

Д.П. Лукьянов
А.А. Корниенко
Б.Е. Рудницкий

ОПТИЧЕСКИЕ ***адаптивные*** **СИСТЕМЫ**

«РАДИО И СВЯЗЬ»

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Принципы построения оптических адаптивных систем	5
1.1. Общая характеристика атмосферных оптических помех	5
1.2. Принципы пространственно-временной адаптации к возмущающим полям атмосферы	9
1.3. Методы и критерии адаптивной фазовой компенсации	17
1.4. Классификация, структура и тенденции развития адаптивных систем	27
Глава 2. Теория аберраций адаптивных оптических систем	40
2.1. Оптическая передаточная функция и структурная функция аберраций	40
2.2. Статистические показатели и критерии качества адаптивной коррекции	45
2.3. Базисы функций и статистика коэффициентов разложения волновых фронтов	48
2.4. Качество адаптивной фокусировки при зональной коррекции искажений	60
2.5. Оптическая передаточная функция при модальной и зонально-модальной аппроксимации	67
2.6. Результаты экспериментальных исследований качества адаптивной коррекции	76
Глава 3. Принципы организации управления фокусировкой излучения	80
3.1. Постановка задачи	80
3.2. Связь между операторами и динамическими характеристиками одиночного контура и многоконтурной системы адаптивной оптики	84
3.3. Оптимальная обработка сигналов при фазовом сопряжении	87
3.4. Оптимизационные алгоритмы адаптивного управления излучением в векторном пространстве	93
Глава 4. Синтез систем фокусировки излучения на движущийся объект	99
4.1. Исходные предпосылки	99
4.2. Синтез системы фокусировки методами фазового сопряжения	104
4.3. Синтез системы фокусировки при апертурном зондировании	112
4.4. Самонастройка в синтезированных системах адаптивной оптики	115
Глава 5. Статистическая динамика адаптивных оптических систем	118
5.1. Основные особенности моделей адаптивных оптических систем	118
5.2. Статистическая динамика адаптивных систем фокусировки при точечном объекте наблюдения	128
5.3. Влияние запаздывания сигналов на динамику систем адаптивной оптики	136
5.4. Моделирование режимов селекции бликов объекта по яркости	141

5.5. Адаптивное формирование изображений с временным разделением информационного и опорного полей	150
Глава 6. Адаптивные методы в лазерных системах видении и фокусировки при наблюдении протяженных объектов	154
6.1. Распад лазерного пучка при адаптивной фокусировке	154
6.2. Эффекты «перемножения» и «консервации» изображений	161
6.3. Методы получения изображений с использованием информации о форме излучаемых пучков	169
6.4. Энтропия световых пучков и когерентность излучения	176
6.5. Метод максимизации резкости и энтропии оптических пучков	183
6.6. Информационно-энергетические критерии адаптивного управления когерентным излучением	189
6.7. Эффективность адаптивного видения и фокусировки с использованием критериев резкостно-энтропийного типа	194
Глава 7. Адаптация пространственной структуры лазерных информационно-измерительных комплексов	203
7.1. Постановка задачи	203
7.2. Общие закономерности распределения облачности в различных районах земного шара	203
7.3. Пространственно-временные статистические характеристики облачности	206
7.4. Модели пропускания облачности и вероятностные характеристики сеанса наблюдений	212
7.5. Элементы синтеза структуры комплекса лазерных систем	217
7.6. Воздействие на атмосферные процессы и повышение эффективности применения ЛИИС	221
Приложение. Распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере	224
Список литературы	230

Лукьянов Д. П., Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е. Оптические адаптивные системы / Под ред. Д. П. Лукьянова. — М.: Радио и связь, 1989. — 240 с.: ил. — ISBN 5-256-00244-9.

Изложены теоретические основы и принципы построения лазерных информационно-измерительных систем и комплексов с адаптивной пространственной структурой. Основное внимание уделено системам с адаптивной оптикой: исследованию качества коррекции атмосферных фазовых искажений и особенностей динамики, способам повышения эффективности процессов адаптивной фокусировки и видения при наблюдении протяженных объектов, оптимизации характеристик и статистическому синтезу адаптивных систем в режиме слежения за объектами. Рассмотрены возможности оптических комплексов, пространственно-временная структура которых адаптируется к стохастической структуре облачных полей.

В рамках статистической теории аберраций на основе спектрального подхода исследовано качество адаптивной коррекции при зональном, модальном и комбинированном управлении волновыми фронтами. Вопросы синтеза адаптивных систем фокусировки рассмотрены с учетом некоторой априорной информации об относительном перемещении объекта наблюдения. Сформулированы информационно-энергетические критерии адаптивного управления когерентными полями (числом их степеней свободы), максимизирующие интенсивность (резкость) и энтропию принимаемых световых пучков и полей в некоторой области. Оценена на моделях их эффективность при получении изображений протяженных объектов и фокусировке излучения на них.

Для научных работников в области радиоэлектроники, оптики, приборостроения. Может быть рекомендована инженерам и аспирантам.

Табл. 14. Ил. 111. Библиогр. 149 назв.

Рецензенты: доктор техн. наук, проф. И. Н. Троицкий, доктор техн. наук, проф. В. П. Васильев

Редакция литературы по радиотехнике и электросвязи

Λ $\frac{2302030500-182}{046 (01) - 89}$ 23-89

ISBN 5-256-00244-9 © Лукьянов Д. П., Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е., 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

Уникальные свойства когерентного оптического излучения определили высокие темпы развития и практического применения лазерных информационных и измерительных средств в самых различных областях народного хозяйства. Это прежде всего относится к локационным измерительным системам, системам получения изображений, системам лазерной связи, голографическим средствам и др. Достигнуты значительные успехи в разработке лазерных средств в реальных условиях в значительной степени определяется свойствами тех возмущающих сред, которые, как правило, разделяют передающую и приемную части системы или систему и наблюдаемый материальный объект. Примером возмущающей среды является атмосфера Земли с неоднородностями различной природы и масштабов (облачных, аэрозольных, турбулентных и т. п.), которые ослабляют и искажают оптический сигнал [1—10]. Возмущающее действие реальных сред и аберраций оптических телескопов в ряде практических применений лазерных систем настолько существенно, что может привести к их неработоспособности или так изменить характеристики, что они станут значительно отличаться от предельно достижимых. В частности, турбулентная атмосфера ограничивает угловое разрешение наземных оптических телескопов до одной угловой секунды.

Для приближения характеристик лазерных средств к потенциально достижимым используют пространственно-временную адаптацию их структуры к возмущениям, реализуемую на различных иерархических уровнях. Для компенсации искажений сигнала в реальном масштабе времени, обусловленных рассеянием на турбулентных микрон неоднородностях, широко применяют методы и средства адаптивной оптики [37—48]. Чтобы исключить экранирующее действие облачных неоднородностей макромасштаба, в пространственную структуру оптического комплекса вводят дополнительные средства и используют адаптивное управление числом пространственно-разнесенных оптических пунктов (степеней свободы) и геометрией их расположения от сеанса к сеансу наблюдения [11, 29]. Объединяя термином «адаптивные оптические системы» оба уровня этих систем, в дальнейшем будем преимущественно его применять к системам адаптивной оптики.

В настоящее время теоретическим и экспериментальным исследованиям адаптивных оптических систем посвящено значительное число работ, причем в основе реализованных в таких системах алгоритмов адаптивной фазовой компенсации искажений лежит, как правило, предположение о точечности и неподвижности исследуемого объекта. На практике при решении двух традиционных оптических задач — получении изображений и фокусировке излучения — исследователь имеет дело с движущимися и протяженными объектами, что предполагает поиск новых методов, критериев и алгоритмов адаптивного управления лазерным излучением. Появившиеся новые результаты как в области теории, так и в области конструктивных решений и практического применения адаптивных оптических систем (и прежде всего для наблюдения за движущимися и протяженными объектами) требуют дальнейшего их обобщения и систематизации. Этому в основном и посвящена предлагаемая книга.

Главы 1 и 7 написаны совместно А. А. Корниенко и Д. П. Лукьяновым, гл. 2, 6, приложение — А. А. Корниенко, гл. 3, 4 — Б. Е. Рудницким, гл. 5 — совместно А. А. Корниенко и Б. Е. Рудницким.

Глава 1.

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ АДАПТИВНЫХ СИСТЕМ

1.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА АТМОСФЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОМЕХ

Высокие потенциальные возможности лазерных информационных и измерительных систем, обусловленные прежде всего высокой пропускной способностью и высокими точностными характеристиками, в значительной степени ограничиваются условиями распространения световых волн в реальных материальных средах, в частности в атмосфере. Возмущающие поля атмосферы (облачные, аэрозольные, турбулентные) ослабляют оптический сигнал и вызывают его искажение на неоднородностях показателя преломления и других рассеивателях (рис. 1.1). Энергетическое ослабление



Рис. 1.1. Классификация возмущающих полей атмосферы, эффектов их взаимодействия с оптическими полями и возникающих при этом помех

обусловлено, с одной стороны, поглощением оптического излучения атмосферными газами, а с другой — молекулярным и аэрозольным рассеянием. Флуктуации фазы и амплитуды оптической волны, вызванные турбулентными вихрями (неоднородностями показателя преломления) воздуха, нарушают пространственную когерентность, приводят к уширению и блужданию лазерного пучка, пространственно-временным флуктуациям интенсивности, т. е. к пространственно-временной модуляции принимаемого сигнала. Рассмотренные оптические помехи составляют поле мультипликативных помех, которые значительно снижают эффективность функционирования лазерной информационно-измерительной системы (ЛИИС).

При взаимодействии оптического сигнала с атмосферой возникают аддитивные помехи прямого и обратного рассеяния, уменьшающие динамический диапазон приемника и тем самым ухудшающие технические характеристики ЛИИС. На характеристики ЛИИС существенно влияют также аддитивные фоновые помехи, вызванные собственным излучением атмосферы и Земли, излучением Солнца или рассеянием оптического излучения Луной, подстилающей поверхностью и другими посторонними источниками [1—4].

Энергетическое ослабление на рис. 1.1 отнесено к мультипликативным помехам на том основании, что коэффициент спектрального пропускания (прозрачности) атмосферы

$$Z(\lambda) = \exp(-\alpha(\lambda)L) \quad (1.1)$$

в приближении закона Бугера является сомножителем в интенсивности принимаемого сигнала $I(\lambda) = I_0(\lambda)Z(\lambda)$. Здесь $\alpha(\lambda)$ — коэффициент суммарного ослабления атмосферы на длине волны λ , выраженный в км^{-1} или в дБ/км ($\alpha [\text{дБ/км}] = 4,34\alpha [\text{км}^{-1}]$), L — длина однородного атмосферного участка (слоя возмущающего поля), $I_0(\lambda)$ — интенсивность излучения на входе ослабляющего слоя. В табл. 1.1 приведены значения $\alpha(\lambda)$ для прозрачной атмосферы и основных ее возмущенных состояний, которые свидетельствуют о значительном ослаблении оптического излучения облачными и аэрозольными полями. Облачные поля выделены из аэрозольных вследствие их больших различий в коэффициентах ослабления, пространственных размерах и времени существования.

На оптический канал сильнее всего влияет экранирующее действие облачных неоднородностей, которые характеризуются коэффициентами ослабления в десятки и сотни децибел на километр и значительными пространственными и временными масштабами. Вертикальная толщина облачных неоднородностей и вертикальная протяженность их полей колеблются от нескольких сотен метров до нескольких километров, что приводит к интегральным коэффициентам вертикального ослабления $\alpha(\lambda)L$ порядка сотен и даже тысяч децибел, т. е. облака являются практически непрозрачными экранами. Внутренний горизонтальный масштаб — размер облаков и облачных образований — изменяется от 10 м до 10 км, а внеш-

Таблица 1.1
Коэффициент ослабления $\alpha(\lambda)$, дБ/км [2, 3]

λ , км	Состояние атмосферы				
	Чистая атмосфера	Дымка	Туман	Облака	
				слоистые	кучевые
0,5	< 1	≈ 10	10...300	300...550	90...300
10,6	$\approx 0,4$	≈ 1	1...180	300...600	50...200

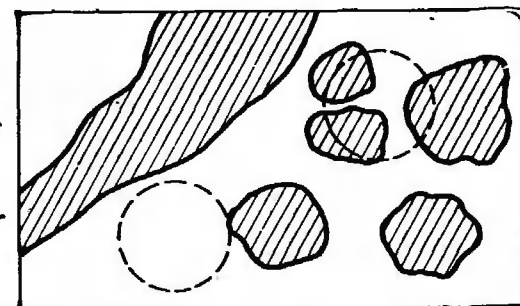


Рис. 1.2. Модель облачной атмосферы в виде непрозрачных экранов над пунктами размещения ЛИИС

ний, характеризующий размер облачного поля, достигает сотен и даже тысяч километров. Время жизни полей облачных неоднородностей составляет от нескольких часов до нескольких суток, а отдельных облачных образований — от десятков до сотен минут. Облачные поля относятся к возмущающим полям макро- и мезомасштаба [5—7].

Значительно меньшими значениями коэффициента ослабления, а также пространственных и временных масштабов характеризуются аэрозольные поля — туманы, дымки и т. п. Наибольшее затухание среди аэрозольных полей наблюдается в туманах (десятки децибел на километр). Вертикальная протяженность туманов обычно не превышает сотен метров, гораздо реже — единиц километров, а их горизонтальная протяженность над сушей может составлять десятки километров [2].

В чистой атмосфере определяющим становится влияние мультипликативных помех, обусловленных рассеянием оптического сигнала на турбулентных неоднородностях различного масштаба. Минимальный и максимальный размеры турбулентных неоднородностей составляют примерно 1 мм и 1...100 м, а время жизни неоднородностей минимального размера достигает единиц миллисекунд. Соответствующие им интервалы пространственной и временной корреляции фазовых и амплитудных флуктуаций оптических полей изменяются от нескольких единиц до десятков сантиметров и от единиц до десятков миллисекунд в видимом диапазоне [8—10]. При этом интервалы пространственной корреляции становятся соизмеримыми или значительно меньшими размеров передающих и приемных апертур (телескопов).

Кратко остановимся на используемых в дальнейшем статистических моделях атмосферных возмущений различных масштабов (подробнее см. § 7.3 и приложение). Сильное ослабление оптического излучения облачными неоднородностями позволяет отказаться от моделей пропускания, учитывающих тонкую структуру облачности и ее микрооптические свойства. В этих условиях эффективность функционирования ЛИИС существенно зависит от пространственно-временной структуры облачных полей [11]. Поэ-

тому при модельном представлении облачных образований целесообразно рассматривать их в виде совокупности непрозрачных экранов или зерен с коэффициентом пропускания $Z=0$, между которыми расположены области достаточной прозрачности ($Z=1$). На рис. 1.2 облачное поле представлено плоскопараллельным экраном с $Z=1$, на котором случайным образом разбросаны непрозрачные зерна ($Z=0$). Аналогичная модель используется при исследовании зернистости фотопленки [12]. На экране штриховой линией ограничена зона оптического контакта или отверстие эквивалентной диафрагмы, за которой с помощью приемника (ЛИИС) регистрируется излучение.

Под зоной оптического контакта, или зоной видимости, здесь понимается совокупность всех видимых из данного пункта точек на высоте нижней границы облачного поля. Размеры определенной таким образом зоны достигают нескольких сотен километров. Они соизмеримы с размерами облачных полей мезомасштаба, среди которых наиболее распространены поля кучевой облачности, и значительно меньше горизонтальной протяженности (единицы тысяч километров) облачных полей макромасштаба [5].

Пространственно-временное распределение облачных неоднородностей над пунктом размещения ЛИИС, и прежде всего степень покрытия неба облаками и частота их появления над пунктом, определяют вероятностные характеристики сеанса наблюдения. В метеорологии соответственно используются величины: количество облачности, измеряемое в баллах (от нуля до десяти через один балл), и повторяемость облачных полей различной балльности (градаций). Эти характеристики по существу представляют собой результат усреднения коэффициента пропускания $Z(r)$ облачного поля по площади зоны оптического контакта ($\tilde{Z}$) и на определенном временном интервале (как правило, за месяц). Очевидно, что для полей сплошной облачности ($Z(r)=\tilde{Z}=0$) представляют интерес лишь временные среднестатистические характеристики случайных импульсных потоков [13], моделирующих их динамику над пунктом наблюдения.

Слой турбулентной атмосферы в протяженных наклонных или вертикальных каналах в большинстве случаев моделировался тонким фазовым (или амплитудно-фазовым) экраном, расположенным у приемной или передающей апертуры. Вертикальная протяженность атмосферного турбулентного слоя учитывалась лишь тогда, когда становились существенными анизопланатические эффекты. Некоторые вопросы распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере рассмотрены в приложении. Более подробные сведения о статистических характеристиках световых волн, распространяющихся в случайно-неоднородных средах, можно найти в [1—4, 8—10, 14—20].

1.2. ПРИНЦИПЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ АДАПТАЦИИ К ВОЗМУЩАЮЩИМ ПОЛЯМ АТМОСФЕРЫ

Наиболее сильно влияние атмосферы проявляется в протяженных оптических каналах, например наземных горизонтальных трассах или каналах «космос — Земля» и «Земля — космос», которые используются для астрономических наблюдений, передачи информации, траекторных измерений, лазерной локации Луны и решения других задач, связанных с получением координатной и некоординатной информации [11, 18, 21—30]. Для повышения эффективности функционирования оптических информационных и измерительных систем в атмосферных каналах используют ряд методов, таких, как выбор оптимальных параметров системы, пространственно-разнесенный прием, комплексирование средств СВЧ и оптического диапазонов, целенаправленное изменение свойств оптического канала, адаптация к возмущениям сигналов и др.

Применение адаптивных методов и систем является одним из наиболее эффективных (иногда в сочетании с другими) способов ослабления возмущающего действия атмосферы.

Под адаптацией понимается свойство системы целенаправленно изменять параметры и структуру по мере поступления информации об изменении внешних условий функционирования или параметров самой системы с целью достижения оптимальных характеристик. Для этого в адаптивных системах непрерывно контролируются параметры внешней среды и самой системы и вводится тот или иной вид избыточности [31, 32].

Рассмотренные атмосферные помехи являются в основном пространственно-временными. В результате возмущенная ими волна характеризуется большим числом пространственных степеней свободы, определяемых отношением размеров приемной или передающей апертуры к интервалу пространственной корреляции возмущений. Число степеней свободы возмущенного оптического поля в пространстве и во времени характеризует степень селективности атмосферного канала в пространственно-временном континууме.

Высокая степень пространственной селективности атмосферных каналов, неоднородность и нестационарность возмущений предполагает введение избыточных степеней свободы в структуру приемных или передающих фильтров — апертур оптических систем и комплексов, а также адаптивное управление степенями свободы. Поэтому реализация высоких потенциальных возможностей лазерных средств связывается с применением методов пространственно-временной адаптации параметров излучаемых или принимаемых оптических полей до их регистрации приемником. В зависимости от масштабов атмосферных неоднородностей и пространственно-временных характеристик их полей, а также эффектов их взаимодействия с оптическими волнами задача повышения эффективности оптических информационных и измерительных систем на основе пространственно-временной адаптации должна решать-

ся на различных иерархических уровнях: на уровне отдельной системы и на уровне комплекса лазерных средств.

Адаптивное управление пространственной структурой оптического комплекса. Наиболее высокий системный уровень, являющийся определяющим, связан с выбором способов применения и синтезом адаптивной пространственной структуры оптических комплексов, оптимально согласованных со стохастической структурой возмущающих, прежде всего облачных, полей и динамикой движения наблюдаемых объектов, например ИСЗ [11, 29]. Этот уровень предполагает введение структурной избыточности (использование пространственно-разнесенных по территории и по высоте приземного слоя атмосферы оптических систем или их приемных элементов) в комплекс и адаптивное управление пространственной структурой комплекса от сеанса к сеансу наблюдения. Здесь адаптивное управление пространственной структурой сводится к автоматическому выбору из N избыточных оптических пунктов, рассредоточенных в пределах некоторой территории, требуемой (в зависимости от решаемых ЛИИС задач) совокупности N' пунктов с наилучшими метеоусловиями по результатам прогнозирования или текущей оценки состояния атмосферы. Критерием такой простейшей адаптации к облачным и аэрозольным полям является выбор одного или нескольких (N') пунктов с максимальной прозрачностью $\tilde{Z}$ над ними, т. е. соответственно

$$\max \{\tilde{Z}_1, \tilde{Z}_2, \dots, \tilde{Z}_i, \dots, \tilde{Z}_N\}, \quad (1.2a)$$

$$\max \{Z'_1, Z'_2, \dots, Z'_k, \dots, Z'_M\}, \quad (1.2b)$$

где $Z'_k = \prod_{i=1}^{N'} \tilde{Z}_i$, N — избыточное или максимально возможное число степеней свободы комплекса, определяемое числом интервалов корреляции облачности, приходящихся на заданную территорию; $M = C_N^{N'} = N! / (N - N')! N'!$ — число возможных комбинаций пунктов, определяемое числом сочетаний из N по N' .

Для модели облачной атмосферы в виде экрана с прозрачными и непрозрачными областями (рис. 1.2) критерий (1.2a) эквивалентен критерию выбора с помощью регистрирующей диафрагмы участка экрана (размеры которого равны размерам зоны оптического контакта) с максимальной интенсивностью сигнала $I_i = I_0 \tilde{Z}_i$ от бесконечно удаленного источника излучения, т. е.

$$\max \{I_1, I_2, \dots, I_i, \dots, I_N\}. \quad (1.3)$$

Если необходимо формировать структуру комплекса для нескольких сеансов наблюдения или связи на значительных временных интервалах с использованием результатов прогноза, следует применять более сложные критерии адаптации. При этом оптимизационную задачу (задачу оптимального планирования) можно решать методами линейного программирования [33].

Дополнительные адаптивные возможности связаны с изменением прозрачности облачной атмосферы над пунктами размещения ЛИИС за счет ее локального рассеяния с помощью химических реагентов [34, 35]. Представляется перспективным также просветление облачной среды под действием интенсивного лазерного излучения [36]. Однако методы целенаправленного изменения прозрачности облачных или аэрозольных образований эффективны лишь при их определенной структуре и параметрах, например, рассеяние с помощью химических реагентов возможно лишь при низких (отрицательных) температурах облаков [35].

При реализации адаптивного управления структурой комплекса можно использовать принцип сканирующей диафрагмы, получивший распространение при исследовании зернистости фотопленки [12]. В соответствии с ним подвижная ЛИИС со средствами зондирования атмосферы перемещается в пределах некоторой ограниченной территории, например в пределах десятков и даже сотен километров. Эти расстояния соизмеримы с интервалами пространственной корреляции ослабляющих полей мезомасштаба (кучевой облачности, туманов и т. п.).

Обычно за достаточно короткое время трудно перемещать ЛИИС на расстояния, соизмеримые с размерами облачных полей макромасштаба (сотни и единицы тысяч километров). Поэтому практическая реализация адаптивного управления структурой комплекса от сеанса к сеансу связи основывается на принципе пространственного разнесения стационарных лазерных средств (пунктов) на значительные расстояния (в сотни и тысячи километров), что, как отмечалось, предполагает введение структурной избыточности в комплекс. Основную роль при синтезе избыточной пространственной структуры (т. е. при определении геометрии расположения и числа оптических пунктов со стационарными и подвижными лазерными средствами) играют статистически усредненное пространственно-временное распределение облачных полей макро- и мезомасштаба и их корреляционные характеристики.

Адаптивная фазовая компенсация. На более низком уровне (уровне отдельной оптической системы) одним из эффективных путей уменьшения возмущающего действия турбулентных неоднородностей является применение быстро развивающихся в последние годы методов адаптивной пространственно-временной компенсации искажений оптического сигнала [11, 37—42]. Сущность адаптивных методов заключается в автоматической коррекции амплитуды и фазы волны в плоскости передающей (приемной) апертуры на основании информации об их искажениях для оптимизации некоторых критериев качества функционирования оптической системы. Большинство задач связано с максимизацией интенсивности или некоторых функционалов интенсивности для получения наилучшей фокусировки излучения (выделения опорного точечного источника на объекте, повышения отношения сигнал-шум и улучшения других энергетических характеристик) и неискаженного изображения объекта. Технические трудности реализа-

ции амплитудно-фазовой коррекции, а также то обстоятельство, что в ряде случаев основные ограничения работы лазерных систем обусловлены фазовыми флуктуациями, привели к преимущественному развитию методов адаптивной фазовой компенсации [43—48].

Рассмотрим теоретические предпосылки адаптивной фазовой компенсации, ориентируясь на лазерные локационные системы фокусировки и системы формирования изображения. В ее основе лежит принцип фазового сопряжения принятой (отраженной или сформированной точечным источником) и излученной волн, основанный на свойствах линейности, взаимности и квазистационарности («замороженности») турбулентной атмосферы. В приближении геометрической оптики его можно проиллюстрировать рис. 1.3, где в плоскости a — a сплошной линией изображен фронт плоской зондирующей волны до входа в случайно-неоднородную среду, а также показаны искаженный фазовый фронт $\varphi(\rho_1)$ после прохождения среды. Если теперь искаженную волну послать обратно по тому же самому пути, заменив фазу этой волны $\varphi(\rho_1)$ на $\Phi(\rho_1) = -\varphi(\rho_1)$, то благодаря взаимности и «замороженности» среды волна на ее выходе восстановит свой первоначальный неискаженный фазовый профиль (штриховая линия).

При адаптивной фокусировке в плоскости приемно-передающей апертуры корректируется волновой фронт $\Phi_k(\rho_1)$ излучаемого поля, комплексная амплитуда которого

$$u_n(\rho_1) = a_n \exp[-i\Phi_k(\rho_1)] = a_n h_k(\rho_1), \quad (1.4)$$

где a_n — действительная амплитуда излучаемого поля,

$$h_k(\rho_1) = \exp[-i\Phi_k(\rho_1)] \quad (1.5)$$

— оператор, описывающий корректирующее воздействие.

Поле в плоскости объекта определяется уравнением Гюйгенса—Френеля (П. 10), обобщенным на случайно-неоднородные среды. С учетом возможности адаптивного управления (в бесконеч-

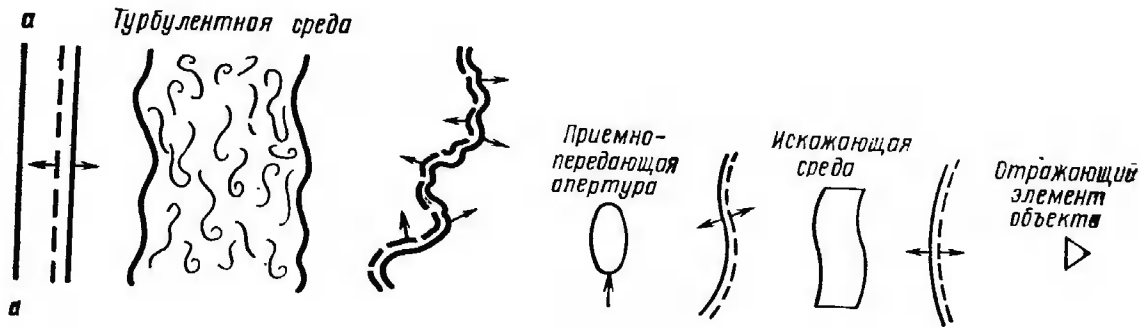


Рис. 1.3. Иллюстрация принципа фазового сопряжения

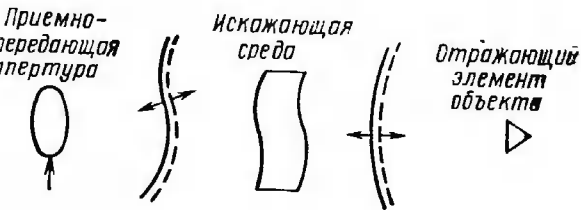


Рис. 1.4. Схема компенсации турбулентных искажений методом фазового сопряжения при адаптивной фокусировке

ной полосе пространственных и временных частот) это уравнение приобретает вид

$$u(\rho_2) = \int_{-\infty}^{\infty} a_n h_k(\rho_1) H(\rho_2, \rho_1) d\rho_1 = a_n \int_{-\infty}^{\infty} h_k(\rho_1) h_a(\rho_1) H_0(\rho_2, \rho_1) d\rho_1, \quad (1.6)$$

где $H(\rho_2, \rho_1)$, $H_0(\rho_2, \rho_1)$ — функции Грина соответственно для случайно-неоднородной среды и свободного пространства, описываемые соотношениями (П. 12) и (П. 9); $h_a(\rho_1)$ — оператор возмущений, определяемый (П. 19) в пренебрежении амплитудными флуктуациями.

Если используется функция Грина вида (П. 21), описывающая дифракцию Фраунгофера, то с учетом соотношений (1.4) и (1.5) уравнение Гюйгенса — Френеля

$$u(\rho_2) = \frac{a_n k \exp(ik\rho_2^2/2z)}{2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{ik\rho_2\rho_1}{z} + i[\varphi(0, \rho_1) - \Phi_k(\rho_1)]\right\} d\rho_1. \quad (1.7)$$

При выполнении условия фазового сопряжения принятой (возмущенной) и излученной (скорректированной) волн соответственно для операторов и для фаз (с учетом знака минус перед фазой Φ_k в операторе коррекции h_k и в уравнении (1.7)):

$$h_k(\rho_1) = h_a^*(\rho_1), \quad (1.8)$$

$$\Phi_k(\rho_1) = \varphi(0, \rho_1) = \varphi(\rho_1), \quad (1.9)$$

поле в плоскости объекта

$$u(\rho_2) = \frac{k}{2\pi iz} \exp\left[\frac{ik}{2z} \rho_2^2\right] \int_{-\infty}^{\infty} a_n \exp\left(-\frac{ik}{z} \rho_2 \rho_1\right) d\rho_1. \quad (1.10)$$

Выражение (1.10) описывает поле дифракционно-ограниченного или предельно сфокусированного пучка. Отметим, что идеальная адаптивная фазовая компенсация, связанная с выполнением условий (1.8) или (1.9), приводит к наилучшей фокусировке пучка, когда объект находится в зоне Фраунгофера, а в плоскости приемно-передающей апертуры возмущается и корректируется фазовый фронт плоской волны. Если точечный объект расположен в зоне Френеля, то скорректированный волновой фронт излучаемого поля должен быть сопряжен с возмущенной сферической волной.

Рассмотрим принцип фазосопряженной адаптивной компенсации искажений волнового фронта в локационной системе фокусировки (рис. 1.4). Пусть через искажающую среду распространяется зондирующая, например сферическая, волна, отраженная от точечного объекта, расположенного в точке с координатами $\{R, \rho_{20} = 0\}$. Турбулентная среда вносит в нее фазовые искажения, описываемые комплексной фазой $\Psi(\rho_1, 0) \approx \varphi(\rho_1, 0)$. Принимаемое поле

в плоскости приемно-передающей апертуры, исходя из физического смысла, характеризуется функцией Грина (П. 20), т. е.

$$u_n(\rho_1) = H(\rho_1 - \rho_{20}) = \frac{k}{2\pi i R} \exp \left[\frac{ik}{2R} (\rho_1 - \rho_{20})^2 + i\varphi(\rho_1, 0) \right] = \frac{k}{2\pi i R} \exp \left[\frac{ik}{2R} \rho_1^2 + i\varphi(\rho_1, 0) \right]. \quad (1.11)$$

Функция Грина вида (П. 20) справедлива в области дифракции Френеля, и множитель $\exp[ik\rho_1^2/2R]$ в (1.11) описывает сферическую волну, распространяющуюся в вакууме. Если измерять фазовое распределение принятой волны и формировать на управляемой передающей апертуре волновой фронт

$$\Phi_k(\rho_1) = k\rho_1^2/2R + \varphi(\rho_1), \quad (1.12)$$

фаза которого (с учетом знака Φ_k в операторе коррекции h_k) сопряжена с фазой принятого возмущенного волнового фронта, то излученное поле будет определяться соотношением (1.10), т. е. предельно сфокусируется на объекте. Если величиной $ik\rho_1^2/2R$ в (1.11) можно пренебречь, что характерно для дифракции Фраунгофера, то, как и следовало ожидать, скорректированный волновой фронт (1.12) сопрягается лишь с фазовыми флуктуациями среды, т. е. описывается условием фазового сопряжения (1.9).

При этом интенсивность сигнала на объекте

$$I(\rho_{20}) = |u(\rho_{20})|^2 \quad (1.13)$$

максимальна и на оси пучка равна

$$I(\rho_{20}=0) = (a_n S/\lambda R)^2,$$

где S — площадь передающей (или приемно-передающей) апертуры. Максимизация интенсивности в плоскости объекта может служить критерием качества адаптивной фокусировки. Следовательно, цели адаптивной фазовой компенсации в задачах фокусировки (получению дифракционно-ограниченного пучка на объекте) соответствуют физические принципы фазового сопряжения и максимизации интенсивности, которые отнесем к энергетическому принципу адаптивного управления излучаемым полем.

На практике доступной для измерения является интенсивность отраженного от объекта поля. Поэтому для выбора такого критерия адаптивной фокусировки, который можно измерить, важно установить связь между значением интенсивности поля на объекте и значением интенсивности или некоторого функционала интенсивности рассеянного поля в плоскости приемно-передающей апертуры. Эта связь наиболее проста для точечного отражателя, когда максимизация интенсивности поля на точечном объекте приводит и к максимизации интенсивности принимаемого поля

$$I(\rho_1) = I(\rho_2) |H(\rho_1, \rho_2)|^2. \quad (1.14)$$

Критерий $\max I(\rho_1)$ используется при организации управления в большинстве адаптивных систем фокусировки. Для протяженных объектов эта связь сложнее (подробнее см. в § 1.3 и гл. 6).

В оптических системах с управлением принимаемой волной (системы формирования изображения, дифракционно-ограниченные приемники и др.) используется принцип адаптивной фазовой компенсации, аналогичный принципу фазового сопряжения. Рассмотрим особенности компенсации искажений при получении лазерного изображения, не конкретизируя метода их анализа, на примере адаптивного формирования оптического изображения (рис. 1.5). Расстояние z_1 от линзы до плоскости, где формируется изображение, связано с фокусным расстоянием линзы и дальностью до объекта $z=R$ соотношением

$$f_n^{-1} = R^{-1} + z_1^{-1}. \quad (1.15)$$

Действие идеально тонкой линзы на проходящее через нее поле сводится к тому, что его комплексная амплитуда умножается на оператор

$$h_n(\rho_1) = \exp[-ik|\rho_1|^2/2f_n]. \quad (1.16)$$

Турбулентная среда характеризуется комплексной фазой $\Psi(0, \rho_1)$, описываемой соотношением (П. 17), в которой будем пренебрегать флуктуациями уровня $\chi(\rho_1)$, т. е. $\Psi(\rho_1) = i\varphi(\rho_1)$. При адаптивной компенсации используется корректирующее воздействие вида (1.5), соответствующее условию фазового сопряжения (1.9). Опорный точечный источник должен располагаться в одной изопланатической области с объектом или искусственно создаваться на самом объекте. Покажем, что условие (1.9) является условием получения неискаженного изображения точечного или протяженного объекта. Если объект с комплексной функцией отражения $h_0(\rho_2)$ освещается полем $u(\rho_2)$, то отраженное поле

$$u_{отр}(\rho_2) = h_0(\rho_2) u(\rho_2) \quad (1.17)$$

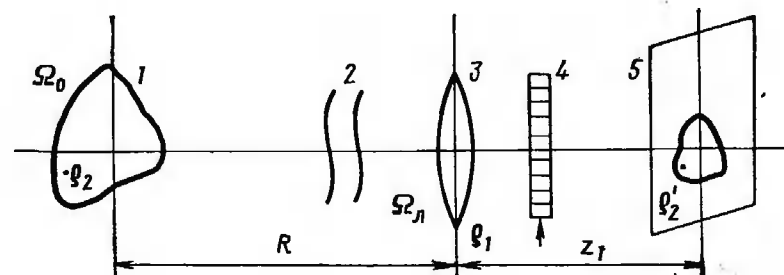
в поле в плоскости линзы

$$u_n(\rho_1) = \int_{\Omega_0} u_{отр}(\rho_2) H(\rho_1 - \rho_2) d\rho_2, \quad (1.18)$$

где передаточная функция (функция Грина) среды $H(\rho_1 - \rho_2)$ определяется формулой (П.12), Ω_0 — контур объекта.

Комплексная амплитуда поля $h_n(\rho_1) h_k(\rho_1) u_n(\rho_1)$, прошедшего линзу и адаптивный корректор, в плоскости изображения с учетом

Рис. 1.5. Схема адаптивной компенсации искажений при формировании изображений: 1 — объект; 2 — турбулентная среда; 3 — тонкая линза; 4 — управляемый корректирующий элемент; 5 — плоскость изображения



выражений (П. 11) и (1.18) принимает вид

$$u(\rho'_2) = \int_{\Omega_L} u_n(\rho_1) h_n(\rho_1) h_k(\rho_1) H(\rho'_2 - \rho_1) d\rho_1 = \\ = \int_{\Omega_0} \int_{\Omega_L} u_{отр}(\rho_2) H(\rho_1 - \rho_2) H_1(\rho'_2 - \rho_1) h_n(\rho_1) h_k(\rho_1) d\rho_1 d\rho_2, \quad (1.19)$$

где Ω_L — раскрыв входного зрачка линзы площадью S ; H_1 — функция H_0 , но при $z=z_1$ (см. П. 9).

Раскрывая передаточные функции H , H_1 , h_n , h_k при условии (1.15) и условии идеальной коррекции (1.9), преобразуем (1.19) к виду

$$u(\rho'_2) = -\frac{S}{\lambda^2 R z_1} \int_{\Omega_0} \int_{\Omega_L} u_{отр}(\rho_2) \exp \left[\frac{ik}{2R} (\rho_1 - \rho_2)^2 + \frac{ik}{2z_1} (\rho'_2 - \rho_2)^2 - \right. \\ \left. - \frac{ik}{2f_n} \rho_1^2 \right] d\rho_1 d\rho_2 = K \int_{\Omega_0} u_{отр}(\rho_2) \exp \left(i \frac{k}{2R} |\rho_2|^2 \right) h_n^* \left(\rho_2 + \frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) d\rho_2, \quad (1.20)$$

где

$$h_n \left(\rho_2 + \frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) = \frac{1}{S} \int_{\Omega_L} \exp \left[i \frac{k}{R} \left(\rho_2 + \frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) \rho_1 \right] d\rho_1, \quad (1.21)$$

K — множитель, описывающий сферическую волну с определенными параметрами.

Площадь области, в пределах которой сосредоточены основные значения функции h_n^* , по порядку величины равна площади одного элемента разрешения, обеспечиваемого данной линзой. Если функция $u_{отр}(\rho_2) \exp(ik|\rho_1|^2/2R)$ является достаточно плавной по сравнению с функцией h_n^* и число элементов разрешения, приходящихся на область Ω_0 ,

$$M_0 = S_0 S / (\lambda R)^2 \gg 1,$$

где S_0 — площадь объекта, то выражение (1.20) приводится к виду [4]

$$u(\rho'_2) = -\frac{z_1}{R} K' u_{отр} \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) = \\ = -\frac{z_1}{R} K' h_0 \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) u \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_2 \right). \quad (1.22)$$

Из этого соотношения следует, что с точностью до комплексного множителя K' , соответствующего сферической волне, комплексная амплитуда поля с учетом масштабного преобразования оказывается подобной комплексной амплитуде отраженного поля в плоскости объекта. Появляющийся при этом масштабный коэффициент равен $(-z_1/R)$.

Таким образом, адаптивная фазовая компенсация вида (1.9) позволяет восстанавливать неискаженное изображение объекта. В этом случае для точечного объекта максимизируется интенсивность в его изображении

$$I(\rho'_{20}) = |u(\rho'_{20})|^2 = \left| u_{отр} \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_{20} \right) \right|^2, \quad (1.23)$$

а для протяженного объекта — более сложные функционалы интенсивности, рассматриваемые в § 1.3.

Неидеальная компенсация приводит к появлению в соотношении (1.21) множителя $\exp[-i(\varphi(\rho_2) - \Phi_k(\rho_2))]$ и к расширению области, в пределах которой значения функции h_n^* отличны от нуля. Но если по-прежнему число эквивалентных элементов разрешения $(\lambda R)^2/S_0 \ll S_0$, то в пределах области, занимаемой изображением, комплексная амплитуда поля

$$u(\rho'_2) = -\frac{z_1}{R} u_{отр} \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_2 \right) B \left(-\frac{R}{z_1} \rho'_2 \right), \quad (1.24)$$

где множитель $B(-R\rho'_2/z_1)$ описывает случайную аподизацию изображения, «смазывающую» некоторые его детали.

Следует заметить, что при этом для лазерного изображения по-прежнему характерна пятенная или спекл-структура, причем средний размер пятен не изменяется, а увеличивается их общее число пропорционально росту средней площади, занимаемой частично восстановленным изображением [25]. Подчеркнем также, что даже при идеальной компенсации искажений в случае когерентного освещения блестящие точки на объекте могут не различаться, если они разнесены на расстояние, соизмеримое с двойным интервалом разрешения [25, 49, 50—51].

1.3. МЕТОДЫ И КРИТЕРИИ АДАПТИВНОЙ ФАЗОВОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Адаптивная фокусировка. Алгоритм коррекции в адаптивных системах фокусировки и других адаптивных оптических системах (АОС) с управлением излучаемой волной предполагает выполнение операций зондирования случайно-неоднородной среды, измерения фазовых искажений $\varphi(0, \rho_1)$ и формирования на передающей апертуре фазосопряженного волнового фронта. Реализуемые в АОС фокусировки методы, основанные на принципе фазового сопряжения, отличаются прежде всего способами зондирования случайного канала распространения и измерения фазовых искажений волнового фронта.

Метод с зондированием обратного канала распространения (в направлении «исследуемый объект — приемно-передающая апертура») и непосредственным измерением искаженного волнового фронта получил название метода (алгоритма) фазового сопряжения. При его реализации измеряются фазовые искажения зонди-

рующего сигнала от лазерного маяка, сигнала, отраженного от точечного объекта или от искусственно создаваемого на объекте опорного источника, и вводится корректирующее воздействие вида (1.9) или (1.12).

Второй метод, известный как метод апертурного зондирования, основан на зондировании случайного канала распространения в направлении «приемно-передающая апертура — исследуемый объект» и косвенном измерении возмущенной фазы $\varphi(0, \rho_1)$. В этом случае на передающей апертуре формируется поле с пробными возмущениями волнового фронта, которые, суммируясь с «замороженными» атмосферными возмущениями, изменяют интенсивности сигналов в плоскости объекта и отраженного от объекта. Возмущенную атмосферой фазу $\varphi(0, \rho_1)$ измеряют в плоскости приемно-передающей апертуры по вариациям интенсивности (1.14) или некоторых функционалов интенсивности, выбранных исходя из задач адаптивного управления волновыми фронтами. Эти функционалы интенсивности являются показателями качества функционирования АОС. Правило, в соответствии с которым оптимизируется данный показатель качества (достигается его экстремум), характеризует критерий адаптации.

Таким образом, метод апертурного зондирования предполагает непосредственное измерение оптимизируемого показателя и косвенное определение требуемых фазовых коррекций. Это позволяет широко использовать его в адаптивных системах фокусировки, системах формирования изображений и пучков заданной формы, оптических приемниках с дифракционным ограничением и других системах. Все они отличаются максимизируемыми функционалами интенсивности — критериями и показателями адаптации, которые выбирают из физических требований. Такие требования труднее сформулировать для управляемой величины в АОС — фазы, что в определенной степени и ограничивает метод фазового сопряжения. Исключение — процесс адаптивной фокусировки на точечный объект, базируемый на физическом принципе фазового сопряжения.

Как показано в § 1.2, при фазовом сопряжении точно известна оптимизируемая величина — интенсивность излучаемого поля $I(\rho_2)$ на точечном объекте (1.13) или однозначно с ней связанная интенсивность принимаемого поля (1.14).

В этом случае критерием адаптивной фокусировки и процесса адаптивной фазовой компенсации является критерий

$$\max I(\rho_1) \quad (1.25)$$

или интегральный критерий

$$\max_{\Omega_a} \int I(\rho_1) M(\rho_1) d\rho_1. \quad (1.26)$$

Здесь $M(\rho_1)$ — некоторая апертурная функция, определяющая область регистрации рассеянного поля приемной апертурой, Ω_a — возможная область анализа в плоскости приемной апертуры. На-

пример, если принимаемое поле регистрируется приемной апертурой диаметром D , то

$$M(\rho_1) = \begin{cases} 1, & |\rho_1| \leq D/2, \\ 0, & |\rho_1| > D/2. \end{cases} \quad (1.27)$$

На практике достаточно использовать точечный приемник с

$$M(\rho_1) = \delta(\rho_1 - \rho_{10}), \quad (1.28)$$

где δ — дельта-функция, т. е. критерий (1.25).

Энергетические критерии (1.25), (1.26) в ряде случаев не обеспечивают фокусировку излучения на протяженный объект, который разрешается приемно-передающей апертурой. При этом необходимо из физических требований к регистрируемому в плоскости приемно-передающей апертуры полю (полю, отраженному от области на объекте, равной элементу разрешения) сформулировать более общие критерии адаптивной фокусировки, позволяющие управлять также числом степеней свободы отраженного поля.

Рассмотрим процесс адаптивной фокусировки на протяженный объект подробнее. При отражении от протяженного объекта, имеющего комплексную функцию отражения

$$h_0(\rho_2) = c(\rho_2) \exp[i\gamma(\rho_2)], \quad (1.29)$$

где $c(\rho_2)$ и $\gamma(\rho_2)$ — действительные функции, характеризующие коэффициент отражения ($0 < c < 1$) и фазу приведенного к некоторой картинной плоскости «плоского» объекта [40], анализируемое поле на приемно-передающей апертуре

$$u_n(\rho_1) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\rho_2) h_0(\rho_2) H(\rho_1, \rho_2) d\rho_2 = a_n(\rho_1) \exp[i\varphi_n(\rho_1)]. \quad (1.30)$$

Здесь модуль комплексной функции

$$|u_n(\rho_1)| = a_n(\rho_1) = \sqrt{(\operatorname{Im} u_n(\rho_1))^2 + (\operatorname{Re} u_n(\rho_1))^2}$$

и фаза

$$\varphi_n(\rho_1) = \operatorname{arctg}(\operatorname{Im} u_n(\rho_1) / \operatorname{Re} u_n(\rho_1)).$$

Это поле будет содержать в $\varphi_n(\rho_1)$ наряду с информационной фазовой составляющей, внесенной случайной средой распространения, еще и регулярную фазовую составляющую, связанную с объектом. Фазовое сопряжение принятой и излученной волн приведет в плоскости объекта к распределению интенсивности, близкому к действительному изображению протяженного объекта. При полном сопряжении волны, характерном для метода обращения волнового фронта [42, 52], т. е. при фазовом сопряжении и воспроизведении амплитуды при пренебрежимо малых амплитудных флуктуациях среды, в плоскости объекта на первой итерации формируется действительное изображение объекта [52]. Если на протяженном объекте можно выделить блестящую точку (блик), превышающую по яркости все остальные точки, т. е.

$$c(\rho_{2k}) > c(\rho_{2l}), \quad i = 1, \dots, M, \quad i \neq k,$$

где M — число разрешаемых блестящих точек на объекте, то при многократном повторении процесса фазового сопряжения после n итераций действительная амплитуда поля в плоскости объекта

$$u_n(\rho_2) = K |h_0(\rho_2)|^n \propto Kc(\rho_{2k}), \quad (1.31)$$

т. е. сфокусируется на наиболее яркой точке объекта.

Следовательно, при неоднородно отражающем протяженном объекте фазовое сопряжение принятой и излученной волн в конечном итоге максимизирует интенсивность излучения на наиболее яркой точке и соответственно интенсивность принимаемого поля. Эффект конвергенции поля на наиболее яркую точку объекта можно использовать для выделения опорного точечного источника, а критерием адаптивной фокусировки по-прежнему остается критерий (1.25).

Для однородно отражающего (зеркального и шероховатого) протяженного объекта, расположенного в зоне Фраунгофера, многократное фазовое сопряжение не приводит к адаптивной фокусировке излучения в дифракционно-ограниченную область (элемент разрешения) в пределах объекта. При этом в плоскости объекта можно сформировать отраженное поле, которое будет давать интерференционную картину в плоскости приемно-передающей апертуры с максимальной интенсивностью спекла, превышающей максимально достижимую интенсивность принимаемого поля (достигаемую при адаптивной фокусировке излучения в элемент разрешения объекта). Из физических соображений ясно, что это возможно при формировании в пределах, например, зеркально отражающего объекта нескольких (M_n) пучков, допустим, с одинаковыми интенсивностями $I_{\max}/M_n$, где $I_{\max}$ — максимальная интенсивность излучаемого поля при адаптивной фокусировке на точечный объект. При выполнении условия когерентного сложения M_n отраженных от зеркальных областей пучков в некоторой точке приемно-передающей апертуры значение интенсивности в этой точке будет пропорционально $M_n^2 (I_{\max}/M_n) = M_n I_{\max}$. В то же время при адаптивной фокусировке на точечный объект, находящийся в зоне Фраунгофера, интенсивность принимаемого поля в каждой точке приемно-передающей апертуры будет пропорциональна $I_{\max}$ (примерно с тем же коэффициентом пропорциональности). Таким образом, максимизация интенсивности принимаемого поля в некоторой точке или в пределах всей приемно-передающей апертуры в виде соотношения (1.25) или (1.26) не является критерием адаптивной фокусировки на однородно отражающий протяженный объект.

Критерии адаптивной фокусировки в произвольную область (элемент разрешения) однородно отражающего объекта в виде максимизируемых функционалов интенсивности принимаемого поля можно сформулировать, учитывая не только энергетические, но и информационные характеристики анализируемого поля. Действительно, адаптивная фокусировка излучения через турбулентную среду в элемент разрешения объекта соответствует полностью ко-

герентному излучаемому полю с минимальной энтропией световых пучков [12]. Отраженное же поле в плоскости приемно-передающей апертуры в пренебрежении амплитудными флуктуациями является однородным (плоская волна при нахождении объекта в зоне Фраунгофера) и характеризуется, как будет показано в гл. 6, максимальной дифференциальной энтропией

$$H_g = -I_n^{-1} \int_{\Omega_a} I(\rho_1) [\ln I(\rho_1) - \ln I_n] d\rho_1 \quad (1.32)$$

при условии сохранения полной интенсивности

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} I(\rho_1) d\rho_1 = \text{const.} \quad (1.33)$$

Следовательно, адаптивная фокусировка на однородно отражающий протяженный объект достигается при выполнении двух требований: максимизации интенсивности принимаемого поля и обеспечения его однородности в пределах приемно-передающей апертуры, т. е. максимизации дифференциальной энтропии вида (1.32). В этом случае по-прежнему реализуется принцип фазового сопряжения опорной искаженной и излученной волн. Соответствующие более общие критерии адаптивной фокусировки, относящиеся к информационно-энергетическим критериям и позволяющие компенсировать фазовые искажения и управлять числом степеней свободы поля [53], рассмотрены в гл. 6. Здесь же приведем два из них, непосредственно включающих энтропию светового поля:

$$\max \int_{\Omega_a} I(\rho_1) [1 - \ln I(\rho_1) + \ln I_n] d\rho_1, \quad (1.34)$$

$$\max \int_a \ln [I(\rho_1)] d\rho_1. \quad (1.35)$$

Из физического смысла введенных критериев ясно, что их эффективность снижается при приближении характера отражения излучения объектом к диффузному.

Методы адаптивной фазовой компенсации в задачах фокусировки излучения можно классифицировать по виду используемых критериев. Метод, основанный на критериях (1.25) и (1.26) адаптивной фокусировки излучения на точечный объект, можно назвать методом максимизации интенсивности. При использовании критериев (1.34) или (1.35) реализуется метод максимизации интенсивности и энтропии принимаемого светового поля (см. табл. 1.2).

Частично улучшить качество адаптивной фокусировки на протяженный объект в условиях случайно-неоднородной среды позволяют методы на основе интерференционных (и спектральных) критериев. Последние физически вытекают из энергетических законов сохранения при обратном рассеянии [41]. Однако область их практической применимости в рассматриваемых адаптивных информационно-измерительных системах существенно ограничена.

Адаптивное формирование изображений. Рассмотрим методы адаптивной фазовой компенсации, прежде всего методы анализа искажений волновых фронтов и критерии адаптации в системах формирования изображений, используя схему на рис. 1.5. Наблюдаемый объект освещается лазерным источником (не показанным на рис. 1.5) и разрешается только приемной апертурой (линзой 3 на рис. 1.5). Применяемые здесь методы компенсации волнового фронта (или адаптации по волновому фронту) и повышения резкости изображения аналогичны методам фазового сопряжения и апертурного зондирования. В первом случае непосредственно измеряется разность фазовых распределений $\varphi_n(\rho_1) - \varphi_k(\rho_1)$, поэтому для разделения регулярной и возмущающей составляющих анализируемой суммарной фазы поля $u_n(\rho_1)$ необходим опорный точечный источник, расположенный в одной изопланатической области с объектом. В [40, 42, 54, 55] предлагается создавать опорный точечный источник, искусственно выделяя блестящую точку на объекте.

При использовании метода повышения резкости, являющегося разновидностью метода апертурного зондирования, фазовые искажения анализируют косвенно, измеряя градиенты функционалов (функций) резкости в плоскости изображения. Максимизация функционалов резкости в области, занимаемой изображением, позволяет получить неискаженные изображения объектов. Приведем некоторые из них [40, 56]:

$$R_1 = \int_{\hat{\Omega}_0} I(\rho'_2) d\rho'_2, \quad (1.36)$$

$$R_2 = \int_{\hat{\Omega}_0} M(\rho'_2) I(\rho'_2) d\rho'_2, \quad (1.37)$$

$$R_3 = \int_{\hat{\Omega}_0} I^2(\rho'_2) d\rho'_2, \quad (1.38)$$

$$R_4 = \int_{\hat{\Omega}_0} [\partial^{m+n} I(\rho'_2) / \partial x_2'^m \partial y_2'^n]^2 dx_2' dy_2'. \quad (1.39)$$

Здесь Ω_0 и $\hat{\Omega}_0$ — соответственно точно известный контур объекта и его оценка, $M(\rho'_2)$ — функция прозрачности маски, наложенной на изображение. В частном случае точечной диафрагмы

$$M(\rho'_2) = \delta(\rho'_2 - \rho'_{20}) \quad (1.40)$$

критерием резкости является интенсивность изображения в точке ρ_{20} плоскости изображения, т. е.

$$\max R_2 = \max I(\rho'_{20}). \quad (1.41)$$

Применение маски

$$M(\rho'_2) = \sum_{m=1}^M \delta(\rho'_2 - \rho'_{2m}) \quad (1.42)$$

позволяет учесть пятенную структуру изображения непрерывного объекта или структуру кластерного объекта, состоящего из разрешаемых точечных объектов. Точки ρ'_{2m} соответствуют наиболее ярким пятнам изображения на данной итерации [40] или изображениям отдельных точечных объектов в кластере.

Критерию максимизации интенсивности при получении искаженного изображения точечного объекта соответствует критерий минимизации энтропии изображения

$$R_5 = - \int_{\hat{\Omega}_0} M(\rho'_2) I(\rho'_2) [\ln I(\rho'_2) - \ln I_0] d\rho'_2, \quad (1.43)$$

где I_0 — полная интенсивность в плоскости изображения, $M(\rho'_2)$ — функция прозрачности маски, определяемая (1.40).

Покажем на примере функционала резкости R_3 , что его значение максимально при полной компенсации искажений [56]. При этом по-прежнему предполагается, что объект наблюдения лежит в области изопланатичности турбулентной среды, а амплитудные флуктуации волны существенно меньше фазовых. Скорректированная комплексная амплитуда поля в плоскости входной апертуры (линзы 3 на рис. 1.5) с учетом (1.5) и (1.18)

$$u_n(\rho_1) h_k(\rho_1) = u_n(\rho_1) \exp[i\Delta\varphi(\rho_1)],$$

где $\Delta\varphi(\rho_1) = \varphi(\rho_1) - \varphi_k(\rho_1)$, $u_n(\rho_1)$ — комплексная амплитуда неискаженной волны.

Ограничимся анализом функционала R_3 для точечного объекта в одномерном случае ($\rho_1 = x_1$, $\rho'_2 = x'_2$). Распределение интенсивности $I(x'_2)$ в плоскости изображения можно представить в виде [41, 56]

$$I(x'_2) = C \left| \int \exp[i\Delta\varphi(x_1) + ikx_1x'_2/F] dx \right|^2 = \\ = C \iint \exp\{i[\Delta\varphi(x_{11}) - \Delta\varphi(x_{12}) + kx'_2(x_{11} - x_{12})/F]\} dx_{11} dx_{12}. \quad (1.44)$$

Здесь C — некоторый коэффициент, F — фокусное расстояние линзы. Меняя порядок интегрирования, получаем выражение для функционала резкости:

$$R_3 = C^2 \int \exp\{i[\Delta\varphi(x_{11}) - \Delta\varphi(x_{12}) + \Delta\varphi(x_{13}) - \Delta\varphi(x_{14})]\} \times \\ \times \left(\int \exp[ikx'_2(x_{11} - x_{12} + x_{13} - x_{14})/F] dx'_2 \right) dx_{11} dx_{12} dx_{13} dx_{14}. \quad (1.45)$$

Для точечного объекта интеграл по x'_2 легко вычисляется. После замены переменных $v_1 = x_{11} - x_{12}$, $v_2 = x_{13} - x_{14}$ и интегрирования по переменной v_1 имеем

$$R_3 = C^2 2\pi F k^{-1} \int \exp\{i[\Delta\varphi(x_{11}) - \Delta\varphi(x_{11} + \vartheta_2) + \Delta\varphi(x_{13}) - \\ - \Delta\varphi(x_{13} - \vartheta_2)]\} dx_{11} dx_{12} d\vartheta_2.$$

Полученный функционал будет абсолютно максимален лишь тогда, когда показатель экспоненты равен нулю, т. е. когда $\Delta\varphi(x_1)$

является постоянной величиной или линейной функцией. Наклон волнового фронта только смещает изображение и не сказывается на качестве скорректированного изображения. Таким образом доказано, что максимизация R_3 восстанавливает неискаженное изображение объекта. Аналогично доказывается возможность получения неискаженного изображения с помощью критериев $R_1, \dots, R_4$ [56].

Использование критериев, максимизирующих функционалы резкости, эффективно при небольших искажениях и при наличии априорной информации о форме объекта, при которых достигаются глобальные экстремумы, соответствующие неискаженному изображению. При невыполнении этих условий система в процессе адаптации может попасть в один из локальных экстремумов [57—59] функционала резкости.

При формировании когерентных изображений существенную роль играет однородность освещающего объекта поля. Действительно, в соответствии с (1.22) и (1.29) интенсивность сигнала в плоскости изображения с точностью до постоянного множителя и масштабного коэффициента преобразования

$$I(\rho_2') = |u_{отр}(\rho_2)|^2 = |h_0(\rho_2)u(R, \rho_2)|^2 = c^2(\rho_2)I(\rho_2), \quad (1.46)$$

т. е. зависит от распределения интенсивности подсвечивающего поля $I(\rho_2) = |u(R, \rho_2)|^2$. Значительные амплитудные флуктуации в плоскости объекта, обусловленные случайно-неоднородной средой, и меньший размеров объекта интервал их пространственной корреляции могут привести к заметному искажению изображения. В этом случае возникает необходимость компенсации искажений прямого канала. С другой стороны, энергетически невыгодно когерентное освещение наблюдаемого объекта широким лучом, размеры которого должны перекрывать область неопределенности местоположения объекта.

В системах когерентного получения изображений новые возможности предоставляет управление излучаемым (подсвечивающим) полем на основе критериев, максимизирующих резкость (интенсивность) подсвечивающего поля на объекте и его энтропию [53], т. е. информационно-энергетический принцип адаптивного управления излучением. Это позволяет скомпенсировать искажения прямого канала и сжать (сфокусировать) широкий освещающий луч до размеров объекта (сохраняя его однородность), т. е. адаптироваться к форме объекта, как показано на рис. 1.6. Такая адаптация к пространственным размерам объекта, или адаптивная фокусировка на протяженный объект, в целом существенно улучшает энергетические характеристики на этапе видения (распознавания). При этом для компенсации искажений обратного канала используют традиционные методы адаптивного управления принимаемой волной (рис. 1.6), т. е. методы адаптации по волновому фронту или повышения резкости изображения.

Адаптивное управление подсвечивающим полем направлено на максимизацию энергии и энтропии (обеспечение его однородности)

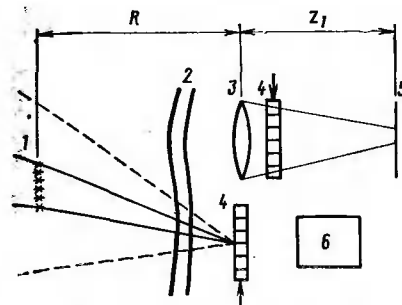


Рис. 1.6. Оптическая схема адаптивного видения при управлении излучаемым и принимаемым полями: обозначения те же, что и на рис. 1.5; 6 — лазер

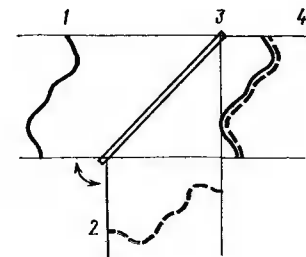


Рис. 1.7. Схема адаптивного гетеродинного приема с управлением волновым фронтом опорного пучка: 1 — принимаемый волновой фронт; 2 — управляемый волновой фронт; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — плоскость фотодетектора

в пределах всего протяженного объекта, т. е. сводится к задаче формирования световых пучков с заданным распределением интенсивности. Возможности адаптивного формирования таких полей и использования их в задачах получения изображений рассматриваются в гл. 6. Они основаны на теоретико-информационном подходе к процессам формирования полей и изображений и матричном описании частично когерентных полей, в частности на связи между степенью когерентности формируемого поля и его энтропией. Для адаптивного формирования изображений используются информационно-энергетические критерии, аналогичные критериям (1.34) и (1.35), представленные в дискретном виде, т. е.

$$\max S_1 = \max \sum_m^M I_m \left[1 - \ln \left(\frac{I_m}{I_2} \right) \right], \quad (1.47a)$$

$$\max S_2 = \max \sum_{m=1}^M \ln I_m, \quad (1.47b)$$

где $I_m = I(\rho_{2m})$ — отсчеты интенсивности освещающего поля в плоскости объекта, I_2 — нормировочная постоянная, характеризующая полную интенсивность в плоскости объекта, M — число дискретных точек в априорно оцененной области, занимаемой объектом. Максимальное число отсчетов $M_{\max}$ не превышает числа элементов разрешения объекта управляемой передающей апертурой. Поскольку анализу доступно распределение интенсивности в плоскости изображения, предпочтительным является критерий, ориентированный на измерение интенсивности $I_m = I(\rho_{2m})$ непосредственно в дискретизированных изображениях. Этому условию удовлетворяет критерий

$$\max S'_2 = \max \sum_{m=1}^M \ln J_m, \quad (1.48)$$

который из-за независимости его от характеристик отражения объекта (коэффициентов c_m) тождествен критерию (1.476). Действительно, с учетом (1.46) функционал

$$\sum_{m=1}^M \ln J_m = \sum_{m=1}^M \ln I_m + 2 \sum_{m=1}^M \ln c_m = \sum_{m=1}^M \ln I_m + \text{const.}$$

Рассмотренные функционалы и критерии резкости и энтропии реализуются с помощью метода апертурного зондирования. Методы адаптивного формирования изображений можно также классифицировать по виду используемого критерия (табл. 1.2). В частности, в системах апертурного зондирования при работе с точечным объектом используются энергетические критерии, а при работе с протяженным объектом — информационно-энергетические.

Таблица 1.2

Классификация адаптивных методов

Способ измерения фазовых искажений	Объект	Задача	
		фокусировки	получения изображений
Непосредственный	Точечный	Метод фазового соп- ряжения	Метод компенсации волнового фронта
	Протяжен- ный	Те же методы с выделением опорной волны	Метод повышения резкости изображений
Косвенный (апертурное зондирование)	Точечный	Метод максимизации интенсивности	Метод повышения резкости (управление принимаемым полем)
	Протяжен- ный	Метод максимизации интенсивности и энтропии	Тот же (управление резкости и энтропии (управление излучае- мым полем))

В заключение приведем функционалы резкости, которые могут быть полезны в задачах адаптивного формирования пучков и изображений, а также при адаптивной фазовой компенсации искажений в дифракционно-ограниченных приемниках. В частности, степень схожести полученного изображения $I(\rho_2)$ (или распределения интенсивности) и неискаженного изображения $I_s(\rho'_2)$ (заданного распределения интенсивности) характеризует функционал

$$R_6 = - \int_{\Omega_0} [I(\rho'_2) - I_s(\rho'_2)]^2 d\rho'_2. \quad (1.49)$$

Его реализация также основана на использовании метода апертурного зондирования.

Метод апертурного зондирования достаточно эффективен при согласовании искаженного сигнального и опорного волновых фронтов в оптическом гетеродинном приемнике [61]. При этом определенными преимуществами обладает метод преднамеренного искажения волнового фронта гетеродинного пучка (рис. 1.7). Действительно, представим возмущенное турбулентными вихрями поле сигнала и настраиваемое по фазе поле гетеродина в виде

$$u_c(\rho, t) = a_c \exp[i\omega_c t + \chi(\rho, t) + i\Phi_c(\rho, t)], \quad (1.50)$$

$$u_r(\rho, t) = a_r \exp[i\omega_r t + i\Phi_r(\rho, t)]. \quad (1.51)$$

Здесь a_c и a_r — действительные амплитуды сигнала и гетеродина; $\chi(\rho, t)$ и $\Phi_c(\rho, t)$ — соответственно флуктуации уровня и фазы сигнала; $\Phi_r(\rho, t)$ — управляемый волновой фронт гетеродина.

Всем необходимым свойствам функционалов резкости удовлетворяет интенсивность сигнала на входе фотодетектора

$$R_7 = I_- = 2 \operatorname{Re} \left[\int_{\Omega_a} u_c(\rho) u_r^*(\rho) d\rho \right] \quad (1.52)$$

или пропорциональная ему величина — ток на выходе фотодетектора, регистрируемый на разностной частоте. С учетом соотношений (1.50) и (1.51) получим соотношение для тока на разностной частоте (γ — постоянная преобразования)

$$i_\Phi = \gamma a_c a_r \int_{\Omega_a} \exp[i(\omega_r - \omega_c)t + \chi(\rho, t) + i\Phi_c(\rho, t) - \Phi_r(\rho, t)] d\rho.$$

Следовательно, измеряя разность фаз $\Delta\Phi(\rho) = \Phi_c(\rho) - \Phi_r(\rho)$ и управляя фазой волны гетеродина в каждой точке ρ за время «замороженности» турбулентной атмосферы, можно исключить влияние динамических и статических возмущений волнового фронта. Очевидно, идеальная компенсация достигается при $\Phi_c(\rho, t) - \Phi_r(\rho, t) = \text{const}$. Наклоном волнового фронта гетеродинного пучка целесообразно управлять смещением углового положения (в двух плоскостях) полупрозрачного зеркала 3 (рис. 1.7). Другие возможные методы компенсации при лазерном гетеродинировании приведены в [62].

1.4. КЛАССИФИКАЦИЯ, СТРУКТУРА И ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ АДАПТИВНЫХ СИСТЕМ

Процесс адаптации к искажениям волнового фронта в АОС сводится к получению информации об искажениях, формированию управляющих сигналов (на основе выбранных критериев и алгоритмов адаптации) и коррекции фазового фронта. На современном этапе своего развития адаптивная система фазовой компенсации представляет собой автоматическую систему с замкнутым многоканальным контуром управления, основными элементами которой являются: анализатор (датчик) фазовых искажений; устройство обработки (регулятор, в который может входить цифровая ЭВМ),

осуществляющее расчет управляющих напряжений; корректор волнового фронта, состоящий из управляемых оптических элементов. Такая структура адаптивной системы открывает широкие возможности для управления оптическим излучением, в отличие, например, от систем с обращением волнового фронта (безрегуляторных), реализующих принцип обратной связи через нелинейные физические процессы в среде [63]. Как правило, АОС является подсистемой оптической информационной системы. Основные компоненты АОС подробно характеризуются в [64—70].

Для классификации адаптивных систем фазовой компенсации можно предложить различные признаки. В первую очередь остановимся на тех, которые непосредственно определяются назначением информационной или измерительной системы, используемыми методами анализа искажений и ввода корректирующих воздействий, сложностью технической реализации адаптивного контура, прежде всего корректирующего устройства.

В зависимости от назначения и управляемого поля адаптивные системы подразделяются на системы: с управлением излучаемой волной; принимаемой волной; излучаемой и принимаемой волной. К первому классу систем относятся ЛИИС, в которых основной задачей адаптивной компенсации искажений является уменьшение расходимости лазерных пучков в атмосфере для повышения энергетических характеристик канала, помехоустойчивости, точности измерений и слежения. Это лазерные системы передачи информации, локационные системы, прецизионные измерительные системы. Для них характерен большой контур адаптации, включающий среду распространения и объект наблюдения. К системам с управлением излучаемой волной следует также отнести системы формирования лазерных пучков заданной формы.

В класс адаптивных систем с управлением принимаемой волной входят системы формирования изображений, оптические гетеродинные приемники и приемники прямого фотодетектирования с дифракционным ограничением, другие оптические приемные системы. Адаптивный (малый) контур таких систем не включает среду распространения.

Системы с управлением излучаемой и принимаемой волной составляют лазерные системы передачи информации и формирования когерентных изображений с большим и малым контурами адаптации. Например, в лазерных системах получения изображений излучаемое поле адаптируется как к фазовым искажениям, так и к размерам и структуре исследуемого объекта, а в обратном канале осуществляется адаптивная фазовая компенсация искажений (см. гл. 6).

Потенциальные возможности АОС и их техническая сложность существенно зависят от методов анализа искажений, рассмотренных в § 1.2. Когерентные адаптивные системы с непосредственным измерением фазовых искажений получили название фазосопряженных систем (при управлении излучаемой волной) и систем компенсации волнового фронта или адаптации по волновому

фронту (при управлении принимаемой волной). Системы с косвенным измерением фазовых искажений (по градиентам максимизируемых функционалов интенсивности) относятся к системам апертурного зондирования.

В зависимости от базиса функций, используемого при формировании волнового фронта и реализуемого в корректоре, различают АОС с зональной, модальной и зонально-модальной коррекцией. В первом случае излучаемый или принимаемый пучок разбивают с помощью отдельных субапертур, составляющих апертуру корректора волнового фронта, на элементарные пучки и независимо управляют фазой каждой из них, а во втором формируют ортогональные фазовые рельефы по апертуре в целом (рис. 1.8) в соответствии с соотношением

$$\Phi_k(\rho_1) = \sum_{\mu=1}^M a_{\mu}^* F_{\mu}(\rho_1), \quad (1.53)$$

где полиномы $F_{\mu}(\rho_1)$ составляют полную систему ортогональных функций внутри апертуры, а оцениваемые коэффициенты a_{μ}^* определяют вклад той или иной аберрации на интервале «замороженности» фазовых искажений, M — число степеней свободы корректирующей апертуры (число компенсируемых аберраций). В частности, при разложении атмосферных искажений волнового фронта широко применяется система полиномов Цернике [71]. Использование ортогональных полиномов при формировании компенсирующего поля позволяет также избавиться от связанности каналов коррекции через суммарное поле.

Основная особенность систем апертурного зондирования — введение пробных сигналов в излучаемое или принимаемое поле для пространственного разделения возмущений. Роль пробных сигналов, с помощью которых кодируются пространственные каналы, играют поднесущие. Этот способ широко используется в информационных системах при разделении сигналов [72], обеспечиваемом ортогонализацией пробных сигналов (поднесущих) по частоте, времени и форме. В связи с этим различают системы с частотным (многовибраторная или многомодуляционная техника) и временным разделением пробных возмущений, а также разделением по форме волнового фронта одновременно (при использовании многомодуляционной техники) или последовательно во времени.

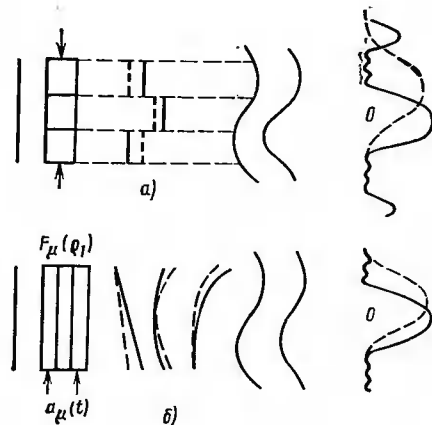


Рис. 1.8. Схемы корректоров, реализующих зональный (а) и модальный (б) способы управления волновым фронтом

Можно также классифицировать АОС по числу используемых степеней свободы в корректоре или компенсируемых системой aberrаций, описываемых разложением (1.43). Это системы первого, второго и более высоких порядков. Системы первого порядка подстраивают наклон волнового фронта. В АОС второго порядка управляют радиусом кривизны волнового фронта и наклонами волнового фронта. В АОС более высоких порядков (модального и зонального типов с числом степеней свободы более четырех) используют соответственно гибкие (деформируемые) сплошные зеркала и составные апертуры с управляемыми субапертурами.

Из-за простоты технической реализации корректоров волнового фронта малых порядков в практических системах получили распространение зональный способ с компенсацией локальной средней фазы и наклонов на субапертурах, модальный способ с компенсацией общего наклона и комбинированные виды коррекции (зонально-модальная коррекция).

Возможна классификация систем с адаптивной фазовой компенсацией и по другим признакам. Схемы на рис. 1.9, а, б соответствуют активным локационным системам, схемы на рис. 1.9, в, г — пассивным системам получения изображений, а схемы на

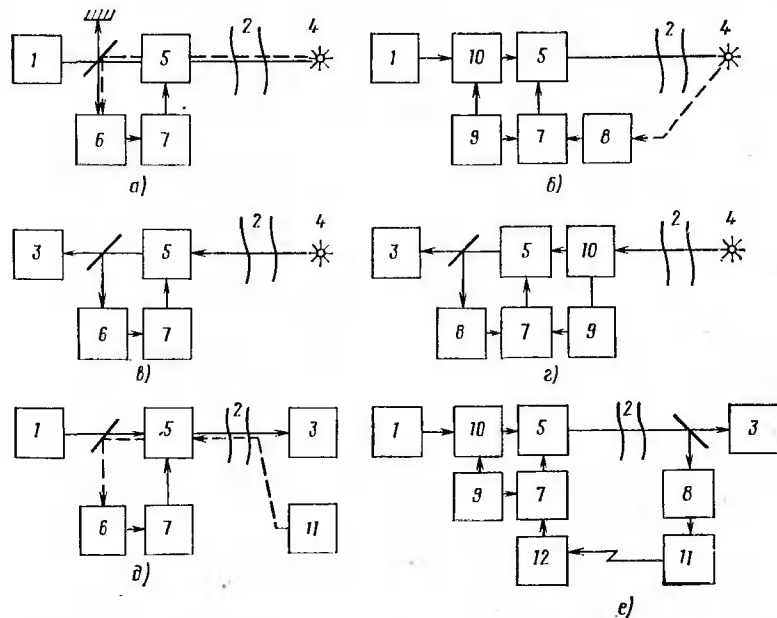


Рис. 1.9. Обобщенные структурные схемы адаптивных оптических систем: 1 — лазер; 2 — турбулентная (искажающая) среда; 3 — приемник оптического сигнала; 4 — точечный объект; 5 — корректор волнового фронта; 6 — датчик волнового фронта; 7 — устройство формирования управляющих воздействий; 8 — приемник интенсивности; 9 — формирователь пробных возмущений; 10 — устройство ввода пробных возмущений; 11 — передатчик обратного канала; 12 — приемник обратного канала

рис. 1.9, д, е — системам передачи информации. В схемах на рис. 1.9, а, д реализован метод фазового сопряжения, в схемах на рис. 1.9, б, е — метод апертурного зондирования, в схемах на рис. 1.9, в, г — соответственно методы компенсации волнового фронта и повышения резкости изображения. Особенностью систем апертурного зондирования является применение в них устройств формирования 9 и ввода 10 пробных возмущений. Последние (устройства 10) могут представлять единое целое с корректором волнового фронта 5. В схеме на рис. 1.9, е (система апертурного зондирования) информацию об изменении интенсивности оптического сигнала на входе приемника 8 можно ретранслировать как на оптической несущей, так и на несущей более низкочастотного диапазона.

Важная особенность систем апертурного зондирования (САЗ) — использование одного и того же базиса функций для измерения aberrаций, обусловленных турбулентностью среды, и формирования требуемого волнового фронта, что обеспечивает простоту построения многоканального адаптивного контура. Для этого в формируемый волновой фронт аддитивно вводят корректирующие и пробные воздействия, т. е.

$$\Phi_k(\rho_1, t) = \sum_{m=1}^M [a_m^k + a_m^n(t)] F_m(\rho_1).$$

Здесь $a_m^n(t)$ — коэффициенты, характеризующие пробные составляющие, ортогональные по времени или по частоте.

Введение пробных сигналов приводит к соответствующим приращениям интенсивности сигнала $\Delta I(\rho_2)$ в плоскости точечного объекта и отраженного от него сигнала $\Delta I(\rho_1) = \{ \partial I(a_2, \dots, a_m, \dots, a_m; \rho_2) / \partial a_m^n \} a_m^n$, которые регистрируются приемником и позволяют сформировать управляющий сигнал для соответствующей aberrации $F_m(\rho_1)$.

Рассмотрим подробнее принцип формирования управляющих сигналов в системе апертурного зондирования с зональной коррекцией. При частотном разделении пробных возмущений (многовибраторная техника) и ступенчатой аппроксимации волнового фронта ($m=1, F_{1n}(\rho_1)=1, a_{1n}=\Phi_{kn}$) оператор, описывающий корректирующее воздействие, имеет вид

$$h_k(\rho_1, t) = \exp \left[-i \sum_{n=1}^N (\Phi_{kn} + \Phi_0 \sin \Omega_n t) F_{1n}(\rho_1) \right], \quad (1.54)$$

где

$$F_{1n}(\rho_1) = \begin{cases} 1, & |\rho_1 - \rho_{1n}| \leq d/2, \\ 0, & |\rho_1 - \rho_{1n}| > d/2, \end{cases}$$

N — число субапертур (каналов обратной связи адаптивного контура); d — диаметр субапертуры; ρ_{1n} — радиус-вектор центра n -й субапертуры; Φ_0, Ω_n — индекс и частота пробной фазовой модуляции на n -й субапертуре. Функция F_{1n} для большинства реаль-

ных корректирующих устройств отлична от единицы и определяется функцией отклика n -й субапертуры.

Комплексную амплитуду поля у точечного объекта ($\rho_2 = 0$) можно записать в виде суперпозиции полей

$$u(\rho_2 = 0) = \sum_{n=1}^N u_0 A_n \exp[i(\beta_n + \Phi_0 \sin \Omega_n t)], \quad (1.55)$$

где u_0 — комплексная амплитуда поля у объекта, создаваемая каждой субапертурой; N — число субапертур; A_n — весовой коэффициент n -й субапертуры; $\beta_n = \varphi_n - \Phi_{kn}$.

Интенсивность сигнала в точке $\rho_2 = 0$

$$I(\rho_2 = 0) = u_0^2 \left[\sum_{n=1}^N A_n^2 + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N \sum_{m=1}^N \exp[i(\beta_n - \beta_m) + i\Phi_0(\sin \Omega_n t - \sin \Omega_m t)] \right]. \quad (1.56)$$

При малых индексах модуляции Φ_0 после разложения соотношения (1.56) в ряд [37, 38]

$$I(\rho_2 = 0) = u_0^2 \left[\sum_{n=1}^N A_n^2 + J_0^2(\Phi_0) \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N A_n A_m \cos(\beta_n - \beta_m) - 4J_0(\Phi_0) J_1(\Phi_0) \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N A_n A_m \sin(\beta_n - \beta_m) \sin \Omega_n t + 4J_0(\Phi_0) J_2(\Phi_0) \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N A_n A_m \cos(\beta_n - \beta_m) \cos 2\Omega_n t + \dots \right]. \quad (1.57)$$

Два первых члена в выражении (1.57) характеризуют среднюю интенсивность лазерного излучения у объекта, которую необходимо максимизировать. Третий член характеризует модуляционную составляющую интенсивности, в которой фазовые ошибки $\beta_n = \varphi_n - \Phi_{kn}$ преобразованы в амплитудную модуляцию на модулирующих частотах Ω_n . Сигнал, отраженный от блестящей точки объекта, также будет содержать модуляционный член. Этот сигнал регистрируется приемником и используется при адаптивном управлении фазой субпучка для максимизации интенсивности сигнала у объекта, что достигается при фазировке всех пучков ($\beta_n - \beta_m = \text{const}$).

В одной из модификаций таких систем частотное разделение служит для адаптивной компенсации как фазовых, так и амплитудных искажений сигнала [54]. Информация о последних выделяется из второй гармоники частоты модуляции (четвертый член в (1.57)).

Сравнительный анализ систем фазового сопряжения и апертурного зондирования показывает [37], что предельные возможности последних (точность фазовых измерений) при постоянной

плотности светового потока и постоянных размерах субапертур существенно уменьшаются (в отличие от систем фазового сопряжения) с ростом полной площади апертуры. На практике возникает целый ряд трудностей при создании высокоточных оптических устройств измерения фазы, и по этому показателю различие систем не столь значительно. Кроме того, в системах фазового сопряжения используются датчики волнового фронта (рис. 1.9), которые отличаются известной сложностью. В системах апертурного зондирования с ростом числа субапертур растет сложность устройства обработки (регулятора), формирующего управляющие и пробные сигналы. Наконец, системы апертурного зондирования эффективны при компенсации искажений, обусловленных нелинейными эффектами взаимодействия оптического сигнала со средой. Для систем же фазового сопряжения легче выполняется условие квазистационарности турбулентной среды, поскольку время «замороженности» неоднородностей должно превышать лишь постоянную времени адаптивной системы и время распространения сигнала в среде (в системе апертурного зондирования учитывается время распространения в большом контуре адаптации в целом).

Дальнейшее развитие АОС связывается с решением взаимобусловленных теоретических (принципиальных) и технических задач и происходит по следующим основным направлениям:

- увеличение числа степеней свободы, связанное с совершенствованием элементной базы адаптивных систем;
- уменьшение влияния ограничений, специфических для каждого из двух основных типов систем;
- совершенствование адаптивных свойств систем;
- повышение эффективности работы адаптивных систем с движущимися и протяженными объектами и др.

Первое направление является традиционным для АОС. Увеличение числа степеней свободы, комбинирование зонального и модального управления ими прямо связано с развитием корректоров волнового фронта — адаптивных зеркал (гибких и составных), решеток из уголкового отражателей, электро- и акустооптических элементов, управляемых оптическим или электронным пучком транспарантов и других управляемых элементов [64—70]. Оно ведет не только к улучшению качества работы системы, но и к ее усложнению и повышению стоимости.

В настоящее время появились экспериментальные системы с гибкими зеркалами и числом каналов управления порядка 10^2 , одна из которых будет описана далее [73, 74]. На данном этапе гибкие (деформируемые) и сегментированные (составные) зеркала следует рассматривать как основной тип корректора в адаптивных оптических информационных системах [64—70]. Для управления поверхностью зеркала получили распространение электромагнитные приводы — пьезоэлектрические, электромагнитные, магнитострикционные и гидравлические. Основные характеристики приводов, демонстрирующие возможности их применения в адаптивных зеркалах, приводятся в [66]. Наиболее перспективными

являются пьезоэлектрические и магнитострикционные приводы, которые планируется в недалеком будущем использовать для создания зеркал с плотностью размещения приводов 1000...2000 на 700 см² благодаря их небольшим габаритам, хорошему быстродействию и наименее жестким требованиям к цепям управления.

