

# Спекл-интерферометрические наблюдения на телескопе АЗТ-2 с EMCCD детектором вер. 1.01 (текущая)

Б. Сафонов

16 января 2014 г.

## Аннотация

В данном документе представлены результаты первых пробных спекл-интерферометрических наблюдений, выполненных на 70-см телескопе АЗТ-2, установленном на территории ГАИШ на Воробьевых горах в Москве. В качестве детектора была применена EMCCD матрица, а в качестве перебрасывающей оптики — простейший объектив, уменьшающий относительное отверстие до  $F/64$ , применялись фильтр  $V$  и интерференционный фильтр с центром полосы  $643.4$  нм и полушириной  $7.9$  нм. Измерения с помощью апертурной маски показали, что угловой масштаб камеры равняется  $69.98$  миллисекунд дуги на пиксел.

По результатам наблюдений одиночных звезд мы оценили: спекловую оптическую передаточную функцию и ее зависимость от длины волны и экспозиции, полуширину изображения длинноэкспозиционного изображения, спектр и амплитуду дрожания изображения, число Штреля одиночных короткоэкспозиционных изображений.

Также мы провели наблюдения 20 звезд, среди которых есть и двойные, и оптические пары. Измеряемыми параметрами были разделение, позиционный угол и разница в блеске. Для звезд с разделением более  $4''$  измерения были выполнены по усредненным изображениям. Для более тесных — аппроксимацией спектра мощности, т.е. спекл-интерферометрией. Результаты сравниваются с эфемеридами.

## 1 Введение

Пробные наблюдения в режиме спекл-интерферометрии были выполнены нами в рамках испытаний EMCCD детектора и разработки многорежимной быстрой камеры для 2.5 м телескопа ГАИШ МГУ.

В качестве питающей оптики был использован 70-см телескоп АЗТ-2, установленный на территории ГАИШ МГУ на Воробьевых горах. Географические координаты башни телескопа: широта  $55^{\circ}.7011$ , долгота  $37^{\circ}.5426$ . Телескоп имеет номинальный световой диаметр 70 см, центральное экранирование 28 см (измерено).

Для АЗТ-2 относительное отверстие составляет  $F/15$ . Чтобы обеспечить необходимую для спекл-интерферометрии дискретизацию изображения в полосе  $V$  необходимо сфокусировать на детекторе пучок  $F/64$ , что соответствует увеличению в 4.27 раз. Такое увеличение было реализовано путем установки перебрасывающей оптики, представляющей собой два ахроматических объектива, установленные друг за другом. Подробнее об оптической схеме см. приложение А, там же приведена оценка стабильности углового масштаба камеры. Непосредственно перед перебрасывающей оптикой был установлен фильтр.

В наблюдениях мы использовали следующие фильтры: фильтр  $V$  и интерференционный фильтр, номинальные параметры которого: центральная длина волны  $\lambda_0 = 639.5$  нм, полуширина  $7.9$  нм (далее фильтр 6395). Кривые пропускания для обоих фильтров были измерены нами с помощью монохроматора МДП-204, результаты представлены на рис. 1. Измерения были выполнены в параллельном пучке. Кривая для фильтра  $V$  была умножена на кривую чувствительности детектора, взятую из [1], результирующую функцию мы будем считать кривой реакции камеры (пренебрегая зависимостью пропускания оптики от длины волны). Для получающейся кривой  $\lambda_0 = 554.4$  нм. На левом рисунке для сравнения

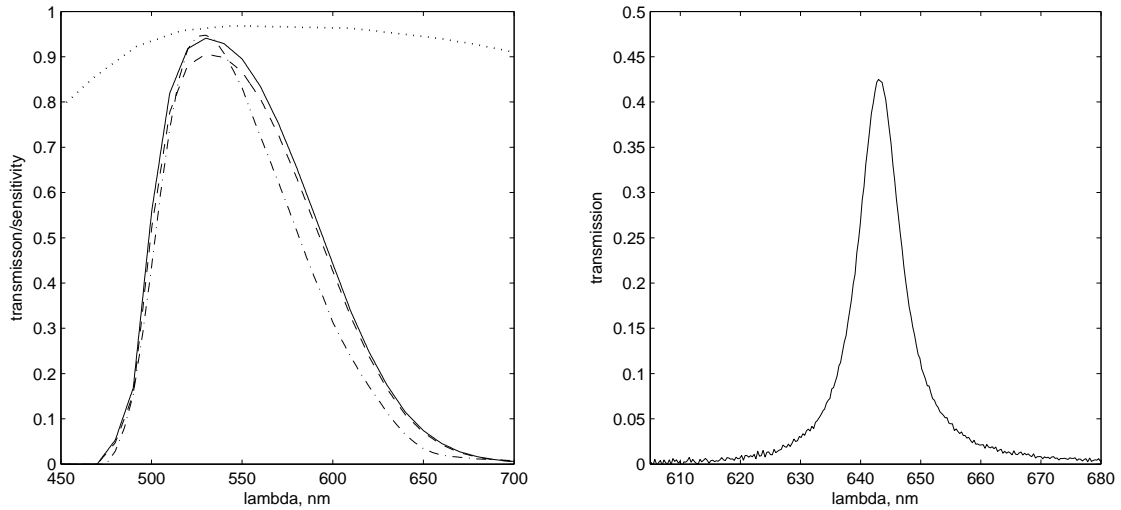


Рис. 1: *Слева*: Пунктирная линия — кривая чувствительности детектора [1], сплошная линия — кривая пропускания фильтра, измеренная с помощью монохроматора, штриховая линия — полная кривая чувствительности камеры (без учета оптики и телескопа), штрих-пунктирная линия — стандартная полоса V, нормированная так, чтобы интеграл под ней был равен интегралу под кривой полной чувствительности нашей камеры. *Справа*: кривая пропускания фильтра 6395, также измеренная с помощью монохроматора.

приведена стандартная полоса V фотометрической системы Джонсона, для нее  $\lambda_0 = 550.4$  нм. Интерференционный фильтр имеет  $\lambda_0 = 643.4$  нм, что на 3.9 нм “краснее”, чем номинальная. Данное отличие весьма существенно для эксперимента по определению масштаба (раздел 3).

В качестве корпуса прибора применялся тот же рельс, который использовался нами ранее в эксперименте по имитации спекл-интерферометрии в лаборатории [2]. Перебрасывающая оптика и фильтры были установлены на специальной стойке из алюминия толщиной 12 мм. Также был добавлен кожух, значительно ослабляющий паразитную засветку.

Наблюдения производились при включенном электронном усилении, коэффициент усиления был установлен равным 100. Предусиление равнялось  $11.57 e^-/ADU$ , шум считывания  $49.54 e^-$ . Такой режим является близким к оптимальному для наблюдения слабых объектов.

Основной целью наблюдений была отработка методики спекл-интерферометрии, а именно:

1. Измерение масштаба и ориентации камеры. Эти параметры являются важнейшими для спекл-интерферометрических наблюдений, поскольку позволяют измерять параметры объектов в координатах, отвязанных от прибора. Раздел 3.
2. Исследование свойств спекловой оптической передаточной функции (СОПФ). Мы изучили зависимость вида СОПФ от ширины полосы и экспозиции и сравнили ее с теоретически ожидаемой. Раздел 4.
3. Измерение параметров двойных звезд. Мы измерили параметры 18 звезд разделением от  $0.346''$  до  $26.77''$ . Оценивались следующие параметры: разделение, позиционный угол и разница в блеске. Для пар разделением более  $4''$  использовался анализ длинноэкспозиционных изображений, для более тесных — спекл-интерферометрия, т.е. аппроксимация усредненного спектра мощности. Полученные параметры мы сравнили с эфемеридами. Раздел 5.

Параллельно были получены некоторые побочные результаты, они суммированы в заключении вместе с основными. Также в заключении приведены возможные направления дальнейшего анализа и некоторые детали методики, которые должны быть изменены в следующем эксперименте.

## 2 Калибровочные кадры

Для редукции изображений, полученных в данном эксперименте, мы получали калибровочные кадры смещения (BIAS) и плоского поля (FLAT) с фильтром V. Кадры смещения оценивались как по-пиксельная медиана по серии из 500 кадров. Эти серии всегда регистрировались при том же режиме, что и соответствующие им научные кадры. Вид кадров смещения отличается от приведенных в [2] незначительно, поэтому мы не даем их здесь.

Кадры плоского поля были получены нами днем в облачную погоду. Вследствие малости масштаба и возможности получать короткие экспозиции камера не уходит в насыщение даже при съемке дневного неба в режиме электронного усиления, при значении усиления 20. На рис. 2а приведено полученное нами плоское поле в отсчетах. Конечно же заметно большое количество мусора на окне матрицы, но также видны крупномасштабные флуктуации, а именно, в центре кадра сигнал на 20-30% больше, чем по краям.

Естественно, возникло подозрение, что эта неоднородность вызвана виньетированием в перебрасывающей оптике. Чтобы проверить это, мы сместили перебрасывающую оптику как целое в направлении, перпендикулярном оптической оси, на 0.9 мм, соответствующее плоское поле приведено на рис. 2б. Также, чтобы упростить сравнение этих полей мы приводим их отношение на рис. 2с. Как видно, по краям плоское поле показывает небольшое изменение, однако центральный максимум остался на

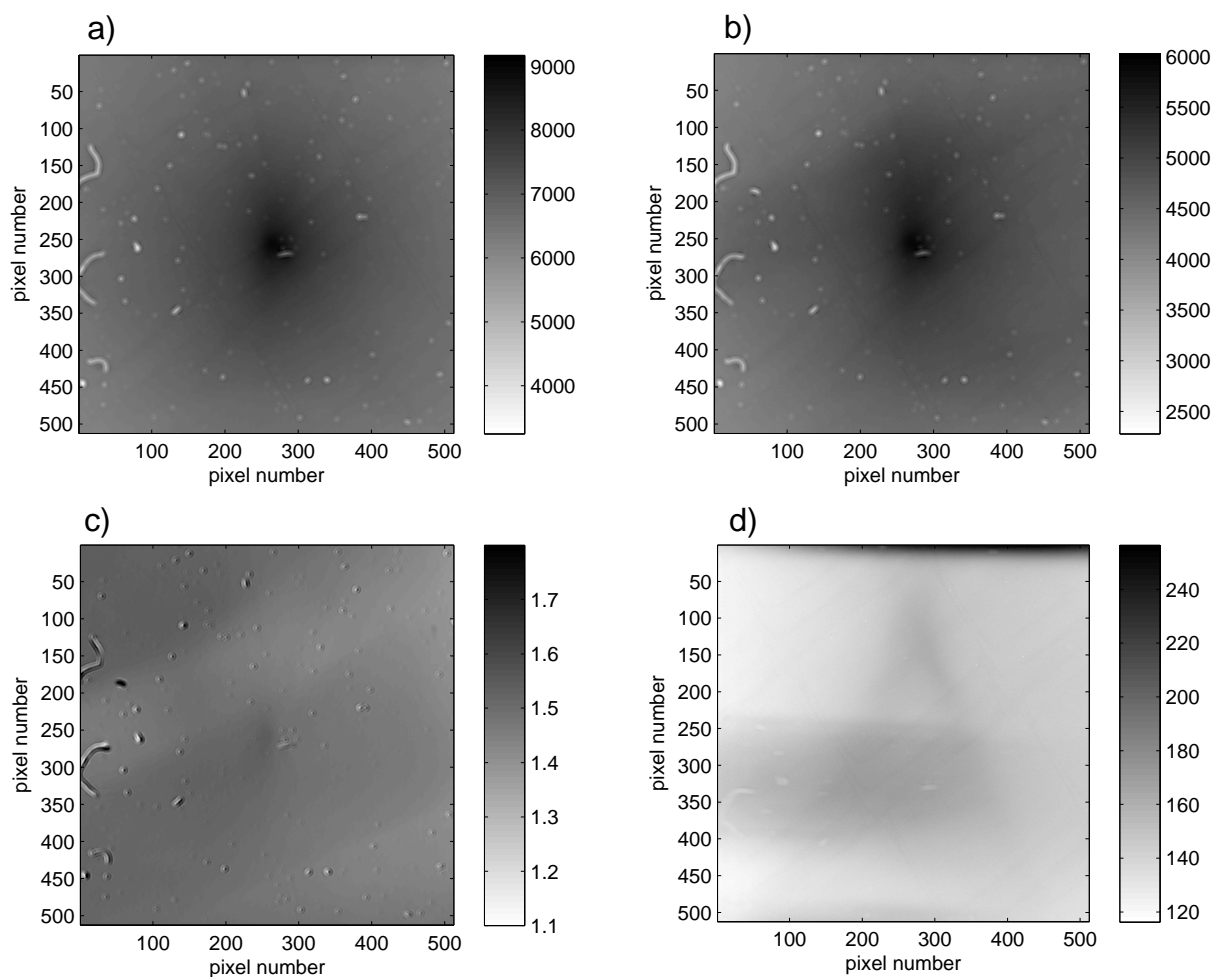


Рис. 2: *a)* Плоское поле, полученное в стандартной конфигурации оптической схемы. *b)* То же, но со смещенной на 0.9 мм перебрасывающей оптикой. *c)* Отношение *a)* и *b)*. *d)* Плоское поле при экранированном пучке (проверка влияния паразитной засветки.)

