

522,2

ПРОБЛЕМА ДОСТИЖЕНИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ В НАЗЕМНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АСТРОНОМИИ

А. А. Токовинин, П. В. Щеглов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	645
2. Разрешающая способность классических крупных телескопов	646
3. Интерферометр Майкельсона	653
4. Активная оптика	658
5. Спекл-интерферометрия	659
6. Интерферометр интенсивностей	663
7. Сравнение различных интерференционных методов увеличения разрешающей способности	667
Цитированная литература	669

1. ВВЕДЕНИЕ

Получение высокого пространственного разрешения в оптическом диапазоне определяет прогресс современной астрономии. Улучшение разрешающей способности телескопов позволяет обнаруживать новые детали строения небесных объектов, а также улучшать отношение сигнала к шуму при наблюдениях слабых точечных объектов при классическом фотографировании и спектрографировании, когда шум определяется фоном свечения ночного неба¹. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть вопрос о повышении пространственного разрешения наземных оптических наблюдений небесных объектов. Не вызывает сомнения, что в ближайшее время увеличится число наземных телескопов, способных давать хорошие изображения чаще, чем существующие. По-видимому, в начале 80-х годов будет создан орбитальный оптический телескоп диаметром 2 м. Получают более широкое распространение неклассические методы улучшения разрешения, появившиеся в течение последних десятилетий (хронологически — интерферометр интенсивностей, спекл-интерферометрия, активная оптика); возможно, что возродится на новом техническом уровне перископический интерферометр Майкельсона.

В настоящей статье делается попытка оценить прогресс классических методов, сравнить их с новыми методами и дать прогноз использования тех и других для решения астрономических задач. Будет рассмотрено не только разрешение новых методов (оно значительно выше, чем у существующих), но и их способность регистрировать достаточно слабые объекты, в чем они пока сильно отстают. Способам достижения высокого разрешения посвящен ряд обзоров^{2-6, 56, 57}.

2. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ КЛАССИЧЕСКИХ КРУПНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

Рассмотрим вначале разрешающую способность крупных наземных телескопов, работающих в привычном для каждого астронома классическом режиме фотографирования или спектрографирования и обеспечивающих разрешение порядка $1''-0'',1$. По-видимому, не возникает вопроса о том, чтобы заменить широкоугольные снимки неба с хорошим разрешением чем-либо другим; этот материал является основой развития современной астрономии, просматривающей много объектов, чтобы выбрать по определенным признакам некоторые из них для детального исследования. Оптическая астрономия находит такие объекты сама (пекулярные звезды и галактики, взаимодействующие галактики, остатки вспышек

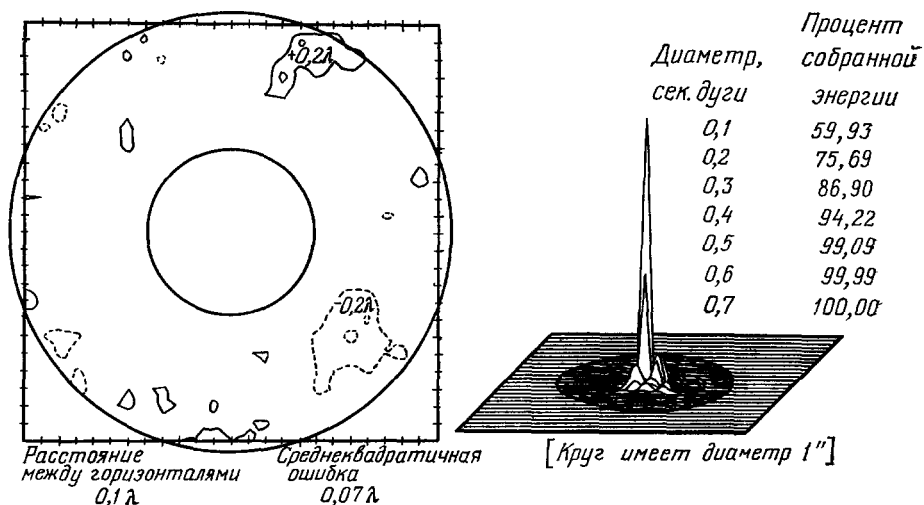


Рис. 1. «Геометрическое» распределение света в изображении, даваемом главным гиперболическим зеркалом 4-метрового телескопа системы Ричи — Кретьена обсерватории Серро Тололо.

Было определено направление ~ 1300 нормалей к поверхности этого зеркала и с помощью ЭВМ найдена наилучшим образом соответствующая этим нормальям форма поверхности. На рисунке показано рассчитанное математически распределение света в изображении звезды, построенном параболическим зеркалом с такими же ошибками поверхности при идеальных атмосферных условиях. (Как известно, гиперболическое зеркало не строит хорошего изображения; для наблюдения звезд его нужно сочетать либо с линзовым корректором, либо со вторым выпуклым гиперболическим зеркалом в кассегреновской конфигурации.)

Сверхновых) или пользуется указаниями наблюдателей смежных диапазонов (квазары, пульсары, рентгеновские источники). Спокойная атмосфера и хорошая оптика являются фундаментом как классических, так и неклассических методов улучшения разрешения; угловой размер изображения очень сильно влияет на предельную звездную величину новых методов.

Разрешающая способность современных больших телескопов определяется в настоящее время исключительно свойствами земной атмосферы над обсерваторией, где они установлены. Оптические системы крупных современных рефлекторов весьма совершенны, а для некоторых телескопов они близки по качеству к дифракционным (рис. 1); практически все они выполнены по апланатической широкоугольной схеме Ричи — Кретьена с главным гиперболическим или ретушированным гиперболическим зеркалом из материала с малым $((1-5) \cdot 10^{-7})$ коэффициентом термического расширения. Это позволяет получить гораздо более стабильную, чем

у прежних телескопов, оптическую систему, дающую поле хороших изображений, в 10—20 раз превосходящее по площади поле параболических, например, 5- и 6-метровых инструментов при лучшей ($\sim 24^m$ при отношении сигнал/шум ~ 5) проникающей способности.

Зеркала современных рефлекторов тщательно исследуют как во время изготовления, так и на инструменте (рис. 2); их механическая система удерживает оптику в сцентрированном состоянии и позволяет сопровождать наблюдаемый объект в его суточном движении по небосводу с высокой

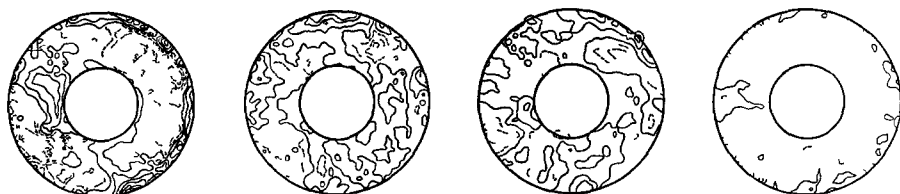


Рис 2 Изготовление крупного астрономического зеркала занимает 2—3 года.

В качестве материалов для современных зеркал используются исключительно кварц и ситалл. На заключительном этапе основная часть времени уходит на контроль, осуществляемый оптическими методами. До сих пор крупные зеркала, как известно, изготавливают в оптических лабораториях астрономических обсерваторий без применения автоматизированных методов, трудность изготовления зеркала $\propto D^4$ считается разумным увеличивать диаметр следующего зеркала не больше, чем в 1,5—2 раза по сравнению с предыдущим (удачным). На рисунке показана эволюция поверхности 4-метрового зеркала рис. 1 в процессе его полировки, горизонтали показывают отклонения поверхности от заданной. В начале полировки амплитуда этих отклонений составляла примерно λ (0,5 мкм)

($\sim 0,1$) точностью. Таким образом, качество изображения на современных крупных инструментах определяется исключительно атмосферной турбулентностью.

Хотя, по-видимому, ни один настоящий наблюдатель не бывает доволен теми изображениями, которые он видит в фокусе своего телескопа, всемирное сообщество астрономов приложило не так уж много усилий для устанoвки своих инструментов в наилучших атмосферных условиях. Исследование астроклимата, безусловно, является ахиллесовой пятой современной практической астрофизики. Вот что пишет по этому поводу П. Фельжет, внедривший в свое время в астрономию понятие квантового выхода по обнаружению и фурье-спектроскопию: «Хотя в прошлом сделаны значительные усовершенствования (методов исследования астроклимата), они не дают физического и количественного описания качества изображения».

Астрономы в настоящее время не могут даже охарактеризовать статистически среднеквадратичную флуктуацию фазы, вызванную атмосферой, над какой-нибудь из их обсерваторий, тогда как им следовало бы знать распределение неоднородностей по лучу зрения, временной и пространственный масштаб их и скорость смещения каждой существенной компоненты общего возмущения фазы.

В смысле стоимости и эффективности производительность телескопа, стоящего несколько миллионов денежных единиц, может быть удвоена или ухудшена вдвое в зависимости от характеристик астроклимата выбранного для него места. Программа, на которую будет затрачено несколько сотен тысяч денежных единиц и состоящая в создании соответствующих приборов для объективного и абсолютного измерения параметров астроклимата (и подготовки соответствующих специалистов. — *Прим. авт.*) может, таким образом, дать прибыль в 1000 %, если она выполняется даже для одного крупного телескопа».

Рассмотрим некоторые важные для астронома свойства искажений распространяющегося через турбулентную атмосферу волнового фронта.

Знание искажений, которые испытывает волновой фронт при распространении через атмосферу, позволяет рассчитать все интересующие нас характеристики построенного телескопом изображения звезды. Искажения волнового фронта можно характеризовать различными параметрами (рис. 3). Среди них α — средний угол отклонения нормали к фронту, который называют также флуктуациями угла прихода. (Напомним, что наклон фронта вызывает смещение изображения в фокусе телескопа.) Дрожание изображений в малом телескопе (рис. 4) или размер изображения в крупном телескопе примерно равны α (мы сознательно не приводим строгого количественного рассмотрения, отсылая читателя к литературе). Более полной характеристикой искажений волнового фронта является структурная функция разности хода $W_x(D)$. По определению $W_x(D)$ есть

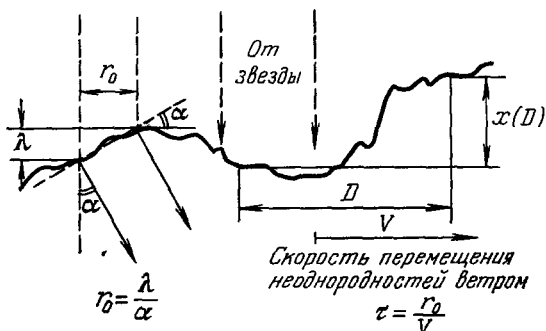


Рис. 3. Атмосфера искажает в основном фазу световых волн, т. е. искривляет волновой фронт.

На рисунке изображено сечение волнового фронта, прошедшего от точечного источника (звезды) и искаженного атмосферой. Показан физический смысл основных характеристик искажений: угла наклона α , радиуса когерентности $r_0 = \lambda/\alpha$, структурной функции $W_x(D) \approx \langle x^2(D) \rangle$ и характерного времени $\tau = r_0/U$ (см. текст).

