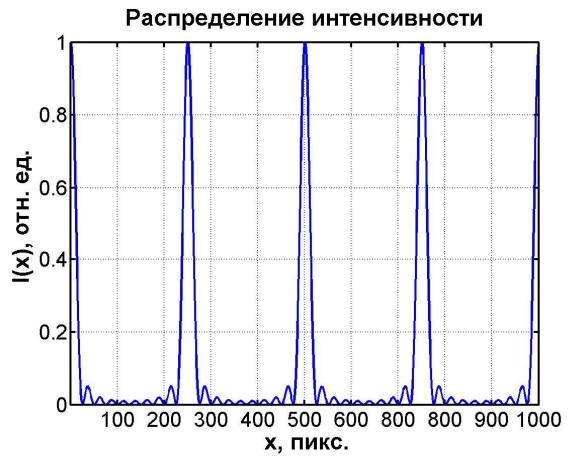
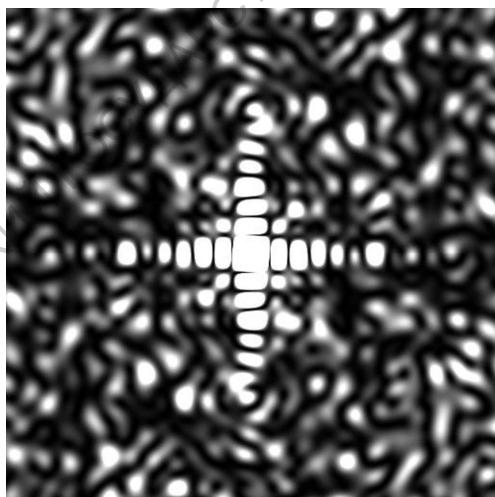

ОПТИЧЕСКИЙ КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ И ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН



Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Институт проблем точной механики и управления РАН

В.П. Рябухо, Л.А. Максимова, Н.Ю. Мысина,

П.В. Рябухо

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ
СПЕКЛ-ПОЛЕЙ И ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН

Учебное пособие

Саратов

2016 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	2
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.....	4
Формирование спекл-модулированных полей	4
Компьютерное моделирование рассеянного волнового поля, спекл- структуры и их пространственного спектра спекл-структур10	
Расчет комплексной амплитуды дифракционного поля	12
Пространственный спектр спекл-картины.....	13
Определение поперечных размеров спеклов	15
Контраст спекл-структур.....	19
Дифракция света на амплитудной дифракционной решетке.....	20
Особенности формирования дифракционных картин, создаваемых действительными и комплексными рассеивателями.....	23
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	28
Рассеивающие источники, формируемые программой.....	28
Программа формирования и обработки дифракционных картин.....	30
Интерфейс программы	31
Задание: исследование процессов формирования и свойств дифракционного поля	36
КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ.....	38
ЛИТЕРАТУРА.....	39
Основная литература	39
Дополнительная литература	39
Рекомендуемая литература	40

ВВЕДЕНИЕ

Явления интерференции и дифракции волн изучаются достаточно давно - со второй половины семнадцатого века. В настоящее время эти явления продолжают интенсивно исследовать, поскольку они лежат в основе ряда новых направлений современной физической и прикладной оптики, развитие которых связано с появлением лазеров – мощных источников когерентного излучения. Явления интерференции и дифракции волн лазерного излучения лежат в основе голографии [1], оптики спеклов [2-5], лазерных интерференционных измерений [3], оптической обработки информации [5,6] и других направлений физической оптики и применения лазерных источников света.

Когерентное лазерное излучение приобретает спекл-модуляцию, отражаясь от шероховатых объектов или проходя через оптически неоднородную среду [2-5]. Поскольку природные, технические и биологические среды, как правило, являются в той или иной степени рассеивающими, то спекл-модуляция и спеклы появляются практически всегда, когда применяется лазерное излучение. Вследствие интерференции рассеянных волн, исходящих из разных точек объекта, в рассеянном (дифрагированном) излучении образуются спекл-структуры. Амплитуда и интенсивность рассеянного света меняются случайным образом от точки к точке в спекл-картине.

Поскольку рассеивающие неоднородности имеют случайное расположение и случайные оптические параметры, то образующиеся области корреляции интенсивности – спеклы, имеют случайную форму, размеры и расположены случайным образом в плоскости наблюдения. Спекл- поля обладают ярко выраженными статистическими свойствами. Развитые дифракционные спекл- поля формируются при фазовых сдвигах рассеянных волн в интервале $[-\pi, \pi]$ и более. Комплексная амплитуда развитого спекл-

поля в какой-либо точке пространства в зоне дифракции излучения имеет гауссову статистику [7], а фаза колебаний - равномерную плотность распределения вероятности в интервале $[-\pi, \pi]$.

Спекл-модулированные оптические поля возникают при записи оптических голограмм объектов с рассеивающими поверхностями, в методах спекл-фотографии, в лазерной интерферометрии диффузно рассеивающих объектов и сред, в методах спекл-интерферометрии в оптической астрономии, в системах восстановления волнового фронта и формирования изображений рассеивающих объектов, в том числе, в системе зрительного восприятия человека.

