

# СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

В. П. РЯБУХО

Саратовский государственный университет

## SPECKLE INTERFEROMETRY

V. P. RYABUKHO

*Spotty patterns (speckle-patterns), which are produced by coherent illumination of randomly inhomogeneous objects and media, not just decrease the image quality but can also serve as a carrier of measurement information. This property of speckle-modulated waves is used for high precision interference testing of objects with optically rough surfaces, and for observation of astronomical objects through turbulent atmosphere of the Earth.*

*Пятнистые картины (спекл-структуры), возникающие при когерентном освещении случайно неоднородных объектов и сред, не только снижают качество изображений, но и могут служить носителем измерительной информации. Это свойство спекл-модулированных волн используется для высокоточного интерференционного контроля объектов с оптически грубыми поверхностями, а также для наблюдения астрономических объектов через турбулентную атмосферу Земли.*

[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)

## ВВЕДЕНИЕ

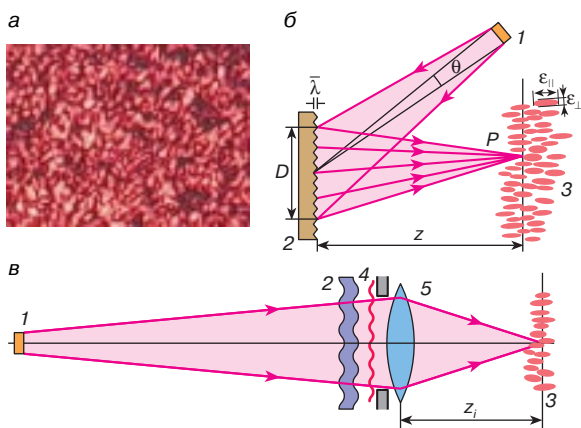
Изобретение лазеров не только стимулировало развитие оптической интерферометрии — методов измерения и контроля, основанных на интерференции света, но и вызвало к жизни новые направления — голографическую и спекл-интерферометрию [1–4]. Эти методы позволили применить интерферометрию к объектам с оптически грубой поверхностью, которой обладает большинство технических, биологических и растительных предметов. В сочетании с возможностью интерференционного сравнения оптических образов, существовавших в различные моменты времени, эти качества голографической и спекл-интерферометрии открыли широкие перспективы в высокоточных исследованиях и неразрушающем контроле смещений, деформаций, вибраций отражающих объектов, в задачах визуализации потоков, определения оптической плотности прозрачных сред [1–5].

Носителем измерительной информации в спекл-интерферометрии выступают спекл-модулированные волны. Методы спекл-интерферометрии развивались во многом под влиянием идей и методологии голографической интерферометрии. Они отличаются простотой в реализации по сравнению с голографической интерферометрией при достижении такой же высокой чувствительности. Это определило широкое их использование в решении разнообразных научных и технических задач. В оптической астрономии методы спекл-интерферометрии позволили реализовать высокоразрешающие наблюдения космических объектов через турбулентную атмосферу [4, 5–8].

## ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКЛ-СТРУКТУР

При когерентном освещении случайно-неоднородных объектов, таких, например, как шероховатая поверхность или прозрачная среда с флуктуирующим в пространстве показателем преломления, в рассеянном поле формируется спекл-структура<sup>1</sup>, увеличенный фрагмент которой представлен на рис. 1, а. Понятие “коге-

<sup>1</sup> От англ. speckle — крапинка, пятнышко.



**Рис. 1.** Спекл-картина в поле дифракции лазерного пучка на шероховатой поверхности (а) и различные оптические схемы наблюдения спекл-картин (б, в). 1 – источник света, 2 – случайно-неоднородный объект или среда, 3 – схематичный вид продольного сечения слоя спекл-структуры, 4 – хаотически искаженный волновой фронт, 5 – изображающая оптическая система

рентное освещение” не означает использования только лазерного излучения. Иногда такое освещение реализуется обычными источниками света широкого спектрального диапазона с протяженным телом светимости, излучающим частично когерентный свет с малой длиной временной когерентности и малой областью пространственной когерентности. Поэтому спекл-структура наблюдается не только в лазерном излучении, но ее активное изучение и практическое применение стимулированы в основном использованием лазеров [1–5].

Рассмотрим условия формирования и некоторые оптические схемы наблюдения спекл-картин, представляющих собой результат интерференции волн от отдельных неоднородностей поверхности объекта. В схеме на рис. 1, б эти волны взаимно когерентны, если радиус пространственной когерентности<sup>2</sup>  $\rho_c$  на поверхности объекта превышает диаметр освещенной области  $D$ ,  $\rho_c > D$ . Это достигается уменьшением углового размера освещающего источника  $\theta$ , поскольку  $\rho_c \approx \bar{\lambda}/(\theta)$ , где  $\bar{\lambda}$  – средняя длина волны света. Более того, разность оптических путей любой пары элементарных волн  $\delta$ , приходящих в точку наблюдения  $P$ , должна быть меньше длины временной когерентности

<sup>2</sup> Термин “радиус” имеет смысл поперечной длины области пространственной когерентности.