когерентности волнового фронта, т. е. такая база, на которой флуктуации разности хода в среднем достигают одной длины волны. Так как флуктуации фазы вызваны в первую очередь наклонами фронта (см. рис. 3), $r_0 = \lambda/\alpha$. С другой стороны, согласно Фриду⁷, r_0 — это диаметр такого безаберрационного объектива, у которого теоретическое (дифракционное) разрешение как раз равно разрешению большого телескопа, работающего через атмосферу с данной степенью турбулентности. Наконец, если считать, что искажения фронта равномерно перемещаются перед зрчком телескопа со скоростью ветра V (так называемая гипотеза замороженной турбулентности), то нетрудно определить характерное время τ , за которое изображение способно существенно измениться: $\tau = r_0/V$. Если время экспозиции не превышает τ , то ее называют «короткой»^{*}). «Длинной» считают такую экспозицию, которая намного превышает τ , так что за это время происходит существенное усреднение изображения.

Представляет интерес связать параметр r_0 со значительно более употребительным понятием частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) телескопа или с распределением интенсивности света в изображении звезды (последнее однозначно пересчитывается в ЧКХ и наоборот, так что обе характеристики равнозначны). Если $M(f)$ — ЧКХ большого

средний квадрат флуктуаций разности хода x между двумя точками волнового фронта, удаленными на расстояние D друг от друга. Как показал Татарский⁵⁴, при выполнении закона Колмогорова — Обухова структурная функция фазы $W_\varphi(D)$ (которая получается умножением W_x на $k^2 = (2\pi/\lambda)^2$) имеет вполне определенный вид:

$$W_\varphi(D) = 6,88 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (1)$$

Параметр r_0 , входящий в формулу (1), впервые был введен Фридом⁷ и является мерой искаженности волнового фронта. r_0 — это радиус

^{*}) Для крупных телескопов изображение несколько размывается, но дрожит медленнее, с характерным временем порядка r_0/V . Отслеживание дрожания улучшает качество изображений⁷. При спекл-интерферометрии на любом телескопе необходима экспозиция порядка τ .

(диаметром $>2r_0$) телескопа, работающего с длинной экспозицией сквозь атмосферу с данным значением r_0 , то

$$M(f) = \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda f}{r_0} \right)^{5/3} \right], \quad (2)$$

где f выражено в рад^{-1} . Из (2), в частности, следует, что при $\lambda f = r_0$ ЧКХ равна 3%. Диаметр β такого кружка, в который попадает 80% света звезды, собираемого большим телескопом при длинной экспозиции, равен $18/r_0$ (r_0 выражено в сантиметрах, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$).

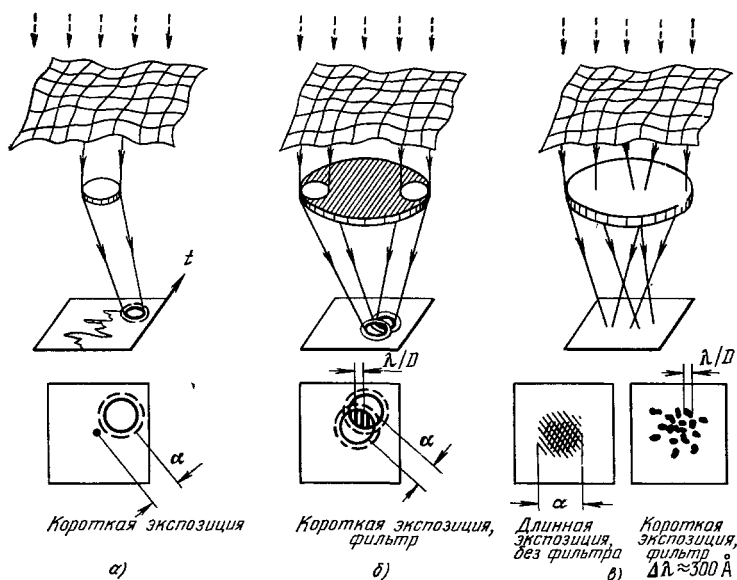


Рис. 4. Процесс формирования изображений в телескопе.

На входной зрачок приходит волновой фронт от звезды, искаженный атмосферой. а) Малый телескоп ($r \leq r_0$). Видно дифракционное изображение, которое дрожит, не искажаясь и отклоняясь от среднего положения на угол α . б) Интерферометр Майкельсона: на объективе большого телескопа помещена диафрагма с двумя отверстиями диаметром $d \leq r_0$, находящимися на расстоянии D друг от друга. Соответственно в фокальной плоскости видны два дифракционных диска, которые дрожат независимо. В том месте, где диски перекрываются, видны интерференционные полосы с периодом λ/D , если наблюдать изображение с короткой экспозицией в квазимонохроматическом свете. в) Большой телескоп диаметром $D \gg r_0$. Лучи, по-разному отклоненные атмосферой, собираются в фокусе. При короткой экспозиции и со световым фильтром видна интерференционная зернистая картина; размер зерен порядка λ/D . При длинной экспозиции усредняется много отдельных мгновенных изображений и получается размытое пятно размером α .

Если наблюдать звезду через турбулентную атмосферу с помощью телескопов разного диаметра r , то мы обнаружим следующее (рис. 5). Когда $r < r_0$, видно дифракционное изображение, которое дрожит. Амплитуда дрожания порядка $\alpha \approx \lambda/r_0$, она медленно ($\propto r^{-1/6}$) уменьшается с увеличением r . Когда мы переходим к $r > r_0$, дифракционное изображение начинает искажаться, «размазываться». Это и понятно: при $r < r_0$ волновой фронт еще можно считать плоским, а когда $r > r_0$, то объектив собирает свет от нескольких его участков размером r_0 , отклоняющих свет по-разному. Если наблюдения проводят с короткой экспозицией, то дрожание не ухудшает разрешающей силы. Того же эффекта можно достичь, применив отслеживание случайных смещений изображений как целого. Теоретическое рассмотрение ⁷ показывает, что для данного r_0 (т. е. для данного значения атмосферной турбулентности) существует телескоп некоторого оптимального диаметра, который разрешает лучше всего при короткой экспозиции.

На рис. 5 мы видим, что разрешающая способность объектива, работающего через турбулентную среду с астроклиматом r_0 , растет с увеличением диаметра телескопа, приближаясь к своему асимптотическому значению достаточно близко уже при $r = (2-3)r_0$. Не так ведет себя разрешающая способность для коротких экспозиций. При $r = 3,8r_0$ (такой телескоп можно назвать согласованным с атмосферой) она почти вдвое превосходит R_∞ — разрешающую способность, достигаемую очень большим объективом при длинной экспозиции. Затем она постепенно уменьшается, оставаясь даже при $r = 10r_0$ ощутимо лучше R_∞ . Атмосфера с лучшим r_0 позволяет работать в согласованном с нею режиме на телескопах большего диаметра.

Описанные выше теоретические оценки полезны тем, что позволяют количественно охарактеризовать выигрыш в разрешении, получаемый при

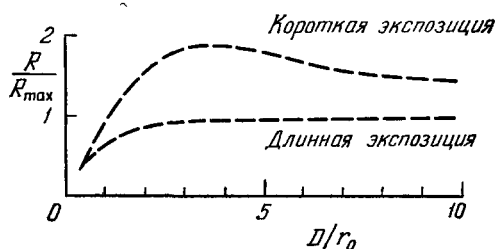


Рис. 5. Когда атмосферная турбулентность допускает длительное существование плоских участков волнового фронта размером r_0 , наилучшее разрешение можно получить на телескопе диаметром $\sim 4r_0$, если вручную или автоматически отслеживать случайные смещения объекта в поле зрения; разрешение при этом будет, как у идеального телескопа (диаметром $2r_0$).

телескоп при данной величине атмосферной турбулентности и не строит дифракционного изображения, то можно, уменьшив экспозицию и сузив спектральный интервал, наблюдать в даваемом им пятне размытия яркие зерна, или, как их иногда называют, «спеклы» дифракционного размера. Возникают они вследствие интерференции света, собираемого в фокусе различными участками объектива (см. ниже).

В изображении двойной звезды или планеты зерна окажутся двойными или будут соединяться в диск, и тренированный глаз может достичь при наблюдении через турбулентную атмосферу разрешения, близкого к дифракционному для данного телескопа. В подтверждение мы приведем слова одного опытного визуального наблюдателя³⁴: «Астроном, имеющий опыт визуальных наблюдений двойных звезд, способен уловить мгновенный вид их изображения; способность, которая кажется скорее врожденной, чем приобретенной, и часто характеризуемая понятием «глаз на двойные звезды». Она, по-видимому, связана с умственными способностями не меньше, чем с физиологией. Вспоминаю, как часто я обсуждал с Ванден-Боссом явление, которое нас немало озадачивало: мы без труда измеряли очень тесные яркие пары даже при наихудших атмосферных условиях, когда вместо одного изображения мы видели, пожалуй, десятки быстро движущихся пятен, каждое из которых можно было, однако, распознать и измерить как очень тесную двойную звезду. Разрешение при этом было таким же, как с полной апертурой телескопа. Это обстоятельство мы могли с трудом согласовать с существованием атмосферных неоднород-

осуществлении тщательного гидрирования снимка, исключаяющего вызванные атмосферой смещения изображения как целого. Известно, что хорошие наблюдатели всегда это делали (используя кассету Коммона — Ричи) и, кроме того, исключали периоды ухудшения изображений, временами закрывая стоящий перед пластинкой затвор. Визуальные наблюдатели делают это, по-видимому, непроизвольно, осуществляя отслеживание, отбрасывая плохие изображения и, возможно, переходя временами в режим спекл-интерферометрии. Это последнее свойство глаза заслуживает особого упоминания. Дело в том, что если

ностей меньше диаметра телескопа. Но теперь я, конечно, знаю: мы занимались спекл-интерферометрией, не имея о ней представления, подобно мольтеровскому месье Журдену, не подозревавшему о том, что он уже 40 лет говорит прозой ...». Мы остановимся на методе спекл-интерферометрии ниже.

Таким образом, визуальный наблюдатель осуществляет, по-видимому, произвольно, три способа улучшения разрешающей способности — переход в режим коротких экспозиций, селекцию изображений и измерения методом спекл-интерферометрии.

Поэтому визуальные оценки атмосферной турбулентности, выполненные с помощью телескопов среднего размера по одиночным и двойным звездам, а также спутникам планет, обычно бывают весьма оптимистичными, и определенный таким образом диаметр изображений звезд часто не имеет ничего общего с тем, что получается при фотографировании на крупных рефлекторах.

Итак, при исследовании астроклимата целесообразнее определять самую пессимистическую характеристику атмосферной турбулентности — r_0 , т. е. размер участка волнового фронта, который остается неискаженным в течение нескольких секунд, а затем уже смотреть, что можно выиграть, перейдя к тому или иному способу наблюдений. В настоящее время r_0 определяют с помощью измеряющих атмосферное дрожание фотоэлектрических приборов^{8,9} и интерферометров когерентности^{25,10}.

Задачи, требующие высокого разрешения, находятся на передовой границе современной астрономии; их решение определяет ее прогресс. Как можно показать, эффективность телескопа, т. е. мера слабости обнаруживаемого им объекта, при классическом фотографировании и спектрографировании слабых объектов пропорциональна Dr_0 ; чувствительность неклассических методов улучшения разрешения пропорциональна r_0 в степени выше первой. Таким образом, потенциал астрофизической обсерватории определяется параметром r_0 ее атмосферы.

Зависимость $\langle r_0 \rangle$ от высоты наблюдателя в свободной, т. е. не ухудшенной местной турбулентностью, атмосфере была определена экспериментально А. Риггини с сотрудниками с помощью микротемпературных радиозондов для района западной Атлантики (см. ¹¹).