Данное учебное пособие направлено на изучение процессов формирования спекл-модулированных полей и дифракционных картин с помощью численного моделирования дифракционных изображений в дальнем поле дифракции монохроматических волн. Комплексная амплитуда колебаний волнового поля в дальней области дифракции связана двумерным фурье-преобразованием пространственного распределения комплексной амплитуды поля в плоскости, где непосредственно рассеивается или испытывает дифракцию освещдающее волновое поле. Вследствие этого в настоящем пособии в качестве математических основ дифракции волн рассматривается непрерывное и дискретное двумерное фурье-преобразование, последнее из которых применяется при численном компьютерном моделировании дифракционных картин.

Учебное пособие предназначено для студентов бакалавриата направления 03.03.02 - Физика, магистратуры направления 03.04.02 - Физика и аспирантов направления 03.06.01 - Физика и астрономия, направленности Оптика и Лазерная физика.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Формирование спекл-модулированных полей

Поверхности природных, технических и биологических объектов, как правило, не гладкие с оптической точки зрения. Неровности поверхностей часто сравнимы с длиной волны оптического излучения и поэтому они рассеивают свет. При освещении таких поверхностей лазерным (когерентным) излучением в отраженном поле возникают спекл-структуры, представляющую собой результат интерференции волн от отдельных неоднородностей поверхности. Пространственные вариации толщины объекта, показателя преломления, отражательной или поглощающей способности среды также приводят к рассеянию света. Лазерное излучение обладает высокой степенью пространственной и временной когерентности, поэтому световые волны, образующиеся при рассеянии такого излучения оптически неоднородным объектом, способны интерферировать, поскольку они оказываются взаимно когерентными.

Спекл-структура, образующаяся в рассеянном когерентном свете, представляет собой результат интерференции волн от отдельных неоднородностей объекта, в частности, неровностей шероховатой поверхности. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля комплексная амплитуда в какой-либо точке рассеянного поля $U(\vec{\rho}, z)$ определяется суперпозицией элементарных (вторичных) сферических волн, приходящих от элементарных (вторичных) источников – квазиточечных ($dx_0 dy_0$) фрагментов неоднородной поверхности Σ

$$U(\vec{\rho}, z) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\vec{\rho}_0, 0) \frac{\exp(ikR(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}))}{R(\vec{\rho}_0, \vec{\rho})} \cos(\angle \vec{N}\vec{R}) dx_0 dy_0 , \quad (1)$$

где $\vec{\rho}_0(x_0, y_0)$ - координаты в плоскости в непосредственной близости от рассеивающей поверхности; $\vec{\rho}(x, y)$ - координаты в плоскости наблюдения; $U(\vec{\rho}_0, 0)$ - распределение комплексной амплитуды поля в плоскости, вблизи

рассеивающей поверхности; $R(\vec{p}_0, \vec{p}) = |\vec{R}(\vec{p}_0, \vec{p})|$ - расстояние от вторичного источника элементарной сферической волны до точки наблюдения $\vec{p}(x, y)$, $\angle \vec{N} \vec{R}$ - угол между нормалью \vec{N} к плоскости и вектором $|\vec{R}|$.

Если зарегистрировать распределение интенсивности в поперечной плоскости на каком-то расстоянии z от шероховатой поверхности, то получится спеклограмма. Регистрирующая среда должна разрешать записываемую спекл-структуру. Для аналоговой записи обычно используется фотопластинка или фотопленка, для цифровой фотоэлектрической записи – матичные фотодетекторы – ПЗС- или КМОП-матрицы. Фотопластинки, применяемые в голографии, обычно имеют разрешение в диапазоне от 10^3 лин/мм до 10^5 лин/мм, фотопленки – от 50 до 10^3 лин/мм, матричные фотодетекторы – 200 – 400 лин/мм (пкс/мм).

На рис. 1,а представлена оптическая схема наблюдения спекл-картины в дальней области дифракции при рассеянии лазерного пучка на шероховатой поверхности. Когда спекл-структура формируется в свободном пространстве – в ближней или дальней областях пространства, то такую спекл-картину называют объективной. Субъективные спекл-картины формируются с использованием изображающих оптических систем – в частности на сетчатке глаза наблюдателя или в плоскости изображения объектива фотоаппарата. Схема формирования и наблюдения субъективной спекл-структуры представлена на рис. 1,б.

Субъективные спекл-картины можно наблюдать и в частично когерентном свете обыкновенных – не лазерных источников, таких как лампа накаливания или газоразрядная лампа, светодиод, а также Солнце. Например, спекл-картины хорошо видны при наблюдении уличных фонарей через запотевшее или замороженное стекло. Их наблюдают при исследовании космических источников через турбулентную атмосферу Земли. В таких системах оказывается меньше требований к параметрам когерентности рассеянного света, поэтому субъективные спеклы можно наблюдать

невооруженным глазом даже в полихроматическом свете протяженных источников [4].

