмм

Температурные колебания не оказывают влияния на параметры объемных пропускающих голограмм, что наглядно показано на рис.4.

Погрешность измерения дифракционной эффективности не превышает в данном эксперименте 2 % (при доверительной вероятности 90 %). Погрешность фазовой модуляции 3 %, анизотропии 4 %.

При сравнении экспериментальных контуров угловой селективности с теоретическими, рассчитанными по формулам Когельника [3], выяснилось, что экспериментальные контуры нельзя полностью описать, используя формулы Когельника для равномерной по глубине голограммы (см. рис. 5). Это говорит о том, что в объеме образца присутствуют неоднородности амплитуды модуляции показателя преломления голограммы по глубине. Об этом свидетельствует отличие формы и размеров боковых лепестков экспериментальных контуров от аналогичных характеристик равномерной голограммы.

В данной работе проведены измерения и анализ зависимостей дифракционной эффективности, фазовой модуляции и анизотропии показателя преломления при изменении температуры и влажности окружающей среды от времени измерения для пропускающих объемных голограмм, зарегистрированных на полимерном материале ДИФФЕН. Установлено:

- изменение температуры окружающей среды в диапазоне 20–50 °C не влияет на параметры объемных пропускающих голограмм;

- изменение влажности окружающей среды в диапазоне 80–100 % также не приводит к изменению параметров объемных пропускающих голограмм, если голограмму выдержать в стабильном состоянии в течение часа.

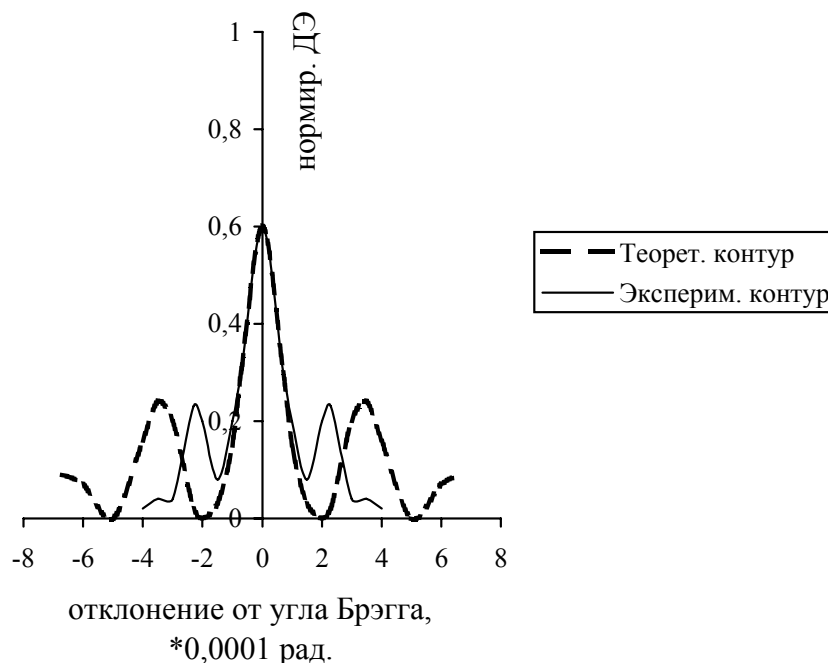


Рис. 5. Сравнение контуров угловой селективности

Приведенные экспериментальные данные о регистрирующем полимерном материале ДИФФЕН получены впервые и будут использованы при дальнейшей разработке голографических оптических элементов.

Литература

1. Вениаминов А.В., Гончаров В.Ф., Попов А.П. Усиление голограмм за счет диффузной деструкции противофазных периодических структур // Опт. и спектр. 1991. Т.70. Вып. 4. С. 864–869.
2. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П.В. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхином (в печати).
3. Kogelnik H. Couple wave theory for thick hologram gratings // Bell. Syst. Tech. Journ. 48. 1969.
4. Андреева О.В., Корзинин Ю.Л., Назаров В.Н., Гаврилюк Е.Р., Курсакова А.М. Дифракционная эффективность серебросодержащих голограмм на пористых стеклах в красной и ИК областях спектра // Оптич. журн. 1997. Т. 64. № 4. С. 142–146.
5. Мирошникова Н.В., Ялукова О.М., Андреева О.В. Дисперсия показателя преломления объемных голографических решеток на основе ПММА в видимой области спектра (см. данный сборник).
6. Мирошникова Н.В., Андреева О.В. Методика измерения дифракционной эффективности объемных пропускающих голограмм при изменении температуры и влажности окружающей среды (см. данный сборник).

ВЛИЯНИЕ ПОСТЭКСПОЗИЦИОННОГО ПРОГРЕВА НА ПАРАМЕТРЫ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА ДИФФЕНЕ

О.В. Андреева, В.Т. Прокопенко, О.М. Ялукова

При разработке оптических приборов локации, связи и обработки информации большое значение приобретает проблема создания делителей лазерных пучков с заданными техническими характеристиками. При этом весьма эффективным является использование в таких делителях высококачественных объемных голограмм с высокой угловой и спектральной селективностями.

В настоящее время актуальной является разработка новых регистрирующих сред для высокоэффективных голограмм со стабильными свойствами.

Большой интерес представляют физико-химические процессы, происходящие в этих материалах под действием излучения, и влияние этих процессов на параметры объемных голограмм.

Целью данной работы является исследование изменений параметров объемных пропускающих голограмм, полученных на образцах различного синтеза с различными экспозициями, в процессе постэкспозиционного прогрева.

Голограммы изготовлены на основе новой регистрирующей среды ДИФФЕН, разработанной в ВНИИ "ГОИ им. С.И. Вавилова" [1]. Исследуемые образцы получены при блочной полимеризации между стеклянными формующими пластинами растворов фенантренина (ФХ) в полиметилметакрилат (ПММА). Под действием излучения ФХ изменяет свою химическую структуру. Образовавшийся фотопродукт (семихиноновый радикал) присоединяется к молекуле ПММА и теряет свою подвижность. Спектр поглощения фотопродукта отличается от спектра поглощения ФХ. Разница этих спектров обуславливает и разницу их показателей преломления. При записи голограммы концентрация ФХ изменяется в объеме регистрирующей среды обратно пропорционально величине экспозиции, а концентрация фотопродукта – прямо пропорционально экспозиции. В результате в регистрирующей среде образуются две противофазные решетки. Фазовая модуляция результирующей решетки определяется модуляцией разницы показателей преломления (Δn) ФХ и его фотопродукта [2]. В процессе регистрации изменения Δn , обусловленные действием излучения, очень малы и позволяют получить голограммы с дифракционной эффективностью не выше нескольких процентов. Для увеличения дифракционной эффективности голограмм применяют постэкспозиционную обработку – прогрев образца при повышенной температуре. При таком прогреве подвижные молекулы ФХ диффундируют, что приводит к выравниванию концентрации ФХ по объему образца, деградации решетки из ФХ и увеличению Δn .

Были измерены основные параметры объемных пропускающих голограмм: дифракционная эффективность $D\mathcal{E}^{\perp}$ (вертикальная поляризация лазерного излучения – электрический вектор колеблется перпендикулярно плоскости распространения пучков I_0 и I_d), $D\mathcal{E}^{\parallel}$ (горизонтальная поляризация – электрический вектор колеблется коллинеарно этой плоскости), угловая селективность $\Delta\theta$. Из полученных данных рассчитывалось значение фазовой модуляции ϕ_1 [3].

Расчет $D\mathcal{E}$ производился по формуле:

$$\eta = \frac{(I_0)_{\text{внеБр}} - (I_0)_{\text{Бр}}}{(I_0)_{\text{внеБр}}}, \quad (1)$$

где $(I_0)_{\text{внеБр}}$ – сигнал на фотодетекторе при $I_d=0$ (I_d – интенсивность дифрагированного пучка), $(I_0)_{\text{Бр}}$ – сигнал на фотодетекторе при $I_d=\max$ (выполнение условия Брэгга).

Зависимость ДЭ от величины фазовой модуляции φ_1 носит осциллирующий характер (рис. 1), и однозначное определение φ_1 по измеренным значениям η для равномерных по глубине решеток заданной толщины может быть осуществлено с помощью сопоставления формы и параметров контура угловой селективности $\Delta\theta$ с рассчитанными по формулам Когельника [4].

Зависимость ДЭ (η) от величины фазовой модуляции $\varphi_1^\perp$ имеет вид

$$\eta = \sin^2 \varphi_1, \quad (2)$$

при этом $\varphi_1 = k\pi \pm \arcsin\sqrt{\eta}$, ($k=0,1,2,3\dots$).

