

Шанин О.И.

**Адаптивные
оптические системы
коррекции наклонов.
Резонансная
адаптивная оптика**



ТЕХНОСФЕРА

УДК 621.373.8
ББК 22.343
Ш20

Ш20 Шанин О.И.

Адаптивные оптические системы коррекции наклонов.

Резонансная адаптивная оптика. — Москва: Техносфера, 2013. — 296 с.

ISBN 978-5-94836-347-9

В книге изложены физические, расчетно-теоретические и технические вопросы проектирования наиболее простых, на первый взгляд, адаптивных оптических систем — систем коррекции наклонов. Сравнительная идеологическая простота рассмотренных систем довольно сильно осложняется массой деталей и тонкостей, которые нужно учитывать при разработке конкретных приложений. Приведены результаты экспериментальных исследований.

Анализируются проблемы измерения углов наклона световых волн. Особое внимание уделено наблюдению слабоконтрастных сигналов с помощью матричных приемников.

На примере системы коррекции наклонов освещается новый класс адаптивной оптики — резонансная адаптивная оптика.

Книга предназначена для специалистов в области оптики, радиоэлектроники и точного приборостроения. Может быть полезна научным работникам, аспирантам и студентам старших курсов вузов соответствующих специальностей.

УДК 621.373.8
ББК 22.34

© 2013, О.И.Шанин

© 2013, ЗАО «РИЦ «Техносфера», оригинал-макет, оформление

При оформлении первой страницы обложки использована фотография с сайта обсерватории Keck <http://keckobservatory.org/>

ISBN 978-5-94836-347-9

Содержание

Предисловие	6
Введение	8
В.1. Обзор содержания книги	8
В.2. Основные идеи резонансной адаптивной оптики	10
В.3. Развитие адаптивной оптики	11
В.4. Краткая библиография основных работ по адаптивной оптике и смежным с ней дисциплинам	13
ЧАСТЬ I. АДАПТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ НАКЛОНОВ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ, ОСОБЕННОСТИ И ПРИМЕНЕНИЕ	22
Глава 1. Краткие сведения о коррекции наклонов волнового фронта	22
1.1. Источники фазовых искажений при распространении света	22
1.2. Системы коррекции и корректоры наклонов	36
Заключение	50
Литература к главе 1	51
Глава 2. Измерение наклонов волнового фронта и управление	54
2.1. Принципы измерений и работы датчиков наклонов	54
2.2. Проблемы измерений наклонов ВФ в сумеречных и дневных условиях	66
2.2.1. Яркость сигнала и фона	71
2.2.2. Особенности регистрации светового сигнала матричными приемниками и проникающая способность систем на их основе	81
2.2.3. О возможности концентрации полезного сигнала	89
2.3. Пространственная фильтрация как средство повышения отношения сигнал—шум	92
2.3.1. Пространственная фильтрация в задаче измерения волнового фронта	93
2.3.2. Фильтрация и самообучение при измерениях волнового фронта по локальным наклонам	96
2.4. Некоторые примеры сенсоров и датчиков наклонов	101
2.5. Управление в системе коррекции наклонов	109
2.6. Заключение и выводы	116
Литература к главе 2	117
Глава 3. Приводы и актюаторы, используемые в корректорах наклонов	122
3.1. Краткий обзор приводов и актюаторов	122
3.2. Диссипация энергии приводом при компенсации турбулентных флуктуаций фазы	129
3.3. Тепловая модель привода	137
3.3.1. Анализ особенностей модели	137
3.3.2. Расчет температуры привода	139
3.3.3. Экспериментальное исследование тепловых характеристик привода	151
3.3.3.1. Диссипация энергии приводом	152
3.3.3.2. Тепло- и электрофизические характеристики пьезокерамики и пьезопривода	154

3.3.3.3. Термическое расширение привода	158
3.4. Заключение и выводы	160
Литература к главе 3	163
ЧАСТЬ II. РЕЗОНАНСНАЯ АДАПТИВНАЯ ОПТИКА	166
Введение	166
Глава 4. Корректоры наклонов	168
4.1. Математическая модель и теоретические исследования корректоров наклонов	168
4.2. Экспериментальные исследования корректоров наклонов	188
4.2.1. Характеристики используемых в корректорах наклонов актюаторов	188
4.2.2. Чувствительность корректора наклонов	188
4.2.3. Электромеханический гистерезис корректора наклонов	191
4.2.4. Определение ошибки установки углов корректора наклонов.....	193
4.2.5. Амплитудно- и фазочастотные характеристики корректора наклонов при различных условиях.....	194
4.2.6. Некоторые особенности работы корректора наклонов в составе адаптивной системы	197
4.2.7. Выводы	203
Литература к главе 4	204
Глава 5. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов.....	205
5.1. Математическая модель и теоретический анализ адаптивной оптической системы коррекции наклонов.....	205
5.1.1. Модель системы управления.....	206
5.1.1.1. Описание и составление модели системы управления.....	206
5.1.1.2. Особенности цифровой системы управления.....	217
5.1.1.2.1. Представление ПИД-регулятора в конечных разностях	217
5.1.1.2.2. Выбор интервала квантования.....	218
5.1.1.2.3. Подключение интегрального и дифференциального регуляторов	220
5.1.2. Анализ системы управления	222
5.1.2.1. Анализ корректора наклонов	222
5.1.2.2. Переходные процессы в системе управления	224
5.1.2.3. Влияние частоты считывания кадров на работу системы управления	225
5.1.2.4. Влияние фазочастотной характеристики корректора наклонов на работу системы управления	228
5.1.2.5. Влияние времени задержки на работу системы управления	229
5.1.3. Задача оптимизации параметров адаптивной оптической системы коррекции наклонов	229
5.1.4. Сопоставление полученных результатов с экспериментом.....	231
5.1.5. Особенности работы системы в реальных условиях зашумленного и/или слабого сигнала	236
5.2. Исследования и испытания адаптивных оптических систем коррекции наклонов.....	240
5.2.1. Описание и анализ систем управления	241