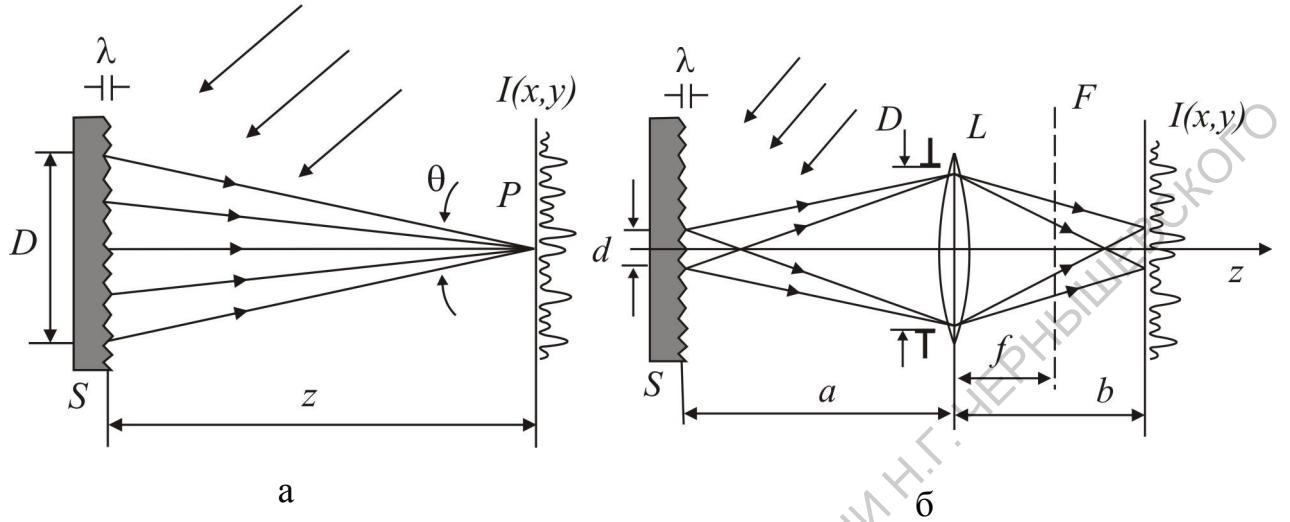


Рис. 1. Формирование спекл-структур в свободном пространстве (а) и в пространстве изображений (б)

Формирование объективной спекл-картины обусловлено сложением и интерференцией волн, рассеянных всеми неоднородностями освещенной поверхности (рис.1,б). Для интерференции этих волн они должны быть взаимно когерентными, что накладывает особые требования к параметрам когерентности освещдающего пучка света, которым на практике в основном соответствует лазерное излучение. Волны от квазиточечных рассеивателей имеют случайные по величине амплитуды и фазовые сдвиги $\Delta\phi_j$. Сложения и интерференция этих случайных волн приводит к образованию результирующего волнового поля со случайным пространственным распределением амплитуды, фазы и интенсивности. Такое поле называют спекл-полем, поскольку визуально оно имеет пятнистый характер.

Для формирования поля с развитой спекл-структурой, характеризуемой максимальным единичным контрастом, необходимо, чтобы рассеянные волны должны быть взаимно когерентными и вариация их фазовых сдвигов превышала π радиан. Для этого высоты неровностей Δh отражающей поверхности должны быть больше половины длины волны излучения,

$\Delta h > \lambda/2$. На рис.2 представлено увеличенное изображение фрагмента развитой объективной спекл-структуры.

Формирование субъективных спекл-структур обусловлено когерентным сложением в каждой точке плоскости изображения (рис. 1,б) взаимно когерентных волн от различных неоднородностей, находящихся в пределах области разрешения диаметром d , величина которого определяется aberrациями оптической системы, а в дифракционно ограниченной оптической системе эта величина определяется дифракционным пределом разрешения - $d = 2 \cdot 1,22\lambda a/D$, где a - расстояние от объекта до входного зрачка оптической системы, D - диаметр зрачка. Формирование субъективной спекл-картины происходит в результате когерентного наложения элементарных дифракционных изображений пространственно неразрешимых квазиточечных рассеивателей, попадающих в область разрешения оптической системы (рис. 1,б).