В адаптивных прецизионных оптических системах и установках достаточно малых габаритов преимущество получают корректоры рефракционного типа. Среди них перспективными являются оптически управляемые транспаранты [41, 75, 76]. Такие транспаранты уже сейчас обладают достаточным быстродействием и хорошим пространственным разрешением порядка 10...100 линий на миллиметр, что эквивалентно 10⁵...10⁶ параметрам управления.

Специфические ограничения адаптивных систем обусловлены прежде всего используемыми методами анализа и восстановления фазовых искажений. В системах фазового сопряжения, как правило, датчики и корректоры волнового фронта выполнены в различных базисах функций. Так, с помощью датчика Гартмана или интерферометра с поперечным сдвигом измеряются градиенты волнового фронта (локальные наклоны). В этом случае устройство обработки сигналов по измеренным разностям фаз должно восстановить волновой фронт и уже относительно восстановленной фазы формируются управляющие сигналы для корректора, реализованного в зональном или модальном базисах. Для уменьшения временных затрат на процедуру восстановления фазового фронта в [38] данные обрабатывают специальным параллельным аналоговым устройством. Решение систем уравнений зонального восстановления волнового фронта в адаптивной оптике рассмотрено в [77]. При использовании модального базиса в корректоре полезными при преобразовании измеренных разностей фаз в коэффициенты разложения по полиномам Цернике могут стать векторные полиномы, ортогональные градиенту полиномов Цернике [78].

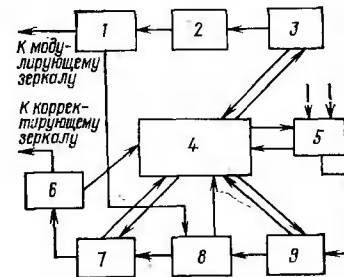
Важным вопросом для систем фазового сопряжения является расширение динамического диапазона измеряемых фазовых флуктуаций, например двухволновыми методами [37, 79—81].

В САЗ вводимая в канал излучения фазовая модуляция приводит к потерям средней интенсивности излучения. Их можно снизить, уменьшив индекс фазовой модуляции, что, в свою очередь, ведет к уменьшению отношения сигнал-шум на входе устройства обработки адаптивной системы. Существует оптимальное значение индекса фазовой модуляции при заданном отношении сигнал-шум p [82]. Например, при $p = 10$ наилучшее значение Φ_0 лежит в диапазоне 20...30°. Поскольку отношение сигнал-шум в процессе адаптации изменяется, одним из методов уменьшения влияния пробных возмущений является адаптивное управление индексом фазовой модуляции [38]. Этой же цели служит использование двух волн в системе апертурного зондирования [54].

Оптические системы с адаптивной фазовой компенсацией, структурные схемы которых изображены на рис. 1.9, далеки от уровня самоорганизации. Очевидно, реальные АОС должны обла-

рис. 1.10. Схема аналого-цифровой подсистемы управления 69-канальной системы апертурного зондирования:

1 — устройство согласования; 2, 6 — усилители высокого напряжения; 3 — блок генераторов модулирующих частот; 4 — вычислительное устройство с супервизором; 5 — оптический приемник; 7 — сервосистема; 8 — блок синхронных детекторов; 9 — электронная часть приемника



дать более совершенными адаптивными свойствами (способностью к перестройке своих параметров, памятью, возможностью обучения и т. п.) для достижения оптимального состояния на основе информации об изменении параметров сигнала, системы и среды распространения. Наибольшими возможностями совершенствования своей организации и развития адаптивных свойств обладают системы апертурного зондирования.

В [73] описана аналого-цифровая подсистема управления 69-канальной САЗ (рис. 1.10), которая позволяет существенно повысить ее адаптивные возможности. Подсистему управления образуют аналоговый контур обратной связи (1—3, 5—9) и цифровое вычислительное устройство 4, управляемое супервизором. С помощью подсистемы управления осуществляется настройка САЗ: выбор режимов ее работы, защита приемника от перегрузки, организация режимов автоматической регулировки усиления в электронной части приемника с использованием управляющих сигналов местного контура обратной связи или (и) команд от вычислительного устройства; установка ширины полосы пропускания (0,625; 1,25; 2,5 и 5 кГц) и коэффициента усиления (256...1), а также режимов сервосистемы и др.

Приемник содержит два детектора, один из которых подключен к контуру обратной связи и служит для выделения сигналов управления корректирующим зеркалом. Второй детектор предназначен для измерения флуктуаций мощности лазерного пучка в целом и последующей их компенсации управлением коэффициентами усиления во всех контурах обратной связи.

Сигналы управления выделяются синхронными детекторами перемножением сигнала контура обратной связи и сигналов модулирующей частоты в квадратурах. Это позволяет уменьшить число модулирующих частот до 35.

В 69-канальной САЗ во избежание механических резонансов адаптивных зеркал применяют два деформируемых зеркала: корректирующее с низкочастотными резонансами и с большим максимальным смещением поверхности и модулирующее с высокочастотными резонансами и с малым смещением поверхности. В то же время изыскивается возможность использования зеркала, способного объединить обе функции.

Были проведены предварительные экспериментальные испытания адаптивной САЗ с девятью каналами коррекции [74]. Исследовалась реакция замкнутой системы на вводимое фазовое возмущение. Для этого на центральный привод корректирующего зеркала подавалось напряжение в виде скачка амплитудой 0,1 В, что соответствовало введению фазового возмущения в 0,09 л. Экспериментальные результаты исследований 9-канальной системы (рис. 1.11), хорошо согласующиеся с результатами математического моделирования, послужили исходными данными для моделирования ожидаемых характеристик 69-канальной системы.

Одной из основных сложностей использования деформируемых (гибких) зеркал в адаптивных системах является захват локальных максимумов интенсивности излучения [38]. Поэтому при исследовании системы в разомкнутом состоянии основное внимание было уделено оценке влияния размеров приемной апертуры на проявление этого эффекта. Эксперимент показал, что для снижения влияния захвата 2л состояний целесообразно использовать апертуру с изменяющимся диаметром или переменную ирисовую диафрагму, с помощью которой можно в широких пределах изменять диаметр входного зрачка. При этом время изменения диаметра (для повышения устойчивости работы системы) должно быть больше постоянной времени схемы управления, вырабатывающей сигналы коррекции. Другой метод обнаружения захвата системой 2л состояний и выхода из них предусматривает использование двух волн и двух оптических приемников [80]. Эффективным методом также является реализация модального управления деформируемым зеркалом с помощью синтезатора базиса ортогональных полиномов (по апертуре в целом).

Уже первые экспериментальные адаптивные системы продемонстрировали возможность слежения за движущимся точечным объектом в области, определяемой шириной диаграммы направленности (ДН) субапертуры [37, 38, 82]. В частности, 18-канальной системой с составной апертурой уверенно сопровождалась движущиеся объекты со скоростями до 27 мрад/с [82], что потребовало расширения полосы пропускания системы до 500 Гц.

В рассмотренных системах слежение за подвижным объектом осуществлялось в пределах ширины ДН субапертуры. Для расши-

рения угловой области сопровождения движущегося объекта необходимо использовать дополнительное следящее зеркало с независимым и более инерционным контуром управления, чем контур адаптивного зеркала. При этом возникает задача оптимизации по некоторому критерию процессов адаптивной фокусировки излучения и слежения его максимумом за движущимся объектом (подробнее см. гл. 4). Применяемые методы оптимизации ориентируются на критерии максимума вероятности попадания в заданную область и минимума среднего квадрата ошибки смещенной оценки.

Точечный объект является идеальным для определения относительных фазовых ошибок в каналах излучения по отраженному сигналу [38, 83]. Однако реальный объект бывает, как правило, протяженным и каждая точка его когерентно освещаемой поверхности вносит свой вклад в вариации фазы и интенсивности рассеянного излучения. Протяженность и характер отражающей поверхности (зеркальный, диффузный, многобликовый и др.) объекта могут существенно ограничить эффективность процессов адаптивной фазовой компенсации и слежения за объектом. Для однородно шероховатых или зеркальных протяженных объектов традиционные методы фазового сопряжения и максимизации интенсивности на точечной приемной апертуре принципиально не позволяют сфокусировать лазерный пучок из-за эффектов его распада и дефокусировки (см. гл. 6). Вторым ограничивающим фактором, особенно для систем апертурного зондирования, является динамическая спекл-структура отраженного сигнала (от движущегося или вращающегося объекта) в плоскости приемной апертуры [84, 85].

Если движущийся протяженный объект имеет несколько блестящих точек (бликов) или зеркальных областей, то адаптивная система селектирует самую яркую точку, замыкается на ней (фокусирует лазерный пучок) и следит за этой яркой точкой. При этом на устойчивость процесса конвергенции подсвечивающего поля оказывает влияние спекл-модуляция принимаемого сигнала.

Для фокусировки излучения на протяженном объекте и организации слежения за ним (например, за краем отражающей поверхности) вместо физического блика на объекте можно сформировать искусственный блик, выделяемый в плоскости изображения точечной диафрагмой [54]. Рассматриваемый метод обеспечивает следующее преимущество: процесс конвергенции в системе апертурного зондирования более устойчив для объекта со многими бликами вследствие анализа интенсивности в некоторой области (не превышающей размера элемента разрешения приемной апертуры) плоскости изображения. Перенос процесса измерения интенсивности отраженного сигнала в плоскость изображения усложняет систему фокусировки.

Адаптивную фокусировку излучения на однородно отражающий протяженный объект (или выделение опорной точки на нем) можно реализовать с помощью рассмотренного в гл. 6 метода,

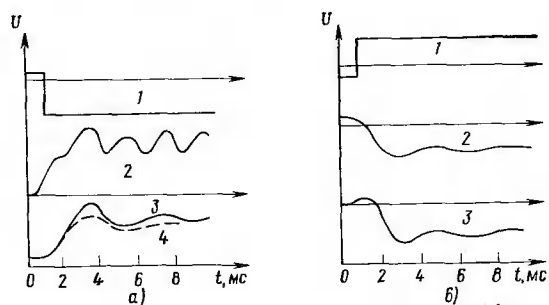


Рис. 1.11. Переходные характеристики адаптивной 69-канальной системы при разном числе модулирующих частот 500 (а) и 1000 Гц (б): 1 — скачок напряжения; 2—4 — включены соответственно 1, 9 и 69 каналов коррекции

основанного на максимизации интенсивности и энтропии отраженного от объекта поля в плоскости приемной апертуры.

Рассмотрим несколько методов уменьшения влияния спекл-модуляции на характеристики САЗ. Эффективность одного из них, заключающегося в ограничении амплитуды сигнала фазовой коррекции, была подтверждена в ходе экспериментальных исследований влияния параметров вращающихся протяженных целей (размера, скорости вращения и шероховатости поверхности) и размера приемной апертуры на сходимость процесса адаптации 9-канальной САЗ на длине волны 10,6 мкм [54].

Второй метод, использованный в ASPECT-системе [85], основан на том, что спекл-шум объекта прежде всего проявляется в случайном изменении средней интенсивности $I_0(t)$ принимаемого излучения (мультипликативная помеха). Этот принцип справедлив, если размер освещенной области на шероховатом объекте соизмерим с размером дифракционно ограниченного пятна.

В ASPECT-системе оценивался и устранялся спекл-шум с помощью автоматической регулировки усиления. Отличительной особенностью такой системы является наличие дополнительного (зондирующего) лазерного луча, который отделяется от основного луча лазера 1 (рис. 1.12) и модулируется, в отличие от основного, лишь на одной частоте ω_A с помощью зеркала 4. Затем два луча объединяются и направляются на объект. Принимаемый сигнал блоком фильтров 6 и 9, настроенных соответственно на частоты модуляции основного канала и частоту $2\omega_A$, разделяются на два канала управления. Первый канал аналогичен рассмотренному выше каналу САЗ с дополнительно включенным блоком делителей напряжений 7. В ASPECT-канале с помощью синхронного детектирования принимаемого сигнала оценивается и компенсируется случайная модуляция $I_0(t)$.

Для эффективной оценки спектрального состава $I_0(t)$ в полосе частот модуляции САЗ необходимо, во-первых, выбрать частоту модуляции ω_A на порядок больше наибольшей из частот модуляции САЗ и, во-вторых, обеспечить интенсивность дополнительного луча, намного меньшую интенсивности основного луча. Некоторые

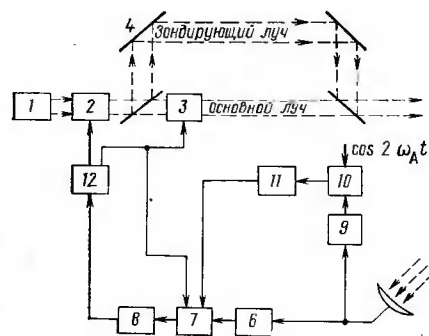


Рис. 1.12. Схема системы фокусировки с каналом компенсации паразитной спекл-модуляции:

1 — лазер; 2 — матрица фазовых корректоров; 3 — матрица фазовых модуляторов; 4 — модулирующее зеркало (на частоте ω_A); 5 — телескоп; 6 — блок полосовых фильтров; 7 — блок делителей напряжения и синхронных детекторов; 8 — блок фильтров нижних частот; 9 — полосовой фильтр; 10 — синхронный детектор; 11 — фильтр нижних частот; 12 — сервосистема с блоком модулирующих генераторов

результаты экспериментов, показывающие эффективность используемого метода, обобщены в табл. 1.3. Одним из ограничений явилось то, что частота ω_A не превышала 50 кГц (экспериментальное оборудование не обеспечивало более высокую частоту модуляции). Частота шума в виде гармонических составляющих (6,5 и 14,4 кГц) выбиралась в пределах полосы частот модуляции системы для создания

сильной интерференции по крайней мере в одном из каналов. Белый шум создавал интерференцию во всей полосе частот модуляции.

Для уменьшения влияния спекл-модуляции эффективны также методы статистического усреднения, основанные на различии частотных спектров спекл-шума и возмущений случайно-неоднородной среды [41].

В заключение подчеркнем, что в теоретическом плане развитие АОС связывается прежде всего с разработкой методов, критериев и алгоритмов адаптации, позволяющих, например, решать задачу фокусировки излучения на движущийся протяженный объект или обеспечивать восстановление с высоким качеством изображения протяженного объекта, наблюдаемого через турбулентную атмосферу, и др. На данном этапе выясняется характер оптимальности адаптивных методов, разрабатываются оптимальные методы обработки параметров сигнала, в частности фазы, развивается статистическая теория аббераций АОС, что позволяет синтезировать структуру корректора (выбрать число степеней свободы) при заданной статистике флуктуаций. Ставится и решается статистическая задача оптимального синтеза АОС, которую можно рассматривать при различной степени полноты априорной информации. Для синтеза адаптивных систем на более высоком уровне необходимо переходить от решения задач с полной априорной определенностью к задачам с меньшей априорной определенностью или полной неопределенностью. В частности развиваются методы синтеза адаптивных систем в условиях неполной информации о среде и объекте в рамках адаптивного байесовского подхода [31, 40].

Таблица 1.3

Нормированная интенсивность излучения на объекте [85]

Возмущающее воздействие	Состояние ASPECT-канала	
	Выключен	Включен
Гармоническое: $f=6,5$ кГц	0,39	0,91
$f=14,4$ кГц	0,39	0,65
Белый шум	0,48	0,92

2.1. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ И СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ АБЕРРАЦИЙ

Реальные возможности адаптивных информационных систем ограничиваются рядом пространственно-временных факторов. В процессе адаптивной коррекции эти ограничения приводят к ошибкам восстановления волновых фронтов и к появлению aberrаций. Aberrации АОС при фазовом сопряжении определяются отклонением формы излучаемого волнового фронта, восстановленного в условиях большого отношения сигнала к шуму, от формы принимаемого фронта. В случае формирования изображения точечного источника адаптивной системой с управлением принимаемой волной применимо классическое определение aberrаций как отклонения формы скорректированного волнового фронта от формы идеальной сферической волны.

Aberrации АОС случайно изменяются во времени и обусловлены как пространственными ограничениями корректора и датчика волнового фронта, так и временными ограничениями адаптивного контура. Среди них в первую очередь необходимо выделить ошибки пространственной аппроксимации волнового фронта, связанные с конечным числом степеней свободы корректора и неидеальностью воспроизведения субапертурами требуемых функций отклика. Последний тип aberrаций, характерный для обычных оптических систем и обусловленный качеством расчета и изготовления применяемых в них достаточно больших по размерам элементов (зеркал телескопов, линз объективов и т. п.), играет в АОС не столь значительную роль.

Специфическими для АОС aberrациями являются временные, вызванные ошибками прогнозирования. К их появлению приводит нарушение условия квазистационарности случайно-неоднородной среды из-за ограниченного быстродействия адаптивного контура и значительного времени распространения сигнала. В системах с двух- и многочастотным зондированием среды и анализом искажений на разностных частотах возможно проявление хроматических aberrаций. Свообразными типами aberrаций являются анизопланатизм и скоростная aberrация, связанные с протяженностью и движением объекта. Анизопланатизм существенно зависит также от геометрии расположения слоя турбулентной среды, его протяженности и характерных размеров неоднородностей.

Классические (статические) aberrации наиболее полно исследовались в рамках дифракционной теории [86]. Основными вопросами являлись: определение допустимых значений первичных aberrаций на основании выбранных критериев, например неравенства

Марешаля; их статическая компенсация; построение картин распределения интенсивности в дифракционном изображении при наличии одной из aberrаций.

Динамический характер случайных aberrаций в АОС позволяет использовать усреднение оцениваемого параметра частично-когерентного поля или показателя качества системы по ансамблю реализаций, т. е. применять в полной мере статистические методы. В связи с этим статистическую теорию aberrаций можно рассматривать как составную часть теории частично когерентных управляемых полей. Основным ее содержанием является анализ качества адаптивной коррекции при наличии aberrаций и выбор на основании сформулированных показателей и критериев (синтез) рациональной структуры корректора и характеристик адаптивного контура при заданной статистике фазовых искажений.

Качество адаптивной коррекции и техническая сложность систем адаптивной оптики определяются прежде всего aberrациями, обусловленными конечным числом степеней свободы корректирующих устройств и используемым базисом функций для формирования волновых фронтов. В задачах анализа и синтеза структуры корректора основной интерес представляет исследование влияния aberrаций на функцию когерентности второго порядка

$$G_2(\rho_2, \rho_2) = \langle u(\rho_2) u^*(\rho_2) \rangle \equiv \langle I(\rho_2) \rangle, \quad (2.1)$$

характеризующую распределение средней интенсивности в плоскости объекта (приемника) или в плоскости изображения, и на связанную с ней оптическую передаточную функцию (ОПФ). Здесь угловыми скобками обозначено статистическое усреднение. Через эти характеристики определяются обобщенные статистические показатели качества адаптивной коррекции.

При распространении оптического пучка в случайно-неоднородной среде, например турбулентной атмосфере, средняя интенсивность в точке $\{\rho_2, z\}$ плоскости объекта или плоскости изображения [87]

$$\begin{aligned} \langle I(\rho_2) \rangle = & \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \langle G(\mathbf{r}_1) G^*(\mathbf{r}_2) \rangle u(\mathbf{r}_1) u^*(\mathbf{r}_2) \times \\ & \times \exp[ik(s_1 - s_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где z — расстояние между плоскостями апертуры и объекта (или фокусное расстояние для изображающей системы); s_1 и s_2 — соответственно расстояния между точкой ρ_2 и точками $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ на апертуре; $G(\mathbf{r}) = h_a(\mathbf{r})$, $u(\mathbf{r})$ — соответственно функция возмущений и распределение поля в плоскости адаптивной апертуры.

Вводя новые переменные $\rho = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и учитывая, что $s_1 - s_2 = (-\rho_2 \rho + \mathbf{r} \rho)/2$, выражение (2.2) преобразуем к виду

$$\langle I(\rho_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{ik}{z} \rho_2 \rho\right) d\rho \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \left\langle G\left(\mathbf{r} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) G^*\left(\mathbf{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) \right\rangle u\left(\mathbf{r} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) \times \\ \times u^*\left(\mathbf{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) \exp\left(\frac{ik}{z}\boldsymbol{\rho}\mathbf{r}\right) d\mathbf{r}, \quad (2.3)$$

где второй интеграл характеризует усредненную ОПФ адаптивной системы. На практике используется нормированная к единице на нулевой частоте ($\rho=0$) передаточная функция, которая в дальней зоне ($\exp ik\rho r/z \approx 1$) запишется как

$$\langle \tau(\rho) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} W^D\left(\mathbf{r} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) W^D\left(\mathbf{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) \left\langle G\left(\mathbf{r} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) G^*\left(\mathbf{r} - \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}\right) \right\rangle d\mathbf{r}}{\int_{-\infty}^{\infty} W^D(\mathbf{r}) W^D(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}. \quad (2.4)$$

Здесь $\rho = |\boldsymbol{\rho}| \leq D$ — расстояние между двумя точками на апертуре, связанное с циклической пространственной частотой f как $\rho = f\lambda z$, D — диаметр апертуры. В дальнейшем ρ будем отождествлять с эквивалентной пространственной частотой. В (2.4) распределение поля для плоской волны $u(\mathbf{r})$ заменено функцией зрачка

$$W^D(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & |\mathbf{r}| \leq D/2, \\ 0, & |\mathbf{r}| > D/2. \end{cases} \quad (2.5)$$

Модуль функции $\langle \tau(\rho) \rangle$ называют модуляционной передаточной функцией (МПФ). Отметим некоторые основные свойства ОПФ: 1) $\langle \tau(0) \rangle = 1$; 2) $\langle \tau(\rho) \rangle \leq \langle \tau(0) \rangle$.

Поскольку нормирующий интеграл от произведения функций зрачков $W^D(\mathbf{r}) W^D(\mathbf{r})$ дает площадь апертуры, выражение для средней интенсивности примет вид

$$\langle I(\rho_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tau(\rho) \rangle \exp\left(-\frac{ik}{z}\rho_2 \rho\right) d\rho. \quad (2.6)$$

Таким образом, с точностью до постоянного множителя распределение средней интенсивности при наличии aberrаций связано с усредненной ОПФ системы двумерным преобразованием Фурье.

Конечное число степеней свободы корректора приводит к аппроксимации искаженного волнового фронта $\varphi(\mathbf{r})$ с некоторой ошибкой

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r}) - \Phi_k(\mathbf{r}) \neq \text{const}, \quad (2.7)$$

где $\Phi_k(\mathbf{r})$ — волновой фронт, сформированный корректором в реализуемом им базисе функций.

Существенной особенностью поля остаточных фазовых искажений при небольшом числе степеней свободы (и компенсации лишь aberrаций малых порядков) является их анизотропность и неод-

нородность. В этом случае функция возмущений $G(\mathbf{r}) = \exp(-i\Delta\varphi(\mathbf{r}))$, а $M(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}) = \langle G(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2) G^*(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle = \Gamma_2(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$ представляет функцию взаимной когерентности (ФВК) частично-когерентного поля в плоскости адаптивной апертуры, которая равна

$$M(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}) = \exp[-(1/2)d_{\Delta\varphi}(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})], \quad (2.8)$$

где по определению структурная функция aberrаций волнового фронта

$$d_{\Delta\varphi}(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}) = \langle [\Delta\varphi(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2) - \Delta\varphi(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2)]^2 \rangle. \quad (2.9)$$

Эта функция в общем случае является неоднородной и должна быть усреднена по координате $\mathbf{r}$.

С учетом последних соотношений выражение (2.4) для ОПФ при наличии aberrаций допускает важную геометрическую интерпретацию. Из определений (2.5) и (2.8) следует, что произведение $W^D(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2) W^D(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2) M(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$ как функция координаты $\mathbf{r}$ равно $M(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r}) \leq 1$ в области перекрытия двух кругов диаметром D с центрами, смещенными на $\pm \frac{1}{2}\boldsymbol{\rho}$ относительно начала системы

координат $\mathbf{r}$, и нулю вне этой области (рис. 2.1, а). Следовательно, числитель формулы (2.4) представляет объем некоторой сложной фигуры (рис. 2.1, б). Знаменатель же просто нормирует эту объемную область перекрытия к объему цилиндра единичной высоты с площадью, равной полной площади круглого зрачка $S = \pi D^2/4$ (рис. 2.1, в). Отсюда становятся понятными отмеченные свойства ОПФ.

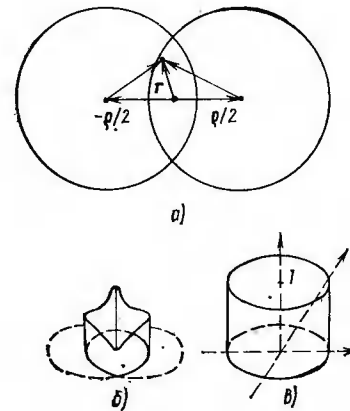


Рис. 2.1. Геометрическое представление функций: $W^D(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2) W^D(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2)$ (а); $W^D(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}/2) W^D(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}/2) M(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{r})$ (б); $W^D(\mathbf{r}) W^D(\mathbf{r})$ (в)

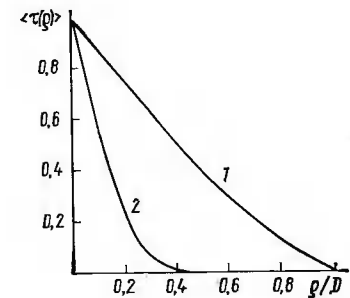


Рис. 2.2. Оптическая передаточная функция системы с идеальной компенсацией искажений (1) и неадаптивной системы в условиях атмосферных искажений (2)

Интеграл в числителе (2.4) в полярной системе координат $\mathbf{r} = \{r, \theta\}$, $\mathbf{\rho} = \{\rho, 0\}$, совмещенной с началом вектора $\mathbf{\rho}$, можно преобразовать к виду [87]

$$\int_{-\infty}^{\infty} W^D \left(\mathbf{r} + \frac{1}{2} \mathbf{\rho} \right) W^D \left(\mathbf{r} - \frac{1}{2} \mathbf{\rho} \right) M(\rho, \mathbf{r}) d\mathbf{r} = \\ = 4D^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{L(\theta)} M(\rho, 0; r, \theta) r dr.$$

Тогда с учетом (2.8) получим

$$\langle \tau(\rho) \rangle = \frac{16}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{L(\theta)} \exp \left[-\frac{1}{2} d_{\Delta\varphi}(\rho, r, \theta) \right] r dr, \quad (2.10)$$

где

$$L(\theta) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{D} \right) \cos \theta + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\rho}{D} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2}. \quad (2.11)$$

При идеальной компенсации $M(\rho, \mathbf{r}) = 1$, а ОПФ определяется отношением площади области перекрытия (рис. 2.1, а) к полной площади круглой апертуры:

$$\tau_0(\rho) = \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos \left(\frac{\rho}{D} \right) - \frac{\rho}{D} \left[1 - \left(\frac{\rho}{D} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.12)$$

т. е. приобретает вид хорошо известной передаточной функции дифракционно-ограниченной системы в отсутствие aberrаций [12, 86].

В отсутствие адаптивной коррекции функция возмущений $G(\mathbf{r}) = \exp(i\varphi(\mathbf{r}))$ описывает атмосферные искажения волнового фронта. В предположении локально-однородной и изотропной турбулентности ФВК

$$M(\rho, \mathbf{r}) = M(\rho) = \exp \left[-(1/2) d_{\varphi}(\rho) \right], \quad (2.13)$$

где $\rho = |\rho|$, а структурная функция фазовых искажений определяется формулой (П. 22) с заменой координат ρ'_2 и ρ''_2 соответственно на $\mathbf{r} + \mathbf{\rho}/2$ и $\mathbf{r} - \mathbf{\rho}/2$.

Функция $M(\rho)$ не зависит от координаты $\mathbf{r}$, и ОПФ неадаптивной системы разделяется на передаточные функции случайно-неоднородной среды $M(\rho)$ и идеальной системы, т. е.

$$\langle \tau(\rho) \rangle = M(\rho) \tau_0(\rho) = \exp \left[-(1/2) d_{\varphi}(\rho) \right] \tau_0(\rho). \quad (2.14)$$

Геометрическая интерпретация ОПФ позволяет непосредственно оценить влияние на нее некомпенсированных aberrаций. Как важное общее свойство отметим, что aberrации никогда не увеличивают модуль ОПФ (МПФ), так как $M(\rho, \mathbf{r}) \leq 1$, а в основном уменьшают контраст каждой пространственно-частотной составляющей интенсивности изображения, и особенно высокочастотные составляющие ОПФ (рис. 2.2).

Непосредственно определить структурную функцию ошибок пространственной аппроксимации $d_{\Delta\varphi}(\rho)$ трудно. Это можно час-

тично преодолеть, используя спектральный метод исследования aberrаций АОС [88—93], основанный на представлении искажений волнового фронта и корректирующих воздействий в области пространственных частот. В частности, структурная функция локально-однородных и изотропных aberrаций $\Delta\varphi(\mathbf{r})$ связана с их спектральной плотностью (пространственным спектром) $W_{\Delta\varphi}(\kappa)$ соотношением, аналогичным (П. 30), т. е.

$$d_{\Delta\varphi}(\rho) = 4\pi \int_0^{\infty} [1 - J_0(\kappa\rho)] W_{\Delta\varphi}(\kappa) \kappa d\kappa, \quad (2.15)$$

где $\kappa = 2\pi/l$ — пространственная частота (волновое число), соответствующая неоднородности размером l .

При использовании адаптивной компенсации фазовых искажений пространственный спектр $W_{\Delta\varphi}(\kappa)$ можно строго определить через текущий спектр (спектральную функцию) $A_{\Delta\varphi}(\kappa)$, являющийся фурье-преобразованием остаточных aberrаций $\Delta\varphi(\mathbf{r})$, на основании известных в статистической радиофизике и оптике методов [15, 16]

$$W_{\Delta\varphi}(\kappa) = \lim_{D^2 \rightarrow \infty} \left(\frac{\pi D^2}{4} \right)^{-1} \langle |A_{\Delta\varphi}(\kappa)|^2 \rangle. \quad (2.16)$$

С другой стороны, если рассматривать корректор как линейный режекторный фильтр пространственных частот волнового фронта с безразмерной комплексной частотной характеристикой $Q(\kappa)$, то пространственный спектр остаточных aberrаций

$$W_{\Delta\varphi}(\kappa) = W_{\varphi}(\kappa) |1 - Q(\kappa)|^2 = W_{\varphi}(\kappa) |H(\kappa)|^2. \quad (2.17)$$

Квадрат модуля комплексной частотной характеристики $|H(\kappa)|^2 = |1 - Q(\kappa)|^2$ в оптике часто называют фильтрующей функцией [89].

Для анизотропных aberrаций $\Delta\varphi(\mathbf{r})$ при определении структурной функции $d_{\Delta\varphi}(\rho, \mathbf{r})$ можно использовать однородный (по координате ρ) спектр $W_{\Delta\varphi}(\kappa, \mathbf{r})$, зависящий от вектора $\mathbf{r}$, а усреднение по $\mathbf{r}$ выполнять при вычислении ОПФ [90, 93].

Рассмотренные средняя ОПФ и структурная функция aberrаций широко используются для вычисления статистических показателей качества адаптивной коррекции.

2.2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ И КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА АДАПТИВНОЙ КОРРЕКЦИИ

Основными критериями при выборе способов и устройств формирования волнового фронта являются: достижение заданной степени аппроксимации искаженного волнового фронта при минимальном числе степеней свободы корректирующего устройства и простота построения корректирующих устройств. Для оценивания качества адаптивного восстановления изображений и синтеза рациональной структуры корректора целесообразно использовать традиционные показатели статистической оптики [12]. Некоторая

их модификация связана с тем, что они служат для оценивания степени приближения характеристик АОС к характеристикам идеальной дифракционно-ограниченной системы.

Среди статистических показателей наиболее распространен коэффициент Штреля

$$R_{\text{ш}} = \langle I(z, 0) \rangle / I_0(z, 0), \quad (2.18)$$

характеризующий снижение средней интенсивности $\langle I(z, 0) \rangle$ на оси пучка в условиях частично скомпенсированных искажений волнового фронта относительно интенсивности $I_0(z, 0)$ при их идеальной компенсации (или в отсутствие турбулентных искажений). Этот показатель аналогичен нормированному среднему усилению адаптивной оптической антенны $R_{\text{ш}} = \langle G \rangle / G_0$ на оси пучка при наличии аберраций.

С учетом (2.6) и нормировки пространственной частоты $\xi = \rho/D$ нетрудно показать, что в полярной системе координат $\rho = \{\rho, \Phi\}$ коэффициент Штреля связан с ОПФ адаптивной системы соотношением

$$R_{\text{ш}} = \int_0^1 \langle \tau(\xi) \rangle \xi d\xi / \int_0^1 \tau_0(\xi) \xi d\xi. \quad (2.19)$$

Здесь $\langle \tau(\xi) \rangle$ и $\tau_0(\xi)$ — передаточные функции реальной и идеальной АОС, определяемые соответственно (2.10) и (2.12). Интегрируя $\tau_0(\xi)$ вида (2.12), получаем

$$R_{\text{ш}} = 8 \int_0^1 \langle \tau(\xi) \rangle \xi d\xi. \quad (2.20)$$

При идеальной компенсации фазовых искажений $R_{\text{ш}} = 1$. Для АОС с аберрациями и неоднородной структурной функцией

$$R_{\text{ш}} = \frac{128}{\pi} \int_0^1 \xi d\xi \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{L(\theta)} \exp \left[-\frac{1}{2} d_{\Delta\varphi}(\xi, r) \right] r dr. \quad (2.21)$$

Из физических соображений ясно, что при $\rho \rightarrow \infty$ ($D \rightarrow \infty$)

$$d_{\Delta\varphi}(\xi, r) = 2\sigma_{\Delta\varphi}^2, \quad (2.22)$$

где $\sigma_{\Delta\varphi}$ — среднеквадратическое значение остаточных фазовых искажений. Интегрирование по всем координатам дает $\pi/128$, и, как следовало ожидать,

$$R_{\text{ш}} \approx \exp(-\sigma_{\Delta\varphi}^2). \quad (2.23)$$

Для однородной структурной функции $d_{\Delta\varphi}(\xi) = 6,88 (\xi D/r_0)^{5/3}$, описывающей поле однородных и изотропных фазовых искажений атмосферы, с учетом (2.12)

$$R_{\text{ш}} = \frac{16}{\pi} \int_0^1 [\arccos \xi - \xi(1 - \xi^2)^{1/2}] \exp[-3,44 (\xi D/r_0)^{5/3}] \xi d\xi. \quad (2.24)$$

Для выбора рациональной структуры корректора адаптивной системы необходимо сформулировать критерии, например использовать общепринятый критерий

$$R_{\text{ш}} \geq 0,8, \quad (2.25)$$

что в обозначениях Марешаля эквивалентно допуску на среднеквадратическую волновую деформацию, не превышающую $\lambda/14$. При формировании изображения точечного объекта $R_{\text{ш}}$ характеризует как средние энергетические потери, так и ухудшение резкости изображения. В информационных АОС требования к средним энергетическим потерям могут быть снижены, в частности, до $R_{\text{ш}} \geq 0,5$.

С коэффициентом Штреля по своим свойствам тесно связана еще одна статистическая характеристика, названная средней разрешающей способностью [94]:

$$R = \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tau(\rho) \rangle d\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \tau(f) \rangle df. \quad (2.26)$$

Этой же величиной описывается среднее отношение сигнал-шум в оптических гетеродинных системах [17].

При идеальной компенсации фазовых искажений или в их отсутствие разрешающая способность

$$R_{\text{ид}} = (\pi D^2/4)/(\lambda z)^2 = S/(\lambda z)^2 \quad (2.27)$$

обратно пропорциональна площади элемента разрешения системы. В системе с аберрациями разрешение системы асимптотически приближается к своему пределу

$$R_{\text{max}} = (\pi r_{0\varphi}^2/4)/(\lambda z)^2, \quad (2.28)$$

где $r_{0\varphi}$ — эквивалентный пространственный интервал корреляции фазы. Для некомпенсированных атмосферных искажений при компенсации аберраций малых порядков $r_{0\varphi} = r_0$. Физически величина r_0 — наименьший диаметр апертуры, при котором в условиях аберраций почти достигается предельное разрешение (предельное отношение сигнал-шум в оптических гетеродинных приемниках). На практике используют нормированную величину

$$\frac{R}{R_{\text{max}}} = 8 \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 \int_0^1 \langle \tau(\xi) \rangle \xi d\xi, \quad (2.29)$$

которая пропорциональна коэффициенту Штреля

$$\frac{R}{R_{\text{max}}} = \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 R_{\text{ш}}. \quad (2.30)$$

Как видно из рис. 2.3, величина R/R_{max} при увеличении D стремится к пределу (2.28), определяемому значением r_0 .

Коэффициент Штреля и связанные с ним показатели эффективности при формировании изображения точечного объекта. Для оценивания корреляционных свойств и резкости изображений протяженных объектов используют такие статистические характери-

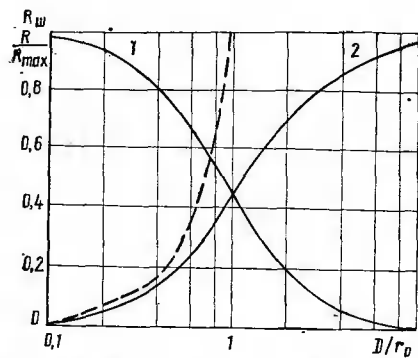


Рис. 2.3. Зависимость коэффициента Штреля (1) и разрешающей способности (2) от относительного диаметра апертуры (— функция

стики, как относительное структурное содержание и «верность» изображения. Первая из них

$$T_0 = \langle J \rangle / J_{\text{ид}} \quad (2.31)$$

является отношением статистически усредненных функций резкости [56]

$$J = \int_{\Omega_0} I^2(r) dr \quad (2.32)$$

при частично ($\langle J \rangle$) и полностью ($J_{\text{ид}}$) скомпенсированных искажениях. Здесь Ω_0 — известный контур объекта или его оценка. В предположении, что объект имеет равномерный пространственный спектр яркости, получим

$$T_0 = \int_{-\infty}^{\infty} |\langle \tau(r) \rangle|^2 dr / \int_{-\infty}^{\infty} |\tau_0(r)|^2 dr. \quad (2.33)$$

Этим показателем оценивается резкость изображения при малых остаточных возмущениях. При значительных aberrациях АОС, а также в случае малоконтрастных случайных объектов T_0 характеризует среднее информационное содержание изображения, отражающее потери энергии в области анализа Ω_0 . Следует отметить, что максимизацию функций резкости J широко используют при адаптивном восстановлении изображений [40, 41, 56].

Наиболее полную степень корреляции распределений интенсивности идеального и реального изображений и энергетические потери при наличии aberrаций оценивают обобщенным показателем

$$D_n = \frac{\int_{\Omega_0} \langle [I_{\text{ид}}(r) - I(r)]^2 \rangle dr}{\int_{\Omega_0} I_{\text{ид}}^2(r) dr}, \quad (2.34)$$

иногда называемым показателем «верности» изображения.

Рассмотренные показатели будут использоваться в дальнейшем при оценке качества восстанавливаемого адаптивной системой изображения при наличии aberrаций и в условиях шумов.

2.3. БАЗИСЫ ФУНКЦИЙ И СТАТИСТИКА КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ

Ортогональные разложения волновых фронтов в ряд. Искаженный волновой фронт можно разложить в ряд с помощью различных систем ортогональных полиномов

$$\varphi(r, t) = \sum_{\mu=1}^{\infty} a_{\mu}(t) F_{\mu}(r), \quad (2.35)$$

где полиномы $F_{\mu}(r)$ составляют полную систему ортогональных функций внутри некоторой ограниченной поверхности, а случайные коэффициенты $a_{\mu}(t)$ определяют вклад во времени той или иной aberrации $F_{\mu}(r)$ в разложение (2.35).

Универсальным разложением, отвечающим ряду условий оптимальности, является разложение Карунена—Лозва [95]. Оно характеризуется следующими свойствами, обуславливающими его оптимальность:

минимальной среднеквадратической ошибкой при удержании заданного числа членов в бесконечном ряде разложения (2.35); получением наибольшего (по сравнению с любым другим разложением) количества информации о представляемой усеченным рядом функции, какое бы число членов ряда (2.35) ни удерживалось;

некоррелированностью коэффициентов разложения, что упрощает дальнейшее использование результатов разложения и их анализ.

Однако разложение в ряд Карунена—Лозва обладает и существенными недостатками:

оно требует большого объема априорных сведений (знания корреляционной функции измеряемой характеристики), которые зачастую отсутствуют или весьма недостаточны;

собственные функции разложения характеристик искаженного поля имеют весьма сложную структуру, а практическая реализация их в виде корректирующих устройств с переменным базисом функций оказывается затруднительной.

В [71, 88] показано, что для аппроксимации aberrаций турбулентной атмосферы близкой к оптимальной является система полиномов Цернике, ортогональных (ортонормированных) внутри единичной окружности или окружности радиусом R . В частности, в [88] использована ортонормированная внутри единичной окружности модификация полиномов Цернике

$$\left. \begin{aligned} F_{\mu}^{\text{чет}}(r) &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos m\theta, \\ F_{\mu}^{\text{нечет}}(r) &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin m\theta, \end{aligned} \right\} m \neq 0, \\ F_{\mu}(r) = \sqrt{n+1} R_n^0(r), \quad m = 0, \quad (2.36)$$

где

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{n-2s} \quad (2.37)$$

— радиальные полиномы; n и m — соответственно порядок полинома и угловое число; $n \leq m$, $(n-m)$ — четное число. Соответствие текущего номера μ параметрам n и m и выражения для первых десяти полиномов Цернике ортогональной (классической) и ортонормированной на интервале $[0,1]$ форм приведены в табл. 2.1.

Сравним радиальные полиномы $R_n^m(r)$ для $n \leq 3$, $m \leq 3$ (рис. 2.4,а) и соответствующие им радиальные функции Каруне-

Таблица 2.1

Полиномы Цернике $F_\mu(r)$ на интервале $[0,1]$

μ	n	m	Тип aberrации	Классическая форма	Ортонормированная форма
1	0	0	Средняя фаза	1	$1/\sqrt{\pi}$
2	1	1	Наклоны	$r \cos \theta$	$2r \cos \theta / \sqrt{\pi}$
3	1	1		$r \sin \theta$	$2r \sin \theta / \sqrt{\pi}$
4	2	0	Дефокусировка	$2r^2 - 1$	$\sqrt{3/\pi}(2r^2 - 1)$
5	2	2	Астигматизм	$r^2 \sin 2\theta$	$\sqrt{6/\pi} r^2 \sin 2\theta$
6	2	2		$r^2 \cos 2\theta$	$\sqrt{6/\pi} r^2 \cos 2\theta$
7	3	1	Кома	$(3r^3 - 2r) \sin \theta$	$\sqrt{8/\pi}(3r^3 - 2r) \sin \theta$
8	3	1		$(3r^3 - 2r) \cos \theta$	$\sqrt{8/\pi}(3r^3 - 2r) \cos \theta$
9	3	3	—	$r^3 \sin 3\theta$	$\sqrt{8/\pi} r^3 \sin 3\theta$
10	3	3		$r^3 \cos 3\theta$	$\sqrt{8/\pi} r^3 \cos 3\theta$
j	n	m	Произвольная j -я aberrация	$R_n^m(r) \exp(im\theta)$	$\sqrt{\frac{n+1}{\pi}} R_n^m(r) \exp(im\theta)$

на—Лозва K_p^q (рис. 2.4, б). Последние представляют собственные функции интегрального уравнения Фредгольма второго рода, ядром которого является корреляционная функция атмосферных фазовых флуктуаций относительно их среднего значения на апертуре. Обычно R_n^m нормируют так, чтобы $R_n^m(1) = 1$. Здесь же нормировка R_n^m соответствует нормировке функций K_p^q . Из рис. 2.4 видно, что характер изменения радиальных функций этих двух разложений приблизительно одинаков. Близость разложения искаженного волнового фронта в базисе полиномов Цернике к оптимальному разложению Карунена—Лозва подтверждается также практическим совпадением ОПФ при одинаковом числе компенсируемых aberrаций в этих двух базисах [96].

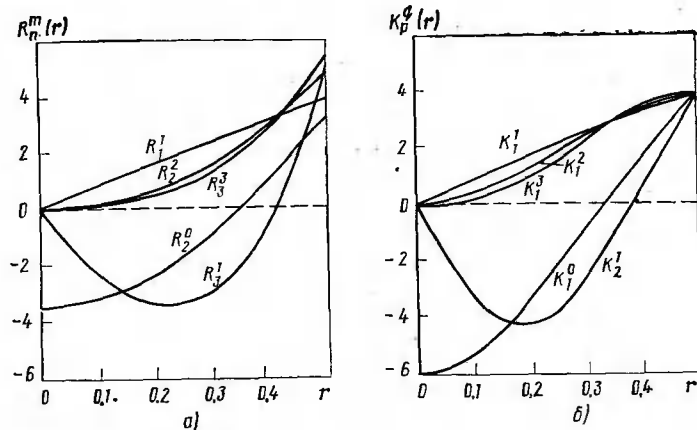


Рис. 2.4. Зависимости полиномов Цернике (а) и функций Карунена—Лозва (б) от радиальной координаты

В дальнейшем будем использовать также модифицированную систему полиномов Цернике [71], ортонормированных внутри окружности радиусом $R=D/2$, т. е.

$$F_\mu(r) = \sqrt{\frac{n+1}{\pi R^2}} R_n^m\left(\frac{r}{R}\right) \exp im\theta. \quad (2.38)$$

Ортонормированность определяется как

$$\int_{-\infty}^{\infty} W(r) F_\mu(r) F_{\mu'}^*(r) dr = \begin{cases} 1, & \mu = \mu', \\ 0, & \mu \neq \mu', \end{cases}$$

а коэффициенты разложения

$$a_\mu = \int_{-\infty}^{\infty} W(r) \varphi(r) F_\mu(r) dr \quad (2.39)$$

для атмосферных фазовых искажений считаются нормально распределенными случайными величинами с нулевым средним значением. Здесь $W(r)$ — функция зрачка, определяемая формулой (2.5). Эта форма полиномов Цернике получается из (2.36) введением нормировки $(1/R)$ и использованием радиальных полиномов $R_n^m(r/R)$ вместо $R_n^m(r)$. Полиномы до третьего порядка включительно, описываемые формулой (2.38), в полярной и прямоугольной системах координат представлены в табл. 2.2.

Фурье-образ μ -го полинома $Q_\mu(\mathbf{x})$ в полярной системе координат находится в результате обобщенного преобразования Ханкеля функции $W(r)F_\mu(r)$ и для выбранной формы полинома (2.38)

$$Q_\mu(\mathbf{x}) = Q_\mu(\mathbf{x}) \exp \left[im \left(\frac{\pi}{2} + \vartheta \right) \right], \quad (2.40)$$

где

$$Q_\mu(x) = |Q_\mu(x)| = \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} \frac{J_{n+1}(xR)}{xR} (-1)^{(n-m)/2} \quad (2.41)$$

— модуль фурье-образа; (x, θ) — соответственно пространственная частота и угол волнового вектора $\mathbf{x}$; $J_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка.

Таблица 2.2

Ортонормированные полиномы Цернике $F_\mu(\mathbf{r})$ на интервале $[0, R]$

μ	n	m	$\mathbf{r} = \{r, \theta\}$	$\mathbf{r} = \{x, y\}$
1	0	0	$(\pi R^2)^{-1/2}$	$(\pi R^2)^{-1/2}$
2	1	1	$\left(\frac{\pi R^4}{4}\right)^{-1/2} r \cos \theta$	$\left(\frac{\pi R^4}{4}\right)^{-1/2} x$
3	1	1	$\left(\frac{\pi R^4}{4}\right)^{-1/2} r \sin \theta$	$\left(\frac{\pi R^4}{4}\right)^{-1/2} y$
4	2	0	$\left(\frac{\pi R^6}{12}\right)^{-1/2} \left(r^2 - \frac{R^2}{2}\right)$	$\left(\frac{\pi R^6}{12}\right)^{-1/2} \left(x^2 + y^2 - \frac{R^2}{2}\right)$
5	2	2	$\left(\frac{\pi R^6}{6}\right)^{-1/2} r^2 \sin 2\theta$	$\left(\frac{\pi R^6}{24}\right)^{-1/2} xy$
6	2	2	$\left(\frac{\pi R^6}{6}\right)^{-1/2} r^2 \cos 2\theta$	$\left(\frac{\pi R^6}{6}\right)^{-1/2} (x^2 - y^2)$
7	3	1	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (3r^2 - 2R^2)r \sin \theta$	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (3x^2 + 3y^2 - 2R^2)x$
8	3	1	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (3r^2 - 2R^2)r \cos \theta$	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (3x^2 + 3y^2 - 2R^2)y$
9	3	3	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} r^3 \sin 3\theta$	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (x^3 - 3xy^2)$
10	3	3	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} r^3 \cos 3\theta$	$\left(\frac{\pi R^8}{8}\right)^{-1/2} (y^3 - 3yx^2)$

Используя пространственный спектр $W_\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = W_\varphi(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$, являющийся преобразованием Фурье функции корреляции фазовых флуктуаций, можно получить матрицу статистических моментов коэффициентов разложения

$$\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle = \iint Q_\mu^*(\mathbf{x}) Q_{\mu'}(\mathbf{x}) W_\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d\mathbf{x} d\mathbf{x}' \quad (2.42)$$

С учетом (2.40) и (2.41) после интегрирования по угловой координате формула (2.42) приобретает вид

$$\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle = 2[(n+1)(n'+1)]^{1/2} \delta_{mm'} (-1)^{n+n'-2m} \times \\ \times \int_0^\infty \frac{J_{n+1}(xR) J_{n'+1}(xR)}{(xR)^2} W_\varphi(x) x dx, \quad (2.43)$$

где $\delta_{mm'}$ — символ Кронекера.

Для спектра фазовых флуктуаций вида (П. 31) с необходимым уменьшением волнового числа x и нормировкой на R , т. е. для спектра

$$W_\varphi(xR/2) = 0,489 (R/r_0)^{5/3} (xR/2)^{-11/3} R^2, \quad (2.44)$$

соответствующего колмогоровскому спектру турбулентных неоднородностей с неограниченным внешним масштабом [88, 96], были вычислены авто- и взаимнокорреляционные пары коэффициентов

$$\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle = \begin{cases} 0,0072 (D/r_0)^{5/3} (-1)^{(n+n'-2m)/2} [(n+1)(n'+1)]^{1/2} \delta_{mm'} \times \\ \times \frac{\Gamma(14/3) \Gamma[(n+n'-5/3)/2]}{\Gamma[(n+n'+23/3)/2] \Gamma[(n-n'+17/3)/2]} \rightarrow \\ \rightarrow \frac{1}{\Gamma[(n'-n+17/3)/2]}, \\ \mu - \mu' = \text{чет} \\ 0, \mu - \mu' = \text{нечет} \end{cases} \quad (2.45)$$

Автокорреляционные пары коэффициентов можно представить как

$$\langle |a_\mu|^2 \rangle = b_\mu^2 (D/r_0)^{5/3}, \quad (2.46)$$

где $b_2^2 = b_3^2 = 0,448$; $b_4^2 = b_5^2 = b_6^2 = 0,023$; $b_7^2 = \dots b_{10}^2 = 0,006$; $b_{11}^2 = \dots = b_{15}^2 = 0,0025$; ...; $D = 2R$ — диаметр апертуры.

При модальной коррекции волновой фронт формируют с помощью конечного числа фазовых рельефов $F_\mu(\mathbf{r})$ в соответствии выражением

$$\Phi_k(\mathbf{r}) = \sum_{\mu=2}^M \hat{a}_\mu F_\mu(\mathbf{r}). \quad (2.47)$$

Здесь M — число реализуемых адаптивной оптикой ортогональных полиномов по апертуре в целом; $(M-1)$ — число каналов управления, поскольку усреднение фазы $\hat{a}_1 F_1 = \bar{\varphi}^D$ ($n=0, m=0$), $F_1 = (\pi R^2)^{-1/2}$ по апертуре осуществляется автоматически; $\hat{a}_\mu$ — оценка коэффициента разложения, равная при большом отношении сигнал-шум $\hat{a}_\mu \approx a_\mu$.

В этом случае с учетом (2.35) и (2.47) остаточные aberrации в предположении их «замороженности»

$$\Delta\varphi_M(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r}) - \bar{\varphi}^D(\mathbf{r}) - \Phi_k(\mathbf{r}) = \sum_{\mu=M+1}^\infty a_\mu F_\mu(\mathbf{r}), \quad (2.48)$$

а средний квадрат ошибки аппроксимации волнового фронта с учетом (2.46)

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{\pi R^2} \int W(r) \langle [\varphi(r) - a_1(\pi R^2)^{-1/2} - \Phi_k(r)]^2 \rangle dr =$$

$$= \sigma_1^2 - \sum_{\mu=2}^M \langle |a_\mu|^2 \rangle = \left(1,03 - \sum_{\mu=2}^M b_\mu^2 \right) \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}, \quad (2.49)$$

где

$$\sigma_1^2 = \langle \varphi^2(r) \rangle - \langle a_1^2 \rangle = 2 \cdot 0,489 (D/r_0)^{5/3} \int_0^\infty (1 - 4J_1^2(\eta)/\eta^2) \eta^{-3/2} d\eta =$$

$$= 1,03 (D/r_0)^{5/3} \quad (2.50)$$

— ошибка аппроксимации волнового фронта в неадаптивной системе. Здесь $\eta = \kappa D/2$ — нормированная пространственная частота.

При большом числе компенсируемых aberrаций ($M > 10$) ошибка аппроксимации (табл. 2.3)

$$\sigma_M^2 \approx 0,294 M^{-1/2} (D/r_0)^{5/3}.$$

Из табл. 2.3 видно, что при размерах передающей апертуры, соизмеримой с размерами интервала фазовой корреляции r_0 , наибольший вклад в искажения волнового фронта вносят aberrации малых порядков (линейные — случайный наклон волнового фронта и квадратичные — дефокусировка, первичный астигматизм).

Таблица 2.3

Ошибки аппроксимации искаженного волнового фронта

M	σ^2	M	σ_M^2
1	$1,0299 (D/r_0)^{5/3}$	9	$0,0463 (D/r_0)^{5/3}$
2	$0,582 (D/r_0)^{5/3}$	10	$0,0401 (D/r_0)^{5/3}$
3	$0,134 (D/r_0)^{5/3}$	11	$0,0377 (D/r_0)^{5/3}$
4	$0,111 (D/r_0)^{5/3}$	12	$0,0352 (D/r_0)^{5/3}$
5	$0,088 (D/r_0)^{5/3}$	13	$0,0328 (D/r_0)^{5/3}$
6	$0,0648 (D/r_0)^{5/3}$	14	$0,0304 (D/r_0)^{5/3}$
7	$0,0587 (D/r_0)^{5/3}$	15	$0,0279 (D/r_0)^{5/3}$
8	$0,0525 (D/r_0)^{5/3}$		

Таблица 2.4

Степень корреляции коэффициентов разложения полиномов Цернике

Пары коррелируемых коэффициентов	Порядки радиальных полиномов Цернике		Степень корреляции
	n	n	
b_2^2, b_3^2	1	1	$4,49 \cdot 10^{-1}$
b_4^2, b_5^2, b_6^2	2	2	$2,32 \cdot 10^{-2}$
$b_2 b_8, b_5 b_7$	1	3	$1,42 \cdot 10^{-2}$
$b_7^2, b_8^2, b_9^2, b_{10}^2$	3	3	$6,19 \cdot 10^{-3}$
$b_4 b_{11}, b_5 b_{13}, b_6 b_{12}$	2	4	$3,88 \cdot 10^{-3}$
$b_{11}^2, b_{12}^2, b_{13}^2, b_{14}^2, b_{15}^2$	4	4	$2,45 \cdot 10^{-3}$
$b_7 b_{17}, b_8 b_{16}, b_9 b_{19}, b_{10} b_{18}$	3	5	$1,56 \cdot 10^{-3}$

Приближенно качество модальной коррекции можно оценить уже на этом этапе, используя соотношение (2.49) для средне-квадратической ошибки σ_M^2 , в виде

$$R_{\text{ш}} \approx \exp(-\sigma_M^2) = \exp \left[- \left(1,03 - \sum_{\mu=2}^M b_\mu^2 \right) \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \right]. \quad (2.51)$$

При малом числе компенсируемых aberrаций эта оценка оказывается заниженной даже при соизмеримых размерах D и r_0 . С увеличением числа степеней свободы M она приближается к точной оценке; пределы применимости формулы (2.51) будут рассмотрены в следующем параграфе.

В соотношении (2.49) пренебрежимо малой считается степень корреляции между парами коэффициентов $\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle$. В табл. 2.4 приведены первые взаимно коррелируемые пары коэффициентов

$$\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle = b_\mu b_{\mu'} (-1)^{(n+\mu'-2m)/2} (D/r_0)^{5/3}$$

и степень корреляции $b_\mu b_{\mu'}$ для полиномов с малой разностью порядков $(n - n') \leq 2$.

Можно видеть, что первая отличная от нуля пара коэффициентов $\langle a_2 a_8 \rangle$ сравнима с коэффициентами $\langle a_4^2 \rangle$, $\langle a_5^2 \rangle$, $\langle a_6^2 \rangle$. Степень корреляции зависит от n и n' и быстро уменьшается с увеличением $(n' - n)$ при $n = \text{const}$. При значениях $(D/r_0) > 4$ и компенсации наклона пренебрежение корреляционными членами ведет к ошибке [96].

Формулы (2.43), (2.46) и (2.49) в ряде практических областей применения следует уточнить. В частности, на апертурах крупных оптических телескопов начинает проявляться эффект насыщения флуктуаций фазы, который учитывается внешним масштабом, вводимым в выражения для спектров турбулентности и фазовых флуктуаций, например в (2.44), где вместо $\kappa^{-1/3}$ используется $[\kappa^2 + (2\pi/L_0)^2]^{-1/6}$. Усредняющее действие апертуры на aberrации малых порядков — наклоны (I), дефокусировку и астигматизм (2) — при учете внешнего масштаба турбулентности L_0 иллюстрирует рис. 2.5 [97]. Из него видно, что вклад членов разложения порядка $n < 4,8 R/L_0$ в фазовые искажения при увеличении отношения R/L_0 начинает уменьшаться, aberrации перестают коррелировать между собой, а моменты их коэффициентов выравниваются:

$$\langle a_\mu^* a_{\mu'} \rangle = (0,0229/\pi) \delta_{mm'} \delta_{nn'} r_0^{-5/3} L_0^{1/3} R^{-2}. \quad (2.52)$$

В этом случае эффективной становится компенсация aberrаций высоких порядков.

В АОС фазового сопряжения часто корректор и датчик волнового фронта построены в различных базисах функций. Тогда коэффициенты a_μ определяют косвенными методами, например, вычисляют из набора измеренных разностей фаз [37, 38]. Это увеличивает время сходимости линейного оценочного алгоритма. Влияние на aberrации конечного времени оценки коэффициентов, огра-

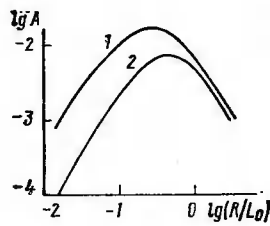


Рис. 2.5. Зависимость функции $A = (r_0/L_0)^{5/3} \times \langle a_{\mu}^* a_{\mu} \rangle$ от отношения радиуса апертуры к внешнему масштабу турбулентности

ниченного быстродействия адаптивного контура и других временных факторов подробно изложено в [99].

Рассмотрим один из путей уменьшения времени восстановления коэффициентов a_{μ} при вычислении их из набора измеренных (в узловых точках) градиентов волнового фронта. Он состоит в непосредственном измерении коэффициентов a_{μ} из полученных разностей фаз при их фильтрации в базисе векторных полиномов, ортогональных градиентам полиномов Цернике. Пусть имеется набор измеренных градиентов фаз, составляющих вектор $A = \nabla \varphi$, а восстанавливаемая фаза $\varphi(\mathbf{r})$ описывается разложением

ем (2.47), где полиномы Цернике $F_{\mu}(\mathbf{r}) = F_n^m(\mathbf{r})$ выбраны, например, в форме (2.36). Тогда в полярной системе координат

$$A(r, \theta) = \sum_{\mu} a_{\mu} \nabla F_n^m(r, \theta). \quad (2.53)$$

Предположим, что существует ряд векторных функций, таких, что

$$\int W(\mathbf{r}) \nabla F_n^m(\mathbf{r}) G_p^{q*}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{np} \delta_{mq}. \quad (2.54)$$

С учетом последних соотношений получим выражение, связывающее коэффициенты разложения a_{μ} с измеренными градиентами фаз:

$$a_{\mu} = A(\mathbf{r}) G_p^q(\mathbf{r}). \quad (2.55)$$

В [78] были найдены векторные полиномы G_p^{q*} с радиальной составляющей P_p^q и азимутальной составляющей E_p^q , удовлетворяющие соотношению (2.54), т. е.

$$\begin{aligned} \int W(\mathbf{r}) \nabla F_n^m(\mathbf{r}) G_p^{q*}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} &= \left(\frac{n+1}{\pi} \frac{p+1}{\pi} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \int P_p^q(r') \frac{dR_n^m(r')}{dr'} \exp[i(m-q)\theta'] r' dr' d\theta + \right. \\ &\left. + mq \int E_p^q(r') R_n^m(r') \frac{1}{r'} \exp[i(m-q)\theta'] r' dr' d\theta \right\} = \delta_{np} \delta_{mq}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} P_p^q(r) &= \frac{1}{4} \sum_{s=0}^{(p-q)/2} \frac{(-1)^s (p-s)!}{s! \left(\frac{p+q}{2} - s \right)! \left(\frac{p-q}{2} - s \right)!} \times \\ &\times \frac{(p-2s+2)(r^{q-1} - r^{p-2s+1})}{[(p+q)/2 - s + 1][(p-q)/2 - s + 1]}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_p^q(r) &= \frac{1}{4q} \sum_{s=0}^{(p-q)/2} \frac{(-1)^s (p-s)!}{s! \left(\frac{p+q}{2} - s \right)! \left(\frac{p-q}{2} - s \right)!} \times \\ &\times \frac{[(p-2s+2)r^{q-1} - qr^{p-2s+1}]}{\left(\frac{p+q}{2} - s + 1 \right) \left(\frac{p-q}{2} - s + 1 \right)}. \end{aligned}$$

Выражения для обоих компонентов векторного полинома G_p^{q*} ($p \leq 4$) приведены в табл. 2.5. Реализующие их пространственные фильтры позволяют заменить последовательные оценочные алгоритмы коэффициентов a_{μ} параллельными при использовании датчиков волнового фронта типа сдвигового интерферометра или датчика Гартмана.

Таблица 2.5.

Компоненты векторных полиномов G_p^{q*}

p	q	$P_p^q(r)$	$E_p^q(r)$	p	q	$P_p^q(r)$	$E_p^q(r)$
1	1	$\frac{3}{8}(1-r^2)$	$\frac{1}{8}(3-r^2)$	3	3	$\frac{5}{16}r^2(1-r^2)$	$\frac{1}{48}r^2(5-3r^2)$
2	0	$\frac{1}{2}r(1-r^2)$	0	4	0	$-\frac{1}{2}r(1-r^2)(1-2r^2)$	0
2	2	$\frac{1}{3}r(1-r^2)$	$\frac{1}{12}r(2-r^2)$	4	2	$-\frac{1}{4}r(1-r^2)(1-3r^2)$	$-\frac{1}{8}r(1-r^2)^2$
3	1	$\frac{1}{8}(1-5r^2)(1-r^2)$	$\frac{1}{8}(1-r^2)^2$	4	4	$\frac{3}{10}r^3(1-r^2)$	$\frac{1}{40}r^3(3-2r^2)$

Модальную коррекцию можно осуществить и в базисе дискретных ортогональных функций Уолша $F_{\mu}(\mathbf{r}) = \text{wal}_{\mu}(\mathbf{r})$, которые, принимая значения ± 1 , характеризуются простотой технической реализации [72]. Функции Уолша $\text{wal}(i, r)$ выражаются через нечетную $\text{sal}(i, r) = \text{wal}(2i-1, r)$ и четную $\text{cal}(i, r) = \text{wal}(2i, r)$ ступенчатые функции, являющиеся аналогом синусоидальных функций $\sin 2\pi ir$ и $\cos 2\pi ir$. Эти функции вводятся как по одной координате, так и на квадратной или круговой апертуре. Характер функций $\text{sal}(i, r)$ и $\text{cal}(i, r)$ для нескольких значений индекса i по одной координате показан на рис. 2.6, а.

Функции Уолша на двумерной апертуре представляются в виде произведения функций Уолша по каждой из координат

$$\text{wal}_{nm}(\mathbf{r}) = \text{wal}_n(\mathbf{r}) \text{wal}_m(\theta).$$

При этом общее число функций $M = M_r M_{\theta}$, где $M_r = 2^{K_r}$, $M_{\theta} = 2^{K_{\theta}}$ ($K_r, K_{\theta} = 1, 2, 3, \dots$) — число дискретных отсчетов по каж-

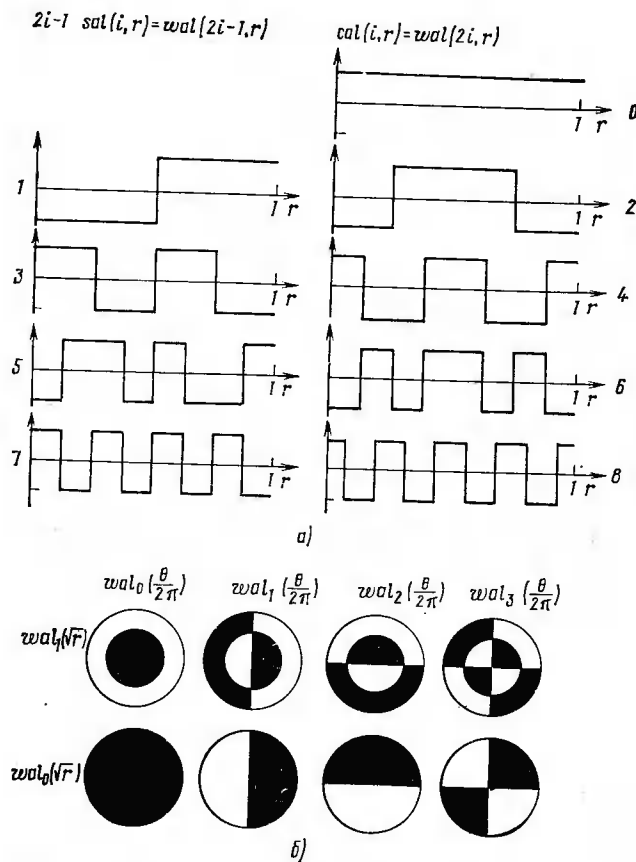


Рис. 2.6. Функции Уолша по одной координате (а) и для круглой апертуры (б)

дой координате. На рис. 2.6,б построены функции Уолша для круговой апертуры при $M_r=2$ и $M_\theta=4$. Черные поля соответствуют значению функции $+1$, а белые — значению -1 . По координате r дискретизация производится пропорционально $\sqrt{r}$ с учетом того, что площадь элементарной площадки в полярной системе координат равна $rdrd\theta$.

Неоптимальные разложения. В практических системах адаптивной оптики наибольшее распространение получили корректирующие устройства с неоптимальными базисами ортогональных полиномов и с большим числом степеней свободы или с близкими к оптимальным базисами. Ввиду простоты технической реализации широко используется поэлементный или зональный способ коррекции волнового фронта с помощью решеток зеркальных, электро- и акустооптических элементов (субапертур) с независимым управлением оптической длиной пути на каждой субапертуре. Требуемый волновой фронт в этом случае аппроксимируется ступенчаты-

ми функциями — абберациями нулевого порядка ($a_1(t) = \Phi(t)$, $F_1(r) = 1$, т. е.

$$\Phi_k(r, t) = \sum_{p=1}^P \Phi_p(t) F_{1p}^d(r - r_p) s_p(r - r_p). \quad (2.56)$$

Здесь P — число субапертур поршневого типа (каналов управления),

$$F_{1p}^d(r - r_p) = \begin{cases} 1, & |r - r_p| \leq d/2, \\ 0, & |r - r_p| > d/2, \end{cases}$$

$s_p(r - r_p)$ — пространственное распределение фазы в пределах одной субапертуры из-за неидеальности воспроизведения «ступеньки» фазы; d — диаметр субапертуры; r_p — радиус-вектор центра p -й субапертуры. Высокое качество аппроксимации достигается соответствующим выбором количества и размеров субапертур. При таком способе формирования волнового фронта не требуется большого объема априорных сведений о статистических характеристиках турбулентной среды, однако при этом теряется оптимальность разложения по сравнению с разложением (2.47).

Для объединения достоинств корректирующих воздействий (2.47) и (2.56) можно использовать комбинированные виды коррекции. При этом наиболее целесообразными являются следующие аппроксимации:

локальная

$$\Phi_k(r, t) = \sum_{p=1}^P \sum_{m=1}^{M_1} a_{pm} F_{pm}^d(r - r_p), \quad (2.57)$$

которая реализуется корректором зонального типа, составленного из P субапертур с M_1 степенями свободы;
зонально-модальная

$$\Phi_k(r) = \Phi_{\text{мод}}(r) + \Phi_{\text{зон}}(r) = \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} a_{\mu} F_{\mu}^D(r) + \sum_{p=1}^P \sum_{l=M_0}^{M_1} a_{pl} F_{pl}^d(r - r_p), \quad (2.58)$$

где $M_0 = 1, 2, \dots, M_1$; $\mu_0 = 2, 3, \dots, M_2$; D — диаметр апертуры.

В соответствии с (2.58) волновой фронт формируется с помощью двух последовательно установленных корректирующих устройств зонального и модального типа. Общее число каналов управления в этом случае $(M_1 - M_0)P + M_2 - \mu_0 + 1$. На практике созданы корректирующие устройства, субапертуры которых имеют одну — три степени свободы. Они могут комбинироваться с управляемым по наклонам или кривизне зеркалом модального типа.

Очевидно, что при локальной аппроксимации, которую также будем относить к зональной коррекции, статистически усредненные коэффициенты $\langle a_{\mu}^2 \rangle^d$ определяются соотношением (2.46) с заменой D на d . При $D/d \rightarrow \infty$ качество адаптивной компенсации

для обоих видов комбинированной коррекции (2.57) и (2.58) оценивается дисперсией некомпенсированных aberrаций

$$\sigma_{M_1}^2 = \left(1,03 - \sum_{i=2}^{M_1} b_i^2 \right) \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (2.59)$$

На практике представляет интерес оценивание качества адаптивной компенсации с помощью корректоров различных типов с произвольным числом степеней свободы и выбор наилучшего из них при заданных статистических характеристиках фазовых искажений.

2.4. КАЧЕСТВО АДАПТИВНОЙ ФОКУСИРОВКИ ПРИ ЗОНАЛЬНОЙ КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ

Качество адаптивной фокусировки оптического излучения в турбулентной атмосфере будем оценивать с помощью коэффициента Штреля и разрешающей способности, определяемых соответственно формулами (2.20) и (2.29). Для этого необходимо знать ОПФ и структурную функцию aberrаций, обусловленных неточностью аппроксимации волнового фронта. В предположении, что число субапертур или степеней свободы корректора порядка 10 и более, структурную функцию остаточных искажений можно считать однородной и изотропной [89]. Тогда ОПФ адаптивной системы

$$\langle \tau(\xi) \rangle = \tau_0(\xi) \langle \tau_3(\xi D/d) \rangle \quad (2.60)$$

разделяется на ОПФ идеальной системы $\tau_0(\xi)$, описываемую выражением (2.12), и ОПФ системы «зональный корректор — турбулентная среда»

$$\langle \tau_3(\xi D/d) \rangle = \exp \left[- (1/2) d_{\Delta\varphi_3}(\xi D/d) \right]. \quad (2.61)$$

Здесь $d_{\Delta\varphi_3}(\xi D/d)$ — структурная функция остаточных aberrаций при зональной коррекции, D/d — отношение диаметров апертуры и субапертуры; $\xi = r/D$ — нормированная пространственная частота. Определим структурную функцию $d_{\Delta\varphi_3}$ при корректирующих воздействиях типа (2.56) и (2.57), используя спектральный метод и связь ее с пространственным спектром $W_{\Delta\varphi_3}$ aberrаций при зональной коррекции ($\eta = \kappa d$)

$$d_{\Delta\varphi_3}(\xi D/d) = (4\pi/d^2) \int_0^\infty \left[1 - J_0 \left(\xi \eta \frac{D}{d} \right) \right] W_{\Delta\varphi_3}(\eta) \eta d\eta. \quad (2.62)$$

Пространственный спектр $W_{\Delta\varphi_3}$ по определению (2.16) выражается через текущий амплитудный спектр или двумерную спектральную функцию $A_{\Delta\varphi_3}$. Для частных случаев компенсации средней фазы на субапертуре — ступенчатой аппроксимации ($M_1=1$), и компенсации средней фазы и локальных наклонов ($M_1=3$) соответствующие амплитудные спектры были вычислены в [89], т. е.

$$A_{\Delta\varphi_3}(\kappa) = A_\varphi(\kappa) \exp(i \kappa \mathbf{r}_1) - A_{M_1}(\kappa),$$

где

$$A_{M_1} = \begin{cases} [2J_1(\kappa d/2)/(\kappa d/2)] A_\varphi(\kappa), & M_1=1, \\ -8i [J_2(\kappa d/2)/(\kappa d/2)^2] \mathbf{r}_1 \kappa A_\varphi(\kappa), & M_1=3, \end{cases}$$

$A_\varphi(\kappa)$ — спектральная функция атмосферных искажений волнового фронта, $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r} - \mathbf{r}_p$.

В результате дальнейших усреднений был получен пространственный спектр остаточных aberrаций

$$W_{\Delta\varphi_3}(\kappa) = |H^d(\kappa)|^2 W_\varphi(\kappa), \quad (2.63)$$

где фильтрующая функция или квадрат модуля нормированной частотной характеристики режекторного фильтра (зонального корректора)

$$|H^d(\kappa)|^2 = \begin{cases} 1 - [2J_1(\kappa d/2)/(\kappa d/2)]^2, & M_1=1 \\ 1 - [2J_1(\kappa d/2)/(\kappa d/2)]^2 - [4J_2(\kappa d/2)/(\kappa d/2)]^2, & M_1=3, \end{cases} \quad (2.64)$$

а спектр атмосферных флуктуаций $W_\varphi(\kappa)$ определяется соотношением (П. 31).

Задача получения пространственного спектра $W_{\Delta\varphi_3}$ при локальной аппроксимации волнового фронта и произвольном числе степеней свободы рассматривалась в [91, 93]. В этом случае с учетом корректирующего воздействия (2.57) ошибка аппроксимации волнового фронта

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) - \sum_{p=1}^P \sum_{i=M_0}^{M_1} a_{pi} F_i^d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p), \quad (2.65)$$

где $M_0=1, 2, \dots, M_1$; P — число субапертур диаметром d , образующих составную апертуру с описывающим диаметром D . Каждая из субапертур имеет $M=M_1-M_0+1$ степеней свободы, а составная апертура зонального корректора — PM степеней свободы. Геометрия расположения субапертур и соответствующие векторы показаны на рис. 2.7. Для определенности использовалась система

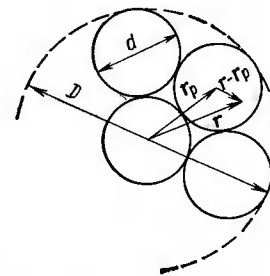


Рис. 2.7. Обозначения в составной апертуре

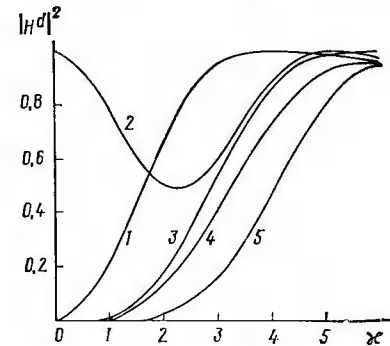


Рис. 2.8. Фильтрующие функции при компенсации на субапертурах различных aberrаций

Фильтрующие функции

№№ на рис. 2.8	Аберрации, компенсируемые субапертурой	M	$ H^d(x) ^2$
1	Локальная средняя фаза ($N_{\pi}=0$, $M_0=M_1=1$)	1	$1 - \left[\frac{2J_1(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$
2	Локальный наклон ($N_{\pi}=2$, $M_0=2$, $M_1=3$)	2	$1 - \left[\frac{4J_2(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$
	Локальная средняя фаза и дефокусировка	2	$1 - \left[\frac{2J_1(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2 - \left[\frac{2\sqrt{3}J_3(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$
3	Локальная средняя фаза и наклон ($N_{\pi}=1$, $M_0=1$, $M_1=3$)	3	$1 - \left[\frac{2J_1(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2 - \left[\frac{4J_2(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$
4	Локальная средняя фаза, наклон и дефокусировка ($N_{\pi}=2$, $M_0=1$, $M_1=4$)	4	$1 - [2J_1(xd/2)/(xd/2)]^2 - [4J_2(xd/2)/(xd/2)]^2 - [2\sqrt{3}J_3(xd/2)/(xd/2)]^2$
5	Локальные аберрации до второго порядка включительно ($N_{\pi}=2$, $M_0=1$, $M_1=6$)	6	$1 - \sum_{n=0}^2 \left[\frac{2(n+1)J_{n+1}(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$
	Локальные аберрации до второго порядка включительно и кома	8	$1 - \sum_{n=0}^2 \left[\frac{2(n+1)J_{n+1}(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2 - \left[\frac{4\sqrt{2}J_4(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2$

ортонормированных на интервале $[0, R]$ полиномов Цернике, задаваемая (2.38), где $R=d/2$.

Спектральная функция усеченной реализации остаточных искажений на конечном пространственном интервале $[0, D/2]$ относительно выбранного начала координат в результате преобразования Фурье

$$A_{\Delta\varphi}(x) = A_{\varphi}(x) \exp(i x r_p) - \sum_{p=1}^P \sum_{i=M_0}^{M_1} a_{pi} Q_i^d(xd/2), \quad (2.66)$$

где $Q_i^d(xd/2)$ — текущий спектр i -го полинома, определяемый формулой (2.41).

При выполнении операций статистического усреднения и последующего усреднения по субапертурам принималось во внимание, что при большом числе субапертур или степеней свободы остаточные аберрации близки к однородным и изотропным искажениям; при $(D/d) \gg 1$ отношение площадей $(\pi D^2/4)/(\pi d^2/4) \approx P$; на практике применяют субапертуры с размером $d \leq 4r_0$ и взаимно корреляционными членами в (2.66) можно пренебречь. Тогда в результате статистического усреднения и усреднения по субапертуре окончательно получим

$$\langle |A_{\Delta\varphi}(x)|^2 \rangle = W_{\varphi} - 4\pi W_{\varphi} \sum_{i=M_0}^{M_1} |Q_i^d(x)|^2. \quad (2.67)$$

Спектральную плотность мощности аберраций $W_{\Delta\varphi}$ можно представить в виде (2.63), где фильтрующая функция

$$|H^d(x)|^2 = 1 - 4\pi \sum_{i=M_0}^{M_1} |Q_i^d(x)|^2 \quad (2.68)$$

и

$$|Q_i^d(x)|^2 = \frac{n+1}{\pi} \left[\frac{J_{n+1}(xd/2)}{xd/2} \right]^2. \quad (2.69)$$

Если на субапертуре компенсируются все аберрации, описываемые полиномами от нулевого до N_{π} -го порядка включительно, то фильтрующая функция

$$|H^d(x)|^2 = 1 - \sum_{n=0}^{N_{\pi}} \left[\frac{2(n+1)J_{n+1}(xd/2)}{(xd/2)} \right]^2. \quad (2.70)$$

В табл. 2.6 приведены аналитические выражения для фильтрующих функций (рис. 2.8) при различных сочетаниях компенсируемых аберраций на субапертурах корректирующего устройства. Особенностью фильтрующей функции 2 и всех фильтрующих функций без компенсации средней фазы является то, что они осуществляют частичную режекцию (корректируют) лишь в некоторой области пространственных частот. Следовательно, субапертуры зонального корректора для эффективной компенсации фазовых

искажений принципиально должны иметь одну из степеней свободы с поршневым движением (ступенчатой аппроксимацией).

Структурная функция некомпенсированных фазовых флуктуаций при зональной коррекции с учетом соотношений (2.62) и (2.63) будет иметь вид

$$d_{\Delta\varphi_3} \left(\xi \frac{D}{d} \right) = \frac{4\pi}{d^2} \int_0^{\infty} \left[1 - J_0 \left(\eta \xi \frac{D}{d} \right) \right] |H^d \left(\frac{\eta}{2} \right)|^2 W_{\varphi}(\eta) \eta d\eta, \quad (2.71)$$

где $\eta = \kappa d$ — нормированная пространственная частота, $W_{\varphi}(\eta) = 0,489 (d/r_0)^{5/3} d^2 \eta^{-11/3}$ — спектральная плотность атмосферных фазовых флуктуаций. Структурную функцию $d_{\Delta\varphi_3}(\xi D/d)$ можно выразить через структурную функцию атмосферных фазовых иска-

жений $d_\varphi(\xi) = 6,88 (D/r_0)^{5/3} \xi^{5/3}$ и некоторую компенсирующую функцию $f(\xi D/d)$:

$$d_{\Delta\varphi_3}(\xi D/d) = d_\varphi(\xi) f(\xi D/d).$$

Здесь функция

$$f\left(\xi \frac{D}{d}\right) = \frac{\int_0^\infty [1 - J_0(\eta \xi D/d)] f(\eta/2) \eta^{-8/3} d\eta}{\int_0^\infty [1 - J_0(\eta \xi D/d)] \eta^{-8/3} d\eta}. \quad (2.72)$$

Полученные соотношения позволяют вычислить ОПФ и статистические показатели адаптивной системы с зональным корректором и оценить качество адаптивной фокусировки. На рис. 2.9 изображены передаточные функции системы «зональный корректор — турбулентная среда» $\tau_3(\xi)$ для ступенчатой (а) и локальной (б) аппроксимации волнового фронта. Заметное улучшение корректирующих (фильтрующих) свойств системы по сравнению с отсутствием коррекции ($d/r_0 \rightarrow \infty$) наблюдается, начиная с $d/r_0 \leq 2$ при компенсации средней фазы и с $d/r_0 \leq 4$ при компенсации средней фазы и локальных наклонов. Из рис. 2.9 видно, что для достижения одного и того же качества коррекции диаметр субапертуры с поршневым движением должен быть примерно в два раза меньше, чем субапертуры с поршневым движением и локальными наклонами. При этом общее число степеней свободы корректора с локальной аппроксимацией несколько меньше.

Эти же выводы подтверждаются рис. 2.10 и 2.11 для показателя $R_{\text{ш}}$, полученные на основании соотношений (2.20) и (2.60) с учетом структурной функции вида (2.71). Анализ этих графиков для различных способов аппроксимации позволяет сформулировать общий вывод, что способ локальной аппроксимации с ростом относительного диаметра апертуры D/r_0 получает преимущество тогда, когда заданное значение $R_{\text{ш}}$ (например, $R_{\text{ш}} \geq 0,8$) достигается за счет увеличения числа степеней свободы субапертуры технически проще ($P = \text{const}$, $M = \text{var}$), чем за счет увеличения числа субапертур с поршневым движением ($P = \text{var}$, $M = 1$).