излучения  $l_c \approx \bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  – ширина спектрального интервала излучения.

При выполнении этих условий элементарные волны, рассеянные неоднородностями, складываются по амплитуде – интерferируют и результирующая амплитуда поля в произвольной точке  $P$  определяется с учетом вклада фазовых сдвигов  $\Delta\phi_j$  и амплитуд  $a_j$  каждой элементарной волны:

$$U(P) = \sum_{j=1}^N a_j \exp(i\Delta\phi_j) = A(P) \exp(i\phi(P)),$$

где  $N$  – полное число этих волн. Поскольку  $a_j$  и, главное,  $\Delta\phi_j$  – случайные величины из-за случайности расположения неоднородностей на поверхности и значений высот или показателя преломления этих неоднородностей, то результирующая амплитуда  $A(P)$ , фаза  $\phi(P)$  и интенсивность  $I(P) \sim |U(P)|^2$  поля будут случайными функциями. Контрастные, ярко выраженные спекл-структуры наблюдаются, когда фазовые сдвиги  $\Delta\phi_j$  лежат в интервале  $0-2\pi$  радиан. Для этого достаточно, например, чтобы высоты неоднородностей поверхности  $\Delta h_j$  были бы сравнимы с  $\bar{\lambda}$ , поскольку  $\Delta\phi_j \approx (2\pi/\lambda) \cdot 2\Delta h_j$ .

Минимальные размеры спеклов в поперечном сечении поля определяются соотношением  $\varepsilon_{\perp \min} = \bar{\lambda}z/D$ , где  $z$  – расстояние от объекта до плоскости наблюдения. Это соотношение легко получить из следующих соображений. Вся поверхность объекта можно разбить на пары неоднородностей. Интерференция волн от этих пар неоднородностей, как в схеме Юнга, приводит к образованию параллельных полос с периодом  $\Lambda_{jk} = \bar{\lambda}z/l_{jk}$ , где  $l_{jk}$  – расстояние между неоднородностями. Когерентные наложения таких полос различного периода  $\Lambda_{jk}$  и различной ориентации от всех пар неоднородностей приводят к образованию спекл-картины. Наименьший период этих полос соответствует неоднородностям на краях освещенной области с расстоянием  $l = D$  между ними, поэтому  $\varepsilon_{\perp \min} = \Lambda = \bar{\lambda}z/D$ . Средние размеры спеклов несколько больше,  $\varepsilon_{\perp} \approx 3\bar{\lambda}z/D$ . Поправочный множитель 3 можно получить на основе вероятностного пространственно-частотного анализа спекл-картины [2].

Продольный размер спеклов оценивается соотношением  $\varepsilon_{\parallel} \approx 8\bar{\lambda}z^2/D^2$ . Эта величина совпадает с расстоянием между соседними минимумами в продольном сечении картины дифракции Френеля на круглом отверстии диаметром  $D$ .

Приведенные выражения для  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\varepsilon_{\parallel}$  показывают, что спеклы как сгустки световой энергии, имеют вытянутую форму (рис. 1, б, в) вдоль направления распрост-

ранения света от рассеивающего объекта ( $z > D \rightarrow \epsilon_{\perp} > \epsilon_{\parallel}$ ).

В схеме на рис. 1, б спекл-структура формируется в свободном пространстве и называется объективной спекл-картиной. Такие картины легко наблюдать с использованием лазерного излучения. Субъективные спекл-картины наблюдаются в изображающих оптических системах, в которых условия когерентного освещения объекта существенно менее требовательные. Поэтому субъективные спеклы можно наблюдать невооруженным глазом даже в полихроматическом свете протяженных источников. Для когерентного освещения в изображающей оптической системе необходимо, чтобы оптическая система разрешала область пространственной когерентности на поверхности объекта,  $d < \rho_c$ , где  $d$  – диаметр кружка разрешения, значение которого в дифракционно ограниченной (безаберрационной) оптической системе определяется выражением  $d = 1,22\lambda z_0/D_a$ , где  $z_0$  – расстояние от объекта до входного зрачка (апертуры) оптической системы,  $D_a$  – диаметр зрачка<sup>3</sup>.

Если при этом оптическая система не разрешает отдельные неоднородности объекта,  $d > r_a$ , где  $r_a$  – поперечный размер неоднородностей, то в каждой точке изображения собираются взаимно когерентные волны от различных неоднородностей, находящихся в пределах области разрешения<sup>4</sup>. Эти волны имеют случайные фазовые сдвиги  $\Delta\phi$ , и их интерференция приводит к образованию спекл-структуры.