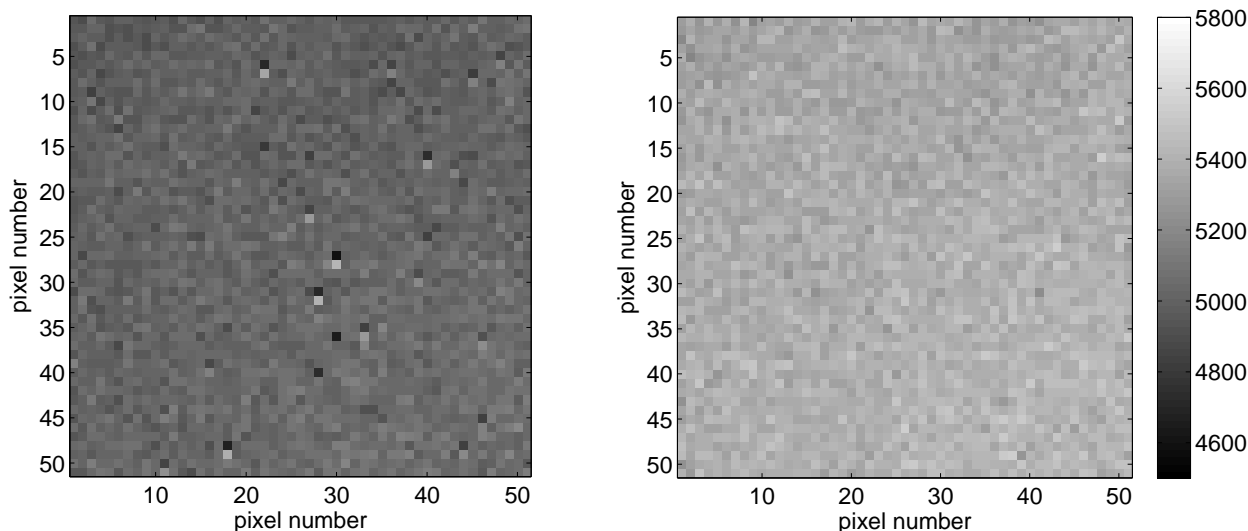


Рис. 3: Слева: участок плоского поля, полученный при напряжении вертикального переноса  $+0$ , справа: тоже, но при напряжении вертикального переноса  $+3$ .

старом месте. Отсюда мы сделали вывод, что он вызван не виньетированием. Другими причинами для его появления могут быть паразитная засветка, неоднородность чувствительности детектора и блики.

Влияние паразитной засветки мы проверили, экранировав пучок от телескопа прямо перед переброской, результат приведен на рис. 2d. Как видно, сигнал падает примерно в 100 раз, т.ч. можно сказать, что паразитная засветка, возникающая после переброски, незначительна. В итоге мы вычли из плоского поля 1a засветку 1d, нормировали ее на среднее и использовали получившуюся величину в редукции.

Однако вопрос о природе неоднородности плоского поля не может считаться закрытым, поскольку наблюдаемую величину неоднородности нельзя объяснить свойствами детектора. Требуются дальнейшие эксперименты, например, проверка на блики от окна детектора с помощью наклона последнего.

Отметим также еще один эффект, обнаруженный нами при получении кадров плоского поля. При работе с электронным усилением, скоростью вертикального переноса  $0.5$  мкс/строку и амплитуде вертикального переноса  $+0$  (здесь и далее условные единицы, передаваемые детектору) на кадре плоского поля наблюдается около 100-200 специфических дефектов. Каждый дефект выглядит так: один пиксел имеет отсчет на 10-20% превосходящий средний, а соседний с ним пиксел столько же не добирает. Причем этот соседний пиксел всегда с одной стороны — с той, в направлении которой происходит вертикальный перенос. См. рис. 3, левый. Этот эффект наблюдается и на изображениях звезд. К счастью, он исчезает при увеличении напряжения до  $+3$ , см. тот же рисунок, правый. В дальнейших экспериментах мы устанавливали это напряжение. В заключение отметим, что эффект не был обнаружен ранее при лабораторных испытаниях из-за того, что не было подходящих условий.

### 3 Определение углового масштаба камеры

Угловой масштаб и ориентация камеры являются важнейшими характеристиками спекл-интерферометрической камеры. Знание этих величин позволяет перевести астрометрические параметры объекта из системы отсчета, связанной с детектором, в систему отсчета, связанную с небесной сферой. Анализ оптической схемы макета показал (приложение А.1), что можно ожидать стабильность масштаба на уровне 0.1-0.2%, именно с такой точностью и имеет смысл его определять.

В литературе для определения масштаба применяются несколько методов:

1. Остановка отслеживания суточного вращения небесной сферы телескопом и получение треков

звезд известной протяженности во времени. Этот метод плохо подходит в нашем случае из-за малости поля зрения, вследствие чего нельзя получить длинный трек. Из-за этого на измерения будут оказывать сильное влияние дрожания. Таким образом, желаемая точность вряд ли достижима. Авторы [3] также сообщают о плохой применимости этого метода к калибровке спекл-интерферометрических наблюдений.

2. Установка апертурной маски в пучок, падающий на главное зеркало, и наблюдение интерференционной картины от нее. В [3] и [4] была использована апертурная маска в виде периодических щелей, период которых известен с высокой точностью. Метод апертурной маски затруднительно применять на телескопе диаметром больше 2 м, в этом случае используются другие методы.
3. Например, методика, напоминающая опыт Юнга. В [5] на спайдер подвешивались два когерентных между собой источника лазерного излучения, расстояние между которыми было известно с высокой точностью. На детекторе наблюдались интерференционные полосы от этих источников. Два последних метода являются предпочтительными, поскольку они обеспечивают *абсолютное* измерение масштаба, не опирающееся никоим образом на более ранние наблюдения. Однако иногда их применение затруднено, в этом случае прибегают к измерению параметров известных пар звезд.
4. Наблюдение известных двойных звезд. Составители Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars William I. Hartkopf и Brian D. Mason выделили несколько десятков наиболее изученных двойных

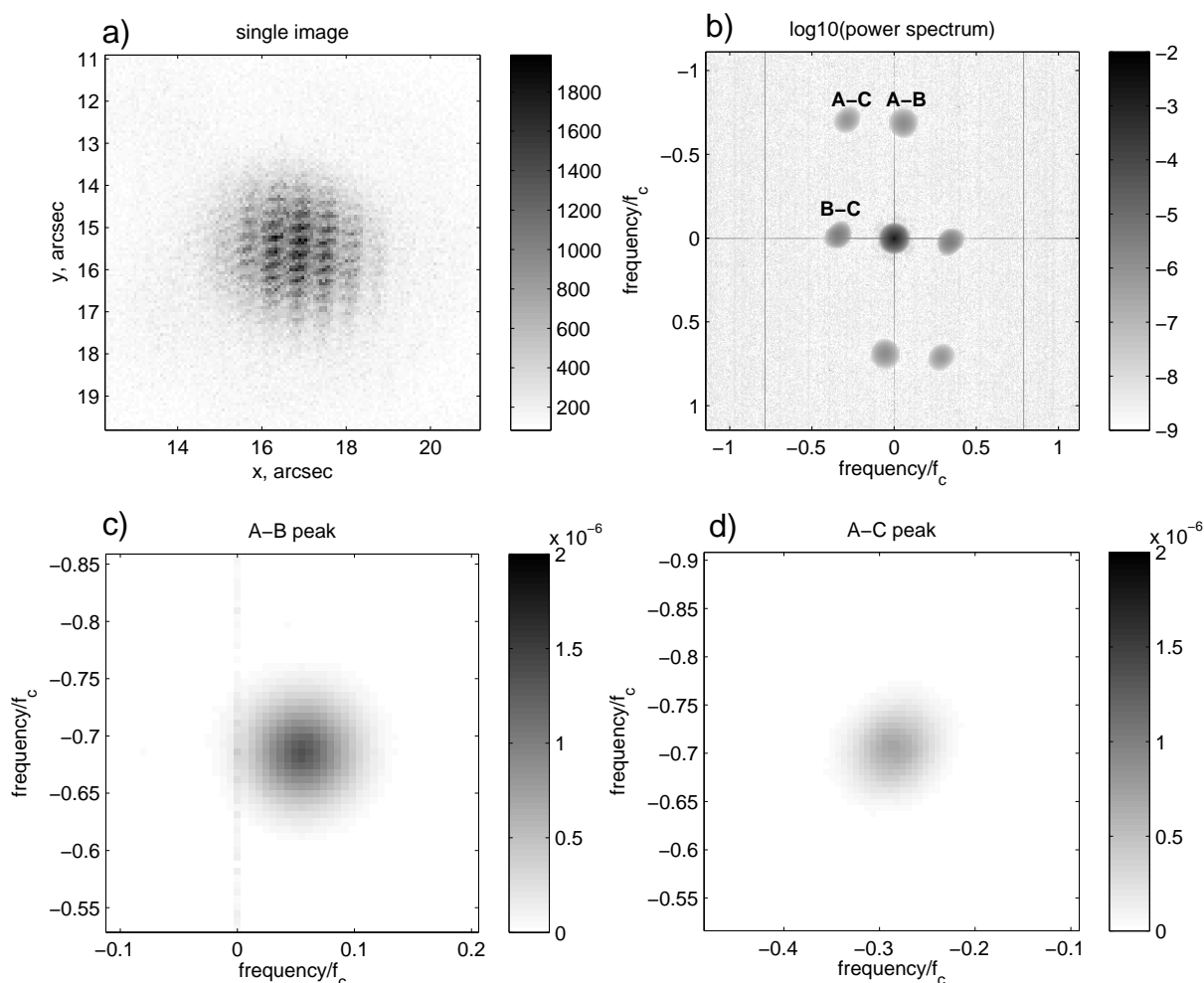


Рис. 4: *a)* Одиночное изображение, полученное через апертурную маску. *b)* Десятичный логарифм спектра мощности, усредненного по серии из 600 кадров. *c)* Участок пространства частот, содержащий пик, соответствующий базе А-В. *d)* То же для базы А-С.