Оказалось, что

$$\lg \langle r_0 \rangle_{\text{см}} = 0,3 \lg h_{\text{м}} + 0,3,$$

а распределение r_0 для данной высоты близко к логарифмически-нормальному (рис. 6). $\langle r_0 \rangle$ для существующих обсерваторий значительно хуже того, которое наблюдается в свободной атмосфере; ухудшение вызвано поднимающейся иногда на сотни метров местной турбулентностью, вызванной несовершенством аэродинамической формы горных вершин, на которых эти обсерватории построены (рис. 7). Топографию местной турбулентности изучают в настоящее время самолетными микротермометрами; эти измерения, проводимые совместно с оптическими определениями r_0 , позволяют, по-видимому, найти места для обсерваторий, более близкие к свободной атмосфере, чем существующие (см. рис. 6). Не вызывает сомнений, что можно найти пункты, имеющие значительный процент изображений с $r_0 > 20 \text{ см}^{11}$ (см. рис. 6).

Многочисленные сообщения о $r_0 \sim 70\text{--}100 \text{ см}$ всегда относятся к визуальным наблюдениям; для случая длинной экспозиции, однако, такие изображения даже в свободной атмосфере практически отсутствуют. Тем не менее визуальные наблюдения, осуществляемые, как мы уже видели, в весьма выгодном режиме короткой экспозиции с отбрасыванием плохих изображений, конечно, очень ценны с точки зрения даваемых ими астро-

номических результатов. Так, например, известный исследователь двойных звезд Поль Куто систематически наблюдает их с 50- и 76-см рефракторами обсерватории в Нице (50-см телескоп как раз является согласованным для значения $r_0 = 10$ см, зарегистрированного в этой обсерватории).

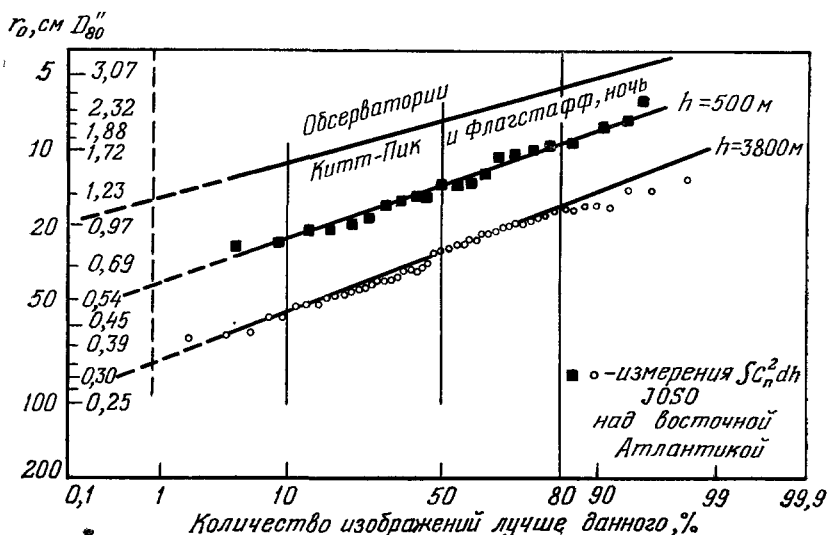


Рис. 6. Измерения флуктуаций температуры с помощью поднимаемых на радиозондах микротермометров позволяют построить распределение $S_n^2(h)$ и изучить (при достаточном количестве зондировок), как часто можно ожидать в данном месте те или иные значения r_0 .

Мы видим, что r_0 для обсерваторий, где они измерялись, сильно ухудшены местной турбулентностью. Поиск мест с меньшими локальными возмущениями должен быть продолжен; постройка обсерваторий в таких пунктах будет сильно способствовать прогрессу наземной астрономии

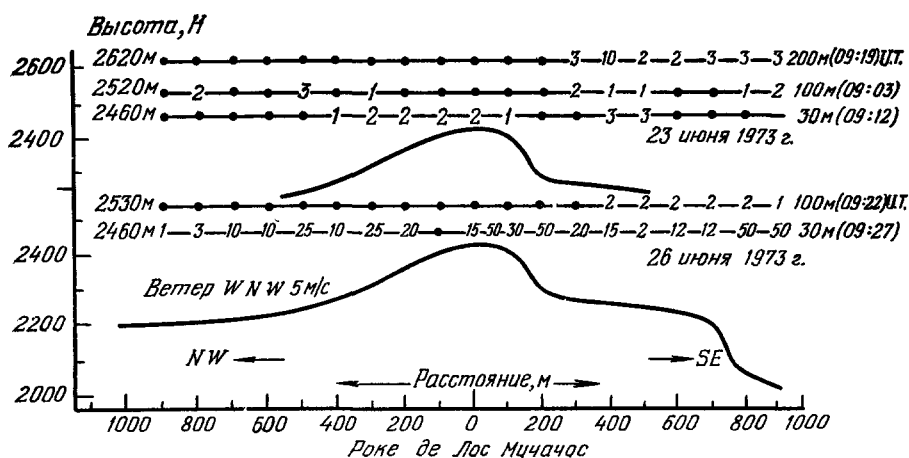


Рис. 7. Измеренная самолетным микротермометром топография локальной турбулентности вблизи вершины Роке де Лос Мучадос на Канарских островах.

При большей скорости ветра условия для астрономических наблюдений с вершины Роке де Лос Мучадос значительно благоприятнее (для другого рельефа или ночью это может быть не так)».

Звезды до 10^m с равными по яркости компонентами разрешаются до расстояния $0''.16$, более яркие — до $0''.12$. Дж. Койперу на 2-м рефлекторе обсерватории Мак-Дональд удавалось измерить визуально диаметры Плутона и некоторых спутников Сатурна. Разрешение при этом составляло

0",05. В этих наблюдениях измеряемый диск планеты сравнивался визуально с диском такой же яркости известного размера.

Таким образом, разрешающая способность наземных телескопов будет улучшаться в результате:

- а) установки их в менее турбулентной атмосфере,
- б) перехода к режиму короткой экспозиции и
- в) селекции изображений.

3. ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА

Другим методом получения высокого разрешения при наблюдении астрономических объектов с поверхности Земли является использование перископического интерферометра Майкельсона. Идея его высказана Физо в 1868 г., но ее осуществление связано с именем А. Майкельсона. Находясь на протяжении почти всей своей научной карьеры в тесном контакте с наблюдающими астрономами, Майкельсон, по-видимому, хорошо понимал, сколь важно усовершенствовать методы измерения диаметров небесных объектов. И действительно, в случае измерений с помощью окулярного микрометра астроном должен оценить иногда не очень-то заметное уширение максимума дифракционной картины, вызванное тем, что наблюдаемый объект не точечный. Интерферометрические наблюдения состоят в том, что регистрируется качественный эффект — *исчезновение интерференционной картины* при соответствующих расстояниях между входными апертурами интерферометра. Можно было ожидать, что эти измерения окажутся точнее. В 1891 г. на 28-см рефракторе Ликской обсерватории Майкельсон измерил интерференционным методом диаметры спутников Юпитера ($\sim 1'',5$). Объектив телескопа был закрыт крышкой с двумя щелями, расстояние между которыми могло меняться наблюдателем. Точность измерений оказалась лучше, чем в случае применения окулярного микрометра. В 1903 г. Майкельсон формулирует идею перископического интерферометра и ставит задачу измерения угловых диаметров звезд ¹²; затем, однако, эти работы прекращаются более чем на полтора десятилетия.

Осенью 1919 г., поместив диафрагму с двумя отверстиями недалеко от фокуса метрового рефрактора Ликской обсерватории, Майкельсон убедился в том, что атмосферное дрожание не замыкает интерференционных полос на такой базе; через полтора месяца такой же эксперимент был повторен на 1,5- и 2,5-метровом рефлекторах обсерватории Маунт-Вильсон. Слабая чувствительность интерферометра к атмосферным помехам вселила в Майкельсона и астрономов обсерватории уверенность в то, что перископический вариант прибора будет работать; было начато его изготовление. В 1920 г. на 2,5-метровом рефлекторе Андерсон, работавший с Майкельсоном, наблюдал Капеллу; Мерилл обнаружил, что интерференционные полосы от звезды Бетельгейзе (α Ori) исчезают при увеличении базы до 2,5 м не полностью. Осенью 1920 г. были начаты работы по измерению диаметров звезд ¹³.

После смерти Майкельсона работу над интерферометрами продолжил астроном обсерватории Маунт-Вильсон Ф. Пиз. Был изготовлен горизонтальный прибор с базой 15 м и с ним измерены угловые диаметры нескольких звезд ¹⁴. Но трудности работы с этим устройством были исключительно велики; смерть Пиза и ослабление энтузиазма дирекции обсерватории Маунт-Вильсон привели к прекращению наблюдений ¹⁵. После этого опять последовал весьма продолжительный период потери интереса к этой методике и лишь недавно появился визуальный интерферометр с базой, которую можно увеличивать до 20 м, явившийся первым повторением

опытов Майкельсона и Пиза¹⁶, так сказать, на современном уровне. С его помощью удалось измерить диаметры компонент тесной двойной системы (Капеллы), которые сравнимы с расстоянием между ними и равны $0'',0057$ и $0'',004$.

Интерес к двухлучевой интерферометрии начал возрождаться в 50-х годах, что, возможно, было вызвано появлением новых приемников света. Примерно в это же время Финзен сконструировал свой окулярный визуальный интерферометр, с помощью которого проводит систематически наблюдения двойных звезд^{15,17}. Ему доступны пары звезд не слабее 7^m (невооруженный глаз видит звезды 6^m) с расстоянием не менее $0'',08$.

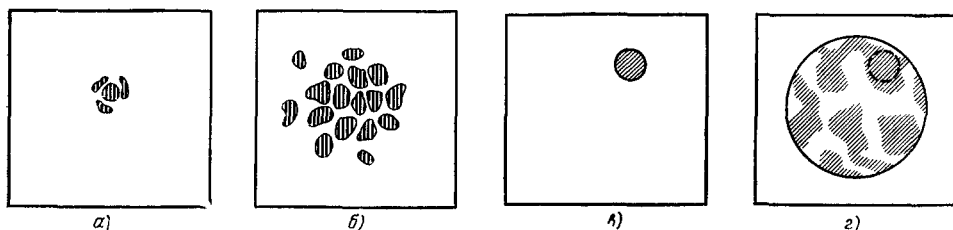


Рис. 8. Вид интерференционных полос в различных интерферометрах.

а, б) Классический интерферометр Майкельсона, когда полосы локализованы на изображениях. Если размер d апертур интерферометра не превосходит r_0 (а), то видны два дифракционных диска, в области перекрытия которых возникают полосы. Если $d \geq r_0$ (б), то изображения, образуемые входными апертурами, разбиваются на отдельные зерна, и в каждом зерне образуется своя система полос. Если мы наблюдаем непосредственно волновые фронты, наложенные друг на друга (в, г), то можно сказать, что интерференционные полосы локализованы на входном зрачке. Такая ситуация осуществляется в схемах Кулагина¹⁸ и Карри²². Атмосферные искажения фронта выглядят теперь, как картина светлых и темных пятен размером порядка r_0 . Если $d \leq r_0$ (в), то свет на входной апертуре когерентен, и интерференция модулирует световой поток полностью. Когда $d \gg r_0$ (г), на апертуре укладывается $N = (d/r_0)^2$ пятен. При этом, однако, глубина модуляции снижается в \sqrt{N} раз (см. текст).¹⁸

В Пулковской обсерватории был создан 6-метровый визуальный интерферометр конструкции В. П. Линника, но серьезных работ с ним пока не сделано. Однако работающий на нем Пулковский астроном Е. С. Кулагин предложил оптическую схему с переналоженными пучками и локализацией интерференционных полос на входном зрачке системы, удобную для фотоэлектрической регистрации¹⁸. Интересно, что в 1915 г. С. Покровский предложил, по сути дела, аналогичную оптическую систему¹⁹, хотя его метод наблюдений нельзя осуществить при наличии атмосферы.