С методической точки зрения интересна схема на рис. 1, в, где свет проходит через рассеивающую среду, а спеклы наблюдаются в плоскости изображения освещающего источника. Контрастная спекл-картина формируется в том случае, если радиус когерентности  $\rho_c$  освещающего излучения на рассеивающей среде превышает диаметр апертуры оптической системы,  $\rho_c > D_a$ . Субъективные спекл-картины, формируемые по схеме рис. 1, в, хорошо видны при наблюдении уличных фонарей через запотевшее или замороженное окно трамвая. Эту схему можно рассматривать в качестве модели наблюдения космических объектов через турбулентную атмосферу Земли и пояснения принципов звездной спекл-интерферометрии (см. ниже).

В качестве источника субъективных спеклов выступает апертура (вернее, выходной зрачок) оптической системы, заполненный светом от объекта. Следовательно, для оценки размеров этих спеклов могут

<sup>3</sup> Точнее,  $d$  определяется выражением  $d = 0,61\bar{\lambda}/NA$ , где  $NA$  – числовая апертура оптической системы.

<sup>4</sup> В классических схемах наблюдения, например в микроскопии, добиваются выполнения обратного условия,  $d < r_a$ , для разрешения структуры объекта.

быть использованы те же выражения, что и для объективных:  $\epsilon_{\perp} \approx 3\bar{\lambda}z_i/D_a$ ,  $\epsilon_{\parallel} \approx 8\bar{\lambda}z_i^2/D_a^2$ , где  $z_i$  – расстояние от апертуры (зрачка) до плоскости формирования спекл-картины. При  $\rho_c > D_a$ , важно отметить, что размер спеклов увеличивается,  $\epsilon_{\perp} \approx \bar{\lambda}z_i/\rho_c$ , а их контраст уменьшается.

### ЛАЗЕРНАЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

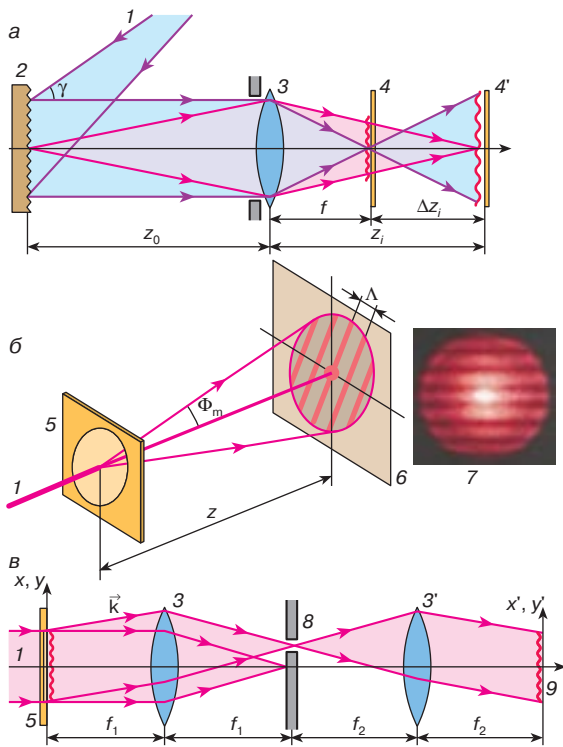
Лазерные методы спекл-интерферометрии можно разделить на две группы: спекл-фотографию и корреляционную<sup>5</sup> спекл-интерферометрию. В обоих методах тем или иным способом реализуется интерференционное сравнение оптических образов двух состояний объекта: начального и измененного (смещенного или деформированного). Получаемая интерференционная картина служит сигналом измерительной информации.

#### Метод двухэкспозиционной спекл-фотографии

Спекл-структура несет информацию о поверхности объекта, в частности о ее форме и пространственном положении. Это свойство эффективно используют для изучения малых (микроскопических) смещений поверхности объекта. Смещение или деформация поверхности объекта влечет за собой соответствующее пространственное перемещение объективной и субъективной спекл-структур, измерение которого позволяет определить смещение самой поверхности. Для этого используют двухэкспозиционную регистрацию спекл-структур, соответствующих начальному и измененному состояниям объекта, с последующим наблюдением картины интерференционных полос в поле дифракции лазерного пучка на записанных спекл-структурах.

Для записи спекл-картины применяют обычную оптическую схему (рис. 2, а), в которой регистрирующую среду (например, фотопластинку) помещают или в плоскости изображения объекта, или в расфокусированной области, включая заднюю фокальную плоскость, в которой формируется фурье-образ объекта. В первом случае регистрируются поперечные оптической оси смещения объекта, а во втором – изгибные деформации поверхности или ее наклон. Регистрирующая среда должна разрешать записываемую спекл-структуру, наименьшие элементы которой имеют микронные значения при достаточно большом относительном отверстии изображающей оптической системы. Обычно требуется фотопластинка с разрешением

<sup>5</sup> Корреляция – статистическое подобие (степень идентичности) двух временных или пространственных процессов, в рассматриваемом случае двух спекл-картин.