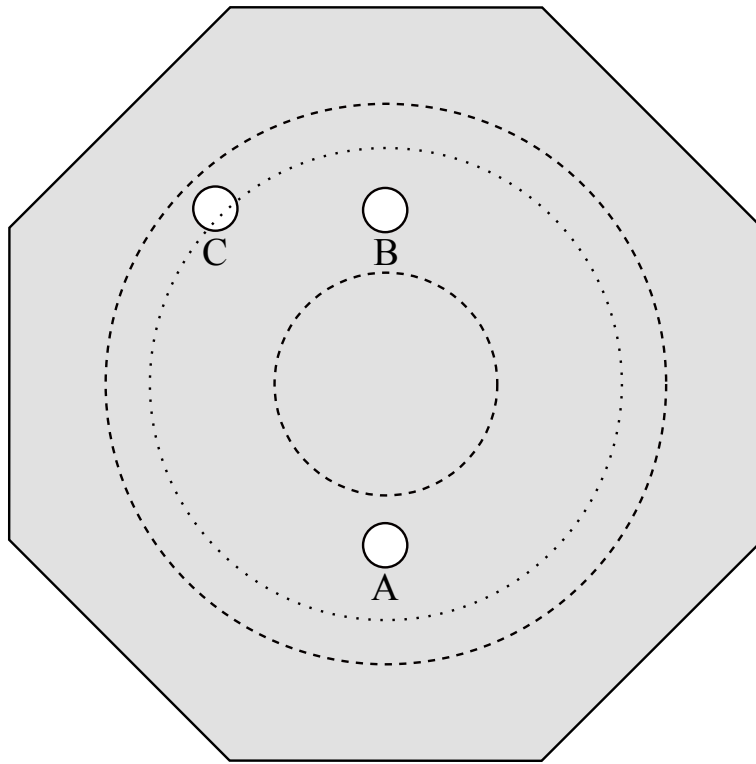


Рис. 5: Геометрия апертурной маски, применявшейся в эксперименте по измерению углового масштаба камеры. Серым отмечена собственно маска. Штриховые линии очерчивают номинальную апертуру телескопа.

звезд, орбиты которых хорошо известны из наблюдений. Эти звезды предлагаются для калибровки камер и интерферометров. Однако опыт авторов [5, 4] показывает, что даже калибровочные двойные могут показывать отклонение до 3-4% от предсказанного разделения, что намного больше ожидаемой стабильности масштаба.

5. В связи с этим [6] было предложено использовать для определения масштаба визуальные двойные, либо оптические пары, взаимное движение которых хорошо описывается линейным законом. Соответствующий каталог также доступен как подраздел 6th orbit catalog (rectilinear motion).

В наших наблюдениях для определения масштаба мы применили апертурную маску, выполненную в виде трех отверстий. Такая маска сочетает простоту изготовления и возможность измерения расстояния между отверстиями с хорошей точностью. Геометрия маски представлена на рис. 5, расстояния между отверстиями составили: А-В 416.1 мм, А-С 467.4 мм, В-С 211.2 мм. Расстояния были измерены с помощью штангенциркуля, точность около 0.1 мм.

Наблюдения производились через интерференционный фильтр 6395. В камере фильтр установлен перед перебрасывающей оптикой, поэтому пучки, идущие от отверстий, падают на фильтр под углом. Известно [7], что для интерференционных фильтров полоса смещается в сторону более коротких волн при наклоне падающего пучка, причем это смещение зависит квадратично от угла падения. Для имеющегося фильтра мы оценили, что смещение полосы составляет примерно  $0.082\delta^2$  нм, где  $\delta$  — угол падения в градусах. Для отверстий А и В этот угол составляет  $1.1^\circ$ , т.е. полоса смещена на 0.1 нм, что для нашей задачи пренебрежимо мало. Также известно [7], что положение полосы интерференционных фильтров зависит от температуры, зависимость максимум  $0.04$  нм/ $^\circ$ . В нашем случае отличие температуры при наблюдениях на телескопе и в лаборатории составило около  $25^\circ$ , что соответствует смещению центра полосы на 1 нм, чем опять-таки можно пренебречь.

Для получения интерференционной картины от маски мы навелись на яркую звезду вблизи зенита ( $\alpha$  Возничего) и получили серию длиной 600 кадров с экспозицией 0.2 с. Необходимость использования

сравнительно большой экспозиции была установлена опытным путем. Дело в том, что при обычной [5, 8] для спекл-интерферометрии экспозиции — 28 мс — света через маску и фильтр проходит довольно мало, как следствие, соотношение сигнал-шум в спектре получается довольно низким. Ситуация значительно улучшается, если увеличить экспозицию, при этом света идет намного больше, в то же время контраст полос падает несущественно. На рис. 4а приведен пример одиночного изображения интерференционной картины от маски. Коррекция за плоское поле при работе с фильтром 6395 не производилась.

Для полученных кадров были рассчитаны спектры мощности, которые затем были усреднены по всей серии. Результат представлен на рис. 4б. На рисунке четко видны три пары пиков, соответствующих трем базам, реализующимся на маске. Обращает на себя внимание то, что пики, соответствующие базам А-С (рис. 4д) и В-С, значительно вытянуты, в то время как пики, соответствующие базе А-В (рис. 4с), весьма симметричны. К тому же пик А-С в 2 раза слабее, чем для А-В, в то время как он лишь ненамного дальше от центра пространства частот. Все это позволяет предположить, что отверстие С частично экранируется краем апертуры и базы, сформированные с ее участием, не могут быть использованы для определения масштаба.

Центр пика для базы А-В был определен как центр тяжести, он соответствует периоду полос 4.558 пкс, учитывая длину базы А-В, длину волны и размер пиксела мы вычислили эквивалентный фокус, который оказался равен **47.16 м**, что соответствует угловому масштабу **69.98 mas/пкс**.

## 4 Одиночные звезды

Для экспериментов по исследованию характеристик СОПФ было важно выбрать заведомо точечные объекты, обладающие функцией видности, близкой к единице в интересующей нас области пространственных частот. Для этого мы сформировали каталог одиночных звезд, как подвыборку из каталога HIPPARCOS. Кроме того, чтобы упростить анализ мы выбрали из этого каталога сравнительно яркую звезду, находившуюся вблизи зенита в момент наблюдений — HIP95853, также известную как  $\iota$  Лебедя и имеющую величину  $V = 3.76^m$ . Для этой звезды были получены несколько спекл-серий, параметры которых указаны в таблице 1. Все серии были получены в режиме электронного усиления, величина усиления была установлена равной 20. Серии были получены при разных экспозициях и с разными фильтрами, что было необходимо для исследования свойств СОПФ. Кадры были исправлены за подложку и плоское поле, также из них был вычтен постоянный уровень, отличный от нуля из-за фона неба.

Таблица 1: Параметры серий для одиночной звезды HIP95853, полученных 3 октября 2013 года. Первая колонка — время начала серии, UT, вторая колонка — зенитное расстояние, третья — количество кадров в серии, четвертая — экспозиция одного кадра, пятая — фильтр: V — полоса V, Rn — интерференционный фильтр 6395, шестая — максимальное падение усредненного спектра мощности вызываемое атмосферной дисперсией.

номер	время, UT	$z,^\circ$	N	t, с	фильтр	дисп.
1	16:17:58	4.14	4000	28.8	V	0.85
2	16:41:25	6.17	8000	14.9	V	0.69
3	16:31:11	5.09	12000	6.2	V	0.77
4	16:58:36	8.28	4000	29.1	Rn	0.97
5	17:14:42	10.43	8000	14.9	Rn	0.95

### 4.1 Длинноэкспозиционные изображения

Чтобы грубо оценить атмосферное качество изображения, ведение телескопа и его aberrации, мы исследовали свойства усредненного изображения, для этого мы взяли серию 5 (см. табл. 1). Простое усреднение всех кадров приведено на рис. 6, слева.

Также мы рассчитали для каждого изображения положение фотоцентра. При этом учитывались только пиксели, удовлетворяющие следующим условиям: 1) отсчет в которых был больше, чем  $5\sigma_R$ , где

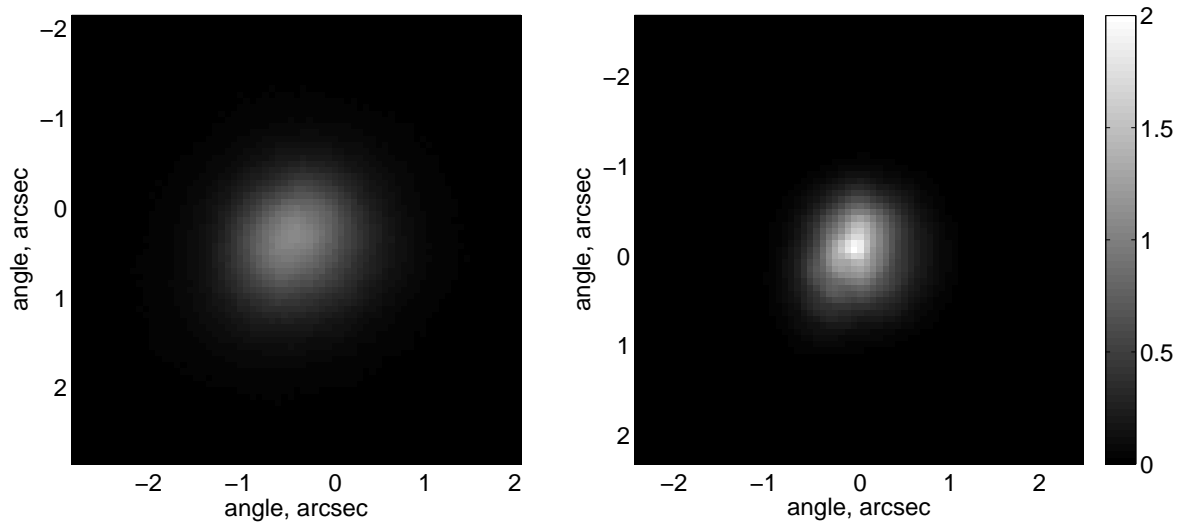


Рис. 6: Усредненное изображение HIP95853, слева — без коррекции наклонов, справа — с коррекцией. По осям отложен угол в секундах дуги. Диапазон интенсивности для обоих изображений одинаков и показан справа, единицы измерения — произвольные.

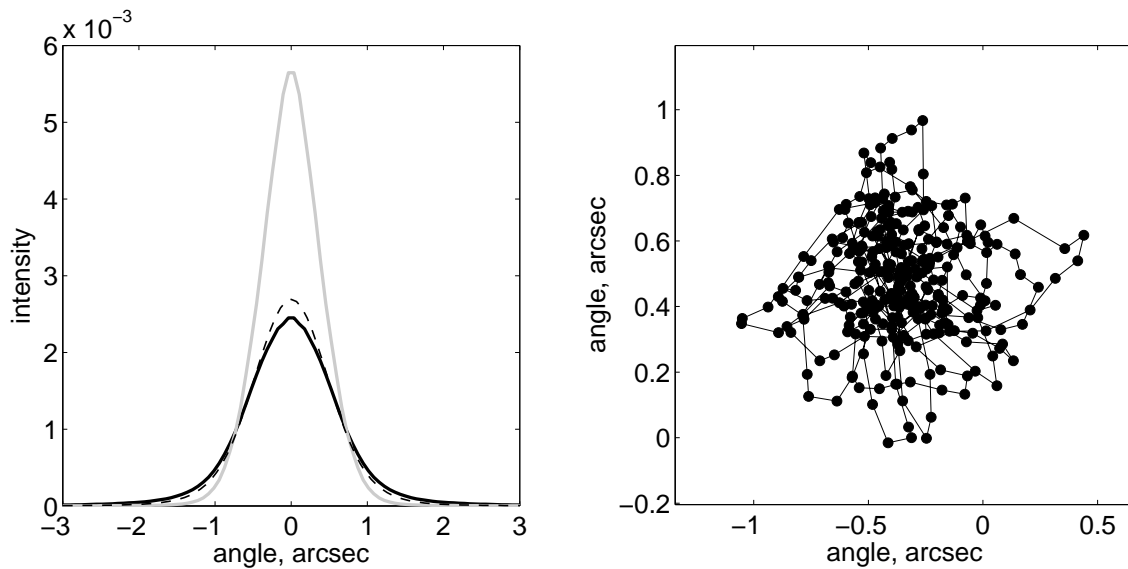


Рис. 7: *Слева*: усредненные по углу длинноэкспозиционные изображения с рис. 6. Черный — без коррекции наклонов, серый — с коррекцией, прерывистая линия — разрез ожидаемой ФРТ в предположении Колмогоровской турбулентности и  $r_0 = 11.1$  см. По горизонтальной оси отложен угол в секундах дуги, по вертикальной — произвольные единицы. *Справа*: траектория движения фотоцентра изображения, по осям отложены углы в секундах дуги.

