

**А.В. ТЮРИН
С.А. ЖУКОВ
А.Ю. АХМЕРОВ**

**Создание, свойства и применение трехмерных голограммных
оптических элементов**

**А.В. ТЮРИН
С.А. ЖУКОВ
А.Ю. АХМЕРОВ**

**Создание, свойства и применение
трехмерных голограммных
оптических элементов**

**НА ОСНОВЕ МИКРОСИСТЕМ «ЯДРО CaF_2 –
ОБОЛОЧКА AgBr »**

LAP LAMBERT Academic Publishing RU

Imprint

Any brand names and product names mentioned in this book are subject to trademark, brand or patent protection and are trademarks or registered trademarks of their respective holders. The use of brand names, product names, common names, trade names, product descriptions etc. even without a particular marking in this work is in no way to be construed to mean that such names may be regarded as unrestricted in respect of trademark and brand protection legislation and could thus be used by anyone.

Cover image: www.ingimage.com

Publisher:

LAP LAMBERT Academic Publishing

is a trademark of

Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the OmniScriptum S.R.L Publishing group

str. A.Russo 15, of. 61, Chisinau-2068, Republic of Moldova Europe

Printed at: see last page

ISBN: 978-620-4-20857-2

Copyright © A.B. ТЮРИН, С.А. ЖУКОВ, А.Ю. АХМЕДОВ

Copyright © 2021 Dodo Books Indian Ocean Ltd., member of the OmniScriptum S.R.L Publishing group

ТЮРИН А.В., ЖУКОВ С.А., АХМЕРОВ А.Ю.

**СОЗДАНИЕ, СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ
ГОЛОГРАММНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА
ОСНОВЕ МИКРОСИСТЕМ «ЯДРО CaF_2 – ОБОЛОЧКА
AgBr»**

LAMBERT Academic Publishing - 2021

УДК 512.64 + 514.12

ББК 22.1

Рекомендовано к печати Ученым советом
Научно-исследовательского института физики
Одесского национального университета
имени И. И. Мечникова
Протокол № 12 от 11.10.2021

Рецензенты:

А. Р. Гохман – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики Южно-украинского государственного педагогического университета имени К. Д. Ушинского;

А. В. Глушков – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой высшей и прикладной математики Одесского экологического университета;

Тюрин А. В., Жуков С. А., Ахмеров А. Ю.

Создание, свойства и применение трехмерных голограммных оптических элементов на основе микросистем «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ »: научное издание /

А. В. Тюрин, С. А. Жуков – LAMBERT Academic Publishing, 2021. – 137 с.

В предлагаемой работе для регистрации трехмерных пропускающих голограмм при комнатной температуре нами предложена эмульсия, содержащая гетерофазную микросистему «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ ». Рассмотрены также предлагаемые нами применения голограммных оптических элементов на основе трехмерных пропускающих дифракционных структур для решения некоторых практических задач. Для студентов, аспирантов, научных работников.

УДК 512.64 + 514.12

ББК 22.1

Тюрин А.В., 2021

LAMBERT Academic Publishing, 2021

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

Введение	5
Глава 1. Технология изготовления и свойства эмульсий, содержащих микросистемы «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка»	9
1.1. Получение эмульсий, содержащих микросистемы «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка»	9
1.2. Изготовление эмульсии с микросистемами «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ »	19
1.2.1. Синтез ядер CaF_2 в водно-желатиновой среде	19
1.2.2. Методика наращивания $AgBr$ оболочки на ядра CaF_2	26
Глава 2. Спектральная сенсibilизация эмульсий, содержащих микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ »	29
2.1. Зависимость спектральной сенсibilизации микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ » от размера ядра	33
2.2. Зависимость спектральной сенсibilизации микросистем «ядро – галогенсеребряная оболочка» от структуры ядра	48
Глава 3. Формирование трехмерных голограмм на основе микросистем «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ »	63
Глава 4. Оптоэлектронные устройства на основе трехмерных голограммных оптических элементов	72
4.1. Устройство для амплитудной модуляции и фазово-амплитудного преобразования световой волны	73
4.2. Оптоэлектронные устройства для измерения	

линейных перемещений в нанометровом диапазоне	81
4.2.1. Контактный метод измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне	82
4.2.2. Бесконтактный метод измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне	88
4.3. Многоканальный спектрометрический и светодетектор с управляемым соотношением разделенных пучков в интервале $0 \div 1$	98
4.4. Оптоэлектронные устройства для измерения угловых перемещений и визирования	100
4.4.1. Оптоэлектронные устройства для измерения угловых перемещений по одной координате	99
4.4.2. Оптоэлектронные устройства для визирования по двум координатам	115
Заключение	123
Литература	125

ВВЕДЕНИЕ

Возникновение и совершенствование методов голографии, а также технического оснащения для их реализации [1-3] возродило интерес к дифракции света в трехмерных периодических структурах [4]. Это связано с тем, что методы голографии позволяют создать сравнительно простую и доступную технологию изготовления трехмерных дифракционных структур как для проходящего, так и отраженного электромагнитного излучения видимого диапазона спектра. Ранее дифракция света находила применение лишь в двумерных периодических дифракционных структурах, изготовление которых возможно было и другими методами (химическим, фотографическим, механическим и т.п.) [5]. Дифракция же в трехмерных периодических структурах для проходящего излучения широкое распространение получила лишь для рентгеновских лучей, для которых в качестве трехмерной периодической структуры, можно, было использовать кристаллическую решетку различных веществ [6]. Использование дифракции электромагнитного излучения видимого диапазона спектра на голографических трехмерных структурах (голограммах) в практических целях позволяет создавать оптические элементы и оптоэлектронные устройства на их основе принципиально нового класса, обладающие самым широким спектром применений [7-13].

Впервые основные принципы получения трехмерных дифракционных структур как для проходящего, так и отраженного электромагнитного излучения видимого диапазона спектра методами голографической оптики (пропускающие и отражательные

голограммы) были сформулированы Денисюком Ю. Н. в 1962 г. [14]. Основу такой технологии составляла трехмерная светочувствительная среда, обеспечивающая регистрацию (запись) интерференционной картины во всем ее объеме. Для того, чтобы трехмерные свойства при дифракции (считывании) на такой голограмме проявлялись наиболее ярко, толщина голограммы должна составлять ≈ 100 мкм и более [15], а дифракция на ней должна осуществляться не только за счет изменения коэффициента поглощения светочувствительного слоя, как в традиционных серебросодержащих фотоэмульсиях (амплитудная голограмма), а и в результате изменения показателя преломления слоя (фазовая голограмма). В случае чисто фазовой голограммы потери света при дифракции будут минимальными, а дифракционная эффективность голограммы может достигать 100% [16].

В разработке светочувствительных сред для трехмерных голограмм, которые обеспечивают при считывании дифракцию в проходящем свете, а также сохранность при комнатной температуре и при дифракции в отсутствии записывающего света наметились два подхода. Первый из них представляет собой двухстадийный процесс [17-20]. На первой стадии – экспонирования при комнатной температуре – регистрирующая среда играет пассивную роль, запоминая распределение интенсивностей проходящих через нее пучков, на второй стадии, с помощью различных химико-фотографических обработок, также при комнатной температуре это распределение усиливается и фиксируется. Использование серебряногалоидных соединений [21]

обеспечивает двухстадийному процессу, оба из которых реализуются при комнатной температуре, такое важное преимущество, как высокая (предельная) чувствительность к записи голограмм. Однако разрешающая способность таких голограмм с высокой дифракционной эффективностью не превышала 1000 *лин/мм* [22].

Второй путь заключается в переходе к несеребряным средам [23-26]. Наиболее перспективными с этой точки зрения являются фотохромные системы на основе окрашенных щелочно-галоидных кристаллов и халькогенидных стеклообразных полупроводников [27-32]. Данные среды совсем не требуют какой-либо промежуточной обработки и изменяют свои оптические характеристики непосредственно под действием падающего на них излучения, формируя в объеме среды при повышенных температурах амплитудно-фазовую голограмму, которая обеспечивает при считывании дифракцию в проходящем свете, как на модуляции коэффициента поглощения, так и показателя преломления. При охлаждении их до комнатной температуры они являются устойчивыми к считыванию с высокой дифракционной эффективностью и угловой селективностью [8, 31]. Для таких голограмм стадии формирования (при повышенных температурах) и фиксации (путем охлаждения до комнатной температуры) неразрывно связаны и происходят одновременно, а сам процесс записи-фиксации можно рассматривать как одностадийный. Основным недостатком таких сред является необходимость использования повышенных температур, их низкая

светочувствительность и сравнительно узкий спектральный диапазон (400–650 нм) оптического излучения, под действием которого формируется трехмерная дифракционная структура.

В предлагаемой работе для регистрации трехмерных пропускающих голограмм при комнатной температуре нами предложена эмульсия, содержащая гетерофазную микросистему «ядро CaF_2 – оболочка AgBr », обеспечивающая запись голограмм с высоким разрешением и дифракционной эффективностью; высокую (предельную) чувствительность и широкий спектральный диапазон (400–1000 нм) оптического излучения, под действием которого формируется трехмерная голограмма. Рассмотрены также, предлагаемые нами применения голограммных оптических элементов на основе трехмерных пропускающих дифракционных структур для решения некоторых практических задач.

ГЛАВА 1. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И СВОЙСТВА ЭМУЛЬСИЙ, СОДЕРЖАЩИХ МИКРОСИСТЕМЫ «НЕСЕРЕБРЯНОЕ ЯДРО – ГАЛОГЕНСЕРЕБРЯНАЯ ОБОЛОЧКА»

Широкие возможности для решения задачи создания фоточувствительных сред с новыми свойствами, более полно отвечающих современным требованиям, открываются при создании композиционных систем, сочетающих в себе свойства как галогенсеребряных, так и несеребряных материалов. Основой этих систем являются гетерофазные микросистемы типа «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка» и получение таковых относится к задачам нанотехнологий, актуальность которых подчеркивается всем ходом развития современной науки и техники. Наличие у гетерофазных микросистем двух областей – несеребряной и галогенсеребряной, обуславливает появление в системе ряда новых свойств и возможностей при их использовании.

1.1. Получение эмульсий, содержащих микросистемы «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка».

При синтезе предлагаемых эмульсий необходимо обеспечить выполнение двух условий:

1) галогенид серебра в эмульсии должен осаждаться в виде тонких, желательно сплошных, оболочек на инородных частицах – ядрах, а не отдельной фазой;

2) эмульсии, содержащие гетерофазные микросистемы не должны уступать по своим основным фотографическим характеристикам обычным галогенсеребряным такого же размерного класса.

Что касается первого условия, то оно может выполняться в случае любых инородных ядер, средний размер которых сравним с размерами зародышей твердой фазы галогенидов серебра, возникающих не в гомогенной среде водно-желатинового раствора, а при наличии суспензии инородных ядер. Тогда можно подобрать режим осаждения галогенида серебра, при котором образование оболочек будет вероятнее, чем отдельной фазы.

Выбор такого режима осуществляется путем подбора скорости подачи реагентов и технологических параметров, влияющих на растворимость галогенидов серебра, и обуславливается следующим. Как известно [33, 34], для зарождения новой фазы необходимо преодоление некоторого энергетического барьера, связанного с появлением поверхности раздела. Поэтому, для инициирования фазового перехода, недостаточно достижения равновесного состояния, а необходимо некоторое «пересыщение» [34], в общем случае определяемое разностью значений химических потенциалов для первой и второй фаз. При образовании новой фазы «пересыщение» уменьшается, и это уменьшение может привести к тому, что будет происходить рост лишь образовавшихся фаз без осаждения новых.

Энергетический барьер зародышеобразования твердой фазы и связанное с ним необходимое пересыщение снижаются в случае присутствия в растворе посторонних частиц – затравок кристаллизации [33]. Таким образом, при некоторых режимах подачи в суспензию, содержащую инородные ядра ионов серебра и галогена, при пересыщениях, еще недостаточных для спонтанного осаждения *AgHal*

отдельной твердой фазой в растворе, можно добиться образования и последующего роста твердой фазы галогенида серебра на поверхности инородных ядер (наращивание оболочки) [35].

Для сохранения у композиционных микросистем высоких характеристик светочувствительности инородные ядра должны обладать целым рядом свойств, которые существенно ограничивают число неорганических соединений подходящих для использования в качестве ядер. Рассмотрим некоторые из этих условий.

В случае композиционных материалов описываемого типа необходимо обеспечить, чтобы галогенид серебра, эпитаксиально осаждающийся в виде тонких оболочек на инородные ядра, оставался чистым веществом контролируемого состава. В противном случае, получаемая гетерофазная система может утратить свои светочувствительные свойства. Для этого необходимо осуществлять контроль над следующими процессами.

Эпитаксиальное наращивание галогенсеребряных оболочек на инородные частицы может осуществляться только при достаточно медленной подаче в суспензию ионов серебра и галогена. В таком случае эти ионы на протяжении всего процесса наращивания оболочек взаимодействуют с катионами (K^{m+}) и анионами (A^{n-}), находящимися в растворе в результате диссоциации твердой фазы «ядровой» суспензии ($K_m A_n$). На Рис. 1.1 приведена общая схема реакций, которые протекают на стадии наращивания галогенсеребряной оболочки на несеребряное ядро.

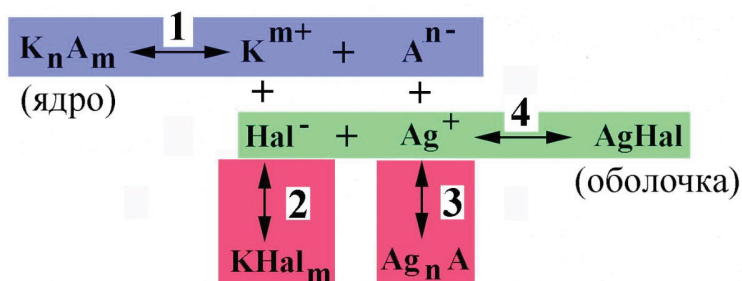


Рис. 1.1. Схема химических реакций при наращивании галогенсеребряной оболочки AgHal на несеребряное ядро K_nA_m .

Как следует из Рис. 1.1, процессы, описываемые реакциями 2 и 3, увеличивают диссоциацию инородных ядер (реакция 1). Кроме того, продукты реакций 2 и 3 могут входить в состав оболочек, осаждаясь с галогенидом серебра, который кристаллизуется по реакции 4. Степень этого нежелательного и плохо контролируемого легирования галогенсеребряных оболочек определяется в соответствии с законом действующих масс соотношением произведений растворимости всех участвующих в процессе соединений.

Неизбежные побочные реакции 2 и 3 (Рис.1.1) будут не столь эффективны, если произведение растворимости (ПР) соединения, из которого состоят инородные ядра (K_nA_m) удовлетворяет соотношениям:

$$\text{ПР } \text{K}_n\text{A}_m < \text{ПР } \text{Ag}_n\text{A}; \quad (1.1)$$

$$\text{ПР } \text{K}_n\text{A}_m < \text{ПР } \text{KHal}_m. \quad (1.2)$$

При невыполнении любого из приведенных соотношений (1.1) и (1.2) попытки наращивания галогенсеребряных оболочек могут завершиться либо растворением ядер, либо образованием оболочек, весьма «загрязненных» инородными катионами и анионами. В таком случае трудно рассчитывать на сохранение уникального набора свойств

галогенсеребряной оболочки, обеспечивающей высокие характеристики светочувствительности микросистемы «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка». Поэтому такие микросистемы, несеребряные ядра которых содержат вещества с произведениями растворимости, не удовлетворяющими соотношениям (1.1) и (1.2), будут обладать характеристиками светочувствительности сильно уступающими галогенсеребряным.

Таким образом, соотношения (1.1) и (1.2), количественно описывающие требования, предъявляемые к составу инородных ядер [36], является необходимыми условиями, и выполняются лишь для некоторых неорганических соединений.

Предложенные критерии (1.1) и (1.2) наращивания на несеребряные ядра «чистых» галогенсеребряных оболочек удовлетворяют лишь фториды и в первую очередь фторид кальция (флюорит).

Кроме этого для успешного синтеза эмульсий с микросистемами «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка» необходим также и учет особенности кристаллических структур веществ ядра и оболочки, размер ионов в них, состояние поверхности ядра. Это еще более сужает класс подходящих неорганических соединений, которые могут быть использованы в рассматриваемых гетерофазных микросистемах.

Так, например, флюорит представляет собой ионный кристалл, в элементарной ячейке которого ионы кальция образуют гранецентрированную кубическую подрешетку. Чтобы построить подрешетку фтора, нужно элементарный куб подрешетки кальция мысленно разделить плоскостями, проходящими через середины

противоположных граней, на восемь равных частей. В центр каждого из этих восьми кубов нужно поместить ион фтора [37]. Таким образом, получается элементарная ячейка фторида кальция, включающая 8 ионов фтора и 4 иона кальция (Рис. 1.2,а).

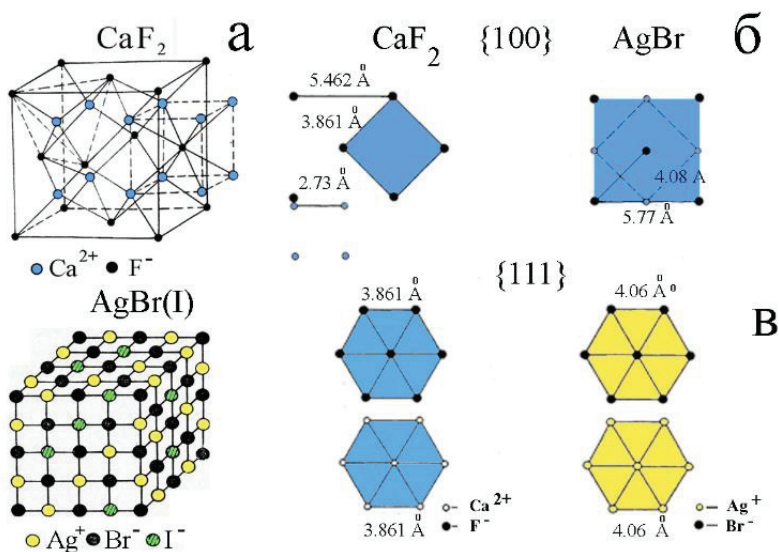


Рис. 1.2. а). Элементарная ячейка CaF_2 и статистическая картина твердого раствора AgI в AgBr ,

б). Расположение ионов во флюорите и бромиде серебра на плоскостях $\{100\}$,

в). Расположение ионов во флюорите и бромиде серебра на плоскостях $\{111\}$.

Поскольку для сокристаллизации соединений флюорита и галогенидов серебра необходимо совпадение типов и постоянных кристаллических решеток, а также размеров ионов и типов химической связи [36], то различие кристаллических решеток

флюорита и галогенидов серебра затрудняет сокристаллизацию. Поэтому для накристаллизации оболочки бромида серебра на частице фторида кальция важное значение в облегчении этого процесса может иметь характер расположения ионов на их поверхностях (Рис. 1.2,б, в).

Из Рис. 1.2,б следует, что поверхности $\{100\}$ во флюорите и бромиде серебра сильно различаются. В случаях поверхностей $\{111\}$ (Рис.1.2,в) расположение ионов идентично, а межионные расстояния отличаются на $\sim 6\%$. Следовательно, для наращивания галогенсеребряной оболочки следует учесть, что для микрокристаллов флюорита, в огранке которых присутствуют плоскости $\{111\}$, следует поддерживать условия кристаллизации, соответствующие формированию октаэдрической огранки микрокристаллов *AgHal*.

Еще одним важным параметром, имеющим значение для перехода от несеребряного ядра к галогенсеребряной оболочке, являются размеры ионов. В Таблице 1 приведены величины ионных радиусов интересующих нас ионов [37]. Таблица 1 построена по двум наиболее распространенным системам (Гольдшмидта и Полинга) [38].

Таблица 1. Радиусы ионов

Система	Ag^+	Ca^{2+}	Br^-	I^-	F^-
Гольдшмидта (нм)	0,113	0,106	0,196	0,220	0,133
Полинга (нм)	0,126	0,099	0,195	0,216	0,136

Как видно из таблицы, радиусы катионов различаются незначительно, а оба иона во фториде кальция обладают меньшими размерами, чем соответствующие ионы в бромиде серебра. При сопоставлении величин, приведенных в Таблице 1. с межионными

расстояниями, указанными на Рис. 1.2,б, в, можно предположить, что с точки зрения геометрических соображений межузельному иону серебра затруднительно перемещаться по решетке флюорита. Поскольку фторид кальция является типичным изолятором, его собственные ионы не участвуют в переносе заряда, и не будут проникать в оболочку *AgHal*.

К описанным свойствам рассматриваемых эмульсий с микросистемами «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка», которые делают их отличными от классических галогенсеребряных систем, содержащих лишь микрокристаллы *AgHal*, следует добавить также и особенность их проявления. Хорошо известно [39], что химическое проявление эмульсионных микрокристаллов *AgHal* в метолгидрохиноновом проявителе приводит к появлению в эмульсии нитей или «усов», состоящих из восстановленного серебра и имеющих толщину от ~10 нм до ~30 нм. При этом длина нитей может значительно превосходить линейные размеры микрокристаллов *AgHal* и тем самым ухудшать разрешающую способность эмульсии. Эти нити в процессе проявления могут закручиваться в клубки на месте проявленного микрокристалла *AgHal*, образуя квазиплоскую серебряную частицу, которая и создает оптическую плотность почернения проявленной эмульсии (Рис. 1.3,б). Для эмульсий с микросистемами «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка» таких образований не наблюдается (Рис. 1.3,а).

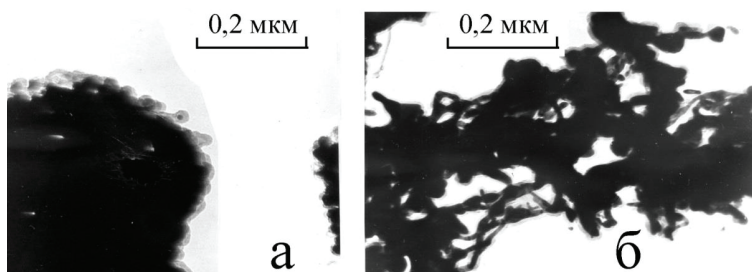


Рис. 1.3. Микрофотографии проявленных микрокристаллов:

а) микросистема «ядро CaF_2 – оболочка AgBr »;

б) гомофазные микрокристаллы AgBr .

Другой очень важной проблемой, связанной с проявлением эмульсий с микрокристаллами AgHal является образование ореола на фотопластинках (эмульсия, нанесенная на прозрачную подложку) в области высоких экспозиций. Как хорошо известно [40] появление ореола обусловлено отражением света от поверхностей эмульсионных микрокристаллов и от границы эмульсионного слоя – подложки. При этом для уменьшения отражения света от подложки наносят противоореольный слой, поглощающий прошедший через эмульсию свет. Значительно сложнее уменьшить интенсивность света, который рассеивается на гранях микрокристаллов и в результате может распространяться вдоль эмульсионного слоя, засвечивая микрокристаллы на значительных расстояниях от места, где произошел акт рассеяния. Поэтому величина ореола и, соответственно, разрешающей способности эмульсии с микрокристаллами AgHal будет зависеть от размеров, формы, состояния поверхности эмульсионных микрокристаллов, соотношения желатины и галогенида серебра в слое и других факторов.

Электронно-микроскопические исследования процесса проявления эмульсий с микросистемами «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка» в метолгидрохиноновом проявителе показали, что в проявленной эмульсии отсутствуют «серебряные усы» и на поверхности ядра образуются частицы серебра квазисферической формы нанометровых размеров, которые характеризуются достаточно высоким коэффициентом рассеяния света [41, 42], ответственного за оптическую плотность эмульсии. Именно по этой причине фотографические слои на основе микросистем «несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка» при малом содержании серебра дают вполне хорошие оптические плотности [43-45]. Для подтверждения этого вывода был проведен опыт, в котором эмульсия с микросистемами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » сравнивалась с эмульсией, содержащей гомофазные микрокристаллы AgBr , которая была получена при таких же условиях синтеза, как и наращиваемая на CaF_2 оболочка AgBr . Обе эмульсии наносились на подложки и содержали одинаковое количество серебра на единицу поверхности и подвергались одинаковому экспонированию. Оказалось, что при проявлении эмульсии с микросистемами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » достигалась оптическая плотность 2,9, а с микрокристаллами AgBr только 0,5. Микрофотографии этих образцов представлены на Рис. 1.3, а и б, соответственно.

Отсутствие «усов» при проявлении эмульсий с микросистемами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » уменьшает вероятность инфекционного проявления, что приводит к улучшению разрешающей способности таких эмульсий. В области высоких

экспозиций на фотопластинках композиционных материалов почти полностью отсутствует ореол.

Кроме того, рассеяние света зависит также и от структуры гетерофазной микросистемы. Расчеты показывают [46], что если зародышем или ядром гетерофазной микросистемы будет служить желатина, то такая частица будет значительно слабее рассеивать падающий на нее свет, чем гомофазный микрокристалл аналогичного размера. Причина этого связана с тем, что внутри гетерофазной микросистемы находится среда с коэффициентом преломления, меньшим коэффициента преломления наружной оболочки. Композиционные системы на основе флюорита обладают аналогичным свойством и именно поэтому имеют меньший ореол по сравнению со слоями, содержащими гомофазные микрокристаллы с такими же сенситометрическими параметрами. Поэтому в дальнейшем нашем изложении остановимся на гетерофазной микросистеме «ядро CaF_2 – оболочка AgBr ».

1.2. Изготовление эмульсии с микросистемами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr ».

1.2.1. Синтез ядер CaF_2 в водно-желатиновой среде.

Первой стадией получения эмульсий, содержащих гетерофазные микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » является получение суспензии ядер CaF_2 в водно-желатиновой среде. Синтез таких ядер проводился с помощью реакций двойного обмена, на установке, принципиальная схема которой показана на Рис. 1.4, при смешивании в водных и водно-желатиновых растворах фтористого натрия (сосуд 9) и азотнокислого кальция (сосуд 10).

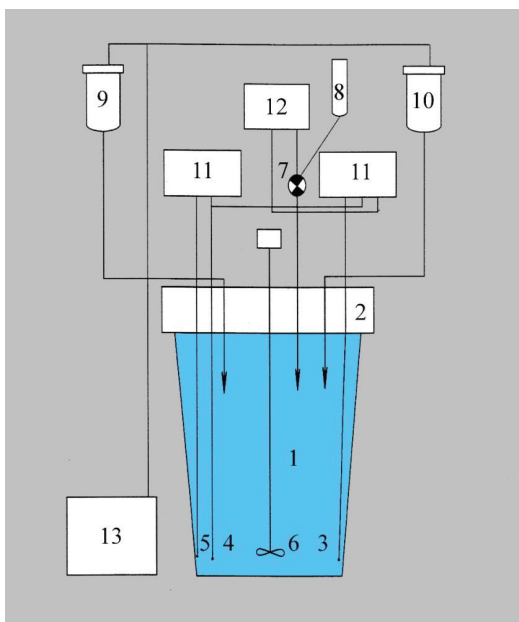


Рис. 1.4. Принципиальная схема экспериментальной установки для синтеза несеребряных ядер: 1 – термостатированный реактор, 2 – крышка, 3 – селективный электрод, 4 – электрод сравнения, 5 – рН-электрод, 6 – мешалка с приводом, 7 – электромагнитный клапан блока автоматического титрования, 8, 9, 10 – сосуда для растворов, 11 – иономер ЭВ-74, 12 – блоки автоматического титрования БАТ-15, 13 – компрессор УК-16 М.