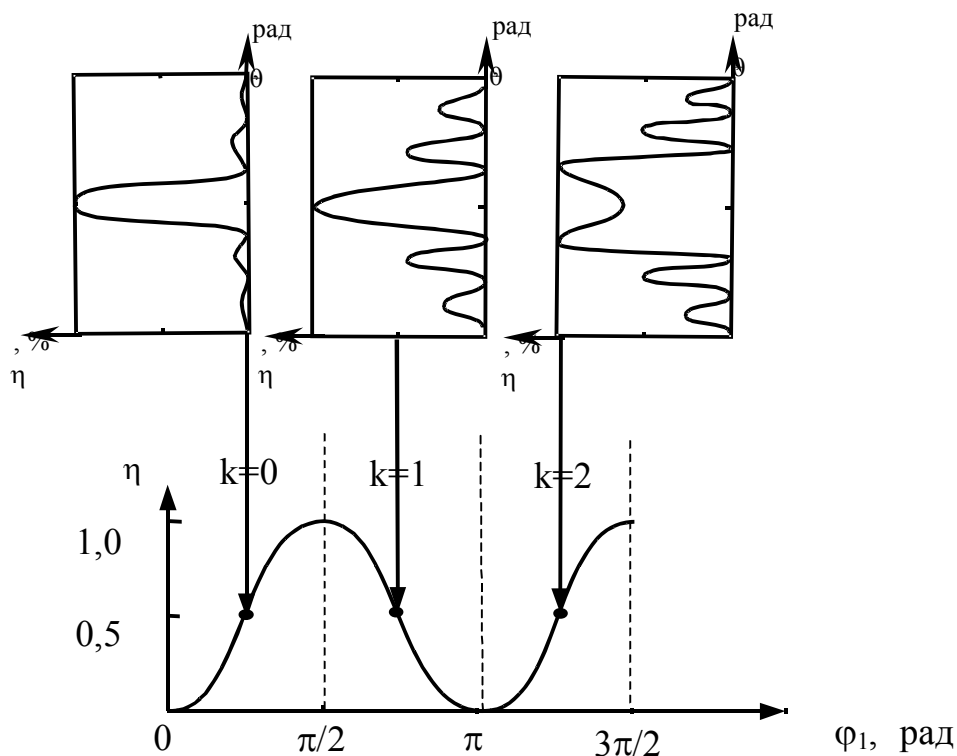


Рис. 1. Угловая селективность фазовых голограмм при различных значениях фазовой модуляции φ_1 (расчет по формулам Когельника)

Постэкспозиционная обработка производилась прогревом образца в термостате, при температуре 50–60 °С. Скорость диффузии молекул ФХ зависит от температуры. Прогрев образца после завершения процесса регистрации голограммы ускоряет процесс деградации решетки из ФХ и приводит к значительному увеличению дифференциального показателя преломления Δn . Максимальный дифференциальный показатель преломления Δn зависит от пространственной частоты ν и исходной концентрации ФХ [5]. Измерение параметров голограмм производилось на $\lambda=632,8$ нм (He-Ne), в этой спектральной области нефиксированные рабочие образцы не обладают светочувствительностью. Измерение ДЭ голограмм во время прогрева образцов осуществлялось при комнатной температуре в течение короткого времени, которое существенно меньше скорости диффузии молекул красителя это не повлияло на характер протекания диффузионных постэкспозиционных процессов в образцах.

Нами были измерены $\Delta\theta^\perp$, $\Delta\theta^\parallel$, рассчитана фазовая модуляция φ_1 и проанализированы данные зависимости от времени прогрева образцов и экспозиций H . Исследовались образцы из различных синтезов, голограммы с различными экспозициями.

Рассматривались несколько образцов обычных синтезов:

- образец XIV-1, неразъемный от синтеза, заподимеризованный между стеклами, с экспозициями $H=0,25; 0,5; 1,0; 2,0$ (Дж/см²),
- образец XIV-6, зажатый между стеклами всухую, с экспозициями $H=0,2; 0,4; 0,8$ (Дж/см²),
- образец XI-5 с экспозициями $H=0,25; 0,5; 1,0; 2,0; 0,7$ (Дж/см²).

Важно было сравнить жесткость матриц. Для этого исследовались специально изготовленные образцы "жесткого" синтеза XVI-2 с экспозициями $H = 0,25; 0,5; 1,0; 2,0; 0,7$ (Дж/см²), и "мягкого" синтеза XVIII-1 с экспозициями $H = 0,25; 0,5; 1,0; 2,0; 0,7$ (Дж/см²).

При прогреве образцов XIV синтеза у всех голограмм образца XIV-1 наблюдался резкий рост дифракционной эффективности ДЭ и фазовой модуляции ϕ_1 в первые 30 часов прогрева, т.е. максимум ДЭ достигался при времени прогрева $t_{пр} \leq 50$ час. Это можно предположить, рассматривая контуры угловой селективности голограмм. Например, на голограмме №1 при $t_{пр}=75$ часов ($\eta=59,9$ %) боковые лепестки ярко выражены, это соответствует $0 \leq \phi_1 \leq \pi/2$, далее при $t_{пр}=101$ час ($\eta=67,8$ %) боковые лепестки увеличились, после фиксирования ($\eta=62,1$ %) боковые лепестки исчезают (вырождаются). Сопоставляя контуры угловой селективности и осциллирующую кривую фазовой модуляции ϕ_1 , можно сделать вывод о том, что мы не переместились за $\pi/2$, а сместились вниз по кривой. Далее ход ДЭ и ϕ_1 стабилизировался (весь ФХ равномерно распределился по образцу).

Образец XIV-6 отличается от XIV-1 тем, что у голограмм данных образцов разные экспозиции (рис. 2 и рис. 3). Здесь ДЭ и ϕ_1 монотонно увеличивались, не достигая 100 % ДЭ, и стабилизировались, как представлено на рис. 4.

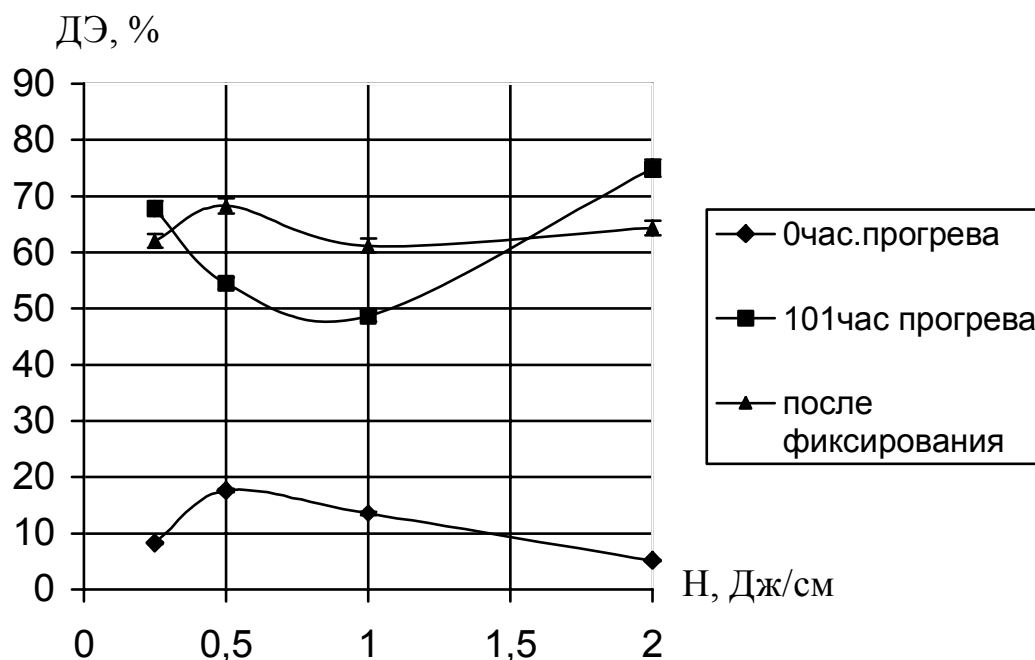


Рис. 2. Зависимость ДЭ XIV-1 от экспозиции H , при разном времени прогрева

Кинетика прогрева образца XI-5 (обычный синтез) представлена на рис. 5. Центральная голограмма № 5 характеризуется наибольшей яркостью, т.е. ДЭ голограммы № 5 выше, чем у голограмм по краям.

На рис. 6 представлена зависимость ДЭ от экспозиции H . Голограммы с малыми значениями экспозиций ($H=0,25, 0,5$ Дж/см²) практически не меняют своих значений (при 25 и 119 часах прогрева, а также после фиксирования). Центральная голограмма № 5 с $H=0,7$ Дж/см² при 25 часах прогрева имеет ДЭ порядка 40 % и с увеличением

времени прогрева достигнутого значения практически не меняет. У голограмм с $H=1,0$ и $2,0 \text{ Дж/см}^2$ значительно увеличивается ДЭ при увеличении времени прогрева.