Создание фотоэлектрических интерферометров Майкельсона началось лишь в 70-х годах. Большинство из них регистрирует интерференционные полосы, сканируя их черно-белой решеткой такой же частоты; измеряется возникающая при этом модуляция света^{20,21}. Другой подход предложил Карри²²: интерференционные полосы локализованы в выходном зрачке телескопа, что позволяет легко менять базу, а применение светоделительной призмы дает два канала с противофазной модуляцией, как в схеме Кулагина (рис. 8).

Попытаемся оценить чувствительность интерферометра Майкельсона, не конкретизируя схему прибора, а исходя из самых общих соображений. Наши оценки справедливы с точностью до порядка величины. Чувствительность определяется квантовой природой света и связанными с этим дробовыми шумами, а значит, количеством интерферирующего света, которое решающим образом зависит, как мы увидим, от свойств атмосферы.

Какого размера следует выбрать входные отверстия интерферометра? Очевидно, что их максимальная величина не произвольна, а связана с иска-

жениями волнового фронта, вносимыми атмосферой. Чтобы интерференционная модуляция света была сильной, нужно обеспечить синфазность световых волн на всей поверхности отверстия. Если его диаметр d , а угол наклона волнового фронта, вызванного атмосферной турбулентностью, α , то это условие запишется в виде

$$d \leq \frac{\lambda}{\alpha}, \quad \text{или} \quad d \leq r_0, \quad (3)$$

так как r_0 — и есть область «когерентности» света, прошедшего сквозь атмосферу. Это условие соответствует тому, что два изображения звезды, образуемые входными апертурами интерферометра, имеют угловой диаметр λ/d , который больше величины их случайных (вызванных атмосферой) смещений α , и, следовательно, они почти всегда налагаются друг на друга, давая в области пересечения интерференционные полосы.

Нельзя ли все-таки увеличить входные отверстия интерферометра, т. е. сделать $d \gg r_0$ (см. рис. 8)? Ведь света будет тогда собрано в N раз больше ($N = (d/r_0)^2$), и относительные флуктуации сигнала, обусловленные квантовыми шумами, уменьшатся в \sqrt{N} раз, что должно, как будто бы, увеличить чувствительность прибора. Но свет на входном отверстии интерферометра уже не будет сфазирован, так как оно больше области когерентности r_0 . Значит, отдельные его участки (размером $\sim r_0$) дадут независимые интерференционные сигналы (полосы, фаза которых различается в среднем на π , ведут себя как независимые). Сложение N независимых случайных величин уменьшит относительные флуктуации суммы в \sqrt{N} раз, т. е. интерференционный сигнал будет ослаблен в \sqrt{N} раз и отношение сигнал/шум не изменится, чувствительность будет не выше, чем раньше. Этот факт хорошо известен и в других областях практической оптики, например, в фурье-спектроскопии (так называемая мультиплексность). Следует, однако, помнить, что мультиплексность увеличивает чувствительность тогда, когда шумы обусловлены не квантовой природой сигнала, а приемником излучения (например, в ИК области). Поэтому для ИК интерферометра выгодны как можно большие входные отверстия.

Можно разделить большую апертуру интерферометра на N элементарных участков размером r_0 каждый, измерять контраст полос в каждом из них и затем усреднить результат. Точность (и чувствительность) возрастут в \sqrt{N} раз, но требуется измерять свет в N точках; для этого нужен многоэлементный приемник света. Теория для этого случая дана в работе Роддье²³. Схема Карри²² очень легко допускает обобщение на «многоэлементный» вариант, и работы в этом направлении ведутся не только им²⁴, но и другими исследователями¹⁶.

Выбор ширины спектральной полосы $\Delta\lambda$ тоже определяется атмосферой: флуктуации разности хода x , вносимые ею, должны быть не больше длины когерентности, отсюда

$$\Delta\lambda \leq \frac{\lambda^2}{x}. \quad (4)$$

Конечно, и здесь можно попытаться независимо обрабатывать интерференционную картину, построенную отдельными участками спектра. Но в разных длинах волн модуляция не будет независимой (так как она задается одной лишь величиной x); эта мысль нашла применение в ахроматическом интерферометре Уикса и Дике²¹. «Ахроматизация» длинного интерферометра с базой 10—100 м в принципе возможна только для ярких объектов, что не представляет большого интереса. Сама величина x зависит, конечно, от базы интерферометра; она определяется структурной

функцией фазы атмосферных возмущений. В оптическом диапазоне ее измеряли пока лишь на сравнительно малых базах ²⁵, и данных явно не хватает. Имеющиеся результаты указывают на то, что в качестве первого приближения можно использовать закон Колмогорова ²⁶, экстраполируя его на соответствующее расстояние. Следует помнить, что на длинных базах флуктуации будут низкочастотными, поэтому оценка Лябейри ²⁶ ($x = 0,15$ мкм в полосе частот 0,5—10 Гц на базе 12 м) не кажется парадоксально малой.

Наконец, важным параметром является характерное время τ , за которое фаза интерференции изменяется на π . Оно определяет максимально возможное время усреднения сигнала (его нельзя путать с усреднением квадрата флуктуаций сигнала, которое можно производить в принципе сколь угодно долго). В описанных экспериментах $\tau \sim 0,02$ с. Время τ не зависит от базы интерферометра, так как определяется «быстрыми» сдвигами фаз и, следовательно, мелкими температурными неоднородностями атмосферы. Чем меньше скорость ветра и чем больше r_0 , тем больше τ .

Итак, все рассмотренные выше факторы приводят к ограничению принимаемого интерферометром Майкельсона светового потока. Пусть n квантов/см²с Å — спектральная плотность потока от звезды (для звезды 0^m в зеленой области спектра $n \approx 10^3$ см⁻²с⁻¹ Å⁻¹). Тогда за время τ в апертуру размером r_0 в спектральной полосе λ^2/x попадает δ квантов:

$$\delta = \frac{n\lambda^2 r_0^2 \tau}{x} \approx \frac{n\lambda^4 \tau}{\alpha^2 x}, \quad (5)$$

где α — размер изображения звезды в большом телескопе.

Очевидно, δ есть то число квантов, с помощью которого обнаруживается интерференция. Если $\delta \gg 1$, измерить сигнал и найти видность полос легко; если $\delta \ll 1$, сигнал теряется в квантовых флуктуациях. Мы говорим пока о «простом» интерферометре с апертурой порядка r_0 и одним приемником света, но, зная δ , нетрудно рассчитать чувствительность многоэлементного прибора, которая, очевидно, будет в \sqrt{N} раз выше. При оценках δ мы не учитываем квантового выхода приемника света, так что на практике чувствительность всегда будет на 1—1,5 порядка ниже нашей оценки. Смысл δ можно пояснить и иначе: это отношение среднего квадрата флуктуаций сигнала, обусловленных интерференцией, к среднему квадрату квантовых шумов. Зная δ , можно найти отношение сигнал/шум для заданного времени накопления. Пусть $\alpha = 1''$ ($r_0 = 10$ см), $\lambda = 5000$ Å, $x = 5\lambda$, $\tau = 0,02$ с. Тогда $\delta = 1$ для звезды 15^m.

Как видим, чувствительность интерферометра Майкельсона может быть весьма высокой. Пусть, например, мы накапливаем сигнал в течение времени $T = 1$ ч, желая иметь отношение сигнал/шум $K = 10$ для интерферометра с апертурами $d = 1$ м и многоэлементного приемника. Тогда $N = (d/r_0)^2 = 10^2$ и

$$K = \delta \sqrt{\frac{T}{\tau}} \sqrt{N},$$

откуда $\delta_{\min} = 2,5 \cdot 10^{-3}$, что соответствует объекту 21^m,5.

Описанная здесь обработка сигнала сводится в конечном счете к усреднению квадрата флуктуаций. Выгодно ли это? Были предложения использовать пороговое устройство, накапливающее информацию лишь в моменты появления полос, но оперативно обнаруживать полосы у слабого ($\delta \sim 10^{-2}$) объекта невозможно, и подобный «нелинейный» метод обработки применим лишь к более ярким источникам.

Какова же астрономическая перспектива интерферометра Майкельсона в его современном исполнении? На первый взгляд, напрашивается известная аналогия с радиоинтерферометрами, базы которых достигли в настоящее время размеров земного диаметра и которые обогатили современную астрофизику бесценными данными о тонкой структуре источников космического радиоизлучения. Различие между этими приборами состоит, однако, в том, что в радиодиапазоне флуктуации разности хода, вносимые атмосферой, малы ($< \lambda$), а фаза измеряется легко и точно. В оптике фазу измерить трудно, а атмосферные ее флуктуации велики; поэтому от оптических интерферометров с большой базой пока не приходится ждать изображений звездных дисков. В принципе, как показано теоретически, оптическую фазу можно измерить и в условиях атмосферы. Быть может, интерферометры будущего смогут строить настоящие изображения небесных объектов, как делают сейчас их радиоастрономические братья. Информация о точном положении объекта относительно вектора базы интерферометра также содержится в фазе полос (радиоинтерферометры начали успешно применяться в астрометрии); это затрудняет применение оптического интерферометра Майкельсона для измерения координат звезд, хотя идея его использования для этой цели была в свое время высказана В. П. Линником. Улучшение точности в столь хорошо разработанной области, как оптическая астрометрия, — дело исключительно трудное; скорее всего, прогресс будет достигнут, когда позиционные измерения начнут выполняться в местах с хорошим r_0 на инструментах, приведенных к оптимальному тепловому режиму, так как разные методы регистрации прохождения звезд через ось инструмента практически не различаются по точности.

Однако большой оптический интерферометр Майкельсона, безусловно, представляется перспективным устройством. Разрешающая способность, лучшая, чем у спекл-интерферометров, неплохая проникающая сила и осуществимость на уровне имеющихся даже в настоящее время электронных и оптических компонент делают реализацию такого прибора весьма привлекательной. Что касается его проблематики, то, как всякий хороший прибор, он может оказаться умнее своих создателей и найти для себя оптимальные объекты исследования. Пока, кроме совершенно необъятного поля деятельности в области двойных звезд (на небе около 10^7 звезд ярче 15^m , и не менее 40% из них — двойные) и оценок размеров пекулярных объектов, трудно указать что-либо другое.