**Рис. 2.** Оптические схемы записи двухэкспозиционной спекл-фотографии (а), наблюдения картины интерференционных полос в дальней области дифракции (б) и плоскости изображения спеклограммы (в). 1 – освещающий лазерный пучок, 2 – объект с шероховатой поверхностью, 3 и 3' – линзы, 4 и 4' – фотопластинки в различных плоскостях пространства изображений, 5 – двухэкспозиционная спеклограмма, 6 – картина интерференционных полос Юнга на экране в дальней области дифракции, 7 – фотография интерференционных полос Юнга, 8 – экран с малым отверстием (пространственный фильтр), 9 – плоскость изображения спеклограммы

не менее  $10^3$  лин/мм. Такие фотопластинки применяют в голографии.

На фотопластинке в результате двухэкспозиционной записи и последующей фотохимической обработки оказываются зарегистрированными две идентичные взаимно смещенные спекл-картины. Фотопластинку, которую теперь можно назвать спеклограммой, освещают лазерным пучком, который испытывает дифракцию на двойной тонкой спекл-структуре изображения объекта (рис. 2, б). В дифракционном поле формируется система параллельных интерференционных полос,

перпендикулярных вектору смещения спеклов  $\vec{g}_s$ , с периодом  $\Lambda = \lambda z / |\vec{g}_s|$ , где  $z$  – расстояние до экрана, на котором наблюдаются полосы. Происхождение полос можно объяснить используя аналогию с классическим опытом Юнга. Пара идентичных, взаимно смещенных спеклов на двухэкспозиционной спеклограмме эквивалентна двум отверстиям в схеме Юнга. Интерференция элементарных волн от таких пар отверстий в пределах освещающего лазерного пучка, одинаково ориентированных и с равными расстояниями между ними, приводит к формированию в дальней области дифракции одинаковых интерференционных картин, наложение которых дает результирующую картину полос (см. рис. 2, б).

По ориентации и периоду полос Юнга устанавливают направление и величину вектора смещения спеклов на спеклограмме  $\vec{g}_s$ , а по нему – смещение соответствующих точек поверхности объекта  $\vec{g}_o$ . При поперечном смещении поверхности на величину  $\vec{g}_o$  спеклы в соответствующих точках изображения сместятся на величину  $\vec{g}_s = -\beta \vec{g}_o$ , где  $\beta$  – коэффициент увеличения оптической системы. При наклоне поверхности на угол  $\alpha$  спеклы в плоскости изображения остаются практически неподвижными, но смещаются в расфокусированной области на величину  $g_s = \alpha(1 + \cos\gamma)\Delta z_i / \beta$ , где  $\gamma$  – угол падения освещающего пучка,  $\Delta z_i$  – величина расфокусировки объекта (см. рис. 2, а). При записи спеклов в задней фокальной плоскости линзы последнее соотношение приобретает вид  $g_s = \alpha(1 + \cos\gamma)f$ .

Картину интерференционных полос, отражающих неоднородное смещение поверхности объекта, можно наблюдать непосредственно на спеклограмме, используя схему пространственной фильтрации (рис. 2, в). По этой схеме освещается все изображение объекта на спеклограмме, а дифрагированное на ней излучение подвергается двойному фурье-преобразованию и пространственной фильтрации с помощью двух собирающих линз и экрана с малым отверстием, установленным в задней фокальной плоскости первой линзы. В фокальной плоскости второй линзы наблюдается изображение спеклограммы, промодулированное интерференционными полосами, форма и пространственный период которых определяются смещением спеклов  $\vec{g}_s$  на спеклограмме и, важно подчеркнуть, положением фильтрующего отверстия.

Полосы образуются, как и в рассмотренном выше случае, в результате интерференции элементарных волн от пар идентичных спеклов. Чтобы эти волны

пространственно перекрывались в плоскости изображения и интерферировали, оптическая система не должна разрешать взаимное смещение идентичных спеклов на спеклограмме,  $g_s > \lambda f_i / D_a$ , где  $D_a$  – диаметр фильтрующего отверстия. Поэтому отверстие должно быть достаточно малым, иначе полосы исчезают.

Разность хода между элементарными волнами  $\Delta$  зависит от проекции вектора  $\vec{g}_s$  на направление дифрагировавшего пучка  $\vec{k}(\cos\alpha_x, \cos\alpha_y)$ , определяемого положением фильтрующего отверстия,  $\Delta = \vec{g}_s \cdot \vec{k}$ . Поэтому уравнение светлых полос на изображении спеклограммы запишется в виде  $\vec{g}_s \cdot \vec{k} = m\lambda$ , где  $m$  – порядок интерференции. Фиксируя изменение порядка интерференционной картины  $\Delta m$  при изменении положения отверстия, можно определить величину и направление вектора  $\vec{g}_s$  на различных участках спеклограммы, а значит, величину и направление смещения соответствующих точек объекта  $\vec{g}_0$ . Однако в технических задачах часто важно знать не абсолютные смещения точек поверхности, а относительные, то есть производные от смещений:  $\partial g_0 / \partial x$  и  $\partial g_0 / \partial y$ . Легко видеть, что локальные периоды полос на спеклограмме  $\Lambda_x$  и  $\Lambda_y$  связаны с производными соотношениями

$$\frac{\partial g_0}{\partial x} \cos\alpha_x = \frac{\lambda}{\beta\Lambda_x}, \quad \frac{\partial g_0}{\partial y} \cos\alpha_y = \frac{\lambda}{\beta\Lambda_y}.$$

Изучение картины полос на изображении объекта по схеме на рис. 2, *в* наглядно дает количественную информацию о форме смещения или деформации объекта. Сканирование спеклограммы узким лазерным пучком (см. рис. 2, *б*) позволяет определить поле абсолютных смещений точек объекта. Диапазон измерений методом спекл-фотографии простирается от единиц до сотен микрон. Эти возможности исключительно важны в экспериментальной механике [2, 3].