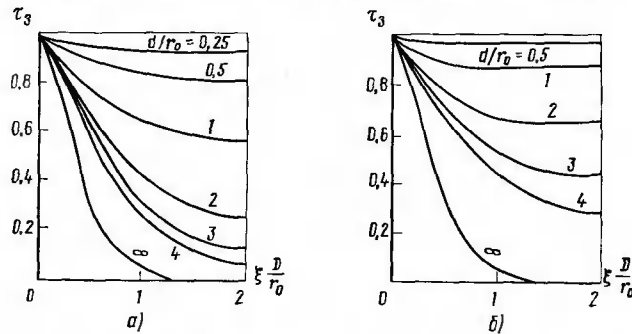


Рис. 2.9. Оптические передаточные функции системы при зональной коррекции [86]: $M_1=1$ (а), $M_1=3$ (б)

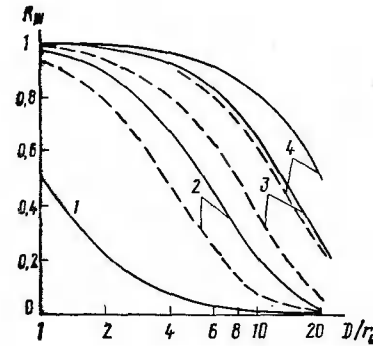


Рис. 2.10. Зависимость коэффициента Штреля от относительного диаметра апертуры при зональной коррекции и $D/d=3$ (---), $D/d=5$ (—):

1 — отсутствие коррекции; 2 — компенсация средних фаз; 3 — компенсация средних фаз и локальных наклонов; 4 — при коррекции всех локальных aberrаций до второго порядка включительно

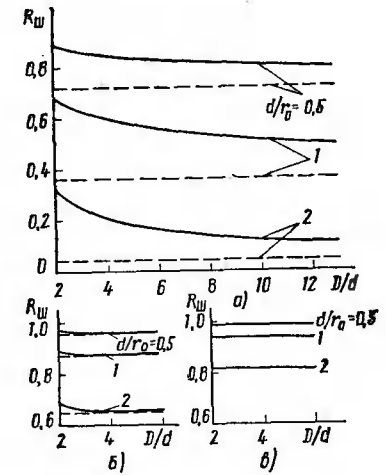


Рис. 2.11. Зависимость коэффициента Штреля от отношения диаметров апертуры и субапертуры при компенсации средних фаз (а), средних фаз и наклонов (б), средних фаз, наклонов и дефокусировки (в) на субапертурах

Очевидно, что при $\xi D/d \rightarrow \infty$ структурная функция $d_{\Delta\varphi_3} \approx 2\sigma_{M1}^2$, где дисперсия некомпенсированных фазовых флуктуаций σ_{M1}^2 определяется формулой (2.59), и коэффициент Штреля оценивается простым выражением

$$R_{\text{ш}} = \exp \left[\left(-1,03 + \sum_{i=2}^{M_1} b_i^2 \right) \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \right]. \quad (2.73)$$

Практически важно знать отношение D/d для различного числа степеней свободы субапертуры, при котором можно с хорошим приближением пользоваться формулой (2.73). Эти значения можно определить из рис. 2.11. Для корректоров с поршневым движением субапертур 10 %-ная и лучшая точность вычисления $R_{\text{ш}}$ с помощью (2.73) достигается только при $d/r_0 \leq 0,5$ и $(D/d) \geq 10$ (рис. 2.11, а). В остальных диапазонах значений d/r_0 и D/d целесообразно рассчитывать коэффициент Штреля с использованием точной структурной функции (2.71). Для корректоров с локальной аппроксимацией (рис. 2.11, б, в) во всех практических случаях с высокой точностью качество адаптивной фокусировки оценивается формулой (2.73).

Отметим некоторые особенности расчета характеристик, в частности, $d_{\Delta\varphi}$, связанных с интегрированием функций вида

$$\prod_n [J_n(x)/x]^2, \sum_n [b_n J_n(x)/x]^2, s(x) \left\{ 1 - \sum_n [b_n J_n(x)/x]^2 \right\}, \\ [J_{n'}(ax)/ax]^2 \prod_n [J_n(x)/x]^2$$

в интервале $0 < x < \infty$, где a, b_n — некоторые постоянные, а $s(x)$ — обычно степенная функция. Для функций Бесселя $J_n(x)$ известен ряд табличных интегралов, однако вычислить интегралы от интегрируемых функций, как правило, можно только численным интегрированием на ЭВМ. Во многих библиотеках стандартных подпрограмм имеются программы, обращение к которым позволяет получить значение функций Бесселя различных порядков с заданной точностью. В этом случае проведение вычислений с требуемой точностью и приемлемыми затратами машинного времени существенно зависит от выбора области интегрирования. В частности, при интегрировании произведения функций вида

$$f_1(x) = [J_m(ax)/ax]^2 \prod_n [J_n(x)/x]^2, f_2(x) = s(x) \left\{ 1 - \sum_n [b_n J_n(x)/x]^2 \right\}$$

пределы интегрирования x_1 и x_2 следует выбирать, исходя из области изменения наиболее «узкой» из перемножаемых функций. Например, при $a > 1$, как видно из рис. 2.12, наиболее узкой в $f_1(x)$ оказывается первая функция. При интегрировании $f_2(x)$ следует учитывать, что при больших x второй сомножитель равен 1 (см. рис. 2.8), и определять верхний предел интегрирования x_2 , исходя из характера изменения функции $s(x)$. Для колмогоровского спектра турбулентных неоднородностей $s(x) = x^c$ ($c < 0$). В этом случае можно интегрировать функцию $f_2(x)$ в области существенных изменений второго сомножителя, включающего функции Бесселя ($0 < x < x_2$), а при $x > x_2$, когда его можно считать равным единице, использовать табличное значение определенного интеграла от степенной функции: $(-x_2^{1+c}/(1+c))$.

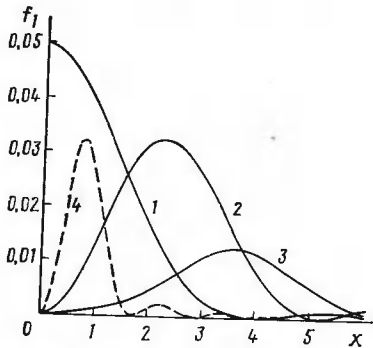


Рис. 2.12. Графики функций $f_1(x) = [J_m(ax)/ax]^2$ при $m=1, a=1$ (в масштабе по вертикали 1:5) (1); $m=2, a=1$ (2); $m=3, a=1$ (3); $m=2, a=3$ (4)

Рассмотренную методику вычисления фильтрующей и структурной функций можно использовать при произвольной функции отклика $F_1^d(r)$ субапертуры поршневого типа или привода деформируемого зеркала. При существовании вычислительных трудностей можно определить среднеквадратическую ошибку аппроксимации $\sigma_{\Delta\varphi}^2$ и использо-

вать приближенное соотношение (2.73) для оценивания показателя $R_{ш}$. Для четырех типичных функций отклика значение $\sigma_{\Delta\varphi}^2$ рассчитано в [38]. Если функции отклика субапертур значительно перекрываются, то целесообразно оценивать качество адаптивной компенсации фазовых искажений с помощью моделей реальных АОС.

2.5. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ ПРИ МОДАЛЬНОЙ И ЗОНАЛЬНО-МОДАЛЬНОЙ АППРОКСИМАЦИИ

В экспериментальных адаптивных системах с модальной (абберационной) компенсацией фазовых искажений по апертуре в целом широко применяются управляемые по наклону (следающие) зеркала с высоким быстродействием. При компенсации случайного наклона волнового фронта в соответствии с соотношением (2.47) корректирующее воздействие имеет вид $\Phi_k(r) = a_2 F_2(r) + a_3 F_3(r)$, где $F_2(r) = 2r \cos \theta (\pi R^4)^{-1/2}$, $F_3(r) = 2r \sin \theta (\pi R^4)^{-1/2}$, а коэффициенты разложения a_2 и a_3 являются гауссовскими случайными величинами. В пренебрежении амплитудными флуктуациями и предположении, что распределение фаз $\varphi(r)$ и $\Phi_k(r)$ является гауссовским, а распределение остаточной ошибки фазы $\Delta\varphi(r) = \varphi(r) - \Phi_k(r)$ не зависит от скомпенсированного фазового распределения $\Phi_k(r)$, структурная функция остаточных aberrаций

$$d_{\Delta\varphi M}(\rho) = d_\varphi(\rho) - 8(\rho/D)^2 [\langle a_2^2 \rangle + \langle a_3^2 \rangle], \quad (2.74)$$

где структурная функция $d_\varphi(\rho)$ определяется соотношением (П.32), статистически усредненные коэффициенты $\langle a_2^2 \rangle = \langle a_3^2 \rangle = 0,448(D/r_0)^{5/3}$.

Оптическая передаточная функция адаптивной системы с компенсацией наклона волнового фронта

$$\langle \tau(\xi) \rangle = \tau_0(\xi) \langle \tau_m(\xi) \rangle = \tau_0(\xi) \exp \left[- (1/2) d_\varphi(\xi) + 4\xi^2 (\langle a_2^2 \rangle + \langle a_3^2 \rangle) \right] \quad (2.75)$$

физически соответствует передаточной функции при кратковременном усреднении, полученной Фридом [94], и равна произведению ОПФ идеальной системы $\tau_0(\xi)$ и системы «модальный корректор — турбулентная среда» $\tau_m = \exp [-d_{\Delta\varphi M}(\xi)/2]$, $\xi = \rho/D$.

Полученные соотношения можно использовать для оценки качества аппроксимации (показателей $R_{ш}$ или R/R_{max}) при $D/r_0 < 4$ [87]. При больших размерах апертуры существенным становится влияние корреляции между остаточной ошибкой $\Delta\varphi(r)$ и компенсируемым наклоном $\Phi_k(r)$. В [96] оценено значение корреляционного члена при компенсации случайного наклона и получено выражение для ОПФ

$$\langle \tau(\xi) \rangle = (16/\pi) \exp \left[-d_\varphi(\xi)/2 + 4\xi^2 (\langle a_2^2 \rangle + \langle a_3^2 \rangle) \right] \times$$

$$\times \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{L(\theta)} \exp \left\{ \sum_{\mu=2}^3 \sum_{\mu'=4}^{\infty} \langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle [F_{\mu}(\mathbf{r} + \frac{\rho}{2}) - F_{\mu}(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2})] \times \right. \\ \left. \times [F_{\mu'}(\mathbf{r} + \frac{\rho}{2}) - F_{\mu'}(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2})] \right\} r dr. \quad (2.76)$$

Сделанные выводы о необходимости учета влияния корреляции при $D/r_0 \gg 4$ подтверждаются рис. 2.13, где зависимость 1 рассчитана по формуле (2.75), а 2 по формуле (2.76). Штриховая линия 3 характеризует нормированное разрешение, полученное в [94] при модификации формулы (2.75). Зависимость 4 относится к отсутствию адаптивной компенсации. Можно видеть, что для бесконечно большой апертуры существует один и тот же предел разрешения $R_{\max} = \pi r_0^2 / 4 (\lambda L)^2$ как в отсутствие адаптивной компенсации, так и при компенсации общего наклона искаженного волнового фронта. Но приближение к этому пределу в указанных системах происходит существенно различным образом. В системах без компенсации наклона $R/R_{\max}$ монотонно приближается к 1. В адаптивной системе существует максимум разрешения ($D/r_0 = 3,5$), при котором разрешение примерно в четыре раза больше, чем в неадаптивной. Для кольцевых апертур [98], исследованных в пренебрежении неортогональностью $F_2(r)$ и $F_3(r)$, было отмечено появление второго максимума $R/R_{\max}$ для больших значений D/r_0 .

Для наиболее общего случая, когда в системе компенсируется M полиномов Цернике и учитывается фазовая корреляция, ОПФ [96]

$$\langle \tau(\xi) \rangle = \left(\frac{16}{\pi} \right) \exp \left[-\frac{d_{\varphi}(\xi)}{2} \right] \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{L(\theta)} \exp \left\{ \frac{Q(\rho, \mathbf{r})}{2} + \right. \\ \left. + \sum_{\mu=2}^M \sum_{\mu'=M+1}^{\mu'_{\max}} \langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle \left[F_{\mu} \left(\mathbf{r} + \frac{\rho}{2} \right) - F_{\mu} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[F_{\mu'} \left(\mathbf{r} + \frac{\rho}{2} \right) - F_{\mu'} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) \right] \right\} r dr.$$

Здесь функция корреляции ($\mu = \mu'$) компенсируемого фазового распределения

$$Q(\rho, \mathbf{r}) = \left\langle \left[\Phi_{\kappa} \left(\mathbf{r} + \frac{\rho}{2} \right) - \Phi_{\kappa} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) \right]^2 \right\rangle = \\ = \sum_{\mu=2}^M \sum_{\mu'=2}^M \langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle \left[F_{\mu} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) - F_{\mu} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) \right] \times \\ \times \left[F_{\mu'} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) - F_{\mu'} \left(\mathbf{r} - \frac{\rho}{2} \right) \right],$$

причем $\mu'_{\max} = 91$ для $M = 10$ и $\mu'_{\max} = 231$ для $M = 21$.

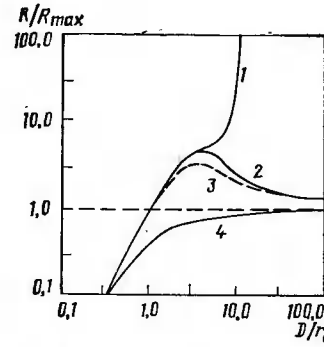


Рис. 2.13. Зависимость разрешающей способности от относительного диаметра апертуры диаметра при коррекции общего наклона волнового фронта (1, 2, 3) и в ее отсутствие (4)

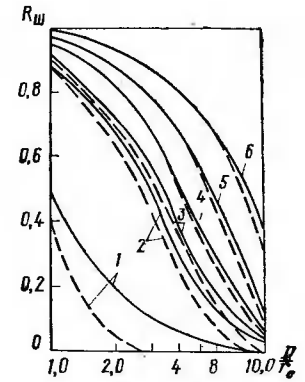


Рис. 2.14. Зависимость коэффициента Штреля от нормированного диаметра апертуры для гауссовского пучка: 1 — коррекция отсутствует; 2 — коррекция наклона ($M=3$); 3 — то же, что и 2, и коррекция дефокусировки ($M=4$); 4 — то же, что и 3 и коррекция астигматизма ($M=6$); 5 — то же, что и 4, и коррекция комы ($M=8$); 6 — коррекция 21 полинома Цернике

Качество адаптивной фокусировки при компенсации aberrаций, описываемых полиномами различных порядков, с учетом взаимной фазовой корреляции коэффициентов разложения $\langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle$ иллюстрируется рис. 2.14 (сплошные кривые). Штриховые кривые вычислены с помощью приближенного соотношения (2.51). Их сравнение показывает, что соотношение (2.51) дает хорошее приближение при коррекции aberrаций высоких порядков для практически используемых размеров апертур ($D/r_0 \leq 10$). При коррекции aberrаций малых порядков это соотношение хорошо согласуется с точным выражением в области $D/r_0 < 1$.

Сравним разложение, аппроксимирующее искаженный волновой фронт полиномами Цернике, с оптимальным разложением Карунена—Лоэва (рис. 2.15) [96]. Полученные результаты свидетельствуют о хорошем приближении разложения в ортогональном базисе полиномов Цернике к оптимальному.

Отмеченные особенности зональной и модальной коррекции показывают, что целесообразно использовать их комбинацию, например зеркало, управляемое по наклону в двух плоскостях, и решетку субапертур со ступенчатой аппроксимацией. Получим соотношения для оценки ОПФ и качества фокусировки при комбинировании зонального и модального корректоров с произвольным сочетанием функций отклика и числа степеней свободы субапертуры и апертуры [93]. Получим выражение для структурной функции

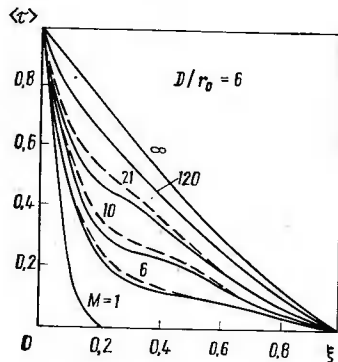


Рис. 2.15. Оптическая передаточная функция при компенсации искажений волнового фронта в базисах полиномов Цернике (—) и функций Каруна-Лозва (---)

ет M степеней свободы, а составная апертура корректора — MP степеней свободы. Корректор модального типа с апертурой диаметром D также обладает некоторым произвольным числом степеней свободы. Степени свободы каждой субапертуры и апертуры модального корректора реализованы в базисе функций отклика, описываемых ортогональными полиномами Цернике. Тогда корректирующие воздействия имеют вид

$$\Phi_3(\mathbf{r}) = \sum_{p=1}^P \sum_{i=M_0}^{M_1} a_{pi} F_i^d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p), \quad (2.78)$$

$$\Phi_m(\mathbf{r}) = \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} a_{\mu} F_{\mu}^D(\mathbf{r}), \quad (2.79)$$

где $M_0=0, 1, 2, \dots, M_1$; $\mu_0=2, 3, \dots, M_2$; полиномы $F_i^d(\mathbf{r})$ образуют полную систему ортогональных функций на интервале $[0, R]$, соответственно $R=d/2$ и $R=D/2$; a_i — случайные коэффициенты разложения, характеризующие абберации, компенсируемые соответствующими корректорами, $\mathbf{r}_p$ — радиус-вектор центра p -й субапертуры. Для определенности будем использовать модифицированную систему полиномов Цернике, ортонормированных внутри окружности радиусом R , описываемую формулой (2.38).

Частотная характеристика, или фурье-образ j -й степени свободы $Q_j(\kappa)$, в полярной системе координат находится в результате обобщенного преобразования Ханкеля функции отклика $W^{2R}(\mathbf{r}) F_j^{2R}(\mathbf{r})$ и для выбранной формы полиномов (2.38)

$$Q_j(\kappa, \vartheta) = Q_j(\kappa) \exp \left[i m \left(\frac{\pi}{2} + \vartheta \right) \right], \quad (2.80)$$

нескомпенсированных аббераций $d_{\Delta\varphi_k}$ при комбинированной коррекции. Ошибка аппроксимации волнового фронта комбинацией корректоров с учетом корректирующего воздействия (2.58)

$$\Delta\varphi_k(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r}) - \Phi_3(\mathbf{r}) - \Phi_m(\mathbf{r}), \quad (2.77)$$

где $\varphi(\mathbf{r})$ — фазовые искажения плоской волны, прошедшей через слой турбулентной среды; $\Phi_3(\mathbf{r})$ и $\Phi_m(\mathbf{r})$ — волновые фронты, сформированные корректорами соответственно зонального и модального типов.

Предположим, что корректор зонального типа составлен из P субапертур диаметром d , образующих апертуру с описывающим диаметром D . Каждая из субапертур имеет

где

$$Q_j(\kappa) = |Q_j(\kappa, \vartheta)| = \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} \frac{J_{n+1}(\kappa R)}{\kappa R} (-1)^{\frac{n-m}{2}} \quad (2.81)$$

— нормированная амплитудно-частотная характеристика j -й степени свободы, (κ, ϑ) — соответственно пространственная частота и угол волнового вектора κ ; $J_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка.

С учетом соотношений (2.9), (2.77) — (2.79) структурную функцию аббераций АОС с комбинированным корректором можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} d_{\Delta\varphi_k}(\rho, \mathbf{r}) = & d_{\Delta\varphi_3}(\rho) - \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} \langle a_{\mu}^2 \rangle_{\kappa} [F_{\mu}^{2D}(\rho, \mathbf{r})]^2 + \\ & + \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} \sum_{\mu'=\mu_0}^{M_2} \langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle_{\kappa} F_{\mu}^{2D}(\rho, \mathbf{r}) F_{\mu'}^{2D}(\rho, \mathbf{r}) - \\ & - 2 \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} \sum_{\mu'=M_2+1}^{\infty} \langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle_{\kappa} F_{\mu}^{2D}(\rho, \mathbf{r}) F_{\mu'}^{2D}(\rho, \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (2.82)$$

где $d_{\Delta\varphi_3}(\rho) = [\Delta\varphi_3(\mathbf{r} + \rho/2) - \Delta\varphi_3(\mathbf{r} - \rho/2)]$ — структурная функция ошибок аппроксимации волнового фронта $\Delta\varphi_3(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r}) - \Phi_3(\mathbf{r})$ при использовании зональной коррекции, $\langle a_{\mu}^2 \rangle_{\kappa}$ и $\langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle_{\kappa}$ — корреляционные и взаимно корреляционные пары коэффициентов разложения, характеризующие вклад модальной коррекции при компенсации остаточных аббераций после зональной коррекции,

$$F_{\mu}^{2D}(\rho, \mathbf{r}) = F_{\mu}^D(\mathbf{r} + \rho/2) - F_{\mu}^D(\mathbf{r} - \rho/2). \quad (2.83)$$

В соотношении (2.82) второй и третий члены описывают соответственно автокорреляцию и взаимную корреляцию скомпенсированных аббераций, а последний член — взаимную корреляцию скомпенсированных и нескомпенсированных фазовых искажений.

Непосредственное вычисление структурной функции $d_{\Delta\varphi_3}$ и корреляционных пар коэффициентов разложения $\langle a_{\mu}^2 \rangle_{\kappa}$ и $\langle a_{\mu} a_{\mu'} \rangle_{\kappa}$ даже при простейших сочетаниях типов и числа компенсируемых аббераций на апертуре и субапертуре представляет определенные трудности. Их можно преодолеть, используя подход к исследованию аббераций АОС [88—93], основанный на спектральном представлении искажений волнового фронта и корректирующих воздействий. Последние вычисляются через частотные характеристики (ЧХ) корректоров или ЧХ реализуемых в нем полиномов. Если известны спектральная плотность фазовых флуктуаций турбулентной среды $W_{\varphi}(\kappa)$, нормированная ЧХ зонального корректора $Q^d(\kappa)$, нормированная ЧХ каждого μ -го полинома $Q_{\mu}^{2D}(\kappa)$ модального корректора, то нетрудно найти требуемые величины в виде

$$d_{\Delta\varphi_3}(\rho) = 4\pi \int_0^\infty [1 - J_0(x\rho)] W_\varphi(x) |1 - Q^d(x)|^2 x dx, \quad (2.84)$$

$$\langle a_\mu a_{\mu'} \rangle_\kappa = 2\pi \int_0^\infty W_\varphi(x) |Q_\mu^{2D}(x)| |Q_{\mu'}^{2D}(x)| |1 - Q^d(x)|^2 x dx. \quad (2.85)$$

Для колмогоровской модели атмосферной турбулентности с использованием интервала пространственной корреляции фазы r_0 пространственный спектр атмосферных фазовых искажений определяется соотношением (П.31).

В решаемой задаче величину $H^d(x) = 1 - Q^d(x)$ можно рассматривать как ЧХ режекторного фильтра, осуществляющего зональную коррекцию. Квадрат модуля нормированной ЧХ $|H^d(x)|^2$ или фильтрующая функция в пренебрежении корреляционными членами связан с ЧХ $M = M_1 - M_0 + 1$ степеней свободы субапертур соотношением (2.68) и с учетом (2.69) равен

$$|H^d(x)|^2 = 1 - \sum_{i=M_0}^{M_1} \left[\frac{2(n+1)^{1/2} J_{n+1}(x d/2)}{x d/2} \right]^2. \quad (2.86)$$

Для определения ЧХ μ -го полинома модального корректора необходимо выполнить преобразование Ханкеля от функций отклика $W_\mu^{2D}(\rho) F_\mu^{2D}(\rho, r)$, поскольку $\rho = |\rho|$ изменяется в интервале $[0, D]$. Следует заметить, что в данной задаче можно использовать и преобразование Ханкеля от функций $W^D(\rho) F_\mu^D(\rho)$, как это делалось в [90—92], с соответствующим уменьшением волнового числа κ в выражении для спектральной плотности. Из (2.81) получим выражение для квадрата модуля нормированной ЧХ μ -го полинома модальной апертуры

$$|Q_\mu^{2D}(x)|^2 = \frac{4(n'+1)}{\pi} \left[\frac{J_{n'+1}(x D)}{x D} \right]^2. \quad (2.87)$$

Теперь получены все необходимые соотношения для определения структурной функции ошибок комбинированной коррекции $d_{\Delta\varphi_\kappa}$ и ОПФ системы $\langle \tau(\rho) \rangle$. Выражение (2.82) можно упростить, принимая во внимание следующие соображения. На практике применяют субапертуры с размером $d < 4r_0$, и тогда взаимно корреляционными членами в (2.82) можно пренебречь. Следовательно, с учетом соотношений (2.10) и (2.82) и независимости $d_{\Delta\varphi_3}$ от координаты r ОПФ системы можно оценивать выражением

$$\begin{aligned} \langle \tau(\rho) \rangle &= \frac{16}{\pi} \exp \left[-\frac{1}{2} d_{\Delta\varphi_3}(\rho) \right] \int_0^{\pi/2} d\theta \times \\ &\times \int_0^{L^{(0)}} \exp \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\mu=\mu_0}^{M_2} \langle a_\mu^2 \rangle_\kappa [F_\mu^{2D}(\rho, r)]^2 \right\} r dr. \end{aligned} \quad (2.88)$$

Здесь $d_{\Delta\varphi_3}$ и $\langle a_\mu^2 \rangle_\kappa$ находятся из (2.84) и (2.85), которые с учетом нормированных пространственных частот $\eta = \kappa d$ и $\xi = \rho/D$ и соотношений (П.31), (2.86) и (2.87) запишутся в виде

$$d_{\Delta\varphi_3}(\xi) = 4\pi \int_0^\infty \left[1 - J_0 \left(\eta \xi \frac{D}{d} \right) \right] W_{\Delta\varphi_3}(\eta) \eta d\eta, \quad (2.89)$$

$$\langle a_\mu^2 \rangle_\kappa = \int_0^\infty W_{\Delta\varphi_3}(\eta) \left[\frac{2 \sqrt{2(n'+1)} J_{n'+1}(\eta D/d)}{\eta D/d} \right]^2 \eta d\eta, \quad (2.90)$$

где спектр остаточных фазовых флуктуаций после зональной коррекции

$$W_{\Delta\varphi_3}(\eta) = 0,49 \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \eta^{-11/3} \left[1 - \sum_{i=M_0}^{M_1} \left(\frac{2 \sqrt{n+1} J_{n+1}(\eta/2)}{\eta/2} \right)^2 \right]. \quad (2.91)$$

В частных случаях применения модальной или зональной коррекции ОПФ, описываемая (2.88), превращается в соответствующие передаточные функции (2.60) и (2.76). Из физических соображений также ясно, что для предельного случая $D/d \rightarrow \infty$ в (2.88) коэффициенты $\langle a_\mu^2 \rangle_\kappa \rightarrow 0$, $d_{\Delta\varphi_3} \rightarrow 2\sigma_{\Delta\varphi_3}^2$ и ОПФ системы с комбинированной коррекцией приближается к ОПФ системы с зональной коррекцией, т. е.

$$\langle \tau(\xi) \rangle = \tau_t(\xi) \langle \tau'_\kappa(\xi) \rangle, \quad (2.92)$$

где

$$\tau_t(\xi) = (2/\pi) \{ \arccos \xi - \xi(1 - \xi^2)^{1/2} \}, \quad (2.93)$$

$$\langle \tau'_\kappa(\xi) \rangle = \exp(-\sigma_{\Delta\varphi_3}^2) \quad (2.94)$$

— соответственно ОПФ идеального телескопа и ОПФ системы «турбулентная среда — корректор», а дисперсия нескомпенсированных aberrаций $\sigma_{\Delta\varphi_3}^2$ вычисляется по (2.59).

Определим вклад модальной коррекции и рациональную структуру комбинированного корректора (сочетание функций отклика и числа степеней свободы апертуры и субапертур) при компенсации атмосферных искажений. Для этого оценим коэффициенты $\langle a_\mu^2 \rangle_\kappa$, представляя их в форме

$$\langle a_\mu^2 \rangle_\kappa = c_\mu^2 \left(\frac{D}{d}, M_0, M_1 \right) \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}, \quad (2.95)$$

где с учетом (2.90) и (2.91)

$$\begin{aligned} c_\mu^2 \left(\frac{D}{d}, M_0, M_1 \right) &= 0,98 \left(\frac{D}{d} \right)^{-5/3} \int_0^\infty \eta^{-8/3} \left[\frac{2 \sqrt{n'+1} J_{n'+1}(\eta D/d)}{\eta D/d} \right]^2 \times \\ &\times \left[1 - \sum_{i=M_0}^{M_1} \left(\frac{2 \sqrt{n+1} J_{n+1}(\eta/2)}{\eta/2} \right)^2 \right] d\eta. \end{aligned} \quad (2.96)$$

Запись коэффициентов $\langle a_{\mu}^R \rangle_k$ в форме (2.95) удобна для сравнения с коэффициентами $\langle a_{\mu}^2 \rangle_m = (b_{\mu}^2)_m (D/r_0)^{5/3}$ при чисто модальной коррекции [88]. При комбинированной коррекции коэффициенты c_{μ}^2 являются функцией отношения диаметров апертуры и субапертуры D/d , а также функций типа компенсируемых аберраций (M_0, M_1) и числа степеней свободы субапертуры $M = M_1 - M_0 + 1$ (рис. 2.16). В частности, если используются субапертуры с поршневым движением и управлением общим наклоном, то максимальное значение $c_2^2(2, 1, 1) = c_3^2(2, 1, 1)$ примерно в 25 раз меньше значения $(c_2^2)_m = 0,448$, соответствующего только управлению общим наклоном апертуры (сплошные кривые 1 и 4). С увеличением номера μ компенсируемой аберрации на апертуре в целом значение $c_{\mu}^2(2, 1, 1)$ все меньше отличается от $(c_{\mu}^2)_m$, например, $(c_4^2)_m / c_4^2(2, 1, 1) \approx 4$ (штриховые кривые 1 и 4). Как и ожидалось, коэффициенты c_{μ}^2 стремятся к нулю при $D/d \rightarrow \infty$, $M_0 = 1$ и $M_1 \geq M_2$. Следует подчеркнуть тенденцию к выравниванию остаточных аберраций на апертуре в целом $c_{\mu}^2(D/d, M_0, M_1)$ после зональной коррекции с увеличением числа компенсируемых аберра-

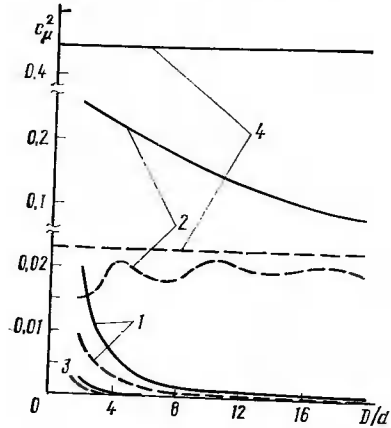


Рис. 2.16. Зависимости c_2^2 (—) и c_4^2 (---) от отношения диаметров апертуры и субапертуры при комбинировании корректоров модального и зонального типов: 1 — $c_{\mu}^2(D/d, 1, 1)$, $M=1$ (субапертуры с поршневым движением); 2 — $c_{\mu}^2(D/d, 2, 3)$, $M=2$ (субапертуры с локальным наклоном); 3 — $c_{\mu}^2(D/d, 1, 3)$, $M=3$ (субапертуры с поршневым движением и локальным наклоном); 4 — $a_{\mu}^2 = c_{\mu}^2(1, 0, 0)$, $M=0$ (зональная коррекция отсутствует)

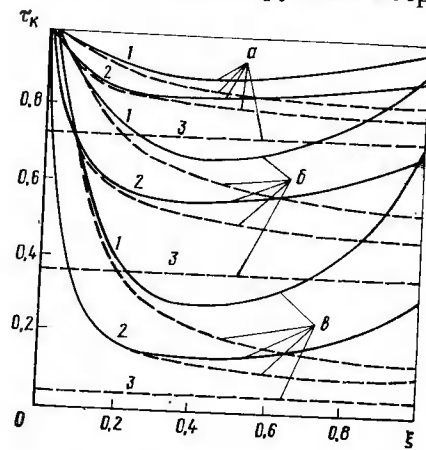


Рис. 2.17. Оптические передаточные функции системы «турбулентная атмосфера — корректор» при комбинированной (—) и зональной (---) коррекции: 1 — $D/d=3$; 2 — $D/d=9$; 3 — $D/d \rightarrow \infty$; а) $d/r_0=0,5$; б) $d/r_0=1$; в) $d/r_0=2$

ций M на субапертурах. Например, вклад общего наклона $(c_2^2)_m = (c_3^2)_m$ в атмосферные искажения волнового фронта почти в 20 раз превышает вклад общей дефокусировки $(c_4^2)_m$ в отсутствие зональной коррекции (кривые 4). Относительный вклад этих же аберраций $c_2^2(D/d, 1, 1)/c_4^2(D/d, 1, 1)$ в остаточные искажения после локальной компенсации средней фазы на субапертуре уже не превышает трех раз (кривые 1). При компенсации средней фазы и локального наклона на субапертурах (кривые 3) практически $c_2^2(D/d, 1, 3) \approx c_4^2(D/d, 1, 3)$. При нерациональном выборе корректора зонального типа (кривые 2) вклад модальной коррекции значительно возрастает.

Проведенный анализ показал, что при компенсации атмосферных искажений целесообразно применять комбинированную коррекцию в области значений $D/d=2 \dots 5$. При этом рациональной и легко реализуемой на практике является структура корректора, образованная управляемым по наклону зеркалом ($M_0=2, M_2=3$) и решеткой субапертур с поршневым движением ($M_0=M_1=M=1$), исследованная в [100]. Оптическую передаточную функцию такого корректора с учетом $[F_2^{2D}(\rho, r)]^2 = [F_3^{2D}(\rho, r)]^2 = 8(\rho/D)^2$ получим из (2.88) также в виде произведения ОПФ идеального телескопа $\tau_T(\xi)$ и ОПФ системы «турбулентная среда — корректор» $\langle \tau_K(\xi) \rangle$

$$\langle \tau(\xi) \rangle = \tau_T(\xi) \langle \tau_K(\xi) \rangle, \quad (2.97)$$

где

$$\langle \tau_K(\xi) \rangle = \exp \left\{ -3,07 \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \int_0^\infty \left[1 - J_0 \left(\eta \xi \frac{D}{d} \right) - \frac{2\xi^2}{\pi} \left(\frac{4J_2(\eta D/d)}{\eta D/d} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{2J_1(\eta/2)}{\eta/2} \right)^2 \right] \eta^{-8/3} d\eta \right\}. \quad (2.98)$$

Физический смысл более эффективной компенсации искажений комбинированным корректором по сравнению с использованием отдельных корректоров различных типов иллюстрируется на рис. 2.17 и 2.18, рассчитанными по формулам (2.97) и (2.98) для практически применяемых относительных размеров субапертур d/r_0 . Он состоит в возрастании удельного веса пространственных высокочастотных составляющих скомпенсированных искажений волнового фронта, особенно при малых D/d .

Полученные ОПФ позволяют качественно оценить эффективность того или иного способа коррекции. Количественный анализ был проведен с помощью рассчитанного коэффициента Штреля в виде (2.20) на основе критерия достижения заданного качества коррекции ($R_{ш} \geq 0,8$) с учетом сложности технической реализации адаптивной системы. Он показал, как следует из рис. 2.19, что при размерах апертуры $D \sim r_0$ преимущество имеет модальный корректор (управление наклоном). В области $r_0 < D \leq 3r_0$ целесообразно использовать комбинированный корректор с относительным

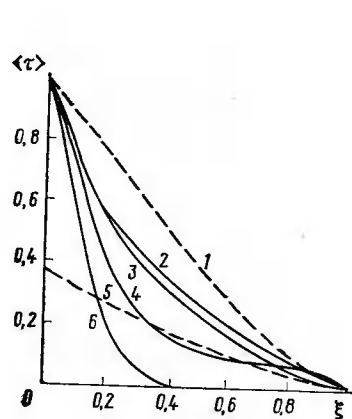


Рис. 2.18. Оптические передаточные функции адаптивной изображающей системы с корректором ($D/r_0=3$, $d/r_0=1$, $D/d=3$): идеальным ($d/r_0 \rightarrow 0$ или $D/r_0 \rightarrow 0$) (1); комбинированным (2); зональным (3); модальным (4); для предельного случая комбинированной и зональной коррекции ($D/d \rightarrow \infty$, $d/r_0=1$), рассчитанная по формуле (2.92) (5); изображающей системы без коррекции (6)

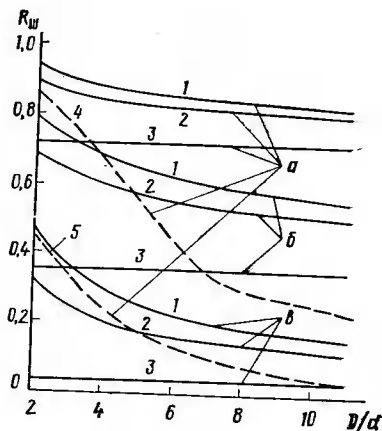


Рис. 2.19. Зависимости коэффициента Штреля от отношения диаметров апертуры и субапертуры при использовании коррекции: комбинированной (1); зональной (2); предельное значение для 1 и 2 (3); модальной ($D/r_0=0.5D/d$) (4); 5 — коррекция отсутствует ($D/r_0=0.5D/d$) и при $d/r_0=0.5$ (а); $d/r_0=1$ (б); $d/r_0=2$ (в)

размером субапертуры $d/r_0=0.5 \dots 1$, а в области $D > 3r_0$ — зональный или модальный корректор с большим числом степеней свободы. Если требования к качеству коррекции уменьшаются (например, $R_{Ш} \geq 0.5$), то применение комбинированных корректоров становится предпочтительным в более широкой области значений D/r_0 и d/r_0 , что показали и экспериментальные исследования [92].

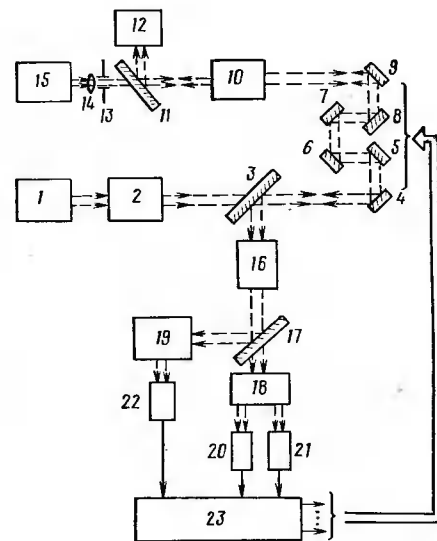
Оценивание эффективности адаптивной фокусировки излучения в условиях aberrаций позволяет рационально выбрать тип корректирующего устройства при известной статистике фазовых искажений волнового фронта.

2.6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КАЧЕСТВА АДАПТИВНОЙ КОРРЕКЦИИ

Эффективность зональной и зонально-модальной коррекции при различных сочетаниях управляющих воздействий исследовалась на экспериментальной фазосопреженной системе с $D/d=3$, описанной в [100]. Экспериментальная установка состоит из лазера-передатчика, приемопередающей телескопической системы, системы управляемых зеркал, датчика фазовых искажений волнового фронта, модели точечного объекта, имитатора динамических

Рис. 2.20. Структурная схема экспериментальной установки:

1 — лазер ЛГ-38; 2, 16 — линзовые телескопы; 3, 11, 17 — светоделители; 4, 5 — сплошные поворотные зеркала; 6, 7 — составные зеркала с поворотными сегментами; 8 — составное юстируемое зеркало; 9 — составное «поршневое» зеркало; 10 — имитатор турбулентной атмосферы; 12 — система контроля качества адаптации; 13 — микродиафрагма; 14 — линза; 15 — лазер; 18 — сканирующий щелевой анализатор волнового фронта; 19 — интерферометр сдвига; 20, 21, 22 — блоки ФЭУ; 3 — электронное устройство управления



фазовых искажений и системы контроля качества адаптации (рис. 2.20).

Пучок излучения лазера ЛГ-38 1 расширяется телескопом 2 до диаметра 65 мм и направляется на последовательно установленные по оптической оси управляемые зеркала 4—9. Каждое из зеркал 6—9 состоит из трех линейно расположенных круглых сегментов. Зеркала 4 и 5 — сплошные и управляются по наклону относительно одной из взаимно ортогональных осей на отражающей поверхности, компенсируя, таким образом, ошибки средних по апертуре наклонов волнового фронта.

Аналогичным образом поворотные сегменты составных управляемых зеркал 6 и 7 компенсируют локальные ошибки наклонов волнового фронта. Перемещаемые по нормали к отражающей поверхности сегменты составного зеркала 9 обеспечивают компенсацию ошибок, связанных с относительной задержкой волнового фронта по сегментам составной апертуры системы. Предварительная юстировка системы осуществляется с помощью зеркала 8, обеспечивающего заданные начальные локальные наклоны волнового фронта по сегментам составной апертуры. Такое разделение степеней свободы между управляемыми зеркалами устраняет паразитные связи между различными каналами управления и упрощает конструкцию управляемых зеркал.

Сегменты зеркал представляют собой стеклянные алюминированные подложки, закрепленные на общем основании, управляемые пьезоприводами из пьезокерамики ЦТС-19. Чувствительность поршневых и поворотных сегментов соответственно $3 \cdot 10^{-3}$ мкм · В⁻¹ и 10^{-5} рад · В⁻¹ в полосе частот 0 ... 400 Гц.

Управляемые зеркала направляют лазерный пучок через турбулентную атмосферу или ее имитатор 10 на модель точечного объекта, выполненную в виде микродиафрагмы 13. Ближний точечный объект имитируется зеркалом, установленным непосредственно за микродиафрагмой, а самосветящийся точечный объект — пучком маломощного лазера 15, фокусируемым на микродиафрагме

линзой 14. Качество адаптации оценивается с помощью системы контроля 12, установленной за отводящей пластиной 11, по распределению энергии в пучке лазера ЛГ-38 в плоскости, оптически сопряженной с плоскостью объекта 13.

Для замыкания цепи обратной связи адаптивной системы приблизительно 30% излучения, принимаемого составной апертурой от точечного объекта, отводится светоделителем 3 через согласующий телескоп 16 и светоделитель 17 в схему контроля волнового фронта, в которой использован принцип модуляции оптического сигнала с последующим фазовым детектированием. Ошибки наклонов сегментов контролируют с помощью анализатора, в котором изображение объекта сканируется по гармоническому закону на частоте 8,3 кГц относительно двух взаимно ортогональных щелей. Ширина последних несколько больше дифракционного предела разрешения отдельного сегмента. Промодулированный оптический сигнал детектируется в плоскостях изображения соответствующих управляемых зеркал с поворотными сегментами за каждой из щелей многоэлементными блоками ФЭУ 20 и 21 так, что сигнал на каждом ФЭУ соответствует смещению относительно щели изображения объекта, сформированного одним из сегментов.

Относительную задержку волнового фронта по сегментам составной апертуры системы, т. е. взаимную «расфазировку» сегментов, контролируют интерферометром сдвига 19, в котором опорное излучение от центрального сегмента апертуры модулируется по фазе с частотой 13 кГц и интерферирует с излучением от крайних сегментов. Переменная интенсивность интерференционной картины в плоскости изображения поршневого управляемого зеркала детектируется многоэлементным блоком ФЭУ-22.

Формирование сигналов фазовой коррекции осуществляется в устройстве управления 23, состоящем из 10 параллельных каналов, из которых два управляют наклонами составной апертуры как целого, шесть — наклонами отдельных сегментов и два — поршневыми перемещениями крайних сегментов составной апертуры. Полоса слежения цепи обратной связи специально была ограничена значением порядка десятков герц во избежание механического самовозбуждения поворотных сегментов управляемых зеркал.

Качество адаптивной коррекции исследовалось по структуре лазерного пучка в условиях как статических фазовых неоднородностей, так и атмосферной турбулентности.

Непрерывное излучение фокусировалось на модель точечного опорного объекта через имитаторы атмосферной турбулентности в виде прозрачных рельефных масок с контролируемыми среднестатистическими параметрами фазовых не-

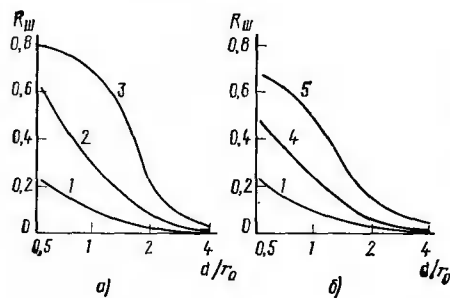


Рис. 2.21. Экспериментальные зависимости коэффициента Штреля от относительного диаметра субапертуры при зональной (а) и зонально-модальной (б) коррекции без адаптации (1) и с управлением средними фазами субапертур (2); средними фазами и наклонами субапертур (3); наклонами субапертур и общим наклоном (4); средними фазами субапертур и общим наклоном (5)



Рис. 2.22. Пучок в плоскости объекта при адаптивной коррекции статических фазовых неоднородностей (средний угол разбоя стировки сегментов около $2,5 \cdot 10^{-4}$ рад) без адаптации (а) и при включенном контуре адаптации (б), а также идеально сфокусированный пучок (в)

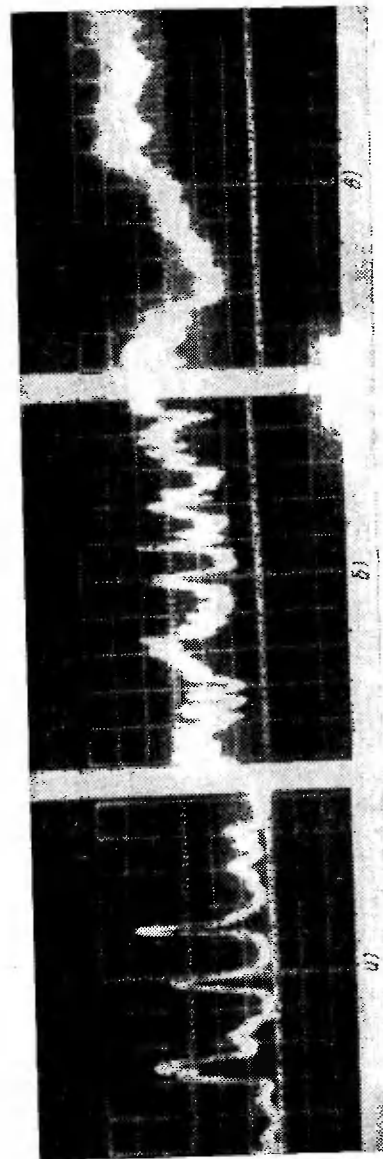


Рис. 2.23. Временные зависимости интенсивности излучения на модели точечного объекта (цена деления $1,25 \cdot 10^{-2}$ с) без адаптации атмосферной турбулентности (а), а также с адаптивным управлением наклонами субапертур (б) и наклонами и поршневыми перемещениями субапертур (в)

однородностей. Использовались маски на основе слоев хромированной желатины толщиной 10...50 мкм на стеклянных подложках, полученные экспонированием желатины через амплитудные транспаранты с зарегистрированными на них случайными картинками рассеяния пучка и последующей химической обработкой. Выбор масок с пространственным спектром фазовых неоднородностей, приближающимся к (П.31), и оценочный контроль средней величины r_0 осуществлялись как по пространственному спектру рассеянного фазовой неоднородностью лазерного пучка, так и по рельефу поверхности маски, регистрируемому профилографом. Требуемые в эксперименте значения $\sim d/r_0$ обеспечивались также масштабом преобразования корректируемого пучка из плоскости составной апертуры в оптически сопряженную с ней плоскость установки фазовой маски. Коэффициент Штреля определялся по значению интенсивности излучения на модели объекта, осредненному по реализациям с фазовыми неоднородностями с данными r_0 .

Экспериментальные зависимости $R_{ш}(d/r_0)$ для различных вариантов зональной и зонально-модальной коррекции представлены на рис. 2.21. Несмотря на то, что количественное сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей невозможно из-за приближенного соответствия использованных имитаторов реальной атмосферной турбулентности, а также из-за неидеальности адаптивной системы, имеющей ряд остаточных ошибок коррекции, качественное сравнение зависимостей вполне правомерно. Можно видеть, что теоретические и экспериментальные зависимости для различных вариантов управления имеют один и тот же характер изменения относительно друг друга, хотя экспериментальные кривые проходят ниже соответствующих им расчетных.

Эффективность зональной коррекции иллюстрируется также рис. 2.22 и 2.23, относящимися к адаптивной коррекции соответственно статических фазовых неоднородностей (начальная разъюстировка сегментов управляемых зеркал) и турбулентных искажений, вносимых потоком нагретого воздуха на трассе распространения оптического пучка. Следовательно, во многих практических ситуациях комбинированные виды коррекции позволяют существенно повысить качество коррекции искажений волнового фронта оптического пучка.

Глава 3.

ПРИНЦИПЫ ОРГАНИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ ФОКУСИРОВКОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задающие воздействия, однозначно определяющие оптимальное управление на основе некоторого принятого критерия, можно выразить как в пространстве угловых перемещений направления, так и в пространстве параметров возмущенного поля, например в

форме некоторых многомерных гауссовских белых шумов — флуктуаций фазы, амплитуды или интенсивности. В некоторых случаях в постановке оптимизационной задачи постулируется независимость отдельных измерений фазы или интенсивности. При необходимости от некоррелированных характеристик возмущенного поля к коррелированным или к эквивалентным угловым перемещениям с ограниченным спектром можно перейти так же, как при определении параметров формирующих фильтров (числа степеней свободы, размерностей и значений коэффициентов), которые находятся из физических условий работы системы и принятых в ней технических решений (последнее в той мере, в какой эти решения влияют на характер восприятия воздействий). Возможно и комбинированное задание воздействий, например, помех через параметры возмущенного поля, а сигнала — и случайного, и детерминистского — через соответствующие угловые перемещения. В результате исходные показатели воздействий следует оценивать независимо от факта управления полем по отдельным его слагаемым от каждой из субапертур. Вместе с тем очевидно, что такое поле будет восприниматься датчиками адаптивной системы как сложный многокомпонентный и многомерный процесс, характеристики которого принципиально отличны от показателей исходного воздействия — неуправляемого поля. Следовательно, число степеней свободы управления полем при таком подходе будет влиять на число степеней свободы воздействий для системы адаптивной оптики и, в частности, системы фокусировки излучения.

Правомочен и более последователен другой подход, когда многокомпонентность управляемого поля отражается в структуре управляющего алгоритма, а в качестве воздействий выступают первичные возмущающие факторы неуправляемого поля, определенные в некоторых многомерных пространствах, не зависящих от процесса управления и его особенностей.

Заметим, что, как будет показано далее, при движущемся объекте помимо фокусировки излучения должны быть предусмотрены дополнительные меры для его точной ориентации в направлении объекта. Эти функции возлагаются на особую систему, более инерционную, чем система фокусировки. Как показал опыт проектирования подобных систем, воздействия на нее, учитывающие лишь более низкочастотные слагаемые возмущений, можно оценивать, полностью игнорируя факт зависимости поля от управления по субапертурам. В этом случае во внимание принимается только число степеней свободы пространства воздействий по координатам ориентации направления излучения.

Следует отметить, что задача определения воздействий — сигнала и помех — при формировании оптимальных управлений адаптивной оптикой далеко нетривиальна, о чем убедительно говорит опыт проектирования средств радиочастотного диапазона с управляемой фокусировкой и ориентацией излучения. Обычно данные о характеристиках воздействий нуждаются в постоянном уточнении и корректировке не только на начальных этапах разработки

средств, но и в ходе их прямого применения по целевому назначению [40].

Объектом управления в адаптивных оптических средствах является электромагнитное (оптическое) поле. Вместе с тем трудно выразить основные требования к средствам непосредственно через параметры возмущенного поля (искаженного волнового фронта), такие, например, как степень фокусировки излучения и точность его ориентации. Кроме того, в практическом отношении в конечном счете важны прежде всего качество фокусировки и точность ориентации излучения, а не состояние управляемых параметров поля: положение фазовых фронтов в субапертурах. Поэтому в данном случае оптимизационные задачи целесообразно решать в пространствах параметров, непосредственно характеризующих фокусировку и ориентацию излучения. Здесь был использован и развит опыт решения сходных задач в адаптивных антенных решетках, в частности общий подход к формулированию большинства из рассмотренных оптимизационных задач, а также построение рекуррентных алгоритмов адаптации излучения в условиях неполной априорной информации. Естественно, что и в принятой обобщающей форме полученные решения учитывают все принципиальные особенности рассматриваемых систем, и прежде всего их целевое назначение, специфику формирования сигналов рассогласования и характера управлений в них.

При поиске оптимальных управлений используются различные методы (критерии): минимума среднеквадратического отклонения (СКО) ориентации излучения и положения фазового фронта в апертуре, максимума отношения сигнал-шум на выходе приемника, максимума правдоподобия оценки фазового фронта и распределения интенсивности сформированного излучения, а также наименьших квадратов отклонений измеренных значений фазы волнового фронта от истинных. В зависимости от целевого назначения адаптивного оптического средства можно реализовать на практике какой-либо один или же несколько критериев. Например, контур фокусировки излучения может обеспечивать максимум отношения сигнал-шум на выходе приемника, а контур слежения за целью максимумом излучения можно настроить на минимум СКО углового сопровождения.

В результате оптимизационных решений определяются структура и параметры системы в целом, а также формулируются требования к характеристикам устройства обработки (регулятора), размещаемого, как обычно, в системах автоматического управления между датчиками (фазовыми дискриминаторами для фазосопряженной системы или синхронными детекторами для многовибраторной системы апертурного зондирования) и исполнительными органами (например, управляемыми зеркалами). Такой подход, в частности, предполагает отсутствие в системе элементов инерционности которых превышает или приближается к инерционности всей системы. Практически построить оптимальный регулятор существенно проще благодаря тому, что, как будет показан

но, динамические свойства многоконтурной адаптивной оптической системы в первом приближении совпадают со свойствами контура управления одной субапертурой.

В некоторых случаях может быть полезной векторно-геометрическая интерпретация контроля и управления полем в адаптивных оптических средствах. Такой подход, в частности, целесообразно использовать при применении методов пространства состояний в оптимизационных задачах адаптивного управления [101], ориентированных на фильтрацию методом Калмана или методом максимума вероятности попадания. Подобная методика широко используется в радиотехнике с управляемыми полями, например, в адаптивных ФАР [102, 103]. На основе векторно-геометрического подхода можно сформулировать простой и очевидный принцип управления полем при его фокусировке (рис. 3.1). Среднее состояние поля по каждой из субапертур в плоскости объекта можно охарактеризовать вектором $u_i(a_{0i}, \varphi_{0i})$, где i — номер субапертуры, a_{0i} и φ_{0i} — амплитуда и фаза поля соответственно. Суммарное поле u_Σ находится как $u_\Sigma = \sum_{i=1}^N u_i(a_{0i}, \varphi_{0i})$, где N — число субапертур. Задача управления полем на максимизацию интенсивности излучения будет решена методами вариации фазовых сдвигов поля в субапертурах, если каждый из парциальных векторов поля отдельных субапертур u_i поворачивать до совпадения с суммарным вектором u_Σ , т. е. при соблюдении условия

$$u_i \wedge u_\Sigma \rightarrow 0, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.1)$$

(здесь $\wedge$ — знак угла). Следовательно, состоянию наилучшей фокусировки поля на объекте соответствует коллинеарное положение векторов на рис. 3.1.

Управление фокусировкой излучения по соотношению (3.1) практически реализуется благодаря принципу обратной связи при обеспечении устойчивости контура обратной связи. При этом, естественно, отсутствуют непосредственные данные о характеристиках поля в плоскости объекта. Вся информация о состоянии управляемого поля собирается в плоскости апертуры, т. е. носит косвенный характер. Тем не менее при обеспечении условий устойчивости контура обратной связи система адаптивной оптики вне зависимости от принципа функционирования и форм ее технической реализации ведет себя так, как-будто по существу реализуется соотношение (3.1). Отмеченное обстоятельство, в частности, позволяет при необходимости более общо трактовать векторное

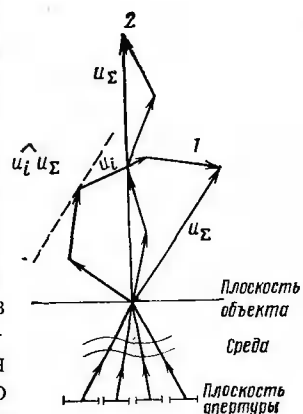


Рис. 3.1. Векторная интерпретация процесса адаптивной фокусировки: 1 — возмущенное поле, 2 — сфокусированное поле

представление воздействий и управляемых величин при синтезе оптимального управления излучением.

Как уже отмечалось, число степеней свободы векторного управляемого пространства при соответствующем подходе можно не только определять числом степеней свободы пространства состояний воздействий на систему, как это должно быть в принципе, но и поставить в зависимость от числа субапертур. Идя далее по такому пути формализации и имея в виду, что наша цель — рациональное построение регулятора, приходим к выводу о возможности и целесообразности в конечном счете непосредственно оперировать векторными пространствами на входе и выходе регулятора. При этом нарушится простота и наглядность физической интерпретации рассматриваемых процессов, как это имеет место на рис. 3.1, хотя используемые во всех приведенных случаях модельные трактовки по существу отображают один и тот же реальный процесс фокусировки излучения. Зато появится возможность ограничить круг интересов и понятий единственной интересующей нас задачей — рациональным выбором характеристик регулятора.

Как отмечалось, при организации оптимальной фокусировки излучения на движущемся объекте следует отделять задачу собственно фокусировки от процесса слежения максимумом излучения за движущимся объектом. Характер воздействий в этих двух видах управлений принципиально различен. Различными, естественно, оказываются и векторные пространства, в которых реализуются оптимальные управления. Сначала рассмотрим организацию оптимальной фокусировки излучения без учета систематического (некоторого регулярного) перемещения цели.

3.2. СВЯЗЬ МЕЖДУ ОПЕРАТОРАМИ И ДИНАМИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ОДИНОЧНОГО КОНТУРА И МНОГОКОНТУРНОЙ СИСТЕМЫ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

Многоконтурная адаптивная оптическая система управления излучением состоит из отдельных контуров обратной связи, взаимодействующих между собой через общие для них поля излучаемой (уходящей) и принятой (возвращенной) волн. При синтезе системы адаптивной оптики, очевидно, надо учитывать характер этих связей и соответствующие им взаимозависимости между свойствами отдельного контура управления и всей системы в целом, такими, как устойчивость, быстродействие, качество регулирования и т. п. В дальнейшем полагаем, что все контуры обратной связи определенного назначения, входящие в систему адаптивной оптики (подсистемы фокусировки излучения или слежения за движущейся целью максимумом излучения), обладают идентичными свойствами раздельно по подсистемам. Ввиду достаточной общности приведенных далее рассуждений они применимы к контурам адаптивного управления обоих упомянутых типов, реализованных на базе как фазосопряженных, так и многовибраторных средств [121].

Сигнал фазовой ошибки в m -м контуре N -контурной адаптивной оптической системы можно представить в виде

$$s_m = c \sum_{i=1}^N \sin(\beta_m - \beta_i),$$

где c — коэффициент пропорциональности, β_i — полный фазовый сдвиг по i -му каналу между принятым и излученным полями.

В линеаризованной трактовке (при $\beta_m - \beta_i \ll \pi/6$)

$$s_m = c(N-1) \left[\beta_m - \left(\sum_{j \neq m} \beta_j \right) / (N-1) \right].$$

Полный фазовый сдвиг в m -м канале разложим на задающее β_{am} и управляющее β_{pm} воздействия: $\beta_m = \beta_{am} - \beta_{pm}$. С учетом последних выражений уравнение одиночного замкнутого контура адаптации можно представить в виде

$$\beta_{pm} = \frac{KF(i\omega)}{1 + KF(i\omega)} \left[\beta_{am} - \frac{1}{N-1} \sum_{j \neq m} (\beta_{aj} - \beta_{pj}) \right],$$

где K — коэффициент усиления одиночного разомкнутого контура, $F(j\omega)$ — нормированная ($|F(j0)| = 1$) передаточная функция одиночного контура управления в разомкнутом состоянии.

Если $N-1$ велико или β_j достаточно малы, то

$$\beta_{pm} = \frac{KF(i\omega)}{1 + KF(i\omega)} \beta_{am}. \quad (3.2)$$

Передаточную функцию $F(i\omega)$ для плоскости $s = i\omega$ можно записать в виде дробно-рационального выражения $F(s) = M(s)/D(s)$, где $M(s)$ и $D(s)$ — степенные полиномы по s . Тогда формула (3.2) примет вид

$$\beta_{pm} = \frac{KM(s)}{D(s) + KM(s)} \beta_{am}. \quad (3.3)$$

Соотношение (3.3) можно преобразовать:

$$\beta_{am} - \frac{1}{N-1} \sum_{j \neq m} \beta_{aj} = H_1 \beta_{pm} - \frac{1}{N-1} \sum_{j \neq m} \beta_{pj},$$

где

$$H_1 = [1 + KF(s)] / KF(s).$$

Для N контуров в матричной форме

$$E = \frac{1}{N-1} H \beta_p, \quad H = \begin{bmatrix} H_2 & -1 & -1 & -1 & \dots & \dots \\ -1 & H_2 & -1 & -1 & \dots & \dots \\ -1 & -1 & H_2 & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, \quad H_2 = (N-1) H_1, \quad (3.4)$$

$$\beta_p = \begin{bmatrix} \beta_{p1} \\ \beta_{p2} \\ \vdots \\ \beta_{pN} \end{bmatrix},$$

$$\text{где } E = \begin{bmatrix} \beta_{a1} - \frac{1}{N-1} \sum_{j \neq 1} \beta_{aj} \\ \vdots \\ \beta_{aN} - \frac{1}{N-1} \sum_{j \neq N} \beta_{aj} \end{bmatrix}$$

— матрица ошибок.

Приведенную систему матричных уравнений можно решить относительно β_p :

$$\beta_p = (N-1)H^{-1}E. \quad (3.5)$$

Найдем элементы H_{ij} обращенной матрицы H^{-1} , используя уравнение $HH^{-1} = E_1$, где E_1 — квадратная единичная матрица того же порядка, что и матрицы H и H^{-1} :

$$H_{ij}^{-1} = \frac{1}{\Delta} \begin{cases} [H_2 - (N-2)](H_2 + 1)^{N-2}, & i = j \\ (H_2 + 1)^{N-2}, & i \neq j \end{cases} \quad (3.6)$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} H_2 & -1 & -1 & -1 & \dots & \dots \\ -1 & H_2 & -1 & -1 & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \end{vmatrix} \quad (3.7)$$

— детерминант матрицы H .

Прибавим сумму всех строк определителя (3.7), кроме первой, к первой строке, тогда

$$\Delta = \begin{vmatrix} H_2 - (N-1) & H_2 - (N-1) & H_2 - (N-1) & \dots \\ -1 & H_2 & 1 & \dots \\ -1 & -1 & H_2 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{vmatrix}. \quad (3.8)$$

Вычтем первый столбец из всех остальных столбцов определителя (3.8):

$$\Delta = \begin{vmatrix} H_2 - (N-1) & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & H_2 + 1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & H_2 + 1 & 0 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{vmatrix} \quad (3.9)$$

Разложив выражение (3.9) по диагонали, получим

$$\Delta = [H_2 - (N-1)](H_2 + 1)^{N-1}. \quad (3.10)$$

Подставляя равенства (3.4), (3.6) и (3.10) в (3.5), находим

$$\beta_p = G \begin{vmatrix} H_3 & 1 & 1 & 1 & \dots \\ 1 & H_3 & 1 & 1 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{vmatrix} E, \quad (3.11)$$

где $H_3 = H_2 - (N-2) = 1 + (N-1)/KF$, $G = \{(H_1 - 1)[(N-1)H_1 + 1]\}^{-1}$ или $G = (KF)^2/(N-1)\{1 + [N/(N-1)]KF\}$.

Сравнивая (3.3) и (3.11), нетрудно заметить, что при $N \rightarrow \infty$ динамические свойства одиночного контура и многоконтурной системы адаптивной оптики становятся идентичными при принятых ограничениях, а именно при слабых помехах и в линейной трактовке, что существенно облегчает практическое решение задачи синтеза следящих систем адаптивной оптики.

3.3. ОПТИМАЛЬНАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ПРИ ФАЗОВОМ СОПРЯЖЕНИИ

Алгоритм адаптации фазосопряженной системы при управлении только сдвигом фазового фронта излучаемой волны определяется соотношением $\Delta\varphi = \varphi_n - \varphi_i = \text{const}$, или $\varphi_n = \varphi_i + \text{const}$, где φ_n и φ_i — положения фазовых фронтов принятой и излученной волн.

Таким образом, регулирующее воздействие $\hat{\varphi}$ фазосопряженной системы, компенсирующее действующие на нее возмущения, должно удовлетворять условию

$$\hat{\varphi}(\rho_i) = \varphi_n(\rho_i) - \varphi_0(\rho_i),$$

где $\varphi_0(\rho_i)$ — некоторая опорная фаза, за которую принимают фазу излучаемого колебания до фазового модулятора, или фазу принятого колебания в одной из субапертур, или среднее значение фазы принятого колебания по всем субапертурам. Последний случай соответствует соотношению (3.1), согласно которому задача управления будет решена, если фазы полей в субапертурах будут достаточно приближены к фазовому фронту суммарного поля. Следовательно, для эффективной работы фазосопряженной системы необходимо прежде всего качественно (с достаточной точностью) оценить фазу волнового фронта принимаемого сигнала. Выясним требования к такой оценке.

Одним из широко используемых методов, оптимальных в смысле минимума ожидаемого квадратичного отклонения эффективной оценки $\hat{\varphi}$ от истинного значения $\varphi(\varphi_n - \varphi_0)$, является метод максимального правдоподобия (эффективными или достаточными называются оценки, обеспечивающие максимальное использование информации). Можно показать, что если эффективная оценка неизвестного параметра, в данном случае $\varphi = \varphi_n - \varphi_0$, существует, то максимально правдоподобная оценка и будет эффективной.

Функция правдоподобия L определяется из системы наблюдаемых значений $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N$ параметра как значение N -мерной функции плотности вероятности, связанной с наблюдениями. При независимых наблюдениях $L = L(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N, \varphi) = W(\varphi_1, \varphi)W(\varphi_2, \varphi) \dots W(\varphi_N, \varphi)$, где $W(\varphi_k, \varphi)$ — условная плотность распределения вероятностей фазы φ_k на k -й субапертуре при наблюдении положения фазового фронта принятой волны φ .

В случае, когда имеем дело с наблюдениями, которые не обязательно независимы и могут быть описаны некоторым известным совместным распределением $L = W(\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N, \varphi)$, максимально правдоподобная оценка $\hat{\varphi}$ — такое значение φ , для которого функция правдоподобия, вычисленная по наблюдавшимся значениям, максимальна. Таким образом, при этом должны удовлетворяться уравнения

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi_k} = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N,$$

или эквивалентно

$$\frac{\partial \lg L}{\partial \varphi_k} = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N.$$

В простейшей распространенной модели полагают, что помеха n представляет собой белый гауссовский шум, аддитивно складывающийся с гармоническим сигналом s , так что [104, 105]

$$u(\rho_1, t) = s(\rho_1, t) + n(\rho_1, t),$$

где

$$s(\rho_1, t) = s_0(\rho_1, t) \exp[i\Psi(\rho_1)],$$

$$\langle n(\rho_1, t) \rangle = 0, \quad \langle n(\rho_1, t) n(\rho'_1, t') \rangle = 0 \quad \text{при} \quad \rho_1 \neq \rho'_1,$$

$$\langle n(\rho_1, t) n^*(\rho'_1, t') \rangle = N_0 \delta(\rho_1 - \rho'_1) \delta(t - t').$$

Для такой модели смеси сигнала с шумом при решении задачи максимизации функционала (1.26) отношение правдоподобия

$$L = \exp \left\{ \frac{1}{N_0} \operatorname{Re} \int_0^T \int_{\Omega} s(\rho_1, t) u(\rho_1, t) d\rho_1 dt - \frac{E_0}{N_0} \right\},$$

где

$$E = \frac{1}{2} \int_0^T \int_{\Omega} |s(\rho_1, t)|^2 d\rho_1 dt$$

— энергия принимаемого сигнала, T — время наблюдения, Ω — область входной апертуры.

Полагаем случайный набег фазы в пределах каждой субапертуры постоянным, т. е. $\varphi(\rho_1) \approx \varphi_k = \text{const}$ при $\rho_1 \in \Omega_k$. В данном случае функцию правдоподобия можно представить в виде

$$L = \exp \left\{ \frac{1}{N_0} \operatorname{Re} \sum_{k=1}^N \exp[-i\varphi_k] \int_0^T \int_{\Omega_k} s_k^*(\rho_1, t) u_k(\rho_1, t) d\rho_1 dt - \frac{E}{N_0} \right\}.$$

Решая систему уравнений

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi_k} \Big|_{\varphi_k = \hat{\varphi}_k} = 0, \quad k = 1, \dots, N,$$

найдем оценку максимального правдоподобия фазового фронта [106]

$$\exp[i(\hat{\varphi}_k + m_k \pi)] = \frac{\int_0^T \int_{\Omega_k} u(\rho_1, t) u_{1k}(\rho_1, t) d\rho_1 dt}{\left| \int_0^T \int_{\Omega_k} u(\rho_1, t) u_{1k}(\rho_1, t) d\rho_1 dt \right|},$$

$$(m_k = 0, \pm 1, \pm 2; \quad k = 1, \dots, N),$$

откуда

$$\hat{\varphi}_k = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} \int_0^T \int_{\Omega_k} u(\rho_1, t) u_{1k}(\rho_1, t) d\rho_1 dt}{\operatorname{Re} \int_0^T \int_{\Omega_k} u(\rho_1, t) u_{1k}(\rho_1, t) d\rho_1 dt} + m_k \pi, \quad (3.12)$$

где

$$u_{1k} = (1/N_0) u_{0k}(\rho_1, t).$$

На основании изложенного соотношение (3.12) выражает оптимальный в смысле критерия максимума правдоподобия алгоритм оценки фазовых сдвигов $\hat{\varphi}_k$ волнового фронта $u(\rho_1, t)$ в раскрыве выходной апертуры фазосопряженной системы как средства фокусировки излучения на объекте. Такая оценка как эффективная характеризует потенциальные возможности определения деформаций фазы и может быть использована для выявления качества при сравнительной характеристике тех или иных конкретных методов измерения отклонений фазового фронта.

Для сравнительной оценки эффективности различных алгоритмов адаптивного управления оптическими средствами можно использовать среднее относительное приращение интенсивности δI на первом такте адаптации

$$\delta I = \left\langle \frac{\langle I^{(1)} \rangle - I^{(0)}}{I^{(0)}} \right\rangle,$$

где $I^{(1)}$ — интенсивность излучения на объекте на первом такте; $\langle I^{(1)} \rangle$ — ее среднее значение.

В рассматриваемом случае в предположении идеальной начальной юстировки ($|u_0(\rho_1)| = 1$) для приращения интенсивности δI можно получить [106, 107]

$$\delta I \approx \frac{\left(I_0 - \sum_{k=1}^N I_{0k} \right) N N_0}{\xi \langle I^{(0)} \rangle} - 1 + \frac{\langle [I^{(0)}]^2 \rangle}{[\langle I^{(0)} \rangle]^2} \left[\frac{I_0}{\langle I^{(0)} \rangle} - \frac{3 \left(I_0 - \sum_{k=1}^N I_{0k} \right) N N_0}{2\xi \langle I^{(0)} \rangle} \right], \quad (3.13)$$

где

$$I_0 = \iint_{\Omega} H(r, \rho) H^*(r, \rho') dr d\rho', \quad I_{0k} = \iint_{\Omega_k} H(r, \rho) H^*(r, \rho') dr d\rho',$$

$$\langle I^{(0)} \rangle = \iint_{\Omega} H(r, \rho) H^*(r, \rho') \exp \left[-\frac{1}{2} D_{\psi}(\rho - \rho') \right] d\rho d\rho',$$

$$\langle [I^{(0)}]^2 \rangle = \iiint_{\Omega} H(r, \rho) H(r, \rho_1) H^*(r, \rho') H^*(r, \rho'_1) \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{1}{2} [D_{\psi}(\rho - \rho') + D_{\psi}(\rho - \rho'_1) + D_{\psi}(\rho - \rho_1) + D_{\psi}(\rho_1 - \rho'_1) - \right.$$

$$\left. - D_{\psi}(\rho - \rho_1) - D_{\psi}(\rho' - \rho'_1)] \right\} d\rho d\rho' d\rho_1 d\rho'_1,$$

$H(r, \rho) = \frac{k}{2\pi i x} \exp \left[\frac{ik}{2x} (r - \rho)^2 \right]$ — оператор свободного пространства (в приближении Гюйгенса-Киргофа), $k = 2\pi/\lambda$, x — расстояние до объекта, $D_{\psi}(\rho - \rho')$ — структурная функция фазовых искажений, $D(a) \ll 1$, a — размер апертуры, $I^{(0)} \ll I_0$, $I^{(0)}$ — флуктуирующая часть интенсивности излучения, N — число субапертур.

Согласно изложенному соотношение (3.13) характеризует предельные возможности адаптивной оптики и может быть использовано для сравнительной оценки различных методов управления оптическими средствами.

В предположении больших отношений сигнал-шум α при радиусе излучающей апертуры, меньшем первой зоны Френеля, и равномерном распределении поля по ней дисперсия относительной интенсивности

$$\langle I^2 \rangle \approx (N-1)/(2N^2\alpha^2).$$

Оценим искажения фаз волнового фронта на основе МНК по множеству измерений разности фаз [108]. Такая постановка задачи имеет особый практический смысл в связи с тем, что с помощью некоторых датчиков фазового фронта (например, гартмановских) измеряют значение разности фаз между двумя фиксированными взаимно параллельными направлениями, а это позволяет получить достаточно полное представление о фазовом портрете в целом. Для определенности будем считать, что необходимо оценить значения фазы в некоторых точках, равномерно распределенных по апертуре. Пусть апертура состоит из N^2 прямоугольных элементов (рис. 3.2), составляющих нечетное число $N = (2n+1)$ в строке и столбце их квадратной матрицы ($n=1, 2, \dots$). Задача состоит в том, чтобы по полученным данным $\varphi_{x,i,j}$ и $\varphi_{y,i,j}$ оценить значения фазы в верши-

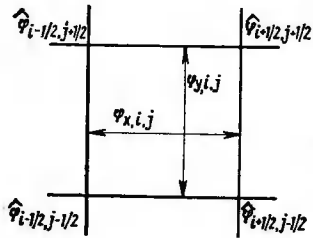


Рис. 3.2. Обозначения в элементе апертуры

нах элемента апертуры $\hat{\varphi}_{i+1/2, j+1/2}$, $\hat{\varphi}_{i+1/2, j-1/2}$, $\hat{\varphi}_{i-1/2, j+1/2}$, $\hat{\varphi}_{i-1/2, j-1/2}$. Необходимо учитывать, что в формировании величин $\varphi_{i+1/2, j+1/2}$, $\hat{\varphi}_{i-1/2, j+1/2}$, $\hat{\varphi}_{i+1/2, j-1/2}$, $\varphi_{i-1/2, j-1/2}$, кроме значений $\varphi_{x,i,j}$, $\varphi_{y,i,j}$ будут участвовать данные измерений смежных элементов. В результате для N^2 элементов будем иметь $2N^2$ результатов измерений $\varphi_{x,i,j}$, $\varphi_{y,i,j}$, по которым нужно оценить $(N+1)^2$ величин $\varphi_{p,q}$. При $N > 3$ число данных будет больше числа неизвестных и возможно применение МНК.

Расчетные значения разности фаз $\tilde{\varphi}_{x,i,j}$, $\tilde{\varphi}_{y,i,j}$ на элементе апертуры (i, j) связаны с оцениваемыми фазами $\varphi_{p,q}$ следующими очевидными соотношениями:

$$\tilde{\varphi}_{x,i,j} = \frac{1}{2} (\varphi_{i+1/2, j+1/2} + \varphi_{i+1/2, j-1/2}) - \frac{1}{2} (\varphi_{i-1/2, j+1/2} + \varphi_{i-1/2, j-1/2}), \quad (3.14)$$

$$\tilde{\varphi}_{y,i,j} = \frac{1}{2} (\varphi_{i+1/2, j+1/2} + \varphi_{i-1/2, j+1/2}) - \frac{1}{2} (\varphi_{i+1/2, j-1/2} + \varphi_{i-1/2, j-1/2}).$$

В результате поставленную задачу можно свести к минимизации ошибки Δ между измеренными значениями $\varphi_{x,i,j}$, $\varphi_{y,i,j}$ и значениями $\tilde{\varphi}_{x,i,j}$, $\tilde{\varphi}_{y,i,j}$, вычисленными по формулам (3.14):

$$\Delta = \sum_{i,j} [(\varphi_{x,i,j} - \tilde{\varphi}_{x,i,j})^2 + (\varphi_{y,i,j} - \tilde{\varphi}_{y,i,j})^2]. \quad (3.15)$$

Условия минимизации ошибки:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{p,q}} = 0 \quad (3.16)$$

для всех значений (p, q) или после подстановки (3.15) в (3.16):

$$2 \sum_{i,j} \left[(\varphi_{x,i,j} - \tilde{\varphi}_{x,i,j}) \frac{\partial \varphi_{x,i,j}}{\partial \varphi_{p,q}} + (\varphi_{y,i,j} - \tilde{\varphi}_{y,i,j}) \frac{\partial \varphi_{y,i,j}}{\partial \varphi_{p,q}} \right] = 0. \quad (3.17)$$

Используя соотношение (3.14), находим

$$2 \frac{\partial \tilde{\varphi}_{x,i,j}}{\partial \varphi_{p,q}} = \delta \left(p, i + \frac{1}{2} \right) \delta \left(q, j + \frac{1}{2} \right) + \delta \left(p, i + \frac{1}{2} \right) \times$$

$$\times \delta \left(q, j - \frac{1}{2} \right) - \delta \left(p, i - \frac{1}{2} \right) \delta \left(q, j + \frac{1}{2} \right) - \delta \left(p, i - \frac{1}{2} \right) \times$$

$$\times \delta \left(q, j - \frac{1}{2} \right),$$

$$2 \frac{\partial \tilde{\varphi}_{y,i,j}}{\partial \varphi_{p,q}} = \delta \left(p, i + \frac{1}{2} \right) \delta \left(q, j + \frac{1}{2} \right) + \delta \left(p, i - \frac{1}{2} \right) \times$$

$$\times \delta \left(q, j + \frac{1}{2} \right) - \delta \left(p, i + \frac{1}{2} \right) \delta \left(q, j - \frac{1}{2} \right) - \delta \left(p, i - \frac{1}{2} \right) \times$$

$$\times \delta \left(q, j - \frac{1}{2} \right), \quad (3.18)$$

где

$$\delta(a, b) = \begin{cases} 1, & \text{если } a = b, \\ 0, & \text{если } a \neq b, \end{cases} \quad (3.19)$$

символ Кронекера. Подставив (3.14), (3.18) и (3.19) в уравнение (3.17), после группировки членов $\hat{\varphi}_{p,q}$ с одинаковыми индексами и исключения $\hat{\varphi}_{p,q}$ для которых p и (или) q равны $\pm(n+1/2)$ и которых нет в массиве величин $\hat{\varphi}_{p,q}$, составляющих полную апертуру, получим систему $(2n+2)^2$ уравнений для $(2n+2)^2$ неизвестных $\hat{\varphi}_{p,q}$ через $2(2n+1)^2$ измеренных значений разностей фаз $\varphi_{x,i,j}$, $\varphi_{y,i,j}$

$$\begin{aligned} g(p, q) \hat{\varphi}_{p,q} - f(p-1, q-1) \hat{\varphi}_{p-1,q-1} - f(p-1, q+1) \hat{\varphi}_{p-1,q+1} - \\ - f(p+1, q-1) \hat{\varphi}_{p+1,q-1} - f(p+1, q+1) \hat{\varphi}_{p+1,q+1} = \\ = f(p-1/2, q-1/2) (\varphi_{x,p-1/2,q-1/2} + \varphi_{y,p-1/2,q-1/2}) + \\ + f(p-1/2, q+1/2) (\varphi_{x,p-1/2,q+1/2} - \varphi_{y,p-1/2,q+1/2}) + \\ + f(p+1/2, q-1/2) (-\varphi_{x,p+1/2,q-1/2} + \varphi_{y,p+1/2,q-1/2}) + \\ + f(p+1/2, q+1/2) (-\varphi_{x,p+1/2,q+1/2} + \varphi_{y,p+1/2,q+1/2}), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} f(i, j) &= \begin{cases} 1, & \text{если } |i| \leq n+1/2 \text{ и } |j| \leq n+1/2, \\ 0 & \text{в противном случае,} \end{cases} \\ g(i, j) &= \begin{cases} 4, & \text{если } |i| < n+1/2 \text{ и } |j| < n+1/2, \\ 1, & \text{если } |i| = n+1/2 \text{ и } |j| = n+1/2, \\ 0 & \text{в остальных случаях} \end{cases} \end{aligned}$$

Решение последней системы уравнений дает оценки $\hat{\varphi}_{p,q}$ мгновенных искажений фаз волнового фронта на основе критерия МНК по измеренным разностям фаз $\varphi_{x,i,j}$, $\varphi_{y,i,j}$.

Эффективность такого метода оценки искажений фазового фронта определяется следующим приближенным соотношением:

$$\langle \Delta \hat{\varphi}^2 \rangle = \frac{2}{3} [1 + (1/4) \ln N^2] \sigma_{p,q}^2, \quad (3.20)$$

где $\langle \Delta \hat{\varphi}^2 \rangle$ — средний квадрат ошибки оценки искажений волнового фронта для квадратной апертуры, состоящей из N^2 элементов; $\sigma_{p,q}^2$ — средний квадрат погрешности измерения разности фаз.

Согласно (3.20) при использовании МНК при $N > 3$ выигрыш будет тем больше, чем больше мерность N -апертурной матрицы.

Выясним, каковы количественные требования к точности оценки волнового фронта $\hat{\varphi}$. Считается, что фокусирующая система обладает хорошим качеством, если средняя нормированная интенсивность в ее фокусе $\langle I_0 \rangle \geq 0,8$ [86]. Связь между $\langle I_0 \rangle$ и отклонениями фазового фронта относительно опорной сферы $\Delta \varphi$ описывается соотношением $\langle I_0 \rangle = 1 - (2\pi/\lambda) (\Delta \varphi)^2$. В результате

допустимые деформации фазового фронта оцениваются величиной $\Delta \varphi_{\max} \leq \lambda/14$. Опираясь на принципы теории ошибок и учитывая нормальный закон распределения отклонений фаз $\Delta \varphi$, приходим к выводу, что допустимая погрешность оценки фазового фронта $\Delta \hat{\varphi}$ должна быть не больше $(1/3) \Delta \varphi_{\max}$, т. е. $\Delta \hat{\varphi} \leq \lambda/42$, или $\Delta \hat{\varphi} \leq 9^\circ$.

3.4. ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ АЛГОРИТМЫ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ВЕКТОРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Алгоритмы адаптивного управления излучением в векторном пространстве применимы как в адаптивных оптических, так и радиотехнических средствах. При этом измеряется разность фаз принятой и излученной волн в субапертурах (отдельных излучателях), что сходно с принципами контроля фазового фронта в фазосопреженных оптических средствах. В отличие от последних при формировании управляющих воздействий в данном случае исходят из геометрической векторной трактовки излучаемых полей [102, 103], в соответствии с которой для фокусировки излучения на точечной цели необходимо каждый из парциальных векторов повернуть до совпадения с вектором суммарного поля. Причем прямой контроль полей у объекта возможен, очевидно, лишь при моделировании адаптивных средств.