5.2.2. Амплитудно-частотная характеристика корректора наклонов	244
5.2.3. Определение времен задержки и переходных характеристик элементов экспериментальной системы	245
5.2.3.1. Определение времени задержки	245
5.2.3.2. Определение переходных процессов в системе управления	247
5.2.4. Зависимость частоты коэффициента усиления начала и частоты автоколебаний в системе от частоты считывания кадров.....	250
5.2.5. Определение интегральных характеристик системы управления.....	251
5.2.6. Обсуждение полученных результатов.....	257
5.3. Примеры применения АОС коррекции наклонов.....	261
5.3.1. Компенсация приземной турбулентности	261
5.3.1.1. Описание экспериментальной АОС и методик измерений	261
5.3.1.2. Сопоставление экспериментальных и расчетных СКО фазовых искажений на трассе.....	263
5.3.1.3. Испытание АОС на турбулентной трассе.....	265
5.3.1.4. Влияние коэффициента усиления и частоты считывания кадров на уровень эффективности коррекции системы.....	269
5.3.2. Система коррекции наклонов на основе спецвычислителя.....	270
5.3.3. Применение системы коррекции наклонов для изучения проблем регистрации слабоконтрастных объектов	271
Заключение.....	278
Литература к главе 5	278
Заключение.....	281
Перечень принятых сокращений	284
Указатель важнейших обозначений	286
Предметный указатель	288

ЧАСТЬ I

АДАПТИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ НАКЛОНОВ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ, ОСОБЕННОСТИ И ПРИМЕНЕНИЕ

ГЛАВА I

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О КОРРЕКЦИИ НАКЛОНОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

1.1. Источники фазовых искажений при распространении света

В ряде работ при анализе фазовых искажений прошедшего через турбулентную атмосферу света показано, что наибольший вклад в фазовые искажения вносят наклоны волнового фронта. На рис. 1.1 [1] показано, к чему приводят наклоны волнового фронта. В каждый следующий момент времени фокусировка излучения осуществляется в новое место фокальной плоскости. При длительной экспозиции фокальное пятно расплывается, как показано на рисунке.

Особенно критичными угловые ошибки становятся в случаях необходимости точного (прецизионного) позиционирования фокального пятна (например при наведении на щель спектрофотометра при астрономических наблюдениях, на стык свариваемых деталей, в определенную область глазного дна в офтальмологии и т. д.) и при приеме/передаче излучения на большие расстояния в астрономических, телекоммуникационных и лазерных системах. В частности, одной из задач, выполняемых адаптивной оптикой на крупном космическом телескопе, является обеспечение режима сверхточного наведения на

заданную точку пространства. При дрейфе ориентации оси телескопа в пределах $\sim 30''$ необходимо обеспечивать удержание фокального пятна на научных приборах с точностью $\sim 0,2''$ (~ 1 мкрад).

В передающих системах проявление наклонов волнового фронта называют блужданием или биением пучка (beam wander), а в приемных системах — дрожанием изображения (image jitter). По сути, и то и другое есть следствие одних и тех же причин. Обратим также внимание на то, что такие критерии качества, как число Штреля и нормированная яркость источника излучения, полученные для длительной экспозиции, одинаковым образом зависят от фазовых искажений — угловой ошибки α_H и среднеквадратичной фазовой ошибки на апертуре σ :

$$\langle B_r \rangle = \frac{B_r}{\left[\frac{\pi \cdot D^2 \cdot P_{\text{вых.}}}{4 \cdot \lambda^2} \right]} = \frac{\exp(-\sigma^2)}{1 + \left(\frac{2,22 \cdot \alpha_H \cdot D}{\lambda} \right)^2} \quad \text{и} \quad \bar{I} = \frac{\exp(-\sigma^2)}{1 + \left(\frac{2,22 \cdot \alpha_H \cdot D}{\lambda} \right)^2},$$

где D — диаметр передающей/приемной апертуры, м; $P_{\text{вых.}}$ — мощность на выходе лазерной установки, Вт; λ — длина волны излучения, м; $\sigma = 2\pi\Delta\Phi/\lambda$, $\Delta\Phi$ — СКО искажений волнового фронта (или остаточная ошибка коррекции), м.

Это означает, что фазовые искажения волнового фронта одинаково влияют и на приемные, и на передающие системы.

Проанализируем поведение зависимости $\langle B_r \rangle$ или \bar{I} от $\Delta\Phi$ и α_H , вначале полагая, что $\alpha_H = 0$, а затем, что $\Delta\Phi = 0$.

Зависимость яркости от СКО фазовых искажений подобна зависимости числа Штреля от СКО остаточной ошибки коррекции. График этой зависимости приведен на рис. 1.2. Видно, что при СКО = 0,16 мкм относительная яркость падает до 0,3, а при СКО = 0,24 мкм — до 0,07.

Зависимость яркости от СКО угла наклона приведена на рис. 1.3. Так же видна сильная зависимость относительной яркости от СКО угла наклона. Так, при СКО = 2 мкрад (что примерно соответствует максимальному



Рис. 1.1. При короткой экспозиции в результате наклона волнового фронта смещается точка фокусировки излучения в фокальной плоскости. При длительной экспозиции профиль интенсивности расплывается

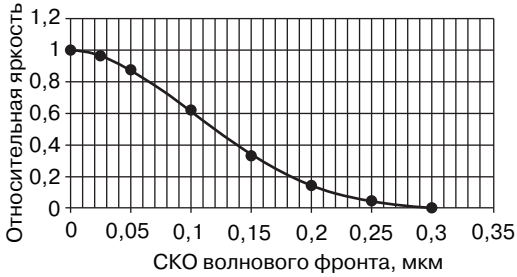


Рис. 1.2. Зависимость относительной яркости от СКО (RMS) волнового фронта (за исключением наклонов)

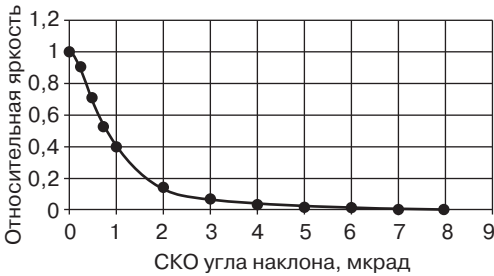


Рис. 1.3. Зависимость яркости от СКО угла наклона

углу наклона 5,4 мкрад, или 1,1") относительная яркость составляет 0,141.