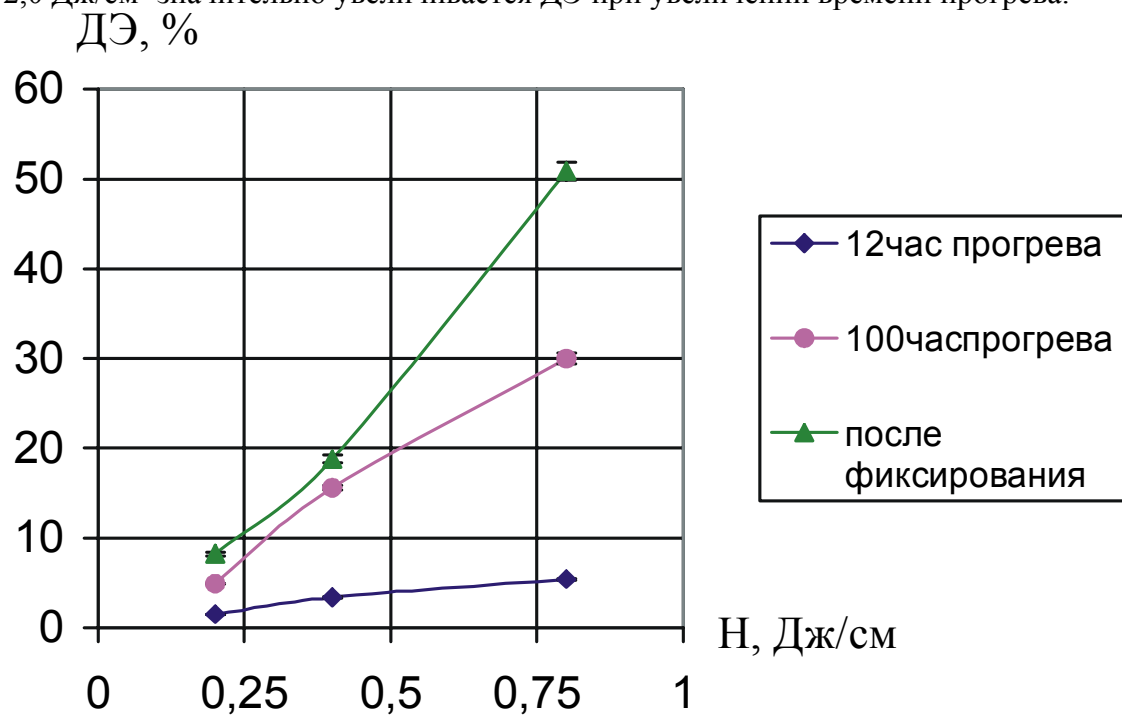


Рис. 3. Зависимость ДЭ от экспозиции H при разном времени прогрева XIV-6 и после фиксирования

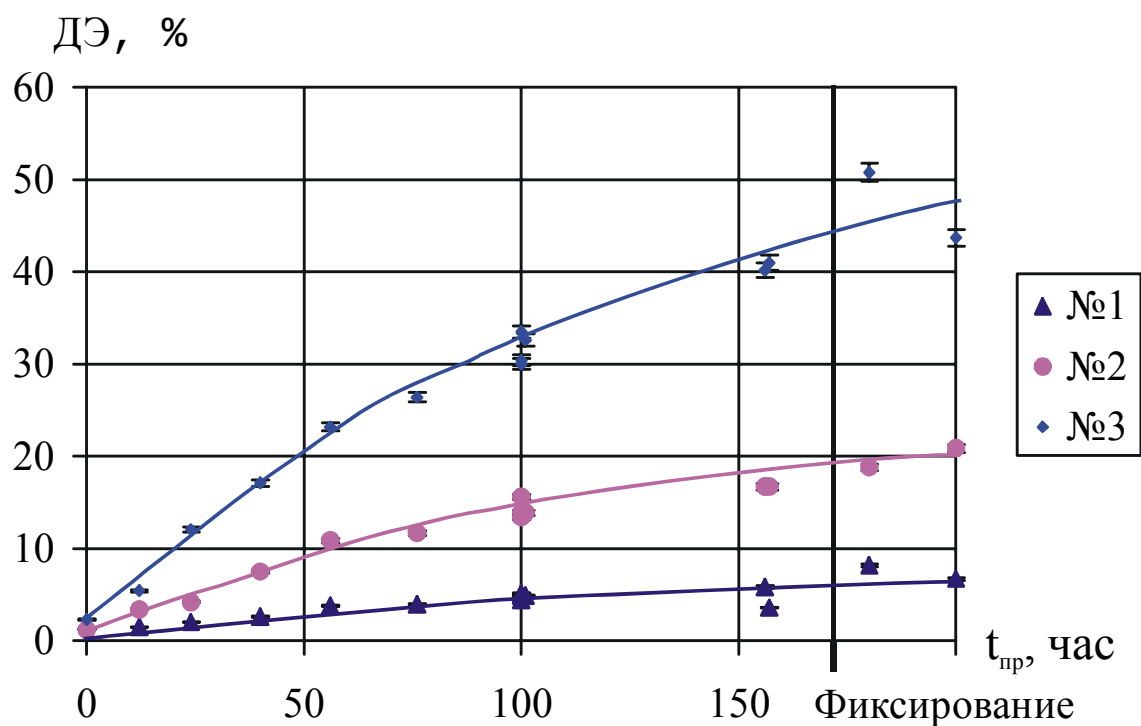


Рис. 4. ДЭ образца XIV-6 голограмм №1, №2, №3 в процессе постэкспозиционной обработки: прогрев, фиксирование

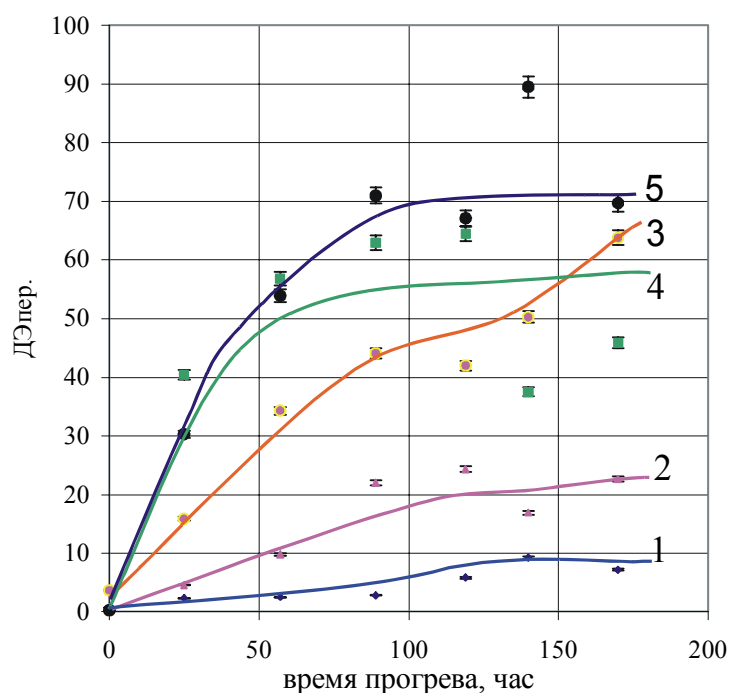


Рис. 5. Кинетика прогрева XI-5

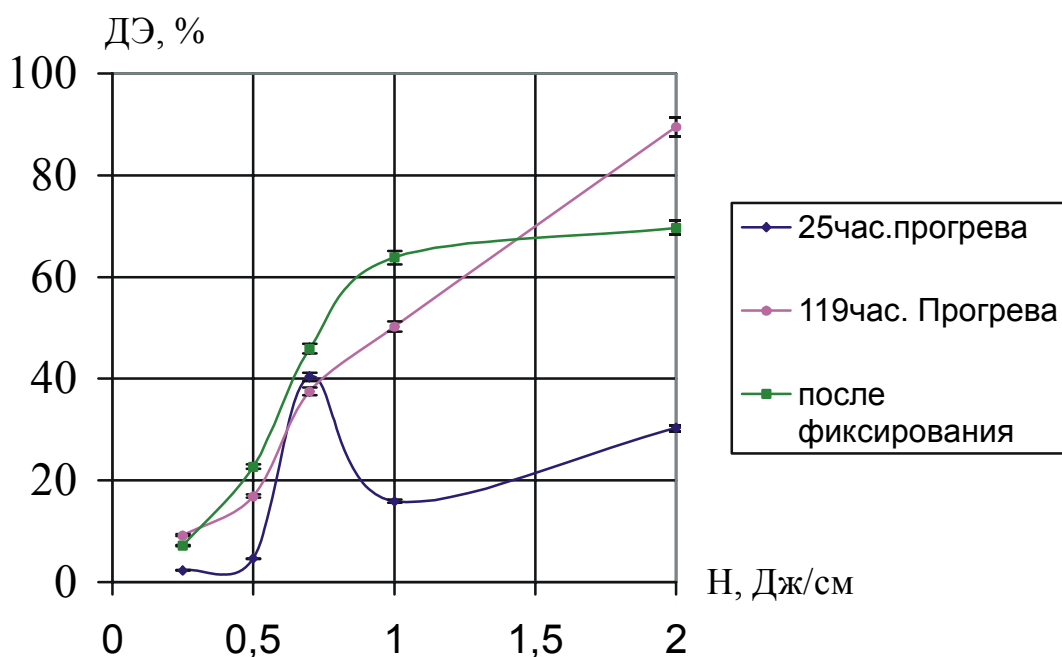


Рис. 6. Экспозиционная зависимость образца XI-5

Экспозиционные зависимости ДЭ для ряда голограмм, полученных при различных условиях синтеза и постэкспозиционной обработки, приведены на рис. 7. При малых экспозициях видно, что образцы различных синтезов имеют близкие значения, при больших экспозициях у голограмм мягкого синтеза резко увеличивается значение ДЭ., Так как матрица мягкая, диффузия идет очень быстро. Стандартный синтез имеет ДЭ выше, чем жесткий, у жесткого синтеза ДЭ в зависимости от экспозиции практически не меняются, это обусловлено жесткостью матрицы, т.е. диффузия идет очень медленно.