Активности ионов F^- и Ca^{2+} , которые оказывают основное влияние на размер несеребряных ядер CaF_2 в процессе осаждения, измеряли при помощи универсальных иономеров ЭВ-74 и электродных систем, состоящих из ионселективного электрода 3 и хлорсеребряного электрода 4 сравнения с солевым мостиком из нитрата калия (Рис. 1.4).

Так как объем реактора 1 (Рис. 1.4) составляет 500 мл, а время синтеза составляло от 40 до 60 минут, то значит, скорость подачи

растворов должна находиться в пределах от 1 мл до 2 мл за минуту. Если учесть, что для синтеза ядер CaF_2 необходимо поддержание активности ионов в заданных пределах и растворы подавать в виде непрерывной струи (а не в виде капель), то становится понятным, что подбор двух капилляров с одинаковой производительностью подачи растворов при давлении $2 - 3 \text{ атм}$ в сосудах 9 и 10 (Рис. 1.4) над поверхностью растворов представляет собой весьма трудоемкую задачу.

Для решения этой проблемы в экспериментальной установке было предусмотрено, что когда активности контролируемых ионов выходили из заданных пределов, то включался блок автоматического титрования (БАТ-15) и электромагнитный клапан 7 (Рис. 1.4) открывал доступ в реактор третьему раствору, вводя показания электродной системы в требуемый интервал. Если учесть, что клапан открывался на фиксированное время и концентрация титрующего раствора постоянна, то коррекция активности ионов при однократном включении клапана в разные моменты синтеза представляет собой переменную величину (вследствие изменения объема получаемого продукта). Все эти причины являются потенциальным источником невоспроизводимости результатов экспериментов. Для исключения источников таких ошибок мы поступали следующим образом.

Из изготовленных капилляров подбирались пары с приблизительно одинаковой производительностью, и экспериментально определялось отношение скоростей подачи растворов $k = v_1/v_2$. Далее, один из растворов выбирался в качестве основного (им может быть любой из растворов). Теперь если учесть,

что за время синтеза t в реактор подано количества веществ $v_1 t C_1$ и $v_2 t C_2$ (здесь C_1 и C_2 – молярные концентрации подаваемых растворов), и допустить, например, что синтез проходит в избытке иона, соответствующего второму веществу. Тогда отклонение от стехиометрического количества второго вещества с учетом объема подаваемых растворов должно в точности совпадать с концентрацией C_0 второго вещества в начальном объеме. В случае если для образования суспензии приходится смешивать растворы, включающие в себя ионы с разной валентностью n_1 и n_2 , получим:

$$(n_2 v_2 C_2 - n_1 v_1 C_1) t = C_0 n_2 (v_2 + v_1) t.$$

Отсюда получаем формулу для концентрации второго раствора по известному первому и экспериментально найденному отношению скоростей:

$$C_2 = k C_1 \frac{n_1}{n_2} + C_0 (1 + k). \quad (1.3)$$

Используя указанную методику, оказалось возможным проводить такие синтезы, когда блок автоматического титрования, работая разбавленными растворами, либо вообще не подключался, либо включался очень редко. С нашей точки зрения эта методика остается единственно возможной для получения однородных суспензий CaF_2 в случаях, когда отсутствуют ионселективные электроды, необходимые для контроля активности некоторых ионов.

Для изучения особенностей кристаллизации микрокристаллов CaF_2 была проведена серия опытов, целью которых было установить зависимости средних размеров и габитуса микрокристаллов CaF_2 от различных параметров синтеза

(температуры, скорости подачи растворов, концентрации рабочих растворов и pF).

В рассматриваемом случае наиболее существенным параметром, влияющим на средний размер и габитус микрокристаллов флюорита, является pF . На Рис. 1.5 приведены характерные микрофотографии водных суспензий CaF_2 , полученных при разных pF .

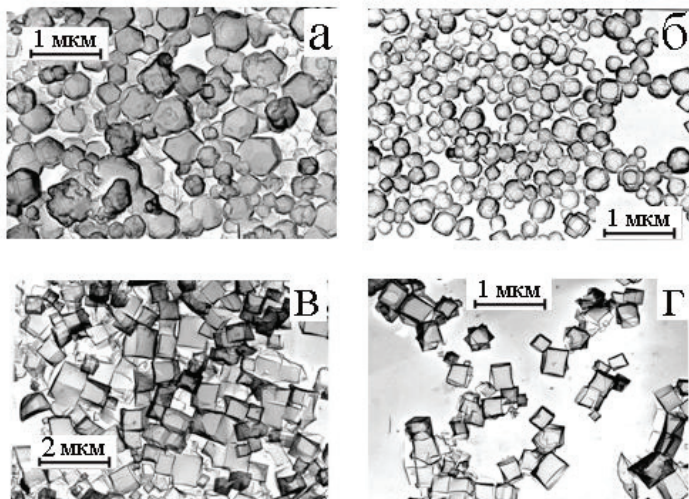


Рис. 1.5. Микрофотографии водных суспензий CaF_2 , полученных при разных pF : а) 1,0; б) 1,65; в) 2,0; г) 3,0.

В общих чертах зависимость кристаллизации флюорита в водных растворах от величины pF можно описать следующим образом. При значениях pF от 0,7 до 1,6 происходит монотонный рост средних размеров микрокристаллов кубооктаэдрической огранки (Рис. 1.5,а). В области значений pF от 1,6 до 1,7 микрокристаллы обладают характерной крестообразной формой (Рис. 1.5,б). Следует также отметить, что в этой области pF возникает специфическое зарядовое

состояние поверхности микрокристаллов, которое приводит к тому, что седиментация полученных суспензий происходит аномально длительное время (несколько суток), тогда как вне этого интервала pF процесс заканчивается за 2 – 3 часа.

В области значений pF от 1,7 до 4,0 у микрокристаллов флюорита наблюдаются преимущественно кубические грани (Рис. 1.5, в, г), хотя и неидеальной формы (наблюдаются лунки травления в центрах граней, либо вытравленные вершины и ребра).

Зависимость средних размеров микрокристаллов CaF_2 , полученных в водной среде, от pF приведена на Рис. 1.6, а.

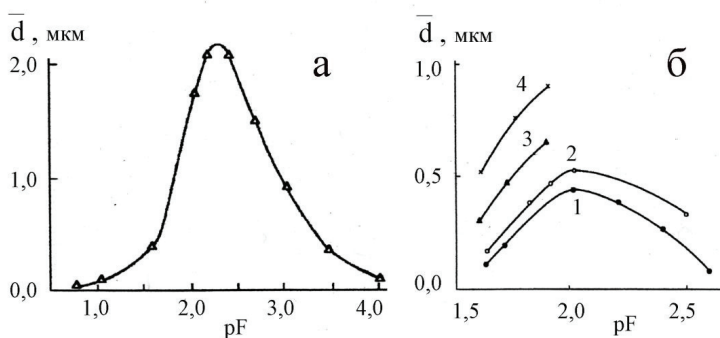


Рис. 1.6. Зависимость среднего размера микрокристаллов CaF_2 от pF :

а) синтезирование микрокристаллов CaF_2 производилось в водном растворе от значений pF поддерживаемых при синтезах;

б) синтезирование микрокристаллов CaF_2 водно-желатиновых растворах от pF . Содержанием желатины вес. %: 1 – 1; 2 – 0,5; 3 – 0,2; 4 – 0,01.

Наблюдаемый максимум средних размеров микрокристаллов фторида кальция в области pF 2,2 – 2,6 можно объяснить тем, что

указанные активности ионов соответствуют изоэлектрической точке в рассматриваемой системе. Значит, при осаждении происходит коалесценция ядер, поверхность которых в таком случае лишена электрического заряда, обычно препятствующего слипанию.

Если же проводить процесс кристаллизации в водно-желатиновой среде, то оказывается, что введение желатины приводит к уменьшению среднего размера микрокристаллов CaF_2 . При этом огранка микрокристаллов, которая по-прежнему определяется значением pF , имеет более сглаженную форму. Количественно влияние концентрации желатины в водном растворе реактора, где протекает синтез микрокристаллов флюорита, на их средние размеры приведены на Рис. 1.6,б.

Таким образом, приведенные данные показывают, что суспензии микрокристаллов фторида кальция могут быть получены любого размерного класса, представляющего интерес для использования их в качестве ядер при формировании микросистем «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ ». Наибольший интерес для этой цели представляют микрокристаллы фторида кальция, синтезированные нами при температуре $50^\circ C$ в водно-желатиновой среде (20 мл 20% желатины) в области pF 1,5 – 2,0 и подаваемых со скоростями 20 мл 0.8 N раствора NaF и раствора $Ca(NO_3)_2$, приготовленного в соответствии с формулой (1.3).

Микрофотографии таких микрокристаллов показаны на Рис. 1.7.

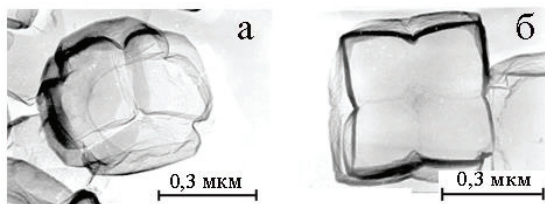


Рис. 1.7. Микрофотографии микрокристаллов CaF_2 осажденных при pF 1,65 (а) и 1,75 (б). Реплики с частицами твердой фазы суспензии обработаны раствором Al_2O_3 .

На поверхности этих микрокристаллов присутствует относительно небольшое количество локальных участков, по всей видимости, характеризующихся повышенной реакционной способностью. Это обстоятельство может быть использовано при сенсibilизации указанных микросистем, и создает хорошие предпосылки для следующей стадии – наращивания оболочки галогенсеребряного состава. Перед тем как наращивать оболочку водно-желатиновая суспензия, содержащая микрокристаллы CaF_2 центрифугированием и промывкой избавлялись от непрореагировавших веществ. Затем производилась замена водно-желатинового раствора, после чего он помещался в реактор для наращивания галогенсеребряной оболочки.

1.2.2. Методика наращивания AgBr оболочки на ядра CaF_2 .

Как уже упоминалось, наиболее важными параметрами синтеза микрокристаллов AgBr по двухструйной методике являются концентрации и скорости подачи растворов, в данном случае, AgNO_3 и KBr , температура, количество аммиака и значение поддерживаемого pBr (от 1,3 до 10,0). Именно эти параметры определяют пересыщение и

растворимость галогенидов серебра, образование критических зародышей и соотношение скоростей роста различных граней микрокристаллов [47].

Поэтому для создания оболочки из $AgBr$ на ядре CaF_2 следовало найти интервалы значений указанных параметров, при которых пересыщение и растворимость галогенидов серебра давали бы возможность образовывать зародыши $AgBr$ на поверхности несеребряных ядер, но было бы недостаточным для спонтанного их образования в объеме раствора. В результате проведенных экспериментов мы пришли к следующим режимам наращивания оболочки $AgBr$ на ядра CaF_2 .

Растворы $AgNO_3$ и KBr 1 N концентрации подавались при температуре $50^\circ C$ в эмульсионный стакан со скоростью 20 мл в минуту. После окончания введения растворов измеряется объем полученного продукта и добавляется 20 % желатина в количестве, которое необходимо для получения концентрации желатины в конечном объеме – 3 %. Далее эмульсия студенится и промывается в холодной дистиллированной воде от хорошо растворимых солей (нитраты калия и натрия).

В рассматриваемом случае наиболее существенным параметром, влияющим на качество наращиваемой галогенсеребряной оболочки, является условие растворимости $AgBr$. На Рис. 1.8 приведены характерные микрофотографии CaF_2 с наращенной на них оболочкой $AgBr$, полученные при различных вариантах кристаллизации $AgBr$ на поверхности микрокристаллов CaF_2 .

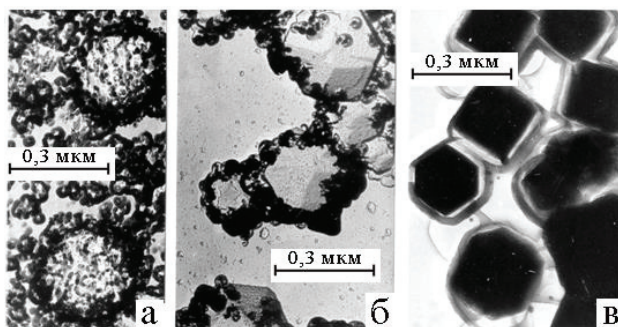


Рис. 1.8. Микрофотографии, иллюстрирующие результаты различных вариантов кристаллизации $AgBr$ на поверхности микрокристаллов CaF_2 в условиях низкой pBr (от 1,3 до 2,0) (а), средней pBr (от 2,0 до 4,0) (б) и высокой pBr (от 4,0 до 7,0) (в) растворимости $AgBr$ ($IP = [Ag^+][Br^-] = 5,3 \cdot 10^{-13}$). Реплики с частицами твердой фазы обработаны растворами H_2SO_4 (а) и (б) и $-Na_2S_2O_3$ (в).

Из Рис. 1.8 видно, что при наращивании оболочки при условиях низкой и средней растворимости $AgBr$ оболочка имеет блочную структуру (Рис. 1.8,а, б). В случае высокой растворимости оболочка представляется гладкой, без признаков блочной структуры (Рис. 1.8,в) именно эти микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ » и использовались нами для исследований.

ГЛАВА 2. СПЕКТРАЛЬНАЯ СЕНСИБИЛИЗАЦИЯ ЭМУЛЬСИЙ, СОДЕРЖАЩИХ МИКРОСИСТЕМЫ «ЯДРО CaF_2 – ОБОЛОЧКА AgBr »

Эффективное использование красителей при решении задачи, связанной с расширением области спектральной чувствительности эмульсии, содержащей галогениды серебра, требует преодоления ряда проблем. При повышенных концентрациях красителя, происходит образование его H - и J -агрегатов [48]. В этом случае может снижаться спектральная чувствительность эмульсии из-за явления самодесенсибилизации красителя, которое обусловлено взаимодействием различных возбужденных и невозбужденных агрегатных форм красителя, результатом чего является не генерация неравновесных носителей заряда электронов и дырок от красителя в микрокристаллы AgHal , а люминесценция красителя. Выходом из создавшейся ситуации – неэффективного использования фотоэлектронов, может быть пространственное разделение взаимодействующих таким образом различных агрегатных форм красителя.

Ситуация подобная самодесенсибилизации возникает и при использовании для расширения области спектральной чувствительности галогенида серебра двух и более типов красителей, поглощающих свет в разных областях спектра. Их взаимодействие тоже может приводить к самодесенсибилизации красителей.

Решение указанных проблем спектральной сенсibilизации возможно при применении эмульсий, содержащей микросистемы

«несеребряное ядро – галогенсеребряная оболочка». В силу особенностей строения гетерофазных микросистем, красители-сенсibilизаторы могут быть высажены не только на внешнюю поверхность галогенсеребряной оболочки, но и на внутреннюю ее поверхность, то есть границу раздела ядра и оболочки.

Технология, позволяющая адсорбировать краситель как на поверхности несеребряного ядра и заравивать его галогенсеребряной оболочкой, так и на внешней поверхности оболочки, и составила предмет изложения в данной главе.

Для исследований были выбраны микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ », так как по своим основным характеристикам они являются лучшими, по сравнению с гетерофазными микросистемами, содержащими в качестве ядер PbF_2 или $BaSO_4$ [59, 60, 61]. Для спектральной сенсibilизации этих микросистем нами были использованы различные по составу и зарядовому состоянию красители, представленные в таблице 2.

Таблица 2. Используемые красители

Кр	Наименование	Зарядовое состояние	$E^{Re}D_{1/2}$ (В)	$E^{Ox}_{1/2}$ (В)
КрI	пиридиновая соль 3,3'-ди-γ-сульфопропил-9-этил-4,5,4',5'-дибензотиакробоцианинбетаина	анионный	-1,12	+0,62
КрII	натриевая соль 3,3'-ди-γ-сульфопропил-1,1'-диэтил-5,5'-дикарбозтоксимида-карбобоцианинбетаина	анионный	-1,6	+0,63

КрIII	1,1'-диэтил-хино-2,2'- цианинийодид	катионный	-1,1	+1,1
КрIV	3,3'-диэтил-9,11 (β,β'- диметилтриметилен) – тиатетракарбоцианинийодид	катионный	–	–

Спектральная сенсibilизация полученных эмульсий с использованием указанных красителей (Кр) проводилась в концентрации 10^{-4} моль Кр / моль CaF_2 , которая обеспечивала образование в эмульсии всех форм агрегации Кр: димеров, *H*- и *J*-агрегатов [49].

Для экспериментальных исследований были приготовлены типы эмульсий (условно *A*, *B*, *B*, *Г*), представленные в таблице 3.

Таблица 3. Типы исследуемых эмульсий

Эмульсия	Ядро	Краситель на ядре	Оболочка	Краситель на оболочке
<i>A</i>	CaF_2	КрI	–	–
	CaF_2	КрIII	–	–
<i>B</i>	CaF_2	–	<i>AgBr</i>	КрI
	CaF_2	–	<i>AgBr</i>	КрII
	CaF_2	–	<i>AgBr</i>	КрIII
<i>B</i>	CaF_2	КрI	<i>AgBr</i> *	–
		КрII	<i>AgBr</i> *	–
		КрIII	<i>AgBr</i> **	–
<i>Г</i>	CaF_2	КрI КрIII	<i>AgBr</i> *	КрIV
			<i>AgBr</i> **	

* для KrI (может окисляться в растворе ионами серебра), поэтому в реакционную смесь вначале подавали KBr и $KCNS$, а только затем растворы желатины и $AgNO_3$.

** для $KrIII$, в суспензию сразу вводили водные растворы нитрата серебра, желатины и бромида калия с аммиаком.

Готовые образцы светочувствительных эмульсий поливали на стеклянные пластинки шириной 9 и длиной 12 сантиметров.

Исследования спектров отражения и поглощения эмульсий проводились при комнатной температуре на СФ-10 по стандартной методике.

Для спектросенситометрических исследований экспонирование пластинок светом длин волн в диапазоне 400 нм – 1100 нм проводилось в спектросенситометре ИСП-3 по стандартной методике [50].

Для проявления экспонированных эмульсий использовались поверхностный и глубинный проявители [39]. Поверхностный проявитель проявляет только те гетерофазные микросистемы, у которых центры скрытого изображения находятся на внешней поверхности $AgBr$ оболочки. Глубинный проявитель, проявляет те гетерофазные микросистемы, у которых центры скрытого изображения находятся не только на поверхности, но и в объеме $AgBr$ оболочки вплоть до поверхности ядра CaF_2 . Измерение оптической плотности D экспонированных слоев, которая пропорциональна концентрации проявленных центров скрытого изображения, проводилось на микрофотометре МФ-4. Таким образом, предлагаемые способы проявления позволяют нам проследить не

только за положением центров скрытого изображения по всему объему галогенсеребряной оболочки композиционной системы, но и за концентрацией центров скрытого изображения в зависимости от длины волны засвечивающего света.

Люминесцентные исследования эмульсий проводили при $T = 77\text{ K}$ на установке и методике, описанной в [51]. Регистрация спектров люминесценции гетерофазных микросистем осуществлялась в двух режимах:

«стационарный» – люминесценция измеряется постоянно в течение времени более 10^{-3} с при непрерывном возбуждении;

«фосфоресцентный» – возбуждение П-импульсами длительностью $\sim 10^{-4}$ с, между которыми следует «темновой» интервал длительностью $\sim 10^{-3}$ с в течение которого происходит регистрация люминесценции в течение $\sim 10^{-4}$ с. После этого, цикл повторяется с частотой 800 Гц .

2.1. Зависимость спектральной сенсibilизации микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » от размера ядра.

В наших экспериментах отношение активностей ионов F^- и Ca^{2+} при синтезе ядер CaF_2 (см. раздел 1.2.1) подбиралось таким, чтобы средний размер ядра в микросистеме составлял $\bar{d} \approx 0,35\text{ мкм}$ и $\bar{d} \approx 0,05\text{ мкм}$.

На Рис. 2.1,а представлены спектры отражения эмульсий типа А, содержащих KpI . Средний размер ядра CaF_2 в гетерофазной микросистеме составлял $\bar{d} \approx 0,35\text{ мкм}$. Видно, что в спектрах отражения присутствуют полосы, обусловленные отражением

молекул и *J*-агрегатов КрI (максимумы полос указаны на Рис. 2.1,а стрелками).

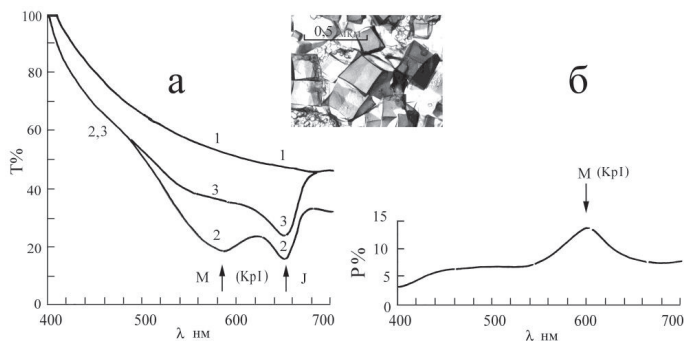


Рис. 2.1. а) Спектры отражения эмульсии типа *A*, не содержащей (1); и содержащей КрI (2, 3) до (2) и после (3) промывки ее спиртом.

б) Спектр пропускания спирта после промывки им эмульсии типа *A*, содержащей КрI.

На вставке Рис. 2.1 представлены электронно-микроскопические фотографии используемых нами ядер CaF_2 ($\bar{d} \approx 0,35 \text{ мкм}$).

После промывки спиртом такой эмульсии, спирт приобретает окраску и, как показывают исследования спектров пропускания (Рис. 2.1,б), эта окраска обусловлена молекулами КрI (максимум полосы пропускания соответствующий молекулам КрI на рисунке указан стрелкой). При этом в спектре отражения эмульсии после обработки ее спиртом (Рис. 2.1,а, кривая 3) полоса, соответствующая молекулам КрI исчезает.

На Рис. 2.2,а представлены спектры отражения эмульсий типа А, содержащих КрІ. Средний размер ядра CaF_2 в гетерофазной микросистеме составлял $\bar{d} \approx 0,05$ мкм.

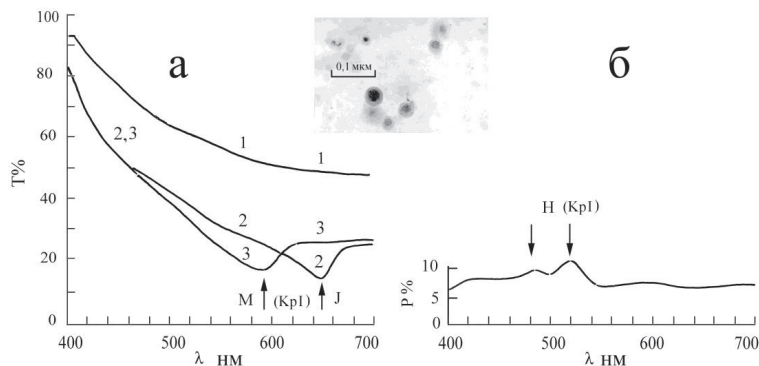


Рис. 2.2. а) Спектры отражения эмульсии типа А, не содержащей (1); и содержащей КрІ (2, 3) до (2) и после (3) промывки ее спиртом.

б) Спектр пропускания спирта после промывки им эмульсии типа А, содержащей КрІ.

На вставке Рис. 2.1 представлены электронно-микроскопические фотографии используемых нами ядер CaF_2 ($\bar{d} \approx 0,05$ мкм).

Как следует из Рис. 2.2,а, кривая 2, в спектрах отражения присутствуют полосы соответствующие как молекулам, так и *J*-агрегатам КрІ (максимумы полос указаны на Рис. 2.2,а стрелками). Однако, после промывки эмульсии спиртом, в спектре отражения присутствует только полоса, соответствующая молекулам КрІ, полоса же характерная для *J*-агрегатов КрІ отсутствует (Рис. 2.2,а, кривая 3).

В спектре пропускания спирта после промывки эмульсии наблюдаются максимумы (на Рис. 2.2,б они указаны стрелками), соответствующие поглощению димеров и *H*-агрегатов КрI.

Из анализа экспериментальных данных, представленных на Рис. 2.1 и Рис. 2.2 следует, что в эмульсии типа *A*, содержащей ядра CaF_2 со средним размером $\bar{d} \approx 0,05$ мкм краситель закрепляется на поверхности ядра CaF_2 преимущественно в молекулярном состоянии, а в эмульсии типа *A*, содержащей ядра CaF_2 со средним размером $\bar{d} \approx 0,35$ мкм, – в *J*-агрегированном состоянии.

На Рис. 2.3 представлены результаты спектросенситометрических испытаний эмульсий типа *B*, *B* и *Г*. Средний размер ядра CaF_2 в микросистеме составлял $\bar{d} \approx 0,35$ мкм.

Как следует из данных, представленных на Рис. 2.3,а, оптическая плотность *D*, экспонированной эмульсии типа *B* с КрI после обработки ее поверхностным проявителем (Рис. 2.3,а, кривая 1) возрастает по сравнению с оптической плотностью, не экспонированной эмульсии D_0 (Рис. 2.3,а, кривая 3), обнаруживая максимумы (на Рис. 2.3,а они указаны стрелками) в области собственного поглощения оболочки *AgBr* ($\lambda_{\text{max}} \approx 450$ нм), молекулярного КрI ($\lambda_{\text{max}} \approx 630$ нм) и *J*-агрегата КрI ($\lambda_{\text{max}} \approx 690$ нм).

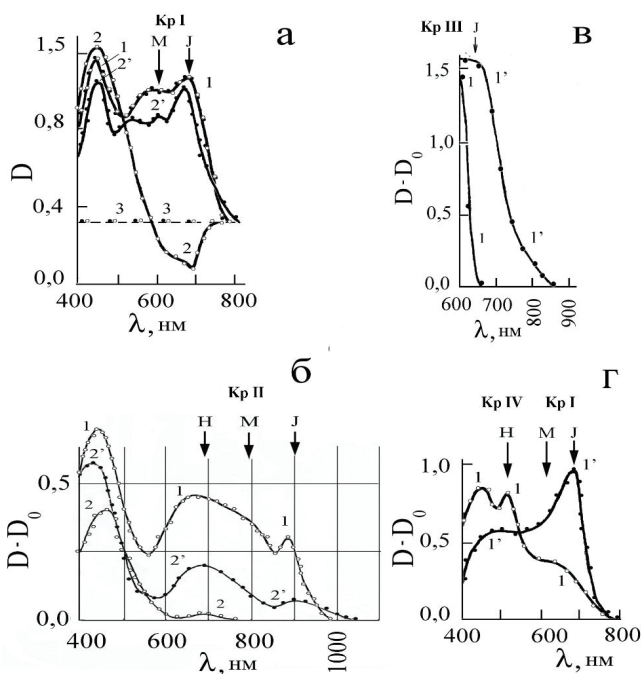


Рис. 2.3. а) Зависимость оптической плотности D экспонированных слоев эмульсий типа B (1) и B (2,2'), содержащих КрI от длины волны экспонирующего света после проявления в поверхностном (1, 2) и глубинном (2') проявителях. Штриховой линией (3) отмечена оптическая плотность вуали D_0 , неэкспонированных эмульсий типа B и типа B и проявленных как в поверхностном, так и глубинном проявителях.