$\sigma_R$  — стандартное отклонение шума фона (он складывается из шума считывания и фотонного шума от фона неба) 2) пиксел попадает в квадратное окно, центрированное на максимальном пикселе и имеющее размер в 3 раза больше полуширины изображения. Траектория движения фотоцентра приведена на рис. 7, справа. Далее каждое изображение было сдвинуто так, чтобы фотоцентры всех изображений совпали, после чего они были просуммированы, результат приведен на рис. 6. Будем называть это изображение усредненным с коррекцией наклонов волнового фронта (положение фотоцентра свя-



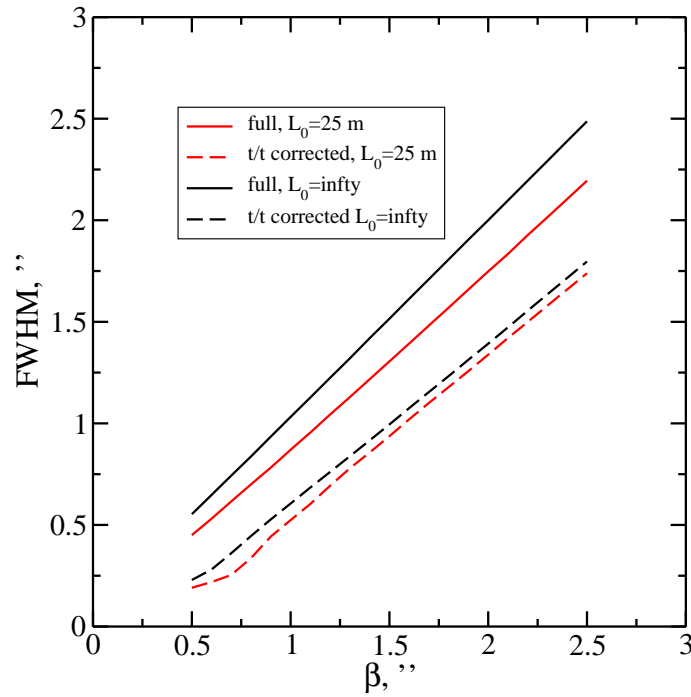


Рис. 8: Зависимость полуширины длинноэкспозиционного изображения от стандартного качества изображения, связанного с радиусом Фрида  $\beta = 0.98\lambda/r_0$ .

зано с наклоном волнового фронта, усредненным по апертуре). Разрезы усредненных изображений с коррекцией и без даны на рис. 7, слева.

Полуширина некорректированного изображения составляет  $1.25''$ , корректированного —  $0.71''$ . Примерно такое уменьшение полуширины ожидается если предположить, что дрожания вызваны лишь атмосферой, см. рис. 8. В предположении Колмогоровской турбулентности полуширина  $1.25''$  соответствует радиусу Фрида  $r_0 = 10.6$  см на длине волны наблюдения. На рис. 7, слева также приведен разрез ФРТ, рассчитанной для Колмогоровской турбулентности с таким параметром. Совпадение приемлемое, но теоретически ожидаемая ФРТ имеет несколько более выраженный пик.

Изображение, усредненное с коррекцией наклонов, имеет структуру, которая отдаленно напоминает дифракционные кольца, однако в несколько больше по размерам. Эта структура может быть объяснена наличием aberrаций телескопа, в этом случае собственное изображение телескопа в отсутствии атмосферы будет иметь размер около  $0.5-0.7''$ , что, в общем, неплохо. Заметим, однако, что данный инструмент не предназначен для измерений aberrаций и эта оценка очень грубая. Кроме того, aberrации существенно меняются<sup>1</sup> даже в поле  $30''$ , поэтому вполне может быть, что нам повезло получить эту серию в более-менее безaberrационном месте поля.

На рис. 9, слева показан пример зависимости положения фотоцентра от времени. На том же рисунке справа приведен временной спектр этой же зависимости для обеих координат. На спектре дрожаний вдоль горизонтальной оси виден довольно резкий пик на частоте  $0.15$  Гц, соответствующий периоду вращения червяка. Также виден более размытый и изрезанный пик на частотах  $3.5-7$  Гц, предположительно вызванный вибрациями телескопа. К тому же этот пик имеет разную структуру для горизонтальных и вертикальных дрожаний.

Также мы грубо оценили число Штреля для каждого изображения из серии 5. Для этого мы разделили отсчет в максимальном пикселе на сумму отсчетов в пикселях, содержащих сигнал больше, чем 5 стандартных отклонений шума считывания. Мы рассчитали аналогичную величину для модельного дифракционного изображения и нормировали на нее оценки, полученные по реальным кадрам. Перцентили 50%, 90%, 99% результирующего распределения числа Штреля составили 0.22, 0.33, 0.45, соот-

<sup>1</sup>Так сказал С.А. Потанин.

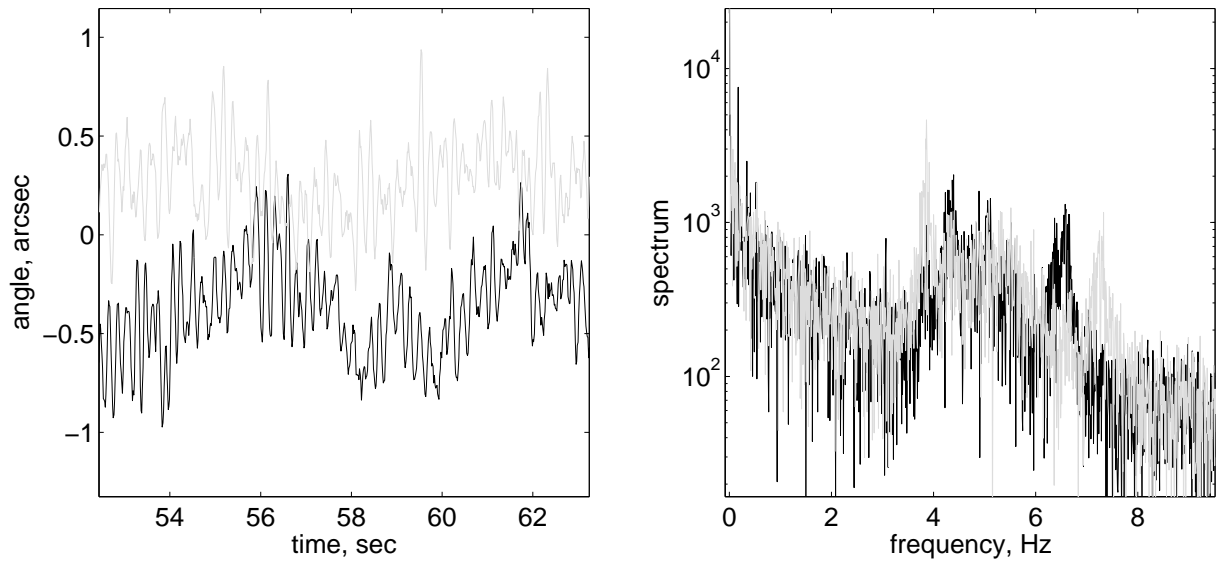


Рис. 9: Слева: зависимость положения фотоцентра изображения от времени. Справа: модуль временного спектра этой же зависимости. Для обоих рисунков черная линия соответствует движению вдоль горизонтальной оси, серая — вдоль вертикальной оси.

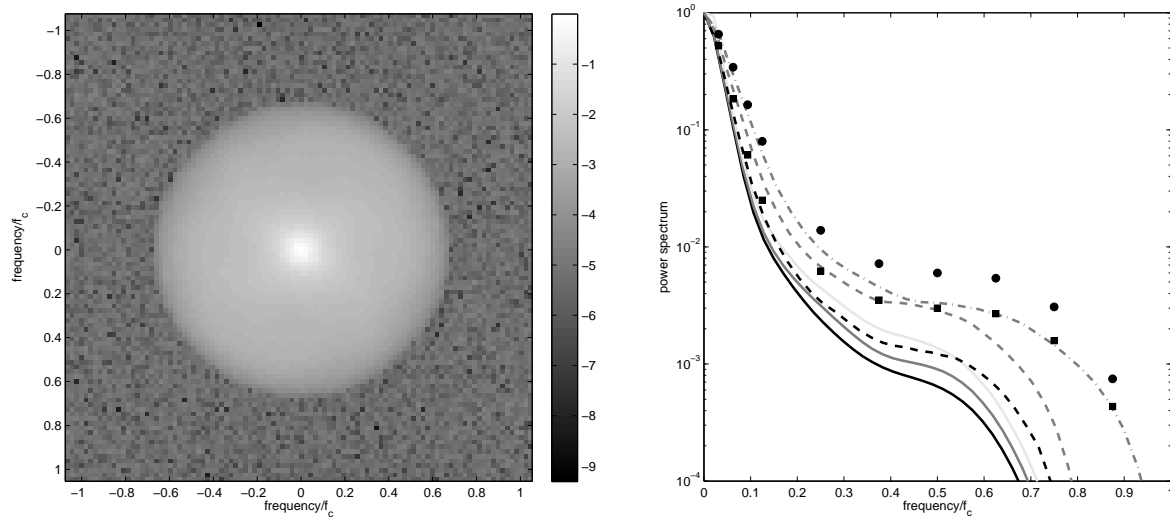


Рис. 10: Слева: логарифм усредненного спектра мощности для серии 5 (см. табл. 1), фотонная подложка вычтена. Справа: разрез той же величины. Сплошными линиями обозначены данные, полученные с фильтром V, прерывистыми — с фильтром Rn, штрих-пунктирными — серия 5, частоты растянуты в 1.19 раза; черные линии — экспозиция 28.8 мс, темно-серые — 14.9 мс, светло-серые — 6.2 мс. Символами обозначены теоретические СОФ для апертуры диаметром 59 см, квадраты — для  $r_0 = 7$  см, кругами — для  $r_0 = 10$  см.

ветственно. Максимальное зафиксированное число Штреля оказалось 0.62, такое изображение можно считать близким к дифракционному.

Заметим, что эти оценки числа Штреля занижены на 10-15%, т.к. они не учитывают падения числа Штреля в тех случаях, когда максимум интенсивности изображения попадает между пикселей. В принципе, наши данные позволяют рассчитать число Штреля более корректно благодаря тому, что они получены с достаточной частотой дискретизации. Этот анализ при необходимости будет выполнен позже.

## 4.2 Спекловая оптическая передаточная функция

Учитывая, что выбранная нами звезда одиночная и имеет малый угловой размер, усредненный спектр мощности для нее равен спекловой оптической передаточной функции (СОПФ). Мы рассчитали усредненный спектр мощности и скорректировали его за фотонную подложку для всех пяти серий из табл. 1 (подробнее о расчете усредненных спектров мощности см. отчет [2]). На рис. 10, слева приведен логарифм этой величины для серии 5, на том же рисунке справа даны ее разрезы для всех пяти серий.

Вполне ожидаемо уровень СОПФ на высоких частотах возрастает в  $\approx 4$  раза при уменьшении экспозиции с 28.8 мс до 6.2 мс. Также сужение полосы вызывает увеличение СОПФ в  $\approx 2$  раза. На том же рисунке для сравнения приведена теоретически ожидаемая СОПФ, которая в области высоких частот проходит в  $\approx 2.5$  раза выше СОПФ для серии 5, что можно считать вполне приемлемым.