Если атмосфера искривляет волновой фронт, то нельзя ли снова «выпрямить» его искусственно в оптическом приборе? В самом общем виде

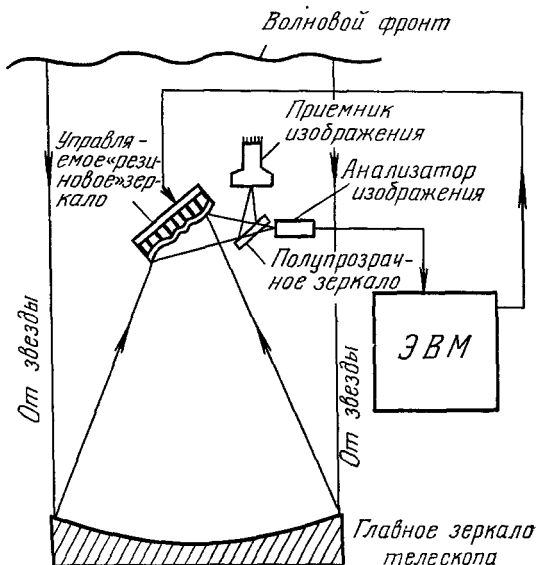


Рис. 9. Активная оптика: одна из возможных схем ее осуществления.

Искажения волнового фронта измеряют с помощью многоэлементного приемника изображения; затем вычисляются напряжения, которые нужно подать на пьезоэлементы, изгибающие «резиновое зеркало», чтобы скомпенсировать атмосферную турбулентность. Когда это выполнено, телескоп строит идеальное (дифракционное) изображение объекта.

желательность компенсации вносимых атмосферой флуктуаций фазы в реальном времени была высказана в 1953 г. Х. Бэбкоком²⁷, который конкретно указал исполнительный механизм (облучаемую электронами масляную пленку), но, разумеется, почти ничего не мог сказать о датчике флуктуаций фазы. Идея эта получила сейчас развитие под названием активной (или адаптивной) оптики, и мы теперь рассмотрим перспективы ее применения в астрономии (рис. 9).

4. АКТИВНАЯ ОПТИКА

В 1975 г. Ф. Дайсон доказал принципиальную осуществимость этого метода. Однако даже выполненные им²⁸ сильно идеализированные оценки показали, что отслеживание фазы возможно лишь при $\delta > 1$, т. е. для звезд не слабее 15^m , на практике же δ должно быть заметно больше единицы. Оригинальная оптическая схема активной компенсации искажений волнового фронта предложена Дикке²⁹. О первых удачных опытах в этом направлении уже сообщалось³⁰, но экспериментаторы утверждают, что достигнуть предела 14^m можно лишь при исключительно хороших атмосферных условиях. Все экспериментальные системы активной оптики, работающие сквозь атмосферу, обладают пока одним общим свойством: они нерегулярно и самопроизвольно прекращают отслеживание, и столь же самостоятельно его восстанавливают. Такие срывы слежения затрудняют использование в активной оптике интерферометров, которые не могут отличить разные полосы друг от друга. Для общего знакомства с теорией и практикой активной оптики мы рекомендуем читателю обзор Харди³¹, где приведена также и литература.

Область поля зрения, в которой активная оптика компенсирует искажения (область изопланатизма) определяется распределением оптических возмущений по лучу зрения и, видимо, не может превышать нескольких угловых секунд. Для компенсации искажений при наблюдении протяженного объекта (например, участка планеты) требуется зарегистрировать значительно больше квантов, чем для звезды, и использовать сложные вычислительные алгоритмы. Наконец, число подвижных элементов зеркала равно $(D/r_0)^2$, т. е. для больших телескопов очень велико. Все эти факторы заставляют думать, что активная оптика, пожалуй, не найдет хорошей «точки приложения» в астрономии. В принципе с ее помощью можно было бы улучшать изображения сравнительно ярких звезд на щели кудэ-спектрографов крупных телескопов, значительно повысив эффективность последних, но того же можно в значительной степени достичь и с помощью нехитрых оптических приспособлений. Возможность наблюдать с помощью активных оптических систем форму ярких объектов в реальном времени может, однако, оказаться ценной в некоторых других областях практической оптики.

Хотя активная оптика не может конкурировать с пассивными методами в смысле чувствительности, заметим, что есть все же один важный частный случай применения активной оптики, полезный для астрономов. Это «согласованный» телескоп, о котором говорилось выше, с быстрым автоматическим гидированием, компенсирующим наклоны волнового фронта. В хорошую ($r_0 = 20$ см) ночь метровый телескоп даст на фотографиях с отслеживанием дрожания как целого изображения всего вдвое хуже дифракционных. Само отслеживание возможно по довольно слабым звездам ($\sim 13^m$) с помощью весьма простого одноканального устройства. Такая система была бы очень полезна для фотографирования, скажем, галактик и звездных скоплений.

5. СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Метод спекл-интерферометрии, предложенный Лябейри в 1970 г.³², также служит повышению разрешающей силы телескопов, работающих через турбулентную атмосферу. Название его происходит от английского *speckle* — зерно, крупинка. Дело в том, что всякое более или менее монохроматическое изображение имеет зернистый вид; чтобы убедиться в этом, достаточно внимательно взглянуть на предметы, освещенные лучом лазера. Почему это происходит? Да потому, что лазерный свет когерентен, и на приемнике (например, на сетчатке глаза) суммируются не интенсивности, а амплитуды отдельных волн. Зернистость — результат случайной интерференции, когда суммируется много отдельных независимых амплитуд. Распределение суммарной амплитуды будет при этом, естественно, гауссово, а интенсивность света I (квадрат амплитуды) будет распределена по закону $p(I) = (1/I_0)e^{-I/I_0}$. Попросту говоря, в одних местах амплитуды взаимно погасятся, в других, наоборот, усилят друг друга.

Замечательно, что распределение интенсивности в спекл-изображении совершенно не зависит от природы рассеивателя. В случае звездных изображений рассеивателем служит атмосфера. В фокусе телескопа собирается и интерферирует свет, проходящий от различных участков волнового фронта, фазы этих участков случайны. Явление хаотической интерференции хорошо известно также и в радиолокации: уровень сигнала, отраженного от цели, испытывает быстрые нерегулярные изменения, причина которых та же: различные ее участки отражают радиоволны с разными фазами, так что они либо гасят, либо усиливают друг друга.

Иногда отождествляют зерна спекл-картины с лучами света, прошедшими через разные неоднородности и сфокусированными поэтому в разных точках поля зрения. Это неверно: ведь тонкий пучок лучей вследствие дифракции всегда образует в фокусе телескопа большое размытое пятно, а не «спекл». Только интерференция нескольких таких пучков может дать в изображении мелкие детали, т. е. зерна.

Характерный размер зерен определяется величиной входной апертуры телескопа. Так же как в двухлучевом интерферометре, период полос здесь равен λ/d . База d оказывается примерно равной диаметру объектива телескопа D (точнее, среднее расстояние между интерферирующими элементами порядка $D/2$), и зерна имеют в среднем размер λ/D .

Астрономам уже давно был известен факт зернистости изображений звезд, и его даже фактически используют при визуальных измерениях двойных звезд (см. с. 650). Но широкое применение данного явления стало возможным только после того, как Лябейри предложил удобную практическую схему анализа получающегося изображения. Ему, несомненно, были известны методы наблюдений и результаты французских астрономов, исследующих двойные звезды, а появление лазеров позволило осознать причины зернистости изображений. Кроме того, спекл-интерферометрия обязана своим возникновением бурному развитию теории и практики обработки изображений, которое также было стимулировано развитием лазерной техники, и в частности, результатами Франсона и Мэ по анализу спекл-картин.

Волновой фронт быстро изменяется; поэтому для получения зернистой картины необходимо фотографировать изображение с короткой (порядка τ) экспозицией. Так как зернистость — явление интерференционное, нужно обеспечить когерентность света на всей апертуре телескопа, ограничив спектральную полосу условием (4) или условием

$$\Delta\lambda < \frac{\lambda^2}{\alpha D}, \quad (7)$$

которое получается из (4) при $x = \alpha D$ (разность хода обусловлена наклонами волнового фронта); для колмогоровской турбулентности это действительно почти так. На практике берут $\Delta\lambda \sim 300 \text{ \AA}$.

«Зерна» в изображении звезды распределены хаотически, если она одиночная. Но когда звезда двойная (рис. 10), изображение состоит из двух одинаковых зернистых картин, несколько сдвинутых друг относительно друга, так как каж-

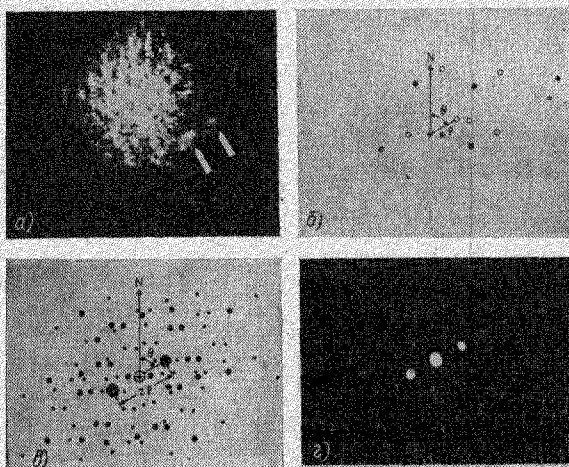


Рис. 10. К принципу метода спекл-интерферометрии ³⁴.

Изображение двойной звезды (а) состоит как бы из двух спекл-картин, наложенных друг на друга со сдвигом; каждое зерно, таким образом, повторяется дважды. Стрелками указана характерная конфигурация зерен, видимая в изображении одной и второй компоненты. На рис. б) — схематическое изображение двойной звезды, составленное из шести пар точек, расположенных случайным образом; точки имитируют зерна. На рис. в, г) показана автокорреляция этого «точечного» изображения, т. е. число совпадающих точек при самоналожении изображения со сдвигом, в зависимости от величины и направления сдвига.

корреляционная функция, определяемая следующим образом:

$$C(p, q) = \left\langle \int \int I(x, y) I(x+p, y+q) dx dy \right\rangle, \quad (8)$$

где скобки обозначают усреднение. Для одиночной звезды автокорреляция показывает центральный максимум шириной λ/D , отражающий факт зернистой структуры изображения. У двойной звезды, кроме центрального максимума, появятся два симметрично расположенных «пики», по положению и высоте которых можно судить о расстоянии между ее компонентами, позиционном угле (с точностью до 180°) и разности их блеска. Если наблюдается «разрешаемая» звезда, диаметр которой превосходит λ/D , то зерна в ее изображении будут крупнее, чем в изображении одиночной звезды, и максимум в автокорреляционной функции тоже станет шире. Так с помощью спекл-интерферометрии измеряют диаметры звезд.

Вместо автокорреляционной функции случайного процесса (в данном случае — зернистого изображения) можно изучать его спектр мощности. Это удобно тем, что фурье-преобразование изображения легко вычислить аналогичным образом с помощью когерентно-оптической обработки (дифракция Фраунгофера как раз выражается через преобразование Фурье). Этот дешевый и простой способ обработки успешно используется ^{32 34}; недостаток его — трудность количественного измерения спектра мощ-

ности. Обычно максимальное угловое расстояние между звездами, когда это условие еще выполняется, составляет около $1''$; его называют областью изопланатизма. Итак, для двойной звезды в хаосе зерен существует закономерность, которую можно обнаружить статистически.

Удобным методом обработки спекл-изображений служит автокорреляция изображений. Пусть $I(x, y)$ — распределение интенсивности в изображении, а $C(p, q)$ — авто-

ности. Впрочем, для двойных звезд это и не требуется: в их спектре Фурье есть полосы, и измеряется их частота и ориентация³⁴.