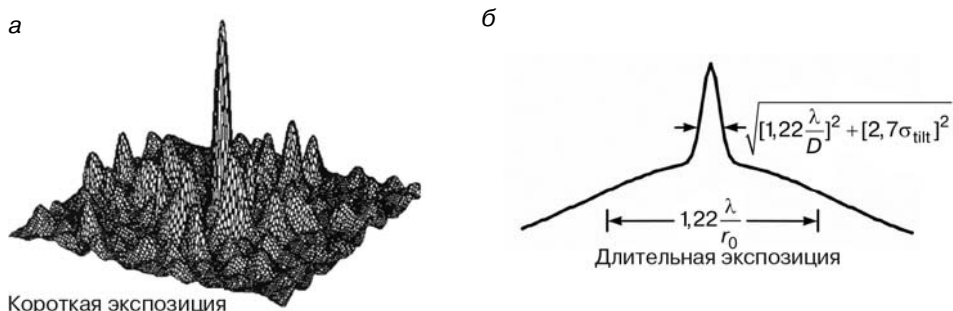
Таким образом, яркость источника излучения или качество изображения в приемной системе сильно зависят как от остаточной ошибки коррекции наклонов волнового фронта, так и от остаточной ошибки коррекции фазовых искажений более высокого порядка, в результате чего возникает задача разумной балансировки этих ошибок. Отметим также, что зависимость яркости от угла в области малых углов (≤ 1 мкрад) более крутая, нежели чем от искажений волнового фронта.

Описанию и анализу источников фазовых аберраций в оптических системах посвящена обширная литература, небольшая доля которой приведена в библиографии к введению. Источниками аберраций являются атмосферная турбулентность и воздействие лазерного пучка на среду распространения — самовоздействие или тепловое расплывание (в случае мощного излучения) при распространении излучения в атмосфере, разъюстировки и вибрации оптических элементов, термические деформации оптических элементов и интегрирующих конструкций, ошибки изготовления оптики, аберрации источников излучения, динамические пограничные слои в районе выходных апертур, угловые ошибки систем наведения и сопровождения, анизопланатизм. Применительно к каждой системе с учетом ее специфики и источников аберраций волнового фронта составляют так называемый бюджет ошибок [15, 20, 26, 34]. На основании выбранного критерия качества оптической системы и сформированного бюджета ошибок проводят проектирование адаптивной системы.

Приведем краткое описание вышеперечисленных источников аберраций.

Общие сведения о результатах исследований адаптивных систем в условиях *турбулентной атмосферы* приведены ниже. Отметим, что несмотря на большие достижения в этой области задача компенсации атмосферных фазовых искажений еще до конца не решена.

На рис. 1.4, *а* приведено изображение точечного источника света, наблюдаемого через турбулентную атмосферу, при короткой экспозиции съемки [52]. Центральный и окружающие его пики являются дифракционно-ограниченными. При длительной экспозиции пятно расплывается, а профиль его интенсивности принимает характерный вид и размеры, показанные на рис. 1.4, *б*.



Короткая экспозиция

Рис. 1.4. Изображение точечного источника света, наблюдаемого через турбулентную атмосферу, при короткой экспозиции (*а*) и профиль его интенсивности при длительной экспозиции (*б*)

Практически во всех книгах, посвященных атмосферной адаптивной оптике, приводятся зависимости для оценки амплитуды и частоты для коррекции наклонов волнового фронта, прошедшего через атмосферу светового пучка. Наиболее часто в последнее время употребляются зависимости, использующие длину или радиус когерентности, который часто называют радиусом Фрида, r_0 , и который может быть вычислен по формуле

$$r_0 = 1,68 \cdot (C_n^2 \cdot k^2 \cdot L)^{-\frac{3}{5}}, \quad (1.1a)$$

где C_n^2 — структурная постоянная флуктуаций показателя преломления, $m^{-2/3}$; L — длина трассы, м; k — волновое число, которое рассчитывается по формуле $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны, м.

Для вертикальной и наклонной трасс при распространении волн с Земли через толщу атмосферы в космос радиус когерентности составит

$$r_0 = 3,85 \cdot 10^6 \cdot (\lambda^2 \cdot \cos Q)^{\frac{3}{5}}, \quad (1.1б)$$

где Q — зенитный угол.

На рис. 1.5 приведены зависимости радиуса Фрида от длины волны и значения зенитного угла. Видно, что для диапазона длин волн от 0,5 до 1 мкм радиус когерентности может изменяться в широких пределах. Так, для длины

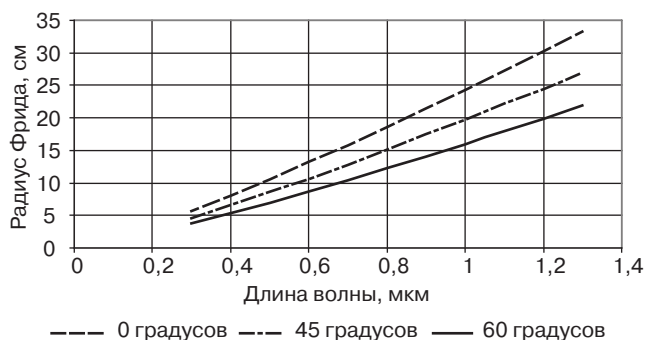


Рис. 1.5. Зависимости радиуса Фрида от длины волны и значения зенитного угла

волны 0,7 мкм (средняя длина волны при наблюдении кремниевой матрицей) радиус когерентности изменяется в диапазоне ~10–16 см для ночных условий и, соответственно, ~5–10 см для дневных условий.