Обращает на себя внимание то, что наблюдаемые СОПФ сливаются с шумом задолго до частоты среза, примерно на  $0.83f_c$ . В тоже время в ходе эксперимента по определению масштаба (раздел 3) выяснилось, что внешняя субапертура в значительной степени виньетирована, что может быть объяснено тем, что край апертуры проходит на 4-5 см ближе к центру, чем следует из ее номинального диаметра. Эти два факта вызвали подозрение, что эффективный диаметр апертуры не 70 см, а лишь 59 см (пунктирная линия на рис. 5). Это подозрение подтвердилось, осмотр показал, что внешняя часть апертуры была закрыта ирисовой диафрагмой. Соответствующим образом растянутая СОПФ также приведена на рис. 10, правый, как видно, в области высоких частот она хорошо согласуется с теоретической СОПФ. Данное обстоятельство слабо влияет на результаты этой методической работы, т.ч. мы не стали повторять измерения при полностью открытой апертуре.

## 5 Двойные звезды

Двойные звезды являются в некотором роде “классическим” типом объектов для спекл-интерферометрических наблюдений. Эти объекты хорошо описываются моделью двух точечных источников, которая зависит от трех параметров: разделение  $\rho$ , позиционный угол  $\theta$  и отношение блеска компонент  $\beta$ . Также мы будем использовать вектор разделения  $\mathbf{d} = (\rho \cos(\theta), \rho \sin(\theta))$ . Определение полной звездной величины двух компонент является отдельной задачей, для решения которой применяются другие методы (фотометрия).

Наблюдения двойных мы выполнили в ту же ночь (18 ноября 2013), в которую определили масштаб (см. раздел 3), не изменяя при этом фокусировки камеры. Все серии были получены в режиме электронного усиления, величина усиления была установлена равной 100. Объем всех серий одинаков — 4000 кадров, экспозиция одного кадра 29.3 мс.

Выборка объектов осуществлялась в процессе наблюдений из двух каталогов. Первый из них — подкаталог calibration binaries из 6th orbit catalog. Второй — каталог двойных, взаимное движение которых прямолинейно и равномерно (rectilinear binaries). Во втором каталоге присутствуют как визуально-двойные звезды, так и оптические двойные, однако для нас это отличие не играет роли. Список наблюдаемых звезд представлен в табл. 2. Разделение варьируется от  $0.35''$  до  $26.6''$ . Параметры двойных, ожидаемые из эфемерид, будем обозначать  $\rho_0, \theta_0, \beta_0$ .

Тесные пары  $\rho < 4''$  мы обрабатывали методом спекл-интерферометрии. Для более широких пар такая обработка затруднена, поскольку уже нельзя гарантировать выполнение условия анизопланатизма. В то же время для них становится возможным однозначно разделить два изображения на длинноэкспозиционном изображении.

Таблица 2: Двойные звезды, для которых были получены спекл-серии. Колонки: 1) идентификатор по каталогу HIPPARCOS, 2) тип: В — расчет по параметрам орбиты, R — расчет в предположении прямолинейности и равномерности движения, 3) обработка: методом: L — длинноэкспозиционное изображение, S — спекл-интерферометрия, NC — обработка затруднена вследствие большого контраста между компонентами, NA — обработка затруднена вследствие других причин (см текст). 4) звездная величина главного компонента в полосе  $V$ , 5) звездная величина вторичного компонента в полосе  $V$ , 6) разделение  $\rho_0$ , 7) позиционный угол  $\theta_0$ , 8) зенитное расстояние  $z$ , 9) всемирное время.

HIP	тип	обр.	$V_1$	$V_2$	$\rho_0, ''$	$\theta_0, ^\circ$	$z, ^\circ$	время, UT
1	2	3	4	5	6	7	8	9
116667	R	L	7.07	9.98	14.782	198.53	43.5	21:04:47
118281	B	S	6.46	6.72	2.344	338.78	42.7	21:13:04
374	R	L	7.72	10.13	25.829	2.89	42.5	21:19:48
2151	R	L	6.96	8.92	13.553	313.77	30.8	21:30:38
3045	R	L	6.90	9.90	18.610	90.12	32.3	21:41:30
4902	R	S	7.08	8.64	0.354	17.82	27.8	21:50:56
7413	R	S	7.50	7.81	0.903	128.37	23.8	22:00:00
14316	R	L	8.65	9.36	21.486	161.06	17.1	22:44:40
14886	R	S	8.02	8.29	2.855	125.34	28.2	22:57:19
20586	R	S(NC)	7.05	10.19	0.915	135.99	10.9	23:08:14
33765	R	S	9.80	9.89	0.380	53.54	29.3	00:00:24
34217	R	L	6.87	7.01	4.312	148.06	5.8	00:08:56
34866	R	L	8.37	8.67	26.616	129.35	4.5	00:18:31
37909	B	NA	7.67	9.19	0.521	258.11	35.8	00:35:13
38529	R	L	9.86	9.98	14.843	277.07	35.8	00:46:55
40167	B	S	5.30	6.25	1.110	23.93	38.6	01:15:42
44248	B	S	4.18	6.48	0.539	228.14	18.3	01:25:18
45038	B	S(NC)	4.87	8.85	4.273	348.60	14.1	01:36:40
41953	R	NA	7.77	9.56	24.706	65.03	3.6	01:45:22
45343	B	L	7.79	7.88	16.900	97.37	9.2	01:52:12

## 5.1 Длинноэкспозиционные изображения

Параметры пар с разделением более  $4''$  мы оценивали по усредненному изображению. Для изображения мы рассчитывали автокорреляцию, в которой затем аппроксимировали вершины вторичных пиков двумерным полиномом второй степени. Положение максимума соответствующего полинома относительно центра координат мы принимали за вектор разделения. В тех случаях, когда разделение по одной или обеим координатам больше половины кадра, требовалось дополнительно добавить или вычесть длину кадра из горизонтальной или вертикальной компоненты вектора разделения. Также мы разрешали неопределенность в позиционном угле  $\pi$  радиан путем осмотра усредненного изображения.

Дополнительно производилась оценка отношения потоков от компонент  $\beta$ , которая связана с отношением величины вторичных пиков к центральному  $\beta'$  следующим образом:  $\beta' = \beta + \beta^{-1}$ .

Результаты наших оценок приведены в таблице 3. Мы переводили разделение в угловую меру с помощью масштаба, измеренного нами в разделе 3. В таблице также приведено отклонение измеренных значений разделения от ожидаемых из эфемерид, эти отклонения представлены на рис. 15.

Для звезды HIP41953 параметры двойной восстановить не удалось, т.к. вторичные пики для нее имеют выражено сдвоенную форму по неизвестным причинам.

## 5.2 Усредненный спектр мощности

Параметры тесных пар, т.е. имеющих разделение менее  $4''$ , оценивались по усредненному спектру мощности. На усредненный спектр мощности влияют не только свойства объекта и атмосферы, но и несколько факторов, связанных с неидеальностью условий эксперимента, среди них конечность экспо-

Таблица 3: Результаты измерений двойных звезд. Колонки: 1) идентификатор по каталогу HIPPARCOS, 2) обработка: методом: L — длинноэкспозиционное изображение, S — спеклинтерферометрия, (NC) — низкая надежность восстановления вследствие высокого контраста, 3) разделение в пикселях, 4) разделение в секундах (расчет с учетом масштаба, измеренного в разделе 3) 5) отклонение разделения от ожидаемого из эфемерид 6) то же, но относительное, в процентах 7) позиционный угол в градусах, 8) отклонение позиционного угла в градусах, 9) тангенциальное отклонение положения от ожидаемого с учетом угла поворота детектора относительно небесной сферы, 10) разница в звездных величинах, 11) отклонение разницы в блеске.

HIP	обр.	$\rho$ , pix	$\rho$ , "	$\Delta\rho$ , "	$\Delta\rho/\rho_0$ , %	$\theta$ , °	$\Delta\theta$ , °	$\rho_0\Delta\theta$ , "	$\Delta m$	откл.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
116667	L	209.34	14.648	-0.133	-0.91	355.46	156.94	0.112	3.07	+0.15
374	L	371.89	26.021	0.194	+0.74	339.42	156.53	0.014	2.67	+0.26
2151	L	191.60	13.406	-0.145	-1.08	290.52	156.75	0.058	1.94	-0.02
3045	L	271.60	19.004	0.402	+2.12	246.87	156.76	0.086	3.43	+0.43
14316	L	307.38	21.507	0.022	+0.10	317.64	156.58	0.030	0.72	+0.01
34217	L	59.615	4.172	-0.217	-3.33	304.18	156.11	-0.028	0.44	+0.30
34866	L	382.63	26.773	0.157	+0.59	105.43	156.07	-0.201	0.42	+0.12
38529	L	216.60	15.156	0.319	+2.11	253.65	156.58	0.021	0.0	-0.12
45343	L	245.91	17.206	0.311	+1.81	253.59	156.22	-0.084	0.09	+0.00
118281	S	33.78	2.365	0.021	+0.87	134.56	155.78	-0.030	0.78	+0.52
4902	S	4.94	0.346	-0.008	-2.26	178.29	160.47	0.024	1.41	-0.15
7413	S	12.97	0.908	0.005	+0.51	105.15	156.78	0.004	0.30	-0.01
14886	S	41.16	2.880	0.025	+0.88	101.18	155.84	-0.033	0.96	+0.69
20586	S(NC)	13.23	0.011	0.926	+1.20	108.44	152.45	-0.065	??	??
33765	S	5.29	0.370	-0.009	-2.53	12.32	138.77	-0.114	0.05	-0.04
40167	S	15.86	1.110	0.000	0.0	1.67	157.74	0.024	0.98	+0.03
44248	S	8.13	0.569	0.032	+5.56	2.88	134.74	-0.216	2.26	-0.04
45038	S(NC)	62.85	4.398	0.128	+2.92	144.28	155.68	-0.063	??	??

зиции, конечность ширины спектральной полосы, дрожание изображения и атмосферная дисперсия. Все эти факторы приводят к падению усредненного спектра мощности, особенно на высоких частотах.

Первые два фактора приводят к радиально-симметричному уменьшению спектра мощности и их влияние может быть относительно легко устранено, по крайней мере для двойных с разделением  $b > (3 \div 5)\lambda/D$ . Эффект последних же двух факторов существенно несимметричен, поэтому мы исследовали их дополнительно.

### 5.2.1 Влияние атмосферной дисперсии

Влияние атмосферной дисперсии детерминировано и его легко рассчитать, зная текущее зенитное расстояние и метеорологические параметры. Атмосферную дисперсию удобно характеризовать вектором  $\omega$ , направленным к зениту и имеющим модуль, равный угловой дисперсии, который оценивался по формуле

$$|\omega| = \frac{dz}{d\lambda} = \frac{\text{tgz}}{n} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (1)$$

где  $z$  — зенитное расстояние,  $n$  — показатель преломления воздуха. Дисперсия воздуха  $dn/d\lambda$  вычислялась по формулам из [9] для параметров атмосферы, имевших место во время наблюдений 18 ноября 2013: температура  $-3^\circ\text{C}$ , влажность 86%, давление 1030 гПа, она составила  $2.12 \times 10^{-5} \text{ мкм}^{-1}$ . Заметим, что величина  $|\omega|$  имеет размерность рад/мкм.