В случае спекл-интерферометрии можно также ввести понятие ЧКХ, обозначающее здесь спектр мощности изображения одиночной звезды. Наличие зерен выражается в том, что ЧКХ не равна нулю на высоких частотах, где она воспроизводит ЧКХ идеального телескопа диаметром D в отсутствие атмосферы, но уменьшенную в N раз (здесь N — число зерен в изображении, $N = (\alpha D/\lambda)^2$). Теоретическому анализу ЧКХ спекл-интерферометрии посвящен ряд работ^{35,36}.

Наблюдения методом спекл-интерферометрии состоят в быстрой регистрации сильно увеличенных изображений в узкой спектральной полосе

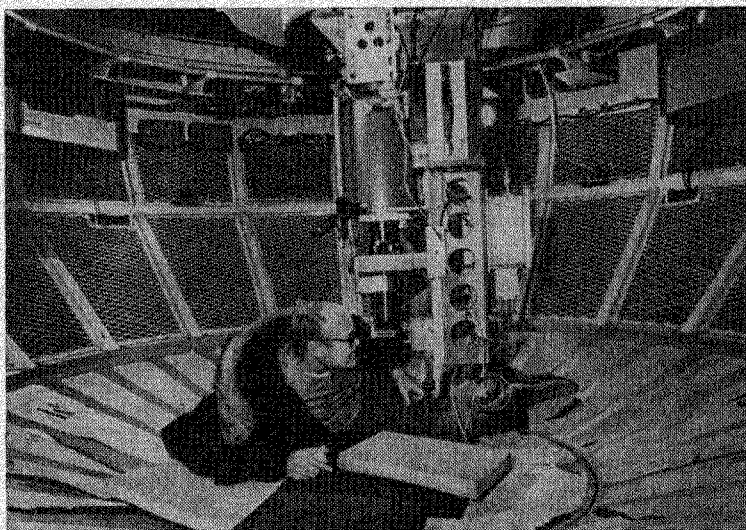


Рис. 11. Спекл-интерферометр в касегреновском фокусе 4-метрового телескопа обсерватории Китт-Пик и его создатель К. Р. Линдс³⁴.

С этим прибором получено изображение диска Бетельгейзе (α Ori) (см. рис. 12) и систематически проводятся наблюдения двойных звезд.

и последующей их обработке. Обычно для ярких объектов вычисляют автокорреляцию (или спектр мощности), усредняя от 20 до 100 кадров. Для наблюдений слабых звезд лучше использовать телевизионный приемник изображения со счетом фотонов; число элементов разрешения обычных телевизионных устройств для решения этой задачи вполне достаточно.

Более простой вариант — сочетание электронного усилителя изображения (ЭОП) с киноаппаратом. Таким системам доступны звезды не слабее 6—8^m. Так, Г. Макалистер систематически проводит наблюдения двойных звезд на 4-м телескопе обсерватории Китт-Пик с помощью прибора, показанного на рис. 11. Ему удалось добиться довольно высокой точности измерений (самые тесные пары, доступные ему, имеют расстояние 0",035) и хорошей продуктивности (более 100 звезд за ночь). Изучение тесных двойных звезд — одно из серьезных приложений спекл-интерферометрии, которое в ближайшем будущем сильно расширит число надежно измеренных звездных масс³⁴. Хорошие определения звездных масс сравнительно немногочисленны, но очень нужны для проверки теорий звездной эволюции.

Описанная нами обработка изображений позволяет получить автокорреляционную функцию наблюдаемого объекта, что часто оказывается

достаточным. Спекл-интерферометристы развивают, однако, и методы восстановления самих изображений³⁷, которые можно разделить на три группы:

1) Методы, основанные на выделении и анализе отдельных зерен^{37,38}, которым доступны сравнительно «маленькие» объекты. Этим путем пытались получить изображение диска звезды Бетельгейзе (рис. 12).

2) Усреднение фазы фурье-преобразования, предложенное Содиным³⁹.

3) Метод Нокса⁴⁰ (корреляция фурье-преобразований). Наряду с компьютерными иллюстрациями появилось первое применение этого метода к реальным изображениям⁴¹ (снимки солнечных пятен). Здесь объект не

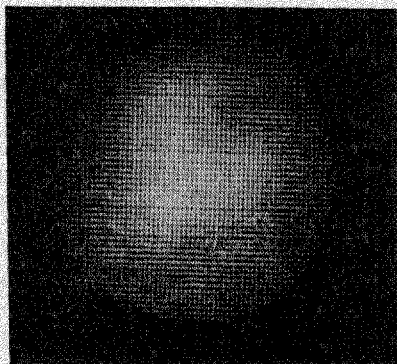


Рис. 12. Изображение диска звезды — красного гиганта Бетельгейзе, которое К. Р. Линд восстановил методом спекл-интерферометрии³⁸. Существование крупных деталей на поверхности звезды пока остается под сомнением³⁵.

должен превышать область изопланатизма ($\sim 1''$), иначе придется восстанавливать его по частям и затем уже получать «мозаичное» изображение. Следует учесть, что чем сложнее наблюдаемый объект, тем ниже будет (при прочих равных условиях) чувствительность метода спекл-интерферометрии при его регистрации.

Попробуем рассчитать чувствительность спекл-интерферометрии, которая, очевидно, зависит от числа δ квантов света, приходящихся на одно зерно. Нам известно число зерен N (см. выше), спектральная полоса $\Delta\lambda$ (см. (4)) и время экспозиции τ . Очевидно,

$$\delta = \frac{D^2 \tau \Delta\lambda \cdot n}{N} = \frac{\lambda^4 \tau}{x \alpha^2} n. \quad (9)$$

Нетрудно убедиться, что δ одинаково для спекл-интерферометрии и интерферометра Майкельсона. В принципе, одинакова, следовательно, и чувствительность обоих методов.

Интересно рассмотреть метод обработки спекл-интерферометрической картины весьма слабого (14^m) по современным понятиям объекта, осуществленный в работе Блази и др.⁴². Для слабого объекта ($\delta \ll 1$) изображением будет состоять из немногих квантов, число которых меньше N — числа зерен. Автокорреляция такого двоичного (т. е. имеющего всего два уровня интенсивности — нуль и единицу) изображения легко вычисляется. Для этого достаточно построить всевозможные векторы, соединяющие попарно места прихода квантов, и накапливать их гистограмму в памяти ЭВМ⁴³. Пусть наблюдается двойная звезда с равными по блеску компонентами. Те векторы, которые не соответствуют по направлению и длине компонентам двойной звезды, соединяют места прихода квантов, относящихся к разным зернам, и независимых между собой. Но вектор, длина и направление которого совпадают с расстоянием и позиционным углом пары звезд, будет встречаться чаще других, так как помимо случайных квантов он иногда соединяет кванты, принадлежащие соответствующим зернам в изображениях компонент: в результате таких событий будет больше. Конечно, велико будет и число векторов, которые короче λ/D и соединяют кванты из одного зерна. В результате гистограмма (автокорреляция) будет иметь знакомый нам вид с центральным максимумом, двумя «пиками» и «подставкой» из случайных совпадений (рис. 13). Разобьем ее на ячейки размером λ/D . Среднее число квантов, попадающих

в одну ячейку изображения, равно δ ; число совпадений в двух произвольных ячейках δ^2 , а число таких событий для всего изображения, соответствующих данному вектору, $N\delta^2$. При накоплении K изображений данному вектору будет соответствовать $KN\delta^2$ событий; это и определит величину фона случайных совпадений (для наблюдений в течение $T = 10$ ч $K = T/\tau \approx 10^6$; $N \approx 10^3$). Пусть для выявления «пиков» среди пуассоновских флуктуаций «подставки» нужно 100 событий (высота «пиков» порядка высоты «подставки»). Тогда $KN\delta^2 = 100$, откуда $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$, и если $\delta = 1$ соответствует звезде 15^m , то мы «обнаружили» двойственность звезды 24^m . С учетом реальных условий эксперимента оценка предела метода спекл-интерферометрии около 20^m представляется надежной^{33,36,43}.

Нетрудно объяснить, почему есть существенная разница между теоретической (20^m) и достигнутой пока (14^m) чувствительностью. В работе Блази и др.⁴² указано, что звезда 13^m дает два фотозлектрона на изображение (т. е. $\delta \approx 2 \cdot 10^{-3}$). Значит, обработка проводится правильно. Прогресс в чувствительности спекл-интерферометрических методов сдерживается, таким образом, недостаточным развитием техники регистрации изображений.

Уже сейчас спекл-интерферометрия зарекомендовала себя не только в области исследования тесных двойных звезд. Вблизи некоторых звезд обнаружен светящийся газ⁴², зарегистрировано расширение оболочки, сброшенной Новой Лебеда 1975 г., получена верхняя оценка оптических размеров квазара⁴². Предложено использовать спекл-интерферометрию на космическом телескопе для обнаружения планет вблизи звезд⁴⁵: это должно позволить зафиксировать излучение, которое в 10^9 раз слабее света самой звезды.

6. ИНТЕРФЕРОМЕТР ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

Теперь проанализируем возможности интерферометра интенсивностей. Этот метод был очень популярен в 50-х и 60-х годах, и, несомненно, увлечение им отрицательно сказалось на развитии классических интерферометров.

Интерферометр интенсивности основан на измерении корреляции между флуктуациями света, принимаемого двумя приемниками, разнесенными на расстояние D друг от друга. Здесь речь идет о тех флуктуациях, которые обусловлены случайной природой света. Их можно представить себе как биения между различными частотами, своего рода «мгновенную» интерференцию. Если наблюдается оптическое излучение в полосе частот $\Delta\nu$, то и характерные частоты биений, естественно, будут порядка $\Delta\nu$. Когерентность света, попадающего на два приемника, означает

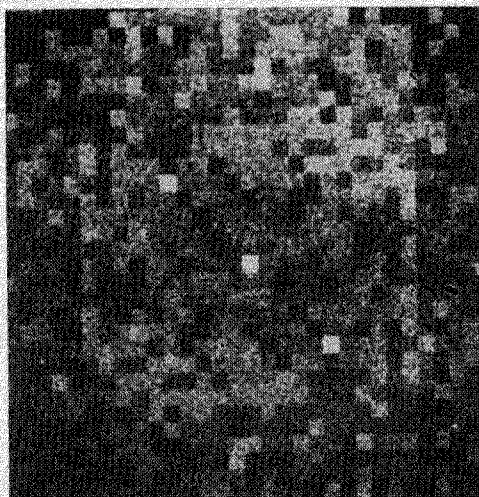


Рис. 13. Двумерная автокорреляционная функция большого числа спекл-изображений двойной звезды (имитация на ЭВМ)⁴³. Размер каждой клетки соответствует размеру одного зерна спекл-изображения, а яркость ее пропорциональна числу векторов, соединяющих места прихода квантов в изображение и имеющих определенную длину (положение каждой клетки соответствует концам этих векторов; см. текст). Видны максимум в центре и два боковых максимума, говорящие о двойственности звезды.

согласованность световых колебаний, следовательно, будут совпадать и биения между ними. Иначе говоря, флуктуации света коррелированы, если он когерентен. Частично когерентный свет даст, соответственно, не полностью коррелированные флуктуации. Можно провести элементарное рассмотрение случая, когда двойная звезда излучает всего две частоты, ν и $\nu + \Delta\nu$, и обнаружить зависимость корреляции сигналов от базы интерферометра D . Таким образом, принцип действия интерферометра интенсивностей, вопреки господствующему мнению, весьма прост и может быть объяснен в рамках классической электродинамики.