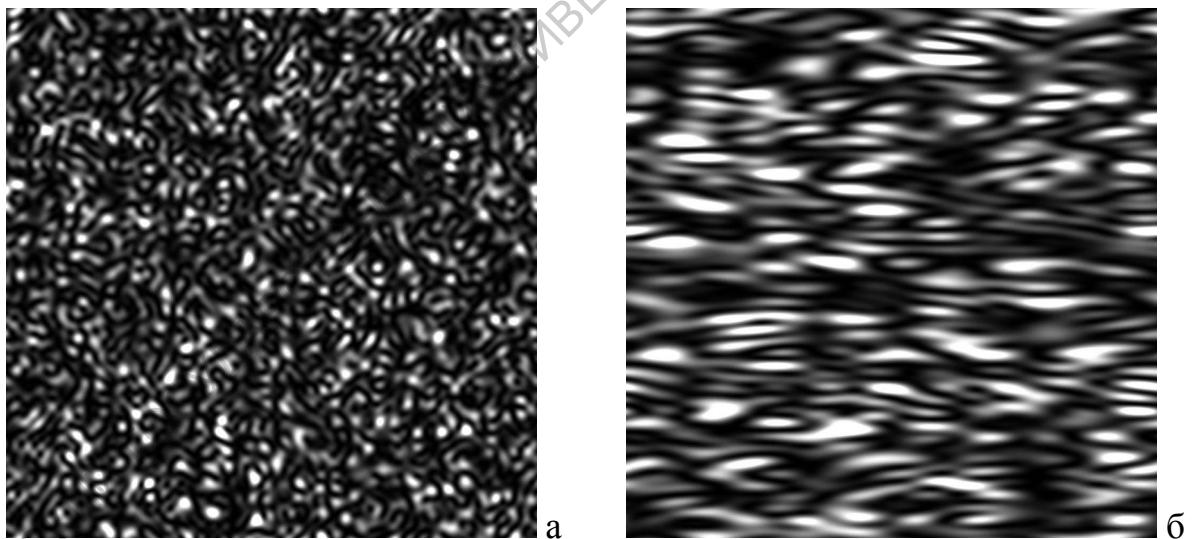


Рис.2. Объективные спекл-картины: (а) - с одинаковыми, (б) - с разными размерами спеклов в ортогональных направлениях, создаваемые рассеивающим источником с апертурой в форме: (а) – квадрата, размером 50×50 пикс., (б) – прямоугольника, размером 10×50 пикс.; размер матрицы: $N \times M = 1000 \times 1000$ пикс.

Размер отдельных элементов спекл-картины – спеклов, можно определить из простых соображений. Спекл-структуру часто рассматривают

как когерентную суперпозицию интерференционных картин пар световых волн, рассеянных соответствующими парами точек поверхности. Период полос каждой такой картины определяется, как в интерферометре Юнга, углом схождения волн в точке наблюдения. Поэтому наименьший размер объективных спеклов равен

$$\varepsilon_{\perp} \approx \lambda / \theta \approx \lambda z / D, \quad (2)$$

где D – размер освещенной области на рассеивающей поверхности, z – расстояние от поверхности до плоскости наблюдения (см. рис. 1,а).

Если апертура рассеивателя не имеет центральную симметрию – имеет разные размеры D_x и D_y в ортогональных направлениях, то и спеклы, соответственно, имеют разные размеры в ортогональных направлениях:

$$\varepsilon_{\perp x} \approx \lambda z / D_x, \quad \varepsilon_{\perp y} \approx \lambda z / D_y. \quad (3)$$

При формировании спеклов в плоскости изображения - субъективных спеклов, апертуру линзы, заполненную рассеянным полем, можно рассматривать как рассеивающую поверхность, образующую спекл-структуру. Тогда размер спеклов определяется той же формулой $\varepsilon_{\perp} \approx \lambda z / D$, но в которой теперь D – диаметр апертуры линзы, а z – расстояние от линзы до изображения. Например, субъективные спеклы, наблюдаемые с помощью фотоаппарата с объективом с диаметром апертуры $D \approx 15$ мм и фокусным расстоянием $f \approx 50$ мм при освещении удаленной рассеивающей поверхности пучком Не-Не лазера ($\lambda = 632,8$ нм), имеют размеры $\varepsilon_{\perp} \approx 2$ мкм. Спеклы на сетчатке глаза ($D \approx 4$ мм, $z \approx 24$ мм) имеют размер $\varepsilon_{\perp} \approx 3$ мкм (с учетом показателя преломления стекловидного тела глаза), что сравнимо с разрешающей способностью сетчатки.

Объективные спекл-картины часто удобно наблюдать в дальней области дифракции при использовании прозрачных рассеивателей, таких как матовое стекло. На рис. 3 представлены схемы формирования объективных спекл-структур в дальней области дифракции рассеянного поля в свободном пространстве (рис.3а) и в задней фокальной плоскости собирающей линзы.