Влияние атмосферной дисперсии на усредненный спектр мощности описывается умножением на квадрат соответствующего фильтра:

$$\Omega(\mathbf{f}) = F_\lambda((\mathbf{f} \cdot \omega)), \quad (2)$$

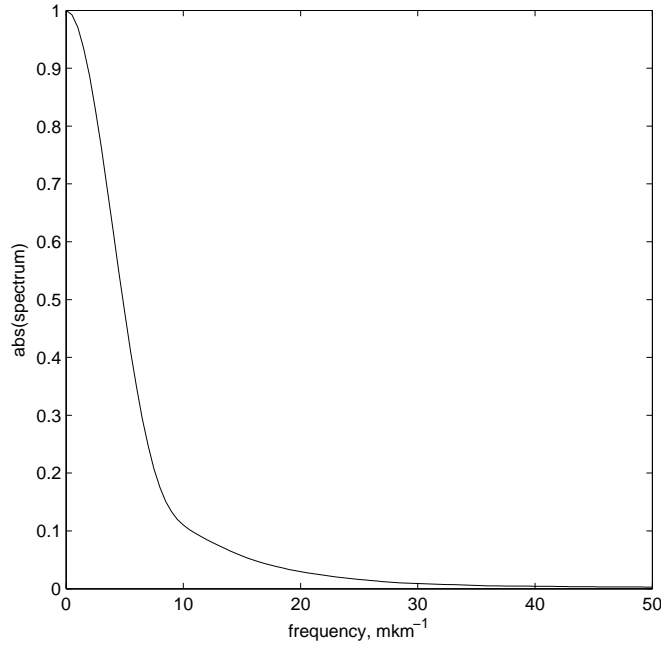


Рис. 11: Модуль Фурье-спектра кривой реакции камеры (штрих-пунктирная линия на рис. 1).

где  $f$  — пространственная частота в пространстве Фурье-образов изображений, измеряется в обратных радианах,  $F_\lambda$  — Фурье-спектр распределения регистрируемых фотонов по длинам волн (мы примем, что он совпадает с кривой реакции камеры), а точка обозначает скалярное произведение. На рис. 11 приведен Фурье-спектр кривой реакции камеры при работе с фильтром V.

Чтобы убедиться в адекватности этой оценки мы сравнили получающийся фильтр  $\Omega^2$  для двух спекл-серий (HIP45038 и HIP44248) с соответствующими усредненными спектрами мощности. Зенитное расстояние для обеих звезд было примерно одинаковым: HIP45038  $z = 14.1^\circ$  и HIP44248  $z = 18.3^\circ$ . Для того, чтобы сделать сравнение более наглядным, мы перешли в полярные координаты и построили зависимость этих функций от угла для модуля частоты  $|f| = 0.27f_c$ , см. рис. 12, левый.

Для обеих звезд четко видны две волны — одна относительно малого периода, вызванная двойственностью объекта, и вторая, с периодом, равным  $2\pi$ , которая нас и интересует. Эта последняя волна является отражением того, что усредненный спектр мощности вытянут. Если бы эта “вытянутость” была обусловлена исключительно атмосферной дисперсией, то прерывистые линии, соответствующие фильтру  $\Omega^2$ , на этом рисунке шли бы примерно вдоль сплошных. В тоже время это совершенно не так, причем наблюдается довольно большое отличие как в амплитуде, так и в фазе. При этом звезды имели почти одинаковое зенитное расстояние! По видимому, существенная часть волны с периодом вызвана дрожанием изображения.

### 5.2.2 Влияние дрожания изображения

Дрожание изображения вызывает его смазывание вследствие конечности продолжительности экспозиции, что в свою очередь приводит к уменьшению спектра мощности.

Как видно из рис. 9, наблюдаемая зависимость положения фотоцентра от времени показывает значительную скоррелированность последовательных значений. Действительно, временной спектр дрожаний представляет собой широкую полосу, верхняя граница которой находится примерно на 7 Гц, в то время как мы получаем кадры с частотой 28 Гц. Это позволяет оценить расстояние, которое проходит изображение за экспозицию. Напомним, что мы используем детектор в режиме полнокадрового переноса и экспозиция равна периоду между получаемых кадров.

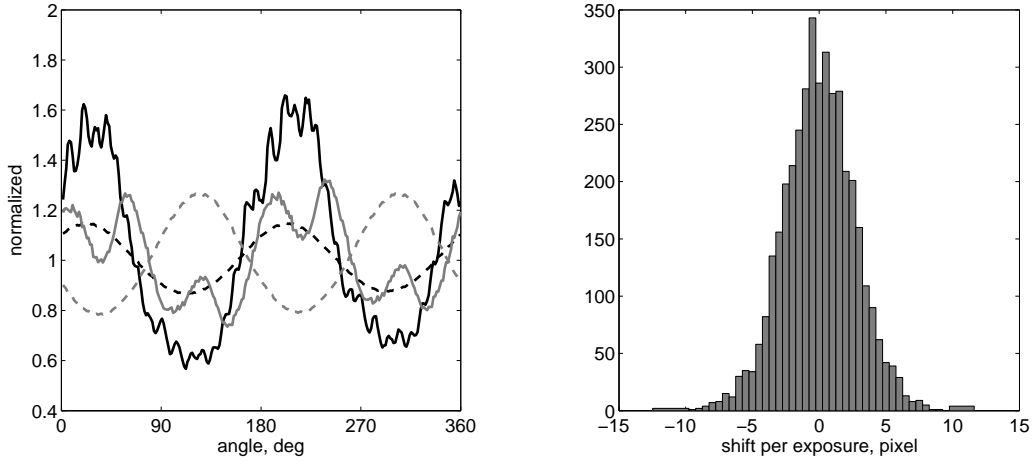


Рис. 12: Слева: зависимость усредненных спектров мощности для звезд HIP45038 (черная сплошная линия) и HIP44248 (серая сплошная линия) от угла при фиксированном модуле частоты  $|f| = 0.27f_c$ , нормированная на среднее. Также нанесена аналогичная величина для фильтра, описывающего влияние атмосферной дисперсии  $\Omega^2$ , обозначена прерывистыми линиями. Справа: распределение смещения фотоцентра изображения за одну экспозицию, спекл-серия для звезды HIP45038.

На рис. 12, справа приведена гистограмма смещений для спекл-серии HIP45038. Среднеквадратическое отклонение составляет 2.6 пикселя. Подобное смещение приводит к весьма значительному падению спектра мощности. В принципе, имеющиеся данные позволяют рассчитать ожидаемое падение спектра мощности. Однако практика показала, что объяснить таким образом асимметрию спектров мощности не удастся.

### 5.2.3 Моделирование усредненного спектра мощности

При наблюдениях двойных использовались следующие параметры детектора: считывание на частоте 10 МГц, предусиление  $11.57 e^-/ADU$ , электронное усиление 100. Таким образом, один фотоэлектрон соответствует в итоговом изображении 8.64 ADU. Напомним, что это лишь средний отсчет в пикселях, содержащих 1 фотоэлектрон, полное же распределение в этом случае хорошо описывается экспоненциальным законом.

Среднеквадратическое отклонение шума считывания составило  $49.54 e^-$ , что соответствует 4.28 ADU. После редукции изображений за подложку и плоское поле мы дополнительно приравнивали нулю пиксели, в которых сигнал меньше, чем утроенное среднеквадратическое отклонение шума считывания (такая же операция применялась, например, в [5]). Так мы избавились от большей части влияния шума считывания, что сильно увеличивает соотношение сигнал к шуму в усредненном спектре мощности, см. рис. 13. Конечно, так мы отрезаем значительную долю пикселей, содержащих 1 фотоэлектрон, но этот эффект не играет большой роли.

Поскольку совместное влияние атмосферной дисперсии и дрожания изображений предсказать не удастся, мы включим их ожидаемый эффект в модель, которой будем аппроксимировать наблюдаемый усредненный спектр мощности:

$$V(A, B, \mathbf{d}, \sigma_{xx}^2, \sigma_{xy}^2, \sigma_{yy}^2; \mathbf{f}) = AT_0(f) \exp \left\{ - \left( \frac{f_x^2}{2\sigma_{xx}^2} + \frac{f_x f_y}{\sigma_{xy}^2} + \frac{f_y^2}{2\sigma_{yy}^2} \right) \right\} (1 + B[\cos(2\pi(\mathbf{f} \cdot \mathbf{d})) - 1]). \quad (3)$$

Разберем множители, входящие в эту модель. Параметр  $A \approx (r_0/D)^2$  можно использовать для оценки качества изображения.  $T_0(f)$  — ОПФ телескопа без атмосферы, при ее расчете мы учли центральное экранирование. Экспонента — это фильтр, описывающий совместное влияние атмосферной дисперсии и дрожания изображений, он зависит от трех параметров  $\sigma_{xx}^2, \sigma_{xy}^2, \sigma_{yy}^2$ . Последний множитель —

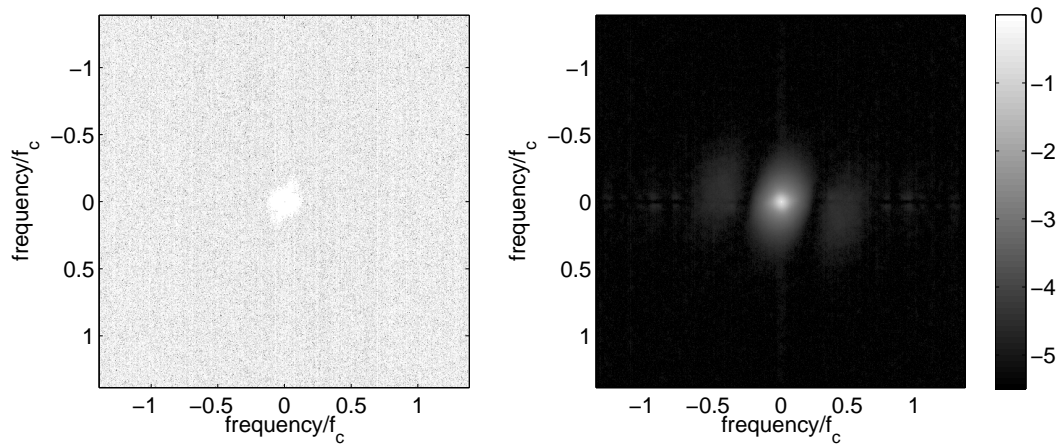


Рис. 13: Логарифм усредненного спектра мощности для звезды HIP33765: слева — без отрезания шума считывания, справа — шум считывания отрезан.

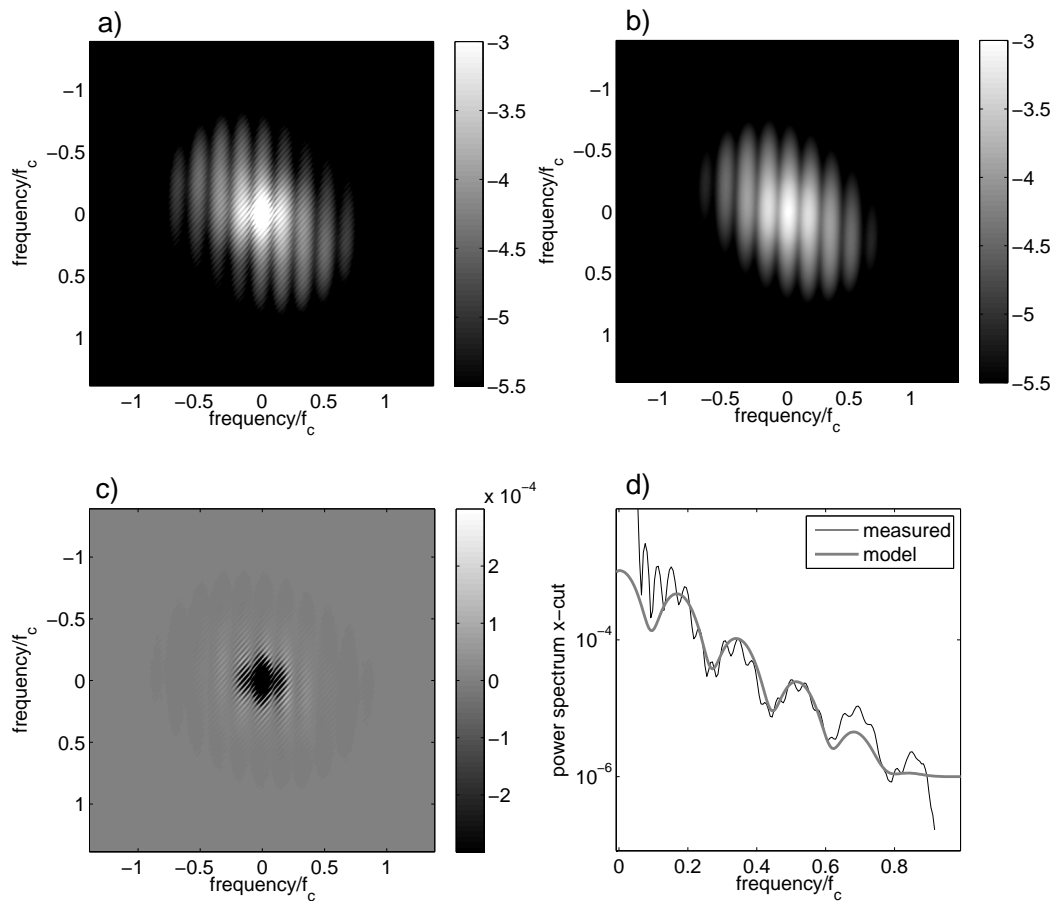


Рис. 14: Аппроксимация усредненного спектра мощности для HIP40167. а) логарифм измеренного спектра мощности б) логарифм модельного спектра мощности в) невязка д) разрез измеренного и модельного спектра мощности.