Максимальный наклон волнового фронта может быть вычислен по формуле

$$M_H = \pm 2,5\sigma_H, \quad (1.2)$$

где дисперсия наклона по одной оси вычисляется по формуле [15]:

$$\sigma_{H1}^2 = 0,182 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \left(\frac{\lambda}{D} \right)^2. \quad (1.3)$$

Здесь D — диаметр передающей или приемной апертуры, λ — длина волны. Для $D = 0,5$ м, $\lambda = 0,7 \cdot 10^{-6}$ м и зенитного угла 60 градусов $r_0 = 0,1$ м, а среднеквадратичное отклонение приходящего изображения составит $\sigma_{H1} = 2,28 \cdot 10^{-6}$ рад и, соответственно, максимальный наклон — $M_{H1} = \pm 5,7 \cdot 10^{-6}$ рад = $\pm 1,18$ угловых секунды. Множитель 2,5 в формуле (1.2) означает, что в случае гауссовского распределения наклонов с вероятностью 99,4 % стандартное отклонение составит $\pm 2,5$.

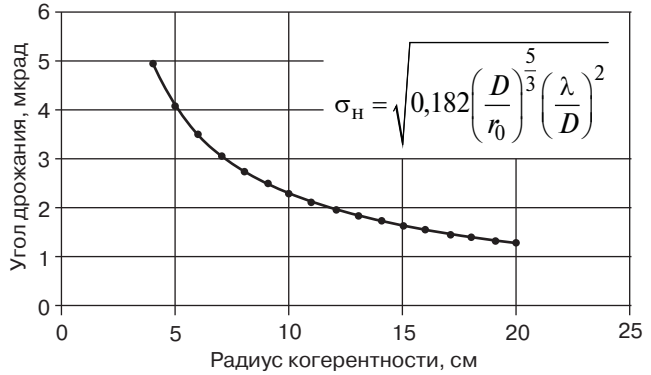
На рис. 1.6 приведена зависимость среднеквадратичного отклонения угла дрожания изображения по одной оси от радиуса когерентности, рассчитанная для диаметра приемной апертуры 0,5 м и длины волны $0,7 \cdot 10^{-6}$ м.

Если в системе используется телескоп, то перемещение находящегося за телескопом корректора наклонов для компенсации вычисленной аберрации можно определить по формуле

$$\alpha_H = \frac{1}{2} M_H \left(\frac{D_{\text{тел.}}}{D_{\text{н.з.}}} \right), \quad (1.4)$$

что для $D_{\text{тел.}} = 0,5$ м, $D_{\text{н.з.}} = 0,1$ м и $M_{H1} = \pm 5,7 \cdot 10^{-6}$ рад даст $\alpha_{H1} = \pm 28,5 \cdot 10^{-6}$ рад = $\pm 5,9$ угловых секунды.

Рис. 1.6. Зависимость среднеквадратичного отклонения угла дрожания изображения по одной оси от радиуса когерентности атмосферы



Заметим, что полученные Фридом соотношения для дисперсии фазовых искажений базировались на модели атмосферной турбулентности Колмогорова—Обухова, в которой внешний масштаб считается бесконечным. Если использовать спектры атмосферной турбулентности с конечным внешним масштабом L_0 , то дисперсия дрожания изображения описывается формулой [8] $\sigma^2 \approx \int_0^\infty dh C_n^2(h) [D_{\text{тел}}^{-1/3} - (1/D_{\text{тел}}^2 + \chi_0^2)^{1/6}]$, где $D_{\text{тел}}$ — диаметр апертуры телескопа, $\chi_0 = 2\pi/L$ — волновое число, определенное по внешнему масштабу турбулентности. Видно, что внешний масштаб начинает оказывать влияние на дрожание изображения, уже когда апертура телескопа составляет лишь $\sim 1\%$ от величины внешнего масштаба турбулентности, $D_{\text{тел}} \sim 0,01L_0$. Напомним, что по данным различных измерений [27] внешний масштаб турбулентности для вертикальных трасс в астроклиматических условиях различных обсерваторий составляет 1,5–300 м. С практической точки зрения учет при коррекции наклонов волнового фронта ограничения спектра атмосферной турбулентности с конечным внешним масштабом L_0 приведет лишь к погрешностям оценки дисперсии наклонов. Так, при $D_{\text{тел}} = 1$ м и масштабе $L_0 = 6,3$ м, разница в оценках составит $\sim 12\%$ в сторону уменьшения. При увеличении диаметра телескопа разница увеличивается, но при реальном проектировании лучше иметь оценку сверху. Поэтому целесообразно для оценок использовать зависимости, базирующиеся на радиусе когерентности.

Частота среза адаптивной системы может быть оценена по формуле

$$f_c = \left[\frac{0,515 \cdot D_s^2}{\ln I^{-1}} \right]^{3/5} \cdot \frac{v}{D}, \quad (1.5)$$

где v — скорость поперечного ветра, м/с; D — диаметр пучка, м. Для $D = 500$ мм, ветра с поперечной составляющей скорости 10 м/с и числа Штреля $I = 0,8$ получим $f_c = 55,1$ Гц.

В различных работах показано, что при распространении света в атмосфере вклад в величину среднеквадратичного отклонения (СКО, RMS) волнового фронта более высоких, чем наклоны, порядков составляет $\sim 7\text{--}20\%$ [2–5]. В качестве примера приведем результаты (рис. 1.7) классической работы [3], в которой искажения волнового фронта в соответствии с колмогоровской моделью турбулентности раскладывались по коэффициентам полиномов Цернике. На рис. 1.7 по оси абсцисс отложен номер полинома Цернике, а по оси ординат — вклад в СКО волнового фронта различных полиномов в единицах $(D/r_0)^{5/6}$.