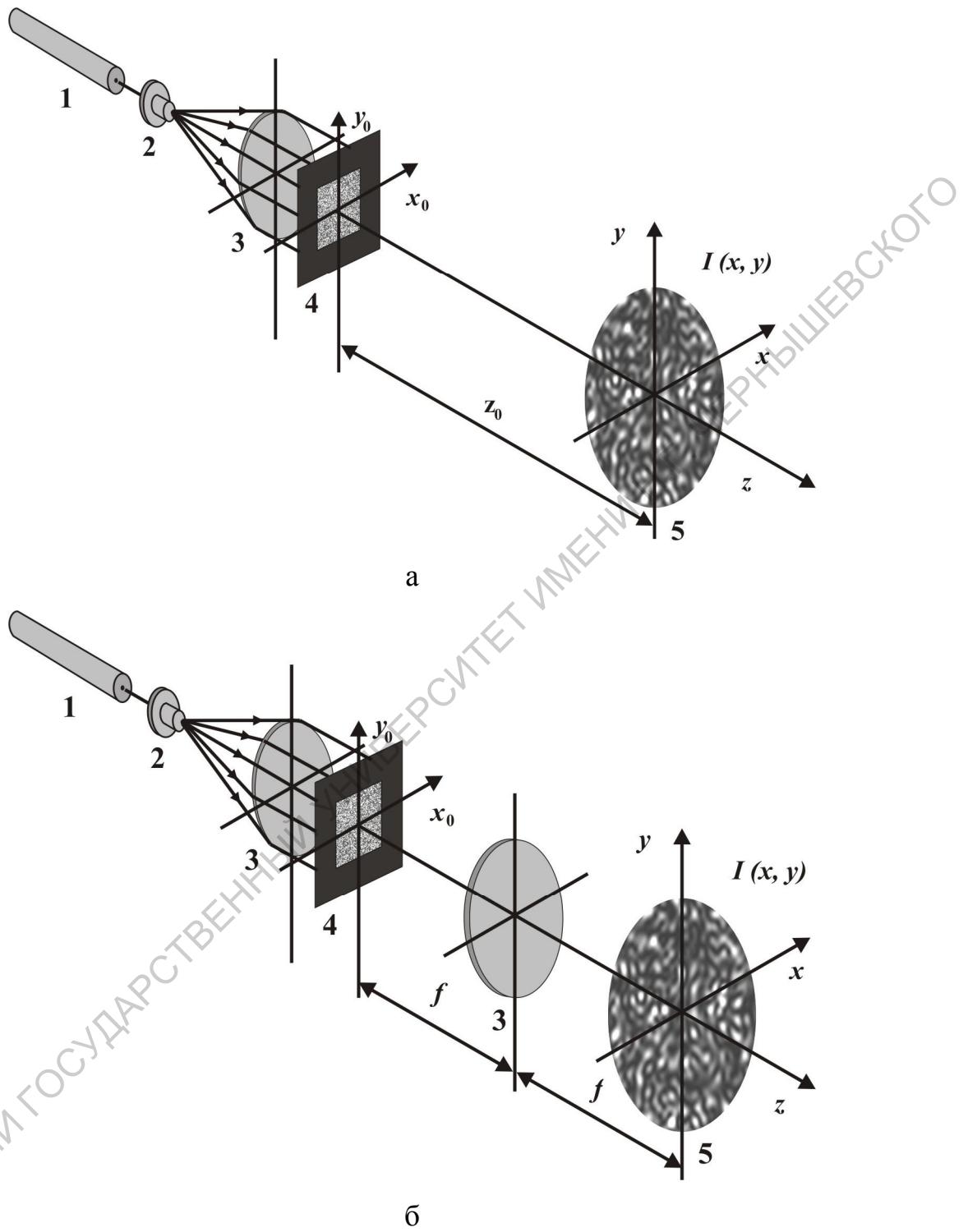


Рис.3. Схемы формирования объективных спекл структур в дальней области дифракции: а) – в свободном пространстве, б) – в пространстве изображения; 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – линзы, 4 – рассеивающий источник, 5 – плоскость наблюдения в дальней области дифракции

Компьютерное моделирование рассеянного волнового поля, спекл-структуры и их пространственного спектра спекл-структуры

Для исследования процессов и явлений, происходящих в окружающем мире, для их наглядного представления, хорошим инструментом в проводимых исследованиях является численное компьютерное моделирование. Спекл-структуры также можно численно моделировать и численно обрабатывать для получения количественных параметров таких изображений и исследования их пространственных свойств.

На рис. 4 представлены фрагменты спекл-структур, зарегистрированных в реальном эксперименте и полученных в численном эксперименте, при использовании рассеивателей и источников спекл-полей, с разными апертурами.