Тем не менее, как было показано, такой принцип применим при управлении адаптивными оптическими средствами в условиях контроля состояния поля в точке приема. В этом случае относительная интенсивность сигнала объекта и его суммарная фаза

$$\begin{aligned} I_{\text{отн}} &= \left[\left(\operatorname{Re} \sum_{k=1}^N u_k \right)^2 + \left(\operatorname{Im} \sum_{k=1}^N u_k \right)^2 \right] / \sum_{k=1}^N |u_k|^2, \\ \varphi_{\Sigma} &= \arctg \operatorname{Re} \sum_{k=1}^N u_k / \operatorname{Im} \sum_{k=1}^N u_k. \end{aligned}$$

Управляющее воздействие по фазовым сдвигам с субапертурах находится как $\varphi_k = \varphi_{\Sigma} - \arctg \operatorname{Re} u_k / \operatorname{Im} u_k$.

Используем общепринятые обозначения для устройств адаптивной обработки электромагнитного излучения [102, 110—112]: $\mathbf{X}^T = x_1, x_2, \dots, x_k$ — вектор входных сигналов устройства обработки; $\mathbf{Y}^T = y_1, y_2, \dots, y_k$ — вектор его выходных сигналов; $\mathbf{W}^T = w_1, w_2, \dots, w_k$ — вектор весовых коэффициентов обработки; τ — знак транспонирования; $*$ — знак эрмитового сопряжения (комплексной сопряженности и транспонирования); $-$ — знак комплексной сопряженности; $\langle \rangle$ — знак усреднения по ансамблю. При этом x_k и y_k определяют разности фаз излученной и принятой волн при использовании в качестве опорной, как упоминалось ранее, фазы суммарных принятой или излученной волн или же фазы колебаний в одном из каналов субапертур.

В общем случае при ограниченной априорной информации адаптивная пространственно-временная обработка сводится к итеративному подбору весовых коэффициентов в выражении для выходных сигналов устройства обработки $y_i = \sum_{k=1}^N w_{ki} x_{ki}$ или в матричных обозначениях

$$Y = W^* X = W X^*. \quad (3.21)$$

Оптимизационная структура алгоритмов обработки W может формироваться на основе различных критериев: минимума СКО на основе метода Винера — Хопфа в современной его матричной форме или решения в пространстве состояний, т. е. в форме фильтра Калмана — Бьюси, максимума правдоподобия и максимума отношения сигнал-шум, а также максимума вероятности попадания полезного сигнала в некоторую область или минимума среднего квадрата ошибки, что соответствует, в отличие от предыдущих критериев, переходу к смещенным оценкам.

Вначале обратимся к критерию минимума СКО ориентации излучения. Полагаем, что входное воздействие X представляет собой аддитивную смесь сигнала S , часто именуемого применительно к рассматриваемой задаче опорным, и помехи N . Функции S и N чисто случайные ($\langle S \rangle = 0$, $\langle N \rangle = 0$) и определены в объеме корреляционной теории, т. е. заданы их корреляционные функции R_{ss} и R_{nn} . Эффект управления оценивается ошибкой $E = S - Y$. В соответствии с принятым критерием должно быть минимизировано среднее значение квадрата ошибки: $E^2 = \min$. Согласно последним двум соотношениям после преобразований находим

$$\langle E^2 \rangle = \langle S^2 \rangle + W^T R_{xx} W - 2W^T R_{xs}, \quad (3.22)$$

где

$$R_{xx} = \langle XX^T \rangle = \begin{pmatrix} x_1 x_1 & x_1 x_2 & \dots & x_1 x_{2N} \\ x_2 x_1 & x_2 x_2 & \dots & x_2 x_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ x_{2N} x_1 & x_{2N} x_2 & \dots & x_{2N} x_{2N} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

— симметричная ковариационная матрица входных сигналов; $R_{xs} = \langle [X^T S] \rangle$ — ковариационный вектор входных сигналов X и опорного S .

Число степеней свободы пространства в выражениях (3.22) и (3.23) в два раза увеличено по сравнению с исходным N -мерным векторным пространством в связи с тем, что для перевода векторной величины X в скалярную используется перевод сигналов X в их квадратурные составляющие в N каналах. Согласно (3.22) средний квадрат ошибки $\langle E^2 \rangle$ — квадратичная функция весовых коэффициентов. Дифференцируя $\langle E^2 \rangle$ по W , получаем градиент функции весов

$$\nabla \langle E^2 \rangle = 2R_{xx} W - 2R_{xs}. \quad (3.24)$$

Оптимальный вектор весовых коэффициентов $W_{\text{опт}}$ найдем, приравняв соотношение (3.24) к нулю, откуда

$$W_{\text{опт}} = R_{xx}^{-1} R_{xs}. \quad (3.25)$$

Практическое использование выражения (3.25), являющегося решением уравнения Винера — Хопфа и минимизирующего среднеквадратическую ошибку, наталкивается на определенные трудности. Это связано прежде всего с тем, что обычно корреляционные матрицы R_{xx} и R_{xs} невозможно определить априори с достаточной точностью. Но даже если функции R_{xx} и R_{xs} известны, вычисления по соотношению (3.25) оказываются довольно громоздкими, особенно при высокой мерности вектора весовых коэффициентов W . В связи с этим можно рекомендовать рекуррентные адаптивные алгоритмы, обеспечивающие асимптотическую реализацию соответствующего критерия. Будем изменять вектор весов в направлении оценки градиента среднего квадрата ошибки

$$W(j+1) = W(j) + \mu \hat{\nabla}(j),$$

где $j, j+1$ — дискретное время; $\mu < 0$ — скаляр, определяющий скорость сходимости и устойчивости процесса адаптации; $\hat{\nabla}$ — оценка градиента $\langle E^2 \rangle$ по отношению к вектору весовых коэффициентов W , которую будем формировать по выборке квадрата ошибки. В результате с учетом комплексного представления сигналов получим

$$\hat{\nabla}(j) = \nabla [E(j) \bar{E}(j)] = \text{Re} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \} + i \text{Im} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \},$$

где

$$\begin{aligned} \text{Re} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \} &= \text{Re} \left\{ \frac{\partial [E(j) \bar{E}(j)] / \partial W_{IR}}{\partial [E(j) \bar{E}(j)] / \partial W_{NR}} \right\} \\ \text{Im} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \} &= \text{Im} \left\{ \frac{\partial [E(j) \bar{E}(j)] / \partial W_{IR}}{\partial [E(j) \bar{E}(j)] / \partial W_{NR}} \right\}; \end{aligned}$$

$$E = S - W^* X; \quad \bar{E} = \bar{S} - W^T \bar{X}; \quad W = W_R + i W_I.$$

Поскольку

$$\text{Re} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \} = -E(j) \bar{X}(j) - \bar{E}(j) X(j);$$

$$\text{Im} \{ \nabla [E(j) \bar{E}(j)] \} = -E(j) \bar{X}(j) + \bar{E}(j) X(j),$$

то адаптивный рекуррентный алгоритм примет окончательный вид

$$W(j+1) = W(j) - 2\mu \bar{E}(j) X(j). \quad (3.26)$$

Можно показать [102], что в пределе при $j \rightarrow \infty$ для независимых выборок $X(j)$ и $\bar{X}(j+1)$ входных сигналов вектор W , определенный из (3.26), асимптотически сходится к оптимальному значению в смысле минимума СКО. Условие сходимости алгоритма (3.26) ограничивает скалярный параметр μ в пределах

$$-1/\lambda_{\max} < \mu < 0,$$

где $\lambda_{\max}$ — максимальное собственное значение матрицы R_{xx} . Используя понятие следа матрицы $\text{Sp } R_{xx}$, равного входной мощности $P_{\text{вх}}$, и исходя из соотношения $\text{Sp } R_{xx} = P_{\text{вх}} = \sum_{k=1}^N \langle x_k^2 \rangle \geq \lambda_{\max}$

условие сходимости алгоритма (3.26) можно заменить на более жесткое, но и более удобное $-1/P_{\text{вх}} \ll \mu < 0$.

Перейдем к использованию в алгоритмах обработки средств управления излучением, ориентированных на векторную трактовку рассматриваемых процессов, критерия максимума отношения сигнал-шум на выходе приемника. При заданной вероятности ложной тревоги вероятность правильного обнаружения сигнала является монотонно возрастающей функцией выходного отношения сигнал-шум α . Поэтому задача максимизации отношения сигнал-шум эквивалентна байесовской постановке задачи максимизации вероятности обнаружения сигнала при фиксированной вероятности ложной тревоги. Полагаем, что входное воздействие X представляет собой аддитивную смесь сигнала и помехи. Сигнал S — детерминированная функция времени, а помеха N — гауссовский шум, заданный в объеме корреляционной теории, т. е. в данном случае статистически полностью определенный. Величины S и N обычно оцениваются на выходе приемника.

При этом среднее значение выходного сигнала средств обработки согласно (3.21) $\langle Y \rangle = W^* S$, а дисперсия шума на выходе средств обработки $\sigma^2 = W^* M W$, где $M = \langle N N^* \rangle$ — ковариационная матрица шума на входе. Отсюда выходное отношение сигнал-шум

$$\alpha^2 = [\langle Y \rangle]^2 / \sigma_y^2 = |W^* S|^2 / W^* M W. \quad (3.27)$$

На основании определения скалярного произведения векторов $W^* M W = (W, W)$, тогда

$$\alpha^2 = |W^* S|^2 / W^* M W = |(W, M^{-1} S)|^2 / (W, W).$$

Используя неравенство Шварца $|(A, B)|^2 \leq (A, A)(B, B)$, получаем

$$\alpha^2 = |W, M^{-1} S|^2 / (W, W) \leq [(W, W)(M^{-1} S, M^{-1} S)] / (W, W) = (M^{-1} S, M^{-1} S) = S^* M^{-1} S.$$

В соответствии с последним выражением максимум величины α^2 достигается при

$$W_{\text{опт}} = b M^{-1} S, \quad (3.28)$$

где b — любое комплексное число, не равное нулю. Действительно, при этом

$$\alpha^2 = |(W, M^{-1} S)|^2 / (W, W) = |b^2| [(S^* M^{-1} S)]^2 / [|b^2| (S^* M^{-1}) \times M (M^{-1} S)] = S^* M^{-1} S = \alpha_{\max}^2.$$

Адаптивный алгоритм, основанный на методе наискорейшего спуска и максимизирующий величину $F = \alpha^2$, будем искать в обыч-

ной рекуррентной форме $W(j+1) = W(j) + v \hat{\nabla}_F(j)$, где $\hat{\nabla}_F$ — оценка градиента величины F , $v > 0$ — действительная константа.

Согласно (3.27) градиент величины F

$$\nabla_F = \frac{2W^* S}{W^* M W} \left(S - \frac{W^* S}{W^* M W} M W \right).$$

Подставим в последнее выражение оптимальное значение (3.28) вектора W . При этом

$$\frac{W^* S}{W^* M W} = \frac{\bar{b} S^* M^{-1} S}{\bar{b} S^* M^{-1} M b M^{-1} S} = \frac{1}{b} = a.$$

Кроме того, как и ранее, матрицу M заменим ее выборочной оценкой $X(j) X^*(j)$. Тогда адаптивный алгоритм примет окончательный вид

$$W(j+1) = W(j) + 2va [S - a X(j) X^*(j) W(j)]. \quad (3.29)$$

Условие сходимости алгоритма (3.29) накладывает следующие ограничения на параметр v

$$0 < v < \frac{1}{|a|^2 \lambda_{\max}} = \frac{|b|^2}{\lambda_{\max}}.$$

Сходимость адаптивного рекуррентного алгоритма, оптимального по максимуму отношения сигнал-шум, можно улучшить, если непосредственно воспользоваться выражением (3.28), заменив в нем матрицу M ее оценкой по k выборкам входного сигнала [113]

$$\hat{M} = \frac{1}{k} \sum_{r=1}^k X_r X_r^*.$$

В этом случае вектор весов

$$\hat{W} = b \hat{M}^{-1} S. \quad (3.30)$$

Выходной сигнал $\hat{Y} = \hat{W}^* X$. По аналогии с (3.27) выходное отношение сигнал-шум

$$\hat{\alpha}^2 = [\langle \hat{Y} \rangle]^2 / \sigma_y^2 = |\hat{W}^* S|^2 / \hat{W}^* \hat{M} \hat{W} = (S^* \hat{M}^{-1} S)^2 / S^* \hat{M}^{-1} \hat{M} \hat{M}^{-1} S.$$

Оказывается, что если число выборок входного сигнала k , используемых для оценки ковариационной матрицы M , не менее чем вдвое превышает размерность вектора входного сигнала, то отношение сигнал-шум $\hat{\alpha}^2$ будет не более чем на 3 дБ меньше его максимального значения, полученного при использовании оптимальных весовых коэффициентов (3.28).

Для сокращения объема вычислений оценки обратной матрицы M^{-1} для выражения (3.30) воспользуемся очевидным рекуррентным соотношением

$$\hat{M}_{k+1} = \frac{k}{k+1} \hat{M}_k + \frac{1}{k+1} X_{k+1} X_{k+1}^*. \quad (3.31)$$

При некоторых произвольных скалярных величинах a и b имеет место равенство

$$(aM + bXX^*) = \frac{1}{a} M^{-1} \frac{b}{a^2} \left[1 + \frac{b}{a} X^* M^{-1} X \right]^{-1} M^{-1} X X^* M^{-1}. \quad (3.32)$$

Из (3.31), (3.32) находим окончательно при $a=k$ и $b=k+1$

$$\hat{M}_{k+1}^{-1} = \frac{k+1}{k} \hat{M}_k^{-1} - \frac{k+1}{k^2} \left[1 + \frac{1}{k} X_{k+1}^* \hat{M}_k^{-1} X_{k+1} \right]^{-1} \hat{M}_k^{-1} X_{k+1}^* \hat{M}_k^{-1}.$$

За начальное приближение $\hat{M}^{-1}$ можно принять любую невырожденную матрицу.

Приведем еще один алгоритм адаптивного управления излучаемой волной, исходящий из ограниченной априорной информации и асимптотически сходящийся к линейному оптимизационному решению задачи Винера—Хопфа [101]. Полагаем, что векторы выходных Y и входных X величин регулятора связаны соотношением

$$Y(j) = W_1(j) Y(j-1) + W_2(j) X(j) + W_3(j) X(j-1). \quad (3.33)$$

Далее, пусть в целевом условии содержатся ограничения $|X(j)| \leq c_x$, $|N(j)| \leq c_n$, $c_x > c_n$, где c_x и c_n — заданные числа. Входное воздействие X представляет собой, как обычно, аддитивную смесь сигнала S и помехи N в ориентации фазового фронта, заданных в объеме корреляционной теории. Управление дискретное с запаздыванием в один такт, который значительно меньше характеристического времени системы управления. Тогда подстраиваемые величины W_1 , W_2 и W_3 в выражении (3.33) находятся из условий

$$\text{если } |X(j)| \leq c_x, \text{ то } W(j) = W_i(j-1);$$

$$\text{если } |X(j)| > c_x, \text{ то}$$

$$W_1(j) = W_1(j-1) - Y(j-2) \xi(j-1),$$

$$W_2(j) = W_2(j-1) - X(j-1) \xi(j-1),$$

$$W_3(j) = W_3(j-1) - X(j-2) \xi(j-1),$$

где $\xi(j-1) = (1-\rho) c_n^{-1} \{ |Y(j-2)|^2 + |X(j-2)|^2 \}^{-1} X(j)$, $\rho = c_n/c_x$.

Оказывается, что спустя некоторое время самообучения в условиях стационарности воздействий регулятор, функционирующий по приведенному алгоритму, определит закон управления, сколько угодно близкий к оптимальному в изложенном смысле.

Глава 4.

СИНТЕЗ СИСТЕМ ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖУЩИЙСЯ ОБЪЕКТ

4.1. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Все рассмотренные алгоритмы управления адаптивной оптикой в принципе не учитывают возможности перемещения объекта наблюдения относительно наблюдателя, т. е. перемещение объекта при примененном ранее подходе не отражается на организации управления оптическими средствами. Вместе с тем движение объекта вносит существенную специфику в сам характер, семантику возмущающих воздействий на систему адаптивного управления. Объект, обладающий массой и инерционностью, не может двигаться заранее полностью непредсказуемо, т. е. чисто случайно, и это следует иметь в виду при синтезе систем адаптивной оптики.

Вопросы инерционности объектов в прецизионных задачах навигации и локации учитываются давно [101, 104, 105]. Естественно, и в данном случае — при фокусировке излучения на движущемся объекте — им следует уделить надлежащее внимание. В дальнейшем это обстоятельство отразим вводом в воздействие на систему как чисто случайных, так и детерминистских составляющих (не смешивать с детерминированными).

Применявшиеся в гл. 3 методы оптимальной фильтрации Винера—Хопфа и Калмана—Бюсси, основанные на предположении о чисто случайном характере воздействий, согласно изложенному принципиально неприемлемы в рассматриваемом случае. Однако известно, что их все же применяют в навигационных и локационных задачах, связанных с движущимися объектами. Использование этих методов (хотя и неадекватно существу рассматриваемых задач) основано на реализации некоторых искусственных приемов, рассчитанных на расширение области применения винеровской (калмановской) фильтрации на случай присутствия в воздействиях детерминистских слагаемых. Такой подход в рассматриваемом случае не только не позволяет рационально использовать всю априорную и рабочую информацию, но и неизбежно сопровождается заметным и в принципе неоправданным увеличением нагрузки на вычислительные средства.

Как показано далее, в синтезированной системе адаптивной оптики должно быть два параллельных контура управления. Один из них отслеживает перемещение объекта относительно точки наблюдения. Такой контур обладает заметно большей инерционностью, чем второй. На второй контур при этом будут поступать воздействия, характеризующиеся отсутствием перемещения объекта, за которым «следит» первый контур, тогда второй контур можно и следует оптимизировать методами, рассмотренными в гл. 3, т. е. в предположении чисто случайного характера поступающих на него воздействий. Этот контур адаптивного управления как более

быстродействующий осуществляет первичный захват объекта и фокусировку излучения на нем. При этом погрешности в положении максимума излучения могут быть значительными. Далее вступает в действие более инерционный контур, отслеживающий перемещение объекта, и в результате совместного действия этих контуров управления фокусировка излучения достигает максимума, а погрешности в ориентации излучения на объект минимизируются.

Если закон движения объекта наблюдения известен, то такое перемещение можно скомпенсировать в режиме программного управления. Интерес представляет практически наиболее распространенная ситуация, когда перемещение объекта заранее точно неизвестно, т. е. носит случайный характер, но с ограничениями, обусловленными инерционностью объекта.

Итак, задача состоит в том, чтобы в режиме адаптивного управления сфокусировать излучение на объекте, перемещающемся относительно излучающей апертуры. Иными словами, необходимо осуществить управление диаграммой направленности излучения так, чтобы по возможности обеспечить ее максимальное сжатие в плоскости объекта, а максимум диаграммы направленности с минимальными погрешностями сориентировать на объект (на его наиболее яркий участок). При этом существенным является относительное угловое перемещение объекта. Смещение объекта относительно излучателя в радиальном направлении практически можно опустить. Это обусловлено тем, что ввиду слабой зависимости диаметра сфокусированного лазерного луча от расстояния до излучателя освещенность объекта изменяется весьма незначительно при ее радиальном перемещении вдоль луча по сравнению с теми изменениями освещенности, которые происходят при поперечных перемещениях объекта относительно максимума диаграммы направленности.

Как отмечалось, адаптивные методы управления позволяют приблизить реальные характеристики информационных средств к их потенциальным показателям. Поэтому в начале оценим потенциальные возможности точности слежения за движущимся объектом по угловым координатам в оптическом диапазоне при предельно слабых сигналах [114], когда приемник координатора функционирует в режиме счета фотонов. Полагаем, что при этом интенсивность облучения объекта такова, что средняя частота поступления фотонов на приемник достаточна для устойчивого слежения и составляет около нескольких десятков фотонов в секунду [115]. В этом случае СКО σ_0 оценки углового положения неподвижного относительно наблюдателя малоразмерного объекта с угловыми размерами, существенно меньшими угла разрешения измерительного средства, при отсутствии сглаживания (фильтрации) в первом приближении выражается соотношением $\sigma_0 = 0,3\lambda/D_{\text{рад}}$, где λ — длина излучаемой волны, $D_{\text{рад}}$ — диаметр апертуры приемника. Зчевидно, с некоторыми допущениями сформулированное требование соответствует следующему: размеры наиболее яркого участка объекта, на котором концентрируется излучение, существенно

меньше диаметра сечения сфокусированного вблизи объекта луча. Для оценки потенциальных возможностей слежения за объектом применим вероятностный критерий, позволяющий полностью использовать всю имеющуюся информацию, как чисто случайную, так и детерминистскую, причем последнее — это по существу статистическая информация с детерминистской формой описания, например средняя расчетная или предполагаемая траектория объекта. Критерий формулируется следующим образом:

$$P[(m + s - \alpha) < x < (m + s + \beta)] = \max, \quad (4.1)$$

где P — вероятность попадания оси сфокусированного луча в заданную область шириной $(\alpha + \beta)$ выходной величины x средства слежения; $m(t)$ — траектория среднего относительного перемещения объекта; $s(t)$ — случайный сигнал в размерностях угловых перемещений объекта.

Обозначим: $n(t)$ — помеха, выраженная в угловых единицах; $R_{nn}(t, \tau)$ — ее автокорреляционная функция; $R_{ss}(t, \tau)$ — автокорреляционная функция сигнала. Воздействия $m(t)$, $s(t)$, $n(t)$ приведены к пространству относительного углового перемещения объекта; принимается аддитивный характер взаимодействия этих величин, т. е. входное воздействие $f(t) = m(t) + s(t) + n(t)$.

В [116] показано, что решение изложенной задачи сводится к решению некоторой системы интегрофункциональных уравнений. Эти уравнения согласно [117] можно свести к более удобной при расчетах в некоторых случаях эквивалентной системе дифференциальных уравнений первого порядка канонического типа. При этом имеется возможность непосредственно определить оптимальный фильтр в следящей форме.

Чтобы выявить основные, наиболее существенные закономерности, положим вначале, что задающее воздействие характеризуется лишь детерминистским сигналом $m(t)$, т. е. принимаем, что чисто случайный сигнал $s(t)$ отсутствует ($s(t) = 0$). Полагаем также, что помеха $n(t)$ представляет собой белый ограниченный по частоте стационарный шум с частотой среза f_0 и уровнем спектра $N(t) = \sigma_n^2(t)/f_0 = \sigma_0^2/f_0 = \text{const}$. Значение f_0 зависит от характера относительного движения объекта и его физических свойств, прежде всего от характеристик поверхности (типа покрытия, его шероховатости и др.), а также от степени стабилизации и жесткости объекта, наличия вибрирующих элементов с быстроменяющимися экранирующими и отражающими свойствами или (и) заметным собственным излучением, например плазмообразований. Структурная схема оптимального линейного следящего фильтра для этого частного случая показана на рис. 4.1, $a_m(t)$, $b_m(t)$, $\Psi(t)$ — перемен-

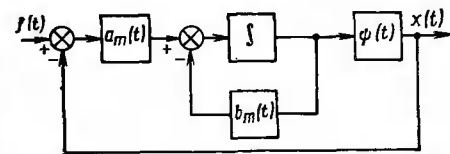


Рис. 4.1. Структурная схема оптимального фильтра

ные коэффициенты; $a_m(t) = m(t)/\sigma_n^2(t)$; $\sigma_n^2(t) = R_{nn}(t, 0)$ — дисперсия возмущающего воздействия;

$$\Psi(t) = 2m(t) \left\{ \Phi_m^2(t) \left[1 + \left(4N(t)m(t)/[(\alpha + \beta)\Phi_m^2(t)] \ln \left| \frac{m(t) - \alpha}{m(t) + \beta} \right| \right)^{1/2} \right] \right\};$$

$$\Phi_m^2(t) = m^2(t) / \sigma_n^2(t); \quad b_m(t) = \Psi(t) a_m(t).$$

Задающее воздействие представляется полиномом

$$m(t) = m_0 + m_1(t) + m_2(t) + m_3(t), \quad (4.2)$$

где m_0 определяется максимальной ошибкой целеуказания для средств слежения по углу; m_1 , m_2 и m_3 характеризуют соответственно некоторую усредненную угловую скорость объекта, первую и вторую производные от нее после установления средств слежения.

Полагаем для определенности, что на сравнительно коротком отрезке времени наблюдения, достаточном для оценки точности, относительное движение объекта в первом приближении имеет характер равномерного прямолинейного. Тогда угловое перемещение объекта $\theta(t) = \text{arctg } v_0 t / y_0$, где v_0 — продольная скорость объекта; y_0 — длина нормали на траекторию объекта, восстановленной с точки слежения за ним.

Выбор динамических свойств средств слежения, как известно, существенно зависит от второй производной задающего воздействия $m(t)$. Поэтому принимаем коэффициент m_2 равным $d^2\theta/dt^2|_{\max} = \theta_{\max}^2$, причем согласно (4.2) $\theta^2 = \theta_{\max}^2$ при $t = y_0 / (\sqrt{3}v_0)$ и тогда

$$m_1 = \frac{d\theta}{dt} \Big|_{t=y_0/(\sqrt{3}v_0)}; \quad m_2 = \theta_{\max}^2 = \frac{9v_0^2}{8\sqrt{3}y_0^2}.$$

При $\theta^2 = \max$, очевидно, $\theta^{(3)} = 0$. Вместе с тем для определенных условий третья производная задающего воздействия $m(t)$ может заметно влиять на выбор динамических характеристик следящего фильтра. Поэтому следует сопоставить результаты расчетов при $m_3 = \theta^{(3)} = 0$ и для $m_3 = v\theta_{\max}^{(3)}$, где $0 < v \leq 1$.

Полученные соотношения позволяют оценить достижимую точность слежения за малоразмерным объектом при предельно слабых сигналах. При слабых сигналах, естественно, необходимо применять достаточно большие апертуры. В современных условиях волны к диаметру апертуры $\lambda/D = 10^{-6}$ следует считать предельным, тогда $\sigma_0 = 0,3$ $\lambda/D = 3 \cdot 10^{-7}$ рад. В качестве иллюстрации на рис. 4.2 и 4.3 приведены графики СКО случайной σ и динамической Δ предельных ошибок, полученных по изложенной методике для данных: $\alpha = \beta = 1,3 \cdot 10^{-6}$ рад, $y_0 = 500$ км; $v_0 = 8$ км/с; $f_0 = 10$ Гц; $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-7}$ рад при $m(t) = 1,2 \cdot 10^{-6} - 10^{-2}t + 10^{-3}t^2 + 0 \cdot t^3$, т. е. при $\theta^{(3)} = 0$.

Как следует из рис. 4.2 и 4.3, через 1...1,5 с динамическая ошибка устанавливается к уровню $\Delta = 1,8 \cdot 10^{-8}$ рад, а СКО — к

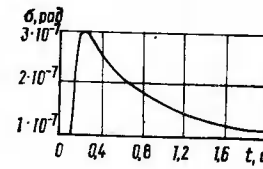


Рис. 4.2. Зависимость СКО случайной ошибки во времени

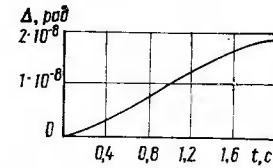


Рис. 4.3. Зависимость динамической ошибки во времени

уровню $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-7}$ рад, т. е. при данных воздействиях $\Delta \ll \sigma$. Ввод значения $m_3 = 0,5$ $\theta_{\max}^{(3)} = -5 \cdot 10^{-8}$ рад/с³ вызывает увеличение динамической ошибки примерно в два раза и слабо влияет на СКО случайной ошибки. При этом по-прежнему $\Delta \ll \sigma$, так что суммарная ошибка $\sigma_c = \sqrt{\Delta^2 + \sigma^2}$ в основном определяется случайным слагаемым, т. е. $\sigma_c = \sigma$.

На основании изложенного значение $1,2 \cdot 10^{-7}$ рад = 0,024" или приближенно $2 \cdot 10^{-2}$ угл. с характеризует потенциальную точность измерения угловых координат при предельно слабых оптических сигналах и принятых исходных данных. Поскольку суммарная ошибка σ_c в основном определяется случайным слагаемым, то это указывает на достаточную общность полученного значения предельной ошибки слежения для некоторой довольно широкой области изменения характера динамики движения объекта. Отсюда также следует возможность реализации подоптимального фильтра, близкого к оптимальному, в классе стационарных. Постоянная времени такого фильтра как основная характеристика, определяющая его усредняющие свойства, $T = 1 \dots 1,5$ с.

Из полученных данных находим, что отношение $\sigma_0/\sigma_c = 3 \cdot 10^{-7} / (1,2 \cdot 10^{-7}) = 2,5$, т. е. применение оптимального следящего фильтра при движущемся объекте и рассмотренных условиях повышает точность в 2,5 раза по сравнению с одиночными измерениями углового положения неподвижного объекта.

Как уже отмечалось, адаптивные оптические средства можно использовать для формирования изображения лоцируемого объекта в излучаемой волне. При этом, очевидно, сохраняются упомянутые требования высокоточной пространственной привязки излучения к объекту наблюдения. Причем задача синтеза такой системы дополнительно усложняется по сравнению с синтезом системы фокусировки излучения на цели. В данном случае в результате адаптивного согласования с объектом наблюдения уходящая волна должна принять такой характер, при котором в точке излучения из нее после соответствующих преобразований будет формироваться высококачественное изображение объекта, точнее — изображение, оптимальное в смысле некоторого критерия. Таким образом, задача синтеза системы фокусировки излучения на движущемся объекте сводится к рациональному построению следящего измерителя, удерживающего максимум сфокусированного излучения на объекте.

4.2. СИНТЕЗ СИСТЕМЫ ФОКУСИРОВКИ МЕТОДАМИ ФАЗОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

Задачи синтеза следящих систем адаптивной оптики, основанных на принципах фазового сопряжения и на методах апертурного зондирования, необходимо решать по-разному ввиду принципиального различия в организации управления этими системами. Начнем с системы фазового сопряжения. Как отмечалось, принципиально по динамике функционирования такую систему можно отнести к классу следящих. Как обычно в подобных случаях, рассматриваемую следящую систему необходимо описать в пространстве «вход — выход» ее дискриминаторов, которые контролируют отклонения фазовых портретов принятой и уходящей волн, а в простейшем случае — относительные фазовые сдвиги этих волн на субапертурах. При этом полезным сигналом являются фазовые сдвиги, обусловленные относительным угловым перемещением цели.

Ввиду инерционности приемных каналов существенной информацией является усредненное положение фазового фронта, определяемое, как и детерминистский полезный сигнал, геометрией относительного движения цели (а не абсолютный набег фазы принимаемой волны, как казалось бы из прямых физических соображений). Помеховая обстановка и заранее точно неизвестные (чисто случайные) изменения относительного углового положения цели (или ее яркой точки, последнее как полезный случайный сигнал) также характеризуются деформациями фазового рельефа принятой волны соответствующей природы по сравнению с фазовым рельефом излучаемой волны. Уравнение модели системы фазового сопряжения в линеаризованной форме можно представить в виде

$$dx/dt = A(t)x(t) + B(t)u(t) + D(t)v(t), \quad (4.3)$$

где $x(t)$ — q -мерный вектор состояния; $u(t)$ — l -мерный вектор регулярного воздействия модели; $v(t)$ — r -мерный вектор шумов модели; $A(t)$, $B(t)$, $D(t)$ — известные матрицы размерности $q \times q$, $q \times l$, $q \times r$ соответственно.

Оцениваемый вектор $x(t)$ представляет собой аддитивную смесь регулярной $m(t)$ и случайной $s(t)$ слагаемых текущей угловой координаты цели в одной из двух ортогональных плоскостей, пересекающихся на оси «точка управления — цель», т. е. $x(t) = m(t) + s(t)$.

Вектор $x(t)$ содержится в l -мерной смеси входного воздействия $f(t) = c(t)[m(t) + s(t)] + n(t)$, закодированного во входном сигнале модели ($u(t) + v(t)$) — изменения фазовых сдвигов отраженного поля вследствие относительного углового перемещения цели детерминистского и чисто случайного характера. Причем связь реальных воздействий $m(t)$ и $s(t)$ с модельными $u(t)$ и $v(t)$ определяется формирующими фильтрами

$$\begin{aligned} dm/dt &= A(t)m(t) + B(t)u(t), \\ ds(t)/dt &= A(t)s(t) + D(t)v(t), \end{aligned}$$

где

$$M[v(t)] = 0; \quad M[n(t)] = 0;$$

$$M[v(t)v^T(\tau)] = Z(t)\delta(t - \tau); \quad M[n(t)n^T(\tau)] = N(t)\delta(t - \tau), \quad (4.4)$$

(индекс T означает транспонирование здесь и впоследствии); $Z(t)$ и $N(t)$ — симметричные матрицы интенсивностей (спектров) процессов $v(t)$ и $n(t)$ соответственно; M — знак усреднения по ансамблю (рассматриваемые процессы принципиально носят нестационарный характер прежде всего вследствие зависимости от времени регулярного воздействия $m(t)$). Согласно (4.4) процессы $v(t)$ и $n(t)$ представляют собой многомерные белые шумы. Исходные предпосылки полагают их гауссовское распределение.

Вероятность $P(t)$ попадания элементов вектора оценки $\hat{x}(t)$ в заданную q -мерную область θ , ограниченную координатными поверхностями векторов $[m(t) + s(t) - \alpha]$ и $[m(t) + s(t) + \beta]$, можно представить в виде

$$P[\hat{x}(t) \in \theta] = (2\pi)^{q/2} [R_{ef}(t)]^{-1/2} \int_{m+s-\alpha}^{m+s+\beta} \exp \left\{ -\frac{1}{2} [x(t) - \hat{m}(t)]^T \times \right. \\ \left. \times R_{ef}^{-1} [x(t) - \hat{m}(t)] \right\} dx_1 \dots dx_q, \quad (4.5)$$

где $R_{ef}(t)$ — корреляционная матрица ошибок фильтрации; $\hat{m}(t)$ — реакция фильтра на регулярную составляющую входного воздействия $m(t)$.

Максимизация функционала (4.5) позволяет решить вопрос об оптимальном соотношении между динамической Δ и случайной ϵ ошибками фильтрации и в конечном счете минимизировать суммарную ошибку. Условия максимума функционала (4.5), определяющие импульсную переходную матрицу $\Delta_f(t, \tau)$ оптимального фильтра, сводятся к системе интегрофункциональных уравнений [117], являющихся непосредственным обобщением на многомерный случай соответствующих уравнений из [116]:

$$\int_0^t \Delta_f(t, \tau) [R_{ss}(\tau, \tau) + R_{nn}(\tau, \tau)] d\tau = \psi(t) m_f^T(t) + R_{fs}(t, \tau), \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} R_{ef}(t) &= R_{ef}(t, 0) - \int_0^t R_{ss}(t, \tau) d\tau - \int_0^t R_{ss}(t, \tau) \Delta_f(t, \tau) d\tau + \\ &+ \int_0^t \int_0^\tau \Delta_f(t, \tau) [R_{ss}(\tau, \tau) + R_{nn}(\tau, \tau)] \lambda_f^T(t, \tau) d\tau, \quad (4.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\int_{m(t)-\hat{m}(t)-\alpha}^{m(t)-\hat{m}(t)+\beta} [x^T(t) R_{ef}^{-1}(t) x(t) \psi(t) + m(t) - \hat{m}(t) - \alpha + \\ &+ x(t) - \psi(t)] \exp \left\{ -\frac{1}{2} x^T(t) R_{ef}^{-1}(t) x(t) \right\} dx_1 \dots dx_q = 0, \quad (4.8) \end{aligned}$$

где $R_{ef}(t)$ — корреляционная матрица ошибки фильтрации, $\hat{m}(t)$ — реакция фильтра на регулярную составляющую входного воздействия, $R_{ss}(t, \tau)$ и $R_{nn}(t, \tau)$ — корреляционные матрицы случайных процессов $s(t)$ и $n(t)$ на входе фильтра, $m_f(t) = c(t)m(t)$, $R_{fs}(t, \tau) = M\{c(t)s(t)f_s^T(\tau)\}$ — взаимокорреляционная матрица процесса $s(t)$ между входом и выходом фильтра с учетом преобразования масштаба $c(t)$ на фильтре, т. е. $R_{fs}(t, \tau) = c(t)R_{ss}(t, \tau)$,

$$\psi(t) = -1/2 [\partial P(t)/\partial R_{ef}(t)]^{-1} \partial P(t)/\partial \hat{m}(t). \quad (4.9)$$

При этом вектор $\psi(t)$ является условием оптимального соотношения между случайными и динамическими ошибками фильтрации, вытекающим из решения поставленной вариационной задачи определения оптимального фильтра. Приведенный подход может быть также непосредственно распространен на условия оптимальной фильтрации по минимуму среднего квадрата ошибки смещения оценки углового положения оси сфокусированного луча относительно цели [129].

Уравнения (4.6) — (4.9) однозначно определяют импульсную переходную функцию (матрицу) $\Lambda_f(t, \tau)$ искомого оптимального фильтра. Далее порядок построения оптимальной системы слежения может быть таким. В результате решения этой системы уравнений можно получить выражение для $\Lambda_f(t, \tau)$ в замкнутой форме, но это связано с большими вычислительными трудностями, которые усугубляются еще и тем, что построить систему слежения непосредственно по полученной из уравнений (4.6) — (4.9) импульсной переходной функции также сложно, особенно в данном многомерном варианте. Поэтому далее по функции $\Lambda_f(t, \tau)$ следует найти соответствующее дифференциальное уравнение искомого оптимального фильтра [122]. При этом проявляются дополнительные трудности вычислительного характера, поскольку коэффициенты формируемого дифференциального уравнения определяются матричными структурами с элементами, выражаемыми через некоторые производные по аргументам t и τ . Такой подход можно рекомендовать при изучении принципиальных вопросов структуры и свойств слеящего фильтра: при уточнении их взаимосвязи с характеристиками системы фокусировки, чувствительности системы слежения, трудностей захвата цели, обусловленных существенной нестационарностью этого режима, и т. п. Для достижения желаемого результата при приемлемых вычислительных затратах ниже при определении по системе уравнений (4.6) — (4.9) структуры и параметров оптимального фильтра воспользуемся методикой [117—120], основанной на некоторых искусственных приемах, базируемых на принципах аналогий с методами калмановской фильтрации.

Найдем уравнения системы слежения как оптимального фильтра в пространстве состояний. Представим импульсную переходную матрицу $\Lambda_f(t, \tau)$, определяющую оптимальную оценку процесса

$$\hat{x}(t) = \int_0^t \Lambda_f(t, \eta) f(\eta) d\eta, \quad (4.10)$$

как суперпозицию составляющих: $\Lambda_f(t, \tau) = \Lambda_m(t, \tau) + \Lambda_s(t, \tau)$, которые согласно (4.6) удовлетворяют уравнениям

$$\int_0^t \Lambda_m(t, \eta) [R_{ss}(\eta, \tau) + R_{nn}(\eta, \tau)] d\eta = \psi(t) m_f^T(\tau), \quad (4.11)$$

$$\int_0^t \Lambda_s(t, \eta) [R_{ss}(\eta, \tau) + R_{nn}(\eta, \tau)] d\eta = R_{fs}(t, \tau). \quad (4.12)$$

Определим реакции фильтров, определяемых уравнениями (4.11) и (4.12) соответственно, как

$$x_m(t) = \hat{m}_m(t) + \hat{s}_m(t), \quad \hat{x}_s(t) = \hat{m}_s(t) + \hat{s}_s(t) \quad (4.13)$$

при $\hat{x}(t) = \hat{x}_s(t) + \hat{x}_m(t)$.

Продифференцировав по t уравнения (4.6) и (4.10), получим после преобразований дифференциальное уравнение фильтра, удовлетворяющего при $x(0) = m(0)$ критерию (4.1):

$$d\hat{x}/dt = A(t)\hat{x}_s(t) + \psi(t)\hat{\xi}_m(t) + B_f(t)[f(t) - c(t)\hat{x}_s(t)], \quad (4.14)$$

$$\text{где } B_f(t) = B_m(t) + B_s(t) = \Lambda_m(t, t) + \Lambda_s(t, t), \quad (4.15)$$

$$\hat{\xi}_m(t) = \int_0^t a_m^T(t, \eta) f(\eta) d\eta,$$

$$\Lambda_m(t, \tau) = \psi(t) a_m^T(t, \tau), \quad x_m(t) = \psi(t) \hat{\xi}_m(t).$$

Здесь и далее $\hat{\xi}_m$ и его слагаемые $\hat{\mu}_m$ и $\hat{\mu}_s$ ($\hat{\xi}_m = \hat{\mu}_m + \hat{\mu}_s$) — скалярные величины вследствие скалярного произведения соответствующих векторов.

Исходя из (4.13) уравнение (4.14) при $x_s(0) = 0$ можно представить в виде двух уравнений:

$$d\hat{x}_s/dt = A(t)\hat{x}_s(t) + B_s(t)[f(t) - c(t)\hat{x}_s(t)], \quad (4.16)$$

$$d\hat{\xi}_m/dt = a_m^T(t)[f(t) - c(t)\hat{x}_s(t)]. \quad (4.17)$$

Этим уравнениям соответствует структурная схема фильтра на рис. 4.4, где обратная связь осуществляется лишь для части реакции фильтра — для слагаемого $x_s(t)$, что в данном случае неприемлемо. При этом уравнение (4.16) удовлетворяет фильтру Калмана, оптимальному по критерию минимума СКО при входном воздействии $h_s(t) = c(t)s(t) + n(t)$.

Фильтр Калмана на рис. 4.4 ограничен штриховой линией.

Преобразуем (4.16) и (4.17) с условием, чтобы обратная связь осуществлялась по полной реакции фильтра:

$$dx_s/dt = A(t)\hat{x}_s(t) + B_s(t)[f(t) - c(t)\hat{x}(t)] + B_s(t)c(t)\hat{x}_m(t)$$

при $\hat{x}_s(0) = 0$,

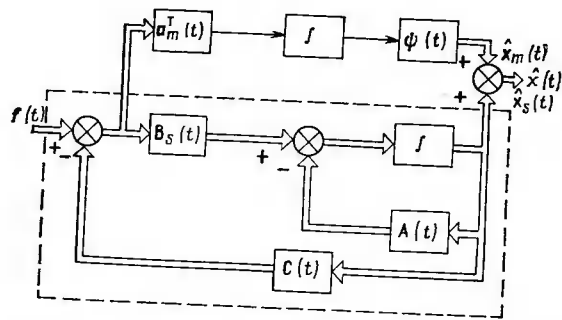


Рис. 4.4. Структурная схема оптимального фильтра

$$d\hat{\epsilon}_m/dt = a_m^T(t) [c(t)\hat{x}_m(t) + a_m^T(t)] [f(t) - c(t)\hat{x}(t)]$$

при

$$\hat{x}_m(t) = \psi(t)\hat{\epsilon}_m(t), \quad \hat{x}(t) = \hat{x}_s(t) + \hat{x}_m(t).$$

В результате структурная схема следящей системы фазового сопряжения, оптимальной по максимуму вероятности невыхода ошибки слежения из данной области, примет окончательный вид рис. 4.5, где $u_1(f, t)$ и $u_2(f, t)$ — принимаемая и излучаемая волны соответственно. «Дискриминатор» обозначает систему фазовых средств замыкания контура фазосопреженной системы. Под цепью «дискриминатор — синтезатор», очевидно, понимается система адаптивной фокусировки излучения, в данном случае система фазового сопряжения, являющаяся, в свою очередь, замкнутой системой регулирования, управляющей фазовым рельефом уходящей волны наряду с системой слежения за объектом по угловым координатам. Коэффициент передачи этой цепи должен быть равен единице. Выполнение этого требования для фокусирующей части такой общей системы практически обеспечивается за счет значительно большего быстродействия (малой инерционности) этой части по сравнению с быстродействием всего контура слежения по углу. В результате характеристическое время (время установления) системы фокусировки обычно измеряется тысячными-сотыми долями секунды, а время установления системы слежения за углом

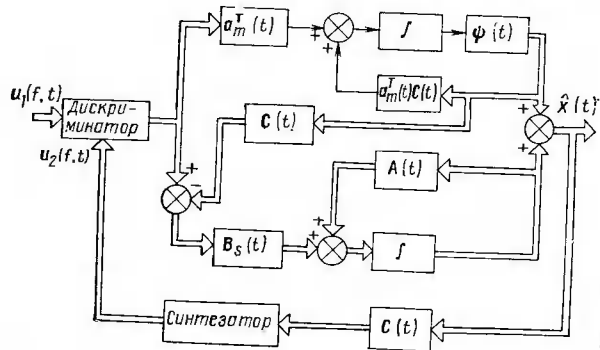


Рис. 4.5. Структурная схема оптимальной следящей системы фазового сопряжения

выми перемещением объекта достигает десятых долей-единиц секунды (в рассмотренном примере оптимального фильтра слежения оно равно 1,5 с).

Изложенное можно прокомментировать следующим образом: система фокусировки в действительности или как бы по характеру динамики расположена на платформе, управляемой системой слежения за угловыми перемещениями объекта. При этом эффект подвижной платформы может быть искусственным за счет соответствующей организации управления слежением по углу. В динамическом отношении эти две системы практически развязаны ввиду отмеченного различия их по быстродействию, что позволяет выбирать параметры этих систем независимо друг от друга. В итоге каждая система синтезируется на основе методов, адекватных условиям ее функционирования: система фокусировки, функционирующая при чисто случайных воздействиях, формируется как фильтр Винера — Хопфа или Калмана — Бьюси, а система слежения по углу максимумом излучения за движущимся объектом — как вероятностный фильтр, учитывающий кроме чисто случайных воздействий и детерминистские перемещения цели как некоторые сравнительно медленно меняющиеся средние, но также заранее точно неизвестные, т. е. по существу случайные. Последнее обстоятельство в принципиальном отношении отображается тем, что функция $m(t)$, характеризующая детерминистское воздействие, рассматривается как математическое ожидание входного воздействия $f(t)$ в оптимизационном функционале (4.1).

Следует подчеркнуть, что размерности векторных пространств состояний упомянутых систем также никак не коррелированы между собой. Размерность пространства состояний системы слежения по углу обусловлена исходными данными о характере воздействий и особенностями матричной структуры следящего фильтра [123, 124]. Размерность пространства системы фокусировки согласно изложенному в гл. 3 зависит от требований к качеству фокусировки излучения и определяется при надлежащем подходе не только числом субапертур и степенью свободы на них излучаемых полей, но и всегда (при любом подходе) исходной мерностью пространства сигналов и помех, действующих на систему фокусировки без учета ее динамики, т. е. без учета управления.

Определим параметры оптимальной системы слежения [117, 118]. Суммарную ошибку слежения можно представить в виде двух слагаемых

$$F(t) = e_f(t) + \Delta_m(t), \quad (4.18)$$

где $e_f(t) = s(t) - [\hat{s}_m(t) + \hat{s}_s(t)]$, $\Delta_m(t) = m(t) - [\hat{m}_m(t) + \hat{m}_s(t)]$.

Продифференцируем уравнение (4.18) и воспользуемся соотношениями $e_f(t) = e_s(t) - \hat{s}_m(t)$, $e_s(t) = s(t) - \hat{s}_s(t)$, а также уравнениями (4.14) и (4.15). В результате после преобразований получим следующие уравнения:

$$d\hat{s}_m/dt = \psi(t)\hat{v}_s(t) + B_m(t) [c(t)e_s(t) + n(t)],$$

$$\hat{x}_m(t) = \hat{m}_m(t) + \hat{s}_m(t) = \psi(t) [\hat{v}_m(t) + \hat{v}_s(t)].$$

Вследствие статистической независимости составляющих $\varepsilon_s(t)$ и $\hat{s}_m(t)$ суммарной ошибки фильтрации $\varepsilon_f(t)$ корреляционная матрица ошибки $R_{ef}(t)$ равна сумме корреляционных матриц составляющих

$$R_{ef}(t) = R_{es}(t) + R_{sm}(t). \quad (4.19)$$

Первое слагаемое в (4.19) представляет собой корреляционную матрицу случайной ошибки фильтра Калмана, определяемую уравнением Риккати [123]

$$dR_{es}/dt = A(t)R_{es}(t) + R_{es}(t)A^T(t) - R_{es}(t)C^T(t)N^{-1}(t)C(t)R_{es}(t) + D(t)Z(t)D^T(t). \quad (4.20)$$

Второе слагаемое (4.19) удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$dR_{sm}/dt = B_m(t)N(t)B_m^T(t) + d\psi(t)/dt(\varphi^T(t)/q)R_{sm}(t) + R_{sm}(t)(\varphi(t)/q)\psi^T(t) \quad (4.21)$$

при

$$R_{sm}(0) = \psi(0)m_m^T(0),$$

где

$$\varphi^T(t) = \begin{bmatrix} \frac{1}{\psi_1(t)} & \frac{1}{\psi_2(t)} & \frac{1}{\psi_q(t)} \end{bmatrix},$$

$\psi_1(t), \psi_2(t), \dots, \psi_q(t)$ — слагаемые многомерного вектора $\Psi(t)$.

Решением уравнения (4.21) являются выражения

$$R_{sm}(t) = \psi(t)\hat{m}_m(t), \quad (4.22)$$

$$d\hat{m}_m/dt = (d\psi/dt)\hat{\mu}_m(t) + B_m(t)C(t)[m(t) - \hat{m}_s(t)],$$

$$\hat{m}_m(t) = \psi(t)\hat{\mu}_m(t), \quad (4.23)$$

$$d\hat{m}_s/dt = A(t)\hat{m}_s(t) + B_s(t)C(t)[m(t) - \hat{m}_s(t)] \quad (4.24)$$

при $\hat{m}_m(0) = 0, \hat{m}_s(0) = 0$.

Параметры оптимального контура слежения фазосопреженной системы рассчитывают в следующей последовательности:

1. Для фильтра Калмана (4.16), согласованного с воздействием $f_s(t) = C(t)s(t) + n(t)$, определяют матрицы $R_{es}(t)$ и $B_s(t)$ в результате решения уравнения (4.20) и на основании соотношения [123, 124] $B_s(t) = R_{es}(t)C^T(t)N^{-1}(t)$.

2. Из уравнения (4.24) находят вектор $\hat{m}_s(t)$.

3. Определяют вектор $a_m^T(t) = [m(t) - \hat{m}_s(t)]^T C^T(t)N^{-1}(t)$ и оценивают функцию $\hat{\mu}_m(t)$ в слагаемой вектора регулярной составляющей реакции фильтра $\hat{m}(t) = \Psi(t)\hat{\mu}_m(t)\hat{m}_s(t)$ из выражения $d\hat{\mu}_m/dt = a_m^T(t)C(t)[m(t) - \hat{m}_s(t)]$.

4. Решают уравнение (4.8) по $\Psi(t)$, в котором принимается

$$R_{ef}(t) = R_{es}(t) + R_{sm}(t) = R_{es}(t) + \psi(t)\hat{\mu}_m(t)$$

За начальное приближение функции $\psi(t)$ принимают

$$\psi_0(t) = [m(t) - \hat{m}_s(t)]/\hat{\mu}_m(t).$$

Рассмотрим пример, иллюстрирующий эффективность вероятностного фильтра по сравнению с традиционным фильтром Калмана в задачах слежения с высокой точностью максимумом сфокусированного излучения за движущейся целью. Полагаем, что априорная неопределенность входного воздействия характеризуется составляющей $m_n(t)$. Функция $m_n(t)$ вводится в данном случае только для сравнительной оценки упомянутых фильтров, предполагается неизвестной, и, следовательно, не используется при расчетах параметров фильтров. В примере функции $m_n(t)$ придается некоторый конкретный характер только лишь для оценки сходимости процессов фильтрации. Качество слежения сравним по динамической ошибке, равной в принятых обозначениях

$$\Delta_m(t) = [m(t) + m_n(t)] - [\hat{m}_m(t) + \hat{m}_{nm}(t) + \hat{m}_s(t) + \hat{m}_{ns}(t)],$$

а также по дисперсии $\sigma_{ef}^2(t)$ случайной слагаемой ошибки. В некоторых условных единицах параметры входного воздействия

$$m(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2,$$

$$s(t) = b_0 + b_1 t + b_2 t^2,$$

$$m_n(t) = c_0 + c_1(t) + \dots + c_r t^r,$$

где $a_0 = 5 \cdot 10^5$, $a_1 = 5 \cdot 10^3$ 1/с, $a_2 = 10 \cdot 1/c^2$, b_0, b_1, b_2 — независимые случайные величины с нулевыми средними и заданными СКО

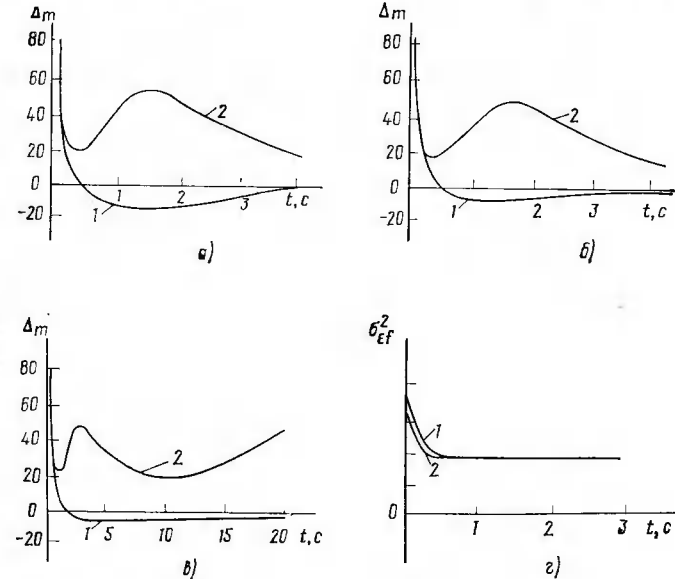


Рис. 4.6. Виды реакций вероятностного фильтра (1) и фильтра Калмана (2)
а — $m_n(t) = 4 \cdot 10^3$, $N = 1000$ с; б — $m_n(t) = 4 \cdot 10^3 + 20t + 0.3t^2$; $N = 250$ с; в —
 $m_n(t) = 4 \cdot 10^3 + 20t + 0.3t^2 + 0.02t^3$, $N = 250$ с; г — $m_n(t) = 0$, $N = 1000$ с.

$\sigma_{b0}=2 \cdot 10^3$, $\sigma_{b1}=30$ 1/с, $\sigma_{b2}=0,15$ 1/с², $c_0=4 \cdot 10^3$, $c_1=20$ 1/с, $c_2=$
 $=0,3$ 1/с², $c_3=0,02$ 1/с³; спектральная плотность помехи $n(t)$ типа
белого шума равна $N=250$ с и 1000 с; интервал попадания оцен-
ки выходного процесса определяется границами $\alpha=\beta=10$; $r=3$.

В условиях априорной неопределенности при степени полинома
возмущающей функции не выше второй вероятностный фильтр
(1 на рис. 4.6) обеспечивает более высокую точность слежения,
чем фильтр Калмана, сохраняющий при этом устойчивость сле-
жения (2 на рис. 4.6, а, б). При степени полинома функции, рав-
ной трем (а также, естественно, и выше), фильтр Калмана рас-
ходится, в то время как вероятностный фильтр «следит» с ошиб-
кой, асимптотически стремящейся к нулю (рис. 4.6, в). В отсутст-
вие априорной неопределенности фильтр Калмана и вероятност-
ный фильтр практически эквивалентны (рис. 4.6, г). Этот пример
иллюстрирует преимущество и высокую эффективность вероят-
ностной фильтрации при фокусировке излучения адаптивными оп-
тическими средствами на движущихся объектах.

4.3. СИНТЕЗ СИСТЕМЫ ФОКУСИРОВКИ ПРИ АПЕРТУРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Перейдем теперь к задаче синтеза системы апертурного зонди-
рования, следящей за движущимся объектом. В этом случае, как
отмечалось, излучение фокусируется в результате адаптивного
управления по некоторому сложному функционалу. Принятое
 $u_1(v, t)$ и излученное $u_2(v, t)$ поля как многомерные векторы, за-
висящие от угловых координат цели v , отнесенных к субаперту-
рам, и их оценок $\hat{v}$, в этом случае сложным нелинейным образом
связаны с управляемыми величинами v и $\hat{v}$. Воспользуемся мето-
дом синтеза нелинейного следящего измерителя по вероятностно-
му критерию, изложенному в [120]. Для определения структуры и
параметров следящей системы апертурного зондирования оценим
 q -мерный процесс $v(t)$, рассматриваемый как аддитивная смесь ре-
гулярной $m_v(t)$ и случайной $s_v(t)$ составляющих отслеживаемых
параметров v . При этом полагаем, что случайная составляющая
оцениваемого процесса порождается гауссовским r -мерным белым
шумом $\eta(t)$, являясь решением дифференциального уравнения
 $ds_v/dt = A(t)s_v(t) + Q(t)\eta(t)$ при $s_v(0)=0$, где $A(t)$ и $Q(t)$ — ма-
трицы, определяющие параметры фильтра, формирующего случай-
ную составляющую $s_v(t)$; $M[\eta(t)\eta^T(\tau)] = G(t)\delta(t-\tau)$ — корреляци-
онная матрица процесса $\eta(t)$.

Вектор контролируемых в процессе слежения пространственно-
временных параметров $v(t)$ (угловых координат объекта) нели-
нейно связан с сигналом $s[v(t), t]$, на который при формировании
входного поля u_1 аддитивно накладывается помеха, так что

$$u_1(v, t) = s[v(t), t] + n(t),$$

где $n(t)$ — белый нестационарный шум со спектральной плот-
ностью $N_0(t)$.

Из практики функционирования высокоточных дистанционных
систем измерения параметров движения объектов известно, что
при достаточно высоком отношении сигнал-шум погрешности из-
мерения распределены по нормальному закону. Это позволяет и
при решении рассматриваемой нелинейной задачи фильтрации вос-
пользоваться критерием максимума вероятности невыхода ошиб-
ки из заданной области в форме (4.1) и (4.5).

Для определения сигнала $\varepsilon(t)$ на выходе дискриминатора рас-
сматриваемой принципиально нелинейной системы воспользуемся
методикой, основанной на байесовском подходе [125, 126]. В дан-
ном случае производная по времени от функции правдоподобия

$$l[u_1(v, t)] = c - N_0^{-1}(t) [u_1(v, t) - s(\hat{v}, t)]^2,$$

где $N_0(t)$ — спектр шума $n(t)$.

Первая производная функция l имеет смысл сигнала ошибки

$$\varepsilon(t) = \frac{\partial l[u_1(v, t)]}{\partial \hat{v}} = 2N_0^{-1}(t) \frac{\partial s(\hat{v}, t)}{\partial \hat{v}} [u_1(v, t) - s(\hat{v}, t)].$$

Разложим последнее выражение в ряд Тейлора в окрестности
истинных значений параметров v_n :

$$\varepsilon(t) = \frac{\partial l[u_1(v, t)]}{\partial \hat{v}} = l'(v_n) + l''(v_n)[\hat{v}(t) - v_n(t)] + \dots, \quad (4.25)$$

где

$$l'(v_n) = \partial l' / \partial v_n = \kappa(t).$$

Функция $\kappa(t)$ не зависит от рассогласования между истинным
и измеряемыми значениями параметров v и имеет характер флук-
туаций типа белого шума с уровнем спектра $k(t)$. При этом флук-
туация измеряемых величин v на выходе дискриминатора харак-
теризуется соотношением $n_v(t) = k^{-1}(t)\kappa(t)$.

Вторая производная $l''(v)$ в выражении (4.25) описывает от-
ношение сигнал-шум на выходе дискриминатора:

$$l''(v_n) = -k(t) = 2N^{-1}(t) \left\{ \frac{\partial^2 s(\hat{v}, t)}{\partial \hat{v}^2} [u_1(v, t) - s(\hat{v}, t)] - \left(\frac{\partial s(\hat{v}, t)}{\partial \hat{v}} \right) \right\}.$$

В то же время величина l'' по своему физическому смыслу —
крутизна дискриминационной характеристики. При этом спектр-
альная плотность $N_v(t)$ флуктуаций измеряемого параметра на
выходе дискриминатора обратно пропорциональна его крутизне,
т. е.

$$N_v(t) = 2k^{-1}(t).$$

На основании последних соотношений находим

$$\varepsilon(t) = \kappa(t) + k(t) [v_n(t) - \hat{v}(t)] = k(t) [v_f(t) - \hat{v}(t)],$$

где $v_f(t) = v_n(t) + n_v(t) = m_v(t) + s_v(t) + n_v(t)$.

Таким образом, изложенная байесовская трактовка обеспечи-
ла линеаризацию процесса формирования ошибки в принципиаль-

но нелинейной адаптивной оптической системе ориентации излучения на движущемся объекте.

На основании аналогичных рассуждений система адаптивной оптики слежения за подвижным объектом как фильтр, оптимальный по критерию максимума вероятности попадания, при апертурном зондировании определяется уравнениями

$$d\hat{\mathbf{v}}_s(t)/dt = \mathbf{A}(t) \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \mathbf{B}_s(t) \hat{\mathbf{v}}_m(t) + \mathbf{B}_s(t) [\mathbf{v}_f(t) - \hat{\mathbf{v}}(t)] \quad (4.26)$$

при $\hat{\mathbf{v}}_s(0) = 0$,

$$d\hat{\xi}_v/dt = \mathbf{a}_m^T(t) [\mathbf{v}_f(t) - \hat{\mathbf{v}}(t)] + \mathbf{a}_m^T(t) \phi(t) \hat{\xi}_v(t) \quad (4.27)$$

при $\hat{\xi}_v(0) = 0$,

$$\hat{\mathbf{v}}(t) = \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \phi(t) \hat{\xi}_v(t) = \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \hat{\mathbf{v}}_m(t),$$

где $\phi(t) = [\mathbf{m}_v(t) - \hat{\mathbf{m}}_{vs}(t)]/\hat{\xi}_{vm}(t)$, $\mathbf{B}_s(t) = \mathbf{R}_{ev}(t) - \mathbf{N}_v(t)$, $\mathbf{a}_m^T(t) = [\mathbf{m}_v(t) - \hat{\mathbf{m}}_{vs}(t)]^T \mathbf{N}_v^{-1}(t)$,

$$d\hat{\mathbf{m}}_{vs}/dt = \mathbf{A}(t) \hat{\mathbf{m}}_{vs}(t) + \mathbf{B}_s(t) [\mathbf{m}_v(t) - \hat{\mathbf{m}}_{vs}(t)].$$

Согласно изложенному представим разность измеряемого параметра $\mathbf{v}_f(t)$ и его оценки $\hat{\mathbf{v}}(t)$ в виде

$$\mathbf{v}_f(t) - \hat{\mathbf{v}}(t) = \mathbf{k}^{-1}(t) \varepsilon(t).$$

Подставив последнее выражение в уравнения (4.26) и (4.27), получим уравнения искомого оптимального фильтра:

$$d\hat{\mathbf{v}}_s/dt = \mathbf{A}(t) \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \mathbf{R}_{ev}(t) \mathbf{N}_0^{-1}(t) \frac{\partial s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}} [u(\mathbf{v}, t) - s(\hat{\mathbf{v}}, t)] + \mathbf{R}_{ev}(t) \mathbf{N}_0^{-1}(t) \hat{\mathbf{v}}_m(t) \quad (4.28)$$

при $\hat{\mathbf{v}}_s(0) = 0$;

$$d\hat{\xi}_v/dt = [\mathbf{m}_v(t) - \hat{\mathbf{m}}_{vs}(t)]^T \mathbf{N}_0^{-1}(t) \frac{\partial s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}} [u_1(\mathbf{v}, t) - s(\hat{\mathbf{v}}, t)] + \mathbf{a}_m^T(t) \hat{\mathbf{v}}_m(t) \quad (4.29)$$

при $\hat{\xi}_v(0) = \mathbf{a}_m^T(0) \hat{\mathbf{v}}_m(0)$,

$$\hat{\mathbf{v}}(t) = \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \hat{\mathbf{v}}_m(t), \quad \hat{\mathbf{v}}_m(t) = \phi(t) \hat{\xi}_v(t),$$

где $\mathbf{R}_{ev}(t)$ — матрица ошибок фильтрации, определяемая дифференциальным уравнением Риккати [123, 126]

$$d\mathbf{R}_{ev}/dt = \mathbf{A}(t) \mathbf{R}_{ev}(t) + \mathbf{R}_{ev}(t) \mathbf{A}^T(t) - \mathbf{R}_{ev}(t) \mathbf{N}_0^{-1}(t) \left\{ \left[\frac{\partial s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}} \right]^2 - \frac{\partial^2 s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}^2} [u_1(\mathbf{v}, t) - s(\hat{\mathbf{v}}, t)] \right\} \mathbf{R}_{ev}(t) + \mathbf{Q}(t) \mathbf{G}(t) \mathbf{Q}^T(t). \quad (4.30)$$

В соответствии с уравнениями (4.28) — (4.30) структурную схему оптимальной следящей системы апертурного зондирования по-

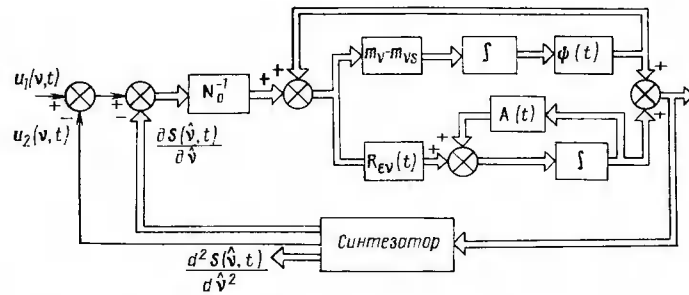


Рис. 4.7. Структурная схема оптимальной следящей системы апертурного зондирования

критерию максимума вероятности невыхода ошибки слежения из заданной области можно представить в виде, изображенном на рис. 4.7. Как и в системе фазового сопряжения, здесь синтезатор — вся основная часть системы апертурного зондирования, через которую осуществляется управление излучаемым полем $u_2(\hat{\mathbf{v}}, t)$. Как и в системе фазового сопряжения, контуры фокусировки излучения и отслеживания углового перемещения объекта должны быть динамически разделены по быстродействию. Процесс формирования сигналов управления отражается сравнивающим элементом, на который поступают принятое $u_1(\mathbf{v}, t)$ и излучаемое $u_2(\hat{\mathbf{v}}, t)$ поля. Выходным сигналом синтезатора является также параметр $\frac{\partial^2 s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}^2}$, используемый при решении уравнения (4.30).

В частном случае при $\mathbf{m}_v(t) = 0$ два уравнения (4.28) и (4.29) сводятся к одному

$$d\mathbf{v}_s/dt = \mathbf{A}(t) \hat{\mathbf{v}}_s(t) + \mathbf{R}_{ev}(t) \mathbf{N}_0^{-1}(t) \frac{\partial s(\hat{\mathbf{v}}, t)}{\partial \hat{\mathbf{v}}} [u_1(\mathbf{v}, t) - s(\hat{\mathbf{v}}, t)],$$

характеризующему известный нелинейный фильтр при чисто случайных воздействиях [124, 126].

4.4. САМОНАСТРОЙКА В СИНТЕЗИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

Синтез систем адаптивной оптики по приведенным алгоритмам осуществляется на некоторые гипотетические средние или иные предполагаемые условия, например наихудшие. Эффективность адаптивного управления можно существенно повысить, если обеспечить самонастройку контура управления, при которой характеристики синтезированной системы будут соответствовать уточненным показателям входного воздействия, оцениваемым в процессе работы системы [101]. В данном случае целесообразно решение искать в классе так называемых беспойсковых самонастраивающихся систем [128]. В качестве иллюстрации рассмотрим беспой-

исковую самонастройку синтезированной адаптивной оптической системы фокусировки излучения на движущейся цели по квази-регулярной составляющей $\mathbf{m}(t)$ входного воздействия $\mathbf{f}(t)$. Синтез канала слежения по углу в такой системе осуществляется по методике, изложенной в § 4.2. Для решения этой задачи необходимо прежде всего экстраполировать функцию $\mathbf{m}$ на следующий k -й шаг, т. е. найти величину $\mathbf{m}(k)$. При определении $\mathbf{m}(k)$ можно использовать различные способы. За экстраполированное значение $\mathbf{m}(t)$ можно принимать его оценку на предыдущем шаге, т. е. $\mathbf{m}_s(k) = \hat{\mathbf{m}}(k-1)$. Экстраполяция возможна на основе использования переходной матрицы синтезированной системы $\Phi(k, k-1)$, задаваемой ее уравнениями состояния, тогда $\mathbf{m}_s(k) = \Phi(k, k-1) \times \hat{\mathbf{m}}(k-1)$. Значение $\mathbf{m}(t)$ можно более достоверно экстраполировать на основе ряда предшествующих оценок $\hat{\mathbf{m}}$:

$$\mathbf{m}_s(k) = \Phi_1[\hat{\mathbf{m}}(k-n), \hat{\mathbf{m}}(k-n+1), \dots, \hat{\mathbf{m}}(k-1)]$$

или при использовании как оценок $\mathbf{m}(k-n+i)$, так и текущих значений входного воздействия $\mathbf{f}(k)$: $\mathbf{m}_s(k) = \Phi_2[\hat{\mathbf{m}}(k-n), \hat{\mathbf{m}}(k-n+1), \dots, \hat{\mathbf{m}}(k-1), \mathbf{f}(k)]$.

Очевидно, наиболее эффективным будет последний подход. При этом целесообразно применить метод наименьших квадратов, тогда [127]

$$\mathbf{m}_s(k) = a_1 \mathbf{f}(k) + \sum_{i=1}^{n-1} a_{i+1} \hat{\mathbf{m}}(k-1), \quad (4.31)$$

где матрица коэффициентов

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} a_1 & a_2 & \dots & a_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n+1} & a_{n+2} & \dots & a_{2n} \end{bmatrix}$$

определяется по известному алгоритму МНК $\mathbf{A} = (\mathbf{L}^T \mathbf{L})^{-1} \mathbf{L}^T$,

$$\mathbf{L}^T = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ h_1 & h_2 & \dots & h_n \end{bmatrix}$$

— матрица размерности $2n$; h — интервал дискретности оценок $\mathbf{m}$, $h_i = (n-i)h$.

Объем n скользящей выборки следует контролировать, например, моделируя типовые ситуации. Значение n не должно быть слишком малым, чтобы обеспечить эффективное сглаживание процесса. Вместе с тем его не следует выбирать излишне большим, чтобы не вызвать заметных динамических погрешностей, обусловленных ограниченностью матрицы $\mathbf{A}$.

В синтезированной системе фокусировки излучения, основанной на принципах фазового сопряжения, алгоритм самонастройки с учетом выражения (4.31)

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}}_{ss}(k) &= \Phi(k, k-1) \hat{\mathbf{x}}(k-1), \\ \hat{\mathbf{x}}_s(k) &= \hat{\mathbf{x}}_{ss}(k) + \mathbf{B}(k)[\mathbf{f}(k) - \hat{\mathbf{x}}_{ss}(k)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{m}}_{ss}(k) &= \Phi(k, k-1) \hat{\mathbf{m}}_s(k-1), \\ \hat{\mathbf{m}}_s(k) &= \hat{\mathbf{m}}_{ss}(k-1) + \mathbf{B}_s(k)[\mathbf{m}_s(k) - \hat{\mathbf{m}}_{ss}(k)], \\ \mathbf{B}_m^T(k) &= [\mathbf{m}_s(k) - \hat{\mathbf{m}}_s(k)]^T \mathbf{N}^{-1}(k), \\ \hat{\xi}(k) &= \hat{\xi}(k-1) + \mathbf{B}_m^T(k)[\mathbf{f}(k) - \hat{\mathbf{x}}_{ss}(k)], \\ \hat{\mu}(k) &= \hat{\mu}(k-1) + \mathbf{B}_m^T(k)[\mathbf{m}_s(k) - \hat{\mathbf{m}}_{ss}(k)], \\ \psi(k) &= [\mathbf{m}_s(k) - \hat{\mathbf{m}}_{ss}(k)]/\hat{\mu}(k), \\ \hat{\mathbf{x}}_m(k) &= \psi(k) \hat{\xi}(k), \\ \hat{\mathbf{x}}(k) &= \hat{\mathbf{x}}_m(k) + \hat{\mathbf{x}}_s(k). \end{aligned}$$

Здесь применены те же обозначения, что и в § 4.2. Начальные значения величин Φ , $\mathbf{B}_s$, $\mathbf{B}_m$ и $\mathbf{N}$ находятся по изложенной ранее методике.

Для примера рассмотрим входное воздействие $f(t)$ на систему фазового сопряжения, представляющее собой аддитивную смесь быстросменяющегося среднего по ансамблю перемещения объекта по углу и помехи типа центрированного гауссовского белого шума единичной интенсивности в размерностях угловых единиц. Предположим, что конкретная реализация имеет вид полинома высокого порядка по t :

$$\begin{aligned} m_n(t) &= 0,25 \cdot 10^6 - 0,7 \cdot 10^4 t + 0,6 \cdot 10^3 \frac{t^2}{2} - 0,6 \cdot 10^4 \frac{t^3}{3!} + \\ &+ 0,36 \cdot 10^5 \frac{t^4}{4!} - 0,14 \cdot 10^6 \frac{t^5}{5!} + 0,37 \cdot 10^6 \frac{t^6}{6!} - 0,7 \cdot 10^6 \frac{t^7}{7!} + \\ &+ 0,8 \cdot 10^6 \frac{t^8}{8!} - 0,45 \cdot 10^6 \frac{t^9}{9!}. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Выражение (4.32) используется только для проверки эффективности применяемой методики синтеза и самонастройки системы адаптивной фокусировки излучения на движущейся цели, в расчетах параметров системы слежения за объектом оно не фигурирует.

В рассматриваемом случае применим вероятностный самонастраивающийся следящий фильтр четвертого порядка ($q=4$). Дискретность системы управления фокусировкой равна 0,05 с. Для накопления начальных значений скользящей выборки используем первые отсчеты входного воздействия.

Из рис. 4.8 видно преимущество самонастраивающегося фильтра

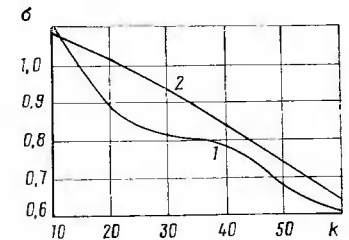


Рис. 4.8. Зависимость СКО от числа шагов квантования для вероятностного фильтра (1) и фильтра Калмана (2)

4-го порядка по сравнению с фильтром Калмана с расширенным вектором состояний до 10-го порядка, поскольку во втором случае объем вычислений значительно больше. Если же применить следящий фильтр Калмана того же порядка, что и самонастраивающийся, то погрешность оценки фильтруемого процесса m быстро возрастает до недопустимых пределов.

Глава 5.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА АДАПТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

5.1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛЕЙ АДАПТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Динамика систем адаптивной оптики в значительной мере определяется воздействиями, характер которых заранее точно неизвестен, т. е. имеющими случайную природу. Наиболее надежным источником информации о статистической динамике адаптивных оптических систем является, естественно, натурный эксперимент. Но возможности такого способа изучения динамических свойств по существу весьма ограничены, и не только в связи с временными затратами и неизбежной значительной стоимостью многократно повторяемых испытаний (для обеспечения достаточной статистической достоверности в натурных условиях, максимально приближенных к реальной обстановке).

Метод прямого экспериментального исследования рассматриваемых средств в естественных условиях имеет и другие (принципиальные) ограничения. Прежде всего его невозможно использовать не только на этапе проектирования, но и при отладке и доводке средств. Далее, как было показано, воздействия на оптические средства существенно нестационарны вследствие относительного перемещения объекта наблюдения, изменения состояния атмосферы, уровня освещенности и т. п. Многократно воспроизвести все такие изменяющиеся условия с достаточной точностью, как того требует статистический эксперимент, зачастую просто невозможно при современном уровне развития средств контроля и весьма ограниченных возможностях целенаправленного воздействия на внешнюю среду, в частности на атмосферные условия.

Системы адаптивной оптики сложны по структуре, их характеризует многоконтурность, связанность отдельных контуров адаптивного управления, нелинейный характер зависимостей между величинами, участвующими в управлении, наличие различного рода мешающих воздействий, как внешних, так и внутренних. Все это при исследовании таких систем лишает возможности достигать простых аналитических результатов. На основании изложенного основным и по существу наиболее эффективным методом изу-

чения статистической динамики АОС оказывается математическое моделирование: исследование замещающей изучаемую систему модели с переносом на нее полученной информации [130]. Метод математического моделирования обладает рядом преимуществ, особенно сильно проявляющихся в данном случае:

- возможность исследования процессов большой сложности до их физической реализации (до построения системы) с учетом многочисленных и разнородных факторов;

- простота организации эксперимента, относительно малая стоимость и небольшое время, требуемое для его проведения;

- возможность контроля с требуемой точностью всех факторов и результатов и возможность обеспечения на этой основе достаточной статистической достоверности.

Статистическая динамика систем адаптивной оптики исследовалась на моделях методами Монте-Карло как общего подхода к численному моделированию процесса функционирования таких систем в условиях случайных воздействий.

Основу рассматриваемых далее моделей систем адаптивной оптики составляют функциональные и структурные схемы, учитывающие наиболее существенные факторы и связи между элементами системы, определяющие ее динамику. Решаемые на ЭВМ в процессе моделирования уравнения исследуемых систем составлены в соответствии с принятыми их структурными схемами.

Для сокращения вычислительных затрат при исследовании динамики АОС на ЭВМ использовались модели двух уровней. Они отличаются степенью аналитического описания возмущенного светового поля в плоскостях объекта и апертуры в зависимости от типа исследуемого объекта (протяженного или точечного) и геометрии случайного канала распространения. Действительно, при достаточно большом удалении малоразмерного объекта от точки наблюдения в модели можно пренебречь особенностями геометрии конкретного относительного расположения системы адаптивных излучателей и отражающих точек объекта. Это позволяет существенно упростить модель, полагая объект точечным и находящимся на главной оси адаптивной решетки. В этом случае при расчете поля вместо вычисления преобразований Фурье и свертков используются простые аналитические соотношения.

Для уменьшения времени вычислений при модельном исследовании АОС апертурного зондирования широко применяют алгоритмы в векторном пространстве. Их отличительная особенность — использование «субоптимального» значения пробного возмущения на каждой итерации и для каждой субапертуры.

Рассмотрим составные части моделей систем адаптивной оптики, фокусирующих оптическое излучение на точечный и протяженный объекты. Это модели объекта, возмущений и сигналов, расчета полей и собственно адаптивных систем фазового сопряжения и апертурного зондирования. Последние включают все элементы адаптивного контура и алгоритмы управления.

Модель объекта. Протяженный (плоский) объект задавался совокупностью M отражающих эквидистантно расположенных точек с расстоянием между ними l_{to} или нормированным расстоянием $\eta = l_{to}/l_s$, где l_s — размер элемента разрешения в плоскости объекта для передающей или приемной апертуры. Координаты m -й блестящей точки $\rho_{2m} = \{x_{2m}, y_{2m}\}$. Отражающие свойства объекта характеризовались комплексной функцией

$$h_0(\rho_2) = \sum_{m=1}^M h_m \delta(\rho_2 - \rho_{2m}), \quad (5.1)$$

где

$$h_m = c_m \exp(i\gamma_m), \quad (5.2)$$

c_m, γ_m — соответственно действительный коэффициент отражения и фаза m -й блестящей точки. Варьируя значения функции отражения h_m и расстояние между точками, можно было моделировать объекты различных типов: многобликовый или кластерный, состоящий из M точечных разрешаемых объектов ($\eta \gg 1$), и непрерывный ($\eta \ll 1$), зеркальный ($h_m = 1, \eta \ll 1$), однородно-шероховатый, диффузный ($h_m = \exp(i\gamma_m), \eta \ll 1$). Для диффузного объекта случайная фаза γ_m предполагалась равномерно распределенной в интервале $[-\pi, \pi]$. Точечный объект, как правило, задавался координатами отдельной точки в плоскости объекта с функцией отражения $h(x_2, y_2) = 1$.

Модели возмущений и сигналов. Возмущения среды моделировались с помощью случайного фазового или амплитудно-фазового экрана (или совокупности фазовых экранов при исследовании влияния анизопланатизма), расположенного в плоскости управляемой апертуры. Последняя представляла линейную или плоскую квадратную решетку размером D (по одной оси), которая состояла из N независимо управляемых квадратных или круглых субапертур размером d . Каждая i -я субапертура с координатами ее центра $\rho_{1i} = \{x_{1i}, y_{1i}\}$ имела одну степень свободы (поршневое движение), что позволило реализовать метод зональной коррекции. В ряде случаев рассматривалось управление общим наклоном волнового фронта.

Действие возмущений и сигналов в модели системы, определяющих фазовый рельеф моделируемых процессов в плоскости апертуры, имитировалось аддитивным введением следующих фазовых воздействий: сигнала φ_s , возмущений φ_i среды или внешней помехи и φ_v внутренней помехи.

Последние представляются на каждой субапертуре случайными независимыми гауссовскими ступенчатыми функциями с равными нулю математическими ожиданиями. Эти функции определяются заданными среднеквадратическими значениями σ_{oi} и σ_{vi} фазовых ступенек и их длительностями T_s, T_{oi}, T_{vi} , заведомо превышающими шаг интегрирования ΔT . Этим формируется структура спектров вида $(\sin T_i \omega / T_i \omega)^2$ с управляемыми характеристическими частотами. Такой способ задания спектров обеспечивает под-

черкнуто узкополосный и легко управляемый характер случайных воздействий. Спектр вида $(\sin T_i \omega / T_i \omega)^2$ сосредоточен в области низких частот с первым нулем при частоте $\omega_i = 2\pi/T_i$ и быстро затухает при $\omega > 1/3\omega_i$.

Для получения коррелированных по субапертурам фазовых флуктуаций локально-однородной атмосферы, описываемых структурной функцией вида (1.26), в одномерном случае можно использовать рекуррентное соотношение [131]

$$\varphi(x_1) = \varphi(x_1 + \delta x_1) + \varepsilon_{\delta x}(x_1), \quad (5.3)$$

где $\varepsilon_{\delta x}(x_1)$ — случайные приращения фазовых флуктуаций сигнала.

В отличие от фазовых флуктуаций $\varphi(x_1)$ их приращения $\varepsilon_{\delta x}(x_1)$ являются гауссовской однородной функцией, поэтому их статистические свойства полностью описываются корреляционной функцией $K_\varepsilon(\Delta x) = \sigma_\varepsilon^2 b_\varepsilon(\Delta x)$, где δx_1 — интервал пространственной дискретизации на субапертуре (и апертуре) в направлении x_1 , Δx — расстояние между двумя точками (пространственный сдвиг) на апертуре.

С учетом соотношений (1.26) и (5.3) дисперсия приращений фазовых флуктуаций $\sigma_\varepsilon^2 = 6,88 (\delta x_1 / r_0)^{5/3}$, а их нормированная корреляционная функция

$$b_\varepsilon(\Delta x) = \frac{1}{2} \left[\left| \frac{\Delta x}{\delta x_1} - 1 \right|^{5/3} + \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1} + 1 \right)^{5/3} - 2 \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1} \right)^{5/3} \right]. \quad (5.4)$$

Для удобства моделирования целесообразно вместо (5.4) использовать близкую к ней по виду нормированную корреляционную функцию (для которой известны методы моделирования стационарных гауссовских случайных функций), например, в виде аппроксимирующего двучлена

$$b_\varepsilon(\Delta x) = 0,29 \exp \left(-0,0148 \frac{\Delta x}{\delta x_1} \right) + 0,71 / \left[1 + 1,15 \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1} \right)^2 \right]. \quad (5.5)$$

При этом погрешность аппроксимации не превышает 5%. Параметр δx_1 в выражениях (5.3) — (5.5) следует выбирать из условия $\delta x_1 \leq 1/2 f_{\max}$, где $f_{\max}$ — максимальная частота спектра флуктуаций фазы.