б) Зависимость оптической плотности $D - D_0$ экспонированных слоев эмульсий типа B (1) и типа B (2, 2') содержащих КрII от длины волны экспонирующего света после проявления в поверхностном (1, 2) и глубинном (2') проявителях.

в) Фрагмент кривой зависимости оптической плотности $D - D_0$ экспонированных слоев эмульсий типа B (1) и типа B (1'), которые содержат КрIII, от длины волны экспонирующего света, проявленных в поверхностном (1) и глубинном (1') проявителях.

г) Зависимость оптической плотности $D - D_0$ экспонированных слоев эмульсий типа Γ содержащих КрI на внутренней, а КрIV на внешней поверхности оболочки $AgBr$ от длины волны засвечивающего света после проявления в поверхностном (1) и глубинном (1') проявителях.

Для экспонированной эмульсии типа B с КрI аналогичное возрастание оптической плотности D по отношению к D_0 наблюдается после обработки ее только глубинным проявителем (Рис. 2.3,а, кривая 2'). После обработки ее поверхностным проявителем возрастание D имеет место лишь в области собственного поглощения оболочки $AgBr$ ($\lambda_{\max} \approx 450$ нм). В областях же поглощения молекулярного КрI ($\lambda_{\max} \approx 630$ нм) и J -агрегата КрI ($\lambda_{\max} \approx 690$ нм), напротив, наблюдается уменьшение оптической плотности D по отношению к D_0 (Рис. 2.3,а, кривая 2).

При поверхностном проявлении экспонированной эмульсии типа B с КрII оптическая плотность в зависимости от длины волны экспонирующего света имеет максимум в области поглощения оболочки $AgBr$ ($\lambda_{\max} \approx 450$ нм), и небольшой максимум в области поглощения H -агрегатов КрII ($\lambda_{\max} \approx 700$ нм) (Рис. 2.3,б, кривая 2).

При глубинном проявлении эмульсии типа B , как и для эмульсии типа B , для оптической плотности от длины волны экспонирующего света наблюдается ее увеличение не только в

области поглощения оболочки $AgBr$, но и в области поглощения молекулярного, H - и J -агрегатов $KrII$ ($\lambda_{max} \approx 800, 700$ и 900 нм, соответственно) вплоть до 1100 нм (Рис. 2.3,б, кривая 2')

Следует отметить также, что для эмульсии типа B , когда Kr закреплен на внутренней поверхности оболочки $AgBr$, возрастание оптической плотности D по отношению к D_0 , наблюдается в более длинноволновой области спектра, чем в случае эмульсии типа B , когда краситель находится на внешней поверхности оболочки $AgBr$ (например, в случае $KrII$ вплоть до 1100 нм, Рис. 2.3,б сравни кривые 1 и 2', в случае KrI вплоть до 810 нм, Рис. 2.3,а сравни кривые 1 и 2'). Другими словами, порог спектральной чувствительности эмульсии типа B , по сравнению с эмульсией типа B , смещается в длинноволновую область.

Наиболее ярко такое расширение области спектральной чувствительности эмульсии типа B по отношению к эмульсии типа B в ближнюю инфракрасную часть спектра проявляется для эмульсий, содержащих $KrIII$ (Рис. 2.3,в сравни кривые 1 и 1').

Что же касается эмульсии типа G , то согласно Рис. 2.3,г положительная разность $D - D_0$ имеет место после экспонирования ее светом как из области поглощения KrI , так и $KrIV$, обнаруживая при этом максимумы на длинах волн, характерные для H - и J -агрегатных форм красителей.

Ранее в работе [52] была показана принципиальная возможность заравнивания красителя, адсорбированного на ядре CaF_2 оболочкой $AgBr$ без уточнения агрегатного состояния Kr и его роли в процессе спектральной сенсibilизации. Сопоставление

полученных нами результатов однозначно доказывает возможность заращивания оболочкой *AgBr* наряду с молекулярным и *J*-агрегатов Кр, адсорбированных на ядре CaF_2 . Однако, возможность заращивания *J*-агрегатов Кр, адсорбированных на ядре CaF_2 оболочкой *AgBr* существенно зависит от соотношения размеров ядра CaF_2 и *J*-агрегатов красителя.

Если размеры ядра достаточно велики ($\bar{d} \approx 0,35 \text{ мкм}$) по сравнению с размерами *J*-агрегатов Кр, то *J*-агрегаты Кр, адсорбированные на поверхности ядра CaF_2 заращиваются оболочкой *AgBr*.

Действительно, как следует из Рис. 2.3,а, центры скрытого изображения при засветке эмульсии типа *B* светом из области поглощения *J*-агрегата Кр обнаруживаются только при проявлении эмульсии глубинным проявителем и отсутствуют при проявлении поверхностным проявителем. Для эмульсии типа *B*, когда *J*-агрегаты Кр, располагаются на внешней поверхности оболочки *AgBr* центры скрытого изображения при засветке эмульсии светом из области поглощения *J*-агрегата Кр обнаруживаются как при проявлении поверхностным проявителем, так и при проявлении глубинным проявителем. Роль *J*-агрегатов Кр, расположенных на внутренней поверхности оболочки *AgBr*, в процессе спектральной сенсibilизации отличается от ситуации, когда *J*-агрегаты Кр адсорбированы на внешней поверхности оболочки *AgBr*:

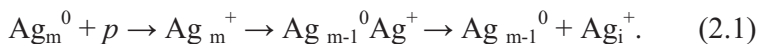
во-первых, наблюдается эффект «просветления» – оптическая плотность *D* эмульсии типа *B*, экспонированной светом из области поглощения *J*-агрегатов Кр и проявленной в поверхностном

проявителе, оказывается меньше чем оптическая плотность вуали D_0 ,

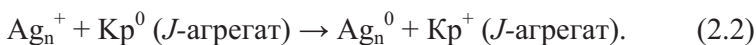
во-вторых, спектральная чувствительность эмульсии смещается в длинноволновую область по сравнению с тем, когда J -агрегаты Кр адсорбированы на внешней поверхности оболочки $AgBr$ (Рис. 2.3,а и Рис. 2.3,б сравни кривые 1 и 2'). Это может происходить за счет разделения наращиваемой оболочкой $AgBr$ молекулярного и J -агрегированного Кр. На внутренней поверхности оболочки $AgBr$ остается Кр в J -агрегированном состоянии, а молекулярный Кр, вытесняется на внешнюю поверхность оболочки $AgBr$. Пространственное разделение различных форм Кр устраняет их взаимодействие при фотовозбуждении, которое, по всей видимости, приводило к рекомбинационной люминесценции молекулярного Кр (т.е. к самодесенсибилизации), а не к генерации свободных носителей заряда в галогенид серебра для образования скрытого изображения. Таким образом, это можно рассматривать как эффект снятия самодесенсибилизации.

Роль оболочки $AgBr$ в гетерофазной микросистеме, содержащей ядра CaF_2 «больших» размеров состоит не только в пространственном разделении молекулярного и J -агрегированного Кр, но может приводить и к образованию в гетерофазной микросистеме внутренних электрических полей, которые способствуют эффективному разделению носителей заряда. Разделение неравновесных носителей заряда в случае гетерофазной микросистемы и обеспечивает возникновение эффекта

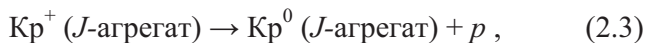
«просветления» в эмульсии типа *B* (Рис. 2.3,а, кривая 2). Наблюдаемое «просветление» свидетельствует о том, что количество нейтральных кластеров серебра Ag_m^0 на внешней поверхности оболочки *AgBr* уменьшается в результате реакции



Появление дырок (*p*) на внешней поверхности оболочки *AgBr* обусловлено следующей причиной. Присутствие *J*-агрегатов *KrI* на внутренней поверхности оболочки *AgBr* сопровождается реакцией



Реакция (2.2) может быть стимулирована и действием света из области поглощения *J*-агрегатов *KrI*. Как было установлено нами в [52], основной синглетный уровень *J*-агрегата *KrI* лежит ниже уровня потолка валентной зоны (ВЗ) *AgBr*, в результате чего, дырка, локализованная на Kr^+ , переходит в ВЗ *AgBr*



затем дырка в ВЗ мигрирует к внешней поверхности оболочки *AgBr* и обеспечивает протекание реакции (2.1).

Дополнительным свидетельством механизма «самодесенсибилизации», который рассматривается нами, являются низкотемпературные ($T=77K$) люминесцентные исследования. Если размеры ядра достаточно велики ($\bar{d} \approx 0,35 \text{ мкм}$) по сравнению с размерами *J*-агрегатов красителя, тогда, по нашим представлениям, *J*-агрегаты красителя адсорбируются на поверхности ядер *CaF₂* при сохранении оптического контакта с молекулярным красителем. Именно поэтому в спектре люминесценции наблюдается полоса *H*-агрегатов ($\lambda_{\max} \approx 520-540 \text{ нм}$) и наиболее интенсивная полоса

люминесценции *J*-агрегатов KpI ($\lambda_{\max} \approx 700-710$ нм) (Рис. 2.4,а, кривая 1), которая эффективно возбуждается при поглощении света Кр (Рис. 2.4,б, кривая 1').

В фосфоресцентном режиме регистрации свечения, как при возбуждении молекул ($\lambda \approx 610-630$ нм) так и *J*-агрегатов KpI ($\lambda \approx 670-690$ нм) спектр характеризуется наличием двух максимумов свечения: аномально замедленной флуоресценции *J*-агрегатов KpI ($\lambda_{\max} \approx 700-710$ нм) и фосфоресценции молекулярного KpI ($\lambda_{\max} \approx 800-820$ нм) (Рис. 2.4,б, кривые 2' и 3')

После наращивания на ядра CaF_2 с красителем, оболочки *AgBr*, т. е. создания эмульсии типа *B*, в спектрах люминесценции мы наблюдаем, что в «стационарном» режиме возбуждения резко падает интенсивность люминесценции *J*-агрегатов KpI по сравнению с полосами люминесценции молекулярного ($\lambda \approx 610-630$ нм) и *H*- агрегированного KpI ($\lambda \approx 520-540$ нм) (Рис. 2.4,в, кривая 1). В «фосфоресцентном» режиме регистрации свечения, при возбуждении светом оболочки *AgBr* наблюдается аномально замедленная флуоресценция молекулярного KpI ($\lambda \approx 620-640$ нм) и только в незначительной степени *J*-агрегатов KpI ($\lambda \approx 670-690$ нм) (Рис. 2.4,в, кривая 3), причем спектр возбуждения свечения аномально замедленной флуоресценции молекулярного KpI содержит один максимум, который соответствует поглощению оболочки *AgBr* (Рис. 2.4,г, кривая 1').

При возбуждении из области поглощения молекулярного KpI в спектре свечения наблюдается только фосфоресценция молекулярного KpI ($\lambda \approx 800-820$ нм), спектры возбуждения которой

содержат как полосу характерную для $AgBr$ оболочки ($\lambda \approx 420-440$ нм), так и для молекулярного KrI ($\lambda \approx 600$ нм) (Рис. 2.4,г, кривая 2').

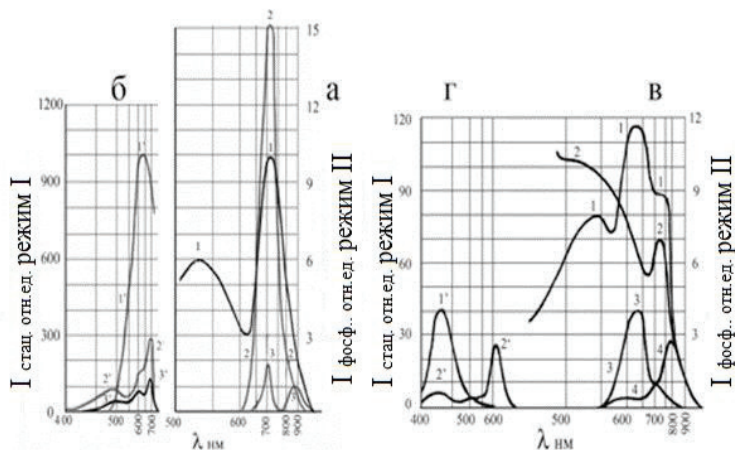


Рис. 2.4. а) Спектры свечения ($T = 77$ К) эмульсии типа A которые измерялись в «стационарном» (1, 2) и «фосфоресцентном» (3) режимах при возбуждении светом длины волны λ (нм): 1 – 337; 2 – 500; 3 – 690,

б) Спектры возбуждения свечения ($T = 77$ К) эмульсии типа A , которые измерялись в стационарном (1') и фосфоресцентном (2', 3') режимах для длин волн излучения $\lambda_{\max}$ (нм): 1' – 880; 2' – 720; 3' – 820,

в) Спектры свечения ($T = 77$ К) эмульсии типа B , измеренные в «стационарном» (1, 2) и «фосфоресцентном» (3, 4) режимах при возбуждении светом длины волны λ (нм): 1 – 337; 2 – 450; 3 – 430; 4 – 600,

г) Спектры возбуждения свечения ($T = 77$ К) эмульсии типа B , которые измерялись в «фосфоресцентном» (1', 2') режиме для длин волн свечения $\lambda_{\max}$ (нм): 1' – 620; 2' – 800.

Итак, наши спектросенситометрические характеристики, спектры отражения и люминесценции свидетельствуют о том, что в гетерофазной микросистеме ($\bar{d} \approx 0,35$ мкм) оболочка *AgBr* пространственно отделяет молекулярный и агрегированный краситель, которые, как правило, находятся в оптическом контакте, вызывающем процессы, связанные с самодесенсибилизацией красителей.

Теперь перейдем к рассмотрению случая, когда размеры ядра ($\bar{d} \approx 0,05$ мкм) сравнимы с размерами *J*-агрегата Кр. Как было сказано ранее, в этом случае наибольшее «закрепление» на ядре *CaF₂* испытывают молекулы Кр и, следовательно, естественно ожидать, что заращивание оболочкой *AgBr* приведет к вытеснению на внешнюю оболочку не молекул, а *J*-агрегатов Кр, как это имело место в случае рассмотренном выше при $\bar{d} \approx 0,35$ мкм. Действительно, как следует из люминесцентных исследований (Рис. 2.5, на примере КрI), именно такое разделение агрегатных форм Кр и происходит при заращивании ядер, содержащихся в эмульсии типа *A*, на поверхности которых адсорбирован Кр, оболочкой *AgBr*, т.е. образованию эмульсии типа *B*.

В эмульсии типа *A* ($\bar{d} \approx 0,05$ мкм) между молекулами и *J*-агрегатами Кр происходит взаимодействие, которое сопровождается фосфоресценцией молекулярного Кр (для КрI – $\lambda_{\max} \approx 800$ нм, Рис. 2.4,а, кривая 1) при возбуждении ее светом из области поглощения *J*-агрегата Кр (для КрI – $\lambda_{\max} \approx 690$ нм, Рис. 2.5,б, кривая 1').

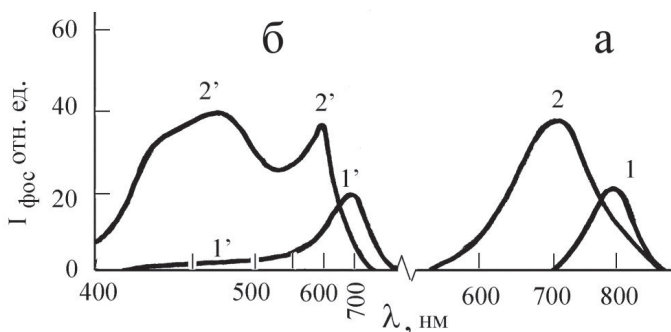


Рис. 2.5. Спектры ($T=77\text{ K}$) фосфоресценции (а) и возбуждения фосфоресценции (б) эмульсий ($\bar{d}\approx 0,05\text{ мкм}$) содержащих КрI: 1, 1' – тип А; 2, 2' – тип В:

а) Спектры люминесценции ($T = 77\text{ K}$) полученные при возбуждении монохроматическим светом с λ (нм): 1 – 690; 2 – 450,

б) Спектры возбуждения люминесценции ($T=77\text{ K}$) с λ_{max} (нм): 1' – 800; 2' – 700.

При наращивании оболочки *AgBr* фосфоресценция молекулярного Кр при возбуждении *J*-агрегата Кр исчезает, и возникает люминесценция (для КрI – $\lambda_{\text{max}}\approx 700\text{ нм}$, Рис. 2.5,а, кривая 2) возбуждение которой осуществляется светом из области собственного поглощения оболочки *AgBr* ($\lambda_{\text{max}}\approx 450\text{ нм}$, Рис. 2.4,б, кривая 2'). Как известно [53] такая люминесценция обусловлена аномально замедленной флуоресценцией *J*-агрегатов Кр, адсорбированных на поверхности микрокристалла *AgBr*.

Итак, как следует из вышесказанного, наши экспериментальные данные показали, что галогенсеребряная оболочка в микросистеме «ядро CaF_2 – оболочка *AgBr*» способна

пространственно разделить *J*-агрегированную и молекулярную фазы Кр, что положительно влияет на расширение области спектральной чувствительности готовой эмульсии и снимает эффект самодесенсибилизации красителя. Оболочка также предохраняет краситель от влияния внешней среды, что может благотворно сказаться на сохраняемости светочувствительности всей системы в целом.

Кроме этого, наши экспериментальные данные дают также положительный ответ на вопрос, способна ли галогенсеребряная оболочка в гетерофазной микросистеме осуществить пространственное разделение различных по составу Кр-сенситизаторов. На примере КрI и КрIV (Рис. 2.3,г) показано, что галогенсеребряная оболочка в гетерофазной микросистеме обеспечивает пространственное разделение различных по составу Кр-сенситизаторов, совместное применение которых приводит к десенсибилизации эмульсии.

Однако, остаются открытыми вопросы, по каким причинам происходит разделение оболочкой агрегатов и молекул одного и того же красителя, или разных красителей. Следует выяснить также, почему краситель закрепляется на внутренней поверхности оболочки гетерофазной микросистемы, и как это зависит от состава ядра микросистемы.

Одно из объяснений механизма спектральной сенситизации гетерофазных микросистем с ядром CaF_2 , когда краситель-сенситизатор адсорбирован на внутренней поверхности галогенсеребряной оболочки, приведено в работе

[54], и связано с наличием лунки травления на поверхности ядра CaF_2 . Такое объяснение не прошло экспериментальную проверку, и не может быть распространено на случай спектральной сенсibilизации гетерофазных микросистем, ядра которых имеют другую структуру поверхности.

На наш взгляд, ответы на эти вопросы можно получить при проведении сравнения спектральной сенсibilизации микросистем с различными ядрами.

Для сравнительного исследования спектральной сенсibilизации нами были выбраны микросистемы «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » и «ядро $\text{AgBr}(I)$ – оболочка AgBr ».

2.2. Зависимость спектральной сенсibilизации микросистем «ядро – галогенсеребряная оболочка» от структуры ядра.

Синтез эмульсий, содержащих микросистемы «ядро $\text{AgBr}(I)$ – оболочка AgBr », и их сенсibilизация, проводились по двухструйному аммиачному методу, описанному в [55]. Подача однонормальных $1N$ растворов AgNO_3 , и смеси KBr и KI (3 мол % йода) осуществлялась со скоростью 6,0 мл/мин при температуре 60°C и $p\text{Ag}$ 8,6. В результате синтеза полученные для микросистем ядра представляли собой кубические микрокристаллы $\text{AgBr}(I)$ размером 0,2 мкм. Затем на ядра адсорбировали красители, вводя их спиртовые растворы в эмульсию, не адсорбированные на поверхности ядер, красители отделялись центрифугированием. После этого на ядра $\text{AgBr}(I)$ с

адсорбированным красителем осуществляли наращивание оболочки $AgBr$. Для предотвращения образования в эмульсии микрокристаллов $AgBr$, не адсорбированных в виде оболочки на ядрах с красителями, температура эмульсификации была понижена до 50^0C , а скорость подачи растворов $AgNO_3$ и KBr была уменьшена до $0,4 \text{ мл/мин}$, pAg оставался прежним 8,6. Это обусловлено тем, что растворимость $AgBr$ в этих условиях ниже, чем при синтезе ядер и осаждение $AgBr$ происходит только на ядрах $AgBr(I)$.

Для спектральной сенсibilизации микросистем «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr$ » и «ядро $AgBr(I)$ – оболочка $AgBr$ » нами были использованы КрI и КрII (см. таблицу 2):

Спектральная сенсibilизация микросистем красителями проводилась, как и ранее, в концентрации 10^{-4} моль Кр / моль $AgBr$. Данная концентрация красителя выбрана с тем, чтобы помимо молекул красителя было обеспечено образование всех форм агрегации красителя: устойчивых пар молекул красителя – H -агрегатов и стабильной совокупности молекул красителей – J -агрегатов.

Для экспериментальных исследований дополнительно к эмульсиям типа A , B , B и Γ были приготовлены еще три типа эмульсий (условно D , E , $Ж$), представленные в таблице 4.

Таблица 4. Типы исследуемых эмульсий

Тип эмульсии	Ядро	Краситель на ядре	оболочка
<i>Д</i>	<i>AgBr(I)</i>	КрI	<i>AgBr</i>
<i>Е</i>	<i>AgBr(I)</i>	КрII	<i>AgBr</i>
<i>Ж</i>	<i>AgBr(I)</i>	КрI	—

На Рис. 2.6 представлены результаты, сенситометрических и люминесцентных исследований эмульсии типа *Д*.

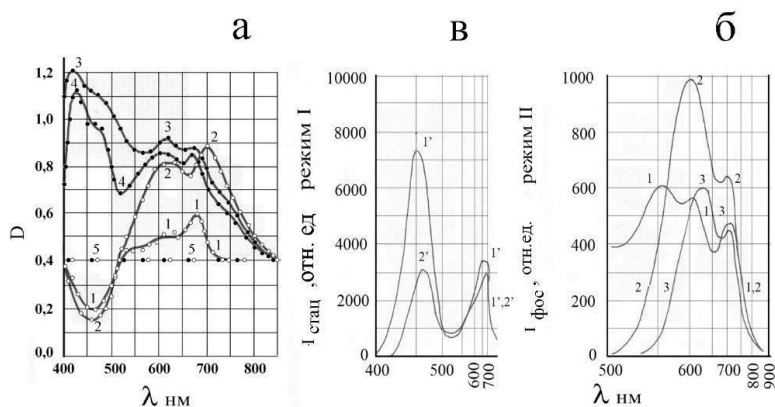


Рис. 2.6. а) Зависимость оптической плотности D от длины волны экспонирующего света слоя эмульсии типа *Д* после проявления в поверхностном (1) и глубинном (2, 3, 4) проявителях с временем окисления поверхностных проявленных центров t (мин): 2 – 0; 3 – 1, 4 – 2;

б) Спектры ($T=77$ К) люминесценции эмульсии типа *Д*, которая измерялась в «стационарном» (1) и «фосфоресцентном» (2, 3) режимах регистрации свечения при возбуждении светом длины волны λ (нм): 1 – 430; 2 – 430; 3 – 690,

в) Спектры возбуждения, измеренные в «фосфоресцентном» режиме регистрации люминесценции эмульсии типа D на длине волны максимальной интенсивности излучения $\lambda_{\max}$ (нм): 1' – 600; 2' – 750.

Как следует из данных, представленных на Рис. 2.6,а, кривые 3 и 4, в случае глубинного проявления с окислением поверхностных центров, оптическая плотность эмульсии типа D возрастает по сравнению с оптической плотностью не экспонированной эмульсии D_0 (Рис. 2.6,а, кривая 5), обнаруживая максимумы в области собственного поглощения галогенида серебра ($\lambda_{\max} \approx 450$ нм), молекулярного KpI ($\lambda_{\max} \approx 630$ нм) и J -агрегата KpI ($\lambda_{\max} \approx 690$ нм).

При поверхностном проявлении (Рис. 2.6,а, кривая 1) или при глубинном проявлении без окисления поверхностных центров (Рис. 2.6,а, кривая 2), оптическая плотность эмульсии типа D растет, лишь в области поглощения M - и J -агрегатов KpI, в области же собственного поглощения галогенида серебра ($\lambda_{\max} \approx 450$ нм), наблюдается снижение плотности почернения по отношению к вуали. Это свидетельствует о том, что при наращивании оболочки $AgBr$ в отличие от эмульсии типа B краситель вытесняется на внешнюю поверхность оболочки $AgBr$.

В спектрах люминесценции эмульсии типа D в «стационарном» режиме регистрации (Рис. 2.6,б, кривая 1) при возбуждения ее светом из области собственного поглощения $AgBr$ ($\lambda = 430$ нм), также как и для эмульсии типа B (Рис. 2.4, кривая 1) наблюдается флуоресценция H -агрегатов KpI ($\lambda_{\max} = 540 - 550$ нм), свечение оболочки $AgBr$ ($\lambda_{\max} = 600 - 620$ нм), а также

флуоресценция и аномально замедленная флуоресценция молекулярного ($\lambda_{\max}=630\text{--}650\text{ нм}$) и J -агрегированного KpI ($\lambda_{\max}=720\text{--}750\text{ нм}$). Последние две полосы люминесценции, как и в случае эмульсии типа B (Рис. 2.4, кривые 3 и 4), наиболее ярко выражены в фосфоресцентном режиме регистрации свечения при возбуждения светом из области собственного поглощения AgBr ($\lambda\approx 430\text{ нм}$), а аномально замедленная флуоресценция H -агрегатов KpI ($\lambda_{\max}=540\text{--}550\text{ нм}$) при этом отсутствует (Рис. 2.6,б, кривая 2). Также для эмульсии типа D , в отличие от эмульсии типа B отсутствует фосфоресценция молекулярного KpI при возбуждении светом из области его поглощения ($\lambda\approx 600\text{ нм}$).

Следует заметить, что в свечение эмульсии типа D с $\lambda_{\max}=540\text{--}550\text{ нм}$ в «стационарном» режиме регистрации при возбуждении ее светом из области собственного поглощения AgBr ($\lambda=430\text{ нм}$) может вносить вклад люминесценция парных йодных центров $(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)$ и центров $\{(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)\text{Ag}_{i,s}^+\}$ ядра $\text{AgBr}(\text{I})$ с $\lambda_{\max}\approx 560\text{ нм}$. Однако, отсутствие свечения с $\lambda_{\max}\approx 560\text{ нм}$ в «фосфоресцентном» режиме при возбуждении светом из области собственного поглощения AgBr ($\lambda = 430\text{ нм}$), на наш взгляд, свидетельствует о том, что наибольший вклад в люминесценцию эмульсии типа D с $\lambda_{\max}=540\text{--}550\text{ нм}$ вносит именно флуоресценция H -агрегатов KpI .