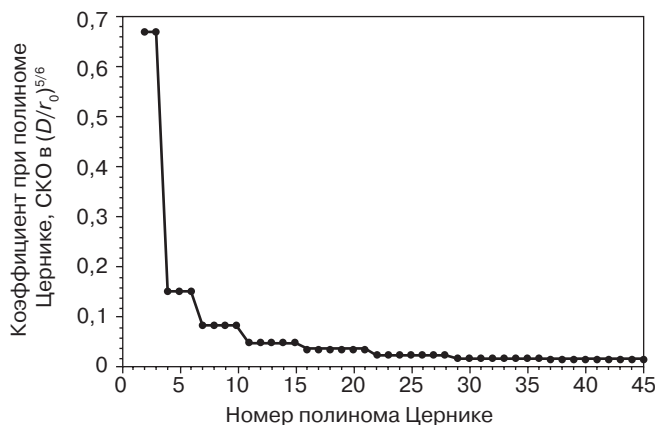


Рис. 1.7. Атмосферные коэффициенты Цернике

Видно, что наклоны по двум координатам вносят преобладающий вклад в фазовые искажения. Затем идут простейшие аберрации — фокус, астигматизм, кома, а аберрации более высоких порядков играют роль фоновых. Нескорректированный волновой фронт при распространении на турбулентной трассе имеет вариацию

$$\sigma^2 = 1,03 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (1.6)$$

после коррекции одномерного наклона — вариацию

$$\sigma^2 = 0,582 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (1.7)$$

после коррекции двумерного наклона — вариацию

$$\sigma^2 = 0,134 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (1.8)$$

после коррекции двумерного наклона и фокуса — вариацию

$$\sigma^2 = 0,111 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (1.9)$$

после коррекции мод высокого порядка — вариацию

$$\sigma^2 = 0,2944 \cdot N_m^{-0,866} \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}}, \quad (1.10)$$

где N_m — число корректируемых мод.

Видно, что основной вклад в прирост расходимости делает блуждание пучка (дрожание изображения) или наклон. Вариация угла наклона σ_α^2 (по двум осям) определяется по формуле [15]

$$\sigma_\alpha^2 = 0,364 \cdot \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \cdot \left(\frac{\lambda}{D} \right)^2. \quad (1.11)$$

При $r_0 = 5$ см, $D = 0,5$ м и $\lambda = 0,7 \cdot 10^{-6}$ м $\sigma_\alpha^2 = 33 \cdot 10^{-12}$ рад², или $\sigma_\alpha = 5,74 \cdot 10^{-6}$ рад. Максимальные значения углов могут быть в 2,5 раза больше, или $\alpha = \pm 1,44 \cdot 10^{-5}$ рад = $\pm 3''$.

Статическая остаточная ошибка коррекции наклонного зеркала аппаратурно может быть сведена к нулю, и определяющей станет остаточная динамическая ошибка коррекции. Для системы управления наклонами с частотой f_{3dB} (ширина полосы по уровню 3 дБ) вариация угла наклонов после компенсации составит

$$\sigma_\alpha^2_{\text{comp}} = \left(\frac{f_{TG}}{f_{3dB}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\lambda}{D} \right)^2, \quad (1.12)$$

где частота Гринвуда f_{TG} для G-наклона определяется по формуле

$$f_{TG} = 0,331 \cdot D^{\frac{1}{6}} \cdot \lambda^{-1} \cdot \sqrt{\sec \beta} \cdot \left[\int C_n^2(\xi) \cdot V_\perp^2 \cdot d\xi \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.13)$$

где β — угол наклона трассы.

Для Z-наклона константа в формуле (13) будет равна 0,368.

Для горизонтальной трассы, приподнятой на 10° , при постоянных C_n^2 и это выражение примет вид

$$f_{TG} = 0,331 \cdot D^{\frac{1}{6}} \cdot \lambda^{-1} \cdot \sqrt{\sec \beta} \cdot \left[C_n^2 \cdot V_\perp^2 \cdot L \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.14)$$

При $C_n^2 = 4,913 \cdot 10^{-14}$, $V_{\perp} = 5$ м/с и $L = 100$ м частота Гринвуда составляет $f_{TG} = 35$ Гц.

Остаточная ошибка коррекции при $f_{3dB} = 300$ Гц составит $\sigma_{\alpha\text{comp}}^2 = 1,1 \cdot 10^{-12}$ рад², или $\sigma_{\alpha\text{comp}} = 1,05 \cdot 10^{-6}$ рад $\approx 0,216$ угловых секунды.

Приведенные выше результаты были неоднократно подтверждены экспериментально. В качестве примера приведем некоторые результаты работы [4]. С помощью созданного гартмановского регистратора атмосферных искажений волнового фронта в 1982 г. на 70-см телескопе АЗТ-2 (ГАО, Киев, Голосеево, высота 213 м над уровнем моря) были получены серии киногортманограмм от звезд 0-й и 2-й звездной величины. Диафрагма Гартмана имела 40 отверстий диаметром 40 мм, расположенных в узлах квадратной сетки. Было показано, что пространственная и временная корреляция локальных наклонов в субапертурах от расстояния между субапертурами определяется в основном общими наклонами волнового фронта и значительно выше в направлении часового ведения, чем в перпендикулярном ему, что свидетельствовало о большем вкладе в искажения дрожаний, связанных с ведением телескопа. Было также обнаружено заметное расхождение с колмогоровским спектром в области самых низких пространственных частот, что объяснялось дрожанием изображения, опять же связанным с механическими дрожаниями трубы телескопа и механизма ведения. Кроме того, на основе измеренной ошибки определения координат центра гартмановского пятна был найден уровень шума для коэффициентов разложения по полиномам Цернике до 5-й степени. Оказалось, что отношение сигнал—шум является значимо отличным от 1 лишь для полиномов до 3-го порядка, то есть компенсация искажений в первых трех модах разложения подводит к шумовому порогу адаптации. И, наконец, было получено, что для искажений волнового фронта с низкими пространственными частотами характерны низкие временные частоты — порядка нескольких герц. Экспериментальное распределение вероятности амплитуд нормальных уклонений на входном зрачке имеет гауссов вид с вероятностью, равной $\sim 14\%$ для нулевого уклонения, $\sim 2\%$ — для уклонения, равного $\sim \pm 1,5 \cdot 10^{-6}$ рад. Максимальные угловые уклонения составляли $\sim \pm 0,8$ угловых секунды.