Начальный разброс фаз субапертур Φ_k , предполагается равномерным в интервале $\pm \pi/c_0$ ($c_0 = \text{var}$). При формировании широкого начального луча, освещающего объект, использовалось $c_0 = 1$. Высокая степень однородности поля в пределах ширины луча, соответствующего ширине ДН отдельной субапертуры, обеспечивалась при числе субапертур $N \gg 10$. Другой способ формирования широкого луча состоял во введении на субапертурах дискретных фазовых сдвигов $\{0, \Phi_{k0}\}$ в соответствии с символами 0 и 1 псевдослучайного сигнала типа М-последовательности с периодом, равным числу субапертур по каждой координате N_x и N_y . Для формирования двумерных псевдослучайных фазовых распределений следует на каждой субапертуре вводить фазовый сдвиг, рав-

ный сумме фазовых сдвигов, соответствующих формированию M -последовательностей по каждой координате [132]. В результате на субапертурах будут введены три значения дискретных фазовых сдвигов $\{0, \Phi_{k0}, 2\Phi_{k0}\}$. «Оптимальное» значение Φ_{k0} ($N_x = N_y$), при котором достигалась требуемая степень однородности поля, определяется аппроксимирующим выражением $\Phi_{k0} = 2 \arcsin [N_x / (N_x + 1)]^{1/2}$.

При исследовании временной невязимости возмущающей среды для предельного случая применения адаптивного контура с большой инерционностью вводились два массива некоррелированных помех φ_i и $\varphi_i(x_{1i})$ в прямом и обратном каналах (массив $\varphi_i(x_{1i})$ имел большую размерность $j > i$, поскольку на субапертуре может быть несколько точек анализа). При исследовании влияния анизопланатизма формировался массив случайных фаз φ_{mi} размером $M \times N$.

Амплитудные возмущения, отражающие турбулентные процессы в атмосфере, определялись согласно [8—10] логарифмически нормальным распределением величины a_i или $a_i/a_n = \exp(\chi_i)$, где $\chi_i = \ln a_i/a_n = \ln a_i$ ($a_n = 1$) — гауссовская ступенчатая функция с периодом T_{a_i} и дисперсией σ_{χ_i} при нулевом матожидании; a_n — невозмущенная амплитуда поля.

Модель расчета полей. Выходными величинами модели являются интенсивность сигнала в плоскости объекта $I(x_2, y_2) = |u(x_2, y_2)|^2$ и интенсивность $I(x_1, y_1) = |u_n(x_1, y_1)|^2$ отраженного поля в плоскости апертуры.

При точечном объекте регистрировалась относительная интенсивность сигнала $I_{отн} = |u_{\Sigma}|^2 / N^2 I_0$ на объекте, расположенном в точке с координатами $\{x_{2m}, y_{2m}\}$, где $u_{\Sigma} = u_{0m} = a_{\Sigma} \exp(i\varphi_{\Sigma}) = a_{0m} \exp(i\Gamma_m)$, $a_{\Sigma} = a_{0m}$ и $\varphi_{\Sigma} = \Gamma_m$ — соответственно действительная амплитуда и фаза сигнала на объекте, N — число субапертур в линейной или плоской решетке (корректирующей апертуре), I_0 — интенсивность сигнала от отдельной субапертуры в плоскости объекта на оси пучка в отсутствие возмущений.

На точечном объекте поле в зоне Фраунгофера

$$u_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N u_i, \quad (5.6)$$

где

$$u_i = (I_0)^{1/2} D_0 \exp[\chi_i + ik(px_{1i} + qy_{1i}) + i(\varphi_i - \Phi_{ki} + \varphi_s)]. \quad (5.7)$$

Здесь D_0 — ДН отдельной субапертуры; $p = x_2/z$; $q = y_2/z$; Φ_{ki} — компенсирующая составляющая фазы на i -й субапертуре. Для прямоугольной и круглой субапертур соответственно

$$D_0 = \frac{\sin(kdp/2)}{kdp/2} \frac{\sin(kdq/2)}{kdq/2}, \quad D_0 = D_0(\vartheta) = \frac{2J_1(kd \sin \vartheta/2)}{kd \sin \vartheta/2},$$

где d — диаметр круглой или линейный размер квадратной субапертуры, $\sin \vartheta = \sqrt{p^2 + q^2}$.

С учетом

$$\varphi_{0i} = k(px_i + qy_i) + \varphi_i - \Phi_{ki} + \varphi_s$$

относительная интенсивность на точечном объекте

$$I_{отн} = D_0^2 \left[\left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \cos \varphi_{0i} \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \sin \varphi_{0i} \right)^2 \right] / N^2, \quad (5.8)$$

а суммарная фаза

$$\varphi_{\Sigma} = \arctg \left[\left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \sin \varphi_{0i} \right) / \left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \cos \varphi_{0i} \right) \right].$$

Для линейной решетки ($p = x_2/z = \vartheta$, $D_0 = D_0(\vartheta)$) выражение (5.8) еще более упрощается. При определении интенсивности $I_{отн}$ на оси пучка ($D_0(\vartheta) = 1$) и в пренебрежении амплитудными флуктуациями ($\exp \chi_i = 1$) достаточно в модели задавать внешнее фазовое возмущение φ_i , вычислять компенсирующую составляющую Φ_{ki} и остаточное возмущение $\Delta \varphi_i = \varphi_i - \Phi_{ki}$. Тогда

$$I_{отн} = \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos \Delta \varphi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin \Delta \varphi_i \right)^2 \right] / N^2.$$

В системах апертурного зондирования приращение $I_{отн}$ при введении пробных возмущений в корректирующую фазу Φ_{ki} используется для формирования управляющих сигналов. В фазосопреженных АОС анализируется разность фаз между принятой и излученной волной

$$\Delta \varphi_i = \varphi_i - \Phi_{ki}. \quad (5.9)$$

Для точечного объекта, находящегося в зоне Френеля, можно по-прежнему воспользоваться соотношением (5.6) при определении поля в плоскости объекта, если относительно субапертуры объект находится в зоне Фраунгофера [39, 133]. Тогда

$$u_i(x_2, y_2) = I_0^{1/2} D_{0i} \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(x_2 - x_{1i})^2 + (y_2 - y_{1i})^2] + i\Delta \varphi_i \right\}, \quad (5.10)$$

где

$$D_{0i} = \text{sa}[kd(x_2 - x_{1i})/2z] \text{sa}[kd(y_2 - y_{1i})/2z] \quad (5.11)$$

для прямоугольной субапертуры, $\text{sa}(x) = \sin x/x$, а разность фаз $\Delta \varphi_i$ определяется формулой (5.9).

Сложение полей отдельных субапертур в плоскости объекта приводит к некоторой связанности каналов коррекции через анализируемое поле.

При протяженном объекте анализируется интенсивность или фаза отраженного поля в плоскости апертуры. Учитывая, что характерный размер f_m «зеркальных» областей на объекте не превышает 10 см [39] и на практике выполняются условия $\lambda z \gg f_m$, $f_m \leq \lambda z/D$, выражения для отраженного поля легко приводятся к виду, аналогичному (5.6) и (5.7):

$$u_n(x_1, y_1) = \sum_{m=1}^M u_{nm} = \sum_{m=1}^M h_m u_m = \sum_{m=1}^M c_m u_m \exp(i\gamma_m), \quad (5.12)$$

где с точностью до постоянного множителя

$$u_m = D_m u_{0m} \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(x_1 - x_{2m})^2 + (y_1 - y_{2m})^2] + i\varphi(x_1, y_1) \right\}. \quad (5.13)$$

Здесь для прямоугольной области с размерами $f_{mx} \times f_{my}$

$$D_m = \text{sa} [kf_{mx}(x_1 - x_{2m})/2z] \text{sa} [kf_{my}(y_1 - y_{2m})/2z],$$

где M — число «зеркальных» областей, c_m , γ_m — коэффициент отражения и фаза m -й «зеркальной» области, $\{x_{2m}, y_{2m}\}$ — координаты центра m -го участка, u_{0m} — значение функции $u_2(x_2, y_2)$, описываемой формулой (5.6), в точке с координатами $\{x_{2m}, y_{2m}\}$, $\varphi(x_1, y_1)$ — возмущения среды в обратном канале. При отращении от блестящих точек с координатами $\{x_{2m}, y_{2m}\}$ функция $D_m \approx 1$ и с учетом соотношений (5.12) и (5.13)

$$u_n(x_1, y_1) = \sum_{m=1}^M c_m u_{0m} \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(x_1 - x_{2m})^2 + (y_1 - y_{2m})^2] + i\gamma_m + i\varphi(x_1, y_1) \right\}. \quad (5.14)$$

В АОС апертурного зондирования анализируется интенсивность $I(x_1, y_1) = |u_n(x_1, y_1)|^2$, а в системах фазового сопряжения

$$\varphi_n(x_1, y_1) = \arctg [Im u_n(x_1, y_1) / Re u_n(x_1, y_1)].$$

При значительном изменении фазы в пределах субапертуры поле в плоскости апертуры рассчитывается по $N' = l_T N$ точкам, где l_T — число точек. По измерениям фазы в N' точках восстанавливается полный фазовый рельеф принимаемого поля в пределах апертуры. Затем определяется среднее значение фазы для i -й субапертуры и формируется управляющий сигнал.

Модели динамических звеньев адаптивного контура. Динамика замкнутого астатического контура субапертуры без учета инерционности входящих в него звеньев характеризуется в первом приближении уравнением первого порядка

$$T_0 \frac{d\varphi_i}{dt} + \varphi_i = \varepsilon_i,$$

где $T_0 = 1/K$ — собственная постоянная системы, K — коэффициент усиления в цепях обратной связи, ε_i — сигнал управления, поступающий на i -ю субапертуру.

Если же учесть и собственную инерционность элементов системы адаптации, например инерционность управляемых зеркал, то контур управления для i -й субапертуры будет описываться уравнением второго порядка:

$$TT_0 \frac{d^2\varphi_i}{dt^2} + T_0 \frac{d\varphi_i}{dt} + \varphi_i = \varepsilon_i,$$

где T — постоянная времени разомкнутого контура, отражающая наличие в нем инерционных звеньев (по-прежнему $T_0 = 1/K$).

Запаздывание сигналов вследствие конечной скорости распространения электромагнитных волн обозначается на структурной схеме модели оператором запаздывания $\exp(-\tau p)$, где τ — время распространения сигнала до объекта и обратно (в системе апертурного зондирования) или в слое турбулентной среды (в системе фазового сопряжения). При математическом моделировании этот процесс отражался задержкой всех сигналов на выходе звена $\exp(-\tau p)$ по отношению к входным на величину $\tau = n_s \Delta T$, где n_s —

число периодов квантования или шагов интегрирования, на которое происходит запаздывание сигналов. Для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений использовалась стандартная процедура Рунге-Кутты.

Функциональная схема и уравнения модели адаптивной системы фазового сопряжения. Чувствительными элементами системы, функциональная схема которой показана на рис. 5.1 ($N=2$), являются фазовые детекторы, их нелинейные свойства отражаются синусоидальными характеристиками

$$y_i^0 = \sin [c_i (\varphi_{i1}' - \varphi_i)] / c_i, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

где y_i^0 — выходная величина i -го фазового детектора; $\varepsilon_i = (\varphi_{i1}' - \varphi_i)$ — входная разность фаз; c_i — коэффициент, определяющий диапазон линейности фазового детектора.

Линейные преобразования сигналов в цепях обратной связи сводятся в первом приближении к усилению сигналов в K раз и их интегрированию. Операция интегрирования связана с тем, что

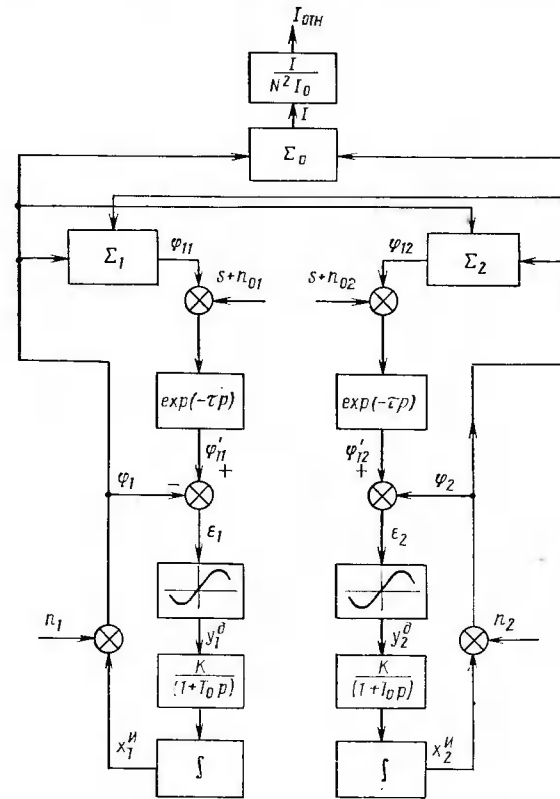


Рис. 5.1. Функциональная схема модели двухапертурной адаптивной оптической системы фазового сопряжения

чувствительный элемент типа брэгговской ячейки — фазовый детектор — реагирует на разность фаз $\varepsilon_i = (\varphi_{1i} - \varphi_i)$, а исполнительный орган — управляемый генератор колебаний — обеспечивает изменение частоты $\Delta\omega_i$, причем $\varepsilon_i = \int_0^t \Delta\omega_i dt$. Элементы Σ_1 и Σ_2 модели (см. рис. 5.1) имитируют формирование поля возвращенной волны.

Упрощенные уравнения модели (см. рис. 5.1) без учета направленных свойств излучателей, особенностей их компоновки, запаздывания сигналов во времени ($\tau=0$) и в пренебрежении явлений, связанных с вращением фазового фронта, а также амплитудных флуктуаций ($\chi_i=1$) имеют вид ($N=2$):

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= x_1^u + n_1, \quad \varphi_2 = x_2^u + n_2; \quad z_1 = \sin \varphi_1 + \sin \varphi_2, \quad z_2 = \cos \varphi_1 + \cos \varphi_2; \\ \varphi_{11} &= \varphi_{12} = \arctg(z_1/z_2), \quad \varphi'_{11} = \varphi_{11} + s + n_{01}, \quad \varphi'_{12} = \varphi_{12} + s + n_{02}; \\ y_1^0 &= \sin[c_1(\varphi'_{11} - \varphi_1)]/c_1, \quad y_2^0 = \sin[c_2(\varphi'_{12} - \varphi_2)]/c_2; \\ \frac{dx_1^u}{dt} &= k_1 y_1^0, \quad \frac{dx_2^u}{dt} = k_2 y_2^0; \quad I_{\text{отн}} = \frac{I}{N^2 I_0} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \end{aligned}$$

В последних уравнениях помимо использованных ранее применены обозначения: x_1^u, x_2^u — выходные величины интеграторов; $n_{01}, n_{02}, s, n_1, n_2$ — гауссовские случайные процессы, имитирующие внешние фазовые помехи ($n_{0i} = \varphi_i$), сигнал ($s = \varphi_s$) и внутренние помехи ($n_i = \varphi_{vi}$) соответственно; z_1, z_2 — промежуточные переменные; $\varphi_{11}, \varphi_{12}$ и y_1^0, y_2^0 — выходные величины каналов обратной связи и фазовых детекторов соответственно.

Алгоритм управления и структурная схема системы апертурного зондирования. В модели использовались алгоритмы управления в векторном пространстве, отвечающие (в пренебрежении побочными эффектами пробных возмущений) как временному, так и частотному разделению каналов [134, 135]. В векторной форме для i -й субапертуры в системе с зональным управлением алгоритм имеет вид

$$\varepsilon_i = \begin{cases} \varepsilon_{1i}, & \beta_i > 0, \\ 0, & \beta_i = 0, \\ -\varepsilon_{1i}, & \beta_i < 0, \end{cases} \quad (5.15)$$

где управляющий сигнал формировался в векторном пространстве с адаптивно изменяющимися от итерации к итерации пробными возмущениями. В системах без автоматической регулировки усиления (АРУ)

$$\varepsilon_{1i} = I_{1i} - I_{2i}, \quad (5.16a)$$

а в системах с АРУ, позволяющей уменьшить влияние аддитивного шума, спекл-шума и других амплитудных возмущений, управляющий сигнал формировался в соответствии с одним из выражений:

$$\varepsilon_{1i} = \left\{ \frac{(I_{1i} - I_{2i})/I_{2i}}{(I_{1i} - I_{2i})/(I_{1i} + I_{2i})}, \right. \quad (5.16б)$$

$$\left. \arctg[(I_{1i} - I_{2i})/(I_{2i} - I_{3i})] \right\}. \quad (5.16в)$$

$$\left. \arctg[(I_{1i} - I_{2i})/(I_{2i} - I_{3i})] \right\}. \quad (5.16г)$$

Здесь значения интенсивностей I_{1i}, I_{2i}, I_{3i} на точечном объекте соответствуют векторному суммированию полей от субапертур вида

$$I_{1i} = \left(\left| \sum_{n=1}^N u_n \right| + |u_i| \right)^2, \quad (5.17a)$$

$$I_{2i} = \left| \sum_{n=1}^N u_n \right|^2, \quad (5.17б)$$

$$I_{3i} = \left(\left| \sum_{n=1}^N u_n \right| - |u_i| \right)^2, \quad (5.17в)$$

а угол между суммами $\sum_{n=1}^N u_n$ и $\sum_{n=1}^N u_n$ равен β_i .

Для сравнения также использовалась традиционная форма реализации градиентного метода с постоянными пробными возмущениями ($\varphi_0 = \text{const}$), в частности при формировании управляющего сигнала $\varepsilon_{1i}(\varphi_0)$ в соответствии с алгоритмом (5.16a). Применялись также программно варьируемые от итерации к итерации пробные возмущения, например, по закону φ_{0n}/n , где n — номер итерации (начальное значение пробного возмущения $\varphi_{0n} = \pi/2$).

В модели системы апертурного зондирования на рис. 5.2 блоки D1 реализуют расчет сигналов ε_{1i} в соответствии с одним из алгоритмов (5.16a) — (5.16г) и (5.17a) — (5.17в). Изменяя амплитуду векторов u_i , в эти блоки можно ввести квантовые и спекл-шумы q_i , а также амплитудные флуктуации сигнала.

Блоки D2 формируют сигналы β_i , а блоки D3 — сигналы ε_i в соответствии с (5.15). В результате на выходе блока D3 формируются сигналы ошибки, поступающие на вход звена с передаточной функцией $K(p)$, например, $K(p) = K/(1 + T_0 p)$. На его выходе формируется сигнал управления Φ_{ki} , соответствующий корректирующему воздействию на i -й субапертуру. В модели предусматривалось введение внутренних аддитивных шумов $n_i = \varphi_{vi}$ и фоновых шумов путем эквивалентного увеличения уровня квантового шума q_i , а также учитывалось запаздывание сигнала (оператор $\exp(-\tau p)$) из-за конечной скорости его распространения в адаптивном контуре.

Отметим различный характер влияния запаздывания сигнала в моделях систем фазового сопряжения (рис. 5.1) и апертурного зондирования (рис. 5.2), что отражено на схемах в размещении операторов запаздывания $\exp(-\tau p)$. В системах фазового сопряжения анализируется волновой фронт принимаемой волны и при расположении возмущающей среды у апертуры влиянием задерж-

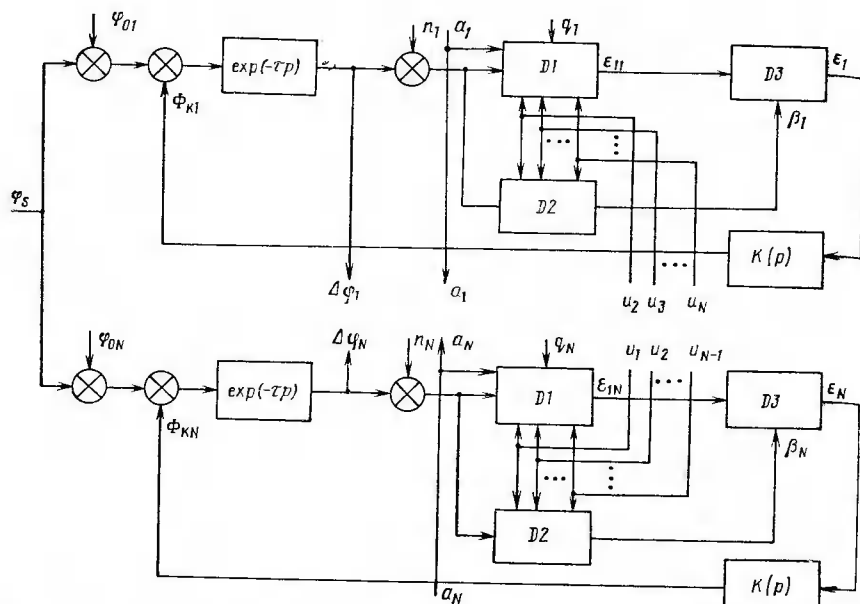


Рис. 5.2. Функциональная схема модели адаптивной системы апертурного зондирования

ки можно пренебречь. Поэтому в модели этой системы (см. рис. 5.1) операторы запаздывания включены на входах отдельных контуров управления.

Иная картина наблюдается в системах апертурного зондирования. В них косвенно анализируются фазовые искажения прямого канала, а результаты управления контролируются по изменениям сигнала на выходе приемника. Такие изменения под действием управляющих фазовых сдвигов излучения на субапертурах могут проявиться лишь по истечении времени, необходимого для прохождения световых волн до объекта и обратно. Поэтому, в отличие от систем фазового сопряжения, здесь операторы запаздывания включены в контуры обратной связи (см. рис. 5.2).

В модели на рис. 5.2 также отражена связь отдельных каналов адаптивной системы. Для этого сигналы u_i из каждого канала коррекции поступают в остальные каналы для вычисления управляющих сигналов ϵ_i .

5.2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА АДАПТИВНЫХ СИСТЕМ ФОКУСИРОВКИ ПРИ ТОЧЕЧНОМ ОБЪЕКТЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Система фазового сопряжения. Модель исследовалась при числе субапертур $N=2 \dots 5$. Влияние быстродействия системы на ее статистическую динамику оценивалось в вариации коэффициентов усиления K контуров обратной связи. Поведение системы ха-

128

рактеризовалось изменением во времени относительной интенсивности излучения $I_{отн}$ у объекта.

Как видно из зависимости a на рис. 5.3, при определенных условиях интенсивность излучения на объекте после некоторого переходного процесса, связанного с обработкой первоначального разброса фаз на субапертурах, асимптотически устанавливается к максимальному значению. Последующие результаты получены с учетом нелинейных ограничений по полной системе уравнений. Увеличение уровня помех приводит, естественно, к уменьшению среднего значения $I_{отн}$ и сопровождается осцилляциями яркости на объекте (зависимости b и $в$ на рис. 5.3). В данном случае обеспечивалось заведомо малое быстродействие системы, для этих графиков отношение полосы частот пропускания системы Δf_0 к ширине спектра внешних помех f_0 или, что то же самое, отношение характеристических времен внешних помех T_{0i} и системы T_0 равно $\Delta f_0/f_0 = T_{0i}/T_0 = 0,8$. Исходя из этих зависимостей, можно заметить, что вполне допустимый уровень внешних помех при отмеченном явно недостаточном быстродействии системы характеризуется среднеквадратическим значением $\sigma_0 \sim 0,5$ рад или $\sim 0,1$ длины волны излучения, что соответствует условиям средневозмущенной атмосферы. С увеличением уровня помех среднее значение флуктуаций интенсивности излучения в установившемся режиме падает, а время установления заметно возрастает. Зависимость g

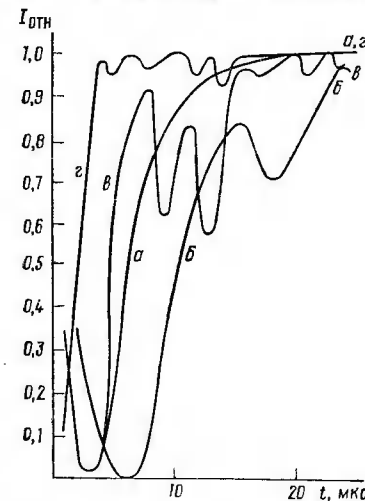


Рис. 5.3. Изменение относительной интенсивности у объекта во времени для фазосопреженной системы при различных уровнях помех и быстродействии адаптивного контура ($N=2$, $\sigma_0=0,5$ рад) и $\sigma_{в1}=\sigma_{в2}=0,05$ рад, $K=10^5 \text{ с}^{-1}$ (а, б); $\sigma_{в1}=\sigma_{в2}=0,5$ рад, $K=10^5 \text{ с}^{-1}$ (в), $\sigma_{в1}=\sigma_{в2}=0,5$ рад, $K=4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ (г)

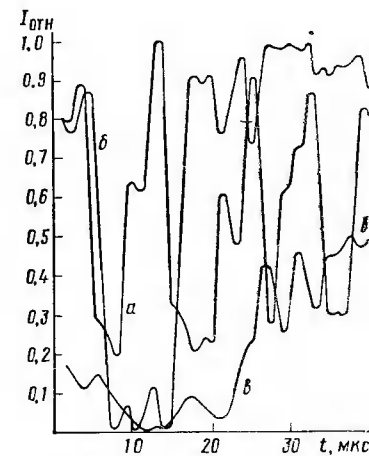


Рис. 5.4. Изменение относительной интенсивности у объекта во времени для фазосопреженной системы при различном числе субапертур и изменении динамического диапазона фазовых детекторов ($\sigma_0=\sigma_{в1}=0,4\lambda$), а также при $\lambda=1 \text{ мкм}$, $N=2$ (а); $\lambda=5 \text{ мкм}$, $N=2$ (б); $\lambda_{срв}=5 \text{ мкм}$, $N=5$ (в)

на рис. 5.3 получена при повышенном быстродействии системы: коэффициент усиления системы K увеличен в четыре раза — до $K=4 \cdot 10^5$ 1/м. Сопоставление зависимостей ϵ и g , построенных при одинаковых воздействиях и различных коэффициентах усиления, показывает, что увеличение быстродействия системы при наличии некоторых достаточно низкочастотных помех является эффективным средством повышения качества работы систем адаптивной оптики. Из этих зависимостей следует, что уже двукратное превышение полосы пропускания системы над шириной спектра помех вызывает их заметное подавление.

Для обеспечения возможностей функционирования фазосопреженных систем в условиях интенсивных помех можно рекомендовать переход на некоторую большую эквивалентную длину волны, например, при использовании биений коррелированных колебаний на близких длинах волн λ_1 и λ_2 . После выделения низкочастотной составляющей биений в такой системе осуществляется фазовое детектирование на более длинной волне

$$\lambda_{\text{эв}} = \lambda_1 \lambda_2 / |\lambda_1 - \lambda_2|. \quad (5.18)$$

Рис. 5.4 иллюстрирует плохую сходимость процесса фокусировки излучения при значительном уровне воздействий. Как видно из него, переход на увеличенную в пять раз эквивалентную длину волны $\lambda_{\text{эв}}=5\lambda=5$ мкм, обеспечивающую расширение динамического диапазона детекторов также в пять раз, после довольно значительного времени установления в 30 мкс (при собственной постоянной системы 10 мкс) для прежних интенсивных помех в конечном счете дает приемлемое значение относительной интенсивности $I_{\text{отн}}=0,87$. Увеличение числа каналов с 2 до 5 при независимых источниках помех, естественно, сопровождается повышением общего энергетического уровня помехи и приводит к заметному ухудшению процесса концентрации излучения, что следует из сопоставления зависимостей ϵ и g , полученных при прочих равных условиях.

Таким образом, результаты моделирования показывают, что фазосопреженные системы особенно чувствительны к внутренним помехам, допустимый уровень которых без принятия специальных мер защиты не превышает 0,1 длины волн. Увеличение быстродействия и расширение динамического диапазона линейности фазовых детекторов с переходом на большую эквивалентную длину волны может заметно улучшить процесс фокусировки излучения в условиях значительных помех. Увеличение числа субапертур в первом приближении эквивалентно пропорциональному росту интенсивности помех при неизменном числе субапертур.

Система апертурного зондирования. Модель системы апертурного зондирования исследовалась при числе субапертур $N=2 \dots 15$ и различных алгоритмах формирования сигналов ошибки. В процессе моделирования анализировались временные ограничения систем апертурного зондирования, а также влияние внешних и внутренних помех и начального фазового рассогласования на

динамику систем в различных условиях [134—136]. Поведение системы оценивалось по изменению во времени выходных величин модели относительной интенсивности сигнала объекта и его суммарной фазы, а также мгновенной ДН адаптивной системы.

Для системы с $N=7$ каналами анализировались временные ограничения и определялись условия достаточного быстродействия в условиях квантовых и фоновых шумов при использовании алгоритма без АРУ (5.16а) с пробными постоянными возмущениями $\varphi_0=\pi/10$ и алгоритма с АРУ (5.16б) с адаптивно варьируемыми пробными возмущениями. По ансамблю реализаций временных зависимостей $I_{\text{отн}}$ при фиксированных среднеквадратических значениях внешних возмущений σ_0 и времени их квазистационарности T_{0i} были построены зависимости коэффициента Штреля $R_{\text{ш}}$ от отношения T_0/T_{0i} (см. рис. 5.5). Полагаясь, что динамические свойства адаптивного контура характеризуются передаточной функцией $K(p)=1/(1+pT_0)$. Отметим, что наличие приблизительно 2500 фотоотсчетов на время накопления в каждом канале соответствует условиям устойчивого функционирования фазосопреженных адаптивных систем с интерферометрами сдвига при коррекции атмосферных искажений [21].

Из рис. 5.5 видно, что система без АРУ с постоянными пробными возмущениями достаточно чувствительна к рассмотренным видам шумов, однако сохраняет свою устойчивость даже при отношении сигнала к шуму по фону, близкому к 1. Это хорошо согласуется с рассмотренными ниже результатами исследования динамики систем апертурного зондирования в режиме селекции объектов, когда они настраиваются на наиболее яркий объект, даже при наличии других объектов с относительной яркостью 80% от максимальной.

В системе с АРУ наличие квантового шума, соответствующего 2500 фотоэлектронам на время накопления в каждом канале, и фонового шума с амплитудой, равной амплитуде сигнала, практи-

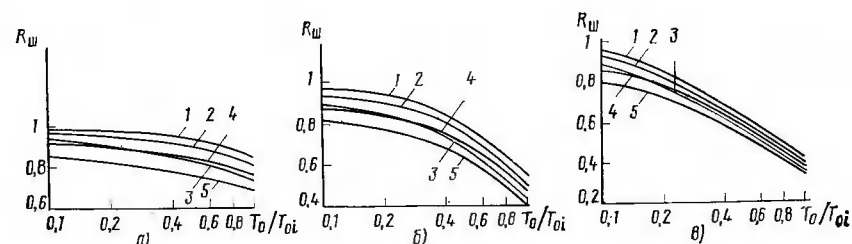


Рис. 5.5. Зависимости коэффициента Штреля от отношения T_0/T_{0i} для системы с постоянными пробными возмущениями без АРУ в различных условиях функционирования при $\sigma_0=0,5$ рад (а), $\sigma_0=1$ рад (б), $\sigma_0=1,5$ рад (в) в отсутствие шумов (1); при наличии квантовых шумов, соответствующих 2500 фотоотсчетов на время накопления в каждом канале (2), то же, что и 2, для 1000 фотоотсчетов (3), то же, что и 2, при наличии фонового шума (4), то же, что и 3, при наличии фонового шума (5)

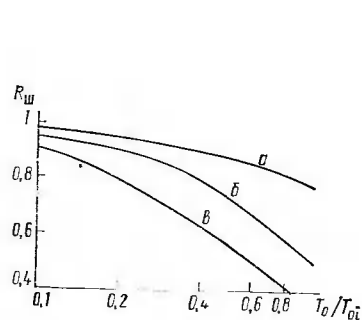


Рис. 5.6. Зависимости коэффициента Штреля от отношения T_0/T_{0i} для системы с АРУ при тех же условиях функционирования, что и на рис. 5.5

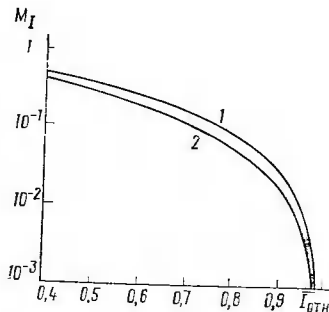


Рис. 5.7. Зависимость индекса «мерцаний» от средней интенсивности сигнала у объекта для системы с постоянными пробными возмущениями без АРУ (1) и с АРУ (2)

чески не влияет на работу адаптивного контура (рис. 5.6). Коэффициент $R_{ш}$ определяется только значениями σ_0 и T_0/T_{0i} . Сравнение рис. 5.5 и 5.6 показывает, что введение АРУ позволяет существенно уменьшить влияние квантового и фоновых шумов, а в отсутствие шумов приводит к незначительному уменьшению $R_{ш}$ по сравнению с системой без АРУ и пробными возмущениями φ_0 при тех же σ_0 и T_0/T_{0i} . Введение амплитудных флуктуаций со среднеквадратическими значениями $\sigma_{\chi}=0,1$ в обоих случаях почти не влияет на работу системы апертурного зондирования.

По ансамблю реализаций временных зависимостей $I_{отн}$ были построены также зависимости от среднего значения интенсивности $I_{отн}$ индекса «мерцаний» интенсивности сигнала у объекта M_l (рис. 5.7). Величина M_l характеризует флуктуации интенсивности сигнала относительно ее среднего уровня и имеет важное значение для работы оптических информационных и измерительных систем [11].

Из рис. 5.7 видно, что помимо уменьшения влияния шумов, введение АРУ приводит к уменьшению флуктуаций интенсивности сигнала около ее среднего значения в процессе адаптации. Это иллюстрируется также рис. 5.8. Процессу адаптации в системе без АРУ свойственна большая колебательность. Для достижения высокого качества коррекции внешних искажений, характеризуемого значениями $R_{ш}>0,8$, в системах с числом каналов коррекции $N \leq 15$ в большинстве случаев необходимо, чтобы значение T_0 было по крайней мере на порядок меньше, чем T_{0i} . При выборе пространственной структуры адаптивных систем часто полагается, что оставшиеся ошибки коррекции определяются только пространственными ограничениями, т. е. конечной точностью пространственной аппроксимации искажений. В этом случае быстродействие адаптивного контура должно обеспечивать качество коррекции, характеризующее коэффициент Штреля для временной области иска-

жений, близким к 1, и требования к T_0 могут быть еще более жесткими.

Система с $N=5$ каналами исследовалась в заведомо сложных условиях, когда характеристические частоты спектров помех $f_0=1/T_{0i}$ (внешних) и $f_b=1/T_{bi}$ (внутренних) соизмеримы с собственной частотой адаптивного контура системы апертурного зондирования $f_c=1/T_0$ ($f_c/f_0=0,8$). В системе реализовался алгоритм с АРУ (5.166).

Как видно из рис. 5.9 и 5.10, система эффективно адаптируется ($R_{ш} \geq 0,6$) к внешним фазовым возмущениям, пока их среднеквадратические значения σ_0 не превышают π рад (1 на рис. 5.10 и сплошная кривая на рис. 5.9, а). При отсутствии адаптивного управления такой уровень флуктуаций $R_{ш}$ наблюдается при фазовых возмущениях со среднеквадратическими значениями около $\sigma_0=\sigma_{\varphi}=0,8$ рад (3 на рис. 5.10). Следовательно, даже в данных сложных условиях относительно невысокого быстродействия адаптивного управления обеспечивает подавление внешних помех примерно в четыре раза.

С дальнейшим увеличением среднеквадратических значений внешних помех $\sigma_{\varphi}=\sigma_0$ (см. рис. 5.10) коэффициент Штреля асимптотически приближается и при $\sigma_0 \gg 2\pi$ становится практически равным $R_{ш} \approx 0,2$ (кривая 1), что соответствует суперпозиции неуправляемых полей со случайными начальными фазами при $\sigma_{\varphi}=\pi/2$ рад (кривая 3). Внутренние возмущения фильтруются системой гораздо хуже, как видно из рис. 5.9 и 5.10. Увеличение среднеквадратических значений внутренних помех до $\sigma_b=\pi$ сопровождается осцилляциями интенсивности у объекта с периодом, близким к постоянной времени адаптивного контура (рис. 5.9, а, пунктирная кривая). При действии внутренних помех в рассматриваемом случае коэффициент Штреля приближается к значению, получаемому в отсутствие адаптивной компенсации (2 и 3 на рис. 5.10).

При уменьшении времени T_{bi} квазистационарности внутренних помех их влияние на работу адаптивного контура уменьшается. В данном случае инерционность адаптивного контура приводит к тому, что он не успевает отреагировать на быстроменяющиеся внутренние искажения и они не ухудшают качество коррекции внешних фазовых возмущений.

Таким образом, результаты моделирования показывают, что система апертурного зондирования даже в сложных условиях, когда время конвергенции процесса адаптации соизмеримо с вре-

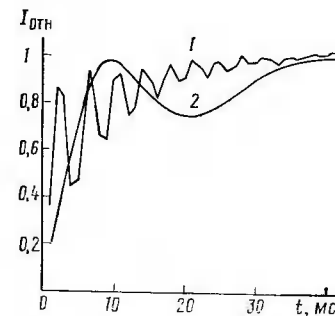


Рис. 5.8. Изменение во времени интенсивности сигнала у объекта при введении на субапертурах фазовых возмущений с $\sigma_0=1,5$ рад ($T_0=10$ мс) для системы с постоянными пробными возмущениями без АРУ (1) и с АРУ (2)

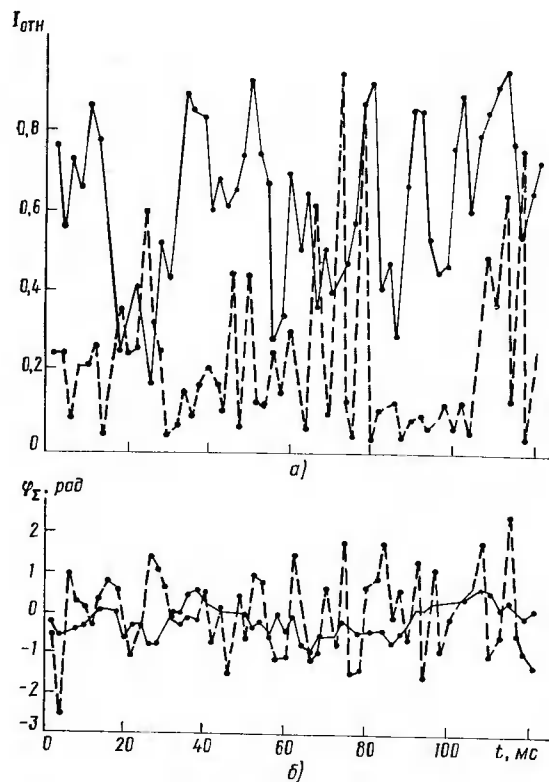


Рис. 5.9. Изменение во времени относительной интенсивности и суммарной фазы φ_{Σ} у объекта для системы апертурного зондирования при адаптивной компенсации интенсивных внешних (—) и внутренних (---) фазовых возмущений ($N=5$, $\sigma_{\varphi}=\pi$ рад)

менем «замороженности» возмущений, эффективно функционирует при среднеквадратических значениях внешних и внутренних фазовых возмущений, меньших соответственно π и $\pi/3$.

Влияние случайного начального рассогласования фаз на субапертурах системы апертурного зондирования при $N=5$ иллюстрируется рис. 5.11. Большое рассогласование приводит к значительному снижению интенсивности сигнала на начальном участке. При расширении границ интервала рассогласования от $\pm\pi/2$ до $\pm 2\pi$ время конвергенции процесса адаптации возрастает приблизительно в два раза и оказывается примерно равным постоянной времени отдельного адаптивного контура, пока расфокусировка не превышает интервала $\pm\pi$.

Свойство сходимости адаптивных оптических систем апертурного зондирования к состоянию, соответствующему максимальной интенсивности сигнала на объекте, позволяет при начальном формировании широкого луча решать задачу поиска объекта. В част-

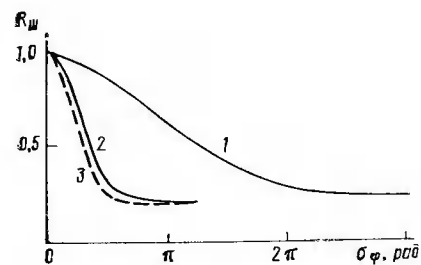


Рис. 5.10. Зависимость коэффициента Штреля от уровня внешних (1) и внутренних (2) фазовых возмущений для пятиканальной системы апертурного зондирования ((3) — при отсутствии адаптивной компенсации)

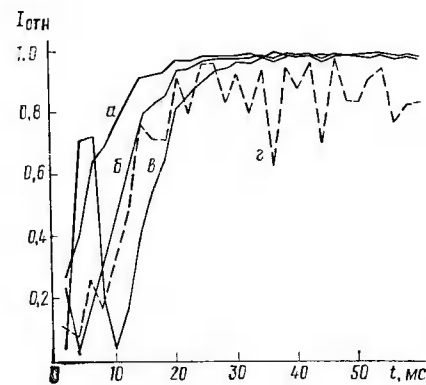


Рис. 5.11. Изменение во времени интенсивности сигнала при адаптации пятиканальной системы апертурного зондирования для интервалов случайного равномерного распределения начальных фаз субапертур, равных $\pm\pi/2$ (а), $\pm\pi$ (б, в), $\pm 2\pi$ (в) при $\sigma_{\varphi}=0,01$ рад (а, б, в); $\sigma_{\varphi}=0,5$ рад (в)

ности, ДН системы можно расширить до ДН отдельной субапертуры путем введения на субапертурах псевдослучайных фазовых распределений [132]. При этом время сходимости системы на объекте, расположенном на ее оптической оси, несколько увеличивается, как и при начальной расфокусировке системы в интервале $\pm\pi$. В то же время при отклонении объекта от оптической оси системы в начальный момент адаптации уровень ДН в направлении на него оказывается выше и скорость сходимости может существенно увеличиться.

Работа адаптивной оптической системы апертурного зондирования с $N=15$ каналами в режиме поиска объекта, расположенного в точке с угловой координатой δ_0 , иллюстрируется рис. 5.12 и 5.13.

Уменьшение установившегося значения $I_{отн}$ в соответствии с выражением (5.7) определялось значением ДН отдельной субапертуры $D_0^2(\theta)$ в данном направлении. Сигналы ошибки формировались в соответствии с алгоритмом (5.16а),

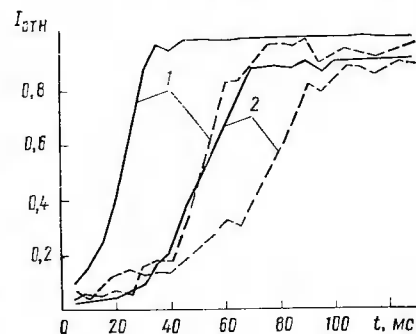


Рис. 5.12. Изменения во времени относительной интенсивности у объекта в режиме поиска при $\delta_0=0$ (1) и $\delta_0=1$ (2) в отсутствие искажений (—) и при наличии их (---): $\sigma_0=0,5$ рад, $T_0=10$ мс, $T_{отн}=50$ мс

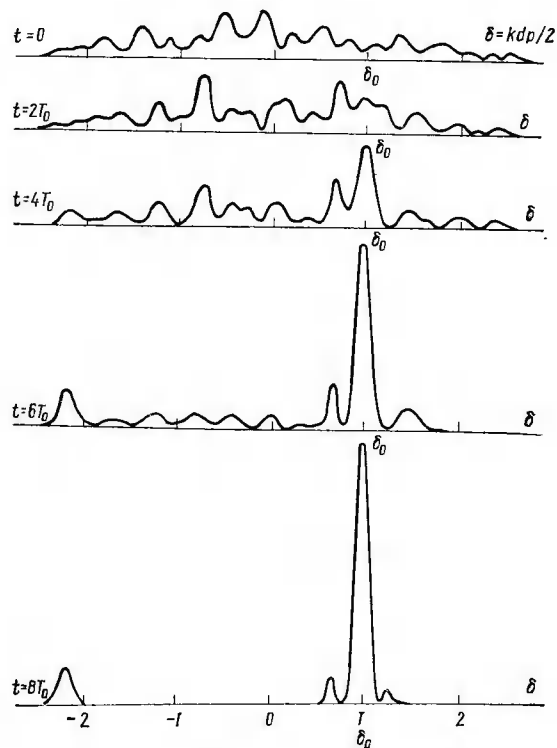


Рис. 5.13. Изменение во времени диаграммы направленности решетки субапертур в процессе поиска объекта при $\delta_0 = 1$

в начале процесса поиска на решетке субапертур вводилось псевдослучайное фазовое распределение.

Из рис. 5.12 и 5.13 видно, что в отсутствие шумов система апертурного зондирования эффективно функционирует в режиме поиска объекта, управляя формой и положением ДН в пространстве. В отсутствие искажений время поиска не более чем на порядок превышает значение T_0 и увеличивается примерно вдвое при наличии возмущений со среднеквадратическими значениями $\sigma_0 = 0,5$ рад.

Рассмотренные результаты можно использовать при обосновании временных характеристик адаптивных оптических систем апертурного зондирования для обеспечения их требуемого быстрого действия.

5.3. ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ СИГНАЛОВ НА ДИНАМИКУ СИСТЕМ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

Рассмотрим на моделях влияние запаздывания сигналов вследствие конечной скорости распространения электромагнитной энергии от точки излучения

до объекта и обратно на динамику систем адаптивной оптики. Как уже отмечалось, запаздывание сигналов принципиально по-разному проявляется в системах апертурного зондирования и фазового сопряжения. В первых вследствие конечной скорости распространения излучения сигналы управления, реализуемые в соответствующих деформациях фазового рельефа излучаемого поля (сдвиг и поворот по субапертурам, поворот в целом по апертуре), воспринимаются датчиками на выходе приемника лишь по истечении времени, необходимого для прохождения излучения до объекта и обратно, т. е. происходит соответствующая временная задержка сигналов управления внутри контура адаптации. В системах же фазового сопряжения управляющие изменения в структуре излучаемого поля сразу (без заметной задержки) воспринимаются соответствующими датчиками. В этом случае запаздывание сигналов вследствие конечной скорости распространения, не проявляясь внутри контура управления, приводит к тому, что на вход этого контура поступают сигналы, характеризующие состояние поля у объекта не в данный момент, а в более позднее время.

Сказанное отражается на функциональных схемах моделей систем адаптивной оптики (рис. 5.1 и 5.2) тем, что оператор запаздывания $\exp(-\tau p)$ размещен внутри контура управления при апертурном зондировании и вне его при фазовом сопряжении. В результате запаздывание сигналов по существу не влияет на динамику контура управления фазосопреженной системы и может существенно изменить характер динамических процессов в системе апертурного зондирования. Вместе с тем в системах обоих типов запаздывание рабочей информации неизбежно приводит к более или менее выраженным другим негативным явлениям (помимо изменения динамических свойств контуров управления). В частности, при ограниченности времени заморозенности атмосферы и значительном запаздывании сигналов, превышающем время заморозенности, эффективность как многовибраторной, так и фазосопреженной систем резко падает. Опуская этот вопрос, остановимся на том, как запаздывание влияет на динамические свойства контура адаптивного управления при апертурном зондировании.

Уравнения систем автоматического управления, учитывающие запаздывание, относятся к классу дифференциальных с отклоняющимся (смещенным) аргументом. Как правило, решение этих уравнений связано с большими вычислительными трудностями, и лишь в редких случаях их удается решить аналитически. Поэтому для предварительной оценки динамики таких систем при наличии запаздывания примем вначале ряд допущений. Во-первых, будем считать, что каналы управления являются линейными (т. е. нелинейные элементы и соотношения из модели каналов исключим). Во-вторых, предположим, что связь между отдельными каналами в системе слаба (это справедливо при числе каналов, большем десяти, см. гл. 3). В-третьих, будем полагать, что исполнительный элемент в каждом канале представляет собой простейшее инерционное звено с передаточной функцией

$$G_0(p) = K \frac{1}{(1 + pT_0)}, \quad (5.19)$$

где T_0 — постоянная времени исполнительного элемента; K — коэффициент усиления.

Тогда передаточная функция отдельного канала в разомкнутом состоянии

$$G(p) = K \exp(-p\tau)/(1 + pT_0). \quad (5.20)$$

Определим теперь выходную реакцию одиночного контура с передаточной функцией (5.20). Для запаздывающего воздействия в виде единичного скачка фазы выходная реакция контура описывается операторным выражением

$$\beta(p) = \frac{1}{p} \frac{G(p)}{1 + G(p)}. \quad (5.21)$$

Чтобы получить в аналитическом виде решение уравнения (5.21) как функцию времени $\beta(t)$, воспользуемся методом, разработанным в [137]. Разложим выражение (5.21) в ряд по формуле

$$\frac{x}{1+x} = x \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n x^n = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n x^{n+1}$$

и осуществим обратное преобразование Лапласа. Тогда

$$\beta(t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \beta_n(t), \quad (5.22)$$

где

$$\beta_n(t) = \begin{cases} f_n[t - \tau(n+1)] & \text{при } t \geq \tau(n+1); \\ 0 & \text{при } t < \tau(n+1). \end{cases}$$

Согласно (5.22) задача определения реакции системы с запаздыванием на воздействие типа единичного скачка свелась к определению реакции соответствующей системы без запаздывания.

Для отыскания выходной реакции канала $\beta(t)$ на единичный скачок при наличии запаздывания достаточно найти обратное преобразование Лапласа выражения

$$f_n = \frac{1}{p} [G_0(p)]^{n+1} = \frac{1}{p} \left(\frac{K}{1 + pT_0} \right)^{n+1} = \left(\frac{K}{T_0} \right)^{n+1} \frac{1}{p(p+1/T_0)^{n+1}}.$$

Согласно [137]

$$f_n(t) = K^{n+1} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T}\right) \sum_{i=0}^n \frac{1}{i!} \left(\frac{t}{T_0}\right)^i \right], \quad t \geq 0.$$

Таким образом,

$$\beta_n(t) = K^{n+1} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t-\tau(n+1)}{T_0}\right] \sum_{i=0}^n \frac{1}{i!} \left[\frac{t-\tau(n+1)}{T_0}\right]^i \right\},$$

и окончательное выражение для выходной реакции канала примет вид

$$\beta(t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n K^{n+1} \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{t-\tau(n+1)}{T_0}\right] \sum_{i=0}^n \frac{1}{i!} \left[\frac{t-\tau(n+1)}{T_0}\right]^i \right\}, \quad t \geq (n+1)\tau. \quad (5.23)$$

При вычислении переходных процессов по этой формуле суммирование на каждом целочисленном временном участке $N^*+1 \geq t/\tau \geq N^*$ выполняется от $n=0$ до $n=N^*-1$, а все слагаемые при $n \geq N^*$ полагаются равными нулю, т. е. для $2 \geq t/\tau \geq 1$ получим

$$\beta(t) = K \left[1 - \exp\left(-\frac{t-\tau}{T_0}\right) \right],$$

для $3 \geq t/\tau \geq 2$ —

$$\beta(t) = K \left[1 - \exp\left(-\frac{t-\tau}{T_0}\right) \right] - K^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t-2\tau}{T_0}\right) \right] \left(1 + \frac{t-2\tau}{T_0} \right)$$

и т. д.

На рис. 5.14 изображены переходные процессы в отдельном канале системы апертурного зондирования с исполнительным элементом, характеризуемым передаточной функцией вида (5.19), при наличии запаздывания ($\eta = T_0/\tau$). Расчет производился по формуле (5.23) для большого числа каналов $N > 10$, когда такими же динамическими свойствами обладает вся система в целом. Как видно из рисунка, система апертурного зондирования весьма чувствительна к запаздыванию. В ней приходится довольствоваться малыми значениями коэффициента усиления K (из соображений устойчивости), что приводит к большим ошибкам в установившемся режиме: значение ошибки для подобных (статических) систем, как известно, обратно пропорционально значению $(K+1)$.

Существенно улучшить качество переходных процессов в рассматриваемом случае можно путем установки в каналах управления специальных регуляторов (фильтров). При этом наилучшие результаты дают пропорционально-интегрально-дифференциальные регуляторы (ПИД-регуляторы) (рис. 5.15), заметно сокращающие время протекания переходных процессов в системе с запаздыванием до $(4 \dots 6)\tau$ и уменьшающие остаточную ошибку [137].

Область устойчивости системы апертурного зондирования при большом числе каналов ($N > 10$) с учетом запаздывания и для статического регулятора

Рис. 5.14. Переходные процессы в системе апертурного зондирования при наличии запаздывания: $K=2$, $\eta=T_0/\tau=10$ (а), $K=2$, $\eta=1$ (б), $K=10$, $\eta=10$ (в)

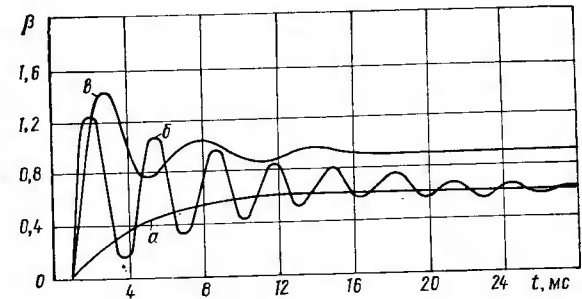
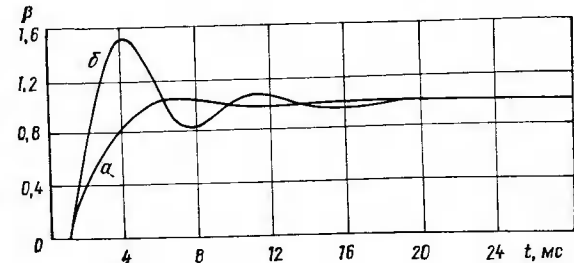


Рис. 5.15. Переходные процессы в системе апертурного зондирования с ПИД-регулятором при наличии запаздывания: $K=0,5$, $\eta=1$ (а), $K=1,2$, $\eta=1$ (б)



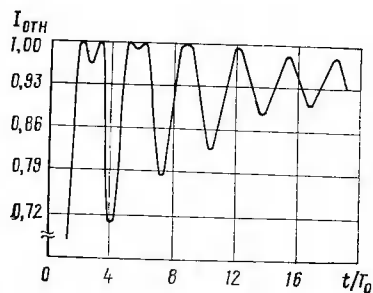


Рис. 5.16. Изменение во времени нормированной интенсивности на оптической оси пятиканальной системы апертурного зондирования при воздействии на один из каналов скачка фазы в $\pi/2$ рад ($K=2$, $\eta=1$)

$G_0(p)$ вида (5.19), построенная с привлечением метода Понтрягина, характеризуется соотношениями $K < 1$ или

$$\left. \begin{aligned} K > 1, \\ 0 < \frac{1}{\pi} \arctg \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} - \frac{1}{\pi} \frac{K-1}{2\eta} \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} < 1, \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

где $\eta = T_0/\tau$.

Согласно (5.24) статическая система апертурного зондирования оказывается абсолютно устойчивой при $K < 1$. Если $K > 1$, то область устойчивости ограничивается некоторыми минимальными значениями $\eta = T_0/\tau$.

Оценим реакцию системы апертурного зондирования на скачкообразное изменение управляющих воздействий в каналах при наличии запаздывания по динамике изменения относительной интенсивности $I_{отн}$. Для этого достаточно подставить выражение (5.23) в соотношение для нормированной интенсивности излучения на цели:

$$I_{отн} = \frac{1}{N^2} \left\{ \left[\sum_{i=1}^N a_i \sin(\varphi_i - \beta_i) \right]^2 + \left[\sum_{i=1}^N a_i \cos(\varphi_i - \beta_i) \right]^2 \right\}, \quad (5.25)$$

где a_i — амплитуда поля в i -м канале; φ_i — скачок фазы в i -м канале, временная зависимость нормированной интенсивности при воздействии которого показана на рис. 5.16.

Рассмотрим некоторые результаты численного исследования на ЭВМ статической динамики систем апертурного зондирования с учетом запаздывания сигналов (рис. 5.17).

Расчеты для каждого режима работы выполнялись для 100...200 временных точек. При этом интервал дискретизации составлял $\Delta T = T_0/5$. Варьируемыми параметрами были: число каналов N , коэффициент усиления K , отношение постоянной времени T_0 инерционного звена к времени запаздывания τ , СКО внутренних и внешних шумов. Общее время решения на ЭВМ ЕС-1035 варьировалось от 5 до 10 мин в зависимости от сложности моделируемого режима. Начальный случайный равномерно распределенный разброс фаз на субапертурах в пределах $\pm\pi$ исключал возможность самофокусировки излучения в исходном состоянии системы. Приведенные результаты моделирования соответствуют приведенным аналитическим оценкам и характеризуют зависимости процесса адаптации от таких параметров, как число каналов, коэффициент усиления, отношение $\eta = T_0/\tau$ и СКО возмущающих воздействий при достаточно полном учете таких факторов, как взаимное влияние каналов через общие для них поля

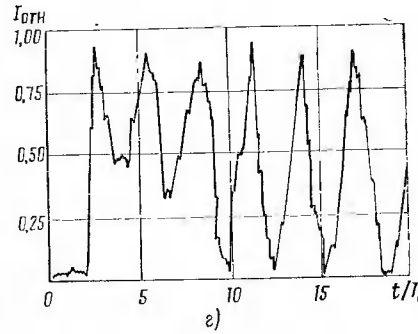
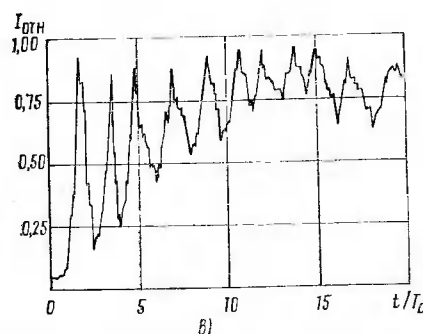
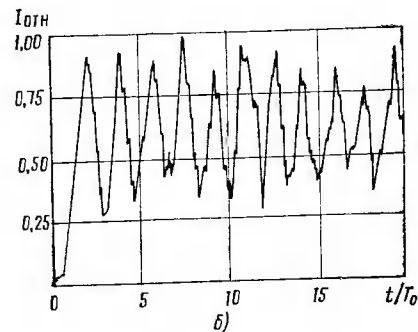
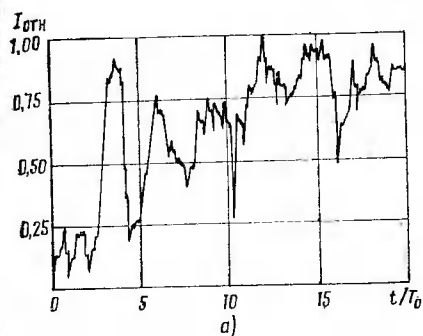


Рис. 5.17. Изменение во времени относительной интенсивности на оптической оси при различном числе каналов системы апертурного зондирования с учетом запаздывания, случайных воздействий и нелинейных ограничений:

- а — $N=5$, $K=1$, $\eta=0,5$, $\sigma_0=\sigma_{\text{в}}=0,3$ рад;
- б — $N=5$, $K=2$, $\eta=1$, $\sigma_0=\sigma_{\text{в}}=0,05$ рад;
- в — $N=20$, $K=2$, $\eta=1$, $\sigma_0=\sigma_{\text{в}}=0,05$ рад;
- г — $N=5$, $K=2$, $\eta=0,5$, $\sigma_0=\sigma_{\text{в}}=0,05$ рад

у объекта, а также основных нелинейных преобразований, свойственных системам адаптивной оптики.

5.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ СЕЛЕКЦИИ БЛИКОВ ОБЪЕКТА ПО ЯРКОСТИ

Отличительной особенностью адаптивных оптических систем является их способность к селекции отражающих точек или областей на поверхности объектов по яркости, причем, например, экспериментальная фазосопреженная система уверенно выделяла наиболее яркую точку при относительной разности отражательных способностей не менее 3 дБ [82, 83, 139]. Эффект конвергенции излучаемого поля на наиболее яркой «зеркальной» области или блестящей точке многоблочного протяженного объекта известен также как эффект «перемножения» изображений [52]. Его можно использовать для повышения энергетики оптического канала в

режиме слежения или для выделения опорного точечного источника в адаптивных системах формирования изображения объекта.

Рассмотрим физические принципы селекции наиболее яркой точки на объекте при адаптивном управлении волновым фронтом излучаемого поля [52]. При этом несколько обобщим результаты, предположив размеры управляемых субапертур конечными. Ограничимся одномерной моделью адаптивной оптической решетки (апертуры), турбулентной среды и объекта, расположенного на расстоянии R от апертуры (см. рис. 1.4). Адаптивная апертура образована N субапертурами с поршневым движением и линейным размером d , не превышающим интервала пространственной корреляции фазовых искажений r_k . Объект состоит из M блестящих точек, разнесенных на различные расстояния друг от друга, с комплексными функциями отражения $h(x_{2m}) = c_m \exp(i\varphi_m)$, где c_m и φ_m — соответственно коэффициенты отражения и приведенные фазы блестящих точек. Набег фазы от центра i -й субапертуры с координатой x_{1i} до m -й отражающей точки с координатой x_{2m} и в обратном направлении вследствие взаимности среды

$$\Phi_{im} = \Phi_{mi} \approx k(x_{1i} - x_{2m})^2/2R + \varphi_i. \quad (5.26)$$

В пренебрежении амплитудными флуктуациями передаточная функция случайного канала распространения с точностью до постоянного множителя

$$H(x_{2m} - x_{1i}) = H(x_{1i} - x_{2m}) = \exp(i\Phi_{im}). \quad (5.27)$$

Первоначальное поле подсветки (широкий луч) может представлять плоскую волну $u_0(x_{2m}) = u_0$ или быть образовано суперпозицией парциальных волн со случайными начальными фазами Φ_{ki} (фазами корректирующих субапертур), т. е.

$$u_0(x_{2m}) = \sum_{i=1}^N D_0(x_{2m} - x_{1i}) H(x_{2m} - x_{1i}), \quad (5.28)$$

где ДН отдельной субапертуры, например квадратной,

$$D_0(x_{2m} - x_{1i}) = \sin[kd(x_{2m} - x_{1i})/2R]/[kd(x_{2m} - x_{1i})/2z].$$

Тогда для первой итерации отраженное поле в плоскости объекта

$$u_{\text{отр1}}(x_{2m}) = u_0(x_{2m}) h_0(x_{2m}) \quad (5.29)$$

и в плоскости апертуры

$$u_1(x_{1i}) = \sum_{m=1}^M u_0(x_{2m}) h_0(x_{2m}) H(x_{2m} - x_{1i}). \quad (5.30)$$

В системах фазового сопряжения и апертурного зондирования измеряется соответственно фазовое распределение и интенсивность в плоскости апертуры. В частности, в системах апертурного зондирования достаточно измерять интенсивность в одной точке плоскости апертуры

$$I_1 = |u_1(x_{1i})|^2 = \left| \sum_{m=1}^M u_0(x_{2m}) h_0(x_{2m}) H(x_{2m} - x_{1i}) \right|^2, \quad (5.31)$$

чтобы сформировать волну, фазосопряженную принятой. В результате после первой итерации

$$u_1(x_{2m}) = \sum_{i=1}^N u_1(x_{1i}) D_0(x_{2m} - x_{1i}) H'(x_{2m} - x_{1i}) = \\ = \sum_{i=1}^N \left[\sum_{k=1}^M u_0^*(x_{2k}) h_0^*(x_{2k}) H^*(x_{2k} - x_{1i}) \right] D_0(x_{2m} - x_{1i}) H'(x_{2m} - x_{1i}).$$

Меняя порядок суммирования, с учетом формулы (5.27) в результате преобразований получаем

$$u_1(x_{2m}) = \sum_{k=1}^M u_0^*(x_{2k}) h_0^*(x_{2k}) \sum_{i=1}^N D_0(x_{2m} - x_{1i}) \exp[i(\Phi_{im}' - \Phi_{ik})]. \quad (5.32)$$

Если объект находится в изопланатической области, то $\Phi_{im} \approx \Phi_{ik}$ и с учетом (5.26)

$$\exp[i(\Phi_{im}' - \Phi_{ik})] = \exp\{i[k(x_{2m}^2 - x_{2k}^2)/2R + k(x_{2k} - x_{2m})x_{1i}/R]\}.$$

Тогда в предположении $D_0(x_{2m} - x_{1i}) \approx D_0(x_{2m})$ соотношение (5.32) примет вид

$$u_1(x_{2m}) = \exp[ikx_{2m}^2/2R] \sum_k u_0^*(x_{2k}) h_0^*(x_{2k}) \exp[-ikx_{2k}^2/2R] \times \\ \times D_0(x_{2m}) D_p(x_{2k} - x_{2m}), \quad (5.33)$$

где «множитель» адаптивной решетки (апертуры) $D_p(\Delta x) = \sin(NkD\Delta x/2R)/\sin(kD\Delta x/2R)$.

Поскольку «множитель» решетки при плотном расположении субапертур имеет один максимум в пределах ДН отдельной субапертуры при $x_{2k} = x_{2m}$ ($D_p(0) = 1$), то

$$u_1(x_{2m}) = k u_0^*(x_{2m}) h_0^*(x_{2m}) D_0(x_{2m}). \quad (5.34)$$

Если при первоначальной подсветке используется квазиплоская волна ($u_0^*(x_{2m}) = u_0 = 1$) и ДН отдельной субапертуры слабо аподизирована ($D_0(x_{2m}) \approx 1$), то

$$u_1(x_{2m}) = k h_0^*(x_{2m}), \quad (5.35)$$

т. е. после первой итерации в плоскости объекта формируется действительное (дифракционное) изображение блестящих точек. Отметим также, что при начальной подсветке объекта неоднородным полем (5.28) в плоскости объекта после первой итерации наблюдается «изображение» отраженного поля $u_0^*(x_{2m}) h_0^*(x_{2m})$.

После n итераций в результате мультипликативного сложения изображений в плоскости объекта излучаемое поле конвергируется на яркой точке c_m , т. е.

$$u_n(x_{2m}) = k(n) D_0^n(x_{2m}) |h_0(x_{2m})|^n = k(n) (D_{0m} c_m)_{\max}^n. \quad (5.36)$$

Следует заметить, что поле сходится на наиболее яркую точку с эквивалентным коэффициентом отражения $(D_{0m} c_m)_{\max}$, т. е. роль аподизации функции отражения блестящих точек ДН отдельной субапертуры $D_0(x_{2m}) \approx D_{0m}$ значительна при соизмеримых размерах объекта и ширины ДН.

Таким образом, эффективность процесса конвергенции излучаемого поля на наиболее ярком блике или точечном объекте, как видно из (5.36), зависит от степени неоднородности отражающих характеристик объекта, от соотношения между размерами кластерного или протяженного объекта и шириной ДН отдельной субапертуры, от характера освещения в начальный момент времени уровня фазовых искажений и других факторов.

Рассмотрим результаты анализа на моделях динамики систем адаптивной оптики в режиме селекции бликов (точечных объектов). Моделирование проводилось на основе разработанных в § 5.1 функциональных схем и с учетом соотношений (5.6), (5.7), (5.14) для расчета полей в плоскости объекта и апертуры. Модель решетки, исследуемая в дальнейшем на ЭВМ, представляла собой линейку из 5, 20 или 25 субапертур размером d (для пятиканальной системы $d=2,5$ см каждая с расстоянием между центрами субапертур 3 см). Для 20-канальной системы эти размеры уменьшены в четыре раза, а при $N=25$ — в пять раз, так что общая ширина D всех упомянутых линеек излучателей одинакова, а следовательно, одинаковым оказывается предельное разрешение по углу. Длина волны излучения $\lambda=10,6$ мкм, расстояние до объекта $R=1$ км. Объект находится в зоне Френеля относительно размеров апертуры ($\lambda R/D^2 \approx 0,5$) и в зоне Фраунгофера относительно размеров субапертуры ($N=5$, $\lambda R/d^2 \approx 12$). Выбор именно этих значений параметров решетки обусловлен возможностью сопоставить результаты моделирования с экспериментальными данными [139].

Для того чтобы выделить влияние на процесс конвергенции размеров и характера отражения многобликового (или кластерного) объекта, состоящего из нескольких точечных объектов), в частности числа и геометрии расположения ярких точек, значений их коэффициентов отражения, а также числа субапертур, на первом этапе, моделирование проводилось без учета помех и запаздывания сигнала. При этом оказывалось, что метод адаптации — фазовое сопряжение или апертурное зондирование — слабо влияет на состояние поля в установившемся режиме. Поэтому здесь ограничимся анализом результатов моделирования систем фазового сопряжения (случаи моделирования систем апертурного зондирования оговариваются дополнительно).

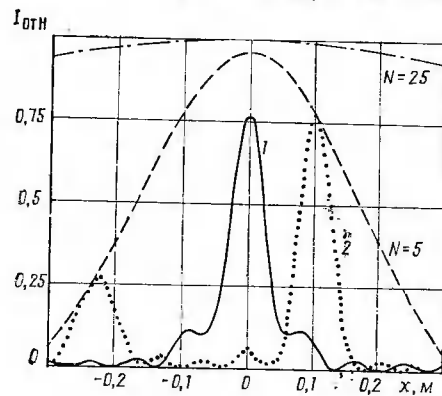


Рис. 5.18. Исходное (1) и установившееся (2) распределение интенсивности поля в плоскости точечного объекта

На этом этапе исходное распределение интенсивности управляемого поля (1 на рис. 5.18) соответствует узкому лучу, который получался при

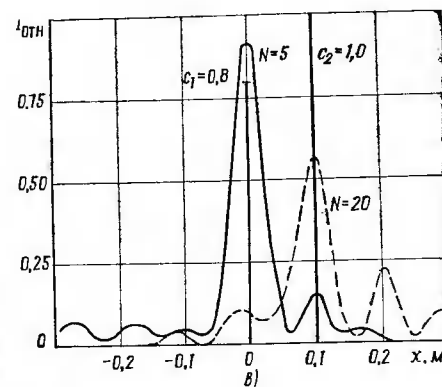
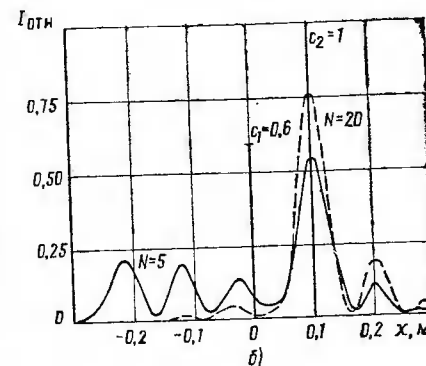
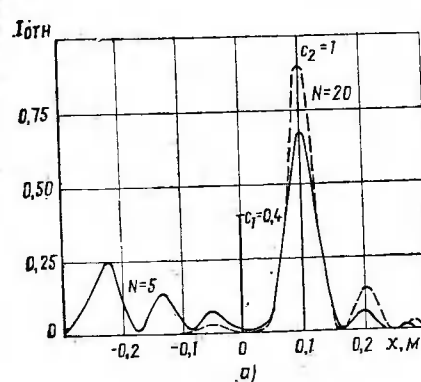


Рис. 5.19. Установившееся распределение поля для двухточечного объекта при смещении яркой точки ($c_2=1$) на $x_2=0,1$ м и различных значениях коэффициента отражения c_1 менее яркой точки

начальной синфазной установке субапертур (что приводит к некоторой дефокусировке пучка в зоне Френеля). Кривая 2 на рис. 5.18 характеризует сфокусированный в процессе адаптации пучок для пятиапертурной системы в случае смещения единственной отражающей точки (объекта) относительно оси системы ($x_2=0,1$ м). Огибающая максимумов (эквивалентная диаграмма направленности субапертуры D_0^2) сфокусированного пучка на точечный объект при его смещении от $x_2=-0,3$ м до $x_2=0,3$ м показана штриховой линией ($N=5$). Здесь же для сравнения приведена и огибающая максимумов для системы с $N=25$ субапертурами (штрихпунктирная кривая). Сравнение значений огибающих в точке $x_2=0$ позволяет судить о качестве аппроксимации волнового фронта системой с $N=5$ и $N=25$ субапертурами.

Из рис. 5.19 видно, что при наличии на объекте двух ярких точек (значения их коэффициентов отражения характеризуются высотой вертикальных линий) система, как правило, адаптируется к глобальному экстремуму. И только в ситуации, соответствующей рис. 5.19, в при $N=5$, система фокусируется на менее яркой точке

с коэффициентом отражения $c_1=0,8$ и значением $D_{01}^2 c_1^2 \approx 0,62$, почти в 1,25 раза (или на 1 дБ) отличающимся от значения $D_{02}^2 c_2^2 = D_{02}^2 \approx 0,78$, где D_{01}^2 и D_{02}^2 — значения эквивалентной ДН в направлениях расположения ярких бликов соответственно с коэффициентами отражения $c_1=0,8$ и $c_2=1$. Увеличение числа субапертур с $N=5$ до $N=20$ сопровождается существенным повышением качества фокусировки излучения на наиболее яркой точке объекта из-за увеличения ее эквивалентной яркости $D_{02}^2 c_2^2$ ($N=20$) примерно в 1,5 раза. Исключение снова составляет ситуация, когда яркие точки близки по отражающим свойствам (рис. 5.19, в), в результате чего при $N=20$ хотя система и фокусируется на наиболее яркой точке, но при этом образуются дополнительные максимумы излучения.

Следовательно, как и ожидалось в соответствии с (5.36), чувствительность системы к относительной яркости отражающих точек определяется как их коэффициентами отражения, так и аподизирующим действием эквивалентной ДН $D_{0m}^2(N)$ (или координатами расположения этих точек) при фиксированных размерах адаптивной апертуры и параметрах контура управления. При этом качество фокусировки на яркую точку в установившемся режиме также зависит от геометрии расположения отражающих точек, что иллюстрируется рис. 5.20.

Как видно из сравнения рис. 5.20 и 5.19, а, б, смещение более яркой точки с оптической оси уменьшает возможности фокусировки излучения на ней при малом числе субапертур. При этом максимум интенсивности может быть ложным (локальный экстремум), т. е. он может располагаться вне отражающих точек. С ростом числа отражающих точек система по-прежнему стремится отселектировать наиболее яркую из них и сфокусировать излучение на ней (вне зависимости от вида адаптации — фазовое сопряжение или апертурное зондирование, что видно из рис. 5.21). Из рис. 5.22 видно, что с ростом коэффициента отражения c_1 менее яркой точки, расположенной на оптической оси системы, требуется

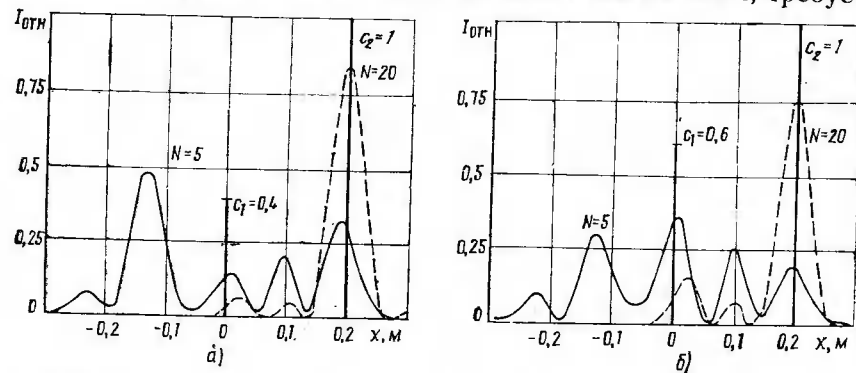


Рис. 5.20. Установившееся распределение поля для двухточечного объекта при смещении яркой точки на $x_2=0,2$ м

Рис. 5.21. Установившееся распределение поля 20-элементной системы при пяти ярких точках на объекте

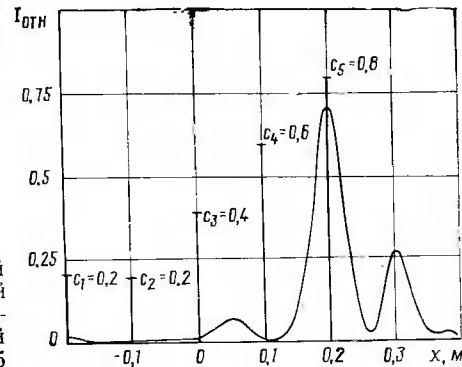
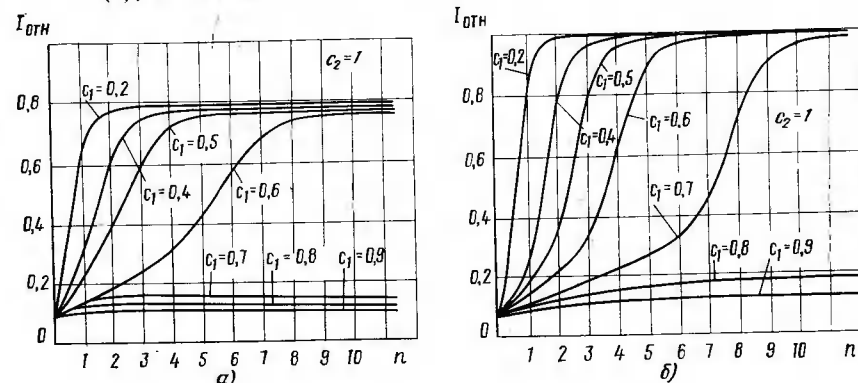


Рис. 5.22. Зависимость относительной интенсивности излучения на яркой точке двухточечного объекта от числа итераций для фазосопреженной системы при числе субапертур $N=5$ (а); $N=25$ (б)



большее число итераций для формирования установившегося поля, сфокусированного на более яркой точке, смещенной от оси на $x_2=0,1$ м: при $N=5$ и $c_1=0,5$ требуется пять итераций, а при $c_1=0,6$ — девять. При пяти итерациях и $c_1 \geq 0,7$ фокусировка излучения на более яркую точку не происходит. С увеличением числа субапертур до $N=25$ качество фокусировки улучшается: степень фокусировки в установившемся режиме возрастает, установившееся состояние наступает при меньшем числе итераций, что особенно заметно в режимах, близких к критическим (при $c \geq 0,6$). В этом случае система не фокусируется на более яркой точке, если $c_1 \geq 0,8$.

Таким образом, результаты исследования влияния эквивалентной относительной яркости отражающих точек $D_{0m}^2 c_m$ на процесс конвергенции показали, что существует некоторое пороговое значение $q_{пор}(N)$, при котором можно выделить наиболее яркую точку. Условие конвергенции излучаемого поля на эту яркую точку

$$20 \lg [(D_{0k} c_k)_{max} / D_{0m} c_m] \geq q_{пор}(N), \quad m=1, 2, \dots, k, \dots, M. \quad (5.37)$$

При экспериментальном исследовании адаптивной системы фазового сопряжения с шестью субапертурами получено $q_{пор}(6) = 10^*$

$= 2$ дБ [139]. Авторы эксперимента не учли аподизирующее действие ДН субапертуры и привели неточное значение, равное 1 дБ. В результате моделирования оказалось, что $q_{\text{пор}}(5) = 2,5 \dots 3,0$ дБ и $q_{\text{пор}}(20 \dots 25) = 2,0 \dots 2,3$ дБ.

Все полученные результаты хорошо согласуются между собой и позволяют сделать вывод, что при селекции яркого точечного объекта или блика протяженного объекта чувствительность адаптивной системы составляет 2...3 дБ. Очевидно, это значение в определенной мере отражает и пороговое отношение сигнал-шум, при котором эффективно протекает процесс адаптации (см. § 5.2).

Результаты моделирования показали довольно близкое совпадение установившегося распределения поля в плоскости объектов при наличии как одной, так и нескольких отражающих точек для обеих систем адаптивного управления. Однако процессы в этих системах даже без учета помех и запаздывания сигналов заметно отличаются по скорости сходимости. Например, если в системах апертурного зондирования при некоторых условиях установившееся распределение поля формируется после пяти-шести итераций, то в фазосопряженных системах при тех же условиях это происходит после трех-четырех итераций. Очевидно, такое различие связано с основными особенностями механизма функционирования этих систем: в системах фазового сопряжения информация о необходимом управляющем воздействии получается путем непосредственного измерения разности фаз принятого и излучаемого полей на субапертурах, в то время как в системах апертурного зондирования эта информация извлекается косвенным способом — по характеру изменения интенсивности принятого излучения под действием пробных сигналов.

Теперь рассмотрим влияние уровня фазовых флуктуаций среды, явлений анизопланатизма и временной невязанности, используя модель АОС фазового сопряжения. Основные условия моделирования и параметры системы аналогичны приведенным. Кластерный объект, состоящий из $M=3$ разрешаемых точек с различным распределением отражательных способностей c_i (0,2; 0,4; 0,1 и 0,5; 0,75; 1), находился в области Френеля. Начальное распределение фаз субапертур ($N=25$) выбиралось равномерным в интервале $[-\pi, \pi]$, что соответствовало широкому лучу, и синфазным (узкий луч). Фазовые возмущения среды представлялись на каждой субапертуре и каждой итерации независимыми гауссовскими ступенчатыми функциями со среднеквадратическими значениями $\sigma_\varphi = \sigma_0$. При исследовании анизопланатизма задавалась матрица случайных значений фаз размером $M \times N$, т. е. на каждой субапертуре вводились три значения фазы φ_{im} , соответствующие лучам от различных блестящих точек объекта. Временная невязанность моделировалась введением различных значений фазовых возмущений при расчете поля в направлениях «апертура — объект» и «объект — апертура» ($\varphi_{im} \neq \varphi_{mi}$). Поведение системы оценивалось по изменению во времени относительной интенсивности в плоскости объекта (рис. 5.23). Из графиков на рис. 5.23 сле-

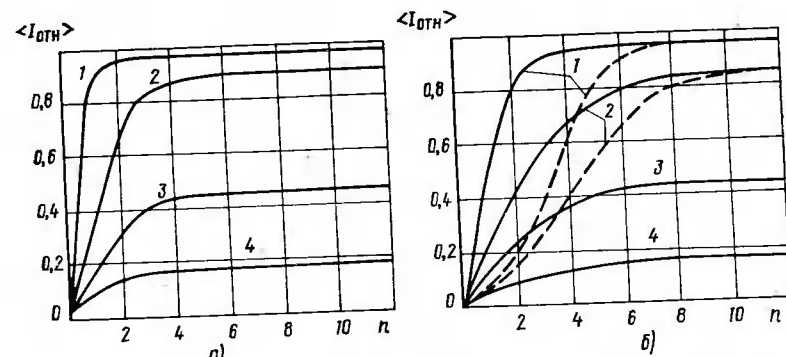


Рис. 5.23. Зависимости статистически усредненной интенсивности на наиболее яркой точке от числа итераций при различных отражающих характеристиках объекта:

$\sigma_0 = 0,5$ рад (1); 1 рад (2); 1,5 рад (3); 2 рад (4) и $c_1 = 0,2$, $c_2 = 0,4$, $c_3 = 1$ (a), $c_1 = 0,5$, $c_2 = 0,75$, $c_3 = 1$ (б)

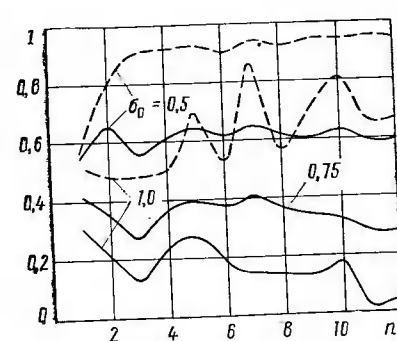


Рис. 5.24. Зависимости интенсивности на яркой точке от числа итераций в условиях анизопланатизма (---) и временной невязанности (—)

дует, что относительное выравнивание отражающих свойств блестящих точек объекта (до некоторых пороговых значений) при одинаковых уровнях помех слабо влияет на установившееся значение интенсивности, но увеличивает время конвергенции (почти в два раза при $\sigma_0 = 0,5 \dots 1,5$ рад). При начальном синфазном распределении фаз на субапертурах (штриховые) время конвергенции увеличивается еще в 1,5...2 раза. С ростом уровня помех процесс конвергенции затягивается, а установившееся значение относительной интенсивности падает. Увеличение среднеквадратического значения фазовых флуктуаций до $\sigma_0 \geq 1,5$ рад приводит к их доминированию над регулярной («объектовой») составляющей фазового распределения, сопровождается значительными осцилляциями интенсивности от итерации к итерации и даже срывом процесса конвергенции ($\sigma_0 = 2$ рад) и, как следствие, резко снижает установившееся значение интенсивности $\langle I_{\text{отн}} \rangle$ на яркой точке. Отличие $\langle I_{\text{отн}} \rangle$ от единицы свидетельствует о существенном вкладе в отраженное поле менее ярких отражающих точек.