Для эмульсии типа D в «фосфоресцентном» режиме регистрации люминесценции при возбуждения светом из области поглощения J -агрегатов KpI ($\lambda_{\max}=690\text{--}700\text{ нм}$), в отличие от эмульсии типа B , в спектре люминесценции наблюдается антистоксова люминесценция AgBr оболочки, и аномально

замедленная флуоресценция J -агрегатов KrI ($\lambda_{\max}=600\text{--}620$ нм и 720 нм, соответственно) (Рис. 2.6,б, кривая 3). Спектры возбуждения как антистоксовой люминесценции $AgBr$ оболочки, так и аномально замедленной флуоресценции J -агрегатов KrI , при этом же «фосфоресцентном» режиме регистрации люминесценции описываются двумя максимумами, соответствующими поглощению $AgBr$ ($\lambda_{\max}=430\text{--}490$ нм) и поглощению J -агрегированного KrI ($\lambda_{\max}=690\text{--}700$ нм) (Рис. 2.6,б, кривые 1' и 2', соответственно).

Отметим, что антистоксова зеленая люминесценция в ядре $AgBr(I)$ ($\lambda_{\max}\approx 560$ нм) при возбуждении светом из области поглощения J -агрегатов KrI в этом случае отсутствует. Обращает на себя внимание также отсутствие фосфоресценции молекулярного красителя KrI с $\lambda_{\max}=800$ нм при возбуждении светом из области поглощения J -агрегатов KrI .

Следует заметить, что в случае непосредственного оптического контакта $AgBr(I)$ и KrI при возбуждении светом из области поглощения J -агрегатов KrI , наблюдается зеленая антистоксова люминесценция ядра $AgBr(I)$ ($\lambda_{\max}\approx 560$ нм) и стоксова фосфоресценция молекулярного KrI ($\lambda_{\max}\approx 800$ нм) [56]. Также при непосредственном осаждении KrI на поверхность $AgBr(I)$ и при возбуждении светом из области собственного поглощения $AgHal$ ($\lambda_{\max}\approx 430$ нм) в «фосфоресцентном» режиме наблюдается свечение с ($\lambda_{\max}\approx 560$ нм), а аномально замедленная флуоресценция H -агрегатов KrI при этом полностью отсутствует [57].

Как было уже сказано, спектросенситометрические испытания эмульсии типа *B*, которая содержит катионный КрII (см. таблица 2), показали, что в этом случае происходит заращивание красителя светочувствительной оболочкой *AgBr* (Рис. 2.3,б). Про это убедительно свидетельствуют данные по проявлению экспонированной эмульсии типа *B* по сравнению с эмульсией типа *B*, которая содержит КрII.

Сравнительная характеристика эмульсии типа *E* (см. таблицу 4) с эмульсией типа *B* (см. таблицу 3), содержащей КрII, показала, что спектры оптической плотности по отношению к нулю ($D - D_0$) эмульсии типа *E* с КрII наблюдаются в тех же спектральных полосах, что и в случае эмульсии типа *B*. В отличие от эмульсии типа *B* для эмульсии типа *E* не наблюдается расширения области спектральной чувствительности с КрII в длинноволновую часть спектра (Рис. 2.7,а сравни кривые 1, 2 и 3), следовательно, КрII при наращивании *AgBr* на ядро *AgBr*(I) вытесняется на внешнюю поверхность оболочки *AgBr*.

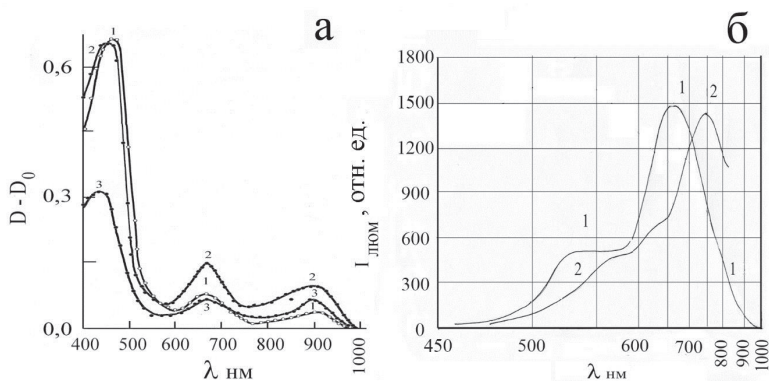


Рис. 2.7. а) Зависимость оптической плотности $D - D_0$ от длины волны экспонирующего света слоев эмульсий типа E с КрII после проявления в поверхностном (1) и глубинном (2, 3) проявителях с окислением поверхностных центров t (мин): 2 – 1; 3 – 20,

б) Спектры ($T = 77$ К) люминесценции эмульсии типа E с КрII, измеренные в «стационарном» режиме при возбуждении светом длиной волны λ (нм): 1 – 430; 2 – 900.

В спектрах люминесценции эмульсии типа E с инфрахроматическим КрII в «стационарном» режиме регистрации свечения при возбуждении светом из области собственного поглощения $AgBr$ ($\lambda_{\max} \approx 430$ нм), наблюдается зеленое свечение парных йодных центров $I_a^- I_a^-$ и центров $\{(I_a^- I_a^-) Ag_{i,s}^+\}$ ядра $AgBr(I)$ ($\lambda_{\max} \approx 560$ нм), оболочки $AgBr$ ($\lambda_{\max} \approx 610$ нм) и H -агрегатов КрII ($\lambda_{\max} \approx 700-750$ нм). Две последние полосы свечения в спектре люминесценции при перекрытии создают одну широкую полосу с $\lambda_{\max} \approx 660$ нм (Рис. 2.7,б, кривая 1).

В «стационарном» режиме регистрации спектров люминесценции эмульсии типа E , при возбуждении ее светом из области поглощения J -агрегатов КрII ($\lambda_{\max} = 900$ нм) зарегистрирована антистоксова люминесценция оболочки $AgBr$ ($\lambda = 600-620$ нм) и H -агрегатов КрII ($\lambda = 700-750$ нм). Антистоксова люминесценция парных йодных центров $I_a^- I_a^-$ и центров $\{(I_a^- I_a^-) Ag_{i,s}^+\}$ ядра $AgBr(I)$ ($\lambda_{\max} \approx 560$ нм) при этом не наблюдается (Рис. 2.7,б кривая 2).

Таким образом, исходя из люминесцентных данных для эмульсии типа E , не происходит заращивание оболочкой $AgBr$

катионного агрегирующего инфрахроматического КрII адсорбированного на ядре $AgBr(I)$.

Если подводить итог, то можно сказать, что для экспонированной и проявленной в поверхностном проявителе эмульсии типа *B*, в спектральной области, которая соответствует поглощению молекулярного и *J*-агрегированного КрI, происходит уменьшение оптической плотности почернения по отношению к вуали (Рис. 2.3,а кривая 1), а при проявлении в глубинном – увеличение (Рис. 2.3,а кривая 2), это значит, что концентрация нейтральных серебряных центров атомно-молекулярной степени дисперсности Ag^0 и Ag_2^0 уменьшается от внутренней до внешней поверхности оболочки $AgBr$. Т.е. неравновесные электроны и дырки, генерированные в молекулах и *J*-агрегатах КрI, попадают в оболочку $AgBr$ с внутренней ее поверхности, на которой адсорбирован КрI. Действительно по нашим данным [56] *J*-агрегаты анионного КрI взаимодействуют с галогенидом серебра $AgHal$ так, что основной уровень *J*-агрегата КрI совпадает с потолком ВЗ $AgBr$, а первый возбужденный уровень КрI соответствует уровню Ag_{in}^+ , $n = 2$ в ВЗ галогенида серебра. Такое положение уровней *J*-агрегата КрI и Ag^0 позволяет непротиворечиво объяснить возникновение нейтральных серебряных центров атомно-молекулярной степени дисперсности Ag_{in}^0 , $n = 2$, и появление свободных дырок в ВЗ галогенида серебра при фотовозбуждении анионного КрI [57].

В пользу этого факта свидетельствует также то, что в спектрах люминесценции эмульсии типа *B* при возбуждении ее

светом из области поглощения J -агрегатов KrI , отсутствует антистоксова люминесценция оболочки $AgBr$. Известно, что если бы KrI располагался на внешней поверхности оболочки $AgBr$, то антистоксова люминесценция оболочки $AgBr$ при возбуждении J -агрегата KrI , имела бы место [56], что и наблюдается нами для эмульсии типа D .

Проникновение в оболочку $AgBr$ неравновесных электронов и дырок, генерируемых в J -агрегатах KrI в случае эмульсии типа D , в отличие от эмульсии типа B , обеспечивает наблюдаемую антистоксову люминесценцию внешней поверхности оболочки $AgBr$. На наш взгляд, это однозначно свидетельствует о том, что J -агрегат KrI при наращивании оболочки $AgBr$, в случае эмульсии типа D , вытесняется на ее внешнюю поверхность. В пользу этого можно привести еще и тот факт, что в эмульсии типа D при возбуждении ее светом из области собственного поглощения $AgBr$ ($\lambda = 430$ нм) отсутствует зеленая люминесценция парных йодных центров $(I_a^- I_a^-)$ и центров $\{(I_a^- I_a^-) Ag_{i,s}^+\}$ ядра $AgBr(I)$, но присутствует флуоресценция H -агрегатов KrI , а при возбуждении светом из области поглощения J -агрегатов KrI отсутствует зеленая антистоксовая люминесценция, как это имеет место при непосредственном контакте KrI с ядром $AgBr(I)$ (эмульсия типа E), (Рис. 2.7,а, кривые 1 и 2, соответственно).

Вышеприведенные результаты исследований дают основание предположить, что если оболочка в своем составе содержит ту же одновалентную ионную составляющую что и ядро, как в случае, когда ядро является галогенсеребряным

соединением, то анионный краситель вытесняется на внешнюю поверхность оболочки. Если же ядро содержит двухвалентную ионную составляющую, как в случае, когда ядро является не галогенсеребряным соединением, то анионный краситель остается под галогенсеребряной оболочкой, т. е. происходит его заращивание. В большей степени это относится к *J*-агрегатам КрI.

На основании этого можно прийти к выводу о том, что ионная составляющая ядра влияет на силу связи *J*-агрегатов КрI с поверхностью ядра, что в дальнейшем ходе синтеза определяет возможность заращивания *J*-агрегатов красителя оболочкой *AgBr*.

Подтверждением данного предположения могут служить люминесцентные исследования на эмульсиях типа *Ж* (Рис. 2.8,а, б) и типа *А* (Рис. 2.8,в, г) в которых КрI адсорбирован на ядрах с разным катионным составом без дальнейшего заращивания оболочкой *AgBr*.

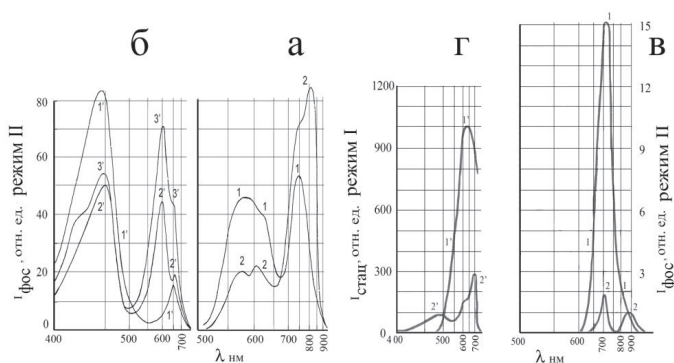


Рис. 2.8. а) Спектры люминесценции при $T = 77$ К эмульсии типа *Ж*, измеренные в фосфоресцентном режиме при возбуждении светом длиной волны λ (нм): 1 – 430; 2 – 690.

б) Спектры возбуждения ($T = 77 \text{ K}$) люминесценции эмульсии типа Ж, измеренные в фосфоресцентном режиме, на длинах волн максимального свечения λ_{max} (нм): 1' – 560; 2' – 750; 3' – 800.

в) Спектры люминесценции ($T = 77 \text{ K}$) эмульсии типа А, измеренные в стационарном (1) и фосфоресцентном режимах (2), при возбуждении светом длины волны λ (нм): 1 – 600; 2 – 690.

г) Спектры возбуждения люминесценции ($T = 77 \text{ K}$), измеренные в стационарном и фосфоресцентном (1') режимах (2'), эмульсии типа А для длин волн свечения λ (нм): 1' – 880; 2' – 720.

Для эмульсии типа Ж в фосфоресцентном режиме регистрации люминесценции наблюдаются следующие результаты измерений:

- спектр возбуждения зеленой полосы люминесценции парных йодных центров $(I_a I_a^-)$ и центров $\{(I_a I_a^-) Ag_{i,s}^+\}$ в ядре $AgBr(I)$ ($\lambda_{\text{max}} \approx 560 \text{ нм}$) (Рис. 2.7,б, кривая 1') характеризуется двумя максимумами на $\lambda = 430 - 470 \text{ нм}$, и $\lambda = 670 - 690 \text{ нм}$. Эти максимумы соответствуют собственному поглощению ядра $AgBr(I)$ и J -агрегата KrI , соответственно;

- в спектре возбуждения аномально замедленной флуоресценции J -агрегатов KrI на $\lambda = 750 \text{ нм}$ (Рис. 2.7,б, кривая 2') и фосфоресценции молекулярного KrI на $\lambda = 800 \text{ нм}$ (Рис. 2.7,б, кривая 3') наблюдаются три максимума, соответствующие поглощению ядра $AgBr(I)$ с $\lambda_{\text{max}} = 430 - 470 \text{ нм}$, молекулярного KrI с $\lambda_{\text{max}} = 610 - 630 \text{ нм}$ и J -агрегата KrI с $\lambda_{\text{max}} = 650 - 690 \text{ нм}$;

- при возбуждении люминесценции монохроматическим светом как из области поглощения $AgBr(I)$ ($\lambda = 430 \text{ нм}$, Рис. 2.7,а,

кривая 1), так и из области поглощения J -агрегированного KpI ($\lambda = 690 \text{ нм}$), в спектре люминесценции (Рис. 2.7,а, кривая 2) наблюдаются четыре полосы, за которые ответственны: центры $(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)$ и центры $\{(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)\text{Ag}_{i,s}^+\}$ в ядре AgBr(I) с $\lambda_{\text{max}} \approx 560 \text{ нм}$, аномально замедленная флуоресценция молекулярного KpI с $\lambda_{\text{max}} = 630 - 650 \text{ нм}$, флуоресценция и аномально замедленная флуоресценция J -агрегатов KpI с $\lambda_{\text{max}} = 720 - 750 \text{ нм}$, а также фосфоресценция молекулярного KpI с $\lambda_{\text{max}} \approx 800 \text{ нм}$.

Следует отметить, что в случае возбуждения люминесценции эмульсии типа $\mathcal{J}$ монохроматическим светом из области поглощения J -агрегированного KpI ($\lambda = 690 \text{ нм}$), в спектре люминесценции наблюдаются две антистоксовы полосы свечения: центров $(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)$ и центров $\{(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)\text{Ag}_{i,s}^+\}$ в ядре AgBr(I) с $\lambda_{\text{max}} \approx 560 \text{ нм}$ и аномально замедленная флуоресценция молекулярного KpI с $\lambda_{\text{max}} = 630 - 650 \text{ нм}$. Это подтверждается и измерениями спектров возбуждения этих полос свечения, в спектрах которых наблюдаются максимумы возбуждения на $\lambda = 690 \text{ нм}$ (Рис. 2.8,б, кривые 1' и 2', соответственно), за которые ответственно поглощение J -агрегированного KpI . Если антистоксова люминесценция центров $(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)$ и центров $\{(\text{I}_a^-\text{I}_a^-)\text{Ag}_{i,s}^+\}$ в ядре AgBr(I) наблюдалась и ранее [56], то антистоксова аномально замедленная флуоресценция молекулярного KpI при фотовозбуждении J -агрегированного KpI зарегистрирована нами впервые и подробно рассмотрена в работе [57].

Итак, из полученных результатов (Рис. 2,8,а, б) следует, что на ядре AgBr(I) адсорбируются как молекулы, так и J -агрегаты KpI ,

которые находятся в тесном оптическом контакте, при котором фотовозбуждение распределяется между ними следующим образом. Фотовозбуждение, генерируемое в ядрах $AgBr(I)$, передается молекулам и J -агрегатам KrI , а фотовозбуждение, генерируемое в J -агрегатах KrI , передается ядру $AgBr(I)$ и молекулам KrI , обеспечивая при этом не только их фосфоресценцию, но и аномально замедленную флуоресценцию, о чем свидетельствует наличие антистоксовой люминесценции. Фотовозбуждение же, генерируемое в молекулах KrI передается лишь J -агрегатам KrI , так как в спектре возбуждения зеленого свечения парных йодных центров $(I_a^- I_a^-)$ и центров $\{(I_a^- I_a^-)Ag_{i,s}^+\}$ полоса поглощения молекулярного KrI отсутствует (Рис. 2.8,б. кривая 1').

Спектры возбуждения и люминесценции эмульсии типа A в которой KrI адсорбирован на CaF_2 показали что, как и в случае адсорбции KrI на $AgBr(I)$ эмульсии типа $Ж$, в спектрах возбуждения люминесценции KrI (Рис. 2.8,г) и люминесценции KrI (Рис. 2.8,в) присутствуют полосы, характерные для поглощения и люминесценции молекулярного и J -агрегированного KrI . Однако в спектрах возбуждения и люминесценции при этом наблюдаются и изменения. Так, если для молекулярного KrI в случае эмульсии типа B , аномально замедленная флуоресценция наблюдается с $\lambda_{max}=630 - 650$ нм и фосфоресценция с $\lambda_{max}\approx 800$ нм, то для эмульсии типа A аномально замедленная флуоресценция молекулярного KrI вообще отсутствует, а фосфоресценция наблюдается с $\lambda_{max}\approx 880$ нм

(Рис. 2.8,в, кривая 2). Кроме этого, в случае эмульсии типа *A*, фотовозбуждение *J*-агрегатов KpI передается молекулярному KpI и приводит к его фосфоресценции, интенсивность которой при этом минимальна, а аномально замедленной флуоресценции не наблюдается, поскольку антистоксова люминесценция молекул KpI при возбуждении *J*-агрегатов KpI отсутствует (Рис. 2.8,в, кривая 2). Это говорит о том, что процессы передачи фотовозбуждения от *J*-агрегированного KpI молекулярному в случае эмульсии типа *A* сведены к минимуму.

Все эти данные, на наш взгляд, свидетельствуют о неодинаковом взаимодействии анионного KpI с ядрами AgBr(I) и CaF_2 , которое вызвано различием в зарядах катионов ядер, что и обеспечивает отличие в экспериментальных результатах для них, а также ответственно за тот факт, что при заращивании ядер AgBr(I) и CaF_2 с адсорбированным на них анионным красителем оболочкой AgBr в случае ядра CaF_2 , краситель остается на ядре и заращивается оболочкой, а в случае ядра AgBr(I) вытесняется на поверхность оболочки AgBr . Кроме этого, как показывают экспериментальные результаты, заряд катионов ядра снижает эффективность передачи фотовозбуждения от *J*-агрегированного KpI его молекулам, что, в конечном итоге, приводит к расширению области спектральной чувствительности гетерофазной микросистемы в длинноволновую область.

ГЛАВА 3. ФОРМИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ МИКРОСИСТЕМ «ЯДРО CaF_2 – ОБОЛОЧКА AgBr »

Основная идея использования эмульсии с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » для записи трехмерных пропускающих голограмм с высокой дифракционной эффективностью (ДЭ) реализуется на стадии химико-фотографической обработки голограмм, один из вариантов которой [58] схематически представлен на Рис. 3.1.

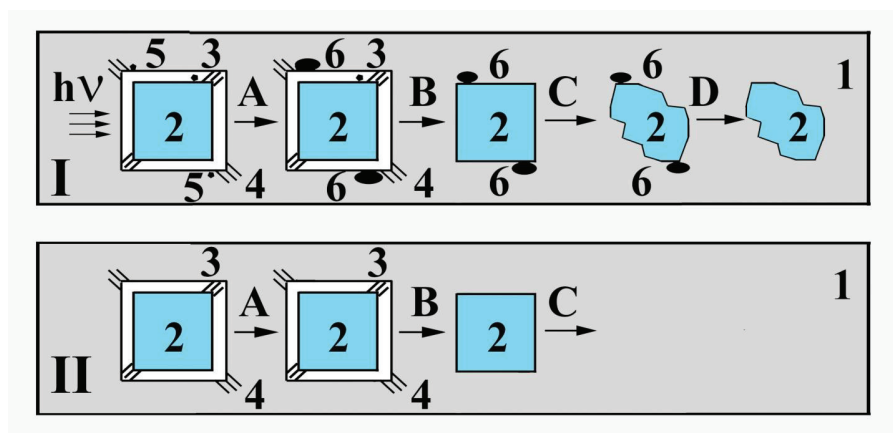


Рис. 3.1. Процессы, происходящие в освещенных (пучностях, ряд I) и неосвещенных (узлах, ряд II) участках голограммы.

На Рис. 3.1 приняты следующие обозначения:

- 1 – связующая среда (желатина),
- 2 – ядра микросистемы (в нашем случае это микрокристалл CaF_2 размером $\bar{d} \approx 0,04 \text{ мкм}$);
- 3 – оболочка из AgBr (толщина оболочки $\bar{d} \approx 0,005 \text{ мкм}$);

4 – краситель, адсорбированный как на внешней, так и на внутренней оболочке галогенида серебра 3;

5 – возникшие под действием света в галогенсеребряной оболочке центры скрытого изображения;

6 – частицы проявленного серебра.

После засветки эмульсия подвергалась следующим обработкам:

А – проявление. В результате этой операции в микрокристаллах, поглотивших свет, возникают частицы серебра (6) (в проведенных опытах использовался разбавленный проявитель Д-19, время проявления до 30 мин.);

В – фиксирование, приводящее к растворению галогенсеребряной оболочки;

С – обработка эмульсии в 10% растворе $AlCl_3$. Как показали проведенные исследования, можно подобрать такие условия обработки, при которой скорости растворения микрокристаллов CaF_2 с частицами серебра и без них не одинаковы. Указанное отличие кинетики растворения позволяет полностью растворить микрокристалл CaF_2 в тех местах слоя, куда не попал свет, и на поверхности которых отсутствуют частички серебра (Рис. 3.1, ряд II) и частично сохранить микрокристаллы CaF_2 в засвеченных местах, на поверхности которых присутствуют частички серебра (Рис. 3.1, ряд I);

Д – отбеливание частиц серебра путем купания эмульсионного слоя в растворе $K_3[Fe(CN)_6]$ с добавлением KI .

Кроме того возможен и другой вариант обработки голограмм [59], при которой микрокристаллы CaF_2 растворяются

преимущественно в освещенных местах голограммы и частично сохраняются в затемненных. При этом стадию обработки эмульсии в 10% растворе $AlCl_3$ необходимо проводить сразу после проявления экспонированной эмульсии [64]. Так как в неосвещенных местах оболочка препятствует проникновению раствора $AlCl_3$ к ядру и ядра не растворяются. В освещенных же местах оболочка ядра нарушена в результате образовавшихся в ней частиц серебра после проявления и раствор $AlCl_3$ проникает к ядру, обеспечивая его растворение. Далее следуют стадии обработки B и D , что и в первом варианте. На конечном этапе во втором варианте ядра CaF_2 частично сохраняются в затемненных местах и отсутствуют в освещенных местах голограммы.

Предложенная для записи голограмм эмульсия с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr(I)$ » отличается следующими свойствами:

1. Светочувствительность указанной эмульсии такая же, как и в случае галогенсеребряных фотоматериалов.
2. Эмульсия может быть сенсibilизирована к различным участкам спектра.
3. ДЭ записанных голограмм в проходящем свете достигает 65%, что свидетельствует о значительной по величине фазовой составляющей в зарегистрированной голограмме, которая обусловлена различием в показателях преломления CaF_2 и связующего.
4. ДЭ записанных голограмм существенно зависит от вещества связующего и, в частности, от используемой при синтезе

желатины, поскольку различные сорта желатины отличаются показателем преломления n и, кроме того, величина n существенно зависит от содержания влаги в желатине. Поскольку показатель преломления CaF_2 – величина постоянная, то изменение n окружающего связующего влияет на величину ДЭ. Кроме того, ДЭ может варьироваться в зависимости от наличия в связующем влаги и органических добавок, прозрачных для видимого света.

Таким образом, в полученных слоях удастся сохранить светочувствительность галогенсеребряных слоев и осуществить фазовую запись голограммы. Совершенно ясно, что дополнительные исследования по подбору вещества ядра гетерофазных микрокристаллов и связующего эмульсионного слоя может привести к увеличению ДЭ записанных голограмм, а использование различных красителей-сенсibilизаторов – к очувствлению светочувствительного слоя к разным областям спектра.

Кроме этого, предлагаемая эмульсия в процессе проявления не дает «усов» (см. главу 1) и проявленное серебро имеет вид сферических частиц малого размера. Пример проявленной особомелкозернистой эмульсии с гетерофазными микрокристаллами и эмульсии, полученной механическим смешением гомофазных галогенсеребряной суспензии и суспензии, состоящей из микрокристаллов CaF_2 , показан на Рис. 3.2. [54, 60, 61].

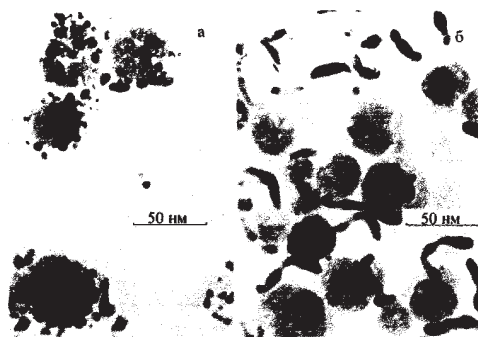


Рис. 3.2. Микрофотографии проявленных микрокристаллов особомелкозернистых эмульсий: а) – композиционных систем; б) – полученных механическим смешиванием особомелкозернистых суспензий $AgHal$ и CaF_2 .

Такое различие в формах частиц проявленного серебра уменьшает инфекционное проявление и позволяет осуществить более однородное проявление эмульсионного слоя с гетерофазными микрокристаллами на значительную толщину. Поэтому зарегистрированные в этом случае голограммы оказываются глубокими.

Сделанные выводы основываются на результатах, полученных при записи элементарной пропускающей трехмерной голограммы (трехмерной пропускающей дифракционной решетки) излучением He-Ne лазера мощностью 20 мВт по обычной схеме в сходящихся под углом 30° в пучках равной интенсивности. Дифракционная эффективность полученных голограмм в проходящем свете достигала 65%, а полуширина угловой селективности была меньше, чем для серийно выпускаемых пластинок ПФГ-03 и ПФГ-04 (Рис. 3.3). Это свидетельствует о значительно большей эффективной толщине

голограммы, зарегистрированной предлагаемой эмульсией с гетерофазными микрокристаллами. Как показали измерения, эффективная толщина голограммы, вычисленная по формуле $L = \lambda / \Delta\psi \sin\theta$, где λ – длина волны считывающего света, θ – угол Брэгга, $\Delta\psi$ – полуширина угловой селективности (Рис. 3.2, кривая 3) равна 60 мкм, что почти на порядок больше, чем у серийно выпускаемых материалов.