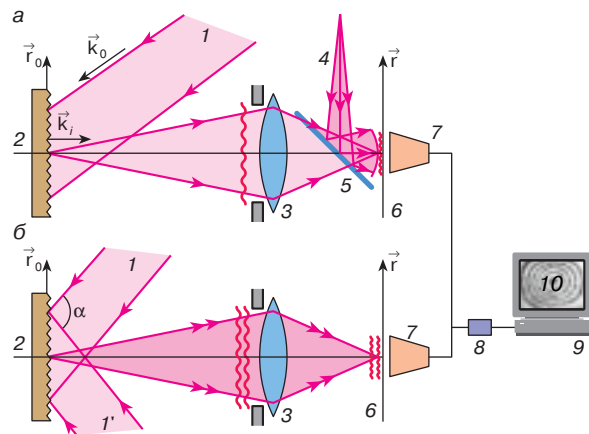
### Корреляционная спекл-интерферометрия

Любая интерференционная картина представляет собой полосы корреляции интерферирующих полей. В корреляционной спекл-интерферометрии наблюдают полосы корреляции не полей (не комплексных амплитуд), а пространственных распределений интенсивностей, получаемых при интерференции спекл-модулированных волн. В этом отношении корреляционную спекл-интерферометрию можно рассматривать в качестве пространственного аналога классической интерферометрии интенсивностей [7].

Оптические схемы корреляционных спекл-интерферометров отличаются большим разнообразием [3]. Однако общим для них служит первоначальная процедура записи картины интерференции предметной спекл-модулированной волны с опорной сферической волной или двух спекл-модулированных волн. Рассмотрим основные схемы корреляционной спекл-интерферометрии, предназначенные для измерения нормальных (рис. 3, *а*) и тангенциальных (рис. 3, *б*) смещений точек поверхности объекта.

В первой схеме, которая совпадает с голографической схемой Д. Габора с осевым опорным пучком, в плоскость спекл-модулированного изображения исследуемого объекта направляется с помощью полупрозрачного зеркала когерентная опорная волна. Во второй схеме в плоскости изображения интерферируют спекл-модулированные волны, образующиеся при освещении объекта двумя когерентными лазерными пучками. Отвлекаясь от различий этих схем, для распределений интенсивностей в плоскостях регистрации  $\vec{r}$  можно записать общее уравнение интерференции

$$I_1(\vec{r}) = I_a(\vec{r}) + I_b(\vec{r}) + 2\sqrt{I_a(\vec{r})I_b(\vec{r})} \cos\Delta\phi(\vec{r}),$$



**Рис. 3.** Схемы корреляционных спекл-интерферометров для измерения нормальных (*а*) и тангенциальных (*б*) смещений точек шероховатой поверхности объекта. 1 и 1' – освещающие лазерные пучки, 2 – объект, 3 – линза, 4 – опорный пучок, 5 – полупрозрачное зеркало, 6 – плоскость регистрации, 7 – видеокамера, 8 – плата ввода изображений, 9 – компьютер, 10 – образец картины полос корреляции деформации изгиба на экране монитора

где  $I_a(\vec{r})$ ,  $I_b(\vec{r})$  и  $\Delta\varphi(\vec{r})$  – пространственные распределения интенсивностей и разности фаз интерферирующих волн. Поскольку в спекл-модулированной волне интенсивность и фаза – случайные пространственные функции, то результирующее распределение интенсивности  $I_1(\vec{r})$  в интерференционной картине также будет случайной функцией. Вид этой новой спекл-картины зависит не только от пространственных распределений  $I_a(\vec{r})$  и  $I_b(\vec{r})$ , но и от случайной разности фаз  $\Delta\varphi(\vec{r})$  интерферирующих волн.