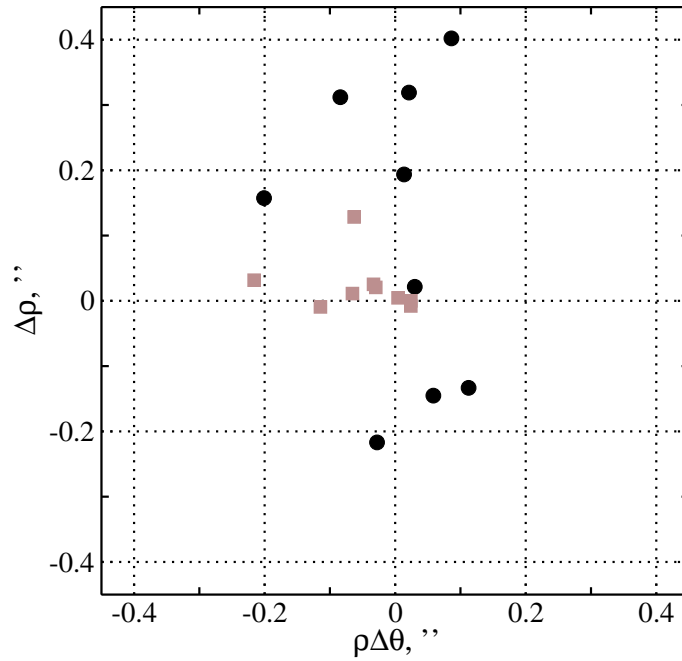


Рис. 15: Отклонения измеренных положений двойных от эфемерид, приведенных в таблице 2. По вертикальной оси — радиальные, по горизонтальной — тангенциальные. Черные кружки — обработка длинноэкспозиционных изображений, серые квадраты — спекл-интерферометрия.

это собственно спектр мощности двойного источника,  $B$  — величина, связанная с отношением блеска компонент  $\beta$  следующим образом:

$$B = \frac{2\beta}{1 + \beta^2}. \quad (4)$$

Для аппроксимации мы использовали встроенный в матлаб метод `nlmfit`, реализующий минимизацию среднеквадратического отклонения модели от измерений методом Левенберга-Марквардта. Минимизация производилась в логарифмической метрике. Мы рассматривали область частот  $0.1f_c < |f| < 0.85f_c$ , для объектов имеющих недостаточное отношение сигнал-шум, она была уменьшена до  $0.1f_c < |f| < 0.4f_c$ . Пример результата аппроксимации для звезды HIP40167 приведен на рис. 14, эта звезда тройная, нас интересуют 2 тесных компонента. Из рисунка видно, что функция (3) неплохо описывает измеренный усредненный спектр мощности в области частот  $|f| > 0.1f_c$ . Однако заметим, что эта аппроксимация должна быть улучшена, если будет стоять цель измерять двойные с большим контрастом между компонентами.

Разделение было переведено в угловую меру с использованием значения масштаба, полученного в разделе 3.

Вследствие большого контраста между компонентами не удалось восстановить параметры двойной для HIP41953. Для звезд HIP20586 и HIP45038 по этой же причине не удалось надежно оценить значение разницы в блеске, но разделение и позиционный угол определяются вполне уверенно. Для звезды HIP37909 все оцененные параметры отличаются от ожидаемых весьма значительно, скорее всего мы отнаблюдали другую звезду, неизвестно какую.

Результаты восстановления параметров двойных приведены в таблице 3.

### 5.3 Сравнение с эфемеридами

Отклонение параметров разделения и позиционного угла от эфемерид приведено в табл. 3. На рис. 15 эти же отклонения нанесены в координатах радиальных и тангенциальных отклонений наблюдаемого и ожидаемого положения.

Для звезд, чьи параметры восстановлены по длинноэкспозиционным изображениям, а таковых 9 штук, среднее относительное отклонение разделения составило  $0.2 \pm 0.6\%$ . Таким образом, масштаб, определенный по этим звездам значимо не отклоняется от измеренного с апертурной маской. Среднее отклонение позиционного угла составило  $\theta_m = 156.5 \pm 0.1^\circ$ . Эта величину мы примем за угол поворота системы координат камеры по отношению к экваториальной системе координат. В принципе, этот угол также может быть измерен независимо в эксперименте с апертурной маской, однако эти измерения требуют некоторой его доработки (выставление маски по уровню). Для спекл-интерферометрических пар разброс относительного отклонения разделения несколько больше, среднее относительное отклонение составило  $0.8 \pm 0.8\%$ .

Для каждой звезды мы также рассчитали  $\rho(\Delta\theta - \theta_m)$ , эта величина имеет смысл тангенциального отклонения положения от ожидаемого. На рис. 15 она отложена по горизонтальной оси, а по вертикальной — отклонения разделения, т.е., фактически, радиальное отклонение положения. Для широких пар разброс радиальных и тангенциальных отклонений в общем одинаков. Для спекл-интерферометрических же разброс тангенциальных отклонений значительно больше, чем радиальных. Возможно, эта ситуация может быть исправлена путем более аккуратного моделирования спектра мощности.

Определение разности блеска главной и побочной компоненты показывает значительную смещенность в сторону переоценки, причем для “длинноэкспозиционных” двойных этот эффект даже более выражен, чем для спекл-интерферометрических.

## 6 Заключение

В данном отчете приведены результаты пробных спекл-интерферометрических наблюдений на телескопе АЗТ-2 3 октября (одиночные звезды) и 18 ноября (измерение масштаба и двойные звезды) 2013 года.

Анализ спекл-серий одиночных звезд показал, что уровень СОПФ на высоких частотах при рабочей экспозиции 28.8 мс и полосе V примерно в 7-8 раз меньше, чем теоретически ожидаемый. При уменьшении экспозиции до 14.9 мс и использовании интерференционного фильтра 6395 полушириной полосы 7.9 нм СОПФ возрастает в  $\approx 4$  раза и с точностью до постоянного фактора показывает хорошее совпадение с теоретически ожидаемой.

Полуширина длинноэкспозиционного изображения составила  $1.25''$  (с коррекцией наклонов  $0.71''$ ). ФРТ хорошо согласуется с ожидаемой в предположении Колмогоровской турбулентности, но имеет несколько более выраженные крылья, которые могут быть объяснены аберрациями. Дрожания изображений имеют амплитуду  $0.5 - 0.7''$ , их спектр имеет резкий пик на частоте 0.15 Гц и более размытый, занимающий частоты от 3.5 до 7 Гц, они вносят заметный вклад в падение СОПФ. Оценка числа Штреля для каждого изображения в серии показала, что перцентили 50, 90, 99 его распределения равны 0.22, 0.33, 0.45, соответственно. Максимальное зафиксированное число Штреля составило 0.62.

Угловой масштаб был измерен 18 ноября с помощью апертурной маски, он составил  $69.98 \text{ mas/пкс}$ . В эту же ночь мы выполнили наблюдения 9 широких пар (разделение более  $4''$ ) и 9 более тесных (разделение менее  $4''$ ). Среди этих звезд были как двойные, так и оптические пары. Мы определили их параметры: разделение, позиционный угол и разницу в блеске. Для широких пар мы обрабатывали длинноэкспозиционные изображения. Среднее относительное отклонение от эфемерид составило  $0.2 \pm 0.6\%$ . Среднее отклонение позиционного угла от эфемерид составило  $156.5 \pm 0.1^\circ$ .

Для тесных пар производилась аппроксимация усредненного спектра мощности простой моделью, учитывающей также влияние атмосферной дисперсии и дрожания изображения. Для них среднее относительное отклонение от эфемерид составило  $0.8 \pm 0.8\%$ . Разброс позиционного угла для тесных пар оказался намного больше, что вполне ожидаемо. Таким образом, можно сделать вывод, что масштаб, определенный по ансамблю оптических пар и двойных, значимо не отличается от масштаба, определенного с помощью апертурной маски.

Грубо можно оценить, что использованному инструменту для измерения доступны двойные, вторичный компонент которых не слабее  $10^m$ , при разнице в блеске не более  $4^m$  и разделением более  $0.3''$  ( $1.5\lambda/D$  при  $D = 59 \text{ см}$ ).

**Изменения в методике:**

1. Исследовать зависимость вида плоского поля от наклона детектора.
2. Увеличить выборку двойных звезд.
3. Почистить входное окно детектора.
4. Открыть апертуру телескопа полностью.
5. Дополнить эксперимент по измерению масштаба выставлением маски по уровню, таким образом измерять и ориентацию камеры.

#### Изменения в режиме детектора:

1. Для слабых объектов для лучшего выделения однофотонных событий на фоне шума считывания увеличить электронное усиление до 150-200.
2. При наблюдении слабых объектов увеличивать экспозицию при необходимости.
3. Для устранения эффекта спаренных пикселей в плоском поле устанавливать скорость вертикального переноса 0.5 мкс/строку, напряжение +3.

#### Возможные направления развития:

1. Улучшить моделирование радиальной составляющей усредненного спектра мощности.
2. Оценка точности определения параметров двойных (погрешность выдаваемая Matlab неправдоподобно велика).
3. Оценка точности эфемерид.
4. Селекция изображений.

## А Оптическая схема

В более ранних версиях устройства камеры предполагалось использовать два ахроматических объектива для построения промежуточной фокальной плоскости, которая затем перестраивалась на детекторе с помощью микрообъектива. Однако практически все условия, которым удовлетворяет эта схема, могут быть также удовлетворены в намного более простой схеме с единственным ахроматическим объективом, перестраивающим фокальную плоскость телескопа на детекторе с нужным увеличением. Единственное условие, которому эта схема не удовлетворяет — это наличие коллимированного пучка. Однако его необходимость на данный момент не представляется столь острой.

Для ясности отметим, что отсутствие коллимированного пучка сделает невозможной реализацию следующих методов: апертурное маскирование и дифференциальная спекл-интерферометрия. Т.к. эти методы не планируются реализовывать в рассматриваемом здесь макете, то схема с одним ахроматом представляется чрезвычайно привлекательной.