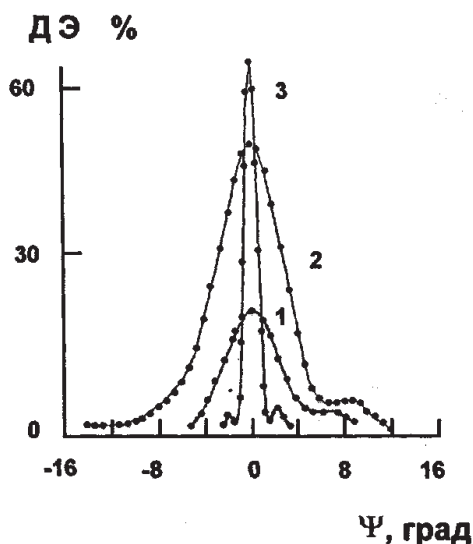


Рис. 3.3. Угловая селективность пропускающих голограмм, записанных на: 1 – ПФГ-03; 2 – ПФГ-04; 3 – эмульсия с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr(I)$ ».

Таким образом, использование предлагаемой эмульсии позволяет не только увеличить фазовый контраст записанной интерференционной картины, но и увеличить толщину голограммы, что имеет принципиальное значение для реализации ее трехмерных свойств.

Другим важным качеством исследуемой эмульсии оказалось малое изменение толщины голограммы в процессе обработки (меньше 10%). Очевидно, это связано со стабилизирующим действием оставшихся в слоях частиц фтористого кальция. Как известно, толщина слоев ПФГ-03 уменьшается, а слоев ПФГ-04 возрастает в процессе постэкспозиционной обработки. Поэтому при записи изобразительных отражательных голограмм красным (для ПФГ-03) или синим (для ПФГ-04) излучением лазеров цвет восстановленного белым светом изображения будет желтым. Цвет же восстановленного изображения аналогичных голограмм, зарегистрированных эмульсией с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка $\text{AgBr}(I)$ », соответствует цвету излучения лазера, использованного при записи. Это является еще одним преимуществом предлагаемой эмульсии, поскольку не требуется вносить соответствующие корректирующие поправки на изменение толщины эмульсии (масштабные факторы изображения).

Эмульсии с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка $\text{AgBr}(I)$ » можно использовать не только для технических целей, например, при создании голограммных оптических элементов (см. главу 4). Как показывают наши исследования, достигнутой толщины голограмм вполне достаточно для того, чтобы записывать пропускающие трехмерные изобразительные голограммы в сходящихся пучках по схеме, представленной на Рис. 3.4, а восстанавливать их в белом свете так же, как и в случае отражательных голограмм, полученных методом Денисюка.

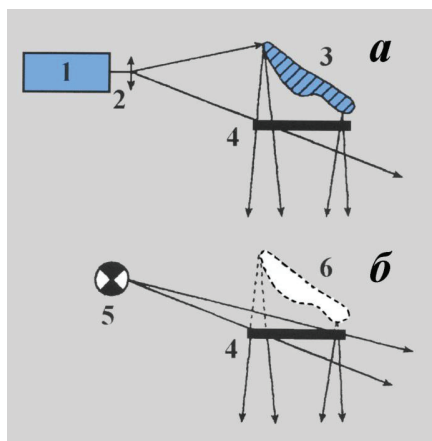


Рис. 3.4. Схема записи трехмерных пропускающих голограмм в сходящихся пучках: (а) – схема записи, (б) – схема восстановления.

Оказалось, что при облучении голограммы белым светом цвет восстановленного изображения однороден по всему объекту и не наблюдается наложения изображений, восстановленных светом из других спектральных областей, как это имеет место для тонких голограмм. Кроме того, не происходит изменение цвета изображения в зависимости от угла зрения (случай радужной голографии). Цвет изображения изменяется только при изменении угла, под которым на голограмму падает восстанавливающий белый свет. Описанные свойства голограммы обуславливают ее преимущество по сравнению с отражательной голограммой, так как в некоторых случаях внутренняя подсветка значительно удобнее внешней.

Отметим так же, что описанные здесь трехмерные пропускающие голограммы по своим характеристикам близки к тем, которые были ранее получены Усановым Ю. Е. с сотрудниками на

галогенсеребряных эмульсиях [62], подвергнутых специальной обработке. Там в результате указанной обработки из эмульсии удалялись микрокристаллы галогенида серебра и металлического серебра, а возникающие при этом микропустоты обеспечивали фазовый контраст голограммы. В нашем же случае увеличение фазового контраста определяется наличием ядер гетерофазных микрокристаллов. Возросший фазовый контраст приводит к увеличению динамического диапазона среды. Это позволяет, как показали эксперименты, проведенные на эмульсии с гетерофазными микрокристаллами, осуществить в одном и том же объеме запись четырех трехмерных пропускающих голограмм, причем дифракционная эффективность каждой из них составляла 20%.

Таким образом, использование для записи трехмерных пропускающих голограмм эмульсии с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка $AgBr(I)$ » позволяет реализовать светочувствительную среду, сохраняющую, с одной стороны, светочувствительность галогенсеребряной эмульсии, а с другой – обеспечивающую фазовый контраст и эффективную толщину, достаточные для записи в сходящихся пучках трехмерных пропускающих голограмм с высокой дифракционной эффективностью и с высокой спектральной и угловой селективностью. Дополнительные исследования по изучению скоростей растворения вещества ядра гетерофазных микрокристаллов при различных внешних условиях могут привести к увеличению дифракционной эффективности записанных голограмм.

ГЛАВА 4. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР

Трехмерные пропускающие дифракционные структуры (ТПДС) оптического диапазона, которые представляют собой комбинацию из простейших трехмерных дифракционных решеток, по сравнению с двумерной дифракционной решеткой, обеспечили им при дифракции света приобретение следующих отличительных свойств [63, 64]:

- при дифракции монохроматического света на трехмерной голографической дифракционной решетке наблюдается только один дифракционный максимум и, следовательно, в результате дифракции образуются только два луча – проходящий и дифрагированный;

- при изменении угла падения луча на трехмерную решетку происходит энергообмен между проходящим и дифрагированным лучами и их интенсивности изменяются, пространственное же направление распространения этих лучей сохраняется. Перекачка энергии между лучами может достигать 100%;

- при дифракции белого коллимированного пучка света, падающего под некоторым углом на решетку, дифракция наблюдается только для света определенной длины волны, удовлетворяющей условию Брэгга.

Наличие таких отличительных свойств у ТПДС позволяет использовать их в качестве голограммных оптических элементов (ГОЭ) для различных оптоэлектронных устройств, обладающих уникальными свойствами, недостижимыми другими способами [65,

66, 67]. Целью нашего дальнейшего изложения является рассмотрение оптоэлектронных устройств, предложенных нами [68-73], в которых ГОЭ представляют собой ТПДС.

4.1. Устройство для амплитудной модуляции и фазово-амплитудного преобразования световой волны.

Существенным элементом многих оптоэлектронных устройств являются оптические модуляторы, с помощью которых можно целенаправленно изменять параметры оптического излучения – амплитуду, частоту, фазу, плоскость поляризации.

Принцип работы оптических модуляторов и, соответственно этому, способы модуляции света, основаны на использовании различных физических эффектов, таких, как оптоэлектрические, магнитооптические и др. [74, 75]. Эти эффекты, описывающие взаимодействие света с веществом при действии различных физических факторов, позволяют, в частности, управлять величиной показателя преломления и поглощения, длиной оптического пути света в веществе, что и дает возможность осуществлять с их помощью модуляцию света.

Предлагаемый способ основан на селективном свойстве трехмерной голографической дифракционной решетки, а именно – зависимости величины интенсивности вышедших из решетки световых потоков I_d – дифрагированного и I_n – прошедшего, от угла падения $\varphi = \theta + \delta$ на него исходного светового потока I_0 . Для случая чисто фазовой решетки с дифракционной эффективностью $\eta = 0,5$ (50%), такие зависимости представлены на Рис. 4.1 (кривые 1 и 2) и согласно [68] описываются формулами:

$$I_{\Pi} = (1 - k)I_0 \left[\cos^2(\xi^2 \delta^2 + \nu^2)^{\frac{1}{2}} + \xi^2 \delta^2 (\xi^2 \delta^2 + \nu^2)^{-1} \sin^2(\xi^2 \delta^2 + \nu^2)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (4.1)$$

$$I_{\Delta} = (1 - k)I_0 \left[\sin^2(\xi^2 \delta^2 + \nu^2)^{\frac{1}{2}} \right] \left(1 + \frac{\xi^2 \delta^2}{\nu^2} \right)^{-1}, \quad (4.2)$$

где $\xi = \frac{2\pi\bar{n}L \sin \theta}{\lambda}$, $\nu = \arcsin \left[\frac{I_{\Delta}(\theta)}{I_0(1-k)} \right]^{\frac{1}{2}} \approx \arcsin[\eta]^{\frac{1}{2}}$, $\bar{n}$ –

усредненный показатель преломления решетки, L – толщина решетки, λ – длина волны модулируемого излучения, k – коэффициент отражения решетки.

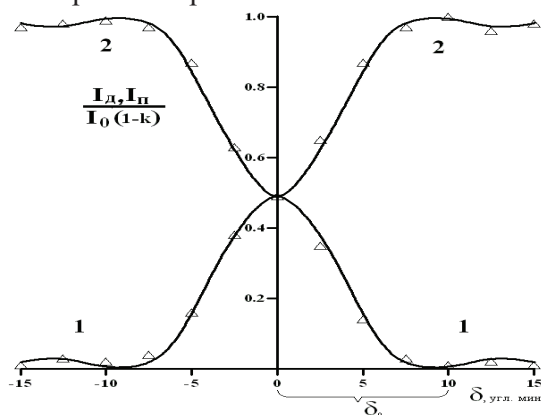


Рис. 4.1. Угловая зависимость световых потоков: 1 – дифрагировавшего I_{Δ} , 2 – проходящего I_{Π} от изменения угла падения освещающего решетку светового потока I . Сплошная линия – теоретически рассчитанная по формулам (4.1) и (4.2), символом Δ отмечены экспериментальные значения.

Модуляция интенсивности дифрагировавшего и прошедшего оптического излучения происходит в результате изменения во

времени величины угла $\delta = \delta_0 f(\omega t)$. Здесь δ_0 – величина угловой селективности решетки (Рис. 4.1), $f(\omega t)$ – периодическая функция задающая режим модуляции.

Угол δ можно изменять двумя способами: 1) различной временной ориентацией решетки относительно падающего луча либо 2) сканированием светового потока по углу в пределах угловой селективности решетки (δ_0).

На Рис. 4.2, (кривая 1) приведены результаты модуляции светового потока гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм) для первого случая, когда в качестве модулятора использована трехмерная голографическая дифракционная решетка с угловой селективностью $\delta_0 = 9$ угл. мин. и $\eta = 0,5$ (50%).

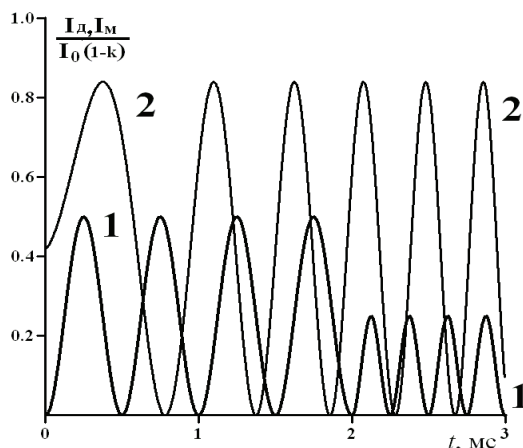


Рис. 4.2. Модулированный световой поток: 1 – I_d по однолучевой схеме, 2 – I_m по двулучевой схеме.

Модулирующим сигналом является переменное напряжение синусоидальной формы, подаваемое на поворотное устройство, на котором закреплена решетка.

Как следует из Рис. 4.2, (кривая 1), фаза промодулированного светового сигнала не зависит от амплитуды и частоты модуляции. Таким свойством не обладает, например, акустооптический способ модуляции, использующий для модуляции динамическую трехмерную дифракционную решетку. При модуляции света с его помощью фаза изменяется в зависимости от величины амплитуды и частоты промодулированного сигнала [75, 76].

Рассматриваемый способ модуляции, также как и акустооптический, обеспечивает модуляцию интенсивности по отношению к падающему световому потоку I_0 только в пределах величины дифракционной эффективности решетки и для достижения 100% модуляции исходного светового потока необходимо использовать объемную решетку с $\eta = 100\%$ (при условии, что $k = 0$).

Изготовление такой решетки является довольно сложной и не всегда технически выполнимой задачей. Однако, если для модуляции используется оптическое излучение, обладающее в какой-то мере пространственной когерентностью, то с помощью стационарной объемной дифракционной решетки можно достичь 100% модуляции при $k = 0$ и для решетки с $\eta = 50\%$. В этом случае модуляция создается за счет изменения фазы в одном вышедшем из решетки пучков I_d или I_n , которые, в свою очередь, при помощи

зеркал пропускаются через решетку в обратном направлении, так как это показано на Рис. 4.3.

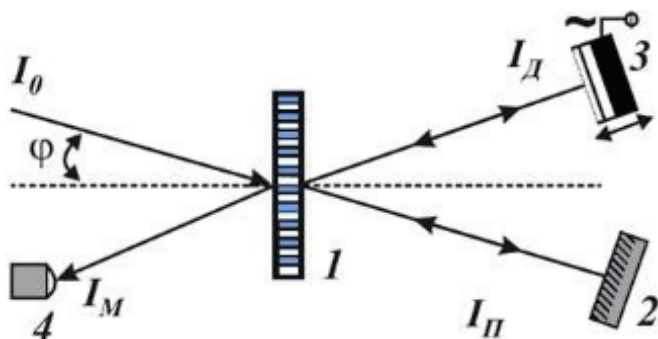


Рис. 4.3. Двухлучевая схема модуляции оптического излучения: 1 – трехмерная дифракционная решетка; 2 – зеркало; 3 – зеркало на пьезокерамике; 4 – фотоприемник.

Как видно из этого рисунка вышедший из решетки пучок I_M представляет собой результат интерференции двух пучков, прошедшего $I_{\Pi}(L)$ и дифрагировавшего $I_D(L)$. Следовательно, в этом случае для амплитуды A_M вышедшего из решетки пучка I_M можем записать:

$$A_M = A_D(L)e^{-i(\Phi_n - \Delta\varphi)} + A_{\Pi}(L)e^{-i\Phi_D}, \quad (4.3)$$

где $A_D(L)$ и Φ_{Π} – амплитуда и фаза прошедшего через решетку пучка I_D , $A_{\Pi}(L)$ и Φ_D – амплитуда и фаза дифрагировавшего на решетке пучка I_{Π} ; $\Delta\varphi$ – фазовое рассогласование между пучками I_D и I_{Π} , создаваемое пьезокерамикой (Рис. 4.3).

В случае чисто фазовой решетки для амплитуд $A_D(L)$ и $A_{\Pi}(L)$ в соответствии с [63] имеем:

$$A_D(L) = A_D \cos \nu, \quad (4.4)$$

$$A_{\Pi}(L) = iA_{\Pi} \sin \nu. \quad (4.5)$$

Подставляя (4.4) и (4.5) в (4.3) и умножая $A_{\text{м}}$ на комплексно сопряженную величину $A_{\text{м}}^*$, после несложных преобразований для интенсивности вышедшего из решетки пучка $I_{\text{м}}$ получаем:

$$\begin{aligned} I_{\text{м}} &= A_{\text{м}}A_{\text{м}}^* = I_{\text{д}}\cos^2\nu + I_{\Pi}\sin^2\nu \\ &\quad - 2(I_{\text{д}}I_{\Pi})^{\frac{1}{2}}\cos\nu\sin\nu\sin(\Phi_{\Pi} - \Phi_{\text{д}} - \Delta\varphi) = \\ &= 2I_0(1-k)\eta(1-\eta)[1 - \sin(\Phi_{\Pi} - \Phi_{\text{д}} - \Delta\varphi)]. \end{aligned}$$

Дифрагированный пучок $A_n(L)$ формируется в результате отражения пучка I_{Π} от оптически более плотных плоскостей решетки где $n = \bar{n} + \Delta n$. Известно [77], что в этом случае при отражении происходит потеря полуволны и следовательно $\Phi_{\Pi} - \Phi_{\text{д}} = \pi$ тогда для $I_{\text{м}}$ окончательно получаем:

$$I_{\text{м}} = 2I_0(1-k)\eta(1-\eta)[1 - \sin(\Delta\varphi)]. \quad (4.6)$$

Как следует из (4.6), модуляция $I_{\text{м}}$ при изменении фазового рассогласования между пучками $\Delta\varphi$ происходит по синусоидальному закону и при $\eta = 0,5$, $k = 0$ величина модулированного сигнала составляет максимум: $I_{\text{м}} = I_0$, т. е. 100%.

На Рис. 4.2, кривая 2 показана зависимость интенсивности излучения He-Ne лазера $I_{\text{м}}$ от изменения фаз одного из пучков $I_{\text{д}}$ или I_{Π} для трехмерной дифракционной решетки, с $\eta = 50\%$. Изменение фазы осуществлялось электрооптической ячейкой или зеркалом, закрепленным на пьезокерамике. Как следует из рисунка величина модулируемого сигнала, в нашем случае не достигает 100% по отношению к падающему световому потоку, а составляет $\approx 85\%$. Это связано с потерями, которые происходят при отражении

светового потока от решетки и зеркал, а также с недостаточно точным согласованием волновых фронтов световых потоков I_d и I_n .

Представляется возможным применять такие устройства и в качестве фазово-амплитудного преобразователя для анализа фазовых модуляций сигнальной волны. В общепринятых схемах фазово-амплитудных преобразователей совмещение по фронту сигнальной и опорной волн вызывает большие технические трудности и потери в интенсивности [78, 79]. При использовании рассматриваемой схемы на основе трехмерной дифракционной решетки эти условия выполняются автоматически. Настройка на полосы бесконечной ширины даже для произвольных фронтов опорной и сигнальной волн не составляет каких-либо трудностей. Это существенно, когда фронт сигнальной волны претерпевает искажения при переходе через тестируемую среду, например, в лазерно-доплеровской анемометрии. В таком случае величина фазового сдвига определяется не по смещению полос дифракционной картины, а по изменению интенсивности одного из дифрагированных потоков, что значительно увеличивает величину полезного сигнала и облегчает автоматизацию процесса наблюдений.

Схематическое использование решеток в предающих трактах оптических систем лазерных доплеровских анемометров (ЛДА) показано на Рис. 4.4,а, а в инверсно-дифференциальной схеме приемного тракта ЛДА на Рис. 4.4, б.

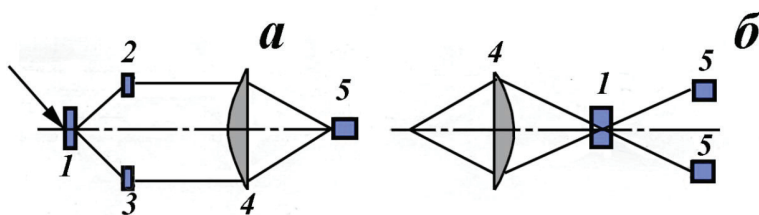


Рис. 4.4. Схема использования трехмерных пропускающих дифракционных решеток в передающих (а) и приемных (б) трактах ЛДА. 1, 2, 3 – трехмерные решетки, 4 – линзы, 5 – фотоприемники.

Как следует из Рис. 4.4,б, использование решеток обеспечивает два независимых канала для включения приемников излучения и, соответственно, высокую разрешающую способность. Лабораторные испытания показали, что на частоте доплеровского сигнала 100 кГц разрешающая способность составляет величину менее 1 кГц . От значения этого параметра зависит точность измерения частоты доплеровского сигнала, а, следовательно, точность измерения скорости.

Отличительными особенностями оптических схем ЛДА с использованием решетки являются:

- простота и дешевизна в изготовлении (особенно в сравнении со схемами с использованием призм Волластона или им подобных);
- стабильность в работе (устойчивость к температурным воздействиям вибрационного характера);
- возможность выравнивания интенсивность лучей в точке пересечения, что существенно влияет на величину сигнала;
- возможность построения двухкомпонентных оптических схем (при использовании лазеров, генерирующих излучение с

двумя или более длинами волн, или при использовании разделительных элементов, содержащих в объеме несколько подрешеток).

Применение комбинаций дифракционных решеток, записанных в объеме одной регистрирующей среды [80, 81, 82], позволяет легко реализовать многокомпонентные лазерные доплеровские анемометры.

4.2. Оптико-электронные устройства для измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне.

Для решения различных прикладных задач, возникающих в процессе развития науки и техники, например, в туннельной микроскопии, при разработке принципов записи информации на нанометровом и атомарном уровне, а также при создании миниатюрных элементов полупроводниковых устройств и интегральных схем необходимо проводить измерения линейных перемещений с точностью до нескольких ангстрем в автоматическом режиме с обратной связью [83, 84].

Известные оптические системы обеспечивают точность измерения не более нескольких нанометров [85]. Нами предлагаются методы измерения линейных перемещений, использующие принципы, описанные в [69, 70], и точность которых составляет несколько ангстрем.

Указанные методы основаны либо на измерении смещения трехмерной пропускающей голографической дифракционной решетки, которая жестко закрепляется на перемещаемом объекте относительно интерференционной картины, образованной

схождением двух пересекающихся лазерных лучей под углом Брэгга для данной решетки (контактный метод), либо на измерении линейного смещения объекта бесконтактным методом, когда решетка не связана с перемещаемым объектом. Рассмотрим подробно оба метода.

4.2.1. Контактный метод измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне.

Практическая реализация данного метода показана на Рис. 4.5.

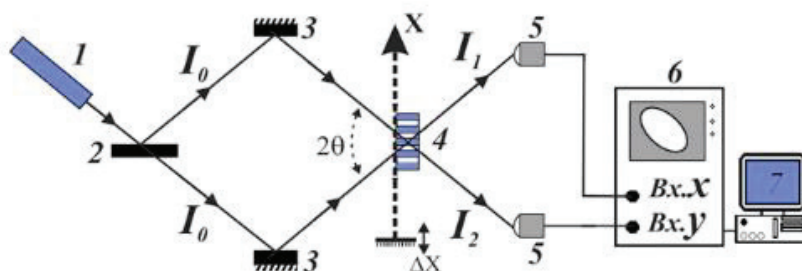


Рис. 4.5. Принципиальная схема измерения линейных перемещений (контактный метод).

1 – лазер, 2 – делитель, 3 – зеркала, 4 – трехмерная пропускающая голографическая дифракционная решетка, 5 – фотоприемники, 6 – осциллограф, 7 – компьютер, 8 – анализатор.

Наилучшие результаты достигаются, если решетка записывается интерференционным полем, относительно которого и происходит перемещение решетки. Используемая решетка должна быть амплитудно-фазовой, амплитудная составляющая решетки позволяет убрать неоднозначность при определении направления

смещений, но она не должна быть значительной (чтобы не слишком снижать дифракционную эффективность решетки).

Как следует из теории дифракции на трехмерной решетке [66, 78, 79], интенсивности выходящих из решетки лучей I_1 и I_2 (Рис. 4.5) по-разному зависят от смещения Δx решетки относительно считывающей интерференционной картины, и в соответствии с [65, 78, 79] определяются выражениями

$$I_1 = I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) [ch2v_a - sh2v_a \cos \Delta\varphi - \sin 2v \sin \Delta\varphi], \quad (4.7)$$

$$I_2 = I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) [ch2v_a - sh2v_a \cos \Delta\varphi + \sin 2v \sin \Delta\varphi], \quad (4.8)$$

где: $v_a = \frac{\Delta\alpha_0 L}{2 \cos \theta}$; $v = \frac{\pi \Delta n_0 L}{\lambda \cos \theta}$; I_0 – интенсивность падающих лучей, образующих считывающую интерференционную картину; θ – угол, под которым падают на решетку лучи I_0 , являющиеся для нее Брэгговским углом; $\bar{\alpha}$ – средний коэффициент поглощения в решетке; L – толщина решетки; Δn_0 и $\Delta\alpha_0$ – амплитуды модуляции, соответственно, средних значений коэффициентов преломления и поглощения; λ – длина волны; $\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta x}{d}$ – фазовое рассогласование между решеткой и считывающей интерференционной картиной, обусловленное смещением решетки на Δx вдоль оси x ; $d = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$ – период решетки.

Анализ зависимостей I_1 и I_2 от фазового рассогласования $\Delta\varphi$ и, соответственно, получение анализатором 8 (Рис. 4.4) значений

смещения решетки (объекта) Δx осуществляется путем обработки их на компьютере в соответствии с формулами (4.7) и (4.8).

Рассмотрим теперь, какую кривую будет описывать конец вектора I , если его проекции на оси x и y задаются значениями I_1 и I_2 , определяются формулами (4.7) и (4.8) при изменении фазового рассогласования $\Delta\varphi$ от 0 до 2π .

Для визуального наблюдения этой кривой достаточно сигналы с фотодиодов 5 (Рис. 4.4) подать соответственно на входы x и y осциллографа или двухкоординатного самописца. Как следует из (4.7) и (4.8), при разности фаз $\Delta\varphi = 0, \pi$ и 2π интенсивности I_1 и I_2 равны, независимо от соотношения амплитудного (v_a) и фазового (v) вклада в дифракцию. Поэтому, в этом случае конец вектора I всегда находится на прямой OO_1 , проходящей через начало координат под углом 45° (Рис. 4.5). При $\Delta\varphi = 0$ или 2π величина I минимальна (концу вектора I соответствует точка 1 на прямой OO_1), а при $\Delta\varphi = \pi$ – максимальна (концу вектора I соответствует точка 2 на прямой OO_1), (Рис. 4.5).

Если же перейти к системе координат в которой ось x совпадает с прямой OO_1 , а ее начало смещено относительно точки O (Рис. 4.5) на отрезок $OO_1 = x_0$:

$$x_0 = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) ch 2v_a,$$

то тогда координаты x_1 и y_1 любой точки 3 в данной системе координат задаются выражениями

$$x_1 = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) sh 2v_a \cos \Delta\varphi, \quad (4.9)$$

$$y_1 = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \sin 2\nu \sin \Delta\varphi. \quad (4.10)$$

Отсюда, исключая $\Delta\varphi$, получаем, что траектория, которую описывает конец вектора I , представляет собой эллипс:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (4.11)$$

где

$$a = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \operatorname{sh} 2\nu_a, \quad (4.12)$$

$$b = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \sin 2\nu. \quad (4.13)$$

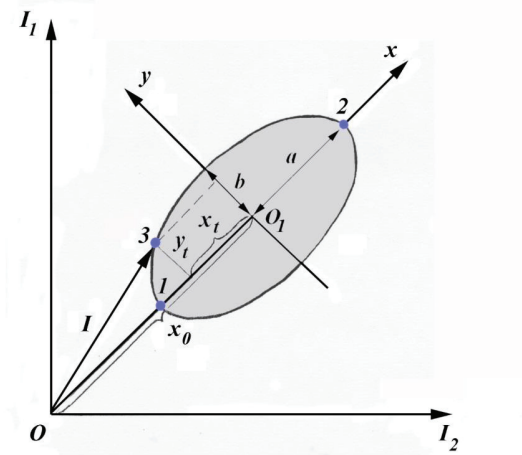


Рис. 4.5. Траектория, описываемая концом вектора I при изменении фазового рассогласования между пучками от 0 до 2π .