Малое неоднородное смещение поверхности  $\vec{g}_0(\vec{r}_0)$  приведет к появлению дополнительного детерминированного фазового сдвига  $\Delta\psi(\vec{r}_0)$  в плоскости объекта и соответствующей дополнительной разности фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$  между волнами в плоскости изображения. Распределение интенсивности в плоскости изображения объекта изменится и для него следует записать уравнение

$$I_2(\vec{r}) = I_a(\vec{r}) + I_b(\vec{r}) + 2\sqrt{I_a(\vec{r})I_b(\vec{r})}\cos[\Delta\varphi(\vec{r}) + \Delta\psi(\vec{r})].$$

Смещение самих спекл-структур  $J_a(\vec{r})$  и  $J_b(\vec{r})$  в этом случае мало, и им можно пренебречь. В силу периодичности функции  $\cos x$  спекл-картины  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  будут идентичными,  $I_1(\vec{r}) = I_2(\vec{r})$ , там, где разность фаз  $\Delta\psi(\vec{r}) = 2\pi m$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  С формальной точки зрения в этих областях корреляция между спекл-картинами максимальна. При  $\Delta\psi(\vec{r}) = (2m + 1)\pi$ , корреляция, то есть похожесть, спекл-картин  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  полностью нарушается. В промежуточных значениях  $\Delta\psi(\vec{r})$  имеет место частичная корреляция спекл-картин.

При смещении или деформации объекта разность фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$  – непрерывная и детерминированная функция. Следовательно, системы уравнений  $\Delta\psi(\vec{r}) = 2\pi m$  и  $\Delta\psi(\vec{r}) = (2m + 1)\pi$  определяют положение полос корреляции и декорреляции изображений  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$ . Выявить визуально эти полосы представляет собой немислимую задачу в силу сложности структуры спекл-картин и малости размеров спеклов.

Наиболее совершенные методы наблюдения полос корреляции – электронные и цифровые, основанные на процедуре вычитания видеокладов изображений спекл-картин электронными средствами или с использованием компьютеров. В электронной спекл-интерферометрии с помощью высокоразрешающей видеокамеры получают видеосигнал, соответствующий

спекл-структуре изображения несмещенного объекта  $I_1(\vec{r})$ . Этот сигнал запоминается в специальном устройстве. Затем объект смещается, и сигнал от измененной спекл-структуры  $I_2(\vec{r})$  в специальном процессоре вычитается из первоначального сигнала. Разностный сигнал на выходе процессора подвергается специальной обработке и поступает на монитор, на экране которого визуализируется картина полос корреляции (см. рис. 3). Области с идентичными спекл-структурами  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  из-за вычитания соответствующих им идентичных видеосигналов выглядят темными, и, наоборот, области декорреляции спекл-структур – светлыми.

Численную процедуру вычитания видеосигналов выполняют используя современные камеры с ПЗС-структурой, устройство ввода изображений в компьютер и специальную программу обработки изображений. Картина полос корреляции визуализируется на экране монитора компьютера. Цифровая спекл-интерферометрия позволяет с помощью численной процедуры обработки картины полос корреляции получить количественную информацию о пространственном распределении смещений точек поверхности в наглядной графической форме.

Положение, форма и период полос корреляции определяются разностью фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$ . Зависимость  $\Delta\psi(\vec{r})$  от смещения поверхности  $\vec{g}_0(\vec{r}_0)$  определяется типом корреляционного спекл-интерферометра. В схеме на рис. 3, а фазовый сдвиг  $\Delta\psi(\vec{r}_0) = 2\pi\vec{g}_0(\vec{r}_0)[\vec{k}_i - \vec{k}_o]/\lambda$ , где  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_o$  – единичные векторы направлений освещения объекта и регистрации изображения – оптической оси линзы. Если объект освещать по нормали к поверхности, то  $\Delta\psi(\vec{r}_0) = 4\pi g_z(\vec{r}_0)/\lambda$ , где  $g_z(\vec{r}_0)$  – нормальная составляющая смещения, и схема оказывается нечувствительной к тангенциальным составляющим  $\vec{g}_0(\vec{r}_0)$ .

Во второй схеме (см. рис. 3, б)  $\Delta\psi(\vec{r}_0) = 4\pi g_x(\vec{r}_0)\sin(\alpha/2)/\lambda$ , где  $\alpha$  – угол между освещающими пучками,  $g_x(\vec{r}_0)$  – тангенциальная составляющая вектора  $\vec{g}_0(\vec{r}_0)$ , лежащая в плоскости освещающих объект лазерных пучков.

Приведенные соотношения для  $\Delta\psi(\vec{r})$  показывают, что корреляционные спекл-интерферометры обладают такой же высокой чувствительностью, как и голографические интерферометры. В качестве примера на рис. 3 приведена спекл-интерферограмма, полученная

по схеме рис. 3, а. Концентрические полосы корреляции отражают прогиб мембраны, закрепленной по периметру в шести точках, под действием центральной силы. Нормальное смещение поверхности мембраны в центре равно  $\sim 1,8$  мкм. По картине полос можно восстановить профиль прогиба мембраны с точностью до 0,1 полосы, что соответствует  $\sim \lambda/20 \approx 0,03$  мкм.