В случае АЗТ-2 относительное отверстие равно  $F/15$ , а эквивалентный фокус равен 10500 мм. Чтобы обеспечить необходимую для спекл-интерферометрии дискретизацию изображения в полосе  $V$  необходимо сфокусировать на детекторе пучок  $F/64$ , что соответствует увеличению в 4.27 раз. Другим условием, определяющим фокус перебрасывающей линзы, является угол разведения приобретаемой

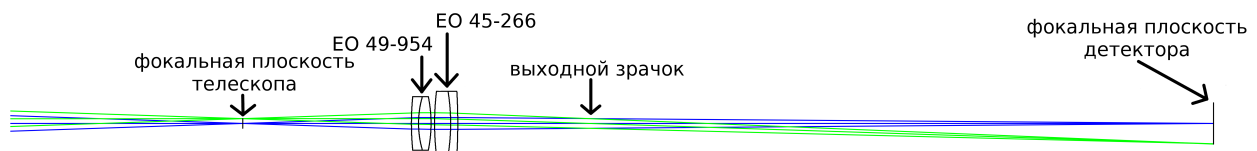


Рис. 16: Предполагаемая оптическая схема предполагаемого макета. Слева — пучок  $F/15$  от АЗТ-2. Синим отмечен осевой пучок, зеленым — проходящий в угол поля зрения.

призмы Волластона (она будет установлена в макете четвертого этапа), который составляет  $1.45^\circ$  в полосе V. Учитывая размер линейный размер матрицы — 8 мм, а также то, что призма должна быть установлена в выходном зрачке, получим оптимальное расстояние от выходного зрачка до фокальной плоскости — 160 мм, в этом случае поле зрения будет делиться ровно напополам и использоваться максимально эффективно.

Принимая во внимание эти требования, оптимально было бы использовать ахроматический объектив Edmund Optics 45-103 фокусом  $F=40$  мм. Однако, в наличии у нас имелись два других объектива этой же фирмы — 49-954 ( $D=15$  мм,  $F=60$  мм) и 45-266 ( $D=18$  мм,  $F=125$  мм), которые при последовательной установке с успехом заменяют объектив  $F=40$  мм. Два объектива могут быть установлены друг за другом 8 способами. Мы сравнили число Штреля для этих конфигураций в центре и в углу поля зрения (на расстоянии 5.65 мм от центра, что соответствует  $26.3''$ ), и выяснили, что наиболее оптимальной является следующая схема: сначала устанавливается короткофокусный объектив, более плоской поверхностью к телескопу, затем длиннофокусный более плоской поверхностью к детектору. Соответствующая оптическая схема представлена на рис. 16, она была просчитана нами в ZEMAX. Расчет был выполнен с учетом конечности ширины полосы V.

Число Штреля в центре поля зрения составило 0.999, в углу поля зрения 0.996, spot diagrams приведены на рис. 17. Далее мы будем указывать число Штреля в центре поля зрения, а в скобках

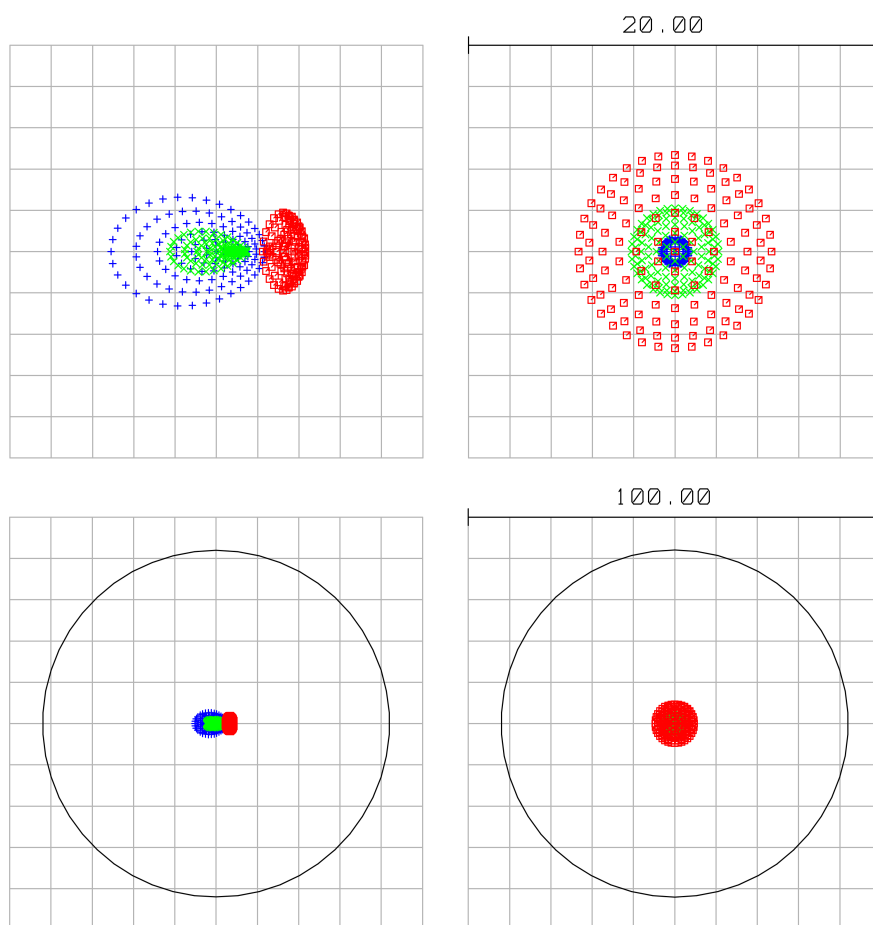


Рис. 17: Spot diagrams для системы телескоп+прибор. Верхний и нижний ряд отличаются масштабами (отрезок сверху в микронах). Слева — угол поля зрения, справа — центр поля зрения. Зеленые кресты, синие плюсы и красные квадраты — расчет для линий 495 нм, 538 нм и 615 нм, что соответствует краям и центру полосы V. Диаметр кружков в нижнем ряду соответствует диаметру диска Эйри.

— в углу. Мы оценили чувствительность схемы к разъюстировке блока линз (так будем называть два объектива, установленные друг за другом). Так, при наклоне блока линз на  $5^\circ$  число Штреля составляет 0.993 (0.996). При смещении блока линз вбок на 2 мм — 0.982 (0.914). При смещении детектора на 3 мм относительно блока линз число Штреля оказывается 0.935 (0.907). Таким образом, чувствительность системы к разъюстировке и вариациям расстояния блок линз — детектор весьма низка, что позволяет закрепить блок линз в одном положении относительно детектора не предусматривая возможности юстировки.

Мы также оценили чувствительность схемы к расфокусировке путем смещения прибора как целого. При смещении блока линз вместе с детектором на 0.3 мм число Штреля падает 0.763 (0.719). Другими словами, глубину резкости можно принять 0.6 мм. Эта глубина резкости может быть рассмотрена как дифракционная, в действительности же прибор будет работать в режиме, далеком от дифракционного. При изображении  $1''$  глубина резкости в фокусе Кассегрена составит  $\pm 1.5$  мм от положения фокуса. Фокусировка прибора будет осуществляться вторичным зеркалом или кремальерой кассеты.

Оценим влияние вариаций температуры на фокусировку. Основным эффектом в этом случае будет изменение положения вторичного зеркала относительно главного. В предположении, что труба телескопа сделана из железа, изменение этого положение составляет 25 мкм/К. Учитывая, что смещение фокальной плоскости больше соответствующего смещения вторичного зеркала в 11.3 раза, получим, что фокальная плоскость смещается на 0.28 мм/К. Т.о., принимая во внимание только что оцененную глубину резкости, приходим в выводу, что система будет нуждаться в перефокусировке при изменении температуры на 5 К, что может иметь место и в течении ночи.

Некоторые геометрические параметры схемы. Расстояние от фокальной плоскости телескопа до вершины первой поверхности блока линз 41.38 мм. Расстояние между вершинами ахроматических объективов 0.1 мм. Расстояние от среза последней поверхности блока линз до детектора 211.21 мм. Расстояние между фокусами оптической схемы 270.9 мм. Расстояние от среза последней поверхности блока линз до выходного зрачка 36.63 мм. Диаметр выходного зрачка 2.74 мм. При установке призмы Волластона в выходном зрачке разделение изображений на детекторе составит 4.44 мм, что близко к оптимальному 4 мм (выходной зрачок меньшего диаметра с имеющимися объективами сделать невозможно).

Как видно из рисунка 17, система обладает заметным хроматизмом положения, около 4 мкм в фокальной плоскости (т.е. примерно  $1/4$  пиксела камеры) в углу поля зрения для полосы V.

## A.1 Стабильность углового масштаба

Большое значение для спекл-интерферометрических наблюдений имеет стабильность масштаба изображения. Мы исследовали зависимость масштаба от вариаций следующих параметров: 1) положения вторичного зеркала телескопа; 2) положения прибора, как целого; 3) расстояния между блоком линз и детектором; 4) длины волны (хроматизм положения). Расчет масштаба производился в ZEMAX.

В телескопе АЗТ-2 реализовано два способа фокусировки: вторичным зеркалом и кремальерой кассеты. Оба способа фокусировки влияют на масштаб изображения. Изменение масштаба на 0.1% соответствует изменению положения фокальной плоскости на 3.8 мм и 3.5 мм в случае фокусировкой вторичным зеркалом и кремальерой кассеты, соответственно. Важный момент заключается в том, что оба способа фокусировки влияют на масштаб одинаково, поэтому мы будем использовать более удобный, а именно, фокусировку вторичным зеркалом. К тому же этот метод фокусировки более корректно исправляет тепловое расширение/сжатие трубы, в идеале при своевременной фокусировке масштаб не будет зависеть от температуры. Поддержание изображения в сфокусированном состоянии с помощью вторичного зеркала в пределах глубины резкости ограничит влияние фокусировки на масштаб на уровне 0.05%.

Что касается влияния на масштаб расстояния между блоком линз и детектором, то изменение масштаба на 0.1% будет соответствовать изменению этого расстояния на 0.18 мм. Отсюда следует вывод, что схема должна быть реализована достаточно жесткой. Также это означает, что при снятии и повторной установке объектива можно ожидать изменение масштаба на  $\approx 0.2\%$ . Потребуется ли это повторения калибровочных измерений зависит от целевой точности астрометрии.

Хроматизм положения внутри полосы V составляет 0.07%, между центрами полосы V и R narrow 0.14%.

## Список литературы

- [1] Andor, “Andor iXon+897 X-5947 Performance sheet,”
- [2] Сафонов, Б., Черясов, Д., and Горбунов, И., “Исследование EMCCD детектора с точечным источником света URL:[http://lnfm1.sai.msu.ru/kgo/instruments/mfc/CCD\\_point.pdf](http://lnfm1.sai.msu.ru/kgo/instruments/mfc/CCD_point.pdf),” (May 2013).
- [3] Douglass, G. G., Hindsley, R. B., and Worley, C. E., “Speckle Interferometry at the US Naval Observatory. I.,” *Astrophysical Journal, Supplement* **111**, 289 (July 1997).
- [4] Mason, B. D., Hartkopf, W. I., and Wycoff, G. L., “Speckle Interferometry at the U.S. Naval Observatory. XVII.,” *Astronomical Journal* **142**, 46 (Aug. 2011).
- [5] Tokovinin, A., Mason, B. D., and Hartkopf, W. I., “Speckle Interferometry at the Blanco and SOAR Telescopes in 2008 and 2009,” *Astronomical Journal* **139**, 743–756 (Feb. 2010).
- [6] Mason, B. D., Hartkopf, W. I., Wycoff, G. L., and Wieder, G., “Speckle Interferometry at the US Naval Observatory. XIII.,” *Astronomical Journal* **134**, 1671–1678 (Oct. 2007).
- [7] Kornilov, V. G. and Cherepashchuk, A. M., “The Use of Oblique Interference Filters for Stellar Photometry,” *Soviet Astronomy* **24**, 766–770 (Dec. 1980).
- [8] Maksimov, A. F., Balega, Y. Y., Dyachenko, V. V., Malogolovets, E. V., Rastegaev, D. A., and Semernikov, E. A., “The EMCCD-based speckle interferometer of the BTA 6-m telescope: Description and first results,” *Astrophysical Bulletin* **64**, 296–307 (July 2009).
- [9] Owens, J. C., “Optical refractive index of air: dependence on pressure, temperature, and composition,” *Applied Optics* **6**, 51 (Jan. 1967).