В работе [26] приведены спектры, зарегистрированные при передаче излучения CO₂-лазера на горизонтальной атмосферной трассе длиной 0,5 км. Показано, что основной вклад по частотам обеспечивался в полосе до 5 Гц на уровне 1 угловая секунда, до 10 Гц — 0,3", до 15 Гц — 0,15". При исследованиях астрономического телескопа в Крымской обсерватории [30] основной вклад фазовых искажений по частотам был определен как полоса до 3 Гц на уровне 0,1", до 5 Гц — 0,04", до 10 Гц — 0,01".

Анализируя совместно выражения (1.1а), (1.1б), (1.3) и (1.11), можно сделать заключение о возможности моделирования распространения излучения на вертикальных и наклонных трассах распространением на горизонтальной трассе. Так как основная характеристика фазовых искажений — вариация угла наклона, выраженная в радианах, определяется только одним параметром — радиусом когерентности, то можно подстановкой выражения (1.1б) в (1.1а) вычислить длину горизонтальной модельной трассы:

$$L_{\text{мод}} = \frac{6,36 \cdot 10^{-13}}{C_n^2 \cos Q}. \quad (1.15)$$

Таким образом, для моделирования вертикальной трассы Земля–космос при уровне турбулентности $6,36 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ достаточно иметь стометровую горизонтальную трассу [31]. В работе [57] вертикальную трассу Земля–космос моделировали приземной горизонтальной трассой длиной 150 м.

Аналогичное заключение можно сделать и относительно частоты фазовых набегов, но в этом случае существенную роль будет играть значение поперечной составляющей скорости ветра (см. выражение (1.5)).

Наклон при *самовоздействии пучка в атмосфере* возникает вследствие конвекции разогретого воздуха и при действии поперечного ветра, вследствие чего пучок отклоняется вниз и в наветренную сторону. Аналогичный поперечному ветру эффект возникает и в случае сканирования пучка.

Известно выражение для показателя теплового распыливания в атмосфере N_B [5]:

$$N_B = -5,66 \cdot P \cdot \left(\frac{dn}{dT} \right) \cdot \frac{k \cdot \alpha \cdot L}{\rho \cdot c_p \cdot V_{\perp} \cdot 2 \cdot a}, \quad (1.16)$$

где P — мощность излучения, Вт; n — коэффициент преломления; T — температура, К; k — волновое число; α — линейный коэффициент поглощения, 1/м; L — длина трассы, м; ρ — плотность, кг/м³; c_p — теплоемкость воздуха, Дж/(кг·К); V_{\perp} — поперечная составляющая скорости ветра, м/с; a — радиус пучка, м.

В работе [6] показано, что при самовоздействии излучения угловое отклонение гауссова пучка $I(x) = I_0 \exp(-x^2/a^2)$ навстречу набегающему потоку можно оценить по формуле

$$\alpha_c = \arctg \left[\frac{n_0 - 1}{n_0} \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0 V_{\perp}} \alpha I_0 \exp(-x_0^2/a^2) \right], \quad (1.17)$$

которая справедлива при условии малости величины бокового смещения по сравнению с радиусом пучка a , а также на расстоянии от передающей апертуры, составляющем несколько длин затухания (на котором лучи отклоняются пропорционально удалению от передающей апертуры. Вблизи апертуры лучи

отклоняются пропорционально квадрату расстояния от нее). Здесь n_0 — коэффициент преломления при давлении p_0 (для воздуха при $p_0 = 10^5 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ атм}$ $n_0 - 1 = 3 \cdot 10^{-4}$); $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты, характеризующий отношение молярных удельных теплоемкостей c_p и c_v при постоянном давлении и объеме воздуха, I_0 — осевая интенсивность излучения. При распространении в воздухе излучения с длиной волны $10,6 \text{ мкм}$ и осевой интенсивностью $I_0 = 10^6 \text{ Вт/м}^2$ $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/м}$ на оси пучка, с поперечной скоростью ветра $V_{\perp} = 1 \text{ м/с}$ при $x_0 = 0$ угловое отклонение составит $\alpha_c \approx 2,57 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$.

Анализ серии работ [6–10 и др.] показал, что возникающие при самовоздействии фазовые искажения носят плавный характер без локальных возмущений и могут быть скомпенсированы простым модальным корректором. При наличии поперечного ветра наклон в фазовых искажениях становится преобладающим.

Частота наклонов при самовоздействии пропорциональна поперечной составляющей скорости ветра и обратно пропорциональна диаметру апертуры пучка.