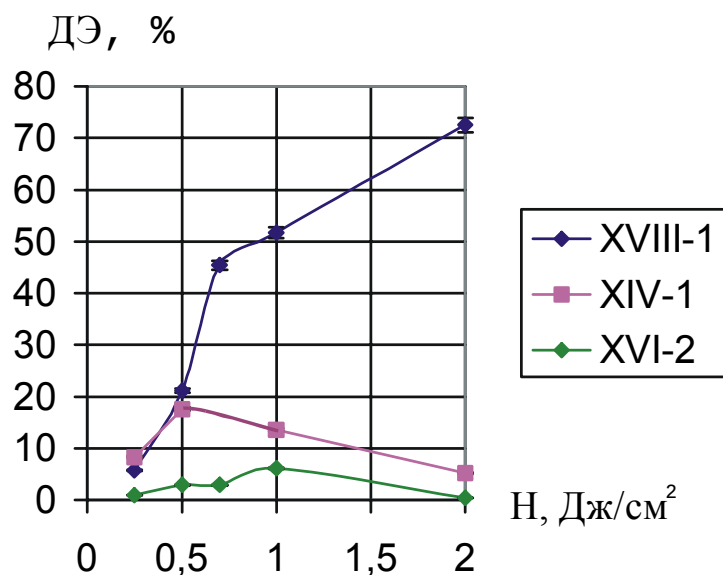


Рис. 7. Экспозиционные зависимости образцов XVIII-1, XIV-1, XVI-2

Рассмотрим образец "жесткого" синтеза XVI-2. Здесь отмечен очень медленный рост ДЭ и ϕ_1 , которые даже при значительном прогреве (112 часов) не превышают 10 % (рис. 8). Образец переполимеризован, т.е. матрица жесткая. Диффузия ФХ идет очень медленно, т.е. внутренние деформации слоя приводят к тому, что невозможно получить 100 % дифракционной эффективности.

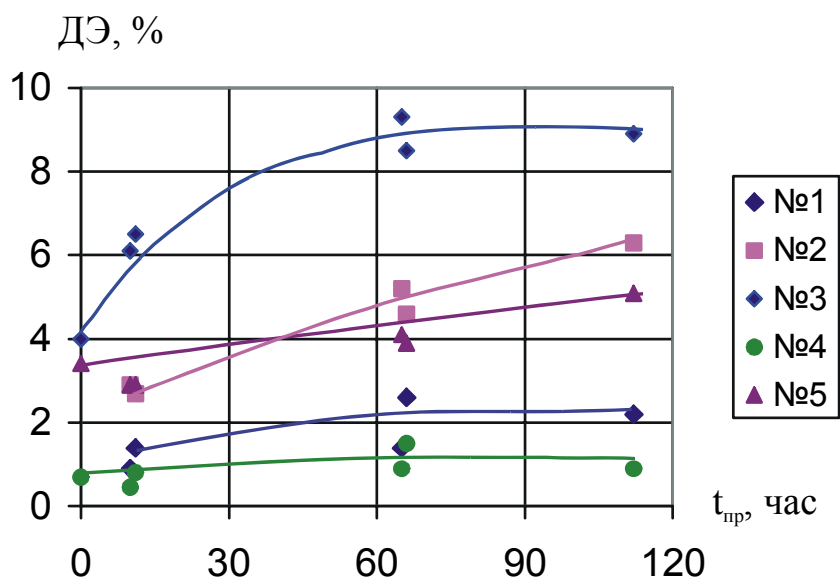


Рис. 8. Кинетика прогрева XVI-2

"Мягкий" синтез проиллюстрируем на примере образца XVIII-1, специально изготовленного для данной работы, который был заведомо недополимеризован. Уже после экспонирования при $t_{\text{пр}}=0$ (без прогрева) голограммы 2, 3, 4, 5 имели высокие дифракционные эффективности – 20–70 % (рис. 9). Можно предположить что это обусловлено тем, что ФХ равномерно распределился по образцу уже во время съемки голограмм. У голограммы № 1 без прогрева $\eta=5,7\%$, а после 7 часов прогрева $\eta=76,4\%$, т.е. ϕ_1 увеличивается. Дальнейший прогрев привел к стабилизации значений ДЭ и ϕ_1 , а у голограмм 2, 3, 4, 5 наблюдалось падение ДЭ. Можно сделать вывод о том, что падение обусловлено уменьшением ϕ_1 .

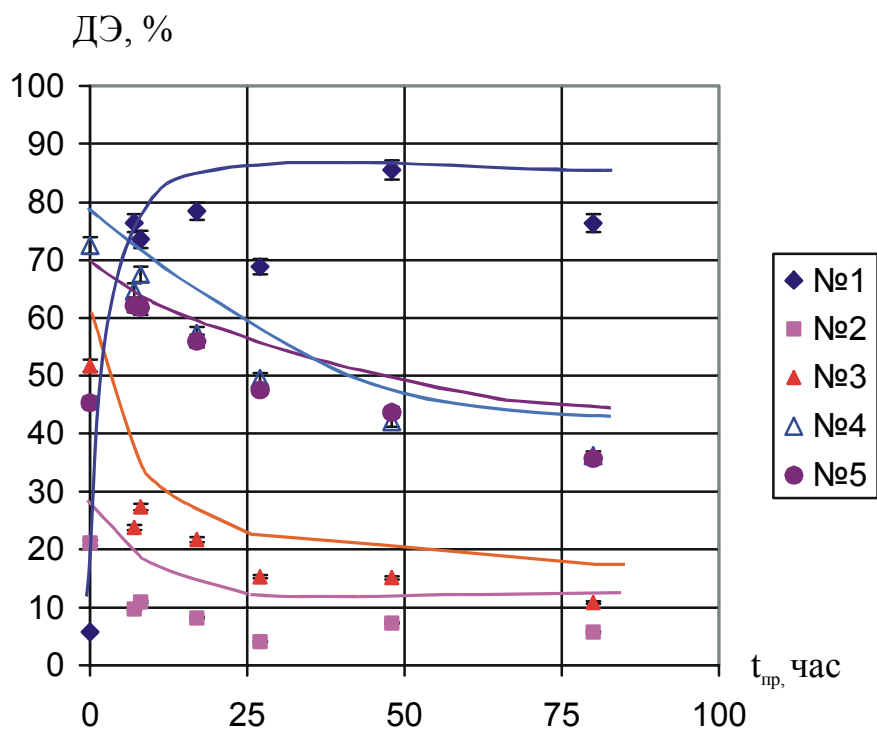


Рис. 9. Кинетика прогрева образца мягкого синтеза XVIII-1

Выводы:

- отработаны методики измерения угловой селективности и ДЭ при двух направлениях поляризации падающего излучения на различных этапах постэкспозиционной обработки;
- максимальные значения ДЭ существенно определяются величиной экспозиции, условиями синтеза и режимами обработки экспонированных образцов;
- получены новые данные о регистрирующем полимерном материале ДИФФЕН, необходимые для использования этого материала в качестве регистрирующей среды для записи голографических оптических элементов.

Литература

1. Вениаминов А.В., Седунов Ю.Н., Попов А.П., Бандюк О.В. Постэкспозиционное поведение голограмм под влиянием диффузии макромолекул // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. Вып. 4. С. 676–680.
2. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхином (в печати)
3. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. С.261–282.
4. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating // Bell Syst. Techn.J. 1969. Vol.48. №9. P. 2909–2947.
5. Алексеев-Попов А.В., Гевелюк С.А. // ЖТХ. 1982. Т.52. Вып. 10. С. 2100–2102.

ФИКСИРОВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ НА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ С ДИФФУЗНЫМ УСИЛЕНИЕМ - ДИФФЕНЕ

О.В. Андреева, В.Т. Прокопенко, О.М. Ялукова

Необходимость в высококачественных селекторах и делителях лазерного пучка, возникающая при разработке приборов в оптике и лазерной локации, может быть разрешена при помощи объемных пропускающих голограмм.

Несколько лет назад была создана полимерная среда с диффузионным усилением ДИФФЕН [1]. Светочувствительная среда состоит из стеклообразного полимера полиметилметакрилатта (ПММА) с добавлением органического красителя фенантренхинона (ФХ), светочувствительного в полосе поглощения 430–500 нм [2, 3].

Целью работы является исследование изменений параметров объемных пропускающих голограмм в процессе фиксирования.

Молекулы непрореагировавшего ФХ способны диффундировать в объеме полимера и, следовательно, выравнивать концентрацию ФХ по объему образца. Это приводит к деградации решетки, образованной ФХ во время регистрации голограммы, и усилению решетки, образованной фотопродуктом. За счет такого процесса можно получить значительное усиление модуляции дифференциального показателя преломления (Δn) [4].

Фиксирование производится облучением образца некогерентным излучением в полосе поглощения ФХ. При этом непрореагировавший ФХ, равномерно распределенный по объему образца, преобразуется в несветочувствительный фотопродукт, а Δn не изменяется. Весь образец становится нечувствительным к воздействию оптического излучения. Голограммы не меняют своих свойств в течение длительного времени.

На рис. 1 приведены кривые пропускания для исходного (кривая 1) и обесцвеченного (отфиксированного) образца (кривая 2).

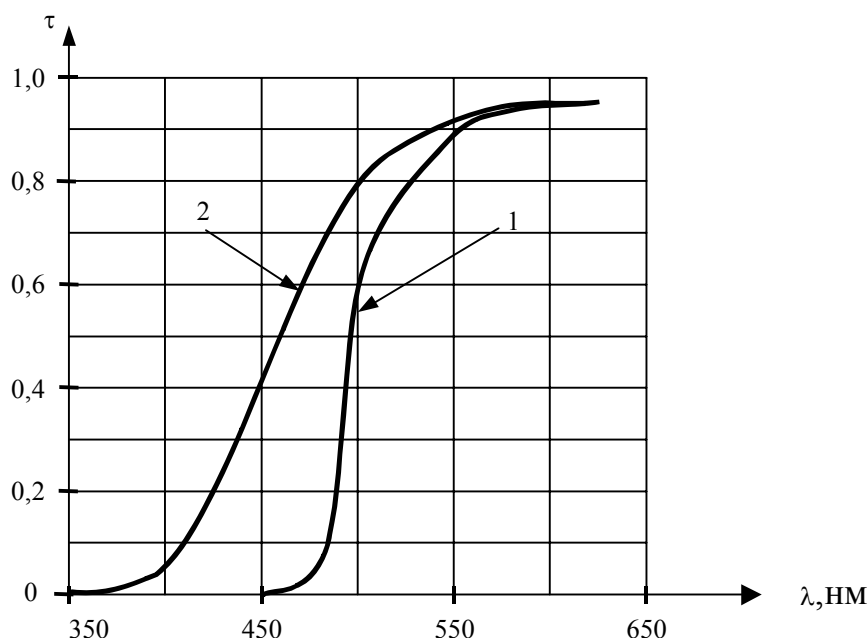


Рис. 1. Спектральное пропускание ПММА с ФХ толщиной $T=1,4$ мм:
1 – исходный образец, 2 – фиксированный образец

Как видно, пропускание образца в области $\lambda > 450$ нм определяется потерями при отражении от поверхностей образца. Кривые поглощения для исходного (кривая 1) и

обесцвеченного (отфиксированного) образца (кривая 2) приведены на рис. 2. Потери на поглощение в объеме образца менее 0,5 %.

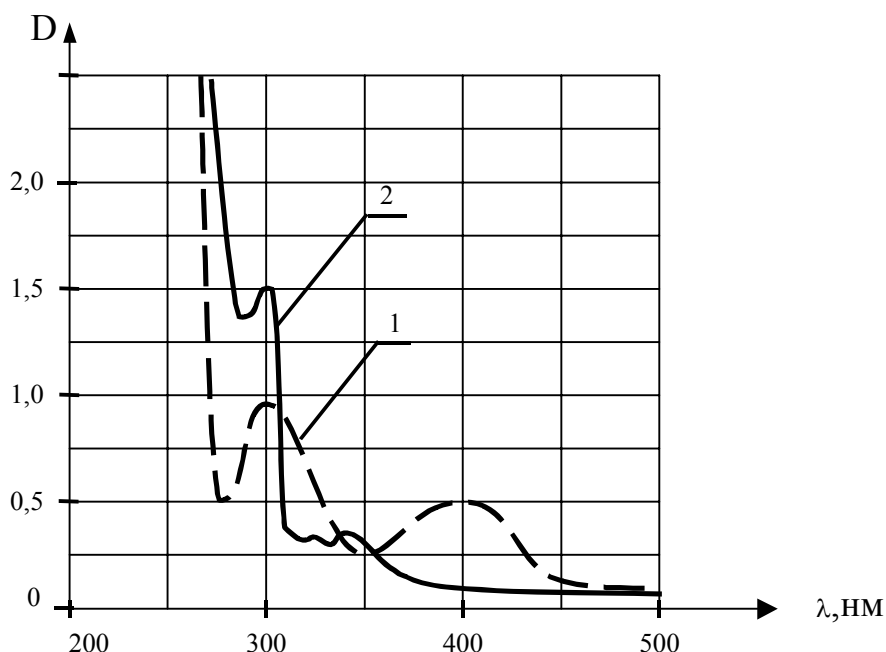


Рис. 2. Спектральная зависимость поглощения образцов полимерной среды с ФХ (толщина 1,4 мм)

На рис. 3 приведена схема фиксирования, на которой излучение ртутной лампы 1 проходит кювету 2 со слабым водным раствором CuSO_4 (сернокислая медь). Кювета поглощает длинноволновую область спектра (в том числе тепловое излучение).

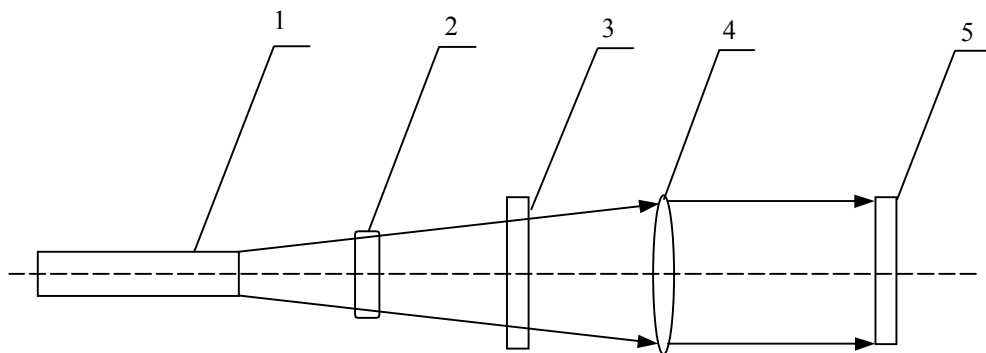


Рис. 3. Оптическая схема фиксирования: 1 – ртутная лампа СВД 250, 2 – кювета с водой, 3 – светофильтр I-4, 4 – коллиматор, 5 – голограмма

Излучение проходит светофильтр 3 для выделения линий спектра ртутных источников света (рис. 4) и получения монохроматического излучения. Чистота выделения линии $P \geq 99,8\%$. Коэффициенты пропускания τ для линий ртутного спектра в зависимости от λ [nm] приведены в [5].

В работе были измерены $D_{\perp}^{\perp}$, $D_{\parallel}^{\parallel}$, фазовая модуляция ϕ_1 и проанализированы данные зависимости до и после фиксирования. Исследовались образцы из различных синтезов, голограммы с различными экспозициями. У всех исследуемых голограмм не наблюдалось изменений параметров после фиксирования.

Примером может служить образец XIV-6. Здесь $D_{\perp}$ и ϕ_1 монотонно увеличивались, не достигая 100 %, и стабилизировались, как представлено на рис. 5. После фиксирования (отбеливания) изменений $D_{\perp}$ не наблюдалось.