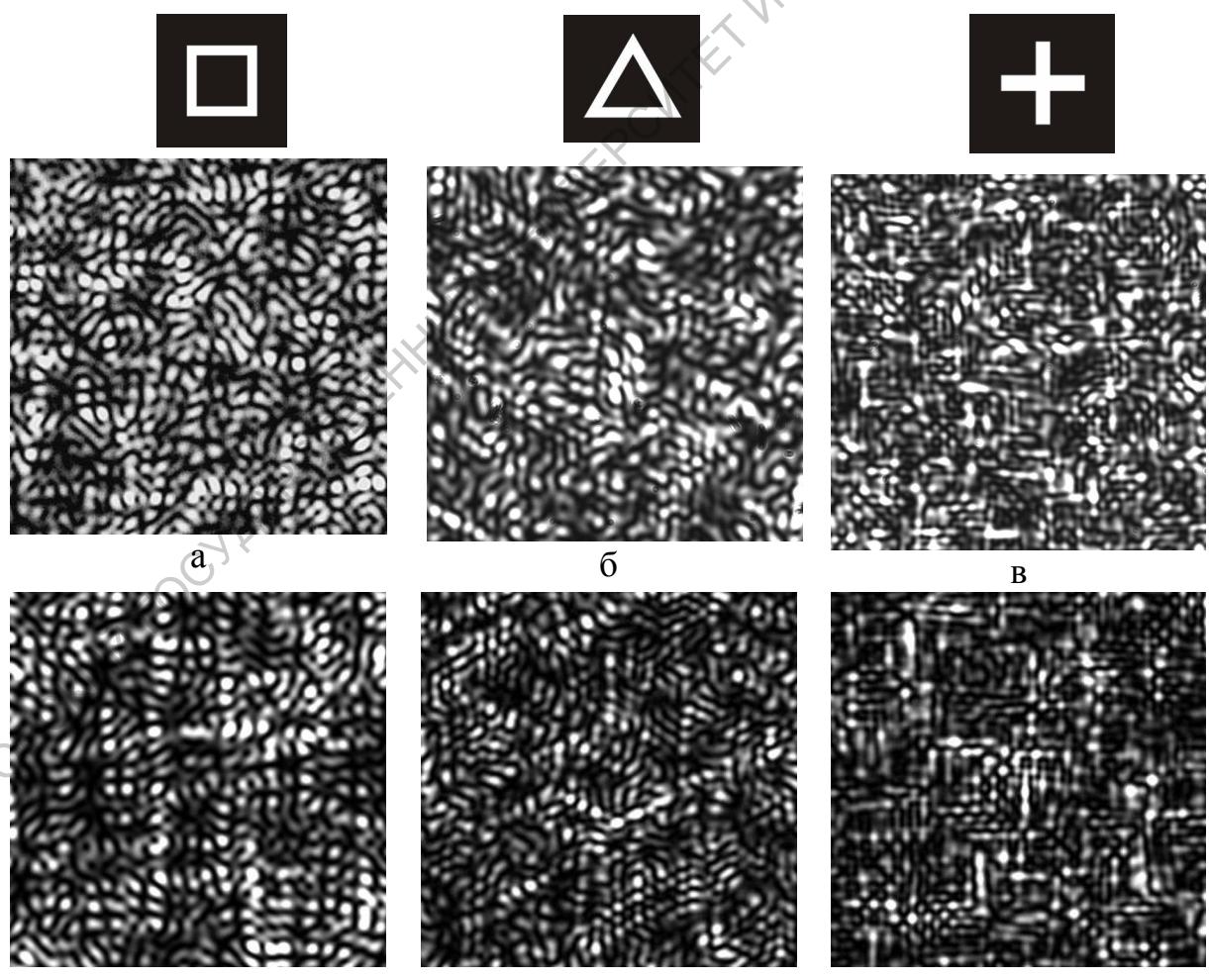


Рис. 4. Апертуры рассеивателей и фрагменты спекл-структур в дифракционном поле: (а, б, в) – полученные в реальном эксперименте; (г, д, е) – смоделированные в численном эксперименте

На рис. 5 представлены пространственные спектры спекл-структур, полученные в натурном и численном экспериментах.

Из простого сравнения изображений на рис. 4 и 5 видно, что численное моделирование является инструментом, который в достаточно высокой степени соответствует реальным процессам формирования спекл-структур и их пространственных спектров, и является хорошим дополнением к реальному эксперименту в проводимых исследованиях. Это обстоятельство наряду с высокой скоростью моделирования реальных процессов является важным фактором, поскольку при реализации натурного эксперимента могут возникнуть определенные трудности технического характера, влекущие временные и материальные затраты на подготовку и реализацию эксперимента.