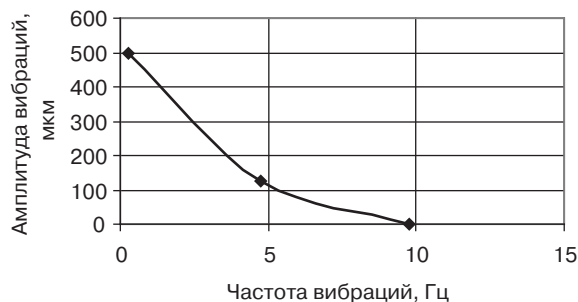


Рис. 1.8. Зависимость амплитуды вибраций радиотелескопа РТ-22 от частоты

Например, в работе [29] приведены результаты исследований вибрационных мод радиотелескопа РТ-22 (Крымская астрофизическая обсерватория), по которым построен график, представленный на рис. 1.8. Максимумы в спектрах вибраций соответствовали резонансным частотам 0,25; 1,75; 3,0; 4,75; 8,25; 9,75 и 18 Гц. Видно, что амплитуда вибраций сильно (в сотни раз) убывает с ростом частоты.

Чтобы компенсировать такие значительные искажения в крупных телескопах, планируется применение двух контуров адаптации. Первый грубый контур работает по внутреннему опорному источнику до тех пор, пока не будут скомпенсированы искажения, обусловленные внутренними факторами. После этого осуществляется автоматический переход на настраиваемый по небесному источнику контур, который работает в поле ошибок пер-

Разъюстировки и вибрации оптических элементов, как правило, приводят к угловым отклонениям оси пучка. При движении систем гидирования и/или под действием ветровых нагрузок возникают вибрации на резонансных частотах этих систем, причем в больших системах амплитуды колебаний могут быть весьма значительными.

вого контура [26]. Вибрации оптического прибора (фотоаппарата, бинокля и т.п.) имеют место при наблюдении или съемке с рук или с движущейся платформы и могут достигать в случае тремора рук амплитуды угловой скорости 2,5 угл. град/сек. [39]. Бортовые лазерные системы могут иметь дрожание луча с СКО в десятки микроградусов в полосе частот до 100 Гц [43].

Термические деформации оптических элементов обычно имеют сферическую форму и невысокую частоту ($\sim 1-5$ Гц) [11].

Термические деформации интегрирующих конструкций (опор, платформ, монтажных и т.п.), как правило, приводят к угловым отклонениям оси пучка или оптической системы. Особенно актуальна эта проблема для космических телескопов, когда перепад температур между освещенной и теневой сторонами достигает сотен градусов.

Ошибки изготовления оптики носят случайный характер. При финишной обработке оптических элементов крупномасштабным инструментом пространственная частота и амплитуда ошибок невысока, однако удвоение искажений волнового фронта при зеркальном отражении от присущих оптическим схемам ~ 10 элементов приводит к заметным суммарным ошибкам волнового фронта.

Аберрации источников излучения, например лазеров, также включают в себя разъюстировки, вибрации, термические деформации и ошибки изготовления оптических элементов резонатора и аберрации, возникающие в активной среде. Вид, масштаб и временные характеристики этих аберраций сильно зависят от типа лазера.

Динамические пограничные слои в районе выходных апертур. Оптические системы размещаются в закрытых объемах — в помещениях, кузовах автомобилей, на борту кораблей и самолетов. При открытии выходного окна, как правило, существует разница температур (а иногда и давлений) и, кроме того, в районе стенки имеется пограничный слой, в котором сильно изменяются параметры турбулентности [12] (в отличие от однородной и изотропной турбулентности, приближением которой пользуются при описании распространения света на трассах [13]). Наибольшая неприятность пограничных слоев состоит в том, что в них генерируется мелкомасштабная турбулентность. Например, в аэродинамических пограничных слоях длина корреляции (аналог радиуса когерентности) составляет от 5 до 20 мм. Для компенсации влияния этих факторов прибегают к различного рода ухищрениям — устанавливают выходные бленды, засыпают площадки вокруг наземных телескопов белым гравином, окрашивают в белый цвет монтажные телескопов и т.п.

Угловые ошибки систем наведения и сопровождения. Эти системы зачастую должны поворачивать вслед за объектом довольно внушительные сооружения. Например, монтажные больших телескопов, лазерные посты на-

ведения оперируют с элементами массой в сотни и тысячи килограммов. Исполнительные элементы таких систем имеют ограниченную точность, которая может быть увеличена за счет применения точного контура управления — адаптивных систем коррекции наклонов.

Проблема обеспечения *изопланатизма* является важной задачей адаптивной оптики. В астрономической адаптивной оптике часто используется текущая настройка адаптивной системы по естественной или искусственной опорной звезде (маяку), несколько отстоящей по углу от объекта исследования. В результате световой пучок от маяка проходит несколько иной путь, чем световой пучок от объекта. Аналогичная проблема возникает и с протяженными и быстро летящими объектами. Если фазовые неоднородности лежат вблизи входной апертуры телескопа, то ситуация более благоприятная, нежели чем в противном случае. Проблема обеспечения изопланатизма характерна также и для передающих систем. Анизопланатизм

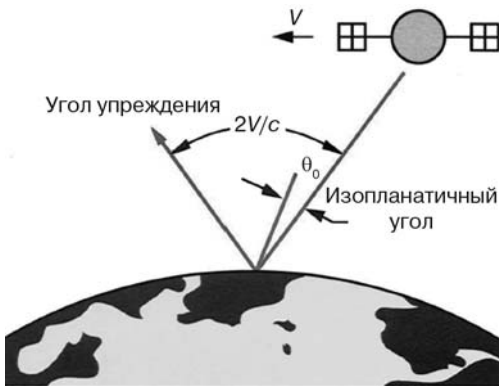


Рис. 1.9. Для передачи энергии на борт спутника необходимо луч лазера направлять с упреждением

может существенно ограничивать передающие системы апертурного зондирования. Рис. 1.9 иллюстрирует эту проблему для случая передачи лазерной энергии на борт искусственного спутника Земли [52]. Луч необходимо направлять с упреждением на величину $2V/c$ (здесь V — скорость спутника, а c — скорость света) относительно полученной визуальной информации об актуальном положении спутника. Для низкоорбитальных спутников угол упреждения составляет 20–50 мкрад [57].