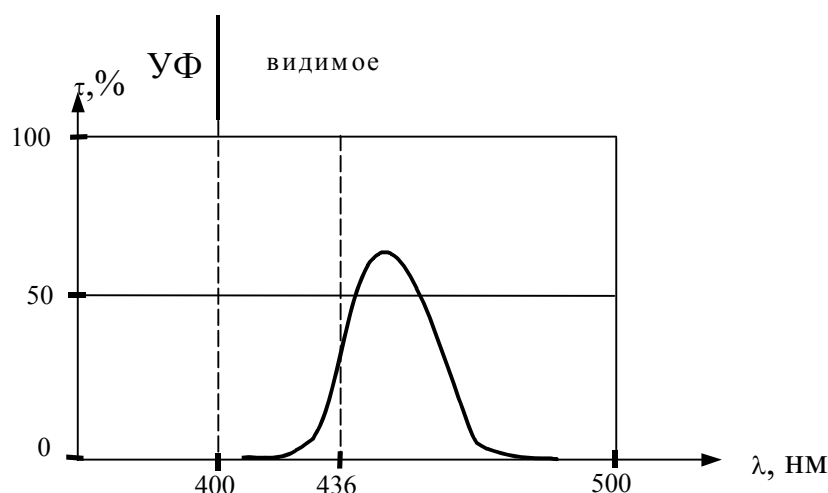


Рис. 4. Линия ртутного спектра $\lambda=436$ нм

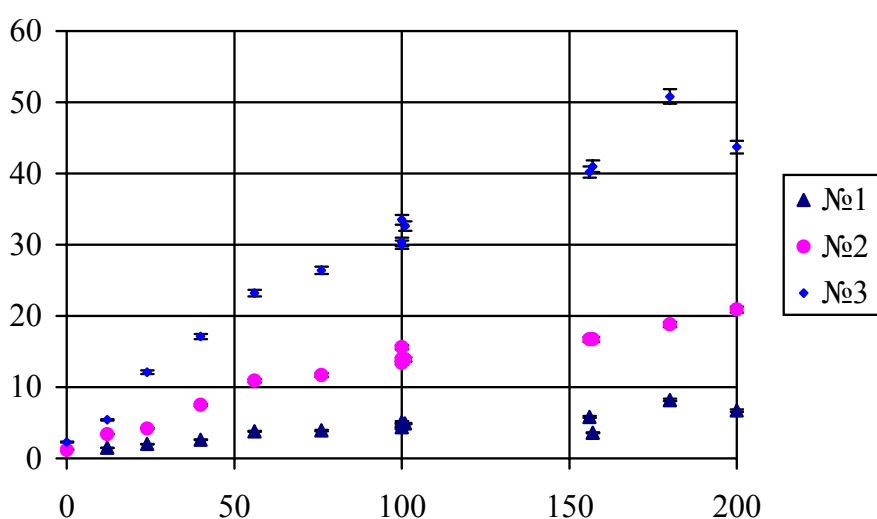


Рис. 5. ДЭ образца XIV-6 голограмм № 1, № 2, № 3 в процессе постэкспозиционной обработки, до и после фиксирования

При анализе экспериментальных результатов получены новые данные о процессе фиксирования и его влиянии на параметры голограмм: процесс фиксирования не меняет параметры голограмм, такие как дифракционная эффективность ДЭ, угловая селективность $\Delta\theta$, фазовая модуляция φ_1 . После фиксирования голограмма становится нечувствительной к воздействию оптического излучения и не меняет своих свойств в течение долгого времени.

Литература

1. Вениаминов А.В., Седунов Ю.Н., Попов А.П., Бандюк О.В. Постэкспозиционное поведение голограмм под влиянием диффузии макромолекул // Опт. и спектр. 1996. Т.81. Вып.4. С.676–680.
2. Суханов В.И. и др. Оптическая голография с записью в трехмерных средах / Под ред. Ю.Н. Денисюка. Л., 1989. С.32, 86–87.
3. Ялукова О.М., Прокопенко В.Т., Андреева О.В. Влияние постэкспозиционного прогрева на параметры объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных на ДИФФЕНе. (см. наст.сборник).
4. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. Объемные пропускающие голограммы в полимерной среде с фенантренхиноном (в печати)
5. Каталог цветного стекла. М.: Машиностроение, 1967. 61 с.

АТОМНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗАТОР КАДМИЯ, ЦИНКА И СВИНЦА

Ю.Т. Нагибин, Е.Д. Прудников

Атомно-флуоресцентный спектральный анализ имеет большие возможности определения микроколичеств широкого круга элементов в различных объектах (1–3). В настоящее время рядом фирм выпускаются промышленные образцы атомно-флуоресцентных спектрометров для анализа следов ртути и элементов группы мышьяка. Ранее нами были показаны возможности атомно-флуоресцентного анализа микроколичеств ртути, кадмия и цинка (4, 5). Однако возможности более широкого применения атомно-флуоресцентного анализа ограничиваются гашением флуоресценции определяемых элементов в атмосфере воздуха, недостаточной яркостью используемых источников монохроматического излучения и влиянием спектральных помех от элементов основы из-за рассеяния света от источника, возбуждающего флуоресценцию. Влияние гашения флуоресценции существенно снижается в атмосфере инертного газа, чаще всего аргона (1–3). В качестве источников возбуждающего флуоресценцию излучения наиболее перспективны лазеры, которые позволяют добиться насыщения используемых электронных уровней и максимальной чувствительности измерений (6). К сожалению, современные лазерные системы достаточно громоздки, что ограничивает их практическое применение. Здесь перспективно создание миниатюрных полупроводниковых лазеров для атомно-флуоресцентного анализа. Для учета рассеянного излучения и спектральных помех могут быть использованы устройства с дейтериевым или водородным корректором (1–3), а также более совершенные зеемановские корректоры спектральных помех (7, 8). Атомный пар определяемых элементов получают классическими методами в пламенах различного состава и с электротермическими непламенными атомизаторами (1–3, 7).

Данная работа была предпринята с целью изучения возможностей создания современного простого и экономичного атомно-флуоресцентного анализатора (АФА) микроколичеств кадмия, цинка и свинца. Возбуждение флуоресценции элементов достигается облучением аналитической зоны и паров пробы излучением высокочастотных шариковых ламп типа ВСБ-2. Лампы помещают в индуктор высокочастотного малогабаритного генератора на полупроводниковой основе. Излучение ламп фокусируется на аналитической зоне с помощью кварцевой линзы из плавленого кварца диаметром 50 мм с фокусным расстоянием также 50 мм. Установка отражающего алюминированного зеркала с другой стороны аналитической зоны позволяет увеличить количество возбуждающего флуоресценцию света.

Оптическая схема для регистрации флуоресценции построена по классическому принципу, и флуоресценция регистрируется под прямым углом к возбуждающему флуоресценцию излучению. Здесь установлена кварцевая линза, аналогичная рассмотренной ранее, которая проецирует излучение флуоресценции на входную щель малогабаритного дифракционного монохроматора с оптической силой 1:3 при фокусном расстоянии 150 мм. Используемая оптическая схема атомно-флуоресцентного анализатора позволяет реализовать малые габариты прибора в сочетании с высокой светосилой и чувствительностью измерений. В электронной схеме регистрации применяют счетные ФЭУ, метод регистрации по счету фотонов и компьютерную обработку сигнала флуоресценции с регистрацией как интегральной, так и пиковой величины сигнала флуоресценции (4, 5).

Атомизация кадмия, цинка, свинца и других элементов с целью их последующего атомно-флуоресцентного определения требует достижения высокой температуры, что реализуется с непламенными или пламенными атомизаторами [1–3]. Известно применение электротермически нагреваемого тигля в аргоне для атомно-флуоресцентного определения ряда элементов [9]. В данной работе был использован наиболее простой и экономичный

метод электротермической атомизации в атмосфере воздуха, для чего был разработан электротермический атомизатор – графитовый стержень в воздухе [10–14]. Атомизатор представляет собой стержень из графита сечением до 2×2 мм при длине 50 мм. Стержень устанавливается в контакты электропитания атомизатора. Отличием конструкции атомизатора является наличие кварцевого экрана в виде полуцилиндра, расположенного снизу атомизатора. Экран предохраняет графитовый стержень от окисления кислородом воздуха при нагреве стержня, что позволяет проводить до 200 циклов нагрева стержня и более 100 измерений элемента. Стержни изготовлены из графита МПГ-8. Питание стержня осуществляется через реле времени от понижающего трансформатора с вторичным напряжением до 20 В. Время нагрева и подаваемое на стержень напряжение определяют конечную температуру стержня. Для исследованных элементов эта температура составляет порядка 2000 °С. Атомизатор со стержнем устанавливается под аналитической зоной АФА. Проба объемом 1–100 мкл и более (до 500 мкл) наносится сверху на поверхность стержня. Процесс измерения включает обычные режимы нагрева стержня (просушивание до 100°, отжиг до 400–600° и атомизацию – 2000–2200°).

Электротермический атомизатор при высоких температурах дает большую интенсивность фонового света. Это определяет особенности конструкции АФА. Эксперименты показали, что из-за интенсивности фона от нагретого стержня максимальная чувствительность реализуется при минимальной ширине щелей монохроматора 0.01 мм. Для снижения влияния фона от стержня устанавливают дополнительный экран на стержень и производят оптимизацию скорости нагрева и конечной температуры стержня по максимальному отношению сигнал/шум.