Определяя для этого эллипса величины полуосей a и b , и координаты точки конца вектора I в любой момент времени x_t и y_t , из (4.9) и (4.10) можно определить смещение Δx решетки (объекта) относительно положения, при котором $\Delta\varphi = 0$ (точка 1 на Рис. 4.5)

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta x}{d} = \arctg\left(\frac{y_t}{x_t} \cdot \frac{a}{b}\right).$$

Отсюда

$$\Delta x = d \cdot \arctg\left(\frac{y_t}{x_t} \cdot \frac{a}{b}\right). \quad (4.14)$$

Измерения значительно упрощаются, если подобрать решетку, для которой $a = b$, а траектория является окружностью. В этом случае имеем

$$\Delta x = d \cdot \arctg\left(\frac{y_t}{x_t}\right). \quad (4.15)$$

Направление смещения решетки по оси x определяется по тому, как смещается луч осциллографа на эллипсе – по часовой или против часовой стрелки.

Выясним среднеквадратичную ошибку определения Δx . Величины y_t и x_t одного порядка и относительные погрешности их определения одинаковы:

$$\frac{\Delta y_t}{y_t} = \frac{\Delta x_t}{x_t} = \sigma.$$

Тогда, с учетом выражения (4.15), среднеквадратичная ошибка измерения величины Δx вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned} \Delta(\Delta x) &= d \sqrt{\left(\frac{1}{1 + \left(\frac{y_t}{x_t}\right)^2}\right)^2 \frac{\Delta y_t^2}{x_t^2} + \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{y_t}{x_t}\right)^2}\right)^2 \frac{y_t^2}{x_t^2} \Delta x_t^2} \\ &= \frac{d}{1 + \left(\frac{y_t}{x_t}\right)^2} \sqrt{\sigma^2 \frac{y_t^2}{x_t^2} + \sigma^2 \frac{y_t^2}{x_t^2}} = \frac{\sqrt{2} d \sigma \frac{y_t}{x_t}}{1 + \left(\frac{y_t}{x_t}\right)^2}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Из (4.16) следует, что максимальная ошибка получается при $\frac{Y_t}{X_t} = 1$ и составляет:

$$\Delta(\Delta x)_{max} = \frac{d\sigma}{\sqrt{2}}. \quad (4.17)$$

В работающем макете устройства нами использовалась решетка, записанная He-Ne лазером ($\lambda=632,8$ нм) по методике, описанной в [69] с периодом $D \approx 450$ нм. Относительная погрешность определения координаты точки на эллипсе при смещении решетки с использованием цифрового ввода в ЭВМ составляла $\sigma \leq 10^3$. Как следует из (4.17), максимальная ошибка измерения в этом случае

$$\Delta(\Delta x)_{max} \approx 0,32 \text{ нм} = 3,2 \text{ \AA}.$$

При использовании решеток с меньшим периодом точность измерения может быть существенно повышена. Как следует из литературных источников [86], не составляет труда получение решеток и с периодом $D \approx 200$ нм. Для таких решеток максимальная ошибка измерения линейных перемещений составит

$$\Delta(\Delta x)_{max} \approx 0,14 \text{ нм} = 1,4 \text{ \AA}.$$

Эти теоретические оценки сделаны в предположении об отсутствии каких либо шумов, снижающих точность измерения (вибрации, флуктуации плотности воздуха и др.). На практике мы наблюдаем не точку на эллипсе, а отрезок дуги, длина которой определяется этими факторами. Для повышения точности измерений необходима высокая виброзащищенность, отсутствие

конвективных потоков в воздухе, для особо точных измерений необходимо вакуумирование всей системы.

Необходимо отметить, что описываемый метод обладает большой точностью (благодаря использованию двух параллельных каналов), не зависит от колебаний мощности лазерного излучения (это автоматически учитывается в вычислениях), позволяет однозначно определять направление смещения объекта и допускает простое визуальное наблюдение, что выгодно отличает его от других существующих в настоящее время методов.

4.2.2. Бесконтактный метод измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне.

Особенность упомянутого в предыдущем разделе оптического метода измерения линейных перемещений объекта с точностью до нескольких ангстрем базируется на измерении смещения жестко связанной с объектом трехмерной пропускающей амплитудно-фазовой голографической дифракционной решетки, в поле независимо созданной интерференционной картины. Однако во многих случаях поместить дифракционную решетку непосредственно на объекте и обеспечить необходимый ход лучей сквозь нее затруднительно, или вообще не удастся, например, при измерении линейного перемещения какого-либо элемента (детали) внутри работающего блока или конструкции. В таких ситуациях требуется устройство, которое позволило бы измерять линейное смещение объекта бесконтактным методом, принцип реализации которого показан на Рис. 4.6.

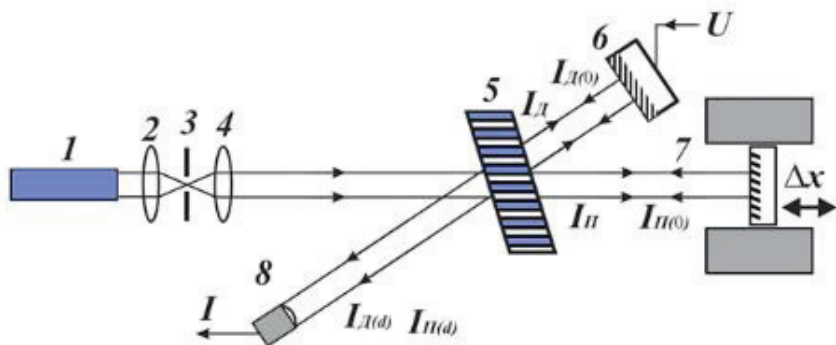


Рис. 4.6. Принципиальная схема измерения линейных перемещений (бесконтактный метод).

1 – лазер, 2,4 – линзы, 3 – диафрагма, 5 – трехмерная пропускающая голографическая дифракционная решетка, 6 – зеркало, закрепленное на пьезокерамике, 7 – объект с зеркально отражающей поверхностью, 8 – фотодиод, I – выходной сигнал с фотодиода, поступающий в компьютер.

Как и в предыдущем случае, метод основан на свойстве трехмерной пропускающей голографической дифракционной решетки, заключающемся в зависимости величины интенсивности вышедшего из решетки светового потока I от фазового рассогласования $\Delta\varphi$ между пучками, падающими на решетку [67]. В нашем случае (Рис. 4.6), падающими на решетку 5 пучками являются $I_D(0)$ и $I_n(0)$, соответственно, обращенный зеркалом 6 дифрагированный решеткой луч I_D и отраженный объектом 7, прошедший ранее без отклонения сквозь решетку луч I_n . Для выполнения условия строгого совмещения световых пучков, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, объект

должен либо обладать зеркальной поверхностью, либо на нем закрепляется отражающее зеркало. Отраженные лучи, как и вышедшие из решетки, должны быть направлены строго под углом Брэгга для используемой в данном конкретном случае решетки. Фазовое рассогласование $\Delta\varphi$ между пучками $I_d(0)$ и $I_n(0)$ создается в результате смещения объекта 7.

При указанных условиях вышедший из решетки и падающий на фотодиод 8 пучок I представляет собой результат интерференции двух совмещенных пучков: проходящего $I_d(L)$ и отраженного объектом, а затем дифрагированного $I_n(L)$; следовательно, в этом случае для амплитуды A вышедшего из решетки пучка I можем записать:

$$A = A_d(L)e^{-i(\Phi_d - \Delta\varphi)} + A_n(L)e^{-i\Phi_n}, \quad (4.18)$$

где $A_n(L)$ и Φ_n – амплитуда и фаза дифрагированного на решетке пучка $I_n(0)$; $A_d(L)$ и Φ_d – амплитуда и фаза проходящего через решетку пучка $I_d(0)$; $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta x + \Delta\varphi_0$ – фазовое рассогласование между пучками $I_d(0)$ и $I_n(0)$, создаваемое смещением Δx объекта; λ – длина волны излучения лазера, $\Delta\varphi_0$ – начальная фаза рассогласования между пучками.

Наибольшую модуляцию интенсивности пучка I при фазовом рассогласовании $\Delta\varphi$ между падающими на решетку пучками можно получить, если использовать чисто фазовую решетку [67], т.е. решетку, в которой изменение претерпевает лишь показатель преломления решетки [65]. Тогда в случае чисто фазовой решетки для амплитуд $A_d(L)$ и $A_n(L)$ в соответствии с [63] имеем

$$A_d(L) = A_d \cos \nu, \quad (4.19)$$

$$A_n(L) = iA_n \sin \nu, \quad (4.20)$$

где $\nu = \arcsin\left(\eta^{\frac{1}{2}}\right)$, η – дифракционная эффективность решетки.

Подставляя (4.19) и (4.20) в (4.18) и умножая A на комплексно-сопряженную величину A^* , после несложных преобразований интенсивность вышедшего из решетки пучка I можно представить в виде:

$$\begin{aligned} I &= A \cdot A^* = I_d \cos^2 \nu + I_n \sin^2 \nu \\ &\quad - 2(I_d I_n)^{\frac{1}{2}} \cos \nu \sin \nu \sin(\Phi_n - \Phi_d - \Delta\varphi) = \\ &= 2I_0 \eta (1 - \eta) [1 - \sin(\Phi_n - \Phi_d - \Delta\varphi)]. \end{aligned}$$

Здесь учитывалось, что решетка чисто фазовая и, следовательно, $I_d = I_0 \eta$, а $I_n = I_0(1 - \eta)$.

Дифрагированный пучок $I_n(L)$ формируется в результате отражения пучка $I_n(0)$ от оптически более плотных плоскостей решетки, где $n = \bar{n} + \Delta n$, здесь $\bar{n}$ – усредненный показатель преломления решетки. В этом случае при отражении происходит потеря полуволны и, следовательно, $\Phi_n - \Phi_d = \pi$, тогда для I окончательно получаем

$$I = 2I_0 \eta (1 - \eta)(1 - \sin \Delta\varphi),$$

или с учетом того, что $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x + \Delta\varphi_0$

$$I = 2I_0 \eta (1 - \eta) \left[1 - \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta x + \Delta\varphi_0\right) \right]. \quad (4.21)$$

Как следует из (4.21), изменение интенсивности пучка I при смещении объекта происходит по синусоидальному закону и

максимальной величины $I = I_0$ интенсивность достигает при $\eta = 0,5$ (Рис. 4.7, кривая 1).

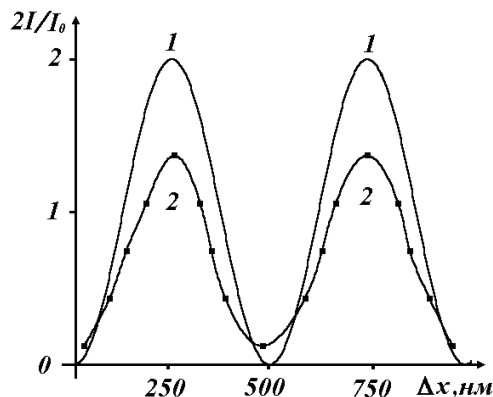


Рис. 4.7. Зависимость величины выходного сигнала I с фотодиода 8 (Рис. 4.6) от смещения Δx объекта.

1 – кривая, рассчитанная по формуле (4.21), при условии, что $\eta = 0,5$, $\Delta\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$.

2 – экспериментально полученная кривая.

Для реализации данного способа в схеме устройства, показанного на Рис. 4.6, нами использовалась трехмерная пропускающая голографическая дифракционная решетка, записанная по методике, описанной в [69]. Дифракционная эффективность η решетки на длине волны He–Ne лазера ($\lambda = 632,8$ нм), который и использовался в схеме, составляла 0,5 (или 50%). Смещение Δx объекта 7 осуществлялось пьезокерамикой и определялось из градуировочного графика $\Delta x(U)$ по величине подаваемого на пьезокерамику напряжения U . Градуировочный график строился с использованием изображенного на Рис. 4.4

метода измерения Δx , где в качестве объекта выступала градуируемая пьезокерамика, на поверхности которой крепилась дифракционная решетка. В эксперименте, чтобы избежать погрешностей, связанных с гистерезисными явлениями, изменение величины управляющего смещением пьезокерамики напряжения U осуществлялось в том же направлении, что и при калибровке – от меньших значений к большим. Сигнал с фотодиода 8 подавался на компьютер. Зависимость интенсивности пучка I от величины смещения объекта 7 показана на Рис. 4.7 (кривая 2).

Сигнал I в рассматриваемом случае действительно изменяется по синусоидальному закону. Однако максимальная величина его составляет 85%, а не 100% от интенсивности падающего пучка I_0 , как следует из (4.21). Это обусловлено потерями при отражении света от поверхности решетки и зеркал и недостаточно точным начальным согласованием волновых фронтов световых потоков I_d и I_n . Все эти факторы нами при выводе формулы (4.21) не учитывались, так как они не носят принципиального характера и на результатах измерений не сказываются, поскольку с учетом указанных обстоятельств для определения смещения Δx можно воспользоваться формулой

$$I = \frac{I_{max}}{2} \left[1 - \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta x + \Delta \varphi_0 \right) \right]. \quad (4.22)$$

где I_{max} – максимальная величина измеряемого сигнала.

Начальную фазу рассогласования $\Delta \varphi_0$ между пучками $I_d(0)$ и $I_n(0)$ с помощью зеркала 6, закрепленного на пьезокерамике, зададим по абсолютной величине равной $\pi/2$. В этом случае при

смещении Δx объекта, равном нулю, выходной сигнал I с фотодиода 8 также равен нулю, а формула (4.22) принимает вид

$$I = \frac{I_{max}}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \right) \right]. \quad (4.23)$$

На Рис. 4.8 сплошная кривая отображает зависимость $\frac{2I}{I_{max}}(\Delta x)$, рассчитанную по формуле (4.23), а точки соответствуют значениям Δx и $\frac{2I}{I_{max}}$, полученным экспериментально.

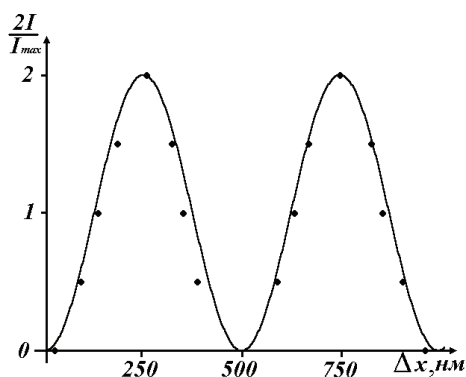


Рис. 4.8. Зависимость величины выходного сигнала I с фотодиода 8 (Рис. 4.6) от смещения Δx объекта.

Как следует из Рис. 4.8, теоретически рассчитанные по формуле (4.23), и экспериментально измеренные значения $\frac{2I}{I_{max}}$ для конкретных величин Δx находятся в довольно хорошем согласии (как и на Рис. 4.7, кривая 2, смещение Δx определялось по величине подаваемого на пьезокерамику управляющего напряжения U).

Итак, при смещении объекта изменение величины измеряемого сигнала носит периодический характер. Если за

период T принять изменение интенсивности от нуля до $I_{\max}$, а потом опять до нуля, то за период T смещение объекта составит $\Delta x_T = \lambda$.

При условии, когда I заключено в пределах от нуля до $I_{\max}$ (при $|\Delta\varphi_0| = \frac{\pi}{2}$), смещение Δx , объекта выражается формулой

$$\Delta x_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \left[\arccos \left(1 - \frac{2I}{I_{\max}} \right) \right]. \quad (4.24)$$

В случае, когда I заключено в пределах от $I_{\max}$ до нуля, а $|\Delta\varphi_0| = \frac{\pi}{2}$, смещение объекта выражается формулой

$$\Delta x_2 = \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{2\pi} \left[\arccos \left(1 - \frac{2I}{I_{\max}} \right) \right] = \frac{\lambda}{2} + \Delta x_1. \quad (4.25)$$

Определить, в каком интервале изменения находится измеряемый сигнал I можно по знаку производной функциональной зависимости $I(\Delta x)$, задаваемой формулой (4.22). Если $\frac{dI}{d\Delta x} > 0$, то имеет место первый вариант, если же $\frac{dI}{d\Delta x} < 0$, то второй.

Таким образом, процесс измерения перемещения Δx объекта сводится к следующему: смещением зеркала 6 (Рис. 4.6) добиваемся на выходе диода 8 нулевого сигнала ($I = 0$). После чего проводим измерения перемещения Δx объекта. Для этого отсчитываем количество n периодов изменения выходного сигнала, происшедших в процессе перемещения, а на последнем периоде изменения определяем величину выходного сигнала I и знак производной $\frac{dI}{d\Delta x}$. Если $\frac{dI}{d\Delta x} > 0$, то перемещение определяется по формуле $\Delta x = n\lambda + \Delta x_1$. Если же $\frac{dI}{d\Delta x} < 0$, то по формуле $\Delta x = n\lambda + \Delta x_2 = n\lambda + \frac{\lambda}{2} + \Delta x_1$.

Все эти вычисления производит компьютер, выдавая конечный результат.

Если направление перемещения объекта изменяется на противоположное, то это можно зафиксировать по изменению знака производной $\frac{dI}{d\Delta x}$ выходного сигнала. Диапазон измеряемых смещений Δx ограничен длиной когерентности лазера. Абсолютная погрешность измерения величины Δx_1 вычисляется по формуле:

$$\Delta(\Delta x_1) = \frac{\lambda}{2\pi} \left[\arccos \left(1 - \frac{2(I + \Delta I)}{I_{max}} \right) - \arccos \left(1 - \frac{2I}{I_{max}} \right) \right],$$

где ΔI – абсолютная погрешность в определении I фотоприемником 8 (Рис. 4.6). Наибольшая погрешность при измерении Δx достигается в области $I = 0$ и $I = I_{max}$. Величина максимальной абсолютной погрешности $\Delta(\Delta x_1)_{max}$ при $I = 0$ (или $I = I_{max}$) составляет

$$\Delta(\Delta x_1)_{max} = \frac{\lambda}{2\pi} \left[\arccos \left(1 - \frac{2(\Delta I)}{I_{max}} \right) \right].$$

Для большинства известных серийных фотоприемников, например, кремниевых фотодиодов, начиная с ФД-3, при используемой мощности лазерного излучения ≈ 5 мВт относительную погрешность измерений $\frac{|\Delta I|}{I_{max}}$ можно оценить не хуже, чем $\approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ [86]. Тогда, при условии, что $\lambda = 632,8$ нм, имеем

$$\Delta(\Delta x_1)_{max} = \frac{\lambda}{2\pi} [\arccos(1 - 10^{-3})] \approx 4,5 \text{ нм.}$$

Минимальная абсолютная погрешность $\Delta(\Delta x_1)_{min}$ достигается

в области величины выходного сигнала $I = \frac{I_{max}}{2}$. Для этой области абсолютная погрешность $\Delta(\Delta x_1)$ вычисляется по формуле

$$\Delta(\Delta x_1) = \frac{\lambda}{2\pi} \left| \left[\arccos \left(1 - \frac{2I}{I_{max}} \right) \right]' \Delta I \right| = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\frac{2|\Delta I|}{I_{max}}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{2I}{I_{max}} \right)^2}}.$$

Отсюда, при $I = \frac{I_{max}}{2}$, $\lambda = 632,8$ нм и $\frac{|\Delta I|}{I_{max}} \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ получаем

$$\Delta(\Delta x_1)_{min} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot 10^{-3} \approx 0,1 \text{ нм.}$$

В настоящее время нами разрабатывается установка, в которой компьютер, при помощи соответствующего контроллера и программного обеспечения, управляет смещением зеркала 6 (Рис. 4.6), закрепленного на пьезокерамике, таким образом, что в процессе измерения смещения Δx объекта можно осуществлять постоянную корректировку начального фазового рассогласованием $\Delta\varphi_0$ между пучками $I_d(0)$ и $I_n(0)$ так, чтобы при любом смещении Δx объекта начальная фаза рассогласования $\Delta\varphi_0$ соответствовала выходному сигналу $I = \frac{I_{max}}{2}$. Предполагается, что в этом случае абсолютная погрешность измерения Δx будет наименьшей. Результаты таких исследований послужат предметом последующих исследований.

4.3. Многоканальный спектрорадиометр и светоделитель с управляемым соотношением разделенных пучков в интервале $0 \div 1$.

Оптические элементы, полученные методами голограммной оптики, весьма перспективны для создания быстродействующих многоканальных спектрорадиометров и светоделителей в видимой и ИК областях спектра. В отличие от известных скоростных многоканальных фотоэлектрических спектрометров в разработанном нами радиометре [87] применен голограммный оптический элемент, который используется одновременно как модулятор (как это было описано в разделе 4.1), и как диспергирующая система.

В предлагаемом варианте ГОЭ представляет собой композицию трехмерных пропускающих дифракционных решеток, последовательно или одновременно зарегистрированных голографическим методом с общим опорным пучком в объеме регистрирующей среды. Векторы решеток ориентируются таким образом, чтобы обеспечить необходимую пространственную ориентацию разделенных пучков. При попадании коллимированного пучка света от излучающего объекта на ГОЭ каждая различно ориентированная к падающему лучу решетка дает в один и тот же момент времени, в соответствии с условием Брэгга, только один селективный спектральный отклик, что позволяет выделить с необходимой точностью составляющие интенсивности на определенных длинах волн (Рис. 4.9).

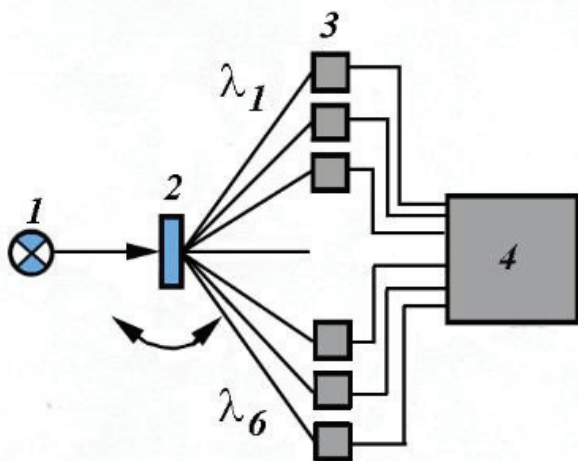


Рис. 4.9. Принципиальная схема многоканального спектро радиометра с ГОЭ: 1 – источник света, 2 – ГОЭ, λ_i , $i = 1, \dots, n$ – длины волн выделенного светового потока, 3 – фотоприемники, 4 – анализатор.

Спектро радиометр с ГОЭ (Рис. 4.9) использован нами для определения температур локальных областей факела пламени методами цветовой пирометрии. В одном ГОЭ создавалось до 12 отдельных решеток, что позволяло выделить без взаимных помех соответствующее число спектральных составляющих интенсивности излучения на различных длинах волн. Анализатор 4 может производить регистрацию интенсивности излучения с фотоприемников 3 как по постоянному, так и по переменному току. В первом случае используемый ГОЭ остается неподвижным, а во втором – ГОЭ приводится в колебательное движение с амплитудой в пределах угловой селективности зарегистрированных решеток. Колебания ГОЭ с частотой ω обеспечивали модуляцию

интенсивности с той же частотой. Частота ω подбирается так, чтобы обеспечить необходимое временное разрешение прибора (интервал частот $10\text{--}10^4$ Гц). Совмещение в одном ГОЭ диспергирующей системы и модулятора, работающего от маломощного генератора, обуславливают низкую энергоемкость и малые габариты прибора.

Это же устройство (Рис. 4.9) можно использовать в качестве делителя монохроматического светового потока на необходимое число лучей с управляемым соотношением интенсивности разделенных пучков в интервале $0\div 1$. Управление интенсивностями разделенных пучков осуществляется изменением ориентации ГОЭ относительно падающего на него луча. Если пучок необходимо разделить на два луча, то достаточно использовать только одну трехмерную дифракционную решетку. Разделенные лучи, в этом случае, представляют собой прошедший и дифрагированный пучки [72]. Большим преимуществом данного светоделителя является то, что направление распространения проходящего и дифрагированного пучков не меняется при повороте ГОЭ.

4.4. Оптоэлектронные устройства для измерения угловых перемещений и визирования.

4.4.1. Оптоэлектронные устройства для измерения угловых перемещений по одной координате.

В настоящее время высокоточные дистанционные измерения угловых смещений производятся главным образом с помощью оптико-электронных углоизмерительных систем (ОЭУС), в основу

которых положен автоколлимационный способ измерения [75]. Суть этого способа состоит в том, что посылаемый световой поток с известной ориентацией отклоняется объектом на искомый угол, благодаря чему этот поток и приобретает необходимую информацию. Из всех параметров светового потока для дистанционного измерения углового положения объектов в автоколлимационном способе используется только свойство прямолинейного распространения светового потока в однородной среде и изменение его направления распространения в соответствии с модулирующим воздействием исследуемого объекта.

Результаты измерений, выполненные с помощью таких ОЭУС, во многом зависят от параметров фотоэлектрического преобразователя (позиционно-чувствительного датчика) – устройства, осуществляющего измерение линейных координат в плоскости изображения ОЭУС и его преобразование в электрический ток (напряжение).

Для реализации измерительных функций ОЭУС снабжены различными оптическими элементами (линзы, призмы, диафрагмы и др.), механическими и электромеханическими узлами. Таким образом, получение с помощью ОЭУС необходимых данных представляет собой многозвенную процедуру физического преобразования информационного сигнала, что является существенным недостатком, особенно при построении высокоточных систем, так как наличие дополнительных звеньев преобразования ведет к увеличению числа составляющих

погрешностей данной измерительной системы. Традиционные методы увеличения точности, основанные на улучшении стабильности характеристик элементов измерительных схем и их преобразующих звеньев, имеют свои пределы и в настоящее время уже не приводят к дальнейшему заметному повышению качества ОЭУС.

Перспективным в этом плане является применение других методов измерения, которые бы позволили уменьшить число преобразующих звеньев. Таким может быть, например, метод измерения углового смещения объектов, основанный на изменении интенсивности информационного светового сигнала в соответствии с модулирующим воздействием исследуемого объекта, а не на изменении пространственного положения светового луча, как в автоколлимационном методе.

В этом случае для реализации измерительных функций ОЭУС нет необходимости применять позиционно-чувствительные датчики – достаточно использовать лишь фотоприемники для фотоэлектрического преобразования сигналов, так как эффект информационного преобразования для данного метода зависит только от интенсивности поступающего светового потока. В настоящее время существуют различные приемники, позволяющие реализовать практически все требования, предъявляемые к современным ОЭУС по точности, быстродействию и другим техническим конструктивным параметрам.

Осуществить такой метод возможно, если в качестве оптического элемента использовать трехмерную голографическую

дифракционную решетку, так как именно трехмерная голографическая дифракционная решетка обладает тем свойством, что при изменении угла падения предметного луча на решетку (в результате, например, поворота контролируемого объекта) происходит изменение интенсивности проходящего и дифрагированного лучей без изменения их пространственного расположения. Кривые угловых зависимостей интенсивностей прошедшего I_n (4.1) и дифрагированного I_d (4.2) лучей полностью определяются параметрами решетки и для решеток с дифракционной эффективностью $\eta = 100\%$ изображены на Рис. 4.10.