Влияние анизопланатизма и временной невязанности на процесс конвергенции излучаемого поля иллюстрируется рис. 5.24. Характер изменения мгновенной относительной интенсивности на яркой точке в условиях этих ограничений существенно различен. С увеличением σ_0 для анизопланатических помех характерно уве-

личение амплитуды осцилляций интенсивности при значительно более высоком среднем ее значении. Анизопланатизм практически слабо влияет на процесс сходимости подсвечивающего поля, пока среднеквадратическое значение фазовых флуктуаций не превышает 1 рад. В условиях временной невзаимности, когда время «замороженности» фазовых искажений намного меньше постоянной времени адаптивного контура или становится существенной задержкой сигнала в контуре управления, даже при малом уровне помех процесс конвергенции существенно ослабляется, а при средних и интенсивных помехах ($\sigma_0 \geq 1$ рад) эффект выделения яркой точки (искусственного опорного источника) практически не наблюдается.

5.5. АДАПТИВНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ВРЕМЕННЫМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ИНФОРМАЦИОННОГО И ОПОРНОГО ПОЛЕЙ

Рассмотрим возможность адаптивного формирования изображения протяженного объекта, используя исследованный эффект конвергенции излучаемого поля на наиболее яркой точке для создания искусственного опорного источника с учетом свойств точки на однородно отражающем объекте эффективны функционалы, максимизирующие интенсивность и дифференциальную энтропию отраженного поля (см. гл. 6).

В адаптивных системах видения с управлением излучаемой волной можно получить изображения протяженных объектов при совместном анализе за время, меньшее времени «замороженности» турбулентных возмущений среды, волновых фронтов поля от опорного точечного источника и поля, отраженного от объекта [40, 42, 55]. Опорный точечный источник должен находиться в одной изопланатической области с объектом. В этом случае поле точечного источника будет содержать информацию о фазовых искажениях среды, например турбулентной атмосферы. При анализе возмущенных волновых фронтов или изображения, создаваемые системами «точечный источник — среда» и «протяженный объект — среда», могут разделяться в пространстве (в плоскости изображения), во времени и по длине волны.

Определенными преимуществами обладает метод с формированием искусственного опорного источника непосредственно на объекте и временным разделением турбулентных искажений волнового фронта и информационной (объектовой) составляющей фазового распределения [40, 55]. Для этого на первом этапе широкий луч подсветки за несколько итераций стягивается адаптивной системой до размеров элемента разрешения (искусственного опорного источника) выбранной отражающей области объекта, например, путем максимизации функционала R_1 (1.36) в заданной точке плоскости изображения. В результате на корректоре формируется фазовый профиль, практически идеально сопряженный с искаженным фазовым фронтом плоской волны. На следующем

временном интервале при освещении протяженного объекта широким лучом после прохождения отраженным полем корректора в волновом фронте остается только объектовая составляющая, что позволяет сформировать неискаженное изображение объекта. Для реализации такого алгоритма требуются лишь априорные сведения о геометрических характеристиках системы «объект — апертура» и о длине волны излучения. Важным моментом является также и то, что в процессе формирования искусственного источника используется вся световая энергия подсвечивающего поля.

Значительно меньшая априорная информация от объекта (грубая оценка области Ω_0 , занимаемой объектом, с учетом неопределенности его положения) потребуется, если для создания искусственного опорного источника использовать свойство конвергенции излучаемого поля на самой яркой точке или области объекта, рассмотренное в § 5.3. Действительно, в соответствии с (5.36) после n итераций отраженное поле в плоскости апертуры представляет плоскую искаженную волну, падающую под некоторым углом к плоскости апертуры. Фазовое распределение $\varphi_n(r_1)$ содержит информацию о наклоне волнового фронта a_{2r_1} , обусловленного смещением искусственного опорного источника (яркой точки) относительно начала координат, постоянную составляющую φ_0 и информацию о фазовых искажениях среды $\varphi(r_1)$, т. е.

$$\varphi_n(r_1) = a_{2r_1} + \varphi_0 + \varphi(r_1), \quad (5.38)$$

где a_2 — градиент фазового распределения, пропорциональный углу наклона волнового фронта. Величина $a_{2r_1} + \varphi_0$ приводит к восстановлению неискаженного изображения лишь с некоторым сдвигом, несущественным для задачи распознавания. Следовательно, измерение и формирование в плоскости адаптивной апертуры сопряженной фазы, описываемой оператором $\exp[-i\varphi(r_1)]$, позволяет полностью скомпенсировать фазовые искажения и подсвечивать опорную яркую точку дифракционно-ограниченным пучком. Если на $(n+1)$ -й и последующих итерациях (при условии «замороженности» искажений) осветить объект широким лучом, то с точностью до значения $a_{2r_1} + \varphi_0$ в фазовом распределении отраженного поля после прохождения корректирующей апертуры будет содержаться лишь объектовая составляющая, что позволяет сформировать неискаженное изображение объекта.

В отличие от предыдущего алгоритма, возмущения можно проанализировать в плоскости апертуры с помощью традиционных схем фазового сопряжения и апертурного зондирования, причем последнее является наиболее простым. Кроме того, конвергенция луча на самой яркой отражающей области объекта дополнительно увеличивает мощность отраженного сигнала.

Эффективность последнего метода существенно зависит от степени дискриминации менее ярких точек на n -й итерации в результате процесса адаптивной конвергенции излучаемого поля. Рассмотренные особенности процесса конвергенции излучаемого поля и создания опорного источника в условиях фазовых

флуктуаций среды и некоторых реальных ограничений влияют на эффективность адаптивного восстановления изображения. Прежде всего представляет практический интерес оценка на моделях качества восстановления изображения в зависимости от времени конвергенции (числа итераций), которое при анализируемом методе разделения опорного и информационного полей ограничивается реальным временем «жизни» фазовых неоднородностей. Качество изображения будем оценивать показателем «верности» изображения (см. гл. 2)

$$D_n = \left\langle \sum_{i=1}^L (I_{\text{вос}i} - I_{\text{эт}i})^2 \right\rangle / \left(\sum_{i=1}^L I_{\text{эт}i}^2 \right), \quad (5.39)$$

характеризующим корреляционное сходство восстановленного ($I_{\text{вос}}$) и эталонного ($I_{\text{эт}}$) изображений объектов. Здесь интенсивности $I_{\text{вос}}$ и $I_{\text{эт}}$ вычисляются в L дискретных точках плоскости изображения.

Используемый при моделировании алгоритм работы адаптивной оптической системы фазового сопряжения несколько отличался от изложенного, поскольку изображение формировалось в уходящей волне. На первом этапе система работала, как обычно, в режиме фазового сопряжения. В процессе конвергенции поля подсветки на самой яркой точке объекта после n -й итерации запоминалось фазовое распределение $\varphi_n(\rho_1)$ отраженного (опорного) от этой точки поля в плоскости апертуры, определяемое (5.38). Геометрический градиент наклона a_2 в модели находился расчетным путем и учитывался при оценке качества изображения. На втором этапе ($(n+1)$ -я итерация) рассчитывалось фазовое распределение, содержащее регулярную и случайную составляющие, и из него с использованием возмущенного опорного волнового фронта (5.38) выделялась регулярная составляющая. В корректор вводился фазовый профиль, сопряженный этой составляющей фазового распределения и некоторому остаточному наклону волнового фронта, который затем «считывался» излучаемой волной. Из этой волны и восстанавливалось изображение объекта. За эталон-

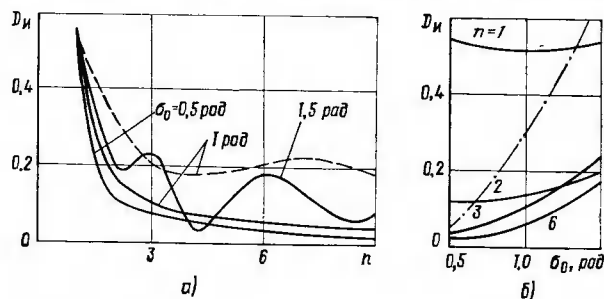


Рис. 5.25. Зависимости показателя качества восстанавливаемого изображения от числа итераций процесса конвергенции поля и уровня помех (—) в условиях анизопланатизма (---); при отсутствии адаптивной фазовой компенсации (—·—)

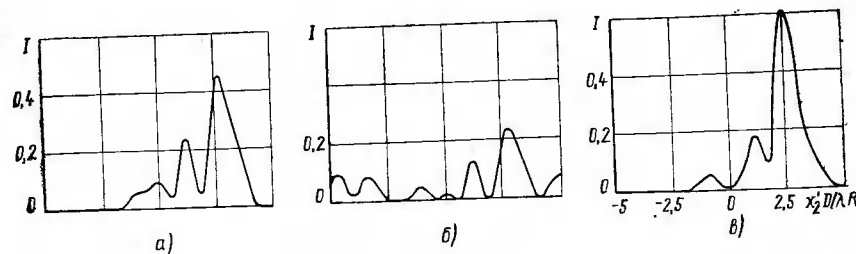


Рис. 5.26. Распределение интенсивности в плоскости изображения, соответствующее эталонному (а), искаженному ($\sigma_0=1,5$ рад) (б) и восстановленному (в) изображениям

ное принималось изображение, полученное в отсутствие фазовых искажений.

Результаты моделирования процесса формирования изображения (при первоначальном освещении объекта широким лучом) с помощью описанного алгоритма иллюстрируются рис. 5.25 и 5.26. На рис. 5.26 за опорное принималось отраженное поле после трех итераций.

Анализ этих результатов показывает, что восстанавливаемое изображение при использовании опорного поля оказывается хорошим уже после трех — четырех итераций ($D_n < 0,1$) в условиях, когда уровень фазовых флуктуаций не больше $\sigma_0 = 1,5$ рад. Если блестящие точки объекта расположены на расстояниях, превышающих изопланатические области, то эффект анизопланатизма для рассматриваемого метода становится существенным уже при $\sigma_0 = 1$ рад (рис. 5.25, а). Выигрыш в качестве изображения при использовании адаптивного метода его формирования в условиях сильных помех превышает три раза ($\sigma_0 = 1,5$ рад, $n \geq 3$). При неинтенсивных помехах ($\sigma_0 = 0,5$ рад, $n \geq 3$) выигрыш практически отсутствует, а при $n = 1; 2$, как и следовало ожидать (с учетом первоначальной подсветки широким лучом), качество изображения даже ухудшается.

Таким образом, рассматриваемый метод адаптивного восстановления изображения с созданием искусственного точечного источника в процессе конвергенции излучаемого поля на яркой точке достаточно эффективен при среднеквадратических значениях фазовых флуктуаций $0,5 \dots 1,5$ рад и при использовании опорного поля на третьей и последующих итерациях (широкий луч при первоначальной засветке).

Основными ограничениями методов с временным разделением опорного и информационного полей при их практической реализации в условиях случайно-неоднородных сред с малым временем жизни неоднородностей являются высокие требования к быстродействию адаптивного контура, уровню помехи сигнала при регистрации изображения. Их эффективность существенно зависит от характера отражающих свойств протяженного объекта (при выделении опорной точки на объекте). Поэтому в ряде задач пер-

спективными могут стать методы получения изображений, основанные на использовании информации о распределении интенсивности управляемого поля подсветки в плоскости объекта (см. гл. 6).

Глава 6.

АДАПТИВНЫЕ МЕТОДЫ В ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ ВИДЕНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

6.1. РАСПАД ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ПРИ АДАПТИВНОЙ ФОКУСИРОВКЕ

Эффективность применения методов адаптивной фазовой компенсации в локационных лазерных системах фокусировки и системах получения лазерных изображений, получивших также название лазерных систем видения (ЛСВ), зависят от характеристик случайно-неоднородной среды и ее геометрического положения в канале, управляемых в системе полей (излучаемое или принимаемое), типа наблюдаемого объекта (точечный или протяженный, типа зеркально отражающий и т. п.) и других факторов. Основные принципы адаптивной фазовой компенсации сформировались в предположении точности исследуемого объекта, т. е. объекта, площадь S_0 которого относится к размеру элементов разрешения $(\lambda R)^2/S$ как

$$M_0 = SS_0/(\lambda R)^2 \leq 1, \quad (6.1)$$

где S — площадь передающей (приемной) или приемно-передающей апертуры, R — расстояние от плоскости апертуры до плоскости объекта. Предположение о точности отражающего объекта лежит в основе уже ставших классическими методов (алгоритмов) управления волновыми фронтами: методов фазового сопряжения и максимизации интенсивности. Они подробно рассмотрены в гл. 1, а их эффективность исследована в гл. 2 и 5.

Значительно большие сложности в применении методов адаптивной фазовой компенсации в лазерных системах фокусировки и видения возникают при работе с протяженными объектами, когда на объект приходится

$$M_0 = S_0 S/(\lambda R)^2 > 1 \quad (6.2)$$

элементов разрешения. В этом случае использование традиционных (энергетических) критериев и методов фазового сопряжения и максимизации интенсивности в АОС с управлением излучаемой волной проблематично из-за действия ряда эффектов (дефокусировка и распад лазерного пучка, конвергенция поля на яркой точке объекта и т. п.), поскольку излучаемое поле адаптируется как

к фазовым искажениям среды, так и к отражающим характеристикам и размерам протяженного объекта (увеличивая или уменьшая число степеней свободы поля).

Рассмотрим особенности адаптивной фокусировки на протяженный объект. В адаптивных системах фазового сопряжения процесс фокусировки становится многоитерационным (для точечного объекта он сходится за одну итерацию). При фокусировке на однородно отражающий объект, например зеркальный, на коротких трассах в зависимости от начальных условий фокусировки (радиуса кривизны волнового фронта, размера дифракционного пятна на объекте и др.) в установившемся режиме может не достигаться максимальное значение интенсивности, характерное для дифракционно-ограниченного лазерного пучка [41]. Это связано с существованием локальных экстремумов (устойчивых стационарных состояний процесса фазового сопряжения), т. е. таких значений волнового фронта излученной волны, при которых фаза волны на зеркальной поверхности объекта является плоской. Более того, пучок, первоначально сфокусированный на однородно шероховатую поверхность, в процессе фазового сопряжения может дефокусироваться [41].

Неэффективна также фокусировка с помощью систем апертурного зондирования, в которых используются традиционные критерии вида (1.25) или (1.26). В этом случае (в отличие от рассеяния излучения точечным объектом) при максимизации интенсивности в плоскости приемно-передающей апертуры не удается сфокусировать лазерный пучок до дифракционного предела. Используя такие критерии фокусировки, можно лишь стянуть излучаемое поле в пределы протяженного объекта. Более того, первоначально сфокусированный пучок (в область объекта, равную размеру элемента разрешения) распадается на совокупность лазерных пучков в пределах объекта, что соответствует глобальному или одному из локальных максимумов анализируемой интенсивности. Рассмотрим теоретические предпосылки увеличения числа степеней свободы излучаемого поля при максимизации интенсивности $I(\rho_1)$ или интегральной интенсивности в плоскости приемной апертуры.

Пусть на плоском протяженном объекте Z имеются области зеркального отражения σ_m , как показано на рис. 6.1. Вектор, соединяющий начало координат O_2 с центром m -й зеркальной области, обозначим через ρ_{2m} . Введем дополнительный вектор ρ , лежащий в плоскости m -й зеркальной области:

$$\rho = \rho_2 - \rho_{2m}. \quad (6.3)$$

Начало координат на приемно-передающей апертуре обозначим через O_1 . Расстояние от плоскости апертуры до плоскости объекта равно R . Передающая апертура разрешает объект в целом, но не разрешает ни одну из зеркальных областей. Примем, что размер элемента разрешения (и ширина дифракционно-ограниченного лазерного пучка в плоскости объекта) превышает характерный размер m -й зеркальной области f_m . Число элементов

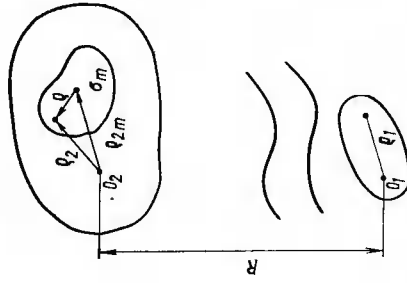


Рис. 6.1. Взаимное расположение приемно-передающей апертуры 1, среды 2 и объекта 3

разрешения $M_0 > M$, где M — число зеркальных областей. На передающей апертуре существует возможность управления волновым фронтом излучаемого поля. Число субапертур, образующих апертуру, или число степеней свободы управляемой апертуры $N \gg M_0$. Объект находится в области дифракции Фраунгофера как для каждой субапертуры, так и для апертуры в целом. Среду 2, разделяющую объект и приемно-передающую апертуру, будем считать оптически однородной, что не снижает общности рассматриваемой задачи исследования особенностей фокусировки лазерного излучения на протяженный однородно отражающий объект.

При адаптивном управлении волновым фронтом $\Phi_k(\rho_1)$ на передающей апертуре поле $u(\rho_2)$ в плоскости объекта определяется соотношением (1.6). С учетом сделанных допущений

$$u(\rho_2) = \frac{k}{2\pi i R} \exp \left[\frac{ik}{2R} \rho_2^2 \right] \int_{-\infty}^{\infty} a_0 \exp \left[-\frac{ik}{R} \rho_2 \rho_1 - \Phi_k(\rho_1) \right] d\rho_1, \quad (6.4)$$

где a_0 — действительная амплитуда излучаемого поля.

Предположим, что в процессе адаптации получено такое фазовое распределение $\Phi_k(\rho_1)$ на передающей апертуре, которому соответствует формирование M дифракционно-ограниченных лазерных пучков, освещающих каждую из зеркальных областей. Поскольку каждая зеркальная область составляет некоторую долю дифракционного пятна, будем считать, что она подсвечивается равномерно, т. е.

$$u_m(\rho_2) = u(\rho_{2m} + \rho) \simeq u(\rho_{2m}) = a_m \exp(i\Gamma_m) \equiv \sqrt{I_m} \exp(i\Gamma_m), \quad (6.4)$$

где $a_m = a(\rho_{2m})$, $\Gamma_m = \Gamma_m(\rho_{2m})$ — варьируемые при адаптивном управлении действительная амплитуда и фаза m -го лазерного пучка, $I_m = |u(\rho_{2m})|^2$ — максимальное значение интенсивности m -го пучка.

Сумма максимальных значений каждого пучка удовлетворяет условию сохранения

$$\sum_{m=1}^M I_m \simeq I_{\max}, \quad (6.5)$$

которое вытекает из закона сохранения энергии или, что эквивалентно, сохранения полной интенсивности I_n (см. (1.33)). Здесь $I_{\max}$ — максимальное значение интенсивности предельно сфокусированного пучка.

Покажем, что распавшийся таким образом лазерный пучок при отражении от зеркальных областей объекта позволяет получить глобальный максимум анализируемой интенсивности

$$I(\rho_1) = |u_n(\rho_1)|^2, \quad (6.6)$$

где $u_n(\rho_1)$ — поле в плоскости приемной апертуры, равное суперпозиции полей, отраженных от каждой зеркальной области σ_m [39]:

$$u_n(\rho_1) = \sum_{m=1}^M u_m(\rho_1). \quad (6.7)$$

В свою очередь, поле $u_m(\rho_1)$, отраженное от плоской зеркальной области σ_m с коэффициентом отражения $h_{0m}(\rho_2) = 1$, можно рассчитать по формуле

$$u_m(\rho_1) = \frac{k}{2\pi i R} \int_{\sigma_m} u_m(\rho_2) \exp \left[\frac{ik(\rho_1 - \rho_2)^2}{2R} \right] d\rho_2. \quad (6.8)$$

Тогда поле $u_n(\rho_1)$ в плоскости приемной апертуры выражается через поле $u_m(\rho_2)$ на каждой зеркальной области объекта формулой

$$u_n(\rho_1) = \frac{k}{2\pi i R} \sum_{m=1}^M \int_{\sigma_m} u_m(\rho_2) \exp \left[\frac{ik(\rho_1 - \rho_2)^2}{2R} \right] d\rho_2. \quad (6.9)$$

Преобразуем выражение (6.8) с учетом соотношений (6.3) и (6.4). Тогда

$$u_n(\rho_1) = \frac{k}{2\pi i R} \exp \left[ik \left(\frac{\rho_{2m}^2}{2R} + \frac{\rho_1^2}{2R} \right) \right] I_m^{1/2} \int_{\sigma_m} \exp \left[ik \left(\frac{\rho_{2m}\rho}{R} + \frac{\rho^2}{2R} - \frac{\rho_{2m}\rho_1}{2R} - i\Gamma_m \right) + i\Gamma_m \right] d\rho. \quad (6.10)$$

Из экспериментальных данных следует, что характерный размер l_m зеркальных областей достаточно мал и не превышает 0,1 м [39]. В этих условиях можно считать, что $kl_m^2/2R \ll \pi$ и пренебречь членом $k\rho^2/2R$ в показателе экспоненты. Обозначая через

$$\varphi_m = k\rho_{2m}^2/2R$$

и

$$D_m(\rho_{2m} - \rho_1) = \int_{\sigma_m} \exp \left[\frac{ik(\rho_{2m} - \rho_1)\rho}{R} \right] d\rho. \quad (6.11)$$

Опишем поле на приемной апертуре, отраженное от m -й зеркальной области k в виде

$$u_m(\rho_1) = \frac{k l_m^{1/2}}{2\pi i R} D_m(\rho_{2m} - \rho_1) \exp \left[ik \left(\frac{\rho_1^2}{2R} - \frac{\rho_{2m}\rho_1}{R} \right) + i(\varphi_m + \Gamma_m) \right]. \quad (6.12)$$

Функция $D_m(\rho_{2m} - \rho_1)$ фактически описывает ДН отдельной зеркальной области. В частности, если зеркальная область круглая с радиусом $f_m/2$, то

$$D_m(\rho_{2m} - \rho_1) = 2S_m J_1[kf_m(\rho_{2m} - \rho_1)/2]/[kf_m(\rho_{2m} - \rho_1)/2],$$

где S_m — площадь m -й зеркальной области.

Если зеркальная область не разрешается приемной апертурой, то можно приближенно считать, что в пределах приемной апертуры

$$D_m(\rho_{2m} - \rho_1) \approx D_m. \quad (6.13)$$

Вводя весовой коэффициент

$$A_m = \frac{k}{2\pi i R} D_m \exp\left[\frac{ik\rho_1^2}{2R}\right], \quad (6.14)$$

с учетом (6.12) — (6.14)

$$u_n(\rho_1) = \sum_{m=1}^M I_m^{1/2} A_m \exp\left[-\frac{ik\rho_{2m}\rho_1}{R} + i(\varphi_m + \Gamma_m)\right]. \quad (6.15)$$

Из этого соотношения следует, что интенсивность $I(\rho_1) = |u_n(\rho_1)|^2$, например, в точке $\rho_1 = 0$ при прочих равных условиях ($A_1 = A_2 = \dots A_m = \dots A_M = A$) максимальна при выполнении двух условий: синфазном сложении отраженных полей от зеркальных областей

$$\varphi_m + \Gamma_m = \text{const} \quad (6.16)$$

и равенстве интенсивностей лазерных пучков, подсвечивающих зеркальные области, т. е. с учетом ограничения (6.5) при

$$I_1 = I_2 = \dots I_m = \dots I_M = I_{\max}/M. \quad (6.17)$$

При этом максимально достижимая интенсивность (глобальный экстремум)

$$I(\rho_1) = |A|^2 \left(\sum_{m=1}^M I_m^{1/2}\right)^2 = |A|^2 M I_{\max}, \quad (6.18)$$

в то время как для предельно сфокусированного пучка в одну из неразрешаемых зеркальных областей

$$I(\rho_1) = |A|^2 I_{\max}, \quad (6.19)$$

что соответствует локальному экстремуму с минимальной интенсивностью.

На практике в процессе адаптивного управления величины I_m и Γ_m являются зависимыми, и выполнение условий (6.16) и (6.17), т. е. достижение глобального максимума, часто не представляется возможным. Адаптивная система, сохраняя тенденцию увеличения числа степеней свободы поля в пределах однородно-отражающего объекта сходится в один из локальных экстремумов, значение интенсивности в котором по-прежнему превышает $|A|^2 I_{\max}$.

Таким образом, традиционные (энергетические) критерии (1.25) и (1.26) позволяют фокусировать излучение лишь в пределах од-

нородно отражающего объекта в целом с некоторым произвольным распределением интенсивности в пучках. Первоначально же сфокусированный пучок распадается на несколько пучков, число которых всегда меньше числа элементов M_0 , разрешаемых передающей апертурой.

Эти же выводы справедливы и для однородно-шероховатого объекта с коэффициентом рассеяния

$$h_0(\rho_2) = \exp[i\gamma(\rho_2)], \quad (6.20)$$

где $\gamma(\rho_2)$ — некоторая реализация случайного фазового рельефа при сравнительно небольшой высоте шероховатостей $\sigma_s < 0,5\lambda$.

Эффект распада первоначально сфокусированного лазерного пучка в процессе работы адаптивной системы апертурного зондирования иллюстрируется рис. 6.2, где приведены результаты численного эксперимента при следующих характеристиках модели. Одномерный однородно отражающий объект с $\sigma_s = 0,15\lambda$ и размером l располагался в области Фраунгофера ($\lambda R/D^2 = 64$, D — диаметр передающей апертуры). На объект приходится $l/l_d = 4$ элемента разрешения, где $l_d = \lambda R/D$ — размер дифракционного пятна в плоскости объекта, определяемый шириной ДН сфокусированного пучка. В модели объект задавался совокупностью $N_{\text{то}}$ эквидистантно расположенных отражающих точек с расстоянием между ними, равным $l_{\text{то}}$, или нормированным расстоянием

$$\eta = l_{\text{то}}/l_d = l_{\text{то}}D/\lambda R. \quad (6.21)$$

Совокупность отражающих точек ведет себя как зеркальная поверхность при $\eta \leq 0,5$ и $\sigma_s \leq 0,2$.

Основные характеристики и алгоритм работы собственно модели адаптивной системы следующие. Волновым фронтом излучае-

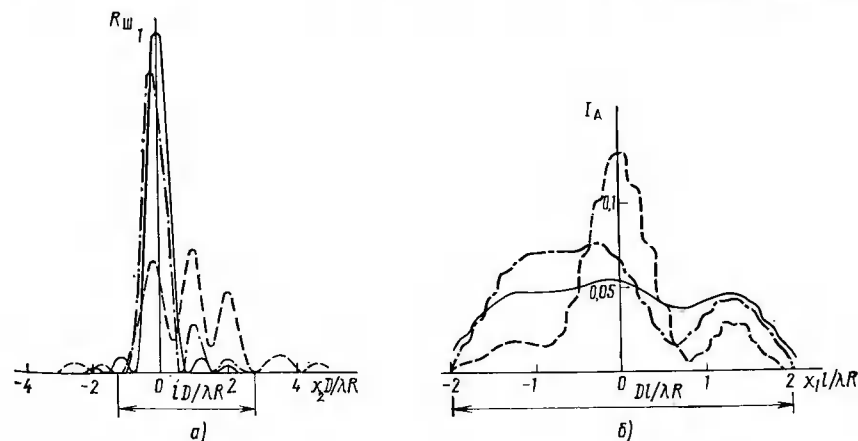


Рис. 6.2. Установившиеся распределения интенсивности в плоскости объекта (а) и в плоскости апертуры (б) при максимизации интенсивности в одной точке (—) и по приемно-передающей апертуре в целом (---); (— · —) исходный сфокусированный пучок (а) и распределение интенсивности анализируемого поля (б)

мого поля управлял корректор в виде линейной решетки из $N=25$ субапертур с поршневым движением. Это обеспечивало слабую аподизацию функции отражения исследуемых объектов ДН субапертуры. Пробные возмущения на каждой субапертуре, как правило, варьировались от итерации к итерации как $\Phi_{он}/n$ ($\Phi_{он}=1,57$ рад, n — номер итерации). Выбранный алгоритм соответствовал временному методу разделения пробных возмущений. На данной итерации пробные возмущения поочередно вносились в каждую субапертуру: найденный оптимальный фазовый сдвиг, соответствующий максимуму анализируемого функционала интенсивности, фиксировался в субапертуре. Итерация заканчивалась установкой последней субапертуры в оптимальное состояние. Эта модель системы апертурного зондирования лежит в основе модели адаптивных систем фокусировки и формирования изображений, рассматриваемых в этой главе. Последние отличаются только анализируемыми функционалами интенсивности, которые регистрируются в плоскости апертуры или плоскости изображения. В данном случае интенсивность отраженного сигнала измерялась в плоскости приемно-передающей апертуры.

Аберрации оптического тракта и телескопа вводились равномерным распределением фаз на субапертурах в интервале $[-\pi/a, \pi/a]$, где a — некоторая постоянная. Начальное поле подсветки (широкий луч) формировалось введением в субапертуры случайных фаз, распределенных равномерно в интервале $[-\pi, \pi]$. Фазовые возмущения среды создавались независимо на каждой субапертуре как случайный нормальный процесс с нулевым средним и со среднеквадратическим значением σ_φ . Исходный сфокусированный пучок на рис. 6.2, а получен при синфазном начальном распределении в предположении оптически однородной среды ($\sigma_\varphi = 0,01$). В плоскости приемно-передающей апертуры ему соответствует один спекл (на рис. 6.2, б) с характерным максимальным размером $r_{sm} \approx \lambda R/l_d = D$.

Установившиеся в процессе адаптации распределения интенсивностей в плоскости объекта и апертуры отличаются в зависимости от размеров используемой приемной апертуры, регистрирующей интенсивность отраженного сигнала. Образовавшиеся при этом лазерные пучки в плоскости объекта характеризуются прежде всего разными уровнями интенсивности в максимумах. Различно и их число в пределах объекта. Это связано с существенными различиями в распределении анализируемой интенсивности. Если используется точечный приемник ($x_1=0$), т. е. максимизируется интенсивность $I_1 = I(x_1=0)$ в одной (центральной) точке приемно-передающей апертуры, то распределение интенсивности в этой плоскости (штриховая кривая на рис. 6.2, б) имеет также один ярко выраженный спекл, но уже с размером $r_{sd} = \lambda R/l \approx D/4$ в четыре раза меньшим, чем при исходном распределении. В этом случае сформированные в процессе адаптации лазерные пучки практически заполняют всю область l , занимаемую объектом. Если же максимизируется интегральная интенсивность

$$I_2 = \int_{-D/2}^{D/2} I(x_1) dx_1, \quad (6.22)$$

регистрируемая приемником в пределах размера передающей апертуры D (условие согласования области анализа с размером передающей апертуры или, что эквивалентно, с шириной принимаемого отраженного пучка при его предельной фокусировке на объекте, является достаточно жестким и делает эффективным энергетический критерий (6.22), что видно из рис. 6.2), то в стационарном состоянии наблюдается интерференционная картина уже с несколькими спеклами. В данном случае с двумя спеклами, изображенными на рис. 6.2, б штрихпунктирными линиями. При этом размер спекла с большей интенсивностью $r_s = \lambda R/l'$ определяется областью l' в плоскости объекта, от которой отражаются два наиболее интенсивных лазерных пучка.

Примерно такой же характер распределения интенсивности можно наблюдать, если исходный пучок существенно искажен случайно-неоднородной средой или аберрациями телескопа. В этом случае при использовании традиционных критериев адаптивной фокусировки излучаемое поле стягивается в пределы однородно отражающего объекта. В установившемся режиме оно также состоит из отдельных пучков с произвольным распределением интенсивности в их максимумах. Следовательно, для эффективной фокусировки излучения на зеркальные и однородно-шероховатые объекты и поверхности необходим поиск новых методов и критериев, которые и будут рассмотрены далее.

Если протяженный объект имеет множество бликов (каждый из которых не разрешается передающей апертурой) с различающимися комплексными коэффициентами отражения h_m вида (5.2), то при реализации методов фазового сопряжения или апертурного зондирования излучаемое поле конвергируется (фокусируется) на самом ярком блике (блестящей точке) объекта [139]. Этот эффект известен также как эффект «перемножения» изображений (подробнее см. в гл. 5). В данном случае он позволяет эффективно решить поставленную задачу адаптивной фокусировки лазерного излучения на протяженный объект.

6.2. ЭФФЕКТЫ «ПЕРЕМНОЖЕНИЯ» И «КОНСЕРВАЦИИ» ИЗОБРАЖЕНИЙ

Эффект «перемножения» изображений является основным препятствием при получении когерентных изображений протяженных объектов в адаптивных ЛСВ с управлением излучаемым и принимаемым полями. Управление излучаемым полем в ЛСВ позволяет компенсировать фазовые искажения прямого канала и улучшать его энергетику за счет сжатия широкого освещающего луча до размеров объекта (адаптация к форме объекта). Рассмотрим более подробно возможности адаптивной фазовой компенсации и

сжатия (фокусировки) пучка до размеров объекта в адаптивных ЛСВ с управлением излучаемой волной на основании традиционных критериев, например, вида (1.36), повышающих только резкость изображения. В таких ЛСВ трудно формировать качественное изображение даже при известной форме объекта из-за необходимости обеспечения однородности поля, адаптировавшегося к структуре объекта.

Для многобликового или кластерного объекта, состоящего из отдельных точечных объектов ($\eta > 1$) с доминирующим по яркости бликом (объектом), переход к анализу интенсивности в некоторой области плоскости изображения и использование функционалов, максимизирующих резкость изображения, приводят к некоторым особенностям процесса конвергенции излучаемого поля. Эти особенности прежде всего появляются при расположении блестящих точек кластерного объекта на расстояниях друг от друга, меньших двойного интервала разрешения ($\eta \leq 2$). При нахождении объекта в области Фраунгофера и когерентном отражении блестящими точками подсвечивающего поля может нарушаться действие механизма «перемножения», как будет показано далее, и после первой — второй итерации форма распределения интенсивности излучаемого поля (диаграмма направленности) и наблюдаемое изображение остаются неизменными. Это связано с особенностями разрешения точечных отражателей, разнесенных на интервалы, близкие к интервалу разрешения, в когерентных системах [25, 50] и, как следствие, с появлением в адаптивных системах локальных экстремумов в максимизируемом функционале резкости. Следовательно, для кластерного объекта с «особенной» конфигурацией неоднородно отражающих точек, как и для однородно отражающих объектов, например зеркальных поверхностей, максимизация функционалов резкости ведет к «стягиванию» энергии подсвечивающего поля лишь в пределах отражающей поверхности или на всех блестящих точках. При малых уровнях фазовых искажений в адаптивных оптических системах и при однородном начальном освещении объекта в плоскости наблюдения сохраняется изображение такого кластерного объекта.

Совершенно другой физический механизм лежит в основе эффекта «консервации» изображения в условиях, когда становятся заметными явления интерференции главных и вторичных максимумов дифракционных изображений блестящих точек объекта [53]. Этот эффект важен при разработке методов получения изображений, основанных на максимизации функционалов резкости и энтропии излучаемого поля (см. § 6.4).

Рассмотрим особенности действия взаимосвязанных эффектов «перемножения» изображения и конвергенции излучаемого поля на самой яркой точке кластерного объекта при максимизации функционалов резкости. Ограничимся одномерной моделью адаптивной оптической решетки 1 (апертуры), полупрозрачного зеркала 2, турбулентной среды 3, объекта 4 и его изображения в плоскости 7, формируемого линзой 6 (рис. 6.3). Адаптивная структу-

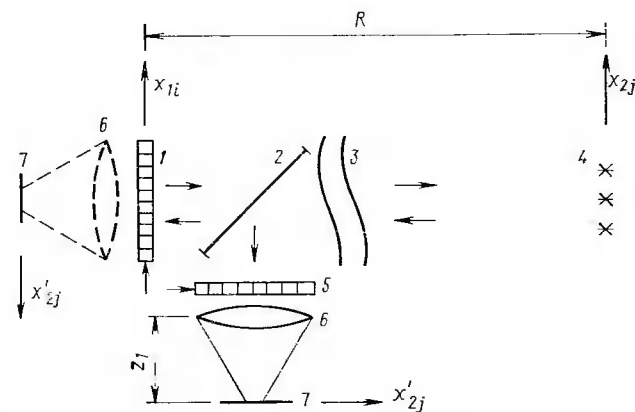


Рис. 6.3. Оптическая схема адаптивной системы формирования изображения с управлением излучаемым и принимаемым полями

ра образована N квадратными или круглыми субапертурами с поршневым движением и линейным размером d , не превышающим интервала пространственной корреляции фазовых искажений. Объект состоит из M блестящих точек, разнесенных на различные расстояния друг от друга с комплексными функциями отражения

$$h_i = h(x_{2j}) = c_j \exp(i\gamma_j),$$

где c_j и γ_j — соответственно коэффициенты отражения и приведенные фазы блестящих точек. Фазовые искажения, вносимые случайно-неоднородной средой 3, в обратном канале компенсируются корректором 5.

В традиционных системах фазового сопряжения и апертурного зондирования (с анализом интенсивности в плоскости апертуры, например, определяемой (5.31)) после n итераций излучаемое поле сходится на самой яркой точке, т. е. с учетом (5.36)

$$u_n(x_{2k}) = D_0^n(x_{2k}) / |h(x_{2k})|^n = D_{0k}^n c_k^n \quad (6.23)$$

Следует заметить, что поле сходится на наиболее яркую точку с эквивалентным коэффициентом отражения $D_0(x_{2k})c(x_{2k})$, т. е. роль аподизации функции отражения блестящих точек ДН отдельной субапертуры $D_0(x_{2j})$ значительна (при соизмеримых размерах объекта и ширины ДН).

Переход к анализу интегральной интенсивности в плоскости изображения линзы 6 (рис. 6.3) с учетом соотношения (1.22), в котором — $z_1/R = 1$, и с использованием функционала резкости типа

$$R_1 = \sum_{j=1}^M |u_n(x'_{2j})|^2 \equiv \sum_{j=1}^M |u_{n-1}(x_{2j}) h(x_{2j})|^2 = \sum_{j=1}^M |u_{n-1}(x_{2j})|^2 c_j^2 \quad (6.24)$$

также позволяет обрабатывать и максимизировать сумму коэффициентов отражения c^2 (но, в отличие от (5.31), без перекрестных

членов $c_j c_k$ с варьируемым от итерации к итерации сомножителем $|u_{n-1}(x_{2j})|^2$. В этом случае метод максимизации функционалов резкости, как и традиционный, эквивалентен методу фазового сопряжения. Можно ожидать, что в результате дальнейших итераций излучаемое поле конвергируется на самую яркую точку или область объекта, т. е. глобальный максимум R_1 соответствует состоянию конвергенции излученного поля. Действительно, максимум функционалов интенсивности (5.31) и (6.24) при ограничении $\sum_j |u_{n-1}(x_{2j})|^2 = \text{const}$, вытекающем из закона сохранения энергий излучаемого поля, достигается при таком распределении его интенсивности в плоскости объекта на n -й итерации, когда

$$\sum_{j=1}^M |u_n(x_{2j})|^2 D_0^{2n}(x_{2j}) c_j^{2n} \approx (D_0 c_k)_{\max}^{2n} N^2 I_0, \quad (6.25)$$

т. е. при конвергенции излучаемой волны на наиболее яркой точке объекта с учетом аподизации ее величиной $D_0(x_{2k})$. Здесь I_0 — интенсивность поля на оси пучка в плоскости объекта от отдельной субапертуры.

Следовательно, при анализе функционалов резкости в плоскости изображения наблюдается эффект сходимости излучаемого поля, который реализуется в результате многоитерационного процесса через механизм, близкий к механизму «перемножения» изображений.

Значительный интерес представляют особенности протекания этого процесса при разнесении точек на различные расстояния $l_{\tau 0}$ (или нормированные расстояния η , определяемые формулой (6.21)), в частности на расстояния, близкие к интервалу разрешения ($\eta \sim 1$), а также при влиянии различных факторов. Рассмотрим эти особенности, используя результаты исследования адаптивной системы видения на модели, в основе которой лежит оптическая схема на рис. 6.3. Основные характеристики исследуемой модели те же, что и в рассмотренном численном эксперименте по адаптивной фокусировке. В процессе моделирования регистрировалось нормированное относительно максимального значения распределение интенсивности в плоскости объекта $z=R-(I_j)$ и в плоскости изображения $z_1=R(I_j)$ линзы 6 с приведенным фокусным расстоянием $f_n=R$ или $f_n \rightarrow \infty$, устанавливаемой после корректора 5 (в некоторых случаях после корректора 1). При обработке максимизировались функционалы резкости

$$R_2 = \int_{\Omega_x} M(x'_2) J(x'_2) dx'_2, \quad (6.26)$$

$$R_3 = \int_{\Omega_x} M(x'_2) J^2(x'_2) dx'_2 \quad (6.27)$$

и использовались маски в области анализа

$$M_1(x'_2) = \sum_i \delta(x'_2 - x'_{2j}), \quad (6.28)$$

$$M_2(x'_2) = 1. \quad (6.29)$$

Здесь Ω_x — внешний контур области, занимаемой изображением кластерного объекта. Среда 3 (рис. 6.3) предполагалась оптически однородной.

Преимущественно исследовались объекты кластерного типа, состоящие из M точек, расположенных на различных расстояниях друг от друга. Объект находился в зонах Френеля ($\lambda R/D^2 \approx 0,64$) и Фраунгофера ($\lambda R/D^2 = 64$).

Эффект конвергенции в адаптивных системах видения ярко выражен при разнесении блестящих точек на несколько интервалов разрешения ($\eta = l_{\tau 0} D / \lambda R \gtrsim 2$).

Динамика процесса конвергенции излучаемого поля на наиболее яркую точку объекта, находящегося в зоне Фраунгофера и состоящего из трех эквидистантно расположенных точек ($\eta = 2,5$) и соответственно процесса формирования изображения этой точки, иллюстрируется рис. 6.4. Вертикальными линиями здесь и далее везде в плоскости изображения показаны относительные угловые координаты расположения блестящих точек и значения их коэффициентов отражения c_j ($c_1^2 = 0,25$; $c_2^2 = 0,56$; $c_3^2 = 1$). На рис. 6.4, а штриховой линией показано идеальное изображение объекта, полученное при подсветке квазиплоской волной, а на рис. 6.4, б — распределение интенсивности в плоскости изображения линзы, устанавливаемой после корректора 1. Некоторая деформация исходного реального изображения в отсутствие помех ($\sigma_\varphi = 0,01$ рад) обусловлена неоднородностью начального освещающего поля.

Можно видеть, что после первой итерации форма подсвечивающего пучка достаточно близка к исходному изображению, что свидетельствует о фазовом сопряжении излучаемого и принимаемого полей в плоскости апертуры при максимизации функционала резкости R_2 (6.26) с маской вида (6.28). После второй итерации излучаемое поле практически сошлось на наиболее яркой точке, а нормированные распределения интенсивности в плоскостях объекта и изображения совпадают. На шестой итерации процесс конвергенции закончился, и в плоскости изображения наблюдается дифракционное изображение наиболее яркой точки (изображения остальных точек полностью дискриминированы). Особенностью дифракционного изображения, наблюдаемого после корректора 1, является смещение его в центр фокальной плоскости вследствие компенсации наклона волнового фронта и сужение до ширины $0,5 \dots 0,75 \lambda/D$ (штриховая зависимость на рис. 6.4, б).

Практический интерес представляет поведение процесса сходимости при интервалах разнесения ($\eta \sim 1$), соизмеримых с интервалом разрешения адаптивной системы, и различных фазовых соотношениях блестящих точек γ_j и начального подсвечивающего поля Γ_{0j} при расположении объекта в зоне Фраунгофера. Моделирование для конфигурации когерентно и некогерентно отражающих точек, расположенных на расстояниях в 1,5 интервала разрешения друг от друга, не показало существенного различия в скорости

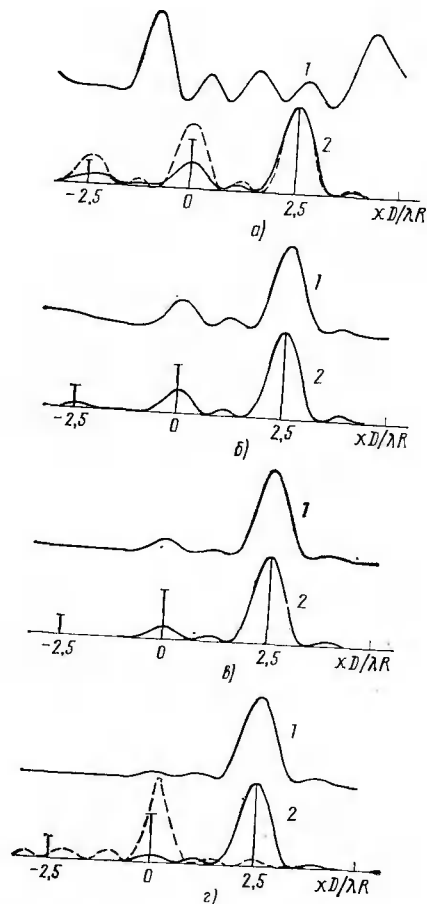


Рис. 6.4. Распределения интенсивности: исходные (а), после первой (б), второй (в) и шестой (з) итерации при конвергенции подсвечивающего поля (1) и «перемножения» изображений (2)

сходимости и степени дискриминации менее ярких точек. Но, в отличие от предыдущей конфигурации (рис. 6.4), не полностью подавляется блестящая точка с коэффициентом отражения $c_2^2 = 0,56$ как в поле подсветки, так и в изображении (при $\gamma_i + \Gamma_{0i} = \{0, \pi, 0\}$ максимум интенсивности на ней составляет 1/4 максимума на наиболее яркой точке). Применение функционала резкости R_3 в этом

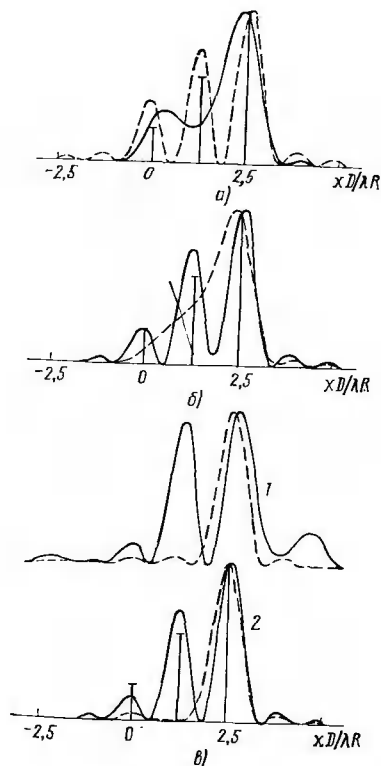


Рис. 6.5. Распределения интенсивностей в плоскости изображения при начальной подсветке квазиплоской волной ($\Gamma_{0i} = \{0, 0, 0\}$) (а); при начальной реальной подсветке ($\Gamma_{0i} \approx \{0, \pi, 0\}$) (б); после шестой итерации (в); 1 — распределение интенсивности в плоскости объекта и при относительных фазах блестящих точек $\gamma_i = \{0, 0, 0\}$ (—) и $\gamma_i = \{0, \pi, 0\}$ (---)

случае почти в два раза увеличивает скорость сходимости и полностью дискриминирует менее яркие точки.

Дальнейшее уменьшение относительного углового расстояния между точками до $\eta = 1,25$ (рис. 6.5) приводит к нарушению механизма «перемножения» изображений для некогерентно-отражающих точек с $\gamma_i = \{0, 0, 0\}$, ($\Gamma_{0i} + \gamma_i = \{0, \pi, 0\}$) и полной конвергенции излучаемого поля для отражающих точек с относительными фазами $\gamma_i = \{0, \pi, 0\}$ и $\Gamma_{0i} + \gamma_i = \{0, 0, 0\}$. Распределение интенсивности в плоскости изображения при реальной подсветке (рис. 6.5, б) свидетельствует о том, что относительные фазы Γ_{0i} первоначально подсвечивающего поля на блестящих точках примерно равны $\{0, \pi, 0\}$. При $\Gamma_{0i} + \gamma_i = \{0, \pi, 0\}$ система, начиная уже с первой итерации, находится в локальном экстремуме, который соответствует несколько деформированному изображению блестящих точек. Следовательно, в области разнесения точек $\eta \leq 1,5$ максимизируемый функционал резкости R_2 становится многоэкстремальным (в определенных ситуациях).

Практическое значение для ослабления механизма «перемножения» изображений имеет устойчивый эффект «консервации» элементов изображения при расположении объекта в области Френеля [53]. В этом случае для дифракционных изображений блестящих точек (плоскость наблюдения находится на расстоянии $z_1 = R$, фокусное расстояние линзы $f_{\lambda} \rightarrow \infty$) заметны вторичные максимумы, которые для интервалов разнесения $\eta = 1,25$ частично перекрываются с главными максимумами соседних точек. Наблюдаемая интерференция главных и вторичных максимумов видоизменяет анализируемый функционал резкости (6.26).

Действительно, положение вторичных максимумов в дифракционном изображении каждой точки определяется корнями уравнения [86] $\tan \beta = 0$, которые асимптотически приближаются к значениям $\beta = (2m+1)\pi/2$, где m — целое число, $\beta = kxD/2R = = \pi(x/R)/(\lambda/D)$ (например, при $m=1$, $\beta = \pm 1,43\pi$, а при $m=2$, $\beta = \pm 2,459\pi$ и т. п.). Тогда условие точного совмещения главного максимума дифракционного изображения одной точки $x_{1r}(x_{2r})$ с наиболее интенсивным вторичным ($m=1$) максимумом дифракционного изображения второй точки $x_{2b}(x_{1b})$

$$x_{1r} = x_{2b} = \beta(\lambda/D)R/\pi + x_{2r} = 1,43\lambda R/D + x_{2r},$$

$$x_{2r} = x_{1b} = -\beta(\lambda/D)R/\pi + x_{1r} = -1,43\lambda R/D + x_{1r},$$

т. е. блестящие точки на объекте должны быть расположены на расстоянии $\eta = 1,43$ (в относительной угловой мере). Поскольку ширина главных и вторичных максимумов конечна, их эффективное перекрытие происходит в диапазоне значений $\eta = 1,1 \dots 1,6$.

Особенно значительными становятся вторичные максимумы при расположении наблюдаемого точечного объекта в зоне Френеля, в плоскости $z_1 = R$, когда линза б заменена диафрагмой (рис. 6.3), что эквивалентно использованию изображающей линзы с фокусным расстоянием $f_{\lambda} \rightarrow \infty$. Степень перекрытия и относительные значения главных и вторичных максимумов при получении дифрак-

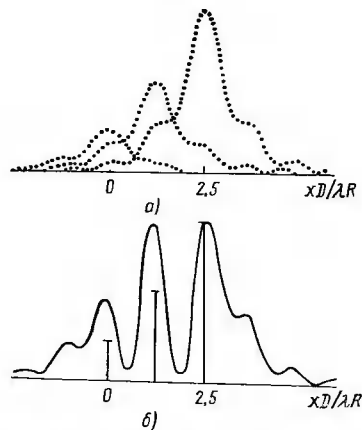


Рис. 6.6. Дифракционное изображение каждой блестящей точки (а) и объекта в целом (б)

ционных изображений каждой точки в отдельности для исследуемого кластерного объекта ($\eta=1,25$) можно оценить из рис. 6.6, а. Для изображения каждой точки отношение главного максимума к наиболее интенсивному вторичному $a^2 = I_b/I_r \approx 0,3$ (в плоскости изображения линзы с приведенным фокусным расстоянием $f_L=R$ весовой коэффициент $a^2 \approx 0,09$). Получаемое при этом изображение объекта в целом в зоне Френеля с учетом фазовых соотношений показано на рис. 6.6, б.

Эффект «консервации» изображения иллюстрируется рис. 6.7. При разнесении точек на несколько интервалов разрешения (это соответствует условию слабой интерференции их дифракционных изображений, рис. 6.7, а) и анализе функционала резкости R_2 в любой плоскости изображающей линзы по-прежнему излучаемое поле хорошо сходится на наиболее яркой точке. При иной конфигурации точек (рис. 6.7, б) с достаточно сильной интерференцией дифракционных изображений соседних точек (см. также рис. 6.6, а) в конвергирующем поле появляются не полностью дискриминированные максимумы, подсвечивающие менее яркие точки. Как следствие, в распределении интенсивности образа достаточно хорошо подчеркнуты элементы изображения, особенно при анализе функ-

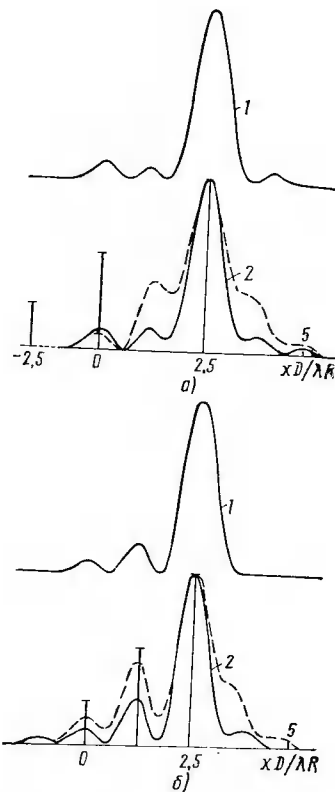


Рис. 6.7. Установившиеся распределения интенсивностей излучаемого поля в плоскости объекта (1) и анализируемого поля (2) в плоскости наблюдения $z_1=R$ при использовании формирующей линзы с фокусным расстоянием $f_L=R$ (—) и $f_L \rightarrow \infty$ (---) и $\eta=2,5$ (а), $\eta=1,25$ (б)

ционала резкости (6.26) в случае формирования изображения без линзы ($f_L \rightarrow \infty$). Тогда вес интерференционного члена в функционале резкости ($M=2$)

$$R_2 = \sum_{m=1}^2 J_m (1 + a^2) + 4a \cos \Delta\varphi \left(\prod_{m=1}^2 J_m \right)^{1/2} = \sum_{m=1}^2 I_m c_m^2 (1 + a^2) + 4a \cos \Delta\varphi \prod_{m=1}^2 c_m \left(\prod_{m=1}^2 I_m \right)^{1/2} \quad (6.30)$$

становится существенным ($a \approx 0,55$). Действия резкостного (энергетического) и интерференционного членов при максимизации видоизмененного функционала резкости (6.30) совершенно различны. Первый, максимизируя падающее излучение на объект, «стягивает» его энергию на наиболее яркой точке, второй, поскольку он достигает максимума при $I_1=I_2$ ($\sum_{m=1}^2 I_m = \text{const}$), кроме «стягивания» стремится распределить энергию или интенсивность падающего излучения между блестящими точками.

С позиции теории информации это эквивалентно максимизации энтропии как меры неопределенности излучаемого поля в плоскости объекта [12]. Так как эти члены входят с разными весами в функционал (6.30), то доминирует, особенно при использовании линзы с $f_L=R$, резкостная (энергетическая) функция. С увеличением веса интерференционного члена распределение интенсивности ($f_L \rightarrow \infty$) приближается к реальному изображению (ср. с рис. 6.6, б).

Эффект «консервации» трудно непосредственно использовать для получения неискаженных изображений в адаптивных системах видения. Однако он позволяет сформулировать пути конструирования информационно-энергетических критериев или критериев резкостно-энтропийного типа (см. § 6.6), при использовании которых эту задачу можно решить, т. е. прежде всего ослабить механизм «перемножения» изображений. Этими свойствами в полной мере обладают как произведение интенсивностей (максимум при этом не смещается), так и логарифмическая функция $F_1 = \sum \ln J_m$, которая сочетает в себе энтропийные (информационные) и резкостные (энергетические) свойства. Следовательно, получение и адаптивная коррекция изображений в ЛСВ с управлением излучаемым и принимаемым полями связаны с максимизацией функционалов интенсивности, сочетающих в себе энергетические и энтропийные свойства и позволяющих формировать однородные поля и пучки, т. е. поля с одной или несколькими степенями свободы [53].

6.3. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ О ФОРМЕ ИЗЛУЧАЕМЫХ ПУЧКОВ

Перспективными методами парирования взаимообусловленных явлений «перемножения» изображений и конвергенции излуча-

емых пучков и получения высококачественных изображений в адаптивных системах видения являются методы, основанные на введении информации о распределении интенсивности управляемых полей подсветки в максимизируемые функционалы. Две группы таких методов отличаются способом использования этой информации при конструировании модифицированных функционалов резкости и функционалов резкостно-энтропийного типа.

Методы первой группы предполагают измерение интенсивности поля подсветки в плоскости изображения линзы 1 (рис. 6.8) или в другой плоскости наблюдения и введения измеренной информации в традиционную функцию резкости, анализируемую в плоскости изображения линзы 3. Один из адаптивных методов получения изображения заключается в максимизации (на n -й итерации) модифицированной функции резкости $R_m = \sum_{i=1}^{N_s} (J_{i,n} K_{i,n-1})^i$, $i=1,2$, где N_s — число регистрируемых элементов изображения; $J_{i,n}$ — интенсивность принимаемого поля в i -м элементе изображения; $K_{i,n-1}$ — коэффициент усиления яркости в i -м элементе, обратно пропорциональный нормированному распределению интенсивности подсвечивающего поля на предыдущей итерации:

$$K_{i,n-1} = K_0 (I_{i,n-1})_{\max} / I_{i,n-1}. \quad (6.31)$$

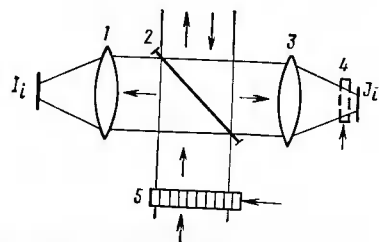
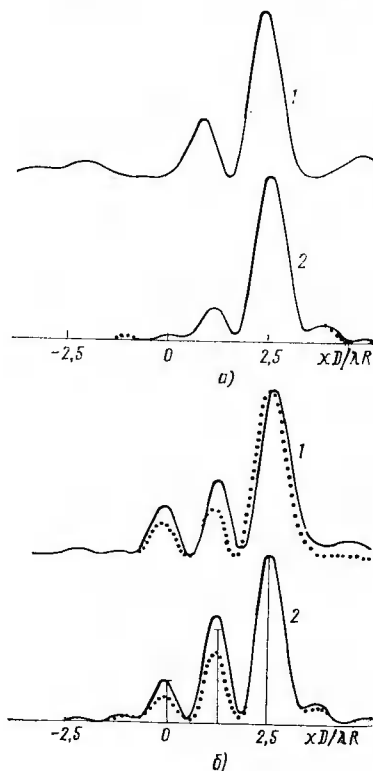


Рис. 6.8. Оптическая часть схемы адаптивной системы видения: 1, 3 — тонкие линзы; 2 — полупрозрачное зеркало; 4 — маска с управляемым пропусканием; 5 — корректор

Рис. 6.9. Распределение интенсивностей освещающего поля (1) и поля в плоскости изображения (2) после первой (а) и шестой (б) итераций для различных областей анализа (масок):

$$M_1(x'_2) = \sum_{m=1}^M \delta(x'_2 - x'_{2m}); \dots M_2(x'_2) = 1$$



Под итерацией здесь, как и ранее, понимается процесс поочередного введения пробных и корректирующих воздействий в каждую субапертуру, многократно повторяемых расчетов полей в плоскостях наблюдения и измерения максимизируемых функционалов.

Действительно, если обратиться к формуле (1.22), то можно видеть, что в плоскости изображения при малых искажениях среды анализируется интенсивность, пропорциональная интенсивности отраженного поля, т. е. $J_{i,n} \equiv K I_{i,n-1} c_i^2$. Следовательно, при адаптивном управлении пропусканием масок 4 (рис. 6.8) на каждой итерации или коэффициентами усиления в каждом канале в соответствии с (6.31) принимаемая интенсивность в плоскости изображения (или регистрируемый сигнал в электронной части схемы)

$$J_{i,n} K_{i,n-1} = K K_0 (I_{i,n-1})_{\max} c_i^2 \equiv |h_0(x_{2i})|^2$$

будет пропорциональна квадрату модуля комплексной функции отражения объекта, т. е. в фокальной плоскости линзы 3 (рис. 6.8) формируется его изображение, и эффект «перемножения» изображений отсутствует. Технически этот метод нетрудно реализовать, применяя автоматическую регулировку усиления в каждом элементе изображения в оптико-электронной или электронной частях схемы.

Работоспособность рассмотренного метода была продемонстрирована моделированием на ЭВМ (рис. 6.9). Объект из трех разрешаемых точек ($M=3$, $\eta = I_{\text{то}} D / \lambda R = 1,25$) находился в области Френеля. Максимизировалась модифицированная функция резкости

$$R_m = \int_{\Omega_x} M_i(x'_2) J(x'_2) K(x'_2) dx', \quad i=1, 2,$$

где Ω_x — внешний контур образа кластерного объекта, $K(x'_2)$ — коэффициент нормировки, определяемый (6.31). При анализе использовались маски $M_i(x'_2)$ вида (6.28) и (6.29). Соответствующие им распределения интенсивностей показаны сплошной и точечной линиями на рис. 6.9. Из рис. 6.9, а видно, что после первой итерации обозначился процесс конвергенции подсвечивающего поля на наиболее яркую точку ($c_3^2=1$). Однако уже после третьей итерации распределение интенсивностей в плоскостях изображения линз 1 и 3 (см. рис. 6.8) близки к структуре дифракционного изображения, и оно в дальнейшем сохраняется. После шестой итерации практически прекращается абсолютный рост интенсивности подсвечивающего поля и восстанавливается изображение. Увеличение области анализа приводит к некоторой деформации полученных изображений (рис. 6.9, б). В частности, максимум дифракционного изображения блестящей точки с $c_1^2=0,25$ при $M_2(x'_2)=1$ соизмерим с дифракционным фоном (см. точечную кривую).

Рассмотрим процедуру анализа интенсивности в плоскости $z_1=R$ при $f_{\lambda z} \rightarrow \infty$, когда существенную роль начинает играть ин-

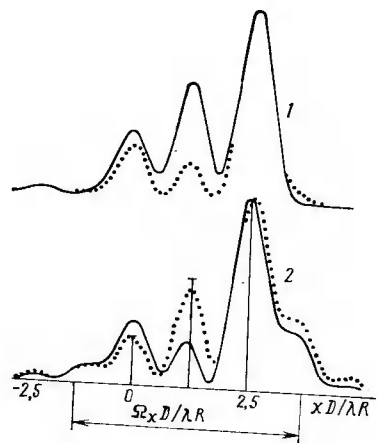


Рис. 6.10. Распределение интенсивностей в плоскости объекта (1) и в плоскости наблюдения изображающей линзы (2) после третьей (—) и пятой (---) итераций

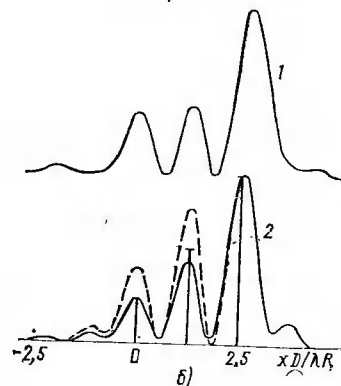
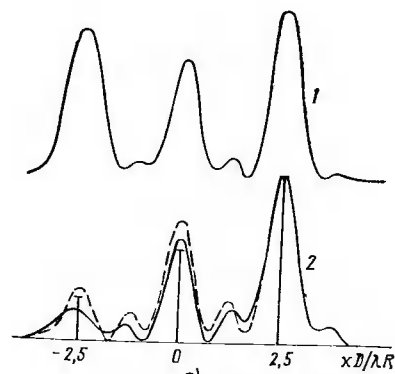


Рис. 6.11. Установившиеся распределения интенсивности в плоскости объекта (1) и в плоскости изображения (2) для различных расстояний между точками $\eta = 2,5$ (а) и $\eta = 1,25$ (б)

терференция главных и вторичных максимумов дифракционных изображений соседних блестящих точек ($\eta \approx 1,1 \dots 1,6$). В этом случае наблюдается эффект «динамической перекачки» изображения из плоскости объекта (плоскости изображения линзы 1 на рис. 6.8) в плоскость изображения линзы 3 и обратно, что иллюстрируется рис. 6.10. При анализе использовалась маска $M_2(x'_2) = 1$ и область с относительным размером $(\Omega_x/R)/(\lambda/D) = 5$. Как видно из зависимости 1, после третьей итерации в плоскости объекта или в фокальной плоскости линзы 1 (см. рис. 6.8) с приведенным фокусным расстоянием $f_{\lambda 1} = R$ распределение интенсивности близко к структуре дифракционного изображения. После пятой итерации изображение перекачивается в плоскость наблюдения линзы 3 (зависимость 2 на рис. 6.10), а после восьмой итерации оно снова наблюдается в плоскости объекта. При этом нормированные распределения интенсивностей в плоскости объекта после третьей и восьмой итераций практически совпадают, а в плоскости изображения отличаются.

Анализируемые результаты получены в условиях незначительных фазовых искажений прямого и обратного каналов. Очевидно, что рассматриваемый метод направлен прежде всего на ослабле-

ние эффекта «перемножения» изображений и рационального использования энергии излучаемого поля при получении изображения объекта, а также на адаптивную коррекцию aberrаций телескопа и не позволяет компенсировать фазовые искажения среды. Для адаптивного восстановления изображения объекта в условиях фазовых искажений среды в адаптивные системы необходимо вводить дополнительные контуры коррекции искаженных волновых фронтов принимаемого поля. При технической реализации метода предъявляются высокие требования к точности установки (и юстировки) оптических элементов (прежде всего, линз и матриц фотодетекторов) в различных направлениях регистрации излучаемого и принимаемого полей.

Вторая группа методов связана с созданием световых пучков (как излучаемых, так и принимаемых) определенной формы, которые позволяли бы получать высококачественное изображение объекта. Они основаны на максимизации новых функционалов, максимизирующих наряду с энергетическими характеристиками (резкостью) еще и энтропию излучаемого (или принимаемого) поля. Один из путей построения таких функционалов дает эффект «консервации» изображения (см. § 6.2).

Рассмотрим возможные методы получения изображений при максимизации резкости и энтропии излучаемого или принимаемого поля. Если максимизируется энтропия принимаемого поля в некоторой априорно оцененной области анализа наряду с максимизацией его интенсивности, что позволяет выполнить условие $\int I(x_2) dx_2 = \text{const}$, то это эквивалентно выравниванию максимумов интенсивности дифракционных изображений точек, т. е. после n итераций

$$J_n(x'_{21}) = J_n(x'_{2m}) = \dots = J_n(x'_{2u}) \approx \text{const}. \quad (6.32)$$

Покажем, что это в условиях малых фазовых искажений соответствует формированию изображения в уходящей волне. Действительно, чтобы выполнялось условие (6.32), отраженное поле в плоскости объекта после $(n-1)$ -й итерации $u_{\text{отр}} = u_{n-1}(x_{2m}) \times h_0(x_{2m}) = \text{const}$, а интенсивность поля подсветки $I_{n-1}(x_{2m}) = |u_{n-1}(x_{2m})|^2 = |u_{\text{max}}|^2_{n-1} |h_0(x_{2m})|^2$ должна быть обратно пропорциональна квадрату модуля комплексной функции отражения блестящих точек. Следовательно, при небольших искажениях в фокальной плоскости линзы 1 (см. рис. 6.8) формируется изображение с «обратным» распределением интенсивности. Реальное распределение нормированной интенсивности легко восстановить, используя коэффициент усиления вида (6.31). Тогда

$$I_{n-1} \text{ восст} = K_0 K_n(x_{2m}) = |h_0(x_{2m})|^2 = c_m^2,$$

где $c_m = c(x_{2m})$ — действительный коэффициент отражения m -го точечного объекта.

Наконец, при подсветке блестящих точек объекта в установившемся режиме излучаемым пучком в виде парциальных лучей, максимум которых

$$I_n(x_{21}) = \dots = I_n(x_{2m}) = \dots = I_n(x_{2u}) = \text{const}, \quad (6.33)$$

в соответствии с выражением (1.22) в фокальной плоскости линзы 3 (см. рис. 6.8) формируется изображение объекта ($x_{2m} \equiv x_{2m}$)

$$J_n(x_{2m}) = I_n(x_{2m}) c^2(x_{2m}) \equiv \text{const} \cdot c_m^2.$$

Эффективность получения изображения объекта максимизацией функционала резкостно-энтропийного типа в виде произведения интенсивностей или эквивалентного ему аддитивного функционала $S_1 = F_1 = \sum_{m=1}^M \ln J_m$ иллюстрируется рис. 6.11. Моделирование производилось в условиях, при которых наблюдался эффект «консервации» изображений. Объект находился в области Френеля.

При анализе использовалась маска вида $M_1(x'_2) = \sum_m \delta(x'_2 - x_{2m})$.

Штриховые зависимости характеризуют изображения, получаемые при освещении объекта плоской волной. Для конфигурации точек на рис. 6.11,а (расстояние между точками превышает двойной интервал разрешения) максимумы многолучевой ДН адаптивной апертуры в установившемся режиме (после шестой итерации) практически равны. Изображение 2 близко к получаемому при дифракционном ограничении. Для объекта с конфигурацией точек, изображенного на рис. 6.11,б, максимумы подсвечивающего поля 1 «выравнены» с учетом необходимых фазовых соотношений (близких к 0, π , 0) между блестящими точками для их разрешения и явления незначительной интерференции дифракционных изображений точек. Сформированное при этом изображение 2 в большей степени соответствует распределению отражательной способности блестящих точек, чем получаемое при когерентной подсветке.

Максимизация энтропии световых пучков, наряду с повышением резкости изображения, позволяет не только скомпенсировать фазовые искажения, но и получить ряд положительных свойств в адаптивных ЛСВ. Во-первых, снижаются требования к априорной информации о форме объекта, а также к энергетике подсвечивающего поля (или увеличивается дальность видения) за счет согласования в установившемся режиме ширины и формы луча подсветки с формой объекта. При этом используются различия в энергетических характеристиках или дальностях действия ЛСВ в режимах обнаружения и видения (получения высококачественного оптического изображения объекта). Например, при одинаковых условиях наблюдения (вероятность правильного обнаружения $D=0,9$, вероятность ложной тревоги $F=10^{-2}$) дальность видения объекта в два—три раза меньше дальности его обнаружения [26]. Кроме того, адаптивная ЛСВ захватывает объект и сходится на нем при отношении сигнал-шум порядка 1 (см. § 5.3). Поэтому в таких ЛСВ область неопределенности местоположения объекта, как правило, намного превышающая размеры объекта, первоначально освещается широким лазерным лучом с энергетическими характеристиками, рассчитанными на режим обнаружения. Затем

в процессе адаптивного обнаружения уточняется форма объекта (область анализа изображения) и ширина подсвечивающего луча сужается до угловых размеров объекта. Этой энергетике канала оказывается достаточно для получения качественного изображения в режиме адаптивного видения.

Во-вторых, при адаптивном управлении излучаемой волной максимизацией резкости и энтропии световых пучков угловое разрешение ЛСВ с когерентной подсветкой приближается к разрешению некогерентных систем, т. е. к λ/D .

Теоретической основой второй группы методов, связанных с формированием полей и пучков заданной конфигурации, является наряду с энергетическим, информационный подход к описанию изображения и пучков, в частности, с помощью энтропии. Теоретико-информационные методы в последнее время получили распространение в задачах восстановления изображений [140—142]. Информационный подход основывается на представлении распределения интенсивностей $I_1, I_2, \dots, I_M$, дискретизированных в пространстве и по уровню как некоторой плотности вероятности $p_1 = I_1/I_\Sigma, p_2 = I_2/I_\Sigma, \dots, p_M = I_M/I_\Sigma$, где I_Σ — суммарная интенсивность в рассматриваемой плоскости, аналогичная полной интенсивности (1.33). Такой подход тесно связан с лучевой моделью формирования изображений и пучков [140], которая априорно согласуется с важным свойством анализируемых функционалов интенсивности — их неотрицательностью.

Ряд задач восстановления изображений в неадаптивных системах основан на таких теоретико-информационных методах, как метод максимума информации и метод максимума энтропии [140]. Можно показать, что эвристические методы адаптивного формирования изображений максимизацией функционалов резкости при определенных условиях (наличии достаточной априорной информации) эквивалентны методу максимума информации. Отсюда становится ясным и характер их оптимальности.

Методы и критерии адаптации, аналогичные критерию максимума энтропии как критерию оценивания плотности вероятности по известным моментам (дающего наименее смещенную оценку), в настоящее время не разработаны. Их появление можно ожидать в классе статистических критериев адаптации при синтезе систем с более высоким уровнем организации управления, в частности, самонастраивающихся систем.

В задачах адаптивного управления когерентным излучением (прежде всего, числом степеней свободы поля — пучков), важную роль играет информационно-энергетический принцип [53], заключающийся в максимизации интенсивности (резкости) и энтропии лазерных пучков полей в области их регистрации. Этот принцип основан на связи энтропии световых пучков и когерентных свойств оптических полей.

6.4. ЭНТРОПИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Понятие «когерентность излучения» связывается с возможностью получения четкой интерференционной картины, т. е. использования фазовых соотношений между волновыми полями в различных пространственно-временных точках. В адаптивных оптических системах управляемые поля являются, как правило, частично когерентными. В одномерном случае интенсивность в плоскости изображения (здесь $\rho_1 = x$, $\rho_2 = y$)

$$I(y) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x' - y) h^*(x'' - y) \Gamma_2(x', x'') dx' dx''. \quad (6.34)$$

Здесь $\Gamma_2(x', x'') = \langle u(x') u^*(x'') \rangle$ — функция взаимной когерентности второго порядка волнового поля $u(x)$, $h(x - y)$ — функция рассеяния точки. В зависимости от соотношения характерных масштабов функций hh^* и Γ_2 излучение, характеризуемое функцией когерентности Γ_2 , может выступать как когерентное или некогерентное. В последнем случае функция Γ_2 в (6.34) спадает значительно быстрее, чем hh^* , и интеграл существенно зависит от Γ_2 .

Для характеристики когерентных свойств оптических полей с помощью энтропии будем использовать матричное описание частичной когерентности, которое основано на свойстве квантования функции $h(y)$. Связь матричной теории частичной когерентности с обычной функциональной, в рамках которой получено соотношение (6.34), аналогична связи волновой и матричной формулировок квантовой механики. Эти две формулировки эквивалентны вследствие изоморфизма пространства L_2 (пространства функций, квадратично-интегрируемых в смысле Лебега) и пространства l_2 (пространства обобщенных фурье-коэффициентов разложения функций из L_2).

Разложим $h(y)$ в ряд по ортогональным функциям, используя теорему Котельникова о дискретном представлении. Если спектр квадратично интегрируемой функции $h(y)$ отличен от нуля только в конечном интервале $(-W, +W)$, то такая функция полностью определяется своими значениями на счетном множестве точек

$$h(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h\left(\frac{h}{2W}\right) T_n(y), \quad (6.35)$$

где

$$T_n(y) = \sin(2\pi W y - n\pi) / (2\pi W y - n\pi), \quad W = \sin \theta / \lambda, \quad (6.36)$$

а $\sin \theta$ — числовая апертура оптической системы. Так как выражение для теоремы отсчетов не зависит от начальной точки выборки, можно записать

$$h(x - y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h\left(x - \frac{n}{2W}\right) T_n(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n(x) T_n(y). \quad (6.37)$$

Подставляя (6.37) в (6.34), приходим к следующей зависимости [12, 143, 144]:

$$I(y) = \sum_m \sum_n T_m(y) A_{mn} T_n(y) = T^* A T, \quad (6.38)$$

где элементы A_{mn} матрицы интенсивностей A определяются из условия ортогональности

$$A_{mn} = \iint h_m^*(x'') \Gamma_2(x', x'') h_n(x') dx' dx''. \quad (6.39)$$

Матрица с элементами A_{mn} является положительно полуопределенной эрмитовой матрицей, т. е. $A_{nm}^* = A_{mn}$. Полная интенсивность в плоскости изображения определяется выражением

$$\int I(y) dy = \frac{1}{2W} \sum_m \sum_n A_{mn} \delta_{mn} = \frac{1}{2W} \text{Sp } A \equiv \text{const},$$

где символом Sp обозначен след матрицы.

Квадратичную форму (6.38) обычными методами можно привести к диагональному виду. Пусть λ_n — собственные значения матрицы A , определяемые из уравнения $\det(A - \lambda I) = 0$, где I — единичная матрица (λ_n действительны и неотрицательны, так как матрица A эрмитова и неотрицательна), и пусть φ^n — собственные векторы матрицы A , удовлетворяющие однородным уравнениям $A\varphi^{(n)} = \lambda_n \varphi^{(n)}$.

Найдем теперь унитарную матрицу Q ($Q Q^* = Q^* Q = I$), такую, что ее элемент Q_{mn} представляет собой m -ю компоненту вектора $\varphi^{(n)}$, т. е. $Q \equiv (\varphi^{(1)}, \varphi^{(2)}, \dots)$.

Определим унитарное преобразование таким образом, что $T = QS$ и $T^* = (QS)^* = S^* Q^*$.

Так как $Q^* A Q = \Lambda$, где Λ — диагональная матрица с элементами λ_n , то (6.38) можно преобразовать к виду

$$I(y) = S^* \Lambda S = \sum_n \lambda_n S_n^2(y). \quad (6.40)$$

Правым частям соотношений (6.38) и (6.40) можно дать следующую интерпретацию [12]. Выражение (6.38), представляя обобщенную квадратичную форму, описывает формирование с помощью линзы b (см. рис. 6.3) изображение $I(y)$ статистического объекта, дающего частично-когерентное излучение $\Gamma_2(x', x'')$. Линза имеет функцию рассеяния точки $h(y)$. Выражение же (6.40) устанавливает, что можно получить точно такое же распределение интенсивностей при замене линзы b другой, для которой дифракционное изображение точки описывается функцией $S^2(y)$ и при замене объекта с частично-когерентным излучением суперпозицией некогерентных излучающих точек (расположенных на равных расстояниях друг от друга) с интенсивностями $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$.

В рамках лучевой модели формирования изображения каждый отсчет λ_n дискретизируется по уровню, т. е. может быть задан с точностью до конечного числа уровней интенсивности I , опреде-

ленных, например, разрядностью преобразования. Следовательно, соответствующую некоторой точке объекта интенсивность излучения λ_n можно рассматривать в виде суммы лучей элементарной интенсивности.

Рассматривая частично-когерентное поле как некогерентную суперпозицию элементарных световых пучков, определяем следующим образом вероятность p_n того, что данный «элементарный луч» принадлежит n -му пучку: $p_n = \lambda_n / \sum_n \lambda_n$, $\sum_n p_n = 1$, $\lambda_n \geq 0$. Это позволяет ввести энтропию световых пучков

$$H = - \sum_n p_n \ln p_n. \quad (6.41)$$

Если выбрать нормировку $\text{Sp } \Lambda = \sum_n \lambda_n = 1$, то

$$H = - \sum_{n=1}^N \lambda_n \ln \lambda_n. \quad (6.42)$$

Энтропия световых пучков служит мерой «беспорядка» в поле излучения и отражает его корреляционные (когерентные) свойства. Так, энтропия минимальна тогда, когда все $\lambda_j = 0$, кроме $\lambda_n > 0$ ($H_{\min} = 0$), $j \neq n$, т. е. когда поле когерентно. Для некогерентного поля энтропия максимальна ($H_{\max} = \ln N$). При этом $\lambda_j = 1/N$ ($j = 1, 2, \dots, N$). Для частично-когерентных полей значение энтропии лежит между этими двумя значениями.

Покажем, что для когерентного и некогерентного излучений диагонализированная матрица принимает вид, соответствующий минимальной и максимальной энтропии [12]. Здесь нас будет интересовать статистическая структура оптического поля, а не влияние объекта или апертур и линз. Поэтому представим выражение (6.39) для элементов A_{mn} матрицы интенсивностей так, чтобы оно было связано только с излучением, т. е. представим объект в виде источника излучения. Для этого примем, что комплексный коэффициент пропускания (отражения) объекта или эквивалентная комплексная амплитуда поля излучения равна $u(x) = u$, и устраним влияние линзы, т. е.

$$h_n(x_1) = \delta(x_1 - n/2W). \quad (6.43)$$

Тогда выражение (6.39) принимает следующий вид:

$$A_{mn} = \Gamma_{mn} = \Gamma_2 \left(\frac{m}{2W}, \frac{n}{2W} \right). \quad (6.44)$$

Для некогерентного излучения $\Gamma_{mn} = |u|^2 \delta_{mn}$, т. е. матрица всегда имеет диагональную форму. Если нормировка выбрана таким образом, что $\sum_n \lambda_n = 1$, то

$$\Lambda_{\text{неког}} = \begin{bmatrix} 1/N & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 1/N \end{bmatrix}. \quad (6.45)$$

Значения элементов диагональной матрицы $\lambda_{\text{неког}}$ в соответствии с (6.42) определяют максимальную энтропию ($H_{\max} = \ln N$).

При когерентном излучении $A_{mn} = \Gamma_{mn} = |u|^2 = 1/N$, и для определения собственных значений необходимо решить характеристическое уравнение $\det(A - \lambda I) = 0$, которое можно записать в виде полинома от λ [12]. После преобразований характеристическое уравнение для когерентного излучения $\lambda^{n-1}(\lambda - 1) = 0$. Отсюда следует, что диагонализированная матрица

$$\Lambda_{\text{ког}} = \begin{bmatrix} 0 & & 0 \\ 1 & & \\ & \ddots & \\ 0 & & 0 \end{bmatrix} \quad (6.46)$$

соответствует минимальной энтропии ($H_{\min} = 0$).

Отметим, что на основании соотношений (6.44) и (6.46) некогерентное излучение характеризуется бесконечно большим числом степеней свободы, в то время как когерентное — одной степенью свободы. Следовательно, для придания лазерному пучку, управляемому с помощью адаптивной апертуры некогерентных свойств, например при формировании начального широкого луча, апертура должна иметь достаточно большое число степеней свободы.

До сих пор нас интересовала статистическая структура поля (когерентное или некогерентное) в некоторой плоскости $z=R$, не зависящая от размеров передающей и приемной апертур, размеров и характера отражения объекта. При этом подразумевалось, что интервал дискретизации или отсчета

$$\Delta x_2 = 1/2W = l_d = \lambda R/D \quad (6.47)$$

при анализе интенсивности выбирался с учетом размера (равного D) передающей апертуры или источника излучения. Для протяженного некогерентного квазимонохроматического источника этот интервал в соответствии с теоремой Ван-Циттерта — Цернике является размером области или ячейки когерентности в плоскости $z=R$ [86]. Некогерентное поле не критично к выбору интервала дискретизации Δx_2 , который практически не зависит от размеров излучающего источника, т. е. $\Delta x_2 \leq l_d$ или $\Delta x_2 > l_d$. Действительно, распределение интенсивности в некоторой плоскости $z=R$ с высокой степенью приближения можно считать непрерывно-однородным. По аналогии с используемыми понятиями дифференциальной или «приведенной» энтропии для непрерывных распределений случайных величин [127] для непрерывного распределения интенсивности светового поля введем (с точностью до члена $\ln \Delta x_2$) энтропию вида

$$H_g = - \int_{\Omega_x} \frac{I(x_2)}{I_n} \ln \frac{I(x_2)}{I_n} dx_2, \quad (6.48)$$

где $\Omega_x \gg \Delta x_2$ — размер области анализа, I_n — полная интенсивность в плоскости $z=R$, получаемая интегрированием интенсивности по всей этой плоскости. Из (6.48) видно, что некогерентное поле

вследствие его однородности в плоскости $z=R$ характеризуется также и максимальной дифференциальной энтропией $H_g = H_{g \max}$.

Установим связь между когерентными свойствами излучения и энтропией световых полей и пучков, формируемых в различных сечениях локационных систем видения и фокусировки. При этом необходимо учитывать размеры и характер отражения объекта. Энтропию пучков и полей в плоскостях объекта, приемно-передающей апертуры и изображения будем обозначать соответственно H^o , H^a , H^n и H_g^o , H_g^a , H_g^n . Очевидно, что диагонализированная матрица (6.46), соответствующая когерентному излучению в плоскости объекта, описывает луч, предельно сфокусированный на протяженный объект. Следовательно, с информационной точки зрения адаптивная фокусировка минимизирует энтропию освещающего объект лазерного пучка, а с энергетической — максимизирует его интенсивность в плоскости объекта.

Рассмотрим, какие информационные требования предъявляются к подсвечиваемому полю при получении высококачественного лазерного изображения протяженного объекта. В неадаптивной системе для обеспечения однородности освещающего поля используется передающая апертура, которая не разрешает объект, т. е. объект подсвечивается широким лучом. Этот луч при дискретизации поля через интервал, равный элементу разрешения объекта передающей апертурой $\Delta x_{2\text{прд}}$, будет определяться минимальной энтропией $H_{\min}$ в соответствии с (6.46). Если же выбирать интервал дискретизации, соответствующий разрешению приемной апертуры ($\Delta x_{2\text{прм}} \ll \Delta x_{2\text{прд}}$), то непрерывно-однородное подсвечивающее поле в пределах объекта будет обладать максимальной энтропией H_g^o , описываемой соотношением (6.48). Следовательно, освещающее объект поле, необходимое для получения высококачественного изображения объекта, должно характеризоваться максимальной неопределенностью.

Оценим влияние размеров и отражающих свойств объекта (точечный и протяженный, зеркальный и диффузный) на энтропийные характеристики формируемых в плоскости приемно-передающей апертуры полей и пучков. Это важно прежде всего для систем адаптивной фокусировки, в которых измерениям доступна интенсивность отраженного сигнала в этой плоскости. Если объект точечный, то независимо от статистической структуры освещающего поля поле в плоскости приемно-передающей апертуры является пространственно когерентным и однородным и, следовательно, характеризуется максимальной дифференциальной энтропией H_g^a . Она описывается соотношением (6.48), в котором интенсивность $I(x_2)$ заменяется анализируемой в плоскости апертуры интенсивностью $I(x_1)$.

Если протяженный объект размером l весь освещается когерентным полем с максимальной дифференциальной энтропией H_g^o вида (6.48), то в плоскости приемно-передающей апертуры отра-

женное поле будет сосредоточено в пределах спекла с характерным размером (см. рис. 6.2, б)

$$r_{sd} = \lambda R / l. \quad (6.49)$$

Выбирая интервал дискретизации при анализе интенсивности $\Delta x_1 = r_{sd}$, приходим к выводу, что отраженное поле в этом случае обладает минимальной энтропией

$$H^a = - \sum_m \lambda_m^a \ln \lambda_m^a, \quad (6.50)$$

где $\lambda_m^a = I_m^a / \sum_m I_m^a = I_m^a / I_\Sigma^a$, I_m^a — максимальная интенсивность m -го лазерного пучка в плоскости апертуры, $I_\Sigma^a = \sum_m I_m^a$.

Следовательно, при когерентном освещении объекта полем с максимальной энтропией в плоскости апертуры формируется лазерный пучок с минимальной энтропией (интервал отсчета $\Delta x_1 \approx r_{sd}$, где r_{sd} определяется формулой (6.49)) и максимальной интенсивностью. С информационной точки зрения рассмотренный в § 6.1 эффект распада лазерного пучка обусловлен минимизацией энтропии (6.50).

При освещении протяженного объекта сфокусированным лазерным пучком с минимальной энтропией в плоскости объекта (см. диагонализированную матрицу (6.46)) поле в плоскости апертуры с учетом формул (6.5), (6.12) определяется как

$$u_n(x_1) = \frac{k \sqrt{I_{\max}} D_m(x_2 - x_1)}{2\pi i R} \times \\ \times \exp \left[\frac{ikx_1^2}{2R} - \frac{ikx_1 x_2}{R} + i(\varphi_m + \Gamma_m) \right].$$

Это поле в пределах приемной апертуры, имеющей те же размеры, что и передающая апертура, можно считать приближенно однородным ($D(x_2 - x_1) \approx 1$). Следовательно, описывающая его энтропия

$$H_g^a = - \int_{-D/2}^{+D/2} \frac{I(x_1)}{I_n} \ln \frac{I(x_1)}{I_n} dx_1, \quad (6.51)$$

стремится к своему максимальному значению, если интервал дискретизации выбран в несколько раз меньшим размера анализирующей апертуры D . Здесь полная интенсивность отраженного поля в плоскости апертуры

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} I(x_1) dx_1. \quad (6.52)$$

В предельном случае протяженного диффузного объекта при освещении его лазерным пучком, перекрывающим размеры объекта или подсвечивающим только часть объекта, отраженное поле, как и для точечного объекта, будет характеризоваться максимальной энтропией. Другими словами, диффузный объект в рамках ин-

Таблица 6.1
Энтропия оптических полей
и пучков

Поле	Энтропия	Экстремум энтропии
Когерентное	H^o	min
	H_g^a	max
Некогерентное	H^o	то же
	H_g^a	»

Примечание. Для зеркального протяженного объекта в когерентном поле энтропия H_g^a минимальна при $\Delta x_{2\text{прм}} \ll \Delta x_{2\text{прд}}$.

формационного описания инвариантен относительно размеров лазерного пучка на нем, а также относительно статистической структуры освещающего поля. Это видно из табл. 6.1, где приведены экстремумы энтропийных характеристик для полей и пучков, образуемых в плоскости объекта и плоскости апертуры для рассмотренных выше ситуаций.

Наконец, представляет интерес оценка энтропии изображения точечного и протяженного однородно-отражающего объекта. Освещающее поле будем считать однородным, т. е. характеризуемым максимальной неопределенностью или энтропией. Тогда в пределах области, занимаемой изображением протяженного однородно-отражающего объекта, регистрируемое поле будет иметь максимальную энтропию

$$H^u = - \sum_m \frac{J_m}{J_n} \ln \frac{J_m}{J_n}.$$

Здесь J_n — полная интенсивность поля в плоскости изображения, определяемая формулой, аналогичной (6.25). Изображение точечного объекта характеризуется минимальной энтропией H^u . Учитывая это обстоятельство, в качестве функционала резкости в [56] предложен критерий минимума энтропии

$$R = - \sum_m \frac{J_m}{J_n} \ln \frac{J_m}{J_n},$$

с помощью которого получены удовлетворительные результаты модельного восстановления изображения неразрешаемой звезды.

Рассмотренная связь энтропии с пространственно-когерентными свойствами излучения и формой лазерных пучков позволяет широко использовать информационный подход при разработке новых методов и критериев адаптации. Это обусловлено тем, что ряд задач адаптивного формирования изображений и фокусировки связан с управлением пространственной когерентностью излучаемого или принимаемого поля. Применяемые при этом критерии адаптации ориентированы на достижение предельных состояний частично-когерентных полей (когерентное или некогерентное), причем, как правило, на пространственно-когерентное состояние.

6.5. МЕТОД МАКСИМИЗАЦИИ РЕЗКОСТИ И ЭНТРОПИИ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

Сначала проиллюстрируем физическую сущность метода на примере адаптивного формирования локационного изображения кластерного или непрерывного объекта, который разрешается передающей и приемной апертурами ЛСВ. В системе осуществляется независимое управление излучаемым и принимаемым полями на основе принципа апертурного зондирования. В соответствии с поставленной задачей нас будет интересовать прежде всего адаптивное управление излучаемым полем; принимаемое поле управляется традиционно с использованием критериев максимизации резкости. Первоначально объект подсвечивается широким неоднородным лучом (частично когерентным полем), образованным за счет введения случайного (например, равномерного) распределения фаз на субапертурах. При решении задачи адаптивного согласования пространственных характеристик подсвечивающего поля и объекта необходимо удовлетворить двум противоречивым требованиям: с одной стороны, формируемое поле должно быть однородным и близким по своим пространственным свойствам к некогерентному, что связано с увеличением числа степеней свободы управляемого поля излучения и расширением его пространственного спектра или области, в которой сосредоточена основная часть энергии излучаемого поля; с другой стороны, его пространственные размеры необходимо «сжать» до размеров объекта. Эти противоречия можно преодолеть, если отказаться от получения непрерывного распределения интенсивности подсвечивающего поля в пределах объекта и перейти к пространственно-квантованному распределению интенсивности. Другими словами, формировать поле в виде суперпозиции взаимно некогерентных оптических пучков, каждый из которых образуется когерентно и независимо от других (с точки зрения работы адаптивного контура).

В теоретическом плане дискретизация формируемого поля основывается на матричном описании его когерентных свойств. Вероятностная интерпретация собственных значений матрицы интенсивностей, рассмотренная в § 6.5, в частности использование понятия энтропии световых пучков, позволяет сформулировать информационно-энергетический принцип адаптивного управления излучением, т. е. критерии, максимизирующие как резкость, так и энтропию световых пучков. Это обеспечивает адаптивную компенсацию искажений и управление формой и числом степеней свободы поля.

Рассмотрим матричную формулировку процесса получения изображения объекта при адаптивном формировании подсвечивающего поля, согласованного со структурой объекта. Функциональные уравнения, описывающие этот процесс при освещении объекта частично когерентным светом, в одномерном случае имеют вид ($\rho_2 = x_2$, $\rho_1 = x_1$, $\rho_2' = x_2'$)

$$I(x_{21}, x_{22}) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x_{11} - x_{21}) h^*(x_{12} - x_{22}) J(x_{11}, x_{12}) dx_{11} dx_{12}, \quad (6.53)$$

$$J(x'_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} I(x_{21}, x_{22}) H(x_{21} - x'_2) H^*(x_{22} - x'_2) h_0(x_{21}) h_0^*(x_{22}) dx_{21} dx_{22}, \quad (6.54)$$

$$I(x_{11}, x_{12}) = \langle H(x_{11}) H^*(x_{12}) \rangle u_0^2, \quad (6.55)$$

где $I(x_{21}, x_{22})$, $J(x_{11}, x_{12})$ — взаимные интенсивности излучаемого поля соответственно в плоскости объекта и в плоскости апертуры, $J(x'_2)$ — интенсивность отраженного поля в плоскости изображения; $h(x_{11} - x_{21})$ и $H(x_{21} - x'_2)$ — функции Грина (пространственный импульсный отклик) соответственно свободного пространства и адаптивной системы формирования; $H(x_1) = \exp\{-i[\Phi_k(x_1) - \varphi(x_1)]\} = \exp[-i\Delta\Phi(x_1)]$ — оператор, описывающий управляющее $\Phi_k(x_1)$ и возмущающее $\varphi(x_1)$ воздействия на волновой фронт излучаемого поля в плоскости апертуры; u_0 — начальное распределение поля лазера (в дальнейшем положим $u_0 = 1$); $h_0(x_2)$ — комплексная функция отражения (пропускания) объекта; угловые скобки здесь обозначают усреднение за время отклика адаптивного контура.

Нас будет интересовать прежде всего процесс адаптивного формирования подсвечивающего поля в плоскости объекта, описываемый уравнением (6.53), и дискретное распределение интенсивности $I(x_2) = I(x_2, x_2)$. Для непрерывного объекта интервал дискретизации функции $h_0(x_2)$ выбирается равным или большим размера элемента разрешения подсвечивающего поля. Для кластерного объекта, состоящего из разрешаемых точечных объектов, поле дискретизируется, естественно, по координатам точечных объектов. Предположим, что для получения качественного изображения размер элемента разрешения подсвечивающего поля равен интервалу дискретизации функции $h_0(x_2)$, определенного по теореме Котельникова. Число степеней свободы излучающей апертуры на порядок превышает число элементов разрешения, приходящихся на объект. Тогда аподизация дискретного распределения интенсивностей $I(x_2)$ в пределах объекта ДН отдельной субапертуры незначительна. При этих предположениях интенсивность $I(x_2)$ определяется матричным произведением в форме (6.38), где элементы матрицы интенсивностей $A_{mn} = I(m/2W, n/2W) = I_{mn}$ изменяются в процессе адаптации. Здесь $W = k \sin \alpha / 2\pi$ — эквивалентная числовая апертура, соответствующая размерам области анализа в плоскости объекта или в сопряженной ей фокальной плоскости формирующей линзы 3 (см. рис. 6.8). При адаптивном управлении подсвечивающим полем область анализа должна быть априорно согласована с размерами объекта.

При случайном начальном распределении фаз на субапертурах в плоскости объекта формируется частично когерентное поле, про-

странственные размеры которого ограничиваются двойной шириной ДН $D_0^2(x_2)$ отдельной субапертуры. Очевидно, что при увеличении числа субапертур формируемое частично когерентное поле по своим свойствам приближается к некогерентному полю, т. е. является достаточно однородным, и $I_{mn} = u_0^2 \delta_{mn}$, где δ_{mn} — символы Кронекера. Начальное частично когерентное поле подсветки случайно дискретизируется в пределах ДН субапертуры, и его интенсивность $I(x_2)$ в произвольной точке плоскости объекта аналогична (6.40):

$$I(x_2) = D^* \Lambda D \approx \sum_{n=1}^N \lambda_n D_n^2(x_2) = \sum_{n=1}^N I_n D_{0n}^2 D_n^2(x_2), \quad (6.56)$$

где Λ — диагональная матрица с элементами $\lambda_n = I_n D_{0n}^2$; D — квадратная матрица с элементами $D_n^2(x_2)$, имеющими в данном случае смысл парциальных ДН $D_n(x_2)$, дифракционная ширина которых определяется апертурой в целом и которые аподизируются ДН D_{0n}^2 отдельной субапертуры (в дальнейшем будем полагать $D_{0n}^2 \approx 1$ и $\lambda_n = I_n$ в интересующей нас области анализа); N — число элементов разрешения в пределах ДН отдельной субапертуры или число степеней свободы адаптивной апертуры.

Полная интенсивность в плоскости объекта

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty} I(x_2) dx_2 = \text{Sp } \Lambda = \sum_{n=1}^N \lambda_n, \quad (6.57)$$

что соответствует закону сохранения максимумов интенсивности, вытекающего из закона сохранения энергии излучаемого поля. Часть интенсивности первоначального подсвечивающего поля, падающего на объект, обозначим как

$$I_0 = \int_{-1/2}^{1/2} I(x_2) dx_2 \approx \sum_{m=1}^M \lambda_m, \quad (6.58)$$

где M — число точек дискретизации поля в пределах объекта, не превышающее числа элементов разрешения M' , приходящихся на объект (для исключения влияния функции D_{0n}^2 на формируемое поле выбирается $M' \ll N$).

Для некогерентного излучения

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \dots = \lambda_m = \dots = \lambda_M, \quad (6.59)$$

что соответствует максимальной энтропии световых пучков [12] и является условием однородности подсвечивающего поля. В другом предельном случае когерентного излучения для всех $j \neq m$ $\lambda_j = 0$, $\lambda_m > 0$ и энтропия $H = H_{\min} = 0$. При этом интенсивность подсвечивающего поля факторизуется

$$I(x_2) = \lambda_m D_m^2(x_2), \quad (6.60)$$

т. е. излучаемое поле представляет узкий луч, освещающий элемент разрешения в плоскости объекта, с интенсивностью в максимуме $I(x_{2m}) = \lambda_m = I_\Sigma$. Поэтому единственный путь обеспечения однородности поля, используемый в неадаптивных системах при когерентном освещении объекта, это уменьшение размеров излучающей апертуры до значений, при которых объект становится неразрешаемым, а ширина ДН апертуры D_m^2 намного превышает его размеры. В этом случае максимизируется «приведенная» или дифференциальная энтропия непрерывной функции $I(x_2) = D_m^2(x_2)$, которую можно рассматривать как плотность вероятности и описывать соотношением (6.48). Это соотношение выражает энтропию непрерывной величины с точностью до интервала дискретизации Δx_2 .

При адаптивном «сжатии» пространственных размеров подсвечивающего поля до размеров непрерывного объекта необходимо формировать дискретизированное частично когерентное поле, которое бы обладало свойствами и когерентного, и некогерентного излучения. С одной стороны, для независимого управления интенсивностями λ_m в дискретных точках объекта каждая из них должна факторизоваться в пределах пространственного интервала дискретизации, т. е. удовлетворять на этом интервале (равном или большем размера элемента разрешения) соотношению (6.60), а не (6.56). Принципиальная возможность факторизации поля в пределах элемента разрешения вытекает из того факта, что два когерентных источника с разностью фаз между ними $\Delta\phi = \pi$ хорошо разрешаются [51]. При этом полная интенсивность подсвечивающего поля в пределах объекта

$$I_0 = \int_{-1/2}^{1/2} I(x_2) dx_2 = \text{Sp } \Lambda = \sum_{m=1}^M \lambda_m = I_\Sigma, \quad (6.61)$$

т. е. факторизация поля на определенных интервалах в пределах области, занимаемой объектом, тождественна «стягиванию» всей энергии подсвечивающего поля в эту область.

С другой стороны, для обеспечения однородности подсветки необходимо, чтобы выполнялось условие (6.59), максимизирующее энтропию световых пучков. Таким образом, подсвечивающее поле в этом случае должно представлять суперпозицию когерентно формируемых пучков (парциальных ДН) с одинаковыми максимумами и определенными фазовыми соотношениями между ними.

Для одновременного выполнения условий (6.59) и (6.60) необходимо максимизировать энергию и энтропию подсвечивающего поля. Соответствующие критерии адаптации можно получить, используя так называемую лучевую модель формирования изображения, а также исходя из физических принципов, лежащих в основе эффекта «консервации» изображения. В рамках лучевой модели максимальная интенсивность $\lambda_m = I_m$ каждого светового пучка дискретизируется по уровню с точностью до бесконечно ма-

лого значения I_Σ , т. е. может рассматриваться в виде некоторого луча, состоящего из суммы лучей элементарной интенсивности. Пусть интенсивность облучения точки x_{21} объекта $\lambda_1 = I_1$, точки $x_{22} - \lambda_2 = I_2$ и т. д. Суммарная интенсивность излучения, падающего на объект: $I_0 = \sum_{m=1}^M \lambda_m$, а полная интенсивность подсвечивающего

поля в плоскости объекта $I_\Sigma = \sum_{n=1}^N \lambda_n$, $N \gg M$. Тогда число способов W_λ , которыми можно сформировать первоначальное подсвечивающее поле в пределах объекта

$$W_\lambda = I_0! / \prod_{m=1}^M \lambda_m! \quad (6.62)$$

Соответственно, число способов формирования подсвечивающего поля после «стягивания» всей энергии на объекте ($I_0 = I_\Sigma$)

$$W'_\lambda = I_\Sigma! / \prod_{m=1}^M \lambda_m! \quad (6.63)$$

т. е. в процессе «энергетической» адаптации максимизируется число способов формирования излучаемого поля. Очевидно, число способов формирования будет максимальным, если использовать критерий

$$\max W_\lambda = \max \left\{ I_0! / \prod_{m=1}^M \lambda_m! \right\} \quad (6.64)$$

который ведет как к «энергетической» адаптации (увеличению I_0 до I_Σ на объекте), так и к «информационной» за счет перераспределения интенсивности λ_m в пределах объекта (увеличению неопределенности состояния подсвечивающего поля или его энтропии). Действительно, заменив W_λ на его логарифм (максимум при этом не сместится), введя нормировку числителя и знаменателя в формуле (6.64) на величину $(I_\Sigma)^M$, используя формулу Стирлинга и учтя определенную независимость механизмов стягивания и перераспределения энергии, получим

$$\begin{aligned} \max \ln W_\lambda &\approx \max \left\{ I_0 \ln I_0 - M \ln I_\Sigma - I_\Sigma^{-1} \sum_{m=1}^M \lambda_m (\ln \lambda_m - \ln I_\Sigma) \right\} \equiv \\ &\equiv \max \{ I_0 \ln I_0 \} + \max \left\{ - \sum_{m=1}^M \lambda_m (\ln \lambda_m - \ln I_\Sigma) \right\} \end{aligned} \quad (6.65)$$

при ограничении суммарной интенсивности

$$\sum_{m=1}^M \lambda_m \leq I_\Sigma \quad (6.66)$$

Первое слагаемое, максимизирующее энергетические характеристики поля на объекте, — по существу один из функционалов резкости, в частности $R = R_1 \ln R_1$, где известный функционал резкости $R_1 = I_0 = \sum_m \lambda_m$. Второе же слагаемое максимизирует энтропию

подсвечивающего поля и может интерпретироваться как функционал формы F . В предположении, что

$$\max \{I_0 \ln I_0\} = I_2 \ln I_2, \quad (6.67)$$

т. е. вся энергия поля сосредоточена на объекте, максимум второго слагаемого в (6.65) можно найти, используя метод неопределенных множителей Лагранжа и уравнение связи $\sum_{m=1}^M \lambda_m / I_2 = 1$ как максимум функции

$$\Phi(\lambda_1, \dots, \lambda_m, \dots, \lambda_M) = -I_2^{-1} \sum_{m=1}^M \lambda_m (\ln \lambda_m - \ln I_2) + \left(\mu \sum_{m=1}^M \lambda_m \right) I_2^{-1}. \quad (6.68)$$

Дифференцируя (6.68) по $\lambda_1, \dots, \lambda_M$ и приравнявая производную нулю, получаем систему уравнений

$$\ln(\lambda_m / I_2) = -\mu, \quad m = 1, \dots, M,$$

откуда видно, что максимум функции достигается при

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \dots = \lambda_M = I_2 / M. \quad (6.69)$$

При этом максимальная энтропия

$$H_{\max} = \ln M.$$

Таким образом, адаптивное формирование однородного освещающего поля в виде совокупности лазерных пучков, согласованного с формой и размерами объекта, основывается на методе максимизации резкости и энтропии световых пучков. При этом максимизируется также число способов формирования излучаемого поля.

Частным случаем этого метода является метод максимизации интенсивности и энтропии поля (дифференциальной энтропии). Как показано в § 6.1, максимизация в плоскости приемно-передающей апертуры только энергетических характеристик (интенсивности) не позволяет сфокусировать лазерный пучок на протяженный однородно отражающий объект. При этом наблюдаются эффекты распада лазерных пучков и их дефокусировки. Поэтому эффективным способом исключения этих эффектов является учет информационных характеристик (энтропии) отраженного поля в плоскости апертуры. В частности, как видно из табл. 6.1, лазерным пучкам, отраженным от области, равной элементу разрешения, или от всей поверхности объекта, соответствуют различные значения дифференциальной энтропии ($H_{g\max}^a$ и $H_{g\min}$). Поскольку сфокусированному пучку соответствует максимальная энтропия, для эффективной адаптивной фокусировки необходимо максимизировать в пределах приемной апертуры и интенсивность и энтропию принимаемого поля, т. е. величину

$$\begin{aligned} S_\Phi &= \int_{-D/2}^{D/2} I(x_1) dx_1 - \int_{-D/2}^{D/2} (I(x_1)) (\ln I(x_1) - \ln I_n) dx_1 = \\ &= \int_{-D/2}^{D/2} I(x_1) (1 + \ln I_n - \ln I(x_1)) dx_1. \end{aligned} \quad (6.70)$$

На практике производятся дискретные измерения интенсивности. При этом интервал дискретизации Δx_1 должен быть в несколько раз меньшим характерного размера спекла $r_{sd} = \lambda R / l$, образуемого при отражении от всей поверхности зеркала.

6.6. ИНФОРМАЦИОННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В адаптивных системах формирования изображения благодаря применению обратной связи нет необходимости получать и решать уравнения реставрации. Достаточно прежде всего из физических соображений правильно сформулировать критерии адаптации, которые оптимизируются непосредственно в процессе функционирования системы. Информационно-энергетические критерии, максимизирующие резкость и энтропию, или критерии резкостно-энтропийного типа могут иметь различную форму, от которой зависит сама структура системы и ее конкретная техническая реализация. Поэтому оптимизируемые функционалы резкости и энтропии (ФРЭ) должны отличаться простотой технической реализации и высокой скоростью сходимости построенных на их основе алгоритмов адаптации.

Возможно несколько путей конструирования ФРЭ. Наиболее простой путь получения ФРЭ, вытекающий из соотношения (6.65), состоит в выборе и объединении функционалов резкости R_i и энтропии F_j в аддитивной форме

$$S_k^a = \alpha R_i + \beta F_j \quad (6.71)$$

или в мультипликативной

$$S_k^m = R_i F_j. \quad (6.72)$$

Здесь α, β — весовые коэффициенты, которые могут изменяться от итерации к итерации. Мультипликативная форма примечательна тем, что в процессе адаптации каждый функционал является весовым коэффициентом для другого функционала. Поэтому функционалам $S_k^m = R_i F_j$ свойственна высокая скорость сходимости. Таким образом, основными задачами на этом пути конструирования ФРЭ являются поиск функционалов формы F_j , удовлетворяющих определенным условиям, выбор соответствующих им функционалов резкости (из имеющихся традиционных или вновь вводимых функционалов резкости) и наилучших способов объединения R_i и F_j .

Рассмотрим необходимые условия существования экстремума при конструировании ФРЭ аддитивного и мультипликативного типов. Очевидно, в математическом плане необходимо ориентироваться на выполнение условия (при $\sum_{m=1}^M I_m = \text{const}$)

$$I_k - I_m \approx 0, \quad k, m = 1, 2, \dots, M, \quad (6.73)$$

которое характеризует достижение единственного максимума энтропийной функции для дискретных распределений интенсивности ($\lambda_m \equiv I_m$) в случае некогерентного или частично когерентного поля или для дифференциальной энтропии, описываемой соотношением (6.48). Следовательно, чтобы функционал F_I принадлежал к классу энтропийных, необходимо выполнить условие

$$\left. \frac{\partial F_I(I_1, \dots, I_m, \dots, I_M)}{\partial I_m} \right|_{I_1=I_2=\dots=I_M} = 0. \quad (6.74)$$

При ограничении

$$\sum_{m=1}^M I_m = I_\Sigma = \text{const} \quad (6.75)$$

резкоэнтный член R_I должен удовлетворять условию

$$\frac{\partial R_I(I_1, \dots, I_m, \dots, I_M)}{\partial I_m} = 0 \quad (6.76)$$

или более мягким условиям

$$\left. \frac{\partial R_I(I_1, \dots, I_m, \dots, I_M)}{\partial I_m} \right|_{I_1=I_2=\dots=I_M} = 0, \quad \left| \frac{\partial R_I}{\partial I_m} \right| \ll \frac{\partial F_I}{\partial I_m}. \quad (6.77)$$

Второй путь получения ФРЭ (и наиболее эффективный) связан с поиском функционалов, обладающих одновременно резкоэнтными и энтропийными свойствами. Остановимся на условиях существования экстремума в синтезируемом ФРЭ в этом случае. При поиске функционала вида $S = \sum_m f_i(I_m)$, обладающего резкоэнтными и энтропийными свойствами, условия (6.74) и (6.76) превращаются соответственно в эквивалентные условия

$$\left. \frac{\partial S}{\partial I_m} \right|_{I_1=\dots=I_m=\dots=I_M} = 0 \quad (6.78)$$

при $\sum_m I_m = \text{const}$

и

$$\frac{\partial f(I_m)}{\partial I_m} > 0. \quad (6.79)$$

Последнее условие означает, что достаточно, чтобы образующая ФРЭ функция $f(I_m)$ была возрастающей функцией аргумента I_m . Ее можно рассматривать как огибающую функционала $S(I_1, \dots, I_m, \dots, I_M)$ с учетом множителя M^{-1} при последовательной фиксации $\sum_m I_m$.

Рассмотрим возможные функционалы резкости и энтропии, удовлетворяющие условию существования максимума (6.74) или (6.78), (6.79). Первому соответствует ряд нелинейных функционалов F_I :

$$-\sum_m I_m \ln I_m; \quad \sum_m \ln I_m; \quad \sum_m \frac{I_m}{I_{k \max}}; \quad -\sum_m \frac{I_m}{I_{k \min}}; \quad -\sum_m I_m^{-1};$$

второму — ряд нелинейных функционалов S_I : $\sum_m \ln I_m$; $-\sum_m I_m^{-1}$.

В частности, с первой из функций формы, непосредственно характеризующей энтропию световых пучков, по аналогии с (6.65) можно образовать ФРЭ

$$S_1^a = \sum_m I_m - \sum_m I_m (\ln I_m - \ln I_\Sigma) = \sum_m I_m (1 + \ln I_\Sigma - \ln I_m), \quad (6.80)$$

$$S_2^a = \left(\sum_m I_m \right)^2 - \sum_m I_m (\ln I_m - \ln I_\Sigma) \quad (6.81)$$

и др. Здесь опущен общий нормирующий множитель I_Σ^{-1} , где суммарная интенсивность в плоскости объекта I_Σ определяется формулой (6.57). На практике вместо I_Σ можно использовать постоянную величину $I \gg I_\Sigma$. Можно получить ФРЭ и в мультипликативной форме, например:

$$S_1^m = \left(\sum_m I_m \right)^2 / I_{k \max}, \quad (6.82)$$

$$S_2^m = - \left(\sum_m I_m \right)^2 / I_{k \min}. \quad (6.83)$$

Рассмотренные ФРЭ можно измерить в плоскости объекта. На практике доступным для анализа является распределение интенсивности излучаемого поля I_m в фокальной плоскости линзы I (см. рис. 6.8). Поскольку априорная информация о размерах области, занимаемой изображением, как правило, получается в результате анализа распределения интенсивности в плоскости изображения линзы I , то в этом случае предъявляются высокие требования к юстировке оптических элементов в приемном и передающем каналах. Кроме того, в такой схеме анализа не компенсируются искажения прямого канала (в направлении «адаптивная апертура — исследуемый объект»).

Рядом особых свойств по сравнению с функционалами (6.80) — (6.83) обладает функционал, использующий логарифмическую функцию в виде

$$S_1 = \sum_m \ln I_m \quad (6.84)$$

и вытекающий из физического принципа действия эффекта «консервации» изображения (см. § 6.2). Прежде всего ФРЭ S_1 удовлетворяет условиям (6.78) и (6.79), что видно и из рис. 6.12. Ему свойственны преимущества мультипликативных функционалов (высокая скорость сходимости), поскольку она соответствует функционалу в виде произведения варьируемых интенсивностей в дискретных точках области анализа. Следующее важное достоинство

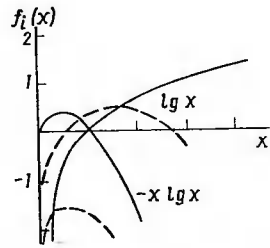


Рис. 6.12. Функции $f_1(x) = \lg x$ и $f_2(x) = -x \lg x$ при $x = I_1 = I_2 = \dots = I_m = \dots = I_m$ (—) и изменение функции $\sum_{m=1}^M f_1(x)/M$ при $\sum x_m = \dots = \sum I_m = \text{const}$ (---)

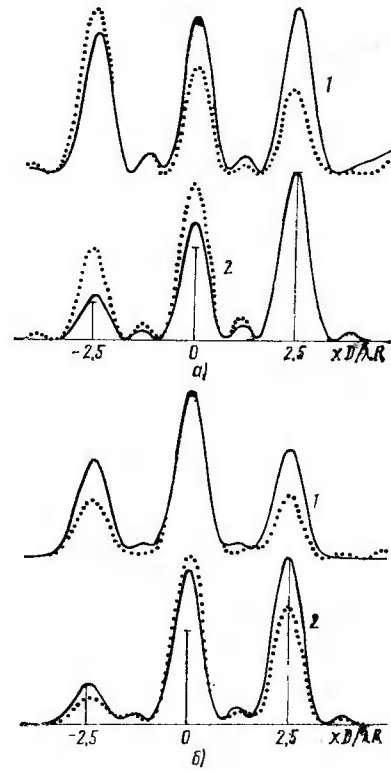


Рис. 6.13. Установившиеся распределения интенсивностей в плоскости объекта (1) и плоскости изображения (2) при максимизации функционалов S_1 (—) и S_2 (...) для $M_1(x_2)$ (а) и $M_2(x_2)$ (б)

ФРЭ заключается в том, что при определенных условиях измерение варьируемого распределения интенсивностей J_m в плоскости изображения (см. рис. 6.8) эквивалентно измерению аналогичного распределения интенсивностей I_m в плоскости объекта. Действительно, с учетом соотношения (1.22), анализируемый в плоскости изображения функционал ($J_m = |u(\rho'_{2m})|^2$; $I_m = |u(\rho_{2m})|^2$; $-R/z_1 = 1$; $\rho'_{2m} = \rho_{2m}$)

$$S_1 = \sum_m \ln J_m = \sum_m \ln I_m + \sum_m \ln c_m^2 = \sum_m \ln I_m + \text{const}$$

не зависит от значений коэффициентов отражения (или пропускания) c_m^2 . Кроме того, при использовании функционала (6.84) компенсируются искажения прямого канала. Наконец, функционал S_1 достаточно просто реализуется технически.

Близким по характеру нелинейности образующей функции $f(I_m)$ к ФРЭ S_1 является также функционал

$$S_2 = - \sum_m J_m^{-1}. \quad (6.85)$$

Однако при анализе интенсивности в плоскости изображения ему свойственна определенная зависимость от характеристик отражения объекта.

Эффективность функционалов S_1 и S_2 при получении изображения кластерного объекта исследовалась с помощью моделирования на ЭВМ. Основные параметры системы и условия моделирования описаны в § 6.1 и 6.2. Интенсивность анализировалась как в максимумах дифракционных изображений (маска $M_1(x'_2) = \sum_m \delta(x'_2 - x'_{2m})$) разрешаемых точечных объектов, так и во всей области в целом (маска $M_2(x'_2) = 1$), занимаемой кластерным объектом. Сравнение полученных изображений кластерного объекта (рис. 6.13) демонстрирует высокую эффективность функционала S_1 , особенно для маски $M_1(x'_2)$. Хорошее качество восстанавливаемого изображения при использовании S_2 наблюдается только при анализе интенсивности в дифракционных максимумах изображения. Здесь точечные объекты были разнесены на интервал, превышающий размер двух элементов разрешения.

С помощью ФРЭ можно также формировать заданные распределения интенсивности излучаемого поля в зоне Фраунгофера. Для этого в адаптивную систему электронным или оптическим способом вводится «объект» в соответствующей плоскости наблюдения набором дискретных точек с заданными коэффициентами отражения.

Аналогично можно сформулировать критерии, максимизирующие интенсивность и дифференциальную энтропию, для решения задачи адаптивной фокусировки на протяженный объект. В частности, критерии, использующие логарифмические функции (непосредственно характеризующие энтропию светового поля), имеют вид:

$$S_{\Phi 1} = \int_{\Omega_a} I(\rho_1) [1 - \ln I(\rho_1)] + \ln I_n \, d\rho_1, \quad (6.86)$$

$$S_{\Phi 2} = \int_{\Omega_a} \ln [I(\rho_1)] \, d\rho_1, \quad (6.87)$$

где Ω_a — область анализа, ограниченная размерами приемно-передающей апертуры, I_n — полная интенсивность, определяемая соотношением (6.52). На практике вместо I_n можно использовать любую другую константу $I \gg I_n$.

6.7. ЭФФЕКТИВНОСТЬ АДАПТИВНОГО ВИДЕНИЯ И ФОКУСИРОВКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРИТЕРИЕВ РЕЗКОСТНО-ЭНТРОПИЙНОГО ТИПА

Эффективность адаптивных методов получения изображений и фокусировки максимизацией функционалов резкости и энтропии исследовалась с помощью математического моделирования на ЭВМ. В основу была положена структурная схема адаптивной системы видения, изображенная на рис. 6.14. Основные параметры системы и условия моделирования описаны в § 6.1 и 5.1. Особенностью системы, функционирующей на основе принципа апертурного зондирования, является использование двух адаптивных устройств управления 8 и 9 и соответственно двух контуров адаптации — большого и малого. Одно из устройств 8 вычисляет градиенты максимизируемых функционалов резкости и энтропии, а другое 9 — только градиенты функционалов резкости. Сформированные сигналы управления поступают соответственно на управляемую передающую аперттуру 2 и приемную корректирующую аперттуру 6. Это позволяет управлять формой излучаемого поля и компенсировать искажения турбулентной среды 4 в прямом и обратном каналах. С помощью логического устройства 12 изменялись размеры области анализа и режимы устройств управления 8 и 9.

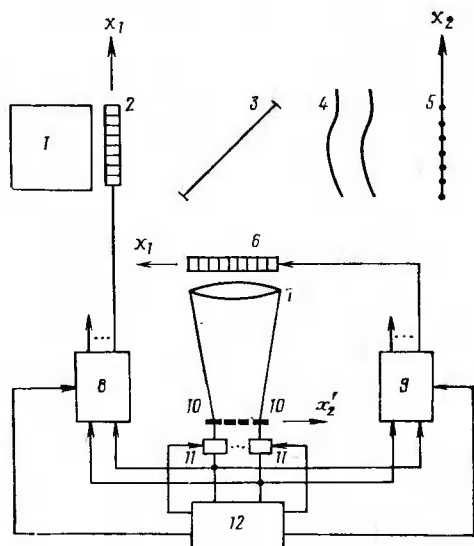


Рис. 6.14. Структурная схема адаптивной системы видения с управлением излучаемым (с помощью функционалов резкости и энтропии) и принимаемым (с помощью функционалов резкости) полями:
1 — лазер; 2 — управляемая передающая аперттура; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — возмущающая среда; 5 — объект; 6 — корректор; 7 — линза; 8 и 9 — адаптивные устройства управления; 10 — матрица фотодетекторов, 11 — ключевые схемы, 12 — логическое устройство

При исследовании адаптивной фокусировки матричный приемник устанавливался в плоскости аперттуры (вместо корректора 6) и использовался один адаптивный (большой) контур.

Следует заметить, что нелинейные преобразования сигнала, пропорционального принимаемой интенсивности, можно выполнять не только с помощью логарифмических и других нелинейных усилителей в электронной части системы, но и с помощью специальных светочувствительных сред на входе фотодетектора.

Матричный приемник состоял из точечных фотодетекторов или из фотодетекторов с относительным размером $\xi = d_{\text{прм}}/l_{\text{д прм}}$, где интервал разрешения приемной линзы с диаметром D и с фокусным расстоянием $f_{\text{л}}$ равен $l_{\text{д прм}} = \lambda f_{\text{л}}/D$. Расстояние $l_{\text{ти}}$ или относительное расстояние между точечными фотодетекторами или центрами фотодетекторов с размером d , которое обозначим как $\xi = l_{\text{ти}}/l_{\text{д прм}} = l_{\text{ти}}D/\lambda f_{\text{л}}$, варьировалось в процессе численного эксперимента.

Объект задавался совокупностью блестящих точек с функцией отражения $h_0(x_2)$ вида (5.1) и относительным расстоянием между ними $\eta = l_{\text{то}}D/\lambda R = l_{\text{то}}/l_{\text{д}}$, где $l_{\text{д}} = \lambda R/D$, R — расстояние от аперттуры до объекта. Варьируя значения функции $h_0(x_2)$ и расстояние $l_{\text{то}}(\eta)$ между блестящими точками, можно было получить различные виды протяженных объектов по характеру отражения (зеркальный, зеркально-диффузный, диффузный) и непрерывности поверхности (кластерный и «непрерывный»).

На первом этапе в условиях малых фазовых искажений детально оценивалось разрешение адаптивных систем видения для объектов кластерного и непрерывного типов.

Разрешение в адаптивных лазерных системах видения. Минимальное разрешение нескольких точечных объектов в неадаптивной системе ($l_{\text{д}} \approx l_{\text{д прм}} R/f_{\text{л}}$) достигается при некогерентной подсветке. При когерентном освещении точечных объектов разрешение зависит от фазовых соотношений между ними. Действительно, для трехточечного объекта поле в изображении с учетом соотношений (1.20), (5.2), (6.4) представляется в виде

$$u(x'_2) = -\frac{SS_{\text{T}}}{\lambda^2 R z_1} \sum_{m=1}^3 a_{0m} c_m \exp[i(\Gamma_m + \gamma_m + \varphi_m)] h^* \left(x_{2m} + \frac{R}{z_1} x'_2 \right),$$

где

$$h_{\text{л}}(x) = \frac{1}{S} \int_{S_{\text{л}}} \exp\left(i \frac{kx\rho_1}{R}\right) d\rho_1$$

— импульсный отклик линзы, S_{T} — сечение рассеяния точечного объекта, c_1, c_2, c_3 и $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — соответственно коэффициенты отражения и приведенные фазы каждого из объектов в некоторой плоскости $z=R$, a_{01}, a_{02}, a_{03} и $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ — действительные управляемые амплитуды и фазы подсвечивающего поля на точечных объектах. Остальные обозначения те же, что и в соотношении (1.20) и на рис. 6.14; $\varphi_m = kx_{2m}^2/2R$.

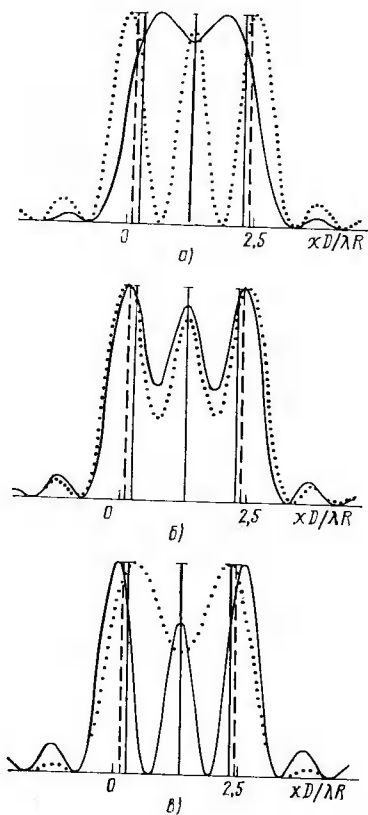


Рис. 6.15. Разрешение в неадаптивной системе для различных расстояний между блестящими точками: $\eta=1$ (—) и $\eta=1,125$ (...) и различных относительных фаз: $\gamma_i=\{0, 0, 0\}$ (а); $\gamma_i=\{0, \pi/2, 0\}$ (б); $\gamma_i=\{0, \pi, 0\}$ (в)

Рис. 6.16. Установившиеся распределение интенсивностей в плоскости объекта (1) и плоскости изображения (2) при $\eta=1,5$, $\gamma_i=\{0, \pi/2, 0\}$ (—) и $\gamma_i=\{0, 0, 0\}$ (---)

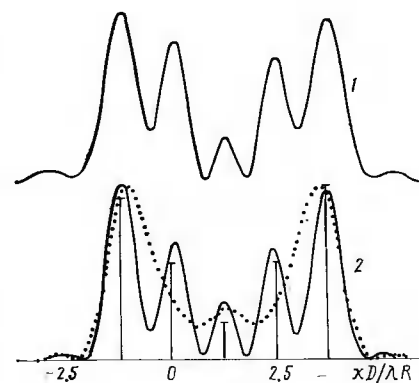
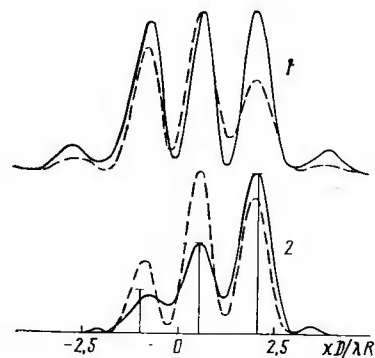
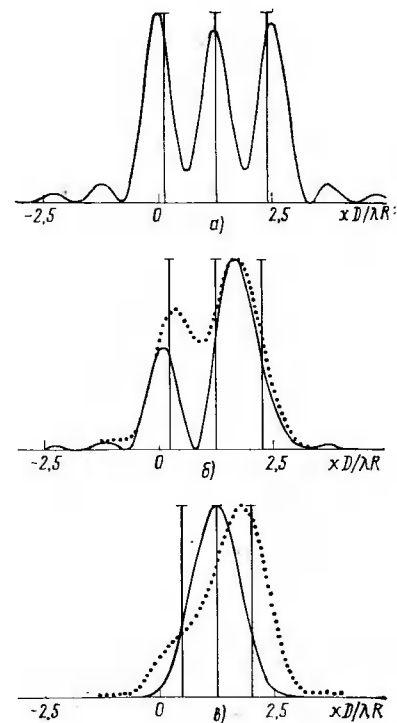


Рис. 6.17. Установившиеся распределение интенсивностей в плоскости объекта (1) и плоскости изображения (2) в адаптивной (—) и неадаптивной (...) системах при $\eta=1,25$; $\gamma_i=0,25; 0; 0,5; 0,1; 0,3$

Рис. 6.18. Установившееся распределение интенсивности в плоскости изображения при различных интервалах η между точками, расположенными в области Фраунгофера (—) и в области Френеля (...) при $\eta=1,125$ (а); $\eta=1,0$ (б); $\eta=0,75$ (в)



На рис. 6.15 показаны изображения трех блестящих точек, получаемые в обычной когерентной системе, при различных интервалах между ними (для $\eta=1$ относительный геометрический набег фаз $\varphi_i=\{0, 0, 0\}$, а для $\eta=1,125$ — $\varphi_i=\{0, \pi, 0\}$) и с различным соотношением фаз γ_i . Рис. 6.15 демонстрирует известный факт [50, 51], что блестящие когерентно отражающие точки могут не разрешаться до угловых расстояний, соизмеримых с двойным интервалом разрешения. Здесь блестящие точки $\gamma_i=\{0, 0, 0\}$ начинают разрешаться с расстояний $\eta=1,625$. Следует отметить случаи разрешения точек с $\gamma_i=\{0, 0, 0\}$ при $\eta=1,125$ и $\eta=1,375$, что связано с накоплением относительного геометрического набег фаз (в пределах главных значений) от каждой точки до апертуры ($\varphi_i \approx \{0, \pi, 0\}$). Отметим, что неразрешаемому изображению соответствует энтропия $H^u < H^u_{\max}$, а разрешаемому — $H^u \approx H^u_{\max}$.

Рассматриваемым адаптивным системам получения изображений принципиально свойственно разрешение, близкое к разрешению некогерентных оптических систем. Для этого автоматически формируются пучки излучаемого поля в плоскости объекта (за счет свойств максимизации функционалов резкости и энтропии)

с относительными фазами Γ_i между соседними пучками, отличающимися примерно на π . Это положение иллюстрируется рис. 6.16 и 6.17. В обоих случаях (и так вплоть до $\eta=1,125$, см. рис. 6.18 а) адаптивная система уверенно разрешает когерентно отражающие точки. При этом следует отметить некоторое ухудшение изображения блестящих точек в случае соотношения их фаз как $\{0, 0, 0\}$ (рис. 6.16), что связано прежде всего с деформацией подсвечивающих пучков. Особенностью распределения интенсивности поля в плоскости объекта (см. рис. 6.17) является его практическое совпадение с распределением интенсивности в изображении блестящих точек и с распределением их реальных коэффициентов отражения по интенсивности (напомним, что на рисунках она отображается высотой вертикальных линий). В этом случае в неадаптивной системе яркий рельеф в изображении блестящих точек является непрерывным.

Структура подсвечивающего поля и получаемого изображения деформируется при разнесении точек на один интервал разрешения и менее, что видно из рис. 6.18 и рис. 6.19, а. При этом отдельные блестящие точки не разрешаются (рис. 6.18), а огибающая получаемых дифракционных максимумов в определенной ме-

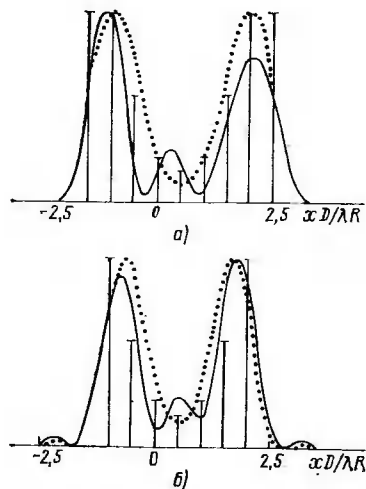


Рис. 6.19. Изображение кластерного объекта ($\eta < 1$) при первоначальной подсветке широким (а) и узким (б) лучом

Рис. 6.20. Изображение «непрерывного» протяженного объекта в установившемся режиме при анализе матрицей фотодетекторов с $d = \lambda f_n / D$ (—) и матрицей точечных фотодетекторов (---) с относительным расстоянием между ними $\xi = 2$, а также при подсветке объекта квазиплоской волной (...) при $\Delta x'_2 = \lambda f_n / 4D$ (а); $\Delta x'_2 = \lambda f_n / D$ (б)

ре соответствует распределению отражающих характеристик объекта (рис. 6.19, а). В других случаях она существенно деформируется, поскольку управляемые пучки вследствие явлений дифракции и интерференции становятся зависимыми.

Стремление адаптивной системы к разрешению отдельных точек и областей в непрерывном объекте иллюстрируется и рис. 6.19. Оно по-прежнему связано с многолучевым освещением объекта в установившемся режиме адаптации. Система успешно адаптируется к форме (размерам) объекта независимо от вида первоначальной подсветки (широкий или узкий луч). Следовательно, на этапе поиска и обнаружения протяженного объекта можно использовать и сканирование узким лучом до его попадания в пределы отражающей поверхности объекта. Тенденция к пятенной структуре изображения, в данном случае обусловленной формой и фазовыми соотношениями между лучами поля подсветки, а также условиями регистрации интенсивности, сохраняется и для больших значений $M_0 \gg 1$, когда объект хорошо разрешается системой и число элементов разрешения в пределах размеров объекта составляет не менее десяти. Она связана и с тем, что при анализе интенсивно-

сти применялись точечные фотодетекторы с расстоянием между ними $\xi \leq \eta$. При увеличении поверхности фотодетектора до размера элемента разрешения ($d_{\text{прм}} \approx l_{\text{д прм}}$) пятенность в изображении существенно сглаживается.

Варьирование области анализа Ω показывает, что удовлетворительное качество изображения наблюдается, пока $\Omega \leq 1,5\Omega_0$, где Ω_0 — точно известный контур кластерного или непрерывного объекта.

Объект можно считать непрерывным, когда расстояние между блестящими точками $\eta \leq 0,25$. В этом случае анализ интенсивности в плоскости изображения матрицей точечных фотодетекторов с расстоянием между ними $\xi < 2$ не обеспечивает хорошего качества формируемого изображения. Повышение качества связано с увеличением расстояния ξ и размера каждого фотодетектора до двойного размера элемента разрешения ($\xi = 2$, $d = 2l_{\text{д прм}} = 2l_{\text{д фл}}/R$) и более, что иллюстрируется рис. 6.20 и 6.21. В этом случае обеспечивалось независимое управление лазерными пучками подсвечивающего поля.

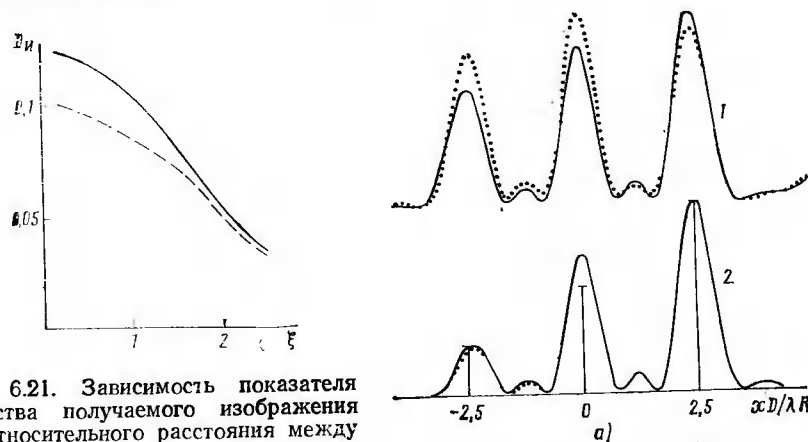


Рис. 6.21. Зависимость показателя качества получаемого изображения от относительного расстояния между точечными фотодетекторами

Рис. 6.22. Установившиеся распределения интенсивностей в плоскости объекта (1) и в плоскости изображения (2) при различных уровнях фазовых флуктуаций для $\sigma_\varphi = 1$ рад (—) и $\sigma_\varphi = 0,01$ рад (...), а также при анализе интенсивности в точках расположения объектов (а) и во всей области (б), занимаемой кластерным объектом

Качество получаемого изображения D_n оценивалось с помощью соотношения (5.39). Следовательно, при когерентном освещении непрерывного объекта управляемым (с помощью функционалов резкости и энтропии) полем хорошее качество изображения (восстановление рельефа яркости) достигалось при ухудшении разрешения почти в два раза по сравнению с некогерентной системой.

Адаптивная компенсация фазовых искажений прямого и обратного каналов. В адаптивной системе видения, изображенной на рис. 6.14, эффективно компенсируются фазовые искажения прямого (большим контуром адаптации и максимизацией функционалов резкости и энтропии) и обратного (малым контуром адаптации и максимизацией функционалов резкости) каналов. Практический интерес представляет оценивание качества восстанавливаемого изображения в зависимости от уровня фазовых помех σ_φ , соотношения между быстродействием большого и малого контуров адаптации (T_6/T_m) и степени априорного знания о форме объекта.

Показанные на рис. 6.22 изображения свидетельствуют об эффективности компенсации небольших фазовых искажений ($\sigma_\varphi \leq 1$ рад) прямого и обратного канала при относительно быстродействии контуров $T_6/T_m = 3$. Увеличение уровня помех до $\sigma_\varphi = 2$ рад при анализе интенсивности в точках расположения объектов существенно ухудшает качество восстанавливаемого изображения. Увеличение же области анализа Ω/Ω_0 до размеров внешне-

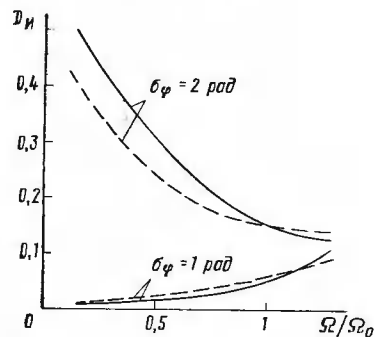
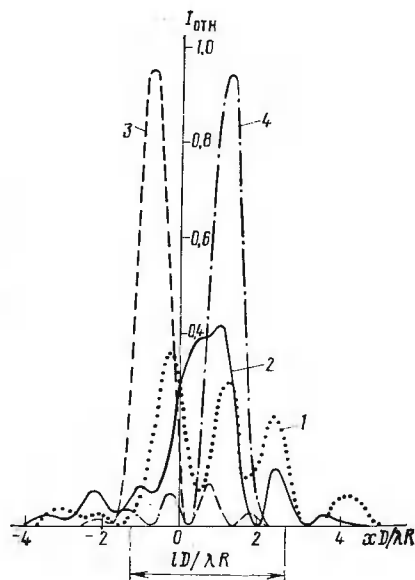


Рис. 6.23. Зависимость показателя качества формируемого изображения при различном быстродействии большого и малого контуров адаптации для $T_6/T_m = 3$ (—) и $T_6/T_m = 1$ (---) и различных уровней фазовых возмущений

Рис. 6.24. Установившееся распределение интенсивности в плоскости объекта при адаптивной фокусировке с помощью различных функционалов интенсивности (1, 2 — R_3 ; 3, 4 — S_1)



го контура кластерного объекта и больше, как видно из рис. 6.23, позволяет получить хорошее качество адаптивной компенсации ($D_n \approx 0,1$). Система является нечувствительной к относительному быстродействию адаптивных контуров вплоть до значений $T_6/T_m = 1$.

Таким образом, управление излучаемым и принимаемым полями в адаптивных ЛСВ позволяет не только уменьшить требования к априорной информации о форме объекта и улучшить энергетические характеристики системы, но и эффективно компенсировать фазовые искажения прямого и обратного каналов. При этом разрешение адаптивной ЛСВ при наблюдении кластерных объектов увеличивается в два раза, т. е. адаптивная когерентная система характеризуется таким же разрешением, что и некогерентная.

Адаптивная фокусировка на протяженный объект. В заключение рассмотрим возможности применения метода и критериев максимизации резкости (интенсивности) и энтропии при получении дифракционно-ограниченных пучков в задачах адаптивной фокусировки оптического излучения на однородно отражающий протяженный (в том числе вращающийся) объект. В этом случае использование критериев максимизации интенсивности $I(x_1)$ или $\int I^2(x_1) dx_1$ в плоскости апертуры не приводит к формированию дифракционно-ограниченного пучка, падающего на объект, как было показано в § 6.1.

Это связано с тем, что в плоскости апертуры анализируется интенсивность отраженного от объекта поля, образующего некоторую интерференционную картину. В результате максимизация интенсивности в плоскости апертуры, как правило, достигается за счет увеличения интенсивности одного из максимумов интерференционной картины, т. е. адаптивная система сходится в один из локальных экстремумов. При этом форма и размеры фокусируемого пучка в установившемся режиме адаптации могут существенно отличаться от формы и размеров дифракционно-ограниченного пучка, что видно из рис. 6.24 (кривые 1, 2). В начальном состоянии оба пучка были искажены введением случайных фаз на субапертурах ($N=25$), распределенных равномерно в интервале $[-\pi, \pi]$, и представляли широкий неоднородный луч. В процессе адаптации максимизировалась интенсивность отраженного сигнала в некоторой области плоскости апертуры. При адаптивном формировании пучка 1 область анализа ограничивалась точечной апертурой, а пучка 2 — размерами излучающей апертуры. В последнем случае функционал интенсивности

$$R'_3 = \int_{-D_x/2}^{D_x/2} I^2(x_1) dx_1$$

измерялся в 50 дискретных точках, где D_x — линейный размер апертуры. Установившийся режим наблюдался после 4—5 итераций.

В модели использовались однородно отражающий шероховатый и зеркальный объекты, на которые приходилось четыре элемента разрешения. Результаты моделирования для обоих типов объектов практически одинаковы.

Следует отметить особенности динамики процесса формирования лазерного пучка при использовании функционала R_3 . После первой итерации сформировался пучок, близкий к дифракционно-ограниченному (максимальное значение относительной интенсивности составляло 0,729), а поле в плоскости апертуры было достаточно однородным. В течение второй — пятой итераций пучок частично расфокусировался и его максимальное значение в установившемся режиме уменьшилось до 0,416. В плоскости же апертуры в области анализа появился ярко выраженный максимум интенсивности.

Нежелательных явлений, связанных с неэффективной фокусировкой излучения на протяженный объект, можно избежать при учете в процессе адаптации как энергетических, так и информационных характеристик отраженного поля в плоскости апертуры, т. е. с помощью критериев резкостно-энтропийного типа. Физическая сущность получения дифракционно ограниченных пучков при максимизации резкости (в данном случае — интенсивности) и энтропии отраженного поля рассмотрена в § 6.4. Действительно, сфокусированному в плоскости объекта пучку (характеризуемому минимальной энтропией собственных значений матрицы интенсивностей $\lambda_m = I_m$) в дальней зоне (в плоскости апертуры) соответствует отраженное поле с характеристикой направленности, линейный размер которой (ширина ДН) равен размеру апертуры. Следовательно, в соответствии с (6.48) такое поле обладает максимальной дифференциальной энтропией H_g^a .

Эффективность адаптивной фокусировки при использовании критерия, максимизирующего интенсивность и дифференциальную энтропию поля в плоскости апертуры, т. е. критерия

$$\max S'_1 = \max_{D_{x_1/2}} \int_{-D_{x_1/2}}^{D_{x_1/2}} \ln I(x_1) dx_1,$$

для различных возмущений иллюстрируется кривыми 3, 4 на рис. 6.24. Здесь сфокусированный в процессе адаптации до дифракционных размеров пучок 3 (максимальное значение относительной интенсивности $I_{\max} = 0,96$) получен при адаптивной компенсации случайных начальных фаз на субапертурах, равномерно распределенных в интервале $[-\pi, \pi]$. А пучок 4 ($I_{\max} = 0,94$) получен при адаптивной фокусировке на объект в условиях фазовых флуктуаций среды со среднеквадратическим значением $\sigma_\varphi = 2$ рад. Следует отметить случайность положения сфокусированного пучка на объекте, но при этом за пределы объекта попадает незначительная часть энергии. Это свидетельствует о том, что функционал S'_1 в определенной мере (в пределах угловых размеров объекта) инвариантен к наклону волнового фронта.

Следовательно, применение более общих критериев, максимизирующих интенсивность и энтропию световых полей, позволяет эффективно решать задачу адаптивной фокусировки на достаточно широкий класс протяженных объектов.

АДАПТАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНЫХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ

7.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Реализация высоких потенциальных возможностей ЛИИС в значительной степени ограничивается влиянием широкого круга возмущающих воздействий, среди которых особое место принадлежит атмосферным. Так, облачные поля, изменяющиеся в пространстве и во времени, характеризуются вариациями ослабления от единиц до сотен децибел на километр. Они различаются внутренними пространственными масштабами, колеблющимися от десятков до сотен тысяч метров, а также внешними размерами самих полей, которые могут достигать сотен и тысяч километров.

В связи с этим можно говорить об облачных образованиях мезо- и макромасштаба, по разному влияющих на организацию высоконадежных оптических каналов.

Применение ЛИИС в протяженных космических каналах, которые все шире используются для траекторных измерений и астрономических наблюдений, локации Луны, передачи информации и решения других задач [18, 21—30], требует учета пространственно-временного распределения облачных полей, характера движения объектов, между которыми организуется оптический канал, например учет движения ИСЗ, и целого ряда других факторов, специфичных для оптического диапазона длин волн (узость ДН, соизмеримых с угловыми размерами объектов, высокие скорости передачи информации и др.).

Таким образом, в отличие от своих радиотехнических прототипов, в которых выбором диапазона длин волн удается существенно снизить мешающее действие атмосферных образований, эффективность применения ЛИИС в значительной степени зависит от степени изученности и знания основных закономерностей географического распределения облачных полей и их сезонного и суточного хода, которые, в свою очередь, должны определить стратегию пространственного размещения и временного использования технических средств ЛИИС. С этой точки зрения пространственно-временная структура комплекса ЛИИС должна быть в определенном смысле согласована со стохастической структурой облачных полей и характером движения ИСЗ, т. е. должна быть адаптивной.

Становится очевидным, что задачи синтеза и анализа работы комплекса ЛИИС, обладающего всеми признаками больших систем, можно решать только с учетом пространственно-временного распределения облачных полей и их корреляционных связей над большими географическими районами Земли.

7.2. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЛАЧНОСТИ В РАЗЛИЧНЫХ РАЙОНАХ ЗЕМНОГО ШАРА

Регулярные запуски метеорологических ИСЗ позволяют получать обширную информацию об облачности в непрерывном пространстве над поверхностью Зем-

ли, в том числе и над районами, лишенными наземных метеорологических наблюдений. Для эффективного использования ЛИИС важны исследования, дающие представление об основных закономерностях географического распределения и годового хода общего количества облаков в различных районах земного шара, обусловленных распределением потоков тепла и влаги, циркуляцией атмосферы и характером подстилающей поверхности. Особую значимость приобретают карты вероятностей ясного и пасмурного неба для всех сезонов, с помощью которых можно сформировать основные закономерности динамики распределения облачного покрова в различных районах земного шара, обусловленные микроклиматическими факторами.

По данным многочисленных и систематических метеорологических наблюдений, выполненных с наземных пунктов и особенно с метеорологических ИСЗ [6], установлено, что над океанами в среднем за год от высоких широт к низким вначале уменьшается вероятность пасмурного и увеличивается вероятность ясного неба, затем между 15° с.ш. и экватором увеличивается вероятность пасмурной и уменьшается вероятность ясной погоды.

Области максимальной вероятности пасмурной погоды располагаются от 45 до 60° с.ш. и вблизи экватора, а области минимальной вероятности пасмурной погоды располагаются между 15 и 25° с.ш.

Переход от теплого полугодия к холодному в целом увеличивает вероятность пасмурного неба. Области значительной облачности возрастают и несколько смещаются к низким широтам. Это связано с аналогичным смещением областей активной циклонической деятельности в умеренных широтах. Области минимальной повторяемости пасмурной погоды также несколько смещаются к югу вслед за смещением субтропических антициклонов. Увеличение вероятности пасмурной погоды в экваториальной зоне объясняется сильно развитой конвекцией в дневные часы, что приводит к образованию кучевых облаков.

Общий характер распределения переменной облачности над океанами в течение года характеризуется высокой отнотипностью. Для решения вопроса о целесообразности размещения ЛИИС в океанических районах необходимо иметь в виду, что среднее количество облачности над океанами значительно больше, чем над равнинными областями материков.

Распределение облачности над материками гораздо сложнее, и здесь, как и над океанами, явно выражена широтная зависимость облачности, а годовой ее ход представлен более резко. Очень редко наблюдается облачность над засушливыми районами материков. В экваториальных широтах на континентах круглый год преобладает пасмурная погода. В годовом ходе облачного покрова хорошо выражены экстремальные значения количества облачности летом и зимой.

Накопленная информация о многолетнем среднем количестве облаков (определяемом как отношение покрытой облаками поверхности к общей площади) и повторяемости облачных градаций позволяет провести детальный анализ применимости ЛИИС по различным районам земного шара.

Рассмотрим в качестве примера распределение среднего количества общей облачности за один из летних месяцев — июль. Можно заметить, что в умеренных широтах наблюдается значительная облачность (от 50 до 80%) и только самые южные районы континентальной Евразии (между 10 и 100° в.д.), Северной Америки (к западу от Великих озер), а также небольшая часть северо-востока Балтийского моря имеют среднее количество облаков от 40 до 50%.

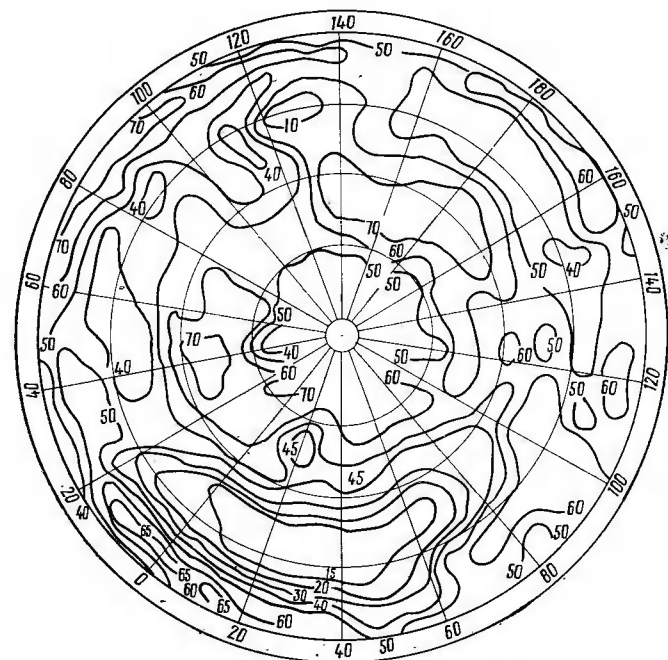


Рис. 7.1. Карта среднего количества общей облачности летом

Аналогично можно проанализировать карты распределения среднего количества облаков за определенный сезон (рис. 7.1). Здесь следует выделить области значительной облачности над водами умеренных широт Северной Атлантики и Тихого океана. Над Евразией в умеренных широтах среднее количество облаков составляет 40...60%. Над Европой в умеренных широтах среднее количество общей облачности убывает с севера на юг и с запада на восток.

Не меньший интерес представляют карты повторяемости облачных градаций (частости или вероятности существования облачных полей различных градаций, выраженной в процентах).

Более широкое усреднение результатов наблюдений с метеорологических спутников позволяет получить оценки среднего количества общей облачности над океанами и континентами в каждой 10-градусной широтной зоне и в зоне 0...70° (летом) и 0...60° (зимой) (табл. 7.1). Из табл. 7.1 следует, что максимальное количество зональной общей облачности летом (59,7%) наблюдается в широтной зоне 50...60°. К северу и югу от нее среднее количество зональной облачности убывает и в полосе 20...30° достигает минимального значения (40,7%).

Табл. 7.1 убедительно свидетельствует, что ни в одной из широтных зон не существует близких к нулю значений зональной облачности, которые создавали бы благоприятные условия для одностанционных ЛИИС, обеспечивающих вероятность оптического контакта с движущимися объектами, находящимися на сравнительно больших высотах. Вместе с тем сравнение распределения сезонной и суточной облачности показывает, что если в пределах ограниченного геогра-

Таблица 7.1
Среднее по широтным зонам количество облачности над океанами (О), континентами (К) и в целом над северным полушарием (С.П.), %

Широтная зона, градусы	Лето			Зима		
	О	К	С.П.	О	К	С.П.
60...70	65,1	56,8	57,9	—	—	—
50...60	68,1	56,7	59,7	71,1	61,9	64,5
40...50	68,6	46,4	53,5	10,1	61,9	64,5
30...40	50,9	37,2	42,7	64,5	46,8	53,8
20...30	47,3	34,1	40,7	52,9	35,8	44,4
10...20	50,5	43,6	48,0	46,4	28,2	39,9
0...10	54,6	56,3	55,2	50,8	39,6	46,8
0...70(60)	54,1	46,6	50,0	54,9	47,3	51,0

фического района принципиально невозможно обеспечить необходимых условий для круглогодичного (и суточного) высокоэффективного применения ЛИИС, то при рассредоточении отдельных ЛИИС по значительной территории положение существенно меняется. В этом случае можно сформулировать задачу такого районирования выбранной территории по характеру годовой повторяемости облачных градаций, при котором эффективность применения ЛИИС резко возрастает за счет их пространственного разнесения. С этой точки зрения современный комплекс ЛИИС действительно должен рассматриваться как пространственно-временной фильтр, параметры которого определенным образом согласованы с пространственно-временным распределением общей облачности. Существенная неоднородность облачных полей предполагает адаптивное управление числом степеней свободы комплекса с избыточной пространственной структурой.

Для решения поставленной задачи необходимо определить корреляционные связи облачных полей, на основании которых можно предложить способы пространственного размещения и временного использования всей совокупности ЛИИС.

7.3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАЧНОСТИ

В основе статистических методов исследования изменчивости облачности лежит представления о ней как о случайном процессе, который определяется атмосферными возмущениями различного масштаба. Так, полагая процесс изменения облачности марковским, что достаточно хорошо подтверждается практически, в [6] были вычислены нормированные корреляционные функции между значениями количества облаков.

Пример на рис. 7.2 позволяет сделать вывод, что в пределах нескольких часов наблюдается устойчивая картина количества облаков, что позволяет не учитывать вариации облачных полей в пределах одного и более сеансов измерений ЛИИС и осуществлять достаточно обоснованный краткосрочный прогноз количества облаков. Для $\tau > 24$ ч степень корреляции не превышает 0,3 и прогноз на эти времена оказывается менее обоснованным. Например, оправдывае-

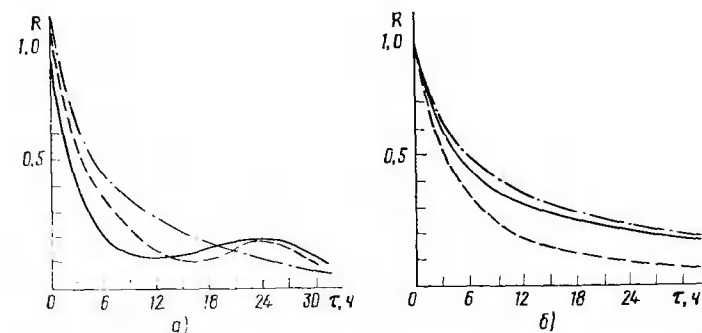


Рис. 7.2. Нормированные корреляционные функции количества облаков летом (а) и зимой (б), рассчитанные по данным наблюдений на кораблях погоды (— и ---) и на метеорологической станции Берлин (-.-.)

мость прогноза на 24 ч составляет более 70%, на 48 ч — более 60% и на 72 ч — менее 60%.

Для прогноза общего количества облаков применяются методы, основанные на анализе (и учете) изменчивости начальных условий облакообразования. При этом выбираются предикторы, наиболее тесно связанные с процессами появления облаков над некоторой ограниченной территорией. В районах Северной Атлантики в качестве предикторов берутся количество облаков s_0 и разность температур Δt воздух — вода в исходный момент. Тогда прогностическое уравнение регрессии для количества облаков s записывается в виде

$$s = (1 - a) \bar{s} + a s_0 + b (\bar{t} - \Delta \bar{t}), \quad (7.1)$$

где a и b — коэффициенты регрессии, $\bar{s}$ и $\bar{t}$ — средние многолетние значения количества облаков и разности температур воздух — вода соответственно.

Оправданность составленных таким образом прогнозов на срок 24, 48 и 72 ч во всех случаях превышала 70%.

Временная изменчивость общей облачности над европейской частью СССР исследована в [145]. Основой для оценки статистических характеристик (корреляционных функций и спектральных плотностей) послужили ежечасные наблюдения метеостанций, расположенных в Москве и в радиусе до 200 км от нее. Это позволило оценить временную изменчивость не только локальных особенностей облачного покрова, но и аналогичные характеристики для участков более крупного масштаба: 100×100 , 200×200 и 400×400 км².

Как видно из рис. 7.3, в теплый период года все корреляционные функции имеют периодическую составляющую (суточный ход), а в холодный период года они практически монотонно убывают. В первом случае периодичность связана с образованием кучевой облачности в дневные часы и разрушением ее в ночные (суточный ход). Во втором поведение корреляционной функции объясняется преобладанием слоистообразной облачности. Из рис. 7.3 также следует, что с ростом площади усреднения возрастает сама корреляционная функция как для теплого, так и для холодного периода года. Это отражает тот факт, что крупномасштабные возмущения поля облачности являются более долгоживущими, чем мелкомасштабные.

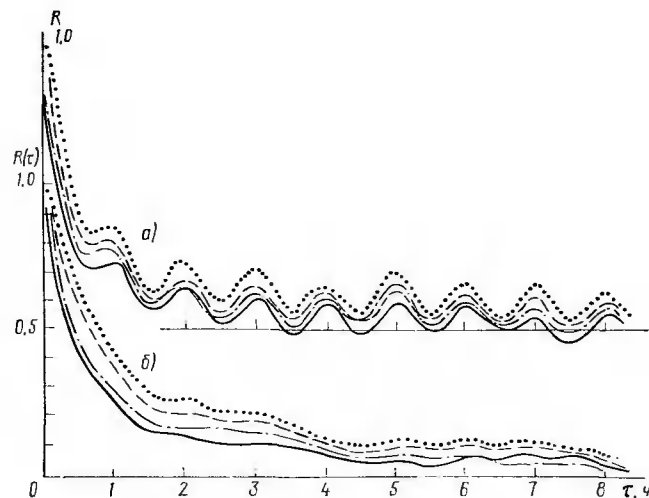


Рис. 7.3. Нормированные временные корреляционные функции общего количества облаков для Москвы (—) в теплый (а) и холодный (б) период года и для площадей $400 \times 400 \text{ км}^2$ (...), $200 \times 200 \text{ км}^2$ (---) и $100 \times 100 \text{ км}^2$ (----)

В ходе кривых спектральной плотности [145] имеются вторичные максимумы: с периодом 1 сутки для теплового времени года и 4 суток для холодного. Последний максимум соответствует времени существования слонстообразных облаков и близок к длине естественного синоптического периода.

Для построения рациональной пространственной структуры комплекса ЛИИС и ее адаптивного изменения в течение суток, месяца, сезона и года не-

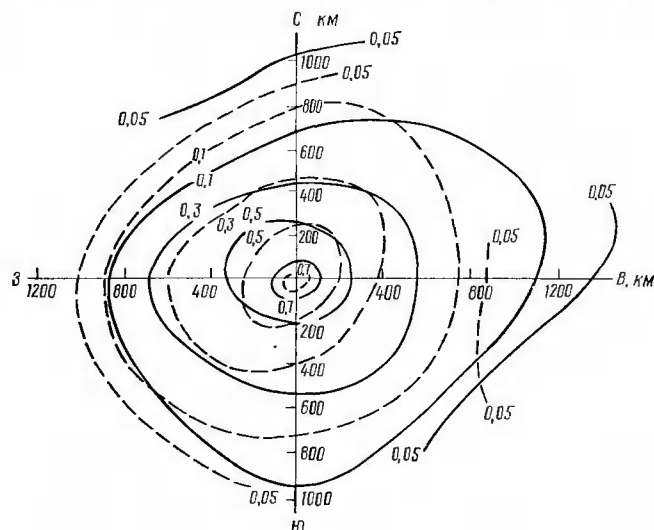


Рис. 7.4. Карта изолиний пространственных коэффициентов корреляции общей облачности относительно Москвы зимой (—) и летом (---)

обходимо знать не только временные, но и пространственные корреляционные характеристики облачности и их изменчивости. Для этого можно использовать методику [5], на основе которой для анализа пространственной структуры облачности над европейской частью СССР были вычислены парные коэффициенты, характеризующие корреляцию между количеством облаков над метеостанцией ВДНХ (Москва) и над каждой из 27 метеостанций, расположенных в разных направлениях на расстоянии до 1400 км от Москвы. Пункты наблюдения выбирались так, чтобы их было не менее трех в каждом 200-километровом кольце от Москвы. Исходным материалом служили данные 8-срочных наблюдений в центральные месяцы сезонов за 1966—1980 гг.

Как видно из рис. 7.4, пространственная корреляция общей облачности зависит от времени года: она убывает почти равномерно по всем направлениям. Наблюдается лишь слабая вытянутость к западу. Форма изокоррелят позволяет считать поле облачности приближенно изотропным.

Наибольшая пространственная связность свойственна облакам в холодный период, когда они образуются преимущественно под действием макроциркуляционных процессов и имеют большую горизонтальную протяженность. Радиус значимой корреляции ($r_k=0,3$) зимой равен 500 ... 700 км. Степень корреляции приближается к нулю на расстоянии 1100 ... 1400 км от Москвы. Летом в связи с ослаблением циклонической деятельности и развитием процессов трансформации степень корреляции уменьшается. Летом и осенью радиус значимой корреляции составляет 300 ... 400 км и уменьшается до 300 км весной, когда атмосферные процессы развиваются особенно бурно и один процесс быстро сменяет другой.

Для выбора пространственной структуры комплекса ЛИИС полезно знать вероятность того или иного состояния облачности в данном пункте при фиксированном состоянии в одном или нескольких пунктах. Пространственное распределение условных вероятностей различных состояний облачности над европейской частью СССР при фиксированном состоянии ее в районе Москвы зависит от времени года, расстояния и расположения пунктов наблюдений относительно Москвы [5]. Из карты на рис. 7.5 видно, что изотропность поля для условных вероятностей отдельных состояний облачности нарушается. Зимой четко выделяется юго-западный сектор, где вероятность рассматриваемого состояния облачности (10 баллов) на расстоянии до 1000 км превышает 0,8, т. е. она почти такая же, как и на расстоянии 150 ... 200 км от города. В соответствии с распределением пасмурного состояния неба вероятность малооблачной погоды в юго-западном направлении от Москвы уменьшается до 8 ... 10%. Летом повсеместно, за исключением центральных и северо-западных районов европейской части СССР, уменьшается условная вероятность пасмурного состояния неба при сплошной облачности в основном пункте наблюдений. Особенно сильно это проявляется в южном направлении.

Следует отметить, что поля сплошной облачности (10 баллов) или безоблачного состояния неба (0 баллов) могут достигать 16 ... 52 млн км^2 , что составляет 6 ... 20% площади северного полушария. Самыми крупными являются безоблачные поля, площади которых достигают 50 ... 80 млн км^2 (20 ... 31% площади северного полушария).

Анализ пространственно-временных статистических характеристик облачности на значительных расстояниях и временных интервалах показывает, что оптические пункты должны размещаться на расстояниях друг от друга от не-

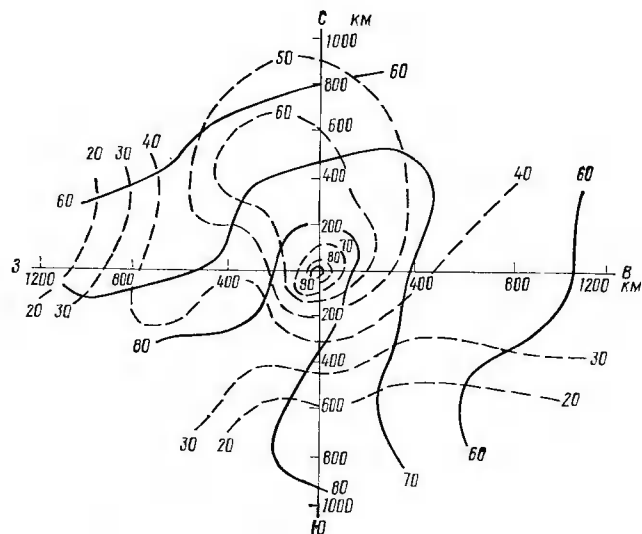


Рис. 7.5. Карта вероятностей пасмурного состояния неба над европейской частью СССР при сплошной облачности над Москвой зимой (—) и летом (---)

скольких сотен до тысячи километров. Их временные сеансы функционирования и адаптивное изменение пространственной структуры комплекса ЛИИС от сеанса к сеансу наблюдения должно проводиться на основе краткосрочных прогнозов, составленных на периоды от нескольких часов до одних суток.

Одним из эффективных средств снижения влияния экранирующего действия облачных образований может служить подъем наземных ЛИИС над верхней границей облачных полей. Детальное изучение распределения облаков на различных высотах [5, 147, 148] над различными географическими районами позволяет выявить наиболее существенные закономерности, которые сводятся к следующему:

по мере увеличения высоты степень покрытия неба облаками возрастает, достигая максимальных значений на некотором уровне, зависящем от физико-географического положения района и времени года;

затем степень покрытия неба облаками снижается и для большинства географических районов на высотах около 6 км не превышает 2 баллов;

для каждого района и времени года можно выделить диапазон высот, внутри которого наблюдается максимальное количество облаков.

Как видно из рис. 7.6, в сезонном ходе вертикального распределения среднего количества облаков над Европейской частью СССР и Западной Сибирью разграничивающей является высота 2 км. Ниже этой высоты облака преобладают в осенне-зимний период, выше — в весенне-летний.