Атомно-флуоресцентное определение кадмия вели по линии 228.8 нм. Абсолютный предел обнаружения кадмия равен $1 \cdot 10^{-12}$ г, относительный предел обнаружения в водах составляет 10^{-4} мг/л. Среднеквадратичное стандартное отклонение равно 0.03–0.05. Были исследованы возможности анализа кадмия в сточных водах сложного состава, содержащих органику, в зерне и картофеле.

Основной проблемой анализа сложных проб является влияние неселективных спектральных помех от основы пробы. Для снижения спектральных помех проводили предварительное высушивание и отжиг пробы на стержне перед атомизацией. Отжиг позволяет только частично снизить влияние неселективных помех за счет сжигания органики. Более труднолетучие компоненты пробы испаряются при более высоких температурах и создают сильные помехи определению кадмия. Для учета этих спектральных помех может быть использована схема измерений с дейтериевым корректором фона, который устанавливается на месте возбуждающей флуоресценцию высокочастотной шариковой лампы. В этом случае требуется проведение дополнительной серии измерений проб с дейтериевым корректором спектральных помех. Нами был разработан и применен метод селективного испарения кадмия путем подбора условий нагрева атомизатора и испарения пробы. Этот метод позволяет разделить во времени аналитический сигнал от определяемого элемента и сигнал спектральных помех. При снижении скорости нагрева стержня и конечной температуры кадмий испаряется при более низких температурах, чем основные компоненты пробы. Это позволяет проводить определение микроколичеств кадмия в присутствии больших количеств мешающих элементов основы.

В таблице даны результаты определения кадмия в сточных водах, зерне и картофеле. Эти результаты показывают возможности атомно-флуоресцентного определения микроколичеств кадмия в сложных по составу пробах и при количествах ниже ПДК. В таблице обозначено: 1 - сточная вода Канского биохимзавода; 2 – зерно (раствор пробы); 3 – картофель (раствор пробы); τ – время нагрева атомизатора стержень-воздух; T – конечная температура стержня.

Таблица. Атомно-флуоресцентное определение кадмия в зерне, картофеле и водах

Серия	Проба	Найдено мкг/л	Данные стандартизации	Условия измерений
I	1	0,3	-	$\tau = 2 \text{ с}$ $T = 2200 \text{ }^{\circ}\text{C}$
	2	1,7	1,7	
	3	2,1	2,2	
II	1	0,3	-	$\tau = 2 \text{ с}$ $T = 1800 \text{ }^{\circ}\text{C}$
	2	1,6	1,7	
	3	2,6	2,2	
III	1	0,37	-	$\tau = 2 \text{ с}$ $T = 2000 \text{ }^{\circ}\text{C}$
	2	0,7	1,7	
	3	3,4	2,2	

Были изучены возможности и пределы обнаружения (ПО) цинка по линии 213.9 нм и свинца по линии 405.8 нм. Для цинка абсолютный предел обнаружения равен $1 \cdot 10^{-12}$ г, относительный предел обнаружения равен 10^{-4} мг/л? как и для кадмия, но реальные возможности анализа ограничены величиной холостой пробы ~ 10 мкг/л. Абсолютный ПО свинца равен $1 \cdot 10^{-10}$ г. По достигаемым пределам обнаружения разработанный прибор не уступает литературным данным. В то же время прибор дает возможность проводить измерения в воздушной атмосфере без привлечения дорогостоящего аргона, что упрощает схему измерений и снижает стоимость анализов. Можно указать большие возможности для дальнейшего совершенствования прибора. Это, прежде всего, привлечение различных схем автоматического учета спектральных помех с модуляцией излучения источника света или регистрируемого сигнала флуоресценции. Здесь возможно снижение как влияния рассеянного света от атомизатора, так и от возбуждающего флуоресценцию источника. Чувствительность измерений может быть повышена за счет более высокоинтенсивных источников света, возбуждающего флуоресценцию.

Таким образом, в работе предложен простой и экономичный атомно-флуоресцентный анализатор кадмия, цинка и свинца, который имеет высокую чувствительность измерений элементов и может быть использован для целей анализа экологических и других объектов.

Литература

1. Зайдель А.Н. Атомно-флуоресцентный анализ. М. Наука. 1980.
2. Спектральный анализ чистых веществ / Под ред. Зильберштейна Х.И. СПб: Химия. 1994.
3. Smith B.W., Glick M.R., Spears K.N., Winefordner J.R. // *Apl. Spectrosc.* 1989. V. 43. № 3. P. 376.
4. Stroganov A.A., Ilyukhin F.V., Nagibin Yu.T., Prudnikov E.D. *Proceed. of CANAS'99 (Colloquium Anal. Atomspektrosk.)*. Konstanz. Germany. 1999.
5. Ильина Н.Р., Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д., Строганов А.А. // XXX научно-практич. конф. проф.-преп. состава СПб ГИТМО (ТУ). Тез. докл. СПб, 1999. С. 33.
6. Лазерная аналитическая спектроскопия / Под ред. Летохова В.С. М.: Наука. 1986.
7. Разумов В.А. // *ЖАХ*. 1977. Т.32. №3. С. 596.
8. Альтман Э.А. и др. // *ЖПС*. 1982. Т.37. №7. С.709.
9. Гузеев И.Д. и др. // *Зав. лаб.* 1970. Т.36. №11. С.1458; Там же. 1973. Т.39. №2. С.165.
10. Прудников Е.Д. и др. // *ЖПС*. 1977. Т.26. №4. С.606.
11. Прудников Е.Д. и др. // *Вестн. Ленингр. ун-та*. 1980. № 6. С.120.
12. Прудников Е.Д. // *ЖПС*. 1980. Т.33. № 4. С.622.
13. А.С. № 813144 / Прудников Е.Д. *Бюл. изобрет.* 1981. № 10.
14. Прудников Е.Д. и др. // *Вестн. Ленингр. ун-та*. 1981. № 6. С.128; 1989. №7. С.80.

НАШИ АВТОРЫ

Алексеев Сергей Андреевич – канд. техн. наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Андреев Сергей Викторович – канд. техн. наук, младший научный сотрудник кафедры оптических технологий.

Андреева Ольга Владимировна – канд. физ.-мат. наук, начальник лаборатории ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова".

Баганов Михаил Иванович – главный оптик ОАО ЛОМО.

Балашов Игорь Федорович – канд. техн. наук, сотрудник ВНЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова".

Барденков Кирилл Валерьевич – студент 4 курса (кафедра твердотельной оптоэлектроники).

Белозубов Александр Владимирович – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики, e-mail: alexandr@aco.ifmo.ru

Булатова Ольга Владимировна – студентка 6 курса (кафедра оптико-электронных приборов и систем).

Бурбаев Амир Маруанович – доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Васильев Игорь Владимирович – аспирант кафедры оптических технологий.

Вейко Вадим Павлович – доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой лазерных технологий и экологического приборостроения, e-mail: veiko@lastech.ifmo.ru

Вознесенский Николай Борисович – доктор техн. наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики, e-mail: vnb@aco.ifmo.ru

Ганеев Александр Ахатович – доктор физ.-мат. наук, профессор НИИ химии СПбГУ.

Губанова Людмила Александровна – канд. техн. наук, доцент кафедры оптических технологий.

Демидов Игорь Викторович – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Егоров Геннадий Васильевич – доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Зверев Виктор Алексеевич – доктор техн. наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики.

Иванов Алексей Георгиевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Иванов Андрей Викторович – канд. техн. наук, доцент, проректор.

Иванова Татьяна Владимировна – канд. техн. наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики, e-mail: itv@aco.ifmo.ru

Ишанин Геннадий Григорьевич – академик, доктор техн. наук, профессор, директор учебно-научно-технического центра "Экологический мониторинг".

Карасев Никита Николаевич – канд. техн. наук, доцент кафедры оптических технологий.

Кирилловский Владимир Константинович – доктор техн. наук, профессор кафедры прикладной и компьютерной оптики, e-mail: vkkir@yandex.ru

Киселев Николай Григорьевич – канд. техн. наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Коняхин Игорь Алексеевич – доктор техн. наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Коротаев Валерий Викторович – доктор техн. наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Краснящих Андрей Владимирович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Кузьменков Михаил Александрович – инженер НПФ "Люмекс", e-mail: kuzmenkov@lumex.ru

Латыев Святослав Михайлович – доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Леонов Сергей Алексеевич – студент 6 курса (кафедра твердотельной оптоэлектроники).

Ли Кенг-Хи – аспирант кафедры прикладной и компьютерной оптики, e-mail: khlee@opticalcenter.org

Лисицин Юрий Васильевич – канд. техн. наук, доцент кафедры оптических технологий.