Хаотичность световых колебаний позволяет описывать их гауссовым процессом, для которого флуктуации интенсивности $\langle \Delta I^2 \rangle = I^2$. Для двух частично когерентных световых потоков I_1 и I_2 будем иметь $\langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle = \gamma I^2$, где γ — коэффициент когерентности, который подлежит измерению (I — средняя интенсивность света). Зная зависимость γ от базы D , можно, как в интерферометре Майкельсона, определить размеры наблюдаемого объекта. Если регистрируется M независимых колебаний (мод) общей интенсивностью I , то флуктуации будут уменьшены:

$$\langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle = \frac{\gamma I^2}{M}. \quad (10)$$

Учтем теперь квантовую природу света (более строгую теорию можно найти, например, в книге Перины⁴⁶). Пусть n_1 и n_2 — количества квантов, зарегистрированных двумя приемниками за характерный период флуктуаций, $\langle n_1 \rangle = \langle n_2 \rangle = n$. Тогда

$$\langle \Delta n_1 \Delta n_2 \rangle = n + \frac{\gamma n^2}{M} = n \left(1 + \gamma \frac{n}{M} \right). \quad (11)$$

Здесь первый член описывает пуассоновские флуктуации, а второй полностью соответствует классическим флуктуациям интенсивности. Величина $\delta = n/M$ называется параметром вырождения: он равен числу квантов, приходящемуся на одну моду излучения. Как видим, δ характеризует величину классических флуктуаций по сравнению с квантовыми. Чтобы понять смысл δ , попробуем непосредственно рассчитать его для звезды. Пусть β (рад) — угловой диаметр ее на небе, $\Delta\lambda$ — спектральная полоса. Тогда длина когерентности на поверхности земли окажется равной λ/β , а время когерентности составит $\lambda^2/c\Delta\lambda$. Если звезда излучает как черное тело с температурой T , ее яркость

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (12)$$

В площадь когерентности за время когерентности попадает энергия E , которую мы поделим на энергию кванта hc/λ , чтобы получить δ :

$$\delta = \frac{E}{hc/\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \Delta\lambda \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \beta^2 \left(\frac{\lambda}{\beta} \right)^2 \frac{\lambda}{hc} = 2 \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}. \quad (13)$$

На самом деле множитель 2 исчезнет после учета поляризации, и мы приходим к известной формуле распределения Бозе — Эйнштейна. Для $T = 6 \cdot 10^3$ К, $\lambda = 5000$ Å получим $\delta = 2,6 \cdot 10^{-2}$.

Из (13) следует, кстати, что легче наблюдать горячие (голубые) звезды. Реально δ еще меньше, так как площадь зеркала телескопа D^2 меньше площади когерентности $(\lambda/\beta)^2$, поэтому

$$\delta \approx D^2 \Delta\lambda \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} n = \frac{D^2 \lambda^2}{c} n = 3 \cdot 10^{-6} n$$

для $D = 6$ м и $\lambda = 5000$ Å, где n по-прежнему обозначает плотность потока квантов от звезды. Итак, δ крайне низко. Следовательно, классиче-

ские флуктуации очень малы по сравнению с квантовыми шумами, и интерферометру интенсивности доступны лишь яркие (и горячие!) звезды.

В настоящее время в Нарраби (Австралия) работает прибор с базой до 200 м и зеркалами по 6,5 м в диаметре (их оптическое качество не имеет значения)⁴⁷, которому доступны звезды не слабее 2^m,5. Опубликованы измерения диаметров 32 звезд⁴⁸, выполненные с помощью этого прибора.

Есть ли возможности повысить чувствительность метода? Можно увеличивать диаметр зеркал D (хотя он не может превышать длины когерентности λ/β , так что β должно быть мало), но здесь перспективы повышения эффективности невелики. Полоса частот $\Delta\nu$ задается быстродействием электронных схем прибора, и, очевидно, должна быть максимальна. Конечно, свет принимается в более широком, чем $\Delta\nu$, участке спектра, но чувствительности это не увеличивает, и здесь дело обстоит точно так же, как во всех мультиплексных приборах. Правда, можно взять N независимых приемников, работающих параллельно в разных участках спектра, выиграв в \sqrt{N} раз (кстати, этот метод применим и в интерферометре Майкельсона). Вообще, увеличение числа спектральных каналов есть мощный резерв повышения чувствительности, который, однако, нельзя сейчас реализовать в силу технических трудностей*). Других резервов у интерферометра интенсивностей нет. Таким образом, можно построить улучшенную версию интерферометра интенсивностей⁵, добившись предела 6^m, но ... интерферометр Майкельсона оказывается значительно более конкурентоспособным, обещая при меньших затратах дать большую чувствительность. Интерферометр интенсивности удобен лишь своей нечувствительностью к атмосфере, что позволяет неограниченно увеличивать базу. По достигнутому разрешению этот метод остается пока вне конкуренции.

Мы рассмотрели три интерферометрических метода, дающих высокое разрешение. С точки зрения анализа сигнала все они свелись к обнаружению флуктуаций интенсивности на фоне квантовых шумов, и поэтому удалось сравнить их чувствительность, введя параметр δ — число квантов, приходящих за характерное время флуктуаций. Природа самих флуктуаций интенсивности различна (в первых двух случаях они вызваны атмосферой, а в последнем — свойствами света). Параметр δ для интерферометра Майкельсона и спекл-интерферометра получился, в принципе, одинаковым. Его логично будет называть атмосферным параметром вырождения. Можно ввести атмосферное δ независимо от метода регистрации света.

Действительно, если бы атмосферы не было, то плоская волна, приходящая от звезды, имела бы одинаковую амплитуду и фазу на входной апертуре и давала бы одно дифракционное изображение — иными словами, световое поле имело бы одну степень свободы. При наличии атмосферных искажений, которые в каждый данный момент нам неизвестны (это существенно, ибо в противном случае их можно было бы скомпенсировать), приходящий на телескоп свет можно считать совокупностью нескольких независимых друг от друга волн, или мод. Их число и называется числом степеней свободы поля; оно равно числу зон корреляции амплитуды света на зрачке $(D/r_0)^2$ или числу зерен в изображении. Принимаемый световой поток распределяется между различными модами, так что на одну из них приходится δ квантов. Это и есть атмосферный параметр вырождения. Существует и более строгое рассмотрение этого вопроса, основанное на анализе собственных функций и собственных значений⁴⁹.

*) В полосе 5000—5500 Å помещается $2 \cdot 10^5$ каналов шириной по 200 МГц, совместное использование которых повысит чувствительность в $\sqrt{2 \cdot 10^5}$ раз, т. е. на 7^m. Но потребуется $2 \cdot 10^4$ приемников света и корреляторов.

Интерферометрические методы позволяют достичь высокого разрешения при наблюдениях через атмосферу. Существует точка зрения, что эти методы вообще устраняют все проблемы, связанные с астроклиматом. Как мы видели, это не так. Атмосфера, не ухудшая разрешения, в то же время решающим образом определяет чувствительность систем высокого разрешения: она пропорциональна α^{-2} для одноэлементного интерферометра и α^{-1} для многоэлементного.

Другая особенность полученных оценок чувствительности — их сильная зависимость от длины волны света (как λ^4): интерферометрия значительно легче получается на более длинных волнах. В радиодиапазоне чувствительность вообще перестает зависеть от атмосферы.

Что касается гетеродинных интерферометров, работающих в ИК диапазоне, то их чувствительность сильно ограничивается узостью спектральной полосы этих устройств, осуществляемой радиотехническими методами (в настоящее время $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-3}$).

Возникает вопрос: если чувствительность задается атмосферой, не лучше ли вынести аппаратуру в космос? Зная предполагаемые параметры

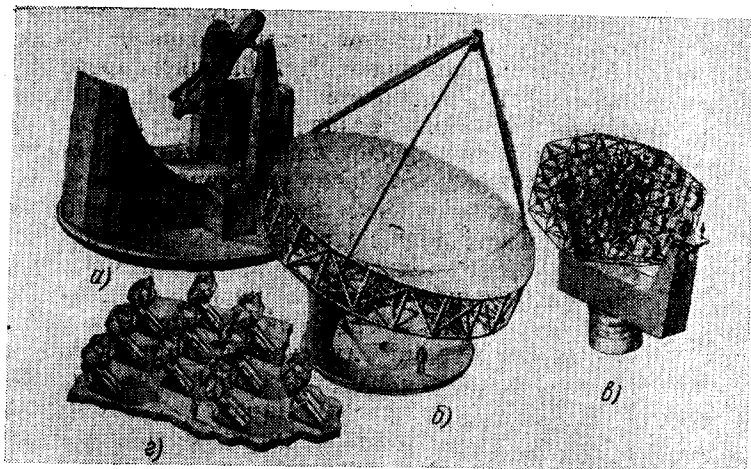


Рис. 14. Четыре возможных варианта создания 25-метрового телескопа ⁵⁰. Гигантское зеркало будет состоять из нескольких сотен отдельных элементов. Оно может вращаться только вокруг вертикальной оси (так называемый вращающийся башмак, рис. а) или по двум координатам (б). Можно собрать свет от большого числа отдельных телескопов, которые либо смонтированы на общей раме (многозеркальный телескоп, рис. в), либо установлены на отдельных экваториальных монтировках (г).

космического аппарата (и прежде всего точность и стабильность наведения на объект), можно, так же как и для атмосферы, найти δ . При всей сложности космического эксперимента он будет иметь смысл лишь тогда, когда удастся поднять δ хотя бы на один-два порядка по сравнению с наземными системами.

Итак, мы приходим к выводу, что прогресс в наблюдениях слабых объектов будет, скорее всего, связан с развитием наземных классических интерферометров. Спекл-интерферометрия ограничена в смысле разрешения диаметром крупнейших оптических телескопов, а ее чувствительность будет расти вместе с совершенствованием многоэлементных приемников света.

Конечно, если появится 25-метровый телескоп ^{50,57}, возможности создания которого изучаются сейчас в США и других странах (рис. 14), разрешение спекл-интерферометрии сильно вырастет. Чувствительность,

однако, может при этом оказаться несколько ниже вследствие несфазированности отдельных блоков, из которых будет состоять гигантское зеркало (ошибки эти играют роль x в формуле (4)). На 25-м апертуре можно получить изображение диска звезды Бетельгейзе с разрешением

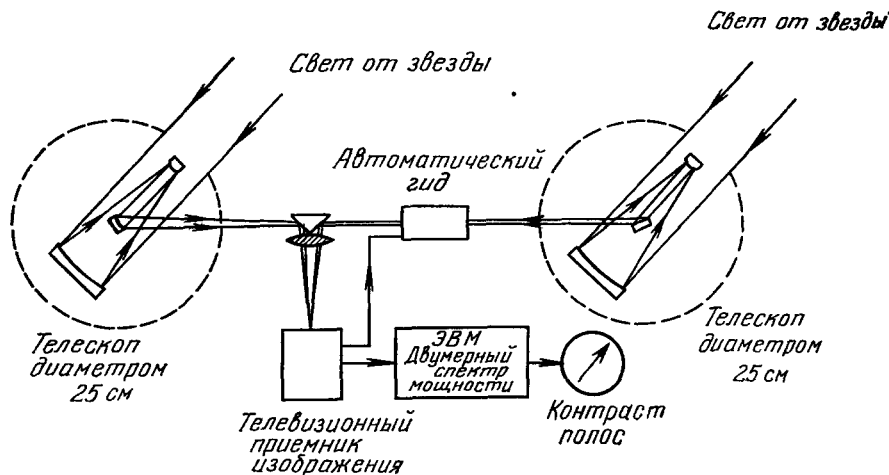


Рис. 15. Схема «длинного» интерферометра Майкельсона (по Лябейри).