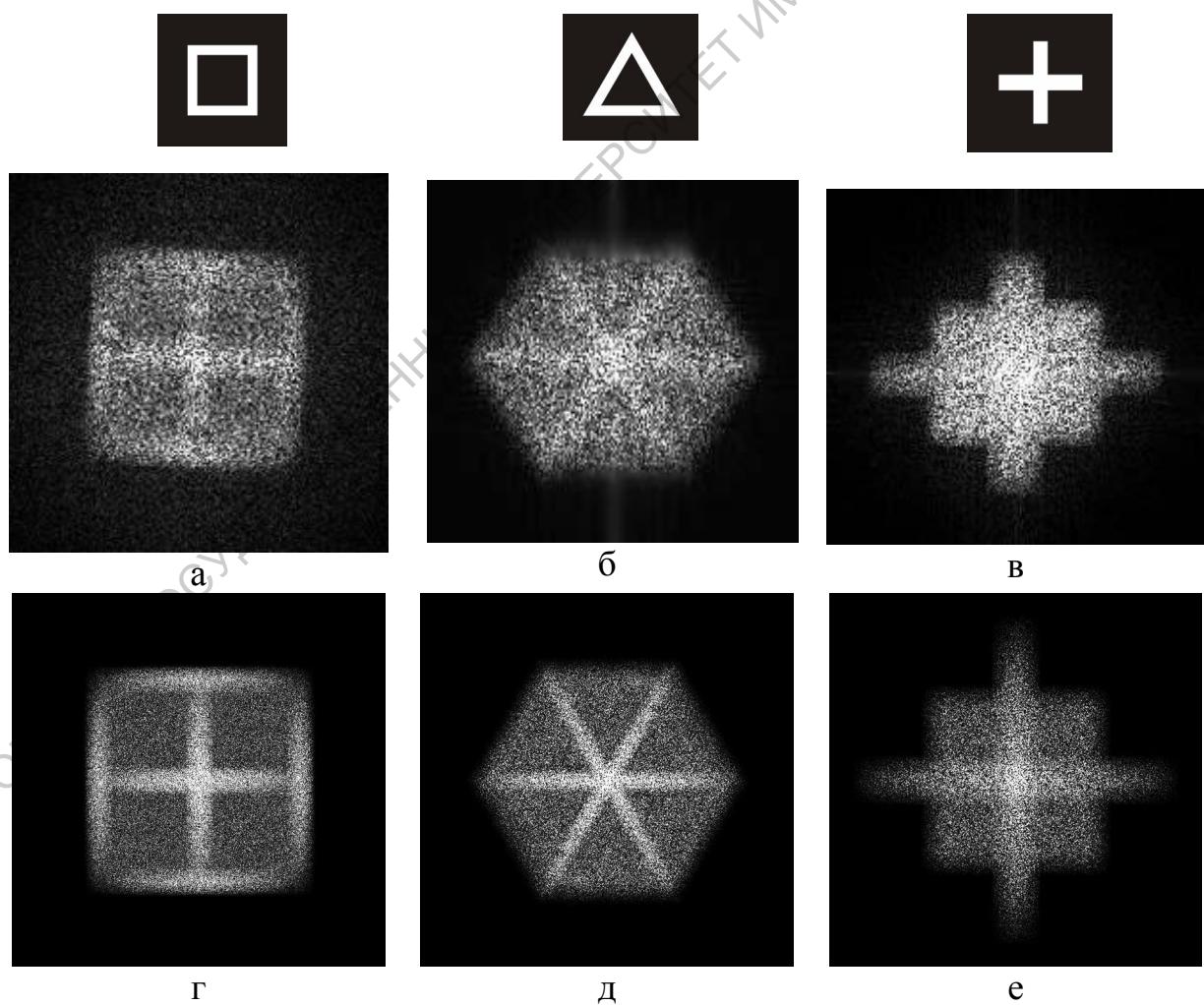


Рис. 5. Апертуры рассеивателей и пространственные спектры спекл-структур: (а,б,в) – полученные в реальном эксперименте; (г,д,е) – численно смоделированные

Расчет комплексной амплитуды дифракционного поля

Численное моделирование оптического поля в плоскости рассеивателя - источника дифракционного спекл-модулированного поля, можно выполнить согласно следующему алгоритму.

1. Формирование двух числовых матриц случайных независимых вещественных величин $u(k, j)$ и $v(k, j)$, статистически распределенных по нормальному закону.
2. Формирование на основе матриц $u(k, j)$ и $v(k, j)$ матрицы случайных комплексных величин $U_0(k, j) = u(k, j) + iv(k, j)$. Таким образом формируется случайное, попиксельно коррелированное поле круговых гауссовых комплексных величин [7]. Эта операция определяет формирование поля комплексной амплитуды источника в виде дискретного массива независимых круговых гауссовых случайных величин $U_0(k, j)$. По-пиксельная корреляция поля источника позволяет считать такое поле фактически δ -коррелированным.
3. Модуляция поля $U_0(k, j)$ бинарной апертурной функцией $P(k, j)$, равной 1 в пределах апертуры и 0 за ее пределами. Эта операция определяет формирование дискретного поля комплексных амплитуд $U(k, j) = U_0(k, j) P(k, j)$ в плоскости рассеивателя с учетом формы его апертуры.
4. Увеличение размеров числовой матрицы поля комплексных амплитуд источника путем окружения (дополнения) матрицы последовательностями нулей, что с физической точки зрения определяет размеры области непрозрачного экрана. Такое увеличение пиксельного размера поля источника позволяет получить дифракционное спекл-модулированное поле, в котором на каждый спекл приходится не один пиксель, как в случае использования матрицы с размерами апертуры рассеивателя, а достаточное большое

число пикселей, равное отношению размера дополненной матрицы к размеру апертуры.

5. Формирование комплексной амплитуды спекл-поля $F(x, y)$ в дальней области дифракции путем фурье-преобразования поля источника с использованием алгоритма двумерного быстрого преобразования Фурье.
6. Преобразование матрицы комплексных амплитуд поля $F(x, y)$ в матрицу интенсивности поля - квадрат модуля комплексных амплитуд $I(x, y) = |F(x, y)|^2$, что позволяет получить дифракционную картину, подобную наблюдаемой в реальном эксперименте.

Для функции распределения спекл-поля $F(x, y)$ в дальней области дифракции можно записать выражение в виде двумерного дискретного преобразования Фурье [8,9]:

$$F(x, y) = \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N U(k, j) \exp\left[i2\pi\left(\frac{k}{M}x + \frac{j}{N}y\right)\right] = \mathcal{F}\{U(k, j)\}, \quad (4)$$

где \mathcal{F} - символ фурье-преобразования, k, j и x, y – дискретные переменные в числах пикселей матрицы.

Преобразование этой матрицы в распределение квадрата модуля комплексных величин позволяет получить дифракционную картину - спекл-структуру $|F(x, y)|^2 = F(x, y)F^*(x, y) = I(x, y)$.

Если k, j - пространственные координаты, то переменные x, y в (4) имеют смысл пространственных частот. Поэтому спекл-картину и функцию $I(x, y)$ можно рассматривать в качестве пространственного спектра рассеивателя – источника спекл-поля.

Пространственный спектр спекл-картины

Пространственный спектр изображения – двумерной пространственной картины, это набор элементарных синусоидальных изображений –

синусоидальных решеток разной амплитуды, разного пространственного периода и разной ориентации – разных пространственных частот ξ, η . Сумма таких элементарных изображений дает исходное изображение. Дифракция плоской волны на совокупности таких синусоидальных решеток приводит к формированию дифракционной картины в дальнем поле дифракции – пространственному спектру изображения. Такую дифракционную картину еще называют дифракционным гало.

Пространственный спектр спекл-картины можно получить с помощью фурье-преобразования числовой матрицы спекл-картины $I(x, y)$, $H(\xi, \eta) = F\{I(x, y)\}$, где F – символ фурье-преобразования, (ξ, η) – пространственные частоты, если x, y – пространственные переменные. Следует различать пространственный спектр комплексных амплитуд $H(\xi, \eta) = F\{I(x, y)\}$ и спектр интенсивности (мощности) $I(\xi, \eta) = |H(\xi, \eta)|^2$.

Процедура формирования спекл-структуры и формирования её пространственного спектра схематично представлена на рис.6.