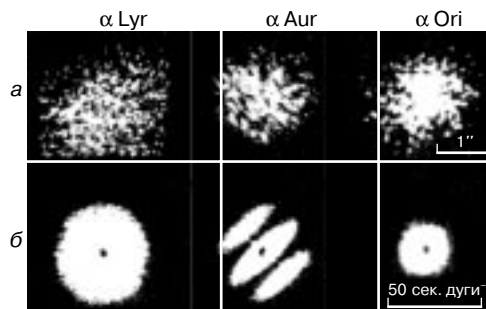
### ЗВЕЗДНАЯ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Звездная спекл-интерферометрия – метод наблюдения астрономических объектов через турбулентную атмосферу с дифракционным пределом разрешения [4]. Основы этого изящного оптического метода заложены в 1970 году французским ученым А. Лабейри. Со времен А. Майкельсона и его звездного интерферометра метод звездной спекл-интерферометрии – самое значительное достижение в оптической астрономии.

Угловое разрешение оптического идеального (без aberrаций) телескопа ограничивается дифракцией света на его апертуре и равно  $1,22\bar{\lambda}/D_a$ , где  $D_a$  – диаметр апертуры телескопа. Для 5-метрового телескопа эта величина  $\approx 0,02$  при  $\lambda = 0,5$  мкм. Температурные флуктуации оптической плотности атмосферы искажают фронт световой волны и снижают разрешение телескопа до  $1''-2''$ .

Телескоп не разрешает звезду,  $\bar{\lambda}/D_a > \theta$ , где  $\theta$  – угловой размер звезды, когда диаметр апертуры телескопа меньше радиуса пространственной когерентности  $\rho_c$  света от звезды,  $D_a < \rho_c$ , так как  $\rho_c \approx \bar{\lambda}/\theta$ . Входной зрачок телескопа в этом случае засвечивается когерентно. Если средний размер неоднородностей атмосферы  $r_a$  заметно меньше апертуры телескопа ( $r_a \approx 5-20$  см), то в его фокальной плоскости вместо одного дифракционного пятна формируется спекл-картина (рис. 4, а) со средним линейным размером спеклов  $\epsilon_{\perp} \approx \bar{\lambda}f/D_a$ , где  $f$  – фокальная длина телескопа. При  $r_a < \rho_c < D_a$ , контраст спеклов уменьшается, а их размеры увеличиваются,  $\epsilon_{\perp} \approx \bar{\lambda}f/\rho_c$ . Таким образом, в спекл-картине оказывается закодированной информация об угловом размере источника,  $\theta \approx \bar{\lambda}/\rho_c$ .

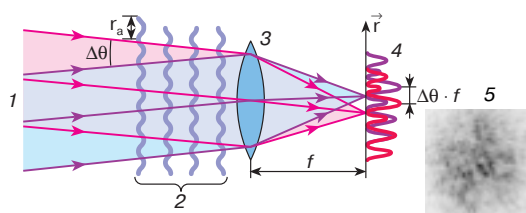
Атмосферные флуктуации и соответственно спекл-структуры изменяются с характерным временем  $\approx 0,02$  с. При длительных экспозициях спекл-картины усредняются и наблюдается размытое пятно с угловым размером  $\approx \lambda/r_a \approx 1''-2''$ . Короткие экспозиции со временем  $\ll 0,02$  с позволяют зарегистрировать спекл-картины, которые называют мгновенными спекл-изображениями. Из пространственного спектра спекл-изображений, усредненного по многим изображениям,



**Рис. 4.** Спекл-изображения (а) и спектры мощности (б) неразрешаемой звезды  $\alpha$  Lyr, двойной звезды  $\alpha$  Aur и звезды  $\alpha$  Ori с разрешаемым диском (фотографии заимствованы из кн.: Токовинин А.А. Звездные интерферометры. М.: Наука, 1988)

можно извлечь информацию об угловом размере источника и его тонкой пространственной структуре.

Рассмотрим наиболее простую и наглядную процедуру извлечения информации из спекл-изображений двойной звезды. В этом случае в апертуру телескопа попадают две световые волны, которые в фокальной плоскости телескопа формируют две спекл-структуры, смещенные друг относительно друга на угловое расстояние  $\Delta\theta$  между звездами (рис. 5). Эти спекл-структуры идентичны, поскольку образованы при прохождении волн через одну и ту же неоднородную атмосферу, но складываются без интерференции из-за взаимной некогерентности источников. Если  $\Delta\theta > \bar{\lambda}/D_a$ , то звездная пара в принципе разрешима телескопом, но этому мешают атмосферные флуктуации и образующиеся спекл-структуры. Взаимное смещение спеклов  $g_s = \Delta\theta f$  в этом случае превышает их размеры,  $\Delta\theta > \epsilon_{\perp}/f$ . Поэтому в фокальной плоскости формируется двойная спекл-структура (см. рис. 5). Серия таких спекл-изоб-



**Рис. 5.** Формирование изображения двойной звезды через турбулентную атмосферу. 1 – свет от звездной пары, 2 – турбулентная среда, 3 – объектив телескопа, 4 – случайное распределение интенсивности в спекл-изображении двойной звезды, 5 – типичный вид спекл-изображения двойной звезды