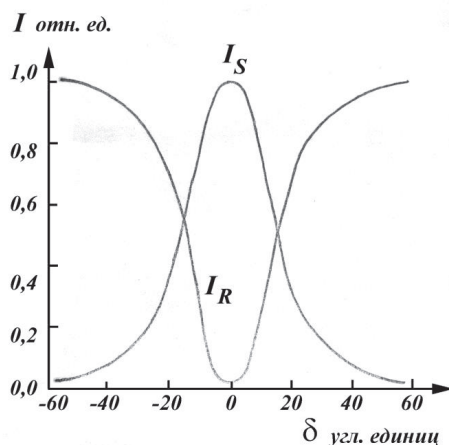


Рис. 4.10. Угловые зависимости I_n и I_d для решеток с дифракционной эффективностью $\eta = 100\%$.

Непосредственное использование зависимостей (4.1) или (4.2) для определения углового смещения объекта δ по изменению интенсивности проходящего I_n или дифрагированного луча I_d (Рис. 4.10) связано с некоторыми недостатками [88]. Если за нуль

отсчета выбирать, например, максимальное значение интенсивности дифрагированного луча, то это соответствует экстремуму зависимости $I_d(\delta)$ и, следовательно, в этой области измерения характеризуются большой нелинейностью и неразличимы относительно направления смещения объекта вправо или влево.

Отмеченные недостатки могут быть устранены, если для измерений использовать разность интенсивностей прошедшего и дифрагированного лучей $\Delta I = I_n - I_d$ [71]. Для чисто фазовой решетки с $\eta = 100\%$ эта зависимость представлена на Рис. 4.11.

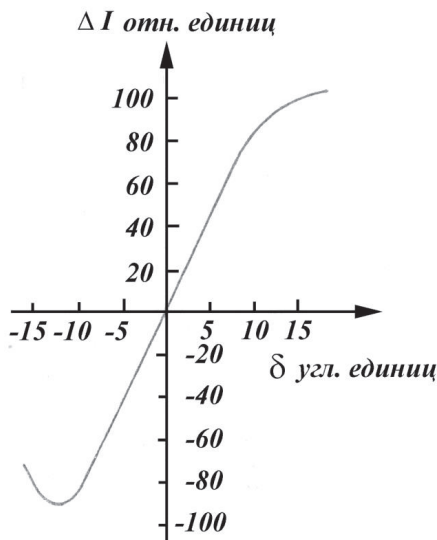


Рис. 4.11. Угловая зависимость $\Delta I = I_n - I_d$. (Угловые зависимости I_n и I_d изображены на Рис. 4.10).

За нуль отсчета в данном случае принимается положение, когда интенсивности I_n и I_d одинаковы, и разность $\Delta I = 0$ (уровень пересечения кривых I_n и I_d на Рис. 4.10). Как следует из Рис. 4.11

зависимость $\Delta I(\delta)$ вблизи $\Delta I = 0$ носит линейный характер, а направление углового смещения вправо или влево отличается знаком выходного сигнала ΔI .

Наибольший линейный диапазон и симметричные пределы измерения в этом случае достигаются при пересечении кривых угловых зависимостей I_{π} и I_d по уровню 0,5 максимального значения. Это условие выполняется лишь для решеток с $\eta = 100\%$, с меньшей дифракционной эффективностью пересечения кривых зависимостей I_{π} и I_d не симметрично относительно максимальных значений (Рис. 4.12) и линейный диапазон измерений уменьшается.

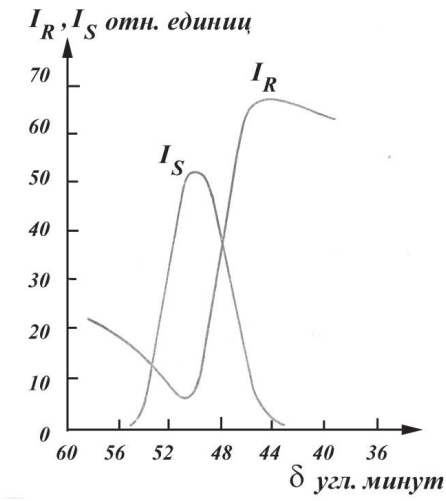


Рис. 4.12. Угловые зависимости I_{π} и I_d для решеток с дифракционной эффективностью $\eta = 35\%$.

Однако, изменением интенсивности пучка I_{π} , либо чувствительности фотоприемника довольно просто кривую I_{π} параллельно сместить вниз и обеспечить пересечение кривых I_{π} и I_d

по уровню 0,5 максимального значения I_d и тем самым восстановить прежний диапазон измерений.

Сохранение всех свойств дифференциального метода измерений для решеток с $\eta = 100\%$ возможно также, если для измерений углового смещения использовать ГОЭ, представляющий собой комбинацию из двух решеток с пересекающимися контурами угловой селективности на уровне 0,5 максимального значения дифрагированных пучков, записанных в одной и той же области светочувствительной среды [89]. В качестве информационного сигнала в этом случае можно использовать, например, разность интенсивностей дифрагирующих пучков на соответствующих решетках (Рис. 4.13).

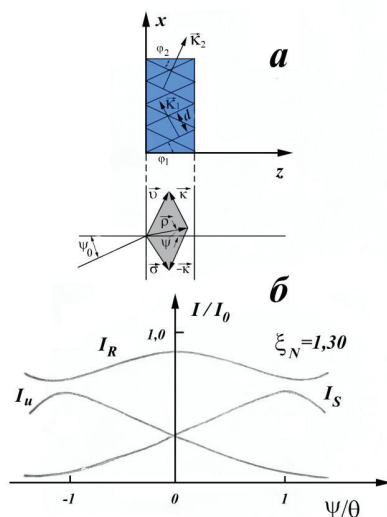


Рис. 4.13. *а* – векторная схема, поясняющая дифракцию света на трехмерной комбинированной решетке; *б* – зависимости интенсивностей проходящего I_R и дифрагированных I_S и I_u пучков от угла падения ψ света, нормированного на угол Брэгга θ .

Оптическая и электрическая схема такого устройства представлены на Рис. 4.14.

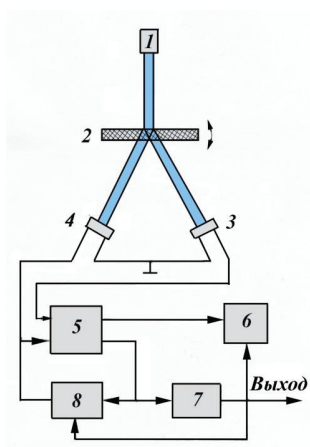


Рис. 4.14. Принципиальная схема углоизмерительного устройства: 1 – излучатель; 2 – ГОЭ; 3, 4 – фотоприемники; 5 – дифференциальный усилитель; 6 – узел индикации; 7 – трехстабильный компаратор; 8 – регулятор усиления.

Устройство работает следующим образом. Световой поток от излучателя 1 попадает на ГОЭ 2, угловое положение плоскости которого относительно оптической оси светового потока и является объектом измерения. Вышедшие из ГОЭ два дифрагированных пучка регистрируются фотоприемниками 3 и 4, включенными по дифференциальной схеме. Выходной сигнал с дифференциального усилителя 5 подается на узел индикации 6 и трехстабильный компаратор 7 для связи с регулятором усиления 8, включенным в цепь обратной связи дифференциального усилителя 5, и осуществляющим корректировку чувствительности устройства.

ГОЭ 2 выполнен в виде трехмерной комбинированной голографической дифракционной структуры, состоящей из двух подрешеток с одинаковым периодом D и углами наклона плоскостей штрихов

$$\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi = \xi_N \frac{d}{\pi L} + \frac{\lambda}{2d\bar{n}}, \quad (4.26)$$

где $\xi_N = 0,9 \div 1,3$ – постоянный множитель; L – толщина анализатора; λ – длина волны в воздухе; $\bar{n}$ – средний показатель преломления анализатора.

Изготовление анализатора осуществлялось на установке принципиальная схема, которой изображена на Рис. 4.15.

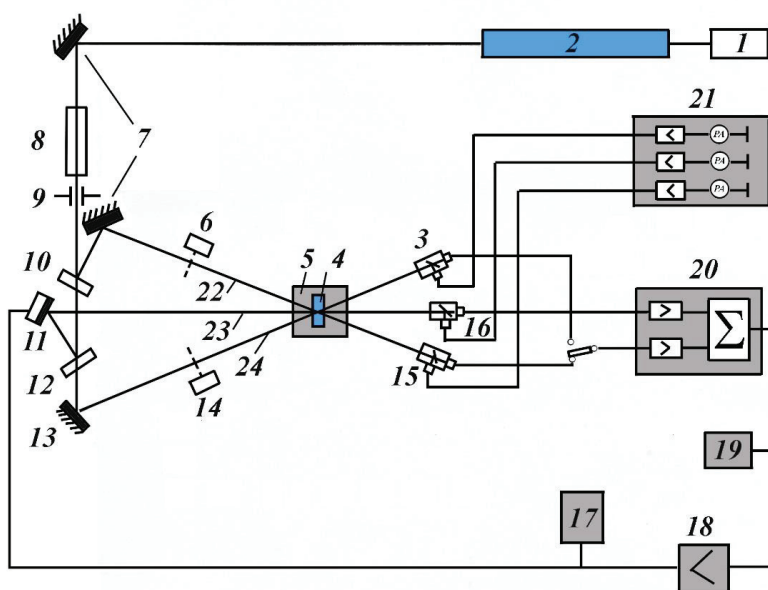


Рис. 4.15. Принципиальная схема установки для записи трехмерной комбинированной решетки: 1 – блок питания лазера; 2 – лазер; 3, 15, 16 – фотодиоды; 4 – объемная светочувствительная

среда; 5 – печь-термостат, установленная на поворотном столике; 6, 14 – затворы; 7, 13 – зеркала; 8 – расширитель пучка; 9 – диафрагма; 10, 12 – светоделители; 11 – зеркало, закрепленное на пьезокерамике; 17, 19 – осциллографы; 18, 20, 21 – электронные блоки системы стабилизации и определения голографических характеристик подрешеток; 22, 23, 24 – записывающие пучки.

Во время первой экспозиции объемная светочувствительная среда 4 освещается двумя плоскими волнами 22 и 23, падающими под углами β_1 и β_2 , определяемыми соотношением

$$\beta_{1,2} = \arcsin \left[\bar{n} \sin \left(\varphi \pm \arcsin \frac{\lambda_r}{2d\bar{n}} \right) \right], \quad (4.27)$$

где λ_r – длина волны записывающего лазерного излучения. При этом записывается первая подрешетка. При второй экспозиции светочувствительная среда 4 освещается двумя плоскими волнами 23 и 24, падающими под углами $\beta_3 = -\beta_1$ и $\beta_4 = -\beta_2$, и записывается вторая подрешетка.

Пространственное распределение показателя преломления анализатора описывается выражением

$$n(\vec{r}) = \vec{n} + \Delta n_0 (\cos \vec{K}_1 \vec{r} + \cos \vec{K}_2 \vec{r}), \quad (4.28)$$

где Δn_0 – амплитуда модуляции показателя преломления; $\vec{K}_1(K \cos \varphi, 0, -K \sin \varphi)$ и $\vec{K}_2(K \cos \varphi, 0, K \sin \varphi)$ – векторы подрешеток, $K = |\vec{K}_1| = |\vec{K}_2| = \frac{2\pi}{d}$.

Волновое уравнение, описывающее дифракцию, имеет вид

$$\nabla^2 E + [\alpha^2 + \kappa \alpha (\cos \vec{K}_1 \vec{r} + \cos \vec{K}_2 \vec{r})] E = 0, \quad (4.29)$$

где $\alpha = \frac{2\pi\bar{n}}{\lambda}$, $\kappa = \frac{\pi\Delta n_0}{\lambda}$, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, E – комплексная амплитуда волнового поля.

Решение волнового уравнения (4.29) ищут в виде суперпозиции трех волн 0 и ± 1 порядков дифракции:

$$E = R(z)\exp(-i\vec{\rho}\vec{r}) + S(z)\exp(-i\vec{\sigma}\vec{r}) + U(z)\exp(-i\vec{u}\vec{r}), \quad (4.30)$$

где z – координата вдоль оси, перпендикулярной плоскости анализатора, R, S, U – комплексные амплитуды волн 0 и ± 1 порядков дифракции соответственно, $\vec{\rho}(\rho \sin \psi, 0, \rho \cos \psi)$ – волновой вектор падающей под углом ψ (в светочувствительной среде) волны, $\rho = |\vec{\rho}| = \alpha$, $\vec{\sigma}, \vec{u}$ – волновые вектора дифрагированных волн, определяемые из условия Флоке (см. Рис. 4.13): $\vec{\sigma} = \vec{\rho} - \vec{K}, \vec{u} = \vec{\rho} + \vec{K}$.

Подставляя выражение (4.30) в выражение (4.29), после стандартных преобразований получают систему уравнений

$$\begin{aligned} C_R R' &= i\kappa(S + U), \\ C_S S' + i\Gamma_S S &= -i\kappa R, \\ C_U U' + i\Gamma_U U &= -i\kappa R, \end{aligned} \quad (4.31)$$

где $C_R = \cos \psi$, $C_S = C_U = \cos \psi - \frac{\kappa}{\alpha} \sin \varphi$, $\Gamma_S = -\frac{\kappa \sin \theta}{\lambda} + K \sin(\psi + \varphi)$, $\Gamma_U = -K \sin \theta - K \sin(\psi - \varphi)$, θ – угол Брэгга в светочувствительной среде.

Выражение для величин, входящих в систему (4.31), упрощают с учетом малости угла ψ ($\sin \psi \approx \psi$, $\cos \psi \approx 1$): $C_R = 1$, $C_S = C_U = 1 - \frac{\kappa}{\alpha} \sin \varphi \cos 2\theta'$, $\Gamma_S = (\theta + \psi)\alpha \sin 2\theta'$, $\Gamma_U = (\theta - \psi)\alpha \sin 2\theta'$, $\theta = \varphi - \theta'$. Для угла падения $\psi = \theta$ выполняется

условие Брэгга для дифракции на первой подрешетке, а для $\psi = -\theta$ – на второй.

Решение системы (4.31) имеет вид

$$\begin{aligned} R(z) &= \sum_{m=1}^3 r_m \exp(i\gamma_m z), \\ S(z) &= \sum_{m=1}^3 s_m \exp(i\gamma_m z), \\ U(z) &= \sum_{m=1}^3 u_m \exp(i\gamma_m z), \end{aligned}$$

где корни характеристического уравнения $\gamma_1 = \frac{2}{L} \left(\frac{2\xi_N}{3} + \sqrt{A} \cos \tau \right)$,

$\gamma_{2,3} = \left[\frac{2\xi_N}{3} + \sqrt{A} \cos \left(\tau \pm \frac{2\pi}{3} \right) \right]$. Здесь $\tau = \frac{1}{3} \arccos \frac{B}{A\sqrt{A}}$,

$$A = -\frac{4\xi_N^2 + 12\xi^2 + 6f^2}{9}, \quad B = \left(\frac{4\xi_N}{3} \right)^3 - \frac{4\xi_N}{3} (2\xi_N^2 - 2\xi^2 - f^2) - 2\xi_N f^2,$$

$$\xi_N = \frac{(\Gamma_S + \Gamma_U)L}{4C_S} \approx \theta \frac{\alpha L}{2} \tan 2\theta', \quad \xi = \frac{(\Gamma_S + \Gamma_U)L}{4C_S} \approx \psi \frac{\alpha L}{2} \tan 2\theta', \quad f = \frac{\kappa L}{\sqrt{C_R C_S}}.$$

Теперь из уравнений (4.31) с учетом стандартных граничных условий $R(0) = 1$, $S(0) = U(0) = 0$ получают выражения для искомых коэффициентов:

$$\begin{aligned} s_1 &= D(\gamma_3 - \gamma_2) \left(\gamma_3 + \gamma_2 + \frac{\Gamma_S}{C_S} \right), \\ s_2 &= D(\gamma_3 - \gamma_1) \left(\gamma_3 + \gamma_1 + \frac{\Gamma_S}{C_S} \right), \\ s_3 &= D(\gamma_2 - \gamma_1) \left(\gamma_2 + \gamma_1 + \frac{\Gamma_S}{C_S} \right), \end{aligned}$$

$$\text{где } D = \frac{\kappa}{C_S(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3)(\gamma_3 - \gamma_1)}.$$

Остальные коэффициенты удобно выразить через s_m :

$$u_m = s_m \frac{C_S \gamma_m + \Gamma_S}{C_S \gamma_m + \Gamma_u},$$

$$r_m = -s_m \cdot \sqrt{\frac{C_R}{C_S}} \cdot \frac{C_S \gamma_m + \Gamma_S}{\kappa}.$$

Записывают выражения для интенсивностей проходящего и дифрагированных пучков

$$I_R = I_0 |R(L)|^2 = I_0 \left| \sum_{m=1}^3 r_m \exp(i\gamma_m z) \right|^2,$$

$$I_S = I_0 |S(L)|^2 = I_0 \left| \sum_{m=1}^3 s_m \exp(i\gamma_m z) \right|^2,$$

$$I_u = I_0 |U(L)|^2 = I_0 \left| \sum_{m=1}^3 u_m \exp(i\gamma_m z) \right|^2,$$

где I_0 – интенсивность падающего пучка.

На Рис. 4.13 приведен графический вид зависимости величин I_R , I_S и I_u от значения угла падения ψ , нормированного на угол θ .

Этот график имеет весьма общий вид, так как форма кривых не изменяется при различных значениях диапазона измерения. Из анализа графиков I_S и I_u видно, что при изменении угла падения за счет энергообмена между проходящими и дифрагированными пучками происходит изменение I_S и I_u с противоположными знаками, что фиксируют фотоприемники, установленные на оптических осях дифрагированных пучков и подключенные к входам дифференциального усилителя. При этом минимизируется воздействие аддитивных помех, вызванных, например, фоновой

засветкой. Уровень пересечения кривых I_S и I_u определяется значениями интенсивностей при нормальном падении излучения и может быть вычислен с помощью параметра ξ_N . Влияние параметра ξ_N на нормированные угловые зависимости разности сигнала $I_\Delta = I_S - I_u$ приведено на Рис. 4.16.

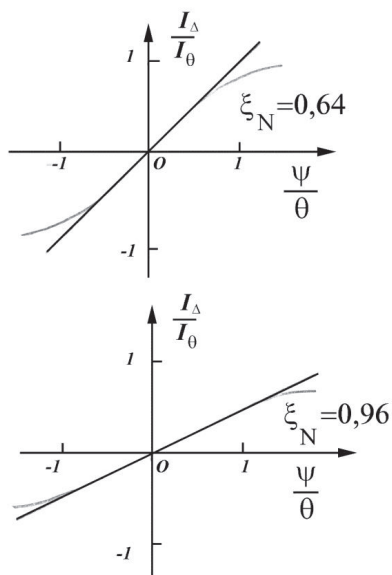


Рис. 4.16. Зависимости $I_\Delta = I_S - I_u$ от угла падения ψ света, нормированного на угол Брэгга θ на ГОЭ при различных параметрах ξ_N .

Изменение ξ_N приводит к изменению наклона и ширины квазилинейного участка. Поскольку чувствительность устройства определяется произведением ширины линейного диапазона на крутизну преобразования, то оптимальными являются значения $\xi_N = 1,0 \div 1,4$. Выражение для ξ_N с учетом обозначений,

введенных в системе (4.31) можно записать как $\xi_N = \frac{KL}{2c_S}(\sin \varphi - \sin \theta')$. Формула для расчета угла φ наклона плоскостей штрихов дифракционных решеток ГОЭ будет:

$$\varphi \approx \sin \varphi \approx \xi_N \frac{2 \cos \theta'}{KL} + \sin \theta' = \xi_N \frac{d}{\pi L} + \frac{\lambda}{2d\bar{n}} \left(1 - \xi_N \frac{\lambda}{\pi L \bar{n}}\right).$$

При реальных значениях, входящих в формулу величин, вторым слагаемым в скобках можно пренебречь, что позволяет определять углы наклона плоскостей штрихов из соотношения (4.26) с погрешностью не более одного процента.

Зависимость чувствительности предлагаемого устройства от основных параметров ГОЭ и фотоэлектрической схемы выводится с учетом того, что чувствительность узла индикации определяется его ценой деления или дискретностью $S_U = \frac{V_{max}}{N}$, где V_{max} – входное напряжение, соответствующее максимальному углу падения, N – число дискрет.

Переходя к угловым единицам, получают $S_\delta = 2\Delta\psi \frac{S_U \bar{n}}{K_\Phi I_S \Phi}$, где $\Delta\psi$ – половина линейного диапазона, K_Φ – коэффициент преобразования, $\Phi = \frac{\theta}{I_S} \frac{\partial I_\Delta}{\partial \psi}$.

Например, для диапазона измерений ± 150 при $\xi_N = 1,1$, $\lambda = 0,78 \text{ мкм}$, $L = 10 \text{ мкм}$, $\bar{n} = 1,47$, $\varphi = 12,4^\circ$, $\theta = 9,0^\circ$. Используя фотоприемники ФД-24К с чувствительностью $0,5 \text{ А/Вт}$ при нагрузке 10 кОм , а в качестве излучателя полупроводниковый лазер мощностью 5 мВт , а в качестве индикатора цифровой вольтметр В7-ВГА с дискретностью 1 мВ , в режиме измерения для

дифференциального усилителя с коэффициентом, равным 2, получим чувствительность $S_\delta = 5 \text{ угл. с.}$

В режиме визирования с диапазоном 3 *угл. мин.* чувствительность увеличивается в 50 раз и составляет 0,1 *угл. с.*

4.4.2. Оптоэлектронные устройства для визирования по двум координатам.

ГОЭ, состоящий из двух подрешеток, позволяет осуществлять измерение углового смещения объекта только по одной координате. Для измерения углового смещения одновременно по двум координатам необходимо в объеме одной и той же светочувствительной среды записать уже четыре подрешетки, каждая пара из которых обеспечивает независимое измерение углового смещения по своей координате [66]. Методика записи такого ГОЭ [90] сводилась к следующему:

1. Светочувствительная среда 4 (Рис. 4.15) ориентировалась так, чтобы луч 23 падал по нормали к поверхности светочувствительной среды. Затем светочувствительная среда поворачивалась на $4 \div 6 \text{ угл. мин.}$ в направлении луча 24. В этом положении лучами 22 и 23 записывалась первая подрешетка.

2. После записи первой подрешетки светочувствительная среда поворачивалась на $8 \div 12 \text{ угл. мин.}$ вокруг оси перпендикулярной плоскости падения лучей в направлении луча 22, и в этом направлении записывалась вторая подрешетка лучами 23, 24.

3. Светочувствительная среда поворачивалась на 90^0 вокруг оси, лежащей в плоскости падения лучей и совпадающей с

направлением луча 23. После этого записывалась третья подрешетка.

4. Последняя, четвертая подрешетка, записывалась лучами 22 и 23 после того, как светочувствительная среда по окончании записи третьей подрешетки была повернута в направлении луча 24 на $8 \div 12$ угл. мин. вокруг оси, перпендикулярной плоскости падения лучей.

При освещении такой дифракционной структуры монохроматическим пучком света в направлении луча 23 в результате дифракции образуются четыре дифрагированных луча света, попарно расположенных во взаимно перпендикулярных плоскостях (Рис. 4.17).

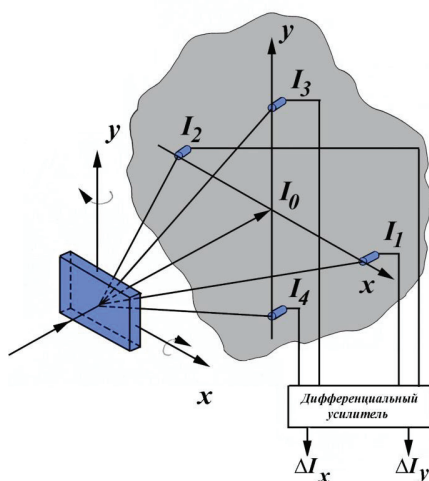


Рис. 4.17. Дифракция света на ГОЭ – среда, в объеме которой записано четыре трехмерные дифракционные подрешетки: I_0 – проходящий пучок света; I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 – пучки света, дифрагированные на 1, 2, 3 и 4 подрешетках соответственно.

Интенсивности дифрагированных лучей I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 зависят от ориентации ГОЭ относительно падающего луча света. При вращении ГОЭ вокруг оси Oy (Рис. 4.17) интенсивность лучей I_3 , и I_4 остается неизменной, а изменяется только интенсивность лучей I_1 и I_2 . При вращении ГОЭ вокруг оси Ox (Рис. 4.17) теперь уже изменяется интенсивность только лучей I_3 , и I_4 , в то время как интенсивности лучей I_1 и I_2 остаются неизменными. Угловые зависимости интенсивностей I_1 , I_2 , и I_3 , I_4 при повороте ГОЭ вокруг осей Ox и Oy соответственно показаны на Рис. 4.18.

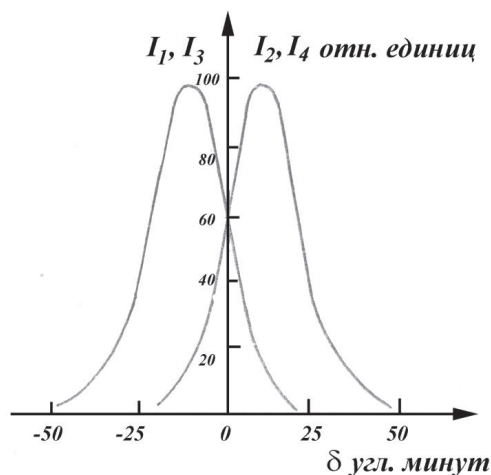


Рис. 4.18. Угловая зависимость интенсивности дифрагирующих пучков на первой I_1 , второй I_2 , третьей I_3 и четвертой I_4 подрешетках: I_1 , I_2 , – при вращении ГОЭ вокруг оси Oy , I_3 , I_4 – вокруг оси Ox .

Уровень пересечения кривых угловой селективности I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 определяется значениями интенсивностей I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 при нормальном падении излучения на ГОЭ. В этом случае

интенсивности всех лучей одинаковы и это положение ГОЭ соответствует нуль-отсчету. При изменении же угла падения, как следует из Рис. 4.18, в результате энергообмена между дифрагирующими пучками происходит перераспределение интенсивностей с противоположными знаками.

Таким образом, дифракция света на ГОЭ обладает такими свойствами, что каждая пара подрешеток по изменению интенсивностей дифрагированных на них пучков может обеспечивать независимые измерения углового смещения объекта по соответствующей координате. Для этой цели необходимо только на пути каждого из дифрагированных пучков (Рис. 4.17) установить фотоприемники, соответственно, попарно включенные по дифференциальной схеме. Тогда величина выходного сигнала дифференциального усилителя $\Delta I_y = I_2 - I_1$ и $\Delta I_x = I_4 - I_3$ будет связана с величиной и направлением углового смещения светочувствительной среды относительно падающего луча функциональной зависимостью (4.30), которая будет определяться свойствами дифракционной структуры (Рис. 4.19).