Два телескопа посылают свет к общему фокусу, где возникает интерференция. Обнаружение полос и измерение их контраста осуществляется с помощью телевизионного приемника и ЭВМ. Число телескопов может быть со временем увеличено.

20×20 элементов. Расширятся и возможности наблюдения лунных покрытий (возможен предел $12^m,5$ при разрешении $0'',005$). Дальнейший рост разрешения потребует создания интерферометров Майкельсона с большими базами (рис. 15).

7. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МЕТОДОВ УВЕЛИЧЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ

На рис. 16 схематически отражены угловое разрешение и чувствительность (слева — в звездных величинах, справа — поток от объекта в относительных единицах) различных методов наблюдений, используемых в астрономии. Как это ни удивительно, все наиболее «передовые» методы оказались лежащими вблизи одной прямой, которая, таким образом, отражает достигнутый на сегодня уровень чувствительности в зависимости от разрешения. Штриховой линией указан прогресс, которого можно ожидать в недалеком будущем. Для спекл-интерферометрии он связан с улучшением приемников изображений, для лунных покрытий — с созданием 25-метрового телескопа. Указаны также параметры улучшенной версии интерферометра интенсивностей⁵ и «длинного» интерферометра Майкельсона. Наклонные прямые показывают звездную величину и диаметр звезд с эффективными температурами 2000 и 20 000 К, находящихся на различных расстояниях от нас. Как видно из рисунка, чувствительность интерферометра Майкельсона позволит наблюдать объекты малой поверхностной яркости. В то же время очень яркие и компактные объекты (например, оптические пульсары) недоступны пока для интерферометрии, и основной ее программой станут, видимо, наблюдения двойных звезд.

Существует проект «длинного интерферометра» Миллера⁵¹⁻⁵³, на сегодня уже несколько устаревший, хотя его идеи относительно обнаружения интерференционных полос и получили дальнейшее развитие. Для

уменьшения оптических искажений при горизонтальном распространении луча вдоль базы интерферометра предлагали создать вакуумный тоннель, но это вряд ли целесообразно. Проще просто уменьшить сечение пучка, как это сделал Лябейри⁶, или приподнять трассу над поверхностью земли. Измерения флуктуаций температуры в приземных слоях показывают, что трасса длиной 50 м, проходящая на высоте 10 м над почвой, даст такие же

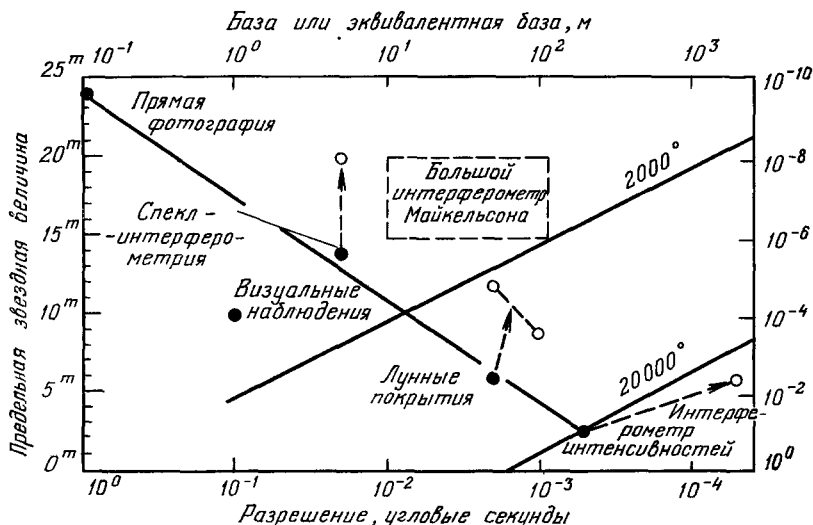


Рис. 16. Зависимость чувствительности различных неклассических методов измерения угловых размеров от их разрешения.

По оси ординат отложена предельная звездная величина (справа — соответствующий световой поток в отн. ед.), а по оси абсцисс — угловое разрешение в секундах дуги. Прямая, проходящая из левого верхнего угла, отражает достигнутый на сегодня уровень чувствительности в зависимости от разрешения; штриховой линией указан прогресс, которого можно ожидать в недалеком будущем. Две наклонные прямые показывают, какой угловой размер и какую звездную величину имели бы звезды с эффективными температурами фотосфер 2000 К и 20 000 К, находящиеся на различных расстояниях от нас. (Звезды излучают в видимой области спектра почти как абсолютно черное тело.) Подавляющее большинство звезд расположено на диаграмме между этими прямыми, причем при продвижении вправо и вверх вдоль них (т. е. при удалении от наблюдателя, число звезд, естественно, резко возрастает, так как мы изучаем все больший объем пространства. По этой диаграмме можно судить, в какой степени тот или иной метод годится для измерения диаметров звезд. Видно, что с интерферометром интенсивностей измеряются в основном горячие звезды, а интерферометр Майкельсона «любит» красных гигантов.

возмущения, как и вся остальная атмосфера, а уменьшение сечения пучка сделает вклад ее пренебрежимо малым. Для создания большого интерферометра, однако, необходимо располагать следующими устройствами, реализованными с хорошей эффективностью:

1) Высокоточной оптической и, особенно, механической системой. Самые серьезные трудности вызовет, видимо, уравнивание плеч интерферометра. Механическая система должна работать под контролем ЭВМ, которая будет получать информацию от лазерных измерителей длины.

2) Многоэлементным приемником света, регистрирующим отдельные фотоэлектроны. Такие приемники существуют, но еще не достигли совершенства.

3) Подходящей системой обработки информации в виде специализированной⁴² или соответствующим образом приспособленной ЭВМ. Интересно, что чем слабее наблюдаемый объект, тем меньше объем требуемых вычислений. Методы обработки сигнала и аппаратура могут быть прямо заимствованы из спекл-интерферометрии^{23,33}.

Современная техника безусловно может удовлетворить этим требованиям. Таким образом, уже сейчас имеются возможности для серьезного увеличения чувствительности и разрешения при наблюдениях слабых объектов. Кроме ответа на уже поставленные вопросы, такие наблюдения наверняка принесут много неожиданного.

Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bowen I. S.— *Astron. J.*, 1964, v. 69, p. 816.
2. Слыш В. И.— *УФН*, 1965, т. 87, с. 471.
3. Van de Stadt H.— *Space Sci. Rev.*, 1975, v. 17, p. 621.
4. Code A.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1973, v. 11, p. 239.
5. Davis J.— *Proc. Astron. Soc. of Australia*, 1976, v. 3, p. 26.
6. Labeyrie A.— *Progr. Optics*/Ed. E. Wolf, 1976, v. 14, p. 49.
7. Fried D. L.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, v. 56, p. 1372.
8. Birke K. et al.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 46, p. 397.
9. Беслик А. И. и др.— *Астрон. цирк.*, 1977, № 955, с. 3.
10. Dainty J. C., Scaddan R. J.— *Mon. Not. RAS*, 1975, v. 170, p. 519.
11. Barletti R. et al.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, v. 54, p. 649.
12. Michelson A.— *Light Waves and Their Uses*.— Chicago: 1903.— P. 143.
13. Michelson A., Pease F. G.— *Astrophys. J.*, 1921, v. 53, p. 249.
14. Pease F. G.— *Ergebn. Exacten Naturwiss*, 1931, v. 10, p. 84.
15. Finsen W. S.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1971, v. 11, p. 13.
16. Blazit et al.— *Astrophys J.*, 1977, v. 217, p. L55.
17. Finsen W. S.— *Astron. J.*, 1964, v. 69, p. 319.
18. Кулагин Е. С.— *Опт. и спектр.*, 1967, т. 23, с. 839.
19. Pokrowsky S.— *Astrophys. J.*, 1915, v. 41, p. 147.
20. Elliott J. L., Glass I. S.— *Astron. J.*, 1970, v. 75, p. 1123.
21. Wickes W. I., Dicke R. H.— *Ibid.*, 1974, v. 79, p. 1433.
22. Gurrie D. G. et al.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 187, p. 131.
23. Roddier C., Roddier F.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1976, v. 66, p. 580.
24. Annual report of the Director Hale Observatories — 1974.— 1975.— P. 352.
25. Breckinridge J. B.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1976, v. 66, p. 143.
26. Labeyrie A.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 196, p. L71.
27. Babcock H. W.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1953, v. 65, No. 386, p. 229.
28. Dyson F. J.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1975, v. 65, p. 551.
29. Dicke R. H.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 198, p. 605.
30. McCall S. L. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 211, p. 463.
31. Hardy J. W.— *Proc. IEEE*, 1978, v. 66, p. 651.— Перевод: [Х а'р'ди Дж. У.— *ТИИЭР*, 1978, т. 66, № 6, с. 31.
32. Labeyrie A.— *Astron. and Astrophys.*, 1970, v. 6, p. 85.
33. Labeyrie A.— *Nouv. Rev. d'Optique*, 1974, t. 5, p. 141.
34. McAlister H. A.— *Sky and Telescope*, 1977, v. 53, p. 346.
35. Korff D.— *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, v. 63, p. 971.
36. Dainty J. C.— *Mon. Not. RAS*, 1974, v. 169, p. 631.
37. Бейтс Р. Х. Т. и др.— *ТИИЭР*, 1977, т. 65, с. 168.
38. Lynds C. R. et al.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 207, p. 174.
39. Содин Л. Г.— *Письма Астрон. ж.*, 1976, т. 2, с. 554.
40. Knop K. T., Thompson B. J.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 193, p. L45.
41. Stachnik R. V. et al.— *Nature*, 1977, v. 266, p. 149.
42. Blazit et al.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 214, p. L79.
43. Dainty J. C.— *Mon. Not. RAS*, 1978, v. 183, p. 223.
44. Labeyrie A. et al.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 194, p. L147.
45. Bonneau D. et al.— In: *Image Processing Techniques in Astronomy*/Ed. C. de Jager, H. Nieuwenhuijzen: *Astrophysics and Space Science library*. V. 54.— 1976.— P. 403.
46. Перина Я. Когерентность света.— М.: Мир, 1974.
47. Handbury Brown R. et al.— *Mon. Not. RAS*, 1967, v. 137, p. 375.
48. Handbury Brown R. et al.— *Ibid.*, 1974, v. 167, p. 121.
49. Shapiro J. H.— *Appl. Optics*, 1974, v. 13, p. 2614.
50. Next Generation Telescope Report No. 1 — Kitt Peak National Observatory, 1977.
51. Miller R. H.— *Science*, 1966, v. 153, p. 581.

52. Miller R. H.— Kitt Peak National Observatory, AURA Eng. Tech. Rept. No. 29.— 1970.
53. Miller R. H.— Ibid. No. 40.— 1971.
54. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
55. Wilkerton M. S., Worden S. P.— Astron. J., 1978, v. 82, p. 642.
56. Labeyrie A.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1978, v. 16, p. 77.
57. Optical Telescopes of the Future: Proc. ESO Conference. Geneva, December 12—15, 1977/Ed. F. Pacini, W. Richter, R. West.— 1978.— Перевод готовится к изданию изд-вом «Мир».
58. Гурьянов А. Э., Кухарец В. П.— ДАН Узб. ССР, 1979, № 128, с. 54.