Атмосферный изопланатический угол Θ_0 , рад, определяется по формуле [14]

$$\Theta_0 = \frac{0,31 \cdot r_0}{\hat{h}}, \quad (1.18)$$

где \hat{h} — характерная средняя высота турбулентности, м.

Для средневзвешенного $C_n^2(h) \sim h^{5/3}$ характерная средняя высота турбулентности $\hat{h} = 5 \cdot 10^3$ м. В астрономической адаптивной оптике известно, что угловое расстояние между объектом и маяком Θ не должно превышать изопланатический угол Θ_0 .

В работе [15] приводится зависимость для вычисления изопланатического угла с учетом зенитного угла Q и длины волны рабочего излучения λ , от-

личного от $\lambda_0 = 0,5$ мкм (здесь r_0 рассчитывается для вертикальной трассы для длины волны 0,5 мкм):

$$\Theta_0 = \left(\frac{0,314 \cdot r_0}{\hat{h}} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{\frac{6}{5}} \cdot \cos^{\frac{8}{5}} Q \quad (1.19)$$

а в качестве характерной средней высоты указывается $\hat{h} = 1500$ м для дневных условий и $\hat{h} = 3000$ м — для ночных. Видно, что ситуация для компенсации фазовых искажений существенно улучшается, особенно при увеличении длины волны рабочего излучения, и ухудшается с увеличением зенитного угла.

Вариация σ_A^2 и среднеквадратическое отклонение угловой анизопланатической ошибки $\sigma_{A\alpha}$ определяются по формулам

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\Theta}{\Theta_0} \right)^{\frac{5}{3}} \sim \lambda^{-2} \text{ и } \sigma_{A\alpha} = \left(\frac{\Theta}{\Theta_0} \right)^{\frac{5}{6}} \sim \lambda^{-1}. \quad (1.20)$$

Границей приемлемого качества адаптивной системы является среднеквадратическая ошибка в 1 рад.

Анализ влияния фазовых искажений на передачу энергии с Земли в космос показывает, что по влиянию на яркость установки источники фазовых искажений расположатся, как правило, в следующем порядке:

- а) ошибки системы наведения;
- б) вибрации зеркал системы оптического тракта;
- в) погрешности оптической схемы и юстировки;
- г) анизопланатизм;
- д) наклоны ВФ на турбулентной вертикальной трассе;
- е) дрожание оси лазерного излучения;
- ж) ошибки изготовления оптики;
- з) термодформации оптических элементов.

Обратим внимание на то, что за исключением двух последних источников фазовых искажений все остальные источники приводят к наклонам волнового фронта.

Следует также обратить внимание на типичные амплитудно-частотные спектры наклонов волнового фронта в реальных системах. Квазистатическая составляющая наклонов (погрешности оптической схемы и юстировки, термические деформации интегрирующих конструкций, ошибки системы наведения и сопровождения, анизопланатизм и т.п.), как правило, находится в диапазоне частот 0—1 Гц и имеет максимальное амплитудное значение, на порядок и более превышающее среднее значение в более высоком частотном диапазоне. Фазовые искажения, связанные с турбулентными флуктуациями по-

казателя преломления, также в масштабах приемных/передающих апертур имеют невысокую частоту, как правило, не превышающую двух-трех десятков герц и сильно убывающую на 70–90% в соответствии с «законом 2/3» с ростом пространственной частоты амплитуды. Типичные спектры наклонов волнового фронта на реальных турбулентных трассах приведены в главе 5.

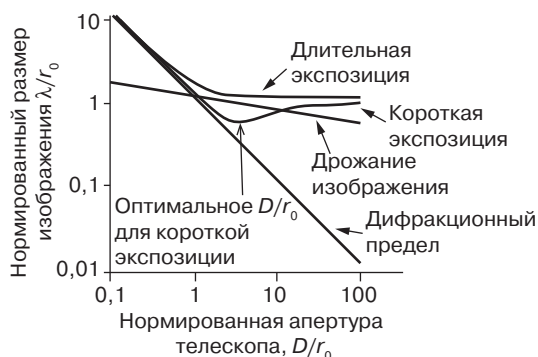


Рис. 1.10. Разрешение для некомпенсированного телескопа как функция D/r_0 . По вертикальной оси отложен размер изображения в единицах λ/r_0 .

как для длительной, так и для короткой экспозиций. Область отношений $D/r_0 = 1-4$ является наиболее благоприятной с точки зрения улучшения изображения за счет компенсации наклонов. В работе [16] показано, что в случае короткой экспозиции в области отношений $D/r_0 \approx 2-30$ разрешающая способность в ближнем поле повышается в 2,36–1,524 раза с максимумом 3,5 при $D/r_0 = 3,8$. Для $D/r_0 = 10$ повышение составляет 2,05. В приведенных в работе [31] экспериментах также показано, что наибольшая эффективность коррекции фазовых искажений на турбулентной трассе достигается в области соотношений $D/r_0 \approx 3-7$. Напомним, также, что еще В.П. Линник в работе [25] оценивал размер субапертур первичного зеркала, которые должны компенсировать только наклоны, в 20×20 см.

1.2. Системы коррекции и корректоры наклонов

В связи с тем, что наклоны волнового фронта вносят подавляющий вклад в фазовые искажения, первые адаптивные оптические системы были системами коррекции наклонов и только затем стали появляться более сложные адаптивные оптические системы (АОС). В литературе системы коррекции наклонов часто называют по-разному: приемные системы — системами стабилизации изображения, передающие системы могут также называться си-

В работе [15] показано, что в диапазоне отношений диаметра приемной/передающей апертуры к радиусу Фрида $1 \leq D/r_0 \leq 10$ эффект коррекции только наклонной компоненты фазовых искажений будет существенным, см. рис. 1.10. Для малых значений D/r_0 ($\sim 0,1-0,5$) качество изображений при короткой и длительной экспозициях близко к дифракционному пределу. При увеличении относительной апертуры качество изображения ухудшается