Для оптических каналов связи важны сведения о вероятности ясного состояния неба на высотах выше некоторых заранее заданных значений. При общей закономерности увеличения вероятности ясного неба с ростом высоты наблюдений отмечаются некоторые особенности, характерные для крупных физико-географических районов. Так, в северных, западных и центральных районах европейской части СССР при подъеме на высоту 3 км вероятность ясного неба

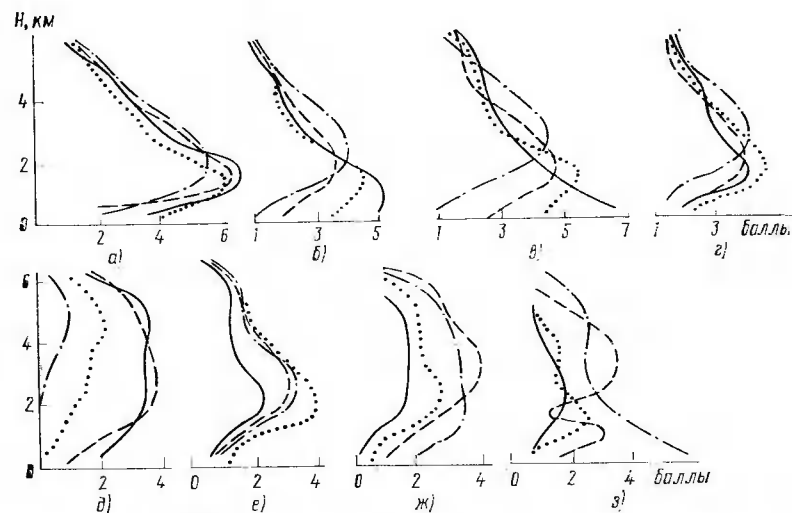


Рис. 7.6. Сезонный ход вертикального распределения среднего количества облаков над: Архангельском (а), Москвой (б), Харьковом (в), Новосибирском (г), Ташкентом (д), Хабаровском (е), Якутском (ж), Владивостоком (з) зимой (—), весной (---), летом (-.-), осенью (...)

увеличивается на 20...40%, а на высоте 6 км разница доходит до 55% относительно наземных наблюдений. Сезонный ход вероятности при наблюдениях с земли и с высоты 3...6 км противоположен. Так, летом вероятность ясного неба по наземным наблюдениям максимальна, а на высотах 3...6 км минимальна. В Узбекской ССР и Казахстане годовая амплитуда в зависимости от высоты наблюдения колеблется от 44 до 55%, а различия между вероятностью ясного неба с земли и выше 6 км не превышают 18% зимой и 10% летом. В [5] приводятся исчерпывающие характеристики ясного неба и над другими физико-географическими районами СССР.

В среднем над территорией СССР вероятность ясного неба по наземным наблюдениям составляет всего 29%, а на высотах более 3 и 6 км она увеличивается до 37 и 54% соответственно.

Таким образом, для целого ряда физико-географических районов экранирующее действие облачного покрова можно существенно снизить подъемом наземных ЛИИС на высоту около 3...6 км.

Анализ структуры облачных полей, их временных и пространственных характеристик убедительно свидетельствует о том, что высокие потенциальные характеристики ЛИИС можно реализовать, только существенно снизив мешающее действие атмосферных образований. При этом в зависимости от их масштабов и пространственно-временных характеристик задача достижения предельных возможностей ЛИИС может решаться по крайней мере на двух уровнях. Первый несет в значительной степени отпечаток индивидуальных свойств ЛИИС, анализ которых производился в предыдущих главах. Второй уровень является определяющим и связан с синтезом пространственно-временной структуры комплекса ЛИИС, оптимально согласованной со стохастической структурой облачных полей и динамикой движения ИСЗ. Для решения задачи синтеза

пространственно-временной структуры комплекса ЛИИС целесообразно задание общей и частных моделей его функционирования. Общая модель должна включать ряд частных моделей, характеризующих основные процессы функционирования комплекса пространственно-рассредоточенных ЛИИС.

7.4. МОДЕЛИ ПРОПУСКАНИЯ ОБЛАЧНОСТИ И ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЕАНСА НАБЛЮДЕНИЙ

Рассмотрим статистические характеристики пропускания для полей кучевой облачности [7]. Современная метеорология различает три основные их разновидности по вертикальным и горизонтальным размерам; малые 0,5...1,0 км, средние 1...2,0 км и большие 4,0...5,0 км. Кучевые облака обычно группируются в поля площадью в десятки и сотни тысяч квадратных километров. Внутри таких полей наблюдаются как отдельные (уединенные) облака, так и их скопления, которые наиболее характерны для второй половины дня. Длительность жизни отдельного кучевого облака колеблется от 10...20 до 40...60 мин.

В [7] исследовалась плотность распределения облаков по их диаметрам (рис. 7.7). Исследования показали, что наибольшую повторяемость (этой величиной в метеорологии характеризуется частота появления события) имели облака диаметром от 300 до 1200 м, облака диаметром 500...1000 м встречались только в 30% случаев, а облака диаметром более 3,5 км — не чаще 5%. Не меньший интерес представляет связь вертикальных и горизонтальных размеров кучевых облаков, о которой можно судить по табл. 7.2. Из нее видно, что горизонтальные размеры d облаков и их толщина h в среднем близки друг к другу ($h \approx d$).

Одна из используемых в метеорологии моделей удовлетворительно описывает поле кучевой облачности в условиях следующих предположений: поле однородно и изотропно, высота нижней границы облаков одинакова, атмосфера плоскопараллельна. В этом случае облачные элементы аппроксимируются цилиндрами, центры оснований которых распределены по закону Пуассона, а высота цилиндра, определяемая толщиной облаков, примерно равна его диаметру. Вер-

Таблица 7.2

Распределение горизонтальных и вертикальных размеров облаков

Градации размеров облаков, км	<1	1,0...2,0	2,1...3,0	>3,0
Повторяемость диаметров, d , %	26	42	18	14
Повторяемость толщин, h , %	16	48	25	11

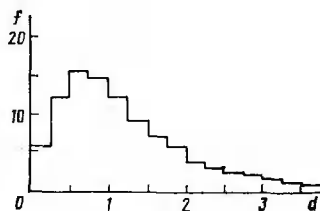


Рис. 7.7. Плотность распределения облаков по их диаметрам

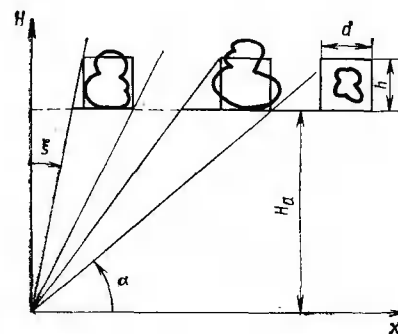


Рис. 7.8. Модель облачных неоднородностей с учетом их вертикальной протяженности

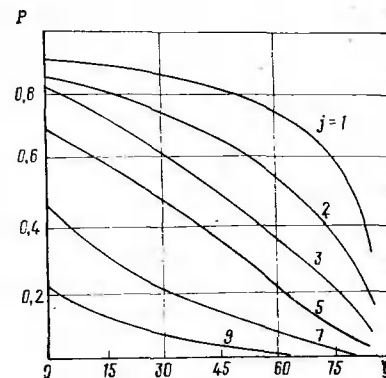


Рис. 7.9. Вероятность свободной линии визирования при пересечении поля облачных неоднородностей в заданном направлении

тикальный разрез такого поля и соответствующего ему модельного экрана с непрозрачными ($Z(x)=0$) и прозрачными областями ($Z(x)=1$) в плоскости H_a изображен на рис. 7.8. В таком случае пропускание поля в заданном направлении ξ зависит от пространственной структуры поля и является величиной случайной. При выбранной модели пропускания облачного поля событию сеанса оптических наблюдений, т. е. событию отсутствия облаков на линии визирования, может быть сопоставлена вероятность того, что при случайном расположении зоны оптического контакта в облачном поле точка пересечения линии визирования с экраном попадет на участок с $Z=1$. Эта вероятность равна отношению площади прозрачных участков зоны оптического контакта ко всей ее площади A . При использовании двух градаций пропускания $Z(r)=\{0, 1\}$, где $r=\{x, y\}$, а x, y — координаты прямоугольной системы координат на плоскопараллельном экране (рис. 1.2), вероятность проведения сеанса или оптического контакта определяется усредненным пропусканием по площади A зоны Ω_a

$$\tilde{Z}_a = \frac{1}{A} \int_{\Omega_a} Z(r) dr. \quad (7.2)$$

Для пуассоновского распределения центров облачных неоднородностей (с учетом только их двумерной структуры) при $A \rightarrow \infty$ [12]

$$\tilde{Z}_a = \exp \left\{ -2\pi\mu_d \int_0^\infty [1 - F(r)] r dr \right\}, \quad (7.3)$$

где μ_d — плотность заполнения площади облачными центрами, $F(r)$ — функция распределения горизонтальных размеров облачных неоднородностей. В частном случае, когда размеры облачных неоднородностей одинаковы, из (7.3) следует $\tilde{Z}_a = \exp(-\mu_d \pi d^2/4)$. Среднее пропускание $\tilde{Z}_a$ облачного поля соответствует используемому в метеорологии абсолютному баллу облачности j_a , который связан с ней как $\tilde{Z}_a = 1 - j_a/10$. Следует отметить, что усредненное пропускание Z_a характеризует вероятность проведения сеанса измерений в «окнах» ($\tilde{Z}=1$) об-

лачного покрова с объектами, линия визирования на которые неподвижна и проходит вблизи зенита ($\xi \ll 1$ на рис. 7.8). При углах $\xi > 1$ необходимо учитывать трехмерность облачных образований ($\tilde{Z}(\xi)$), для которых усредненное пропускание, соответствующее принятому в метеорологии относительному баллу j :

$$\tilde{Z} = \int_0^{\pi/2} P(\xi) \sin \xi d\xi, \quad (7.4)$$

где $P(\xi) = \tilde{Z}(\xi) = \exp(-\mu_a d^2/4 + 2dh \operatorname{tg} \xi)$ — вероятность отсутствия облачности на линии визирования или вероятность оптического контакта с объектом сквозь «окна» прозрачности в заданном направлении ξ ; параметры μ_a , d и h являются функцией количества облачности j .

На рис. 7.9 показано семейство зависимостей $P(\xi)$ для различных значений относительного балла j , определяемого как доля закрытости облачными неоднородностями воображаемой полусферы с центром в точке расположения ЛИИС. Из него видно, что для $0,2 \leq j \leq 0,6$ с увеличением зенитного угла до значения $\xi \approx 50^\circ$ $P(\xi)$ уменьшается незначительно, а после этого значения начинает сказываться трехмерность облачных неоднородностей и наблюдается резкий спад $P(\xi)$ по направлению к горизонту.

Как уже подчеркивалось, величина $\tilde{Z} = \tilde{Z}_j$ характеризует вероятность оптического контакта с ИСЗ в заранее неизвестном произвольном направлении ξ и связана с относительным баллом облачности j над пунктом наблюдения как

$$P_{\text{ок}j} = \tilde{Z}_j = 1 - j/10. \quad (7.5)$$

Относительный балл j , имеющий градации от 0 до 10 с дискретностью в один балл, определяют при наземных наблюдениях, которые до появления спутниковой метеорологии были основными. На синоптические карты обычно наносят и используют при обработке некоторые группировки градаций, например 0 ... 2, 3 ... 7, 8 ... 10 [5]. Преимущество такой группировки заключается в том, что в первой и в последующих градациях объединяют поровну четные и нечетные оценки облачности (1,2) и (8,9) и тем самым исключают субъективные ошибки наблюдателя. В последнее время для обработки облачности стали привлекаться градации: 0, 1 ... 3, 4 ... 6, 7 ... 9, 10, которые проще описываются статистически.

Анализ функционирования ЛИИС как временного процесса связан с анализом вариаций облачных полей над данным пунктом. На больших временных интервалах этот процесс сугубо нестационарный, однако в пределах годового хода облачности можно выделить отрезки $[t_0, t_f]$ с квазистационарным изменением прозрачности атмосферы в пункте размещения ЛИИС. Пренебрегая суточными и междусуточными колебаниями, как правило, усредняют $\tilde{Z}_j$ ($j=0, 1, 2, \dots, 10$) каждую градацию или $\tilde{Z}_{j=j'}$, несколько группировок градаций коэффициента пропускания за месяц или сезон [5, 6]. Если характеризовать временные изменения каждой градации $\tilde{Z}_j$ коэффициента пропускания импульсным потоком $C_j(t) = \{0, 1\}$, т. е. $\tilde{Z}_j(t) = Z_j C_j(t)$, где длительности импульса единичной амплитуды ($C_j=1$) в функции $C_j(t)$ соответствуют временные интервалы существования над пунктом облачного поля j -й градации, а длительности нулевой паузы — полей остальных градаций. Тогда временные вариации коэффициента пропускания $\tilde{Z}(t)$ над пунктом можно представить как сумму неперекрывающихся импульсных потоков с соответствующими весами Z_j , т. е.

$$\tilde{Z}(t) = \sum_{j=0}^{10} Z_j C_j(t). \quad (7.6)$$

Если теперь интересоваться временным средним коэффициентом пропускания на отрезке стационарности, то с учетом (7.5) и (7.6)

$$\begin{aligned} \langle \tilde{Z} \rangle &= \frac{1}{t_f - t_0} \int_{t_0}^{t_f} \tilde{Z}(t) dt = \frac{1}{t_0 - t_f} \sum_{j=0}^{10} Z_j \int_{t_0}^{t_f} C_j(t) dt = \\ &= \sum_{j=0}^{10} P_{\text{ок}j} P_j, \end{aligned} \quad (7.7)$$

где

$$P_j = \frac{1}{t_f - t_0} \int_{t_0}^{t_f} C_j(t) dt \quad (7.8)$$

характеризует повторяемость или вероятность существования полей j -й градации на временном интервале $(t_0 - t_f)$. Здесь угловые скобки обозначают усреднение по времени. Временное среднее коэффициента пропускания $\langle \tilde{Z} \rangle$ при $(t_f - t_0) \rightarrow \infty$ определяет вероятность оптического контакта ЛИИС с объектом в произвольный момент времени, т. е.

$$P_{\text{ок}} \approx \langle \tilde{Z} \rangle. \quad (7.9)$$

Особенностью законов распределения величины j или Z_j (количества облачности или коэффициента пропускания облачных полей над пунктом наблюдения) является наличие одного минимума в центре или на одном из краев зависимости P_j [5]. В этих распределениях градаций 0 и 10 (характеризующие соответственно безоблачное состояние атмосферы с $\tilde{Z}=1$ и состояние сплошной облачности с $\tilde{Z}=0$) или группировки градаций 0 ... j_r и $j_r' ... 10$ ($j_r=2,3$; $j_r'=7,8$) имеют наибольший вес. В частности, поля с градациями 0 ... 2, 8 ... 10 для рассматриваемых в [5] пунктов имеют зимой вероятность повторения 0,9 и выше, а поля с градациями 3 ... 7 — около 0,1. Летом соответственно эти вероятности имеют значения 0,75 ... 0,9 и 0,1 ... 0,25. Та же тенденция наблюдается и внутри группировок градаций 0 ... 2 и 8 ... 10. Безоблачные поля ($j=0$ или $\tilde{Z}=1$) и поля сплошной облачности ($j=10$, $\tilde{Z}=0$) для различных климатических районов имеют вес $P_0/P_{0-2} \approx P_{10}/P_{8-10} \approx 70\%$ летом и $P_0/P_{0-2} \approx P_{10}/P_{8-10} \approx 80\%$ зимой. Отсюда можно сделать вывод, что поля сплошной облачности и поля без облачности преобладают в зоне размещения данного лазерного средства. Следовательно, вклад в величину $\langle \tilde{Z} \rangle$ составляющих $P_{\text{ок}j} P_j \approx \tilde{Z}_j P_j$ при $j > j_r$ ($j_r=2,3$) незначителен и на практике не превышает 10%. Основной вклад при определении $\langle \tilde{Z} \rangle$ вносят поля с пропусканием, близким к единице (градации 0 ... j_r).

Тогда, вводя аппроксимацию $\tilde{Z}_{0 \dots j_r} = \tilde{Z}_1 = 1$ и $Z_{j_r+1 \dots 10} = \tilde{Z}_0 = 0$, т. е. используя только два класса полей — прозрачные и непрозрачные, соответственно с градациями $\tilde{Z}_1$ и $\tilde{Z}_0$, — можно получить усредненное во времени значение коэффициента пропускания, которое будет немного отличаться от определяемо-

го по формуле (7.7). В этом случае временное изменение облачности над пунктом размещения ЛИИС характеризуется одним случайным импульсным потоком, где длительности импульса τ^1 с амплитудой $\tilde{Z}=1$ соответствует существование облачности с градациями $0 \dots j_r$, а длительности паузы τ^0 ($\tilde{Z}=0$) — облачные поля с градациями $(j_r+1) \dots 10$. Граничное значение j_r целесообразно выбирать равным $j_r=2$ или 3 в зависимости от применяемых группировок градаций.

Такая аппроксимация позволяет отказаться от изучения тонкой пространственно-временной структуры и статистических характеристик пропускания облачных полей всех градаций. При определении $\langle \tilde{Z} \rangle$ и вероятностной характеристики $P_{\text{ск}}$ сеанса наблюдений достаточно использовать накопленные данные о повторяемости облачных полей $p^1 = \{P_0, P_{0.2}, P_{0.3}\}$ или данные о статистических временных характеристиках полей с градациями 0 или $0 \dots j_r$: средней длительности существования этих полей $\bar{\tau}^1$ и средней частоты их появления $\mu = 1/\bar{T}$, где $\bar{T} = \bar{\tau}^1 + \bar{\tau}^0$ — средний период следования прозрачных полей. Тогда при $(t_f - t_0) \rightarrow \infty$

$$\langle \tilde{Z} \rangle = \mu \bar{\tau}^1 = p_1. \quad (7.10)$$

Соотношение (7.10) определяет вероятность существования прозрачных полей в зоне видимости в любой момент при $(t_f - t_0) \rightarrow \infty$ или, другими словами, вероятность проведения сеанса связи или измерений в любой момент, т. е. $P_{\text{ок}} \approx \langle \tilde{Z} \rangle$. Следовательно, знание временных характеристик $\bar{\tau}^1$ и $\bar{T}$ позволяет легко оценить вероятность оптического контакта с ИСЗ (усредненное во времени пропускание) в любой момент времени или в течение некоторого интервала времени, используя теорию совпадения случайных импульсных потоков [13]. Согласно [5] функция распределения длительности существования облачных полей градации j аппроксимируется зависимостью вида

$$P(\tau_j \leq \tau_{js}) = 1 - \exp \left[-\beta \left(\frac{\tau_j}{\tau_j} \right)^{\gamma} \right],$$

где $\beta = [\Gamma(1/\gamma + 1)]^{\gamma}$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция, γ — экспериментально определяемый параметр, τ_j — средняя продолжительность жизни облачного поля j -й градации.

Параметр γ слабо зависит от сезона и места расположения пункта, а определяется преимущественно внешним масштабом и морфологическим типом полей. Так, для полей макромасштаба с балльностью $j=0$; 10 $\gamma=0,73$, а для полей переменной облачности $j=1 \dots 9$ $\gamma=0,89$. Исследование длительности существования облачных полей с учетом их морфологии показали, что для слоистообразных облаков $\gamma=0,83$ и для кучевых $\gamma=0,97$, т. е. для полей кучевой облачности значение τ_j распределено по экспоненциальному закону.

От пространственно-временных интервалов (координат пункта и времени года) зависит и средняя длительность существования полей соответствующих градаций $\bar{\tau}_j$, особенно полей макромасштаба. Средняя длительность существования безоблачных полей и полей сплошной облачности ($\bar{\tau}_0$ и $\bar{\tau}_{10}$), в значительной степени определяемых макроциркуляционными процессами атмосферы, изменяется по территории от 3 до 16 ч и имеет ярко выраженный годовой ход. В то же время значение величин $\bar{\tau}_1 \dots \bar{\tau}_9$ колеблется в течение года по террито-

рии страны в пределах $1,3 \dots 4,5$ ч и мало изменяется над данным пунктом (годовая амплитуда не превышает $1,5$ ч).

7.5. ЭЛЕМЕНТЫ СИНТЕЗА СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСА ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ

Как было показано в § 7.2, ни в одном из географических районов планеты невозможно выбрать пункты (в том числе и в доступных высокогорных районах), на которых в любой момент в течение года вероятность оптического контакта через атмосферу была бы близка к единице. Таким образом, пространственно-временные характеристики облачных полей делают необходимым пространственное рассредоточение ЛИИС в пределах достаточно больших географических районов, характеризующихся вполне определенной корреляционной зависимостью облачных образований.

Для решения задачи синтеза комплекса ЛИИС и оценки его потенциальной эффективности целесообразно использовать группу вероятностных показателей, например, вероятность оптического контакта в любой момент или в течение некоторого наперед заданного интервала Δt_s . Сопоставим вариациям областей прозрачности над данным пунктом размещения ЛИИС случайный импульсный поток $C_s(t)$, в котором длительность прозрачного состояния (облачность с градациями $0 \dots j_r$) обозначим длительностью прямоугольного импульса единичной амплитуды τ^1 . Тогда длительность состояния непрозрачного облачного поля (градации $j'' = (j_r+1) \dots 10$) будет соответствовать паузе потока τ^0 между двумя импульсами единичной амплитуды. В этом случае комплекс ЛИИС на интервале стационарности можно рассматривать как динамическую систему с дискретными состояниями [11, 13].

Состояния системы различаются по числу пунктов, способных в данный момент или в несовпадающие моменты t_s осуществлять оптический контакт с подвижным объектом с вероятностью, близкой к единице. Другими словами, состояния измерительного комплекса будут характеризоваться процессом совпадения импульсных потоков, отображающих временную изменчивость облачных полей над каждым пунктом и переводящих динамическую систему (комплекс ЛИИС) из одного состояния в другое.

Комплекс из N пунктов будет иметь k состояний, где

$$k = \sum_{s=1}^N C_s(t), \quad k = 0, 1, \dots, N, \quad C_s(t) = \tilde{Z}_s(t) = \{1, 0\}, \quad (7.11)$$

и находится в k -м состоянии в произвольный момент t с вероятностью [13]

$$P_{N,k} = \frac{1}{k} \frac{d^k}{d\gamma^k} \left| \prod_{s=1}^N (q_s + \gamma p_s) \right|_{\gamma=0}, \quad (7.12)$$

где $q_s = 1 - p_s$ — вероятность отсутствия облачных полей с градациями $0 \dots j$;

$$\sum_{k=0}^N P_{N,k} = 1.$$

Если стратегия измерений предусматривает установление оптического контакта с объектом хотя бы одним из пунктов ($k \neq 0$), что характерно для стационарных ИСЗ, то вероятность оптического контакта длительностью $\delta \ll \tau_s^1$ можно определить на основании соотношения (7.12) в виде

$$P_{ок} = 1 - P_{N,0} = 1 - \prod_{s=1}^N (1 - \mu \tau_s^1), \quad (7.13)$$

где $P_{N,0}$ — вероятность того, что комплекс из N пунктов закрыт облачными полями.

Рассмотрим в качестве примера возможность размещения трех ЛИИС в различных географических районах, характеризующих слабокоррелированной связью облачных образований [29] (Вашингтон, Омаха и юго-запад территории США). Для двух наземных станций (в Вашингтоне и Омахе) вероятность оптического контакта в течение года невысока (p_s изменяется в пределах 0,4 ... 0,6). Минимальное значение p_s в годовом ходе у обеих станций наблюдается зимой, а максимальное — летом (в Омахе) и осенью (в Вашингтоне). В юго-западной части США в течение года облачность невелика (менее 4 баллов).

Используя вероятность отсутствия облачности $P(\xi) = p_s$ для углов места $\alpha = 30^\circ$ и 70° ($\alpha = \pi/2 - \xi$) и подставляя ее значения в соотношение (7.13), можно определить вероятность $P_{ок}$ как характеристику эффективности трехпунктного комплекса ЛИИС (рис. 7.10). Если для каждого из указанных районов вероятность $P(\xi) = p_s$ изменяется от 0,4 до 0,8, то вероятность оптического контакта с ИСЗ тремя пунктами в среднем в год составляет 0,94 ($\xi = 60^\circ$) и 0,96 ($\xi = 20^\circ$), при этом ее годовая амплитуда уменьшается, т. е. $P_{ок \max} - P_{ок \min} = 0,14$.

Вполне естественно, что увеличение числа ЛИИС и размещение их в районах с «противоположным» временным (сезонным, суточным) ходом облачности позволяет получить более высокую эффективность. Так, при переходе к комплексу ЛИИС с пространственной избыточностью из 10 пунктов можно, например, выбрать две группы районов: наиболее открытые летом (рис. 7.11, а) и наиболее открытые зимой (рис. 7.11, б).

В зависимости от времени суток и сезона для конкретного сеанса наблюдений на основе прогноза выбираются оптимальные комбинации пунктов для получения вероятности оптического контакта, близкой к единице. При таком адаптивном формировании текущей структуры комплекса следует учитывать результаты выбора оптимальных комбинаций ЛИИС из числа возможных 10. Из рис. 7.12, а видно, что при $N \rightarrow 10$ вероятность $P_{ок} \rightarrow 1$, а в суточном хо-

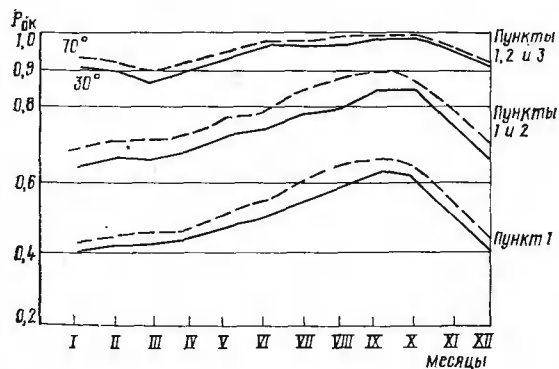


Рис. 7.10. Вероятности оптического контакта с ИСЗ одним из ЛИИС соответственно в Вашингтоне (1), Омахе (2) и на юго-западе США (3) в течение года при $\alpha = 30^\circ$ (—) и 70° (---)

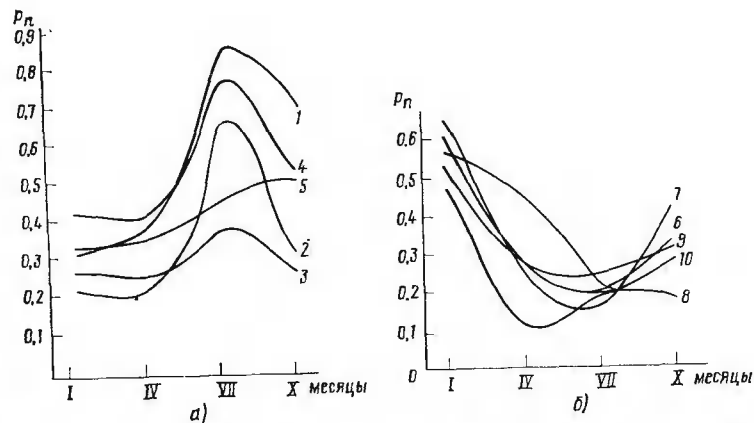


Рис. 7.11. Годовой ход вероятности над пунктами 1–5 («летними», а) и над пунктами 6–10 («зимними», б)

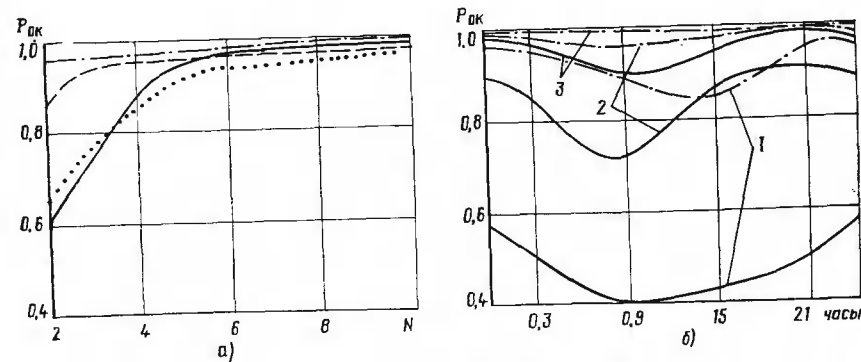


Рис. 7.12. Зависимости вероятности оптического контакта от числа оптимально комбинируемых ЛИИС, входящих в комплекс (а), и от времени суток (б) для комбинаций из двух (1), четырех (2) и шести (3) пунктов в январе (—), апреле (...), июле (---) и октябре (----)

де $P_{ок}$ (рис. 7.12, б) для совокупности 1 и 4 или 1, 4, 5, 9 наблюдается минимум, приходящийся на утренние часы.

Если отсутствует необходимость в оперативном наблюдении, т. е. наблюдении за объектом в заданные интервалы времени, то вероятность оптического контакта можно значительно повысить за счет временного разнесения сеансов измерений, что может иметь место при решении юстировочных и калибровочных задач. Если к тому же используется несколько территориально разнесенных оптических станций, то вероятность установления оптического контакта в течение заданного интервала времени для $k \neq 0$ можно определить из соотношения

$$P_{ок}(\Delta t_3) = 1 - P_{N,0} + P_{N,0}P'_{N,0}(\Delta t_3), \quad (7.14)$$

где

$$P'_{N,0}(\Delta t_3) = \frac{1}{\tau_{N,0}} \int_0^{\Delta t_3} dx \int_x^{\infty} W_{N,0}(\tau) d\tau.$$

Здесь $W_{N,0}$ и $\tau_{N,0} = \left[\sum_{n=1}^N (1/\tau_n^0) \right]^{-1}$ — плотность вероятности и среднее время пребывания системы в нулевом состоянии (все пункты закрыты облачными полями). Результаты обработки данных наблюдений показывают, что $W_{N,0}$ подчиняется закону Вейбулла [5]. Приближенные оценки вероятности $P_{ок}(\Delta t_3)$ можно получить, используя экспоненциальное распределение. Тогда

$$P_{ок}(\Delta t_3) = 1 - \prod_{n=1}^N (1 - p_{окn}) \exp\left(-\frac{\Delta t_3}{\tau_{N,0}}\right), \quad (7.15)$$

где $p_{окn} = \tau_n^1 / \tau_n^0$ — вероятность проведения сеанса n -м пунктом в любой момент времени. При использовании одного пункта

$$P_{ок}(\Delta t_3) = 1 - (1 - p_{ок}) \exp(-\Delta t_3 / \tau^0). \quad (7.16)$$

В табл. 7.3 представлены среднестатистические временные характеристики (τ_n^1 , τ_n^0 , $p_{окn}$) и вероятности $p_{окn}$ для двух пунктов: «зимнего» и «летнего». Эти данные использовались в качестве исходных для оценки $P_{ок}(\Delta t_3)$ с помощью соотношений (7.15) и (7.16). Результаты оценки $P_{ок}(\Delta t_3)$ при использовании одного пункта (рис. 7.13, а, б) и комбинации двух пунктов (рис. 7.13, в) по-

Таблица 7.3

Среднестатистические характеристики сеанса наблюдений

Пункт	Месяцы	Характеристики			
		$\tau^1, ч$	$\tau^0, ч$	$p, ч^{-1}$	$P_{ок}$
Зимний	I	24,7	19	0,023	0,56
	IV	18,7	26,3	0,022	0,42
	VII	13,7	39,4	0,019	0,26
	X	18,3	23	0,024	0,44
Летний	I	24,8	24,8	0,020	0,50
	VII	37,3	15,9	0,019	0,70

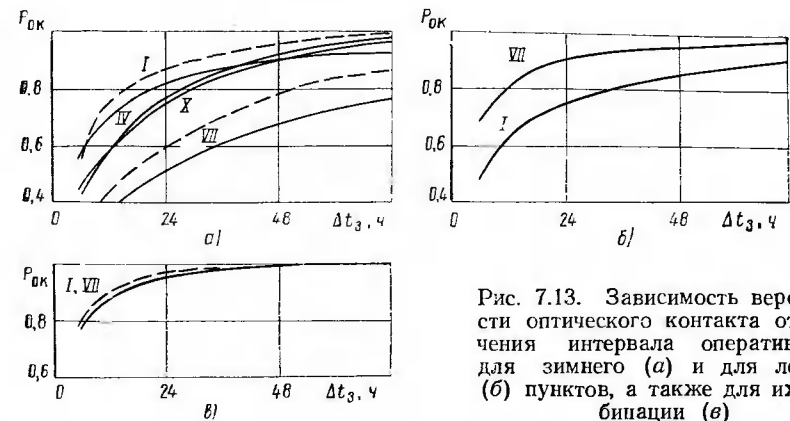


Рис. 7.13. Зависимость вероятности оптического контакта от значения интервала оперативности для зимнего (а) и для летнего (б) пунктов, а также для их комбинации (в)

казаны штриховыми линиями. Здесь же приведены результаты расчета $P_{ок}(\Delta t_3)$, полученные при статистической обработке данных о количестве облачности над рассматриваемыми пунктами с дискретностью 3 ч. Результаты расчетов с помощью соотношений (7.15) и (7.16) и статистической обработки удовлетворительно совпадают для отдельных пунктов и хорошо согласуются при их комбинировании. Использование одного пункта даже в течение четырех суток не позволяет получить $P_{ок} \approx 1$ для некоторых сезонов года. При пространственно-временной стратегии проведения сеанса наблюдения (рис. 7.13, в) вероятность, близкая к единице, достигается уже в течение двух — трех суток для любого сезона года.

7.6. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА АТМОСФЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЛИИС

Синтез комплекса ЛИИС как пространственно-временного фильтра, согласованного с динамикой глобального хода облачности, не позволяет в ряде случаев учесть аномальные явления, нарушающие условия применимости оптических методов и средств. Ураганы, грозы, грады, сильные ливни, туманы и другие внезапные атмосферные явления могут нарушить оптический канал и снизить эффективность применения ЛИИС. Поэтому современная метеорология ищет не только возможность прогнозировать атмосферные явления, но и управлять ими путем определенных целенаправленных воздействий.

Целенаправленное локальное воздействие на облачные образования и туманы базируется на современной теории формирования облаков и туманов [34, 35, 149]. Существующие концепции и модели активного воздействия на облака и туманы учитывают широкий круг взаимосвязанных факторов, влияющих на фазовые переходы воды в атмосфере, которые, в свою очередь, влияют на образование капельных облаков, появление кристаллов льда и формирование осадков.

Основополагающей является идея о роли ледяных кристаллов в образовании осадков в переохлажденных облаках, которая учитывает факт уменьшения давления насыщенных паров над водой по отношению их давления над льдом. Вследствие этого при появлении в переохлажденном облаке ледяных кристал-

лов начинается процесс перегонки водяного пара с капель на кристаллы, вырастающие до размеров выпадающих частиц.

Рассмотрим результаты активного воздействия на слоистообразные облака и туманы, которые были получены на экспериментальном метеорологическом полигоне в степной зоне Украины [35]. Процессу рассеяния облаков предшествует оценка их пригодности к активному воздействию, которая направлена на изучение повторяемости инверсионных градиентов в подоблачном слое, высоты расположения, мощности и скорости ветра в облачных слоях. Разработанная методика позволяет анализировать пригодные к рассеянию облака с достаточной для практики надежностью. Так, вероятность оценки пригодности слоистых облаков к рассеянию по расчетным данным составляет 86,8% на периферии антициклонов; 86,7% в малоградиентном поле и 82,8% в переходных полях.

Одним из основных реагентов, используемых для воздействия на облака, является твердая углекислота CO_2 . Ее важными достоинствами являются дешевизна, обусловленная простотой изготовления, и сравнительно высокий температурный порог эффективного действия. Возможности практического использования углекислоты ограничиваются ее высокой испаряемостью (до 10% в сутки), поэтому ведутся поиски новых эффективных реагентов, таких, как растворы иодистого свинца PbI_2 , сернистая медь CuS , органические вещества — фтороглюцин и метальдегид. Сравнительная характеристика этих реагентов показывает, что наиболее эффективными из них являются твердая углекислота CO_2 , а при температурах ниже -10°C — йодистое серебро AgI . Использование твердой углекислоты в качестве реагента для рассеяния переохлажденных облаков и туманов возможно только при определенных температурных условиях. При введении CO_2 отдельные просветы в облаках наблюдаются при температуре -3°C . При температуре -4°C образуются небольшие очаги рассеяния. Поэтому за температурный порог эффективного действия CO_2 принята температура $t_{\text{эф}} = -3^\circ\text{C}$.

Важной характеристикой является время расширения зон кристаллизации, которое можно характеризовать средней скоростью расширения зоны. Эта скорость колеблется от 51 до 90 м/мин. При понижении температуры от -1 до -4°C скорость кристаллизации возрастает примерно в два раза. Наконец, при принятии решения о рассеянии облачных образований основное значение имеют необходимые нормы расхода реагентов, которые определяются температурой облачного слоя, его мощностью, микрофизическим строением, условиями обме-

на в облаках, макросиноптическими условиями, определяющими общую тенденцию развития или разрушения облачного слоя. Как видно из рис. 7.14, для всех точек, лежащих ниже аппроксимирующей кривой, нормы расхода CO_2 оказываются эффективными и обеспечивают полное рассеяние облаков вдоль всей линии воздействия. Вместе с тем даже при использовании 1000 г/км CO_2 не удается уверенно рассеивать облака мощностью более 650 ... 700 м.

При наземных ЛИИС, которые обеспечивают оптический контакт с быстро-перемещающимися объектами, необходимо рассеивать облака на сравнительно больших площадях (порядка $10^2 \dots 10^3 \text{ км}^2$ и более). Используют, как правило, две схемы применения реагентов: по направлению ветра и по разворачивающейся спирали. В любом случае требуется учитывать скорость и направление ветра, который определяет направление перемещения открытой зоны и интервалы между линиями распыления реагента. Прокладку линий по ветру следует производить на значительном удалении от раскрываемого района, а длина линии должна достигать 50 ... 100 км, что резко увеличивает время распыления CO_2 и снижает оперативность. Схему по разворачивающейся спирали можно рекомендовать при небольших скоростях ветра (до 3 ... 4 м/с). Следует также учитывать, что при рассеянии облаков для оптических измерений необходимо стремиться к минимизации кристаллических элементов в зоне раскрыва облаков. Для облаков, восстанавливающихся после рассеяния, кристаллическая дымка сохраняется еще в течение 40 ... 50 мин. Если облака не восстанавливаются после рассеяния, то кристаллы сохраняются 50 ... 60 мин. Следовательно, в указанных случаях линия воздействия должна находиться на удалении 40 ... 50 или 50 ... 60-минутного переноса облаков от раскрываемого объекта. Опыт практической работы по рассеиванию облаков и туманов позволяет рекомендовать полет носителя реагентов вдоль постоянной относительно Земли линии, расположенной перпендикулярно направлению ветра на верхней границе облаков. Соответствующие режимы полета, обеспечивающие полную кристаллизацию натекающего облачного покрова, представлены в табл. 7.4.

Наземные ЛИИС для оптического взаимодействия с неподвижными или низкоскоростными объектами, например геостационарными ИСЗ, предъявляют менее жесткие требования к площади раскрываемого участка облачных полей. В этом случае для активного воздействия на атмосферные процессы можно использовать оптические квантовые генераторы [34, 36], формирующие монохроматический пучок электромагнитной энергии в такой спектральной области, в которой ослабление энергии при прохождении «чистой» атмосферы мало, а поглощение частицами тумана велико. При интенсивном нагреве тумана испаряются частицы воды и образуется узкий оптически прозрачный канал. Для этого необходимы мощные излучатели, вызывающие ряд существенно нелинейных эффектов, которые порождают взрывные эффекты, аномальное увеличение поглощения ИК излучения и др.

В настоящее время наука управления атмосферными процессами переживает период интенсивного развития, пополняется арсенал методов и средств целенаправленного воздействия на облачные поля и туманы, что открывает новые перспективы повышения эффективности практического применения ЛИИС.

Таблица 7.4

Характеристики режимов полета, обеспечивающих полную кристаллизацию облачного покрова

V, м/с	S, м							
	2000		2500		3000		3500	
	мин	с	мин	с	мин	с	мин	с
4	7	35	9	10	11	20	13	15
8	3	25	4	10	5	05	6	05
12	2	00	2	30	3	00	3	25

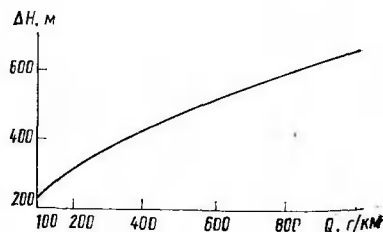


Рис. 7.14. Зависимость оптимальных норм расхода CO_2 от мощности облаков

ПРИЛОЖЕНИЕ.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Модель флуктуаций показателя преломления. Под турбулентностью понимают состояние атмосферы, при котором ее параметры (температура, давление, скорость движения воздуха, число компонент и т. п.) случайным образом изменяются во времени и в пространстве. Случайные изменения параметров атмосферы, и в первую очередь температуры (порядка 0,1 ... 1°C), приводят к флуктуациям показателя преломления, которые зависят от пространственной координаты $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ и времени t . Поэтому показатель преломления можно представить в виде

$$n(\mathbf{r}, t) = 1 + n_1(\mathbf{r}, t), \quad (\text{П.1})$$

где n_1 — флуктуирующая часть показателя преломления относительно среднего значения $\langle n \rangle = 1$. Для безоблачной атмосферной турбулентности $n_1 \sim 10^{-6}$ [8—10].

При исследованиях, связанных с влиянием турбулентности на распространение лазерного излучения, принимают гипотезу о «замороженности» турбулентных неоднородностей. Она означает, что все временные изменения $n(\mathbf{r}, t)$ связаны с переносом пространственного распределения метеорологического поля с постоянной скоростью ветра $\mathbf{V}$ (вся пространственная картина случайного поля $n(\mathbf{r})$ движется со средней скоростью атмосферного ветра), поэтому $n_1(\mathbf{r}, t) \approx n_1(\mathbf{r} - \mathbf{V}(t), 0)$. Эта гипотеза оказывается справедливой в большинстве практических ситуаций.

В связи с тем, что поле турбулентных неоднородностей и обусловленные ими флуктуации параметров световой волны рассматривают как случайные функции со стационарными приращениями, будем в дальнейшем пользоваться структурными, корреляционными и спектральными функциями в соответствии с общепринятыми предположениями о локальной однородности и изотропности турбулентной среды [15, 16]. Для хорошо развитой турбулентности в земной атмосфере пространственный спектр

$$\Phi_n(\kappa) = \frac{0,033 C_n^2 \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6}}. \quad (\text{П.2})$$

Этот спектр является модификацией спектра, предложенного Колмогоровым и при $\kappa \gg \kappa_0$ равного

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 \kappa^{-11/3}. \quad (\text{П.3})$$

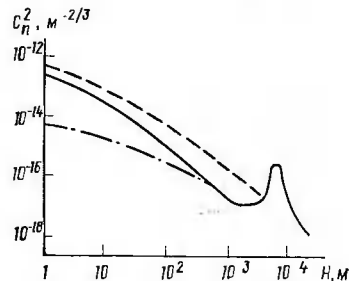


Рис. П.1. Зависимость структурной постоянной C_n^2 от высоты для различных условий и времени суток:
ясная ночь (—), солнечный день (---), сумерки (— · —)

В соотношении (П.2) $\kappa_m = 5,92/l_0 \approx 2\pi/l_2$ и $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ — волновые числа, соответствующие внутреннему l_0 и внешнему L_0 масштабам турбулентных вихрей (размерам неоднородностей). Величину L_0 можно интерпретировать как наибольший пространственный интервал корреляции, а l_0 — как минимальный интервал корреляции (порядка 1 ... 10 мм). Внешний масштаб турбулентности определяется потоком воздуха в целом и для приземного слоя имеет порядок высоты наблюдения h (1 ... 100 м).

Структурная характеристика C_n^2 , входящая в выражения (П.2), (П.3), зависит от состояния атмосферы, высоты над поверхностью Земли и времени года и суток (рис. П.1). Типичные пределы значений структурной характеристики C_n^2 для ночных и дневных условий у земной поверхности соответственно 10^{-16} ... 10^{-13} и 10^{-17} ... 10^{-14} м^{-2/3} [8—10]. Существует несколько моделей зависимости C_n^2 от высоты h [8]. Для конкретных расчетов можно пользоваться моделью профиля атмосферы вида [17, 18]

$$C_n^2(h) = C_n^2(h_0) (h/h_0)^{-b} \exp(-h/h_e), \quad (\text{П.4})$$

которая при соответствующем подборе коэффициента b и «эффективной толщи» атмосферы h_e удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные данные. Наилучшее совпадение с экспериментом достигается при $b = 2/3$... $5/6$ и $h_e = 320$ м, 3,2 и 10 км. В (П.4) h_0 — начальная высота.

Теоретические методы. Рассмотрим влияние флуктуаций показателя преломления $n(\mathbf{r}, t)$ атмосферы на распространение оптических волн, ограничиваясь случаем монохроматического светового поля с круговой частотой ω_0 . Мгновенное значение напряженности электрического поля обозначим через $\text{Re } E(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t)$, где $E(\mathbf{r})$ — комплексная амплитуда электрического поля, описывающая его пространственную структуру. Показатель преломления турбулентной среды $n(\mathbf{r}, t)$ — медленно меняющаяся функция времени по сравнению с круговой частотой ω_0 . В земной атмосфере это условие легко выполняется, так как $\omega_0 \gg V/l$, где V — скорость ветра, l — характерный размер неоднородности (максимальное значение V/l в реальной атмосфере не превышает 100 кГц). Поэтому временной зависимостью этой функции можно пренебречь ($n(\mathbf{r}, t) \approx n(\mathbf{r})$).

Теоретические и экспериментальные исследования эффектов, определяющих характер распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере [1—4, 8—10], основаны на приближенных методах решения стохастического волнового уравнения для какой-либо из компонент электрического поля

$$\nabla^2 E(\mathbf{r}) + k^2 [1 + 2n_1(\mathbf{r})] E(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{П.5})$$

где $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, n_1 — флуктуирующая часть показателя преломления, определяемого формулой (П.1).

Для излучения с длиной волны λ , много меньшей характерного масштаба неоднородностей l , можно представить электрическое поле в произвольной точке $\mathbf{r} = \{\rho, z\}$ как

$$E(\mathbf{r}) = u(z, \rho) \exp(ikz) \quad (\text{П.6})$$

и перейти от волнового уравнения (П.5) к параболическому. При этом предполагается, что волна распространяется вдоль оси z , а граничные условия задаются в плоскости $z=0$.

Отметим, что комплексная амплитуда электрического поля

$$u(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) \exp[i\Phi(\mathbf{r})], \quad (\text{П.7})$$

где $a(\mathbf{r})$ и $\Phi(\mathbf{r})$ — действительные амплитуда и фаза сигнала.

Переход от уравнения (П.5) к параболическому или уравнению квазиоптики связан с предположением о медленном изменении комплексной амплитуды $u(z, \mathbf{r})$ вдоль направления распространения на расстояниях порядка $\lambda \ll L$. С учетом (П.6), отбрасывая член $\partial^2 u / \partial z^2$, для $u(z, \mathbf{r})$ получаем

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} + \Delta_{\perp}^2 u + 2k^2 n_1 u = 0, \quad \Delta_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (\text{П.8})$$

с граничным условием $u(z=0, \mathbf{r}) = u_0(\mathbf{r})$.

Непосредственное решение параболического уравнения (П.8) можно получить методом плавных возмущений, который ограничен условием малости относительных флуктуаций интенсивности на трассе распространения [8—10].

При анализе оптических систем целесообразно использовать достаточно простой и наглядный метод Гюйгенса — Кирхгофа, обобщенный на случайно-неоднородные среды. Получаемые при этом результаты, как показывают экспериментальные данные, оказываются пригодными и при достаточно сильных флуктуациях интенсивности [8, 19]. Это позволяет применять данный метод для расчетов флуктуаций фазы и амплитуды оптической волны на наклонных и вертикальных трассах распространения в земной атмосфере.

Сущность метода заключается в естественном обобщении функции Грина для вакуума

$$H_0(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \frac{k}{2\pi i z} \exp \left[\frac{ik}{2z} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 \right], \quad (\text{П.9})$$

записанной в приближении Френеля, на аналогичную функцию для случайно-неоднородной среды. Функция Грина имеет физический смысл поля, создаваемого в точке $\{z, \mathbf{r}_2\}$ точечным источником, расположенным в точке $\{0, \mathbf{r}_1\}$. Это позволяет, используя принцип суперпозиции полей точечных источников, по заданному на некоторой плоскости ($z=0$) полю $u_0(\mathbf{r}_1)$ рассчитывать его значение в произвольной точке $\mathbf{r} = \{z, \mathbf{r}_2\}$. Обобщенное уравнение Гюйгенса — Кирхгофа (в приближении Френеля), являющееся решением параболического уравнения (П.8), имеет вид

$$u(z, \mathbf{r}_2) = \frac{k}{2\pi i z} \int_{-\infty}^{\infty} u_0(\mathbf{r}_1) \exp \left[\frac{ik}{2z} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 + \Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) \right] d\mathbf{r}_1, \quad (\text{П.10})$$

где $u_0(\mathbf{r}_1) = a_0(\mathbf{r}_1) \exp[i\Phi_0(\mathbf{r}_1)]$ — комплексная амплитуда поля в плоскости $z=0$, a_0 и Φ_0 — соответственно действительные амплитуды и фаза начального поля, $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, $\Psi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — случайный набег комплексной фазы сферической волны, распространяющейся из точки $\{0, \mathbf{r}_1\}$ в точку $\{z, \mathbf{r}_2\}$.

Уравнение (П.10), характеризующее обобщенный принцип Гюйгенса — Френеля, удобно для исследования адаптивных оптических систем, так как оно позволяет представить случайный канал распространения в виде линейной системы

$$u(\mathbf{r}_2) = u(z, \mathbf{r}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(\mathbf{r}_1) H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1, \quad (\text{П.11})$$

где функция Грина для случайно-неоднородной среды

$$H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = \frac{k}{2\pi i z} \exp \left[\frac{ik}{2z} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 + \Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) \right] \quad (\text{П.12})$$

интерпретируется как пространственный импульсный отклик системы и является решением уравнения $2ik \partial H / \partial z + \Delta_{\perp}^2 H + 2k^2 n_1 H = \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$, $\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ — дельта-функция. Функцию H удобно представить в виде произведения функции Грина свободного пространства $H_0(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ и оператора

$$h_a(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = \exp[i\Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)], \quad (\text{П.13})$$

описывающего турбулентное возмущение, т. е.

$$H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = H_0(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) h_a(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1). \quad (\text{П.14})$$

Функция Грина для турбулентной атмосферы обладает взаимностью, т. е.

$$H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = H(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (\text{П.15})$$

Выраженная через логарифм амплитуды (уровень $\chi = \ln(a/a_0)$) и вещественную фазу φ , комплексная фаза

$$\Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = \chi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) + i\varphi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1). \quad (\text{П.16})$$

В протяженных наклонных или вертикальных каналах слой турбулентной среды можно, как правило, представить тонким фазовым (или амплитудно-фазовым) экраном, расположенным у приемной или передающей апертуры. На практике часто анизопланатическими эффектами и амплитудными флуктуациями можно пренебречь [20]. Тогда

$$\Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) \approx \Psi(0, \mathbf{r}_1) = i\varphi(0, \mathbf{r}_1), \quad (\text{П.17})$$

и искажения волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, с учетом свойства взаимности (П.15) можно аппроксимировать фазовым распределением

$$\varphi(0, \mathbf{r}_1) = \varphi(\mathbf{r}_1, 0) = \varphi(\mathbf{r}_1) \quad (\text{П.18})$$

или описывать оператором возмущений

$$h_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \approx h_a(\mathbf{r}_1) = \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1)]. \quad (\text{П.19})$$

В этом случае функция Грина

$$H(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = \frac{k}{2\pi i z} \exp \left[\frac{ik}{2z} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)^2 + i\varphi(\mathbf{r}_1) \right]. \quad (\text{П.20})$$

Заметим, что функция вида (П.20) описывает дифракцию Френеля (малое угловое приближение, справедливое при условии $z^3 \gg \pi |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^4 / 4\lambda$). Если для всех $\mathbf{r}_1$ на некоторой поверхности (апертуре) выполняется неравенство $z \gg k |\mathbf{r}_1|^2 / 2$, то функция H достаточно хорошо аппроксимируется функцией

$$H(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) = \frac{k}{2\pi i z} \exp \left[\frac{ik\mathbf{r}_2^2}{2z} - \frac{ik\mathbf{r}_2\mathbf{r}_1}{z} + i\varphi(\mathbf{r}_1) \right] \quad (\text{П.21})$$

и описывает дифракцию Фраунгофера.

Статистические характеристики фазовых флуктуаций. Флуктуации фазы φ описываются корреляционными, структурными и спектральными функциями. Рассмотрим статистические характеристики фазовых флуктуаций в плоскости приема $z=L$, перпендикулярной направлению распространения волны. В при-

близии локально-однородной и изотропной атмосферы структурная функция фазы [15]

$$d_{\varphi}(\rho) = \langle [\varphi(\rho'_2) - \varphi(\rho'_2)]^2 \rangle, \quad (\text{П.22})$$

где $\rho = |\rho| = |\rho'_2 - \rho'_2|$, связана с корреляционной функцией фазы $B_{\varphi}(\rho)$ как

$$d_{\varphi}(\rho) = 2[B_{\varphi}(0) - B_{\varphi}(\rho)]. \quad (\text{П.23})$$

Важным свойством структурной функции является то, что она может сохранять смысл и в том случае, когда корреляционной функции не существует. Кроме того, на нее не влияют большие по пространственной протяженности флуктуации φ , т. е. флуктуации с характерным размером $l \gg \rho = |\rho'_2 - \rho'_2|$, что наблюдается в турбулентной атмосфере.

Для колмогоровского спектра турбулентных неоднородностей (П.3) в предельном случае плоской волны [10, 17]

$$d_{\varphi}(\rho) = \begin{cases} 3,44(\rho/r_0)^{5/3}, & V\sqrt{\lambda L} \gg \rho \gg l_0, \\ 6,88(\rho/r_0)^{5/3}, & L_0 \gg \rho \gg V\sqrt{\lambda L}, \\ 2\sigma_{\varphi}^2, & \rho \gg L_0, \end{cases} \quad (\text{П.24 а})$$

$$(\text{П.24 б})$$

$$(\text{П.24 в})$$

где l_0 и L_0 — соответственно внутренний и внешний масштаб турбулентности, L — длина атмосферного участка распространения,

$$\sigma_{\varphi}^2 = B_{\varphi}(0) = 1,85(L_0/r_0)^{5/3} \quad (\text{П.25})$$

— среднеквадратическое значение фазовых флуктуаций для плоской волны.

В (П.24) и (П.25) эквивалентный (фридовский) интервал пространственной корреляции фазы

$$r_0 = \left(0,423k^2 \sec \theta \int_0^L C_n^2(h) dh \right)^{-3/5}, \quad (\text{П.26})$$

а $C_n^2(h)$ — структурная характеристика показателя преломления, определяемая (П.4), θ — зенитный угол, связывающий высоту h (над поверхностью Земли) и текущую координату z вдоль направления распространения волны для наклонных трасс как $h \approx z \cos \theta$. Как видно из (П.26), r_0 зависит от длины волны, структурной характеристики и геометрии трассы распространения и изменяется

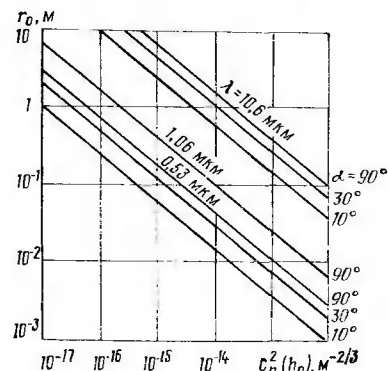


Рис. П.2. Зависимость интервала пространственной корреляции фазы r_0 от степени турбулентности атмосферы у апертуры $C_n^2(h_0)$ для различных углов места и длин волн при $h_0 = 10 \text{ м}$, $b = 2/3$, $h_s = 10 \text{ км}$

с изменением зенитного угла θ или угла места $\alpha = \pi/2 - \theta$ (рис. П.2). Полученные расчетные данные хорошо согласуются с измерениями в реальной атмосфере [19]: для раннего утра зенитное значение r_0 на длине волны $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ лежит в пределах $5 \dots 18 \text{ см}$.

Для однородной горизонтальной трассы

$$r_0 = (0,423k^2 C_n^2 L)^{-3/5}, \quad (\text{П.27})$$

и структурная функция флуктуаций фазы для плоской волны, описываемая соотношением (П.24б), приобретает вид хорошо известной функции [8—10]:

$$d_{\varphi}(\rho) = 2,92 C_n^2 L \rho^{5/3}, \quad L_0 \gg \rho \gg V\sqrt{\lambda L}. \quad (\text{П.28})$$

Удобство представления $d_{\varphi}(\rho)$ в форме (П.24б) по сравнению с (П.28) очевидно. Разнообразные условия распространения волн можно учесть введением эффективного радиуса когерентности r_0 , который измеряется экспериментально.

Корреляционная функция $B_{\varphi}(\rho)$ связана с двумерной спектральной плотностью фазовых флуктуаций $W_{\varphi}(x)$ преобразованием Фурье. В полярной системе координат ($x = \{x, 0\}$) с учетом сделанных предположений об изотропности поля фазовых флуктуаций эта связь выражается преобразованием Фурье — Бесселя

$$B_{\varphi}(\rho) = 2\pi \int_0^\infty x J_0(x\rho) W_{\varphi}(x) dx. \quad (\text{П.29})$$

Здесь $J_0(x\rho)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого рода. Подставляя (П.29) в (П.23), получаем соотношение, связывающее структурную функцию фазовых флуктуаций $d_{\varphi}(\rho)$ и их спектральную плотность (двумерный пространственный спектр $W_{\varphi}(x)$):

$$d_{\varphi}(\rho) = 4\pi \int_0^\infty [1 - J_0(x\rho)] W_{\varphi}(x) x dx. \quad (\text{П.30})$$

В случае атмосферных искажений для колмогоровского спектра турбулентности (П.3) с учетом формулы (П.27) пространственный спектр возмущенной плоской волны

$$W_{\varphi}(x) = 2\pi k^2 L \Phi_n(x) \approx 2\pi \cdot 0,033 k^2 C_n^2 L x^{-11/3} \approx 0,489 r_0^{-5/3} x^{-11/3}. \quad (\text{П.31})$$

Формула (П.31) справедлива и для неоднородных трасс. В этом случае r_0 определяется соотношением (П.26).

Спектр вида (П.31) соответствует структурной функции фазы вида (П.24б), т. е.

$$d_{\varphi}(\rho) = 6,88(\rho/r_0)^{5/3}, \quad (\text{П.32})$$

характеризующей фазовые флуктуации на интервалах разности точек $\rho (L_0 \gg \rho \gg V\sqrt{\lambda L})$, соизмеримых с размерами реальных апертур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). — М.: Сов. радио, 1977. — 368 с.
2. Распространение лазерного излучения в атмосфере Земли / Г. А. Андреев, В. П. Бисярин, А. В. Соколов, Г. М. Стрелков. — М.: ВИНТИ, 1977. — (Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника; Т. 11. — С. 5 — 148).
3. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. — М.: Радио и связь, 1981. — 287 с.
4. Сигналы и помехи в лазерной локации / В. М. Орлов, И. В. Самохвалов, Г. М. Креков и др.; Под ред. В. Е. Зуева. — М.: Радио и связь, 1985. — 264 с.
5. Дубровина Л. С. Облака и осадки по данным самолетного зондирования. — Л.: Гидрометеониздат, 1982. — 216 с.
6. Воробьев В. И., Фадеев В. С. Характеристики облачного покрова северного полушария по данным метеорологических спутников. — Л.: Гидрометеониздат, 1981. — 173 с.
7. Кучевые облака и связанные с ними деформации полей метеозлементов / Под ред. И. П. Мазина, С. М. Шметера // Труды ЦАО. — 1977. — Вып. 134. — 127 с.
8. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А. С. Гурвич, А. И. Кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов. — М.: Наука, 1976. — 277 с.
9. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатости и дистанционное зондирование: Пер. с англ. — М.: Мир, 1981. — 318 с.
10. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена; Пер. с англ. под ред. В. Е. Зуева и В. Л. Миронова. — М.: Мир, 1981. — 414 с.
11. Лазерные измерительные системы / А. С. Батраков, М. М. Бутусов, Г. П. Гречка и др.; Под ред. Д. П. Лукьянова. — М.: Радио и связь, 1981. — 456 с.
12. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику: Пер. с англ. / Под ред. П. Ф. Паршина. — М.: Мир, 1966. — 244 с.
13. Седякин Н. М. Элементы теории случайных импульсных потоков. — М.: Сов. радио, 1975. — 264 с.
14. Троицкий И. Н., Устинов Н. Д. Статистическая теория голографии. — М.: Радио и связь, 1981. — 327 с.
15. Рытов С. А., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 463 с.
16. Ахманов С. А., Дьяков Д. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981. — 640 с.
17. Фрид Д. Гетеродинамный прием оптического сигнала при атмосферных искажениях волнового фронта // ТИИЭР. — 1967. — Т. 55, № 1. — С. 62—72.
18. Минаев И. В., Мордовин А. А., Шереметьев А. Г. Лазерные информационные системы космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1981. — 272 с.
19. Фэнте Р. Л. Распространение электромагнитных пучков в турбулентной среде: Обзор современного состояния исследований // ТИИЭР. — 1980. — Т. 68, № 11. — С. 75 — 97.
20. Fante R. L., Leader J. C. Modern mathematical models for wave propagation in turbulent media // Proc. SPIE. — 1982. — Vol. 358. — P. 99—105.
21. Оптические телескопы будущего / Под ред. Ф. Пачини, В. Рихтера и Р. Вильсона; Пер. с англ. / Под ред. П. В. Щеглова. — М.: Мир, 1981. — 432 с.
22. Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов / Под ред. А. Хьюит; Пер. с англ. / Под ред. П. В. Щеглова. — М.: Мир, 1983. — 294 с.
23. Современные телескопы / Под ред. Дж. Бербиджа и А. Хьюит; Пер. с англ. / Под ред. Э. А. Дибая. — М.: Мир, 1984. — 312 с.
24. Лазерно-локационная система второго поколения для измерения расстояний до Луны / Ю. Л. Кокурин, В. В. Курбасов, В. Ф. Лобанов, А. Н. Сухановский. // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10, № 6. — С. 1195 — 1202.
25. Лазерная локация / И. Н. Матвеев, В. В. Протопопов, И. Н. Троицкий, Н. Д. Устинов; Под ред. Н. Д. Устинова. — М.: Машиностроение, 1984. — 272 с.
26. Малашин М. С., Каминский Р. П., Борисов Ю. Б. Основы проектирования лазерных локационных систем. — М.: Высшая школа, 1983. — 207 с.
27. Воробьев В. И. Оптическая локация для радионинженеров. — М.: Радио и связь, 1983. — 177 с.
28. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. — Минск: Наука и техника, 1985. — 327 с.
29. Оптическая связь в космосе с использованием лазера на YAG: Nd / М. Росс, П. Фридман, Дж. Абернейти и др. // ТИИЭР. — 1978. — Т. 66, № 3. — С. 58 — 89.
30. Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу / Р. А. Казарян, А. В. Оганесян, К. П. Погосян, Е. Р. Милютин; Под ред. Р. А. Казаряна. — М.: Радио и связь, 1985. — 208 с.
31. Репин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический анализ при априорной неопределенности и адаптация информационных систем. — М.: Сов. радио, 1977. — 432 с.
32. Куропаткин П. В. Оптимальные и адаптивные системы. — М.: Высшая школа, 1980. — 287 с.
33. Вентцель Е. С. Исследование операций. — М.: Сов. радио, 1972. — 552 с.
34. Качурии Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. — Л.: Гидрометеониздат, 1978. — 455 с.
35. Половина И. П. Рассеяние переохлажденных слоистообразных облаков и туманов. — Л.: Гидрометеониздат, 1980. — 215 с.
36. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. — Л.: Гидрометеониздат, 1982. — 312 с.
37. Харди Дж. Активная оптика: новая техника управления световым пучком. // ТИИЭР. — 1978. — Т. 66, № 6. — С. 31 — 85.
38. Адаптивная оптика: Пер. с англ. / Под ред. Э. А. Витриченко. — М.: Мир, 1980. — 456 с.
39. Устинов Н. Д., Матвеев И. Н., Протопопов В. В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации. / Под ред. Н. Д. Устинова. — М.: Наука, 1983. — 272 с.
40. Адаптация в информационных оптических системах / И. Н. Матвеев, А. Н. Сафронов, И. Н. Троицкий, Н. Д. Устинов; Под ред. Н. Д. Устинова. — М.: Радио и связь, 1984. — 344 с.
41. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. — М.: Наука, 1985. — 335 с.

42. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. — 248 с.
43. Линник В. П. О принципиальной возможности уменьшения влияния атмосферы на изображение звезды // Оптика и спектроскопия. — 1957. — Т. 25, № 4. — С. 401 — 402.
44. Babcock H. W. The possibility of compensating astronomical seeing // Publ. Astron. Soc. Pac. — 1953. — Vol. 65. — P. 229—236.
45. Skolnik M. I., King D. D. Self-phasing array antennas // IEEE Trans. — 1964. — Vol. AP-12, N 2. — P. 142—149.
46. Adams R. T. Beam tagging for control of adaptive transmitting arrays // IEEE Trans. — 1964. — Vol. AP-12, N 2. — P. 224—227.
47. Compensation for atmospheric phase effects at 10,6 μ k / W. H. Cathey, C. L. Hayges, W. C. Davis, V. F. Pizzuro // Appl. Opt. — 1970. — Vol. 9, N 3. — P. 701—707.
48. Coherent optical adaptive techniques / W. B. Bridges, P. T. Brunner, S. P. Lazara et al. // Appl. Opt. — 1974. — Vol. 13, № 2. — P. 291—300.
49. Бакут П. А., Троицкий И. Н., Харитонов О. И. Адаптивные методы улучшения качества оптических изображений // Автометрия. — 1979. — № 4. — С. 41 — 48.
50. Теория когерентных изображений / П. А. Бакут, В. И. Мандросов, И. Н. Матвеев, Н. Д. Устинов; Под ред. Н. Д. Устинова. — М.: Радио и связь, 1987. — 264 с.
51. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику: Пер. с англ. / Под ред. Г. И. Косоруова. — М.: Мир, 1970. — 364 с.
52. Waters W. M. Adaptive radar beacon forming // IEEE Trans. — 1970. — Vol. AES-6, № 4. — P. 503—513.
53. Корниенко А. А. Адаптивное восстановление изображений на основе критерия энтропийного типа // Голография и ее применение. — Л.: 1986. — С. 151 — 156.
54. Клейменов В. В., Корниенко А. А. Адаптивные оптические системы апертурного зондирования // Зарубежная радиоэлектроника. — 1985. — № 1. — С. 56 — 69.
55. Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е. Формирование изображений на основе принципов адаптивной оптики // Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Формирование оптического изображения и методы его обработки». — Кишинев, 1985. — Т. I. — С. 13.
56. Muller R. A., Baffington A. Real-time correction of atmospherically degraded telescope images through image sharpening // J. Opt. Soc. Am. — 1974. — Vol. 64, № 9. — P. 1200—1210.
57. Martin A. Optimization of telescope images // J. Opt. Soc. Am. — 1975. — Vol. 65, № 7. — P. 858.
58. Использование функций резкости для компенсации фазовых искажений / А. В. Ануфриев, П. А. Бакут, Ю. А. Зимин, А. И. Толмачев // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12, № 2. — С. 441 — 443.
59. Измерение и адаптивная компенсация атмосферных фазовых искажений / Н. Д. Устинов, Ю. А. Зимин, В. В. Протопопов, А. И. Толмачев // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12, № 11. — С. 2342 — 2343.
60. К вопросу о максимизации функций резкости при наблюдении предметов в когерентном свете через случайно-неоднородную среду / Н. Д. Устинов, А. В. Ануфриев, А. Л. Вольпов и др. // Квантовая электроника. — 1986. — Т. 13, № 5. — С. 937 — 941.
61. Корниенко А. А., Лукьянов Д. П. Анализ методов адаптивного гетеродинамического приема оптических сигналов // Тез. докл. Всесоюз. конф. «Применение лазеров в науке и технике». — Л., 1980. — С. 52 — 53.
62. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинамирование. — М.: Наука, 1985. — 288 с.
63. Зельдович Б. Я., Филиппецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света // УФН. — 1982. — Т. 138, № 2. — С. 249.
64. Тараненко В. Г., Горохов Ю. Г., Романюк Н. С. Зеркала для адаптивных оптических систем // Зарубежная радиоэлектроника. — 1982. — № 8. — С. 19 — 43.
65. Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н. Проблема создания адаптивного зеркала // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1980. — Т. 44, № 10. — С. 2066 — 2074.
66. Freeman R. H., Pearson J. E. Deformable mirrors for all seasons and reasons // Appl. Opt. — 1982. — Vol. 21, N 4. — 580—588.
67. Corner cube array COAT / T. Sato, Y. Naguro, O. Ikeda, T. Haturawa // Appl. Opt. — 1982. — Vol. 21, N 10. — P. 1778—1784.
68. Deformable 2-D mirror using multilayered electrostrictors / T. Sato, H. Ishikawa, O. Ikeda et al. // Appl. Opt. — 1982. — Vol. 21, N 20. — P. 3669—3672.
69. Hardy J. W. Adaptive optics-problems and prospects // Proc. SPIE. — 1981. — Vol. 293. — P. 214—221.
70. Тараненко В. Г. Быстродействующие адаптивные зеркала и их эффективность при компенсации случайных фазовых возмущений. // Изв. вузов СССР. Сер. физика. — 1985. — № 11. — С. 106 — 117.
71. Fried D. L. Statistics of geometric representation of wavefront distortion // J. Opt. Soc. Am. — 1965. — Vol. 55, N 11. — P. 1427—1435.
72. Хармут Х. Теория секвентного анализа: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — 574 с.
73. A hybrid analog/digital controller for a 69-channel multidither adaptive optic system / G. R. Wisner, E. D. Hasselmark, W. C. McClurg, R. K. Elkow // Proc. SPIE. — 1979. — Vol. 175. — P. 361—366.
74. Multidither adaptive optics system operating using a separate dither and corrector mirror / A. W. Angelbeck, R. K. Elkow, A. F. Greiner et al. // Proc. SPIE. — 1979. — Vol. 179. — P. 127—136.
75. Fisher A. D., Warde C. Simple closed-loop system for realtime optical phase measurement // Opt. Lett. — 1979. — Vol. 4, N 5. — P. 131—133.
76. Fisher A. D., Warde C. Technique for real-time high-resolution adaptive phase compensation // Opt. Lett. — 1983. — Vol. 8, N 7. — P. 353—355.
77. Богатуров А. Н. Решения систем уравнений зонального восстановления волнового фронта в адаптивной оптике // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. — № 11. — С. 86 — 95.
78. Gavrielides A. Vector polynomials orthogonal to the gradient of Zernike polynomials // Opt. Lett. — 1982. — Vol. 7, N 11. — P. 526—528.
79. Palma G. E., Elkow R. K., Angelbeck A. W. Two-wavelength phase control // Proc. SPIE. — 1979. — Vol. 79. — P. 116—121.
80. Holmes I. E., Gudimetla V. S. Strehl's ratio for a two-wavelength continuously deformable optical adaptive transmitter // J. Opt. Soc. Am. — 1983. — Vol. 73, N 9. — P. 1119—1122.
81. Winocur I. Dual-wavelength adaptive optical systems // Appl. Opt. — 1983. — Vol. 22, N 23. — P. 3711—3715.
82. Pearson J. E. Atmospheric turbulence compensation using coherent optical adaptive techniques // Appl. Opt. — 1976. — Vol. 15, N 3. — P. 622—631.
83. Pearson J. E. Adaptive optics: a state-of-the-art report // Laser Focus. — 1981. — Vol. 7, N 9. — P. 53—61.

84. Франсон М. Оптика спеклов: Пер. с франц./Под ред. Ю. И. Островского. — М.: Мир, 1980. — 173 с.
85. Automatic speckle cancellation techniques for multidither adaptive optics / S. A. Kokorowski, T. R. O'Meara, R. C. Lind, T. Calderone // Appl. Opt. — 1980. — Vol. 19, № 3. — P. 371—381.
86. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ./Под ред. Г. П. Мотулевич. — М.: Наука, 1973. — 720 с.
87. Уонг Дж. Оптическое разрешение с адаптивной фазовой компенсацией при распространении света в турбулентной атмосфере // Адаптивная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — С. 374 — 398.
88. Noll R. J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Am. — 1976. — Vol. 66, № 3. — P. 207—211.
89. Greenwood D. P. Mutual coherence function of a wavefront corrected by zonal adaptive optics // J. Opt. Soc. Am. — 1979. — Vol. 69, № 4. — P. 549—554.
90. Корниенко А. А. Анализ качества систем адаптивной оптики с зонально-модальной коррекцией // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». — Л.: 1983. — С. 177.
91. Корниенко А. А. К спектральной теории aberrаций адаптивных оптических систем // Голографические методы в науке и технике. — Л., 1985. — С. 128 — 138.
92. Исследование качества пространственной аппроксимации волнового фронта при зонально-модальной коррекции / Н. А. Димов, А. А. Корниенко, Г. Н. Мальцев, А. С. Печенов // Опт.-мех. промышл. — 1985. — № 6. — С. 1 — 3.
93. Корниенко А. А. Оптическая передаточная функция адаптивных изображающих систем с корректорами комбинированного типа // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Т. 61, № 2. — С. 411 — 418.
94. Fried D. L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // J. Opt. Soc. Am. — 1966. — Vol. 56, N 10. — P. 1372—1379.
95. Кловский Д. Д., Сойфер В. А. Обработка пространственно-временных сигналов. — М.: Связь, 1976. — 208 с.
96. Wang I. Y., Markey I. K. Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion // J. Opt. Soc. Am. — 1978. — Vol. 68, N 1. — P. 78—87.
97. Белкин Н. Д., Белозеров А. Е., Матюхин В. Ф. Особенности полиномиального представления атмосферных фазовых искажений // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12, № 2. — С. 407 — 408.
98. Анализ адаптивной оптической системы с компенсацией случайных наклонов волнового фронта / П. А. Бакут, Н. Д. Белкин, А. Д. Ряхин и др. // Автометрия. — 1983. — № 5. — С. 72 — 76.
99. Tyler G. A. Turbulence-induced adaptive-optics performance degradation: evaluation in the time domain // J. Opt. Soc. Am. — 1984. — Vol. 1, № 3. — P. 251—262.
100. Экспериментальное исследование фазосопряженной адаптивной системы с составными управляемыми зеркалами / Н. Н. Артамонов, Г. Л. Киселев, С. Н. Козлов, А. С. Печенов // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. — 1984. — Т. 48, № 7. — С. 1415 — 1418.
101. Фомин В. Н., Фрадков А. Л., Якубович В. А. Адаптивное управление динамическими процессами. — М.: Наука, 1981. — 448 с.
102. Монзинго Р. А., Миллер Т. У. Адаптивные антенные решетки: Пер. с англ. / Под ред. В. А. Лексащенко. — М.: Радио и связь, 1986 — 347 с.
103. Пономарев В. Д., Комаров В. М. Адаптивные антенные решетки // Зарубежная радиоэлектроника. — 1977. — № 8. — С. 33 — 76.
104. Вопросы статистической теории радиолокации. Т. I / П. А. Бакут, И. А. Большаков, Б. М. Герасимов и др.; Под ред. Г. П. Тартаковского. — М.: Сов. радио, 1963. — 424 с.
105. Современная радиолокация: Пер. с англ./Под ред. Ю. Б. Кобзарева. — М.: Сов. радио, 1969. — 704 с.
106. Александров А. Б., Долотин Ю. Г. Алгоритм работы передающей адаптивной системы // Автометрия. — 1985. — № 2. — С. 65 — 74.
107. Александров А. Б., Долотин Ю. Г. Потенциальные характеристики передающей адаптивной системы // Квантовая радиоэлектроника. — 1984. — Т. 11, № 2. — С. 298 — 303.
108. Фрид Д. Построение оценки искажений волнового фронта методом наименьших квадратов по множеству измерений разности фаз // Адаптивная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — С. 332 — 348.
109. Саутвел В. Анализатор волнового фронта, основанный на методе максимального правдоподобия // Адаптивная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — С. 416 — 427.
110. Гейбриэл В. Введение в теорию адаптивных антенн // ТИИЭР. — 1976. — Т. 64, № 2. — С. 55 — 95.
111. Уидроу, Маккол, Болл. Комплексная форма алгоритма НСКО // ТИИЭР. — 1975. — Т. 63, № 3. — С. 49—51.
112. Brennan L. E., Reed I. S. Theory of adaptive radar // IEEE Trans. — 1973. — Vol. AES-9, № 2. — P. 237—252.
113. Reed I. S., Maller J. D., Brennan L. E. Rapid convergence rate in adaptive arrays // IEEE Trans. — 1974. — Vol. AES-10, № 6. — P. 853—863.
114. Рудницкий Б. Е. Точность слежения за движущейся целью по угловым координатам в оптическом диапазоне при предельно слабых сигналах // Радиотехника. — 1983. — № 3. — С. 29 — 31.
115. Кузин Л. Т. Расчет и проектирование дискретных систем управления. — М.: Машгиз, 1962. — 684 с.
116. Рудницкий Б. Е. Определение оптимальной системы по критерию максимума вероятности попадания // Изв. АН СССР. Сер. Техническая кибернетика. — 1966. — № 2. — С. 121 — 126.
117. Мельников Б. Г. К задаче определения оптимальной системы // Изв. АН СССР. Сер. Техническая кибернетика. — 1980. — № 2. — С. 134 — 140.
118. Мельников Б. Г. Синтез радиотехнического слеящего измерителя, оптимального по критерию максимума вероятности невыхода ошибки из заданной области // Радиотехника. — 1979. — № 6. — С. 68 — 71.
119. Мельников Б. Г., Рудницкий Б. Е., Иванов В. Л. Оптимизация радиоинерциального навигационного комплекса // Изв. вузов СССР. Сер. Приборостроение. — 1983. — № 10. — С. 57 — 61.
120. Мельников Б. Г. Пространственно-временной слеящий измеритель параметров движения объектов // Радиотехника. — 1981. — № 9. — С. 29 — 33.
121. О'Мира Т. Р. Стабильность N-элементной системы управления фазой с помощью группового опорного сигнала // Адаптивная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — С. 169 — 178.
122. Рудницкий Б. Е. К задаче синтеза систем с переменными параметрами // Изв. АН СССР, Сер. Автоматика и телемеханика. — 1965. — Т. 26, № 2. — С. 208—215.
123. Казаков И. Е. Статистическая теория систем управления в пространстве состояний. — М.: Наука, 1975. — 432 с.
124. Снайдер Д. Метод уравнений состояния для непрерывной оценки в применении к теории связи: Пер. с англ./Под ред. В. Б. Силина. — М.: Энергия, 1973. — 104 с.

125. Богуславский И. А. Методы навигации и управления по неполной статистической информации. — М.: Машиностроение, 1970. — 256 с.
126. Лукошкин А. П., Поддубный С. С. Синтез многоканальных РЛС измерения координат объектов // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. — 1978. — № 4. — С. 5 — 13.
127. Крамер Г. Математические методы статистики: Пер. с англ. — М.: Мир, 1975. — 648 с.
128. Ашимов А., Сыздыков Д. Ж., Тохтабаев Г. М. Беспойсковые самонастраивающиеся системы идентификации // Автоматика и телемеханика. — 1973. — № 2. — С. 184 — 188.
129. Ахметьянов В. Р., Рудницкий Б. Е. Оптимальная функция по критерию минимума нормы ошибки смещенной оценки // Изв. вузов СССР. Сер. Приборостроение. — 1987. — № 11. — С. 3 — 6.
130. Моделирование в радиолокации / А. И. Леонов, В. Н. Васенов, Ю. И. Гайдуков и др.; Под ред. А. И. Леонова. — М.: Сов. радио, 1979. — 264 с.
131. Клюев Н. Ф., Сергушичев А. Н. О возможности восстановления оптических изображений с учетом априорной информации о наблюдаемом объекте. // Тез. докл. II Всесоюзн. конф. «Формирование оптического изображения и методы его обработки». — Кишинев, 1985. — Т. 1. — С. 175.
132. Корниенко А. А., Мальцев Г. Н. Исследование возможностей реализации процедуры поиска в измерительных системах с адаптивной оптикой // Тез. докл. III Всесоюзн. конф. «Метрологическое обеспечение антенных измерений». — Ереван, 1984. — С. 439.
133. Ряховский Е. П. Сравнительный анализ статистической динамики фазосопряженных адаптивных оптических систем и систем апертурного зондирования // Тез. докл. IV Всесоюзн. конф. «Оптика лазеров». — Л., 1983. — С. 176.
134. Корниенко А. А. Анализ методов управления волновыми фронтами в системах адаптивной оптики // Прикладные вопросы голографии. — Л., 1982. — С. 46 — 61.
135. Корниенко А. А., Рудницкий Б. Е. Исследование адаптивной оптической системы апертурного зондирования в условиях временных ограничений // Тез. докл. II Всесоюзн. конф. «Применение лазеров в технологиях и системах передачи и обработки информации». — Л., 1984. — С. 51 — 52.
136. Корниенко А. А., Мальцев Г. Н. Статистическая динамика адаптивных оптических систем апертурного зондирования // Тез. докл. III Всесоюзн. конф. «Применение лазеров в технологиях и системах передачи и обработки информации». — Таллин, 1987. — Ч. 3. — С. 19.
137. Гурецкий Х. Анализ и синтез систем управления с запаздыванием; Пер. с польск./Под ред. А. Н. Дмитриева. — М.: Машиностроение, 1974. — 328 с.
138. Эльсгольц Л. Э., Коркин С. Б. Введение в теорию дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом. — М.: Наука, 1971. — 296 с.
139. Экспериментальное исследование фазосопряженной адаптивной системы инфракрасного диапазона / К. Хейес, Р. Брэндви, В. Дэвис, Г. Миверс // Адаптивная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980. — С. 28 — 53.
140. Василенко Г. И., Тараторин А. М. Восстановление изображений. — М.: Радио и связь, 1986. — 304 с.
141. Фриден Б. Р. Улучшение и реставрация изображений // Обработка изображений и цифровая фильтрация; Пер. с англ. — М.: Мир, 1979. — С. 193 — 270.
142. Построение изображений в астрономии по функциям когерентности / Под ред. К. Ван Схонвелда; Пер. с англ. — М.: Мир, 1982. — 320 с.
143. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. — М.: Наука, 1971. — 616 с.
144. Перина Я. Когерентность света. — М.: Мир, 1974. — 367 с.
145. Сонечкин Д. М., Хандурова Н. С. Результаты исследования пространственно-временной изменчивости облачности на европейской территории СССР // Тр. ГМЦ. — 1969. — Вып. 50. — С. 37 — 46.
146. Наровлянский Г. Я. Районирование территории США по годовому ходу облачности // Тр. ВНИИГМИ—МЦД. — 1976. — Вып. 34. — С. 58 — 63.
147. Баранов А. М. О расслоении фронтальных облаков // Метеорология и гидрология. — 1962. — № 8. — С. 11 — 16.
148. Канарский И. Д. Исследование облачности над Приморьем для обеспечения безопасности и оценки условий полета на заданных эшелонах // Тр. Всесоюзн. конф. по вопросам метрологического обеспечения сверхзвуковой авиации. Л., 1971. — С. 232 — 238.
149. Деинис А. Изменение погоды засевом облаков: Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 272 с.