Для использования ГОЭ в системах визирования устройство должно быть снабжено обратной связью, обеспечивающей компенсацию вызванного какими-либо причинами вращения объекта от заданного направления.

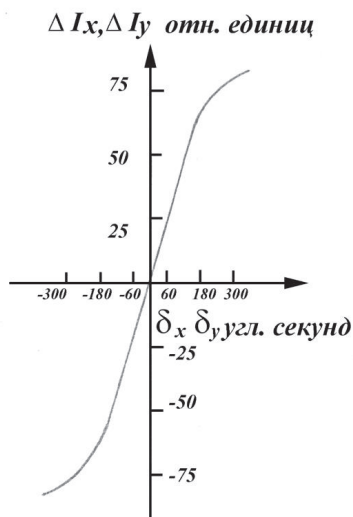


Рис. 4.19. Зависимость значений выходных сигналов дифференциального усилителя ΔI_y и ΔI_x от угла поворота ГОЭ. δ_x – угол поворота ГОЭ вокруг оси Oy , δ_y – вокруг оси Ox .

Процесс визирования предлагаемым способом заключается в следующем. Устройство, с помощью которого осуществляется визирование на заданное направление, связывают с ГОЭ. Подают на ГОЭ определяющий направление визирования лазерный пучок света. Свет, проходя через ГОЭ, образует пять лучей – четыре дифрагированных и один проходящий. Проходящее через дифракционную структуру излучение совпадает по направлению распространения с падающим на ГОЭ лазерным лучом, в работе устройства не участвует, и продолжает обеспечивать направление визирования. Интенсивности дифрагированных лучей регистрируются датчиками и подаются на вход дифференциального усилителя. Выходной сигнал с усилителя, отвечающий разности ΔI_y

$= I_2 - I_1$ и $\Delta I_x = I_4 - I_3$, подают на исполнительный механизм, вращающий устройство в зависимости от полярности подаваемого сигнала (+ – или – +) в ту или иную сторону вокруг оси Оу или Ох. В случае, когда $I_1 = I_2 = I_3 = I_4$, на исполнительный механизм напряжение не подается, вращение отсутствует – устройство регистрирует заданное направление. Если объект визирования (или устройство визирования) повернулся, то, в результате перераспределения энергии между лучами I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 , на выходе усилителя возникают сигналы ΔI_x и ΔI_y , которые заставляют исполнительный механизм поворачивать устройство визирования вокруг осей Оу или Ох до тех пор, пока интенсивности лучей достигнут равенства, а сигналы, поворачивающие устройство, компенсируются, и устройство вернется в исходное состояние ($\Delta I_x = \Delta I_y = 0$).

Процесс визирования с помощью предлагаемого ГОЭ можно осуществлять и по рассеянию от объекта визирования лазерного света. Сравнительно просто это осуществить, если источник рассеянного от объекта визирования света можно рассматривать как точечный. В этом случае ГОЭ помещается в фокусе собирающей линзы, а устройство регистрирует заданное направление визирования ($\Delta I_x = \Delta I_y = 0$), когда точечный источник рассеянного от объекта визирования света лежит на главной оптической оси линзы. При отклонении точечного источника рассеянного света от главной оптической оси линзы в результате смещения объекта визирования (или устройства визирования) на выходе усилителя возникают сигналы ΔI_x и ΔI_y , которые через

исполнительный механизм возвращают устройство в исходное состояние регистрации заданного направления визирования на точечный источник рассеянного света.

Таким образом, как следует из полученных результатов, использование угловых селективных свойств трехмерных голографических дифракционных решеток позволяет создать на их основе принципиально новые ОЭУС, отличающиеся простотой конструкции, высокой точностью измерений с широкими функциональными возможностями. Следует отметить также, что к еще более резкой угловой селективности ГОЭ и соответственно более высокой точности измерений приводит использование при записи спекл-волны [91]. Кроме того, у таких ГОЭ появляется также ряд новых свойств и, в первую очередь, трансляционная селективность [92], связанная с рассогласованием записывающей и считывающей спекл-структур. Изменение интенсивности записанного луча на 100% достигается при сдвиге дифракционной структуры на ≈ 5 мкм. Это позволяет использовать такие дифракционные структуры не только для угловых, но и для линейных перемещений. Принципиальная схема устройства для измерения линейных перемещений на основе двухкоординатного ГОЭ (Рис. 4.17) показана на Рис. 4.20.

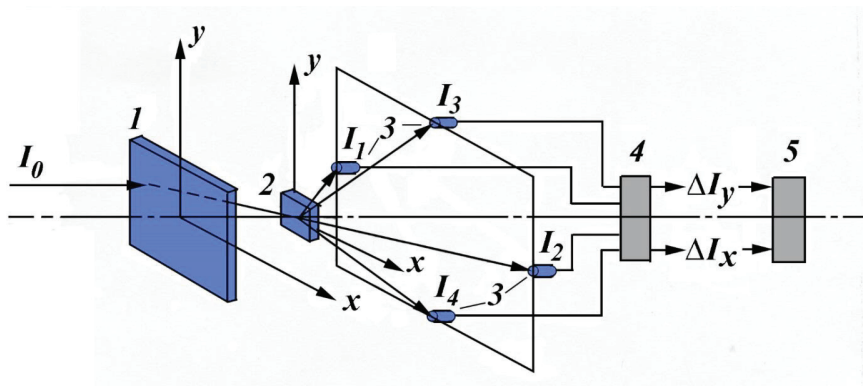


Рис. 4.20. Принципиальная схема двухкоординатного датчика положения лазерного луча на основе ГОЭ: 1 – голографическая линза; 2 – ГОЭ, состоящий из 4-х подрешеток; 3 – фотоприемники; 4 – дифференциальный усилитель; 5 – индикаторное устройство.

При смещении падающего луча I_0 в направлении осей Ox или Oy по поверхности голографической линзы 1 изменяется угол падения его на ГОЭ 2 и, соответственно, интенсивности дифрагированных лучей I_1 , I_2 , I_3 , и I_4 . По изменению интенсивности этих лучей определяют угол падения луча ψ на ГОЭ 2. Теперь, зная пространственное расположение угла падения луча I_0 на ГОЭ 2, находящуюся в фокусе F голографической линзы 1, не составляет труда определить и положение луча I_0 на голографической линзе: $x = F \tan \psi_x$, $y = F \tan \psi_y$. Фокусное расстояние F голографической линзы определяет диапазон и точность измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена технология получения эмульсии с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr », которая позволяет реализовать светочувствительную среду, сохраняющую, с одной стороны, светочувствительность галогенсеребряной эмульсии, а с другой – обеспечивающую фазовый контраст и эффективную толщину, достаточные для записи в сходящихся пучках трехмерных пропускающих голограмм с высокой дифракционной эффективностью и с высокой спектральной и угловой селективностью.

Специфика спектральной сенсibilизации гетерофазных микрокристаллов «ядро CaF_2 – оболочка AgBr », при которой закрепление красителя возможно как на внутренней, так и на внешней поверхности галогенсеребряной оболочки, по сравнению с обычными галогенсеребряными эмульсиями, позволяет не только расширить область спектральной чувствительности эмульсии в длинноволновую часть спектра, но и применять для записи объемных голограмм лазеры с различной длиной волны излучения.

Методами голографной оптики на основе эмульсии с гетерофазными микрокристаллами «ядро CaF_2 – оболочка AgBr » реализованы голограммные оптические элементы для различных оптоэлектронных устройств, обладающих уникальными свойствами, недостижимыми другими способами:

- Устройство для амплитудной модуляции и фазово-амплитудного преобразования световой волны;

- Оптико-электронные устройства для измерения линейных перемещений в нанометровом диапазоне;
- Многоканальный спектрометрический и светораспределитель с управляемым соотношением разделенных пучков в интервале $0 \div 1$;
- Оптоэлектронные устройства для измерения угловых перемещений и визирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leith E., Upatnieks J. Reconstructed wave fronts and communication theory. // J. Opt. Soc.Am. – 1962, – Vol.52, №10, – P.1123-1130.
2. Leith E., Upatnieks J. Wavefront reconstruction with continuous tone objects. // J. Opt. Soc. Am. – 1963, – Vol.53, №12, – P.1377-1381.
3. Leith E., Upatnieks J. Wavefront reconstruction with diffuse dillumination and three-dimensional objects. // J. Opt.Soc. Am. – 1964, – Vol.54, №11, – P.1295-1301.
4. Денисюк Ю. Н. Некоторые проблемы и перспективы голографии в трехмерных средах. // Оптическая голография. – Мир: 1982. – Т.2. – С.691-729.
5. Гейлорд Т. К., Мохарам М. Г. Анализ и применение оптической дифракции на решетках. // ТИИЭР. – 1985. – Т.73, №5. – С.53-103.
6. Эвальд П. Кристаллооптика видимого света и рентгеновских лучей. // УФН. – 1966. – Т.89, вып.2. – С.287-299.
7. Суханов В. И. Трехмерные глубокие голограммы и материалы для их записи. // Оптический журнал. – 1994. – №1. – С.61-70.
8. Сахно С. В., Смирнова Т. Н., Тихонов Е. А. Характеристики голографической записи при предельно достижимых толщинах регистрирующего трехмерного материала. // ЖТФ. – 1993. – Т.63, вып.12. – С.70-79.

9. Барачевский В. А. Светочувствительные регистрирующие среды: применение в голографии. В кн.: Ю. Н. Денисюк – основоположник отечественной голографии: Сборник трудов Всероссийского семинара. // СПб: СПбГУИТМО. – 2007. – С.226-240.

10. Дмитриев А. Л. Объемные голограммы в устройствах волоконно оптических систем передачи информации. // Оптическая голография с записью в трехмерных средах. – Л.: Наука. – 1989. – С.112-117. D

11. Т. Я. Кальницкая, А. М Корсакова и др. Голограммный светоделитель на слое бихромированной желатины. // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т.67, вып.1. – С.212-214.

12. Одулов С. Г., Соскин М. С., Хижняк А. И. Лазеры на динамических решетках. // М.: Наука. – 1990.

13. B. L. Volodin, S. V. Dolgy, E. D. Melnik, E. Downs, J. Shaw, V. S. Ban. Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high power multimode laser diode and arrays by use of volume Bragg gratings // Opt. Lett., 29, 1891-1893, (2004).

14. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. // Докл. АН СССР. – 1962. – Т.144, вып.6. – С.1275-1278; Оптика и спектроскопия. Ч.I. – 1963. – Т.15, №4. – С.522-532; Оптика и спектроскопия. Ч.II. – 1965. – Т.18, №2. – С.286-293.

15. Лашков Г. И., Суханов Г. И. Полимеры реоксан – новый класс несеребряных светочувствительных материалов для голографии. // Труды ГОИ. – 1987. – Т.83, вып.197. – С.18-54.

16. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. Пер. с англ. – М., Мир, 1973. – 686 стр.

17. В. А. Барачевский. Современное состояние разработки светочувствительных сред для голографии (обзор). // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т.124, вып.3. – С.371-399.

18. Ванин В. А., Вагин Л. Н., Королев В. А. Сравнительные голографические характеристики высокоразрешающих фотопластинок. // Регистрирующие среды для голографии. – Л.: Наука. – 1975. – С.69-79.

19. Новые регистрирующие среды для голографии. // Под ред. В. А. Барачевского. – Л.: Наука. – 1983. – 199 стр.

20. Гомза Ю. П., Кузилин Ю. Е., Мельниченко Ю. Б., Шилов В. В. Механизм образования фазового контраста в регистрирующих слоях на основе бихромированной желатины. // Успехи научной фотографии. Т. XXVI. – М.: Наука, – 1990. – С.124-136.

21. Кучинский С. А., Суханов В. И., Хазова М. В. Принцип формирования голограмм в капиллярных композитах. // Оптика и спектроскопия. – 1992. – Т.72, вып.3. – С.716-730.

22. В. И. Суханов, М. В. Хазова, Н. С. Шелехов и др. Объемные фазовые голограммы в светочувствительных системах с капиллярной структурой. // Оптическая голография с записью в трехмерных средах. – Л.: Наука. – 1989. – С.86-105.

23. Яворская Н. И., Преварский С. А., Возная С. В. Спектральная сенсibilизация хромированной желатины к красному свету. // Регистрирующие среды для изобразительной голографии и кинематографии. – Л.: Наука. – 1979. – С.116-119.

24. Несеребряные фотографические процессы. // Под ред. А. Л. Картужанского. – Л.: Химия. – 1984. – 376 стр.

25. Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А. Фотохромизм и его применение. // М.: Химия. – 1977. – 277 стр.

26. Регистрирующие среды для голографии. Под ред. Н. И. Кириллова и В. А. Барачевского. – Л.: Наука. – 1975. – 165 стр.

27. Шварц К. К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. – Рига: Зинатне. – 1986. – 232 стр.

28. Тюрин А. В., Попов А. Ю., Мандель В. Е., Белоус В. М., Механизмы высокотемпературной голографической записи в материалах состава As-S. // ФТТ. – 1996. – Т.38, № 2. – С.379-390.

29. Белоус В. М., Мандель В. Е., Попов А. Ю., Тюрин А. В. Механизмы голографической записи на основе фототермического преобразования центров окраски в аддитивно окрашенных щелочно-галоидных кристаллах. // Оптика и спектроскопия. – 1999. – Т.87, №2. – С.327-332.

30. Алексеев-Попов А. В., Дьяченко Н. Г., Мандель В. Е., Тюрин А. В. Особенности записи голограмм в кристаллах KCl на основе $F \rightarrow X$ преобразования. // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т5, вып.12. – С.709-713.

31. Озолс А. О. Предельные характеристики амплитудно-фазовых голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KBr. // Изв. АН ЛатвССР. Сер. Физ. и техн. наук. – 1978, №5, – С.16 – 25.

32. В. В. Белза, Ю. Ю. Блинец и др. Оптические элементы на основе халькогенидных стекол. // Журнал прикладной спектроскопии. – 1983. – Т.39, №2. – С.295-299.

33. Чиби́сов К. В. Природа фотографической чувствительности / К. В. Чиби́сов – М.: Наука, 1980. – С.16.

34. Хонигман Б. Рост и форма кристаллов / Б. Хонигман // – М.: ИЛ: 1961. – С.15.

35. Процессы реального кристаллообразования под редакцией Н. В. Белова – М.: Наука, 1977. – С.15.

36. Belous V. M. Photographic Emulsions with Heterophase Microcrystals of "Non Silver Core – Silver Halide Shell" Type / V. M. Belous, D. G. Nizhner, V. P. Churashov // IS&T's 48th Annual Conference Imaging on the Information Superhighway May 7-11, 1995. – Washington. – P.337-340.

37. Жиров Н. Ф. Люминофоры (светящиеся твердые составы) / Н. Ф. Жиров // – М.: Оборонгиз, 1940. – 478 с.

38. Урусов С. В. Теоретическая кристаллохимия // 1987. М: Изд. МГУ, 272 с.

39. Чиби́сов К. В. Фотографическое проявление / К. В. Чиби́сов – М.: Наука. – 1989. – 208 с.

40. K. Mirofushi, A. Hirata, Y. Tsunoda et. al. // Proc. Int. Conf. of Phot. Sci., Tokyo 1967 Sec. 1.

41. Протас И. Р. Высокоразрешающие фотографические материалы / И. Р. Протас // Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр. – 1969. – Т.14, вып.3. С.209-211.

42. Подорожная Л. В. Кристаллизация и свойства однородных композиционных микрокристаллов галогенидов серебра фотографических эмульсий / Л. В. Подорожная: Автореф. дис. канд. тех. наук. – М.: ГосНИИХимФотоПроект, 1992. – 17 с.

43. Moisar E. Der Einflub Der Wachstumbedingungen suf die Kristalltracht der Silberhalogenide / E. Moisar, E. Klein, // Ber. Bunsennges. – 1963. – B.67, N 9. – S. 946-956.

44. Claes F. H., Lebeer F., Vanasche W. Cristal habit modification of AgCl by impurities determination // J. Photogr. Sci. – 1973. – V.21, N1. – P.21-39.

45. Moisar E. Formation nature and action of sensitivity center and latent image specs // Photogr. Sci. Eng. – 1981. – V.25, N 1. – P.45-50.

46. Trivelli A. P. The Silver Bromide Grain of Photographic Emulsions / A. P. Trivelli, S. E. Sheppard // 1921, Van Nostrand, N.J., Eastmen Kodak Co., Rochester.

47. Бреслав Ю. А., Уксусова В. А. Однородные фотографические эмульсии // ЖНиПФиК – 1974. – Т.2, вып.4. С.296-316.

48. Шапиро Б. И. Агрегация цианиновых красителей: фотографические проблемы // Успехи химии. – 1994. – Т.63, N3. – С.243-267.

49. Джеймс Т. Х. Теория фотографического процесса // – Л.: Химия, 1980. 672 с.

50. Гороховский Ю. Н. Спектральные исследования фотографического процесса / Ю. Н. Гороховский. – М.: Физматгиз. – 1960. 183 с.

51. Жуков С. А. Фотоиндуцированные физико-химические процессы и их сенсibilизация в микросистемах «ядро-галогенсеребряная оболочка». Автореферат док. дисс. По специальности 01.04.17. 2018. Одесса.

52. Белоус В. М. Заращивание адсорбированного красителя оболочкой галогенида серебра в гетерофазных микрокристаллах / В. М. Белоус, Д. Г. Нижнер, Н. А. Орловская, П. Г. Херсонская // Журн. Научн. и прикл. фотогр. и кинематогр. – 1990. – Т.35, вып.4. – С.299-301.

53. Белоус В. М. Люминесцентные исследования механизма спектральной сенсibilизации 1,1'-диэтил, -2,2'-цианином галогенидосеребряных фотографических эмульсий / В. М. Белоус, В. И. Толстобров, Б. И. Шапиро // Оптика и спектроскопия. – 1980. – Т.49, вып.3. – С.532-537.

54. Nizhner D. G. Preparation and Properties of Photographic Emulsions with Heterophase Microcrystals Comprising Nonsilver Cores and Silver Halide Shells / D. G. Nizhner, V. M. Belous, V. P. Churashov // J. Imag. Sci. and Techn. – 1995. – V.39, №1. – P.56-66.

55. Белоус В. М., Жуков С. А., Свиридова О. И. Особенности химической сенсibilизации фотографических эмульсий, полученных с использованием аммиака. // Химия высоких энергий. – 2005. – Т.39, №1. – С.36-38

56. Тюрин А. В. Механизм антистоксовой люминесценции галогенсеребряной эмульсии сенсibilизированной красителем / А. В. Тюрин, В. П. Чурашов, С. А. Жуков, О. В. Павлова // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т.104, № 2. – С.237-244.

57. Тюрин А. В. Взаимодействие молекулярных и полимолекулярных форм красителя / А. В. Тюрин, В. П. Чурашов, С. А. Жуков, Л. И. Манченко, Т. Ф. Левицкая // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т.104, № 2. – С.37-244.

58. В. М. Белоус. Фотографическая эмульсия с гетерофазными микрокристаллами – новая среда для записи глубоких трехмерных пропускающих голограмм / В. М. Белоус, Л. И. Манченко, А. Ю. Попов, и др. // Оптика и спектроскопия. – 1999. – Т.86, №2. – С.344-348.

59. Чурашов В. П. Принципи та властивості малосрібних фотографічних матеріалів з гетерофазними мікрокристалами для рентгенографії та голографії Автореферат дис. На здобуття ступеня канд. фіз.-мат. Наук. Одеса 2001.

60. Д. Г. Нижнер, В. М. Белоус, В. П. Чурашов и др. Малосеребряные фотографические материалы с гетерофазными микрокристаллами // Журн. научн. и прикл. фотограф. и кинематограф. – 1992. – Т.37, №2. – С.132-139.

61. Нижнер Д. Г., Белоус В. М., Чибисов К. В. Особенности проявления эмульсионных микрокристаллов типа «несеребряное ядро – светочувствительная галогенсеребряная оболочка» // Журн. научн. и прикл. фото- и кинематогр. – 1987. – Т.32, № 5. – С.391-393.

62. Ю. Е. Усанов, М. К. Шевцов, Н. Л. Кособокова, Е. А. Кириенко Механизм образования микропустотной структуры и методы получения галогенидосеребряных желатиновых голограмм // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т.71, №4. С.651-658.

63. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings. // Bell.Syst.Tech. J. – 1969, – Vol.48, № 9, – P.2909-2947.

64. Белоус В. М., Мандель В. Е., Попов А. Ю., Тюрин А. В. Определение амплитудной и фазовой модуляций в процессе трехмерной голографической записи. // Оптика и спектроскопия. – 1994. – Т.76, №1. – С.105-109.

65. Барачевский В. А., Козенков В. М. Несеребряные и необычные светочувствительные материалы для голографии и оптической обработки информации. // Сб. «Регистрирующие среды для голографии». – Л.: Наука. – 1975. – С.26-41.

66. Турухано Б. Г., Турухано Н., Методы создания двухкоординатных голографических дифракционных решеток. // Применение методов и средств голографии. – Л.: ФТИ. – 1989. – С.176-184.

67. Р. Р. Горин, С. Н. Корешев, Г. В. Семенов, В. В. Смирнов. Голограммная оптика в «ГОИ им. Вавилова». // Оптический журнал. – 1994, №1. – С.26-39.

68. Мандель В. Е., Нечаева Т. А., Попов А. Ю., Рыжков А. В., Тюрин А. В., Шугайло Ю. Б. Применение объемной стационарной решетки для амплитудной модуляции света. // Оптический журнал. – 1994, №10. – С.19-21.

69. Белоус В. М., Мандель В. Е., Попов А. Ю., Тюрин А. В., Шугайло Ю. Б. Метод измерения малых линейных перемещений в нанометровом диапазоне. // Доклады АН Украины. – 1994, №9. – С.91-94.

70. Мандель В. Е., Попов А. Ю., Тюрин А. В., Шугайло Ю. Б. Бесконтактный метод измерения линейных перемещений. // Оптический журнал. – 2003. – Т. 70, №6. – С.57-61.

71. Зеленин В. С., Мандель В. Е., Тюрин А. В. Углоизмерительное устройство на основе трехмерных дифракционных решеток. // Научное приборостроение. – 1991, вып.4. – С.95-98.

72. Дьяченко Н. Г., Мандель В. Е., Нечаева Т. А., Тюрин А. В. Светоделитель на объемной голографической дифракционной решетке. // Приборы и техника эксперимента – 1984, № 4. – С.241-242.

73. Мандель В. Е., Попов А. Ю., Тюрин А. В. Быстродействующий спектрорадиометр с голограммным оптическим элементом. // Тезисы докладов XVI Всесоюзной научно-технической конференции «Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов». – Москва. – 1993. – С.23-25.

74. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модулирования и сканирования света. – М.: Наука. 1970. – 295 стр.

75. Капичин И.И. Оптико-электронные углоизмерительные системы. – М.: Техника, 1966. – 321 с.

76. Денисюк Ю. Н., Савостьяненко Н. А., Зубрицкас В. И. Эффект частичного восстановления в объемных голограммах. // Оптика и спектроскопия 1987. – Т.63, вып.5. – С.1100-1104.

77. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 928 с.

78. В. М Белоус, В. Е. Мандель, А. Ю. Попов, А. В. Тюрин
Использование объемных дифракционных решеток в некоторых
оптико-измерительных устройствах. // Тез. Докладов 15-ой
Всесоюзной научно-технической конференции «Высокоскоростная
фотография, фотоника и метрология быстропротекающих
процессов». – М.: ВНИИОФИБ 1991ю – С.56.

79. Одулов С. Г., Соскин М. С., Хижняк А. И. Лазеры на
динамических решетках. – М.: Наука, 1990.

80. Ключков В. П., Козлов Л. Ф., Потыкевич И. В., Соскин М.
С. Лазерная анемометрия. // Справочник. – Киев: Наукова думка.
– 1985. – С.180.

81. Белоус В.М., Мандель В.Е., Попов А.Ю., Тюрин А.В.,
Заремба В.Г., Гоцульский В.Я., Сидоров В.И. Лазерный
доплеровский анемометр с голограммным оптическим элементом.
// Труды 2^{ой} региональной научно-технической выставки
«Перспектива XXI», Одесса. – 2000. – С.31.

82. Попов А. Ю. Фотостимулированные процессы в щелочно-
галоидных кристаллах и халькогенидных стеклообразных
полупроводниках при записи объемных голограмм. // Автореферат
кандидатской диссертации. – Одесса, 1995 – 19 с.

83. Гурин В. С. Сканирующая туннельная микроскопия и
регистрация информации на нанометровом уровне. // Журн. научн.
и прикл. фотографии. – 1993. – Т.38. №3. – С.67-68.

84. Давыдов В. Н. Оптическая схема интерферометра для
измерения перемещений двухкоординатного стола

литографической установки. // Оптический журнал. – 1993, №1. – С.77-78.

85. Короткевич В. П., Ханов В. А. Современные лазерные интерферометры. – Новосибирск: Наука, 1985. – 184 с.

86. Барачевский В.А., Козенков В.М. Несеребряные и необычные светочувствительные материалы для голографии и оптической обработки информации. // Сб. Регистрирующие среды для голографии под ред. Кириллова И.И. и Барачевского В.А. Л.: Наука, Ленинградское отд. 1975 г. С.26-41.

87. В.Е. Мандель, А.Ю. Попов, А.В. Тюрин Быстродействующий спектрорадиометр с голограммным оптическим элементом. // Тезисы докладов XV1 Всесоюзной научно-технической конференции «Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов», 1993, Москва, С. 23-25.

88. А.с. №1437682 (СССР). Устройство измерения угла смещения объекта. / Н.Г. Дьяченко, В.Е. Мандель, А.В. Тюрин и др. А.с. №1657948 (СССР). Дифракционный способ измерения угловых перемещений объекта / В.М. Белоус, В.Е. Мандель, А.В. Тюрин и др. – 1991.

89. А.с. №1426186 (СССР). Оптико-электронное устройство для измерения угловых перемещений и визирования. / А.В. Алексеев-Попов, Г.Я. Кивензор, Н.М. Рамишвили, А.В. Тюрин. – 1988.

90. А.с. №1696855 (СССР). Двухкоординатный оптикоэлектронный угломер. / К.А. Гарибашвили, Н.Г. Дьяченко, А.В. Тюрин и др. – 1991.

91. Марков Б.Г., Хижняк А.И., Шишков В.Ф. Угловая селективность объемных фазовых голограмм, записанных спекл-структурой. // УФЖ. – 1985. – Т.30, №4. – С.508-510.

92. Дарский А.М., Марков В.В. Объемные голограммы с опорной монодисперсной спекл-волной. // Квантовая электродинамика. – 1989. – Т.16, №3. – С.1060-1067.

**More
Books!**



yes
I want morebooks!

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.morebooks.shop

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на
www.morebooks.shop

KS OmniScriptum Publishing
Brivibas gatve 197
LV-1039 Riga, Latvia
Telefax: +371 686 204 55

info@omniscryptum.com
www.omniscryptum.com

OMNIScriptum