ражений будет содержать различные по форме двойные спеклы, но с одним и тем же расстоянием  $\Delta\theta f$  между парами идентичных. Аналогия с методом двухэкспозиционной спекл-фотографии вполне очевидна. Пространственный спектр таких картин содержит косинусоидальную функцию, период которой обратно пропорционален  $\Delta\theta$ . В когерентно оптической системе преобразование Фурье и наблюдение пространственного спектра спекл-изображений можно выполнить с помощью схемы, изображенной на рис. 2, б. В дифракционном гало будут наблюдаться интерференционные полосы, перпендикулярные линии, соединяющей звездную пару, с периодом, обратно пропорциональным  $\Delta\theta$ ,  $\Lambda = \lambda z / \Delta\theta f$ . Для получения более четкой картины полос выполняют усреднение пространственного спектра, например путем быстрой смены кадров спекл-изображений. Контраст усредненных полос несет информацию об относительном блеске звездной пары.

Приведенный пример наблюдения тесной звездной пары наглядно демонстрирует возможность определения пространственной структуры космического объекта (угловое расстояние между звездами, их ориентацию и относительный блеск) по усредненному спектру мощности ансамбля мгновенных спекл-изображений объекта. При использовании длительной экспозиции, приводящей к усреднению самой спекл-структуры в изображении, такая возможность исчезает.

В общем случае метод звездной спекл-интерферометрии включает следующие процедуры. На фотопленку или видеокамеру с короткой экспозицией регистрируется серия мгновенных спекл-изображений  $I_k(\vec{r})$   $k = 1, 2, \dots, N$ ,  $N \gg 1$ . Для каждого изображения оптическим способом или с помощью цифровой обработки определяется пространственный спектр мощности  $|F\{I_k(\vec{r})\}|^2$ , где  $F\{\dots\}$  – символ Фурье-преобразования, и производится его усреднение по ансамблю зарегистрированных изображений  $\langle |F\{I_k(\vec{r})\}|^2 \rangle$ . Этот средний пространственный спектр спекл-изображений содержит информацию о пространственном спектре наблюдаемого объекта  $|F\{B\}|^2$ , а также информацию о среднем пространственном спектре спекл-структур от точечного изображения  $\langle |F\{P\}|^2 \rangle$ , который может быть определен экспериментально для одиночной, не разрешаемой телескопом звезды и исключен из решаемых уравнений. Таким образом, с дифракционным разрешением получают не само изображение объекта, а информацию о его пространственной структуре. Однако иногда специальные процедуры обработки ансамбля мгновенных спекл-изображений

позволяют восстанавливать и само изображение астрономического объекта.

Техника звездной спекл-интерферометрии, ее аппаратное исполнение в отличие от длинноволновых звездных интерферометров не очень сложны. К обычному телескопу изготавливают специальные приставки – спекл-камеры для регистрации мгновенных спекл-изображений, которые превращают его в спекл-интерферометр. В камере с помощью микрообъектива и дополнительных оптических элементов изображение объекта переносится на фотоприемник. Поскольку основной интерес представляют слабые звездные объекты, то для регистрации изображений используют специальные телевизионные камеры со счетом фотонов. Для усиления яркости изображения используют микроканальный электрооптический преобразователь в сочетании с кинокамерой или ПЗС-камерой. Обработку изображений соответственно производят когерентно-оптической системой или с помощью специальных процессоров и компьютеров.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности спекл-интерферометрии не ограничиваются рассмотренными методами определения параметров смещения объектов с шероховатой поверхностью или параметров источников света в оптической астрономии. Во многом аналогичные методы позволяют определять макроформу объекта с оптически грубой поверхностью, параметры вибраций реальных конструкций, параметры быстро протекающих процессов и потоков, анализировать нарушение микроструктуры поверхности. В настоящее время термин “спекл-интерферометрия” приобрел расширенное толкование: им обозначают и другие методы лазерной интерферометрии, в которых объектные волны спекл-модулированы. Методически особыми разделами спекл-интерферометрии являются методы определения статистических параметров структуры микроненородностей рассеивающих объектов и методы обработки информации и изображений, модулированных спеклами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В.* Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1978. 336 с.
2. *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия / Пер. с англ. под ред. Ю.И. Островского. М.: Мир, 1982. 504 с.
3. *Джоунс Р., Уайкс К.* Голографическая и спекл-интерферометрия / Пер. с англ. под ред. Г.В. Скромного. М.: Мир, 1986. 328 с.
4. *Франсон М.* Оптика спеклов / Пер. с англ. под ред. Ю.И. Островского. М.: Мир, 1980. 171 с.
5. *Ульянов С.С.* Что такое спеклы // Соросовский Образовательный Журнал. 1999. № 5. С. 112–116.



*Рецензент статьи* П.В. Короленко

\* \* \*

Владимир Петрович Рябухо, доктор физико-математических наук, профессор кафедры оптики Саратовского государственного университета, зав. лабораторией проблем когерентно-оптических измерений Института проблем точной механики и управления РАН. Область научных интересов – когерентная оптика, физика оптических измерений, голография, лазерная, голографическая и спекл-интерферометрия. Автор более 100 научных работ.