Миронов Алексей Олегович – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Мирошникова Наталья Владимировна – аспирантка кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Михеев Петр Алексеевич – канд. техн. наук, профессор ВНИЦ "ГОИ им. С.И. Вавилова".

Нагибин Юрий Тихонович – канд. техн. наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Назаров Виктор Николаевич – канд. техн. наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов.

Новиков Александр Александрович – студент 4 курса (кафедра твердотельной оптоэлектроники).

Новиков Михаил Александрович – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Панков Эрнст Дмитриевич – доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой оптико-электронных приборов и систем, e-mail: pankov@spb.runnet.ru

Прокопенко Виктор Трофимович – доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой твердотельной оптоэлектроники, e-mail: prokopenko@mail.ifmo.ru

Прокофьев Александр Валерьевич – младший научный сотрудник кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Прудников Евгений Дмитриевич – канд. хим. наук, руководитель лаборатории "Экоаналитический учебно-научный центр" Института земной коры Санкт-Петербургского государственного университета.

Пулов Йордан Димов – канд. техн. наук, докторант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Путилин Эдуард Степанович – доктор техн. наук, профессор, зав. кафедрой оптических технологий, e-mail: putilin@otd.ifmo.ru

Селюков Дмитрий Николаевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Студеникин Леонид Михайлович – начальник научно-исследовательской части

Тимофеев Александр Николаевич – канд. техн. наук, старший научный сотрудник кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Тимофеев Олег Петрович – канд. техн. наук, доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Тимошук Ирина Николаевна – канд. техн. наук, доцент кафедры компьютеризации и проектирования оптических приборов, e-mail: tim@itcs.spb.ru

Туренко Артем Анатольевич – аспирант кафедры экологического приборостроения и мониторинга.

Фокин Сергей Викторович – аспирант кафедры оптических технологий.

Хафез Ахмад – инженер научно-исследовательского центра, г. Дамаск (Сирия).

Храмцовский Игорь Анатольевич – канд. техн. наук, ведущий инженер кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Челибанов Владимир Петрович – канд. хим. наук, доцент кафедры экологического приборостроения и мониторинга.

Чжан Хань – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Чуйкин Владимир Михайлович – канд. техн. наук, докторант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Шакин Антон Олегович – аспирант кафедры оптических технологий.

Шеломова Ольга Александровна – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Широбоков Александр Михайлович – канд. техн. наук, докторант кафедры оптико-электронных приборов и систем.

Ялукова Ольга Михайловна – аспирант кафедры твердотельной оптоэлектроники.

Ярмолевич Александр Владимирович – инженер ООО "ЭЛАН".

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
1. ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ.....	5
Вознесенский Н.Б. Информация и оптические приборы.....	5
Сухопаров С.А., Тимошук И.Н. Инвариантные преобразования в оптике	8
Егоров Г.В. Оценка погрешности цифрового кинематометра при помощи метода статистических испытаний.....	14
Балашов И.Ф., Назаров В.Н. Выбор параметров лазерных дальномеров с учетом погрешности наведения на цель	19
Латыев С.М., Сухопаров С.А., Михеев П.А., Тимошук И.Н. Высококонтрастные способы коллимирования пучков лучей.....	22
Бурбаев А.М. Разработка и исследование математической модели развертывающего устройства плоскомера	27
Белозубов А.В. Влияние аберраций на качество изображения тонкой периодической структуры в оптических системах с высокими числовыми апертурами	32
Вознесенский Н.Б., Вейко В.П., Иванова Т.В. Определение аппаратной функции оптоволоконных БРОМ-зондов по измеренным угловым распределениям интенсивности света в дальней зоне	37
Кирилловский В.К., Вознесенский Н.Б., Ли Кенг-Хи. Принципы контроля образцовых элементов наивысшей точности для универсальных интерферометров.....	46
Зверев В.А. Идеи композиции как принцип построения рациональной конструкции оптической системы.....	56
Киселев Н.Г. Использование программы MathCAD для типовых оптических расчетов.....	72
Киселев Н.Г. Программа автоматического оформления чертежей оптических деталей.....	75
Ганеев А.А., Кузьменков М.А. Исследование слабых анизотропных неоднородностей в кварцевых элементах оптической системы атомно-абсорбционного спектрометра МГА-915 для увеличения его селективности.....	79
Иванов А.В. Универсальная математическая модель бесконечно тонкого компонента	85
2. ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ	89
Панков Э.Д., Прокофьев А.В., Тимофеев А.Н., Чжан Хань. Автоколлимационные системы с оптической равносигнальной зоной для контроля поперечных смещений объекта	89
Коняхин И.А., Тимофеев А.Н., Новиков М.А. Оптико-электронная система контроля линейных деформаций крупногабаритных объектов на основе авторефлексионного метода измерения	96

Иванов А.Г., Коротаев В.В., Краснящих А.В. О построении оптико-электронных систем контроля прогиба.....	100
Пулов Й.Д., Чуйкин В.М., Широбоков А.М. Многоспектральный тепловизор "Терма-2" и его метрологические возможности	105
Туренко А.А., Челибанов В.П. Установка для экспериментальных наблюдений измерения спектров хемилюминесценции при озонолизе органических веществ.....	107
Ишанин Г.Г., Селюков Д.Н. Разработка эталонного спектрофотометрического измерительного комплекса.....	116
Ишанин Г.Г., Булатова О.В. Методы создания источников излучения с заданным спектральным составом (ИЗСС).....	120
Тимофеев О.П. Анализ энергетических и точностных характеристик лидаров для контроля параметров атмосферы.....	127
Панков Э.Д., Прокофьев А.В., Тимофеев А.Н. Особенности построения автоколлимационной оптико-электронной системы контроля положения элементов трубоагрегатов	135
3. ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ	139
Губанова Л.А., Путилин Э.С. Перспективы развития оптики тонких пленок	139
Карасев Н.Н., Шакин А.О. Способ оперативного контроля структуры тонких диэлектрических слоев	142
Баганов М.И., Васильев И.В., Лисицин Ю.В., Путилин Э.С. Бесклеевые соединения оптических деталей. Современное состояние. Перспективы развития	146
Демидов И.В., Лисицин Ю.В., Храмцовский И.А., Шеломова О.А. Особенности применения метода фурье-спектроэллипсометрии в технологическом контроле клеевых соединений оптических элементов автоклавируемых трубок.....	148
Фокин С.В. Исследование процессов глубокой шлифовки и полировки стеклообразных и кристаллических материалов.....	153
Хафез Ахмад, Губанова Л.А. Просветляющие покрытия для ИК-области спектра	155
Ярмолевич А.В., Губанова Л.А. Исследование влияния режимов формирования тонких металлических пленок на их оптические постоянные.....	158
Путилин Э.С., Губанова Л.А., Студеникин Л.М. Определение распределения толщины слоев, формирующих зеркала с заданным градиентом коэффициента отражения	161
Леонов С.А., Новиков А.А., Прокопенко В.Т., Храмцовский И.А. Анализ технологических особенностей изготовления и контроля микроканальных пластин для электронно-оптических преобразователей излучения.....	164
Алексеев С.А., Барденков К.В., Демидов И.В., Миронов А.О. Применение тонкопленочной технологии для изготовления образцовых средств аттестации спектроэллипсометрических характеристик элементов градиентной оптики	168
Андреева О.В., Прокопенко В.Т., Ялукова О.М. Влияние прогрева и фиксирования объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных на ДИФФЕНе, на величину анизотропии фазовой модуляции	172

Андреева О.В., Мирошникова Н.В., Прокопенко В.Т. Влияние температуры и влажности окружающей среды на параметры объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных на полимерной среде ДИФФЕН	175
Андреева О.В., Прокопенко В.Т., Ялукова О.М. Влияние постэкспозиционного прогрева на параметры объемных пропускающих голограмм, зарегистрированных на ДИФФЕНе	180
Андреева О.В., Прокопенко В.Т., Ялукова О.М. Фиксирование объемных пропускающих голограмм, записанных на регистрирующей среде с диффузным усилением – ДИФФЕНе.....	187
Нагибин Ю.Т., Прудников Е.Д. Атомно-флуоресцентный анализатор кадмия, цинка и свинца	190
НАШИ АВТОРЫ.....	193

Научно-технический вестник СПб ГИТМО (ТУ). Выпуск 5.
Оптические приборы, системы и технологии / Главный редактор В.Н.
Васильев. СПб: СПб ГИТМО(ТУ), 2002. 199 с.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК
СПб ГИТМО (ТУ)
Выпуск 5
ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ, СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ**

Главный редактор В.Н. Васильев

Дизайн обложки В.А. Петров
Редакционно-издательский отдел СПб ГИТМО (ТУ)
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.
Подписано в печать 25.04.02.
Заказ 516. Тираж 100 экз.