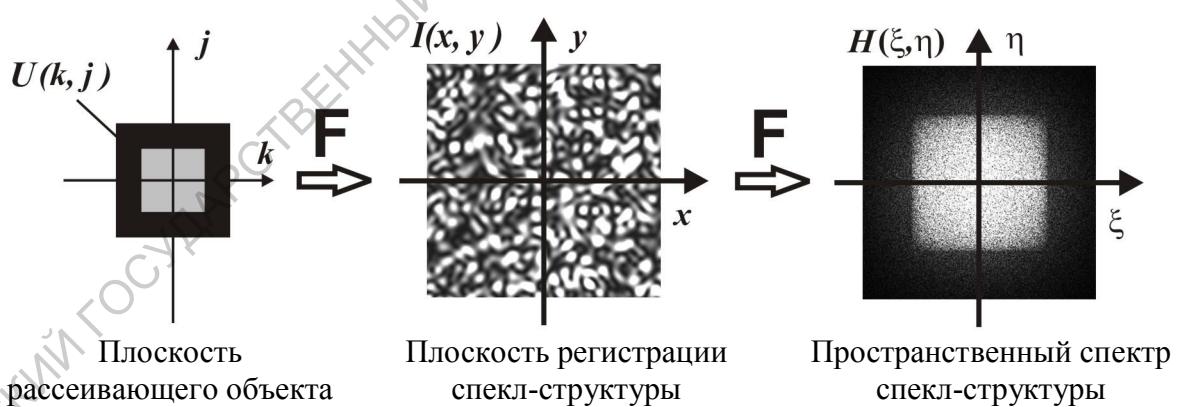


Рис.6. Процедура формирования пространственного спектра (дифракционного гало) спекл-структуры: $U(k, j)$ – поле комплексных объекта – источника спекл-поля, F – дискретное преобразование Фурье, $I(x, y)$ – спекл-картина в дальней области дифракции, $H(\xi, \eta)$ – комплексное поле пространственного спектра спекл-структуры.

Определение поперечных размеров спеклов

Важной статистической характеристикой спекл-картины является средний размер спеклов ε_{\perp} в спекл-картине, который в реальном эксперименте зависит от длины волны излучения λ , размеров апертуры рассеивателя или апертуры объектива D , и от расстояния z между рассеивателем (апертурой объектива) и плоскостью наблюдения:

$$\varepsilon_{\perp} \approx \frac{\lambda z}{D}. \quad (5)$$

Поперечный размер спеклов совпадает с размером области поперечной корреляции рассеянного поля, поскольку в пределах отдельного спекла амплитуда и фаза поля остаются приблизительно неизменными. Размер области корреляции, как и размеры спеклов, зависит от угловых размеров источника спекл-поля $\theta \approx D/z$ (см. рис.1) и длины волны используемого излучения λ .

Корреляционные свойства спекл-картины $I(x, y)$, как некоторого пространственного случайного поля, могут быть установлены с помощью корреляционной функции, которая по определению имеет вид [7]

$$G(\Delta x, \Delta y) = \langle [I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle] \times [I(x - \Delta x, y - \Delta y) - \langle I(x - \Delta x, y - \Delta y) \rangle] \rangle = \\ = \langle \tilde{I}(x, y) \times \tilde{I}(x - \Delta x, y - \Delta y) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают операцию усреднения, $\tilde{I}(x, y) = I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle$ - переменная составляющая распределения интенсивности.

В (6) использовано предположение о статистической однородности спекл-картины, $\langle I(x, y) \rangle = \langle I(x - \Delta x, y - \Delta y) \rangle$ - средняя интенсивность одинаковая по всей спекл-картине. Для статистически однородной спекл-картины операцию усреднения можно выполнять не по ансамблю реализаций спекл-картин, а по одной реализации – по пространственным переменным

спекл-картины в интервалах $2a$ и $2b$, значительно превышающих длины корреляции – размеры спеклов:

$$G(\Delta x, \Delta y) = \int_{-a}^a \int_{-b}^b \tilde{I}(x, y) \tilde{I}(x - \Delta x, y - \Delta y) dx dy. \quad (7)$$

Нормированная функция корреляции – коэффициент корреляции, определяется выражением

$$g(\Delta x, \Delta y) = \frac{G(\Delta x, \Delta y)}{G(\Delta x = 0, \Delta y = 0)}, \quad (8)$$

В дискретном виде для функции корреляции используют выражение:

$$G(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{MN} \sum_{x=1}^N \sum_{y=1}^M [\tilde{I}(x, y) \times \tilde{I}(x - \Delta x, y - \Delta y)], \quad (9)$$

В натурном и численном экспериментах поперечные размеры спеклов можно определить по ширине функции корреляции спекл-структуры, которую необходимо построить, подвергнув численной обработке изображение спекл-картины. Размер спеклов равен половине ширины центрального максимума нормированной функции корреляции спекл-структуры $g(\Delta x, \Delta y)$, определяемой с помощью выражений (8) и (9).

Определение функции корреляции в дискретном численном виде с использованием выражения (9) сопряжено с некоторыми вычислительными трудностями. Поэтому для вычисления корреляционной функции часто используют дискретное фурье-преобразование с учетом его свойства, а именно, теорему свертки (теорему корреляции) [10]. Применение алгоритма быстрого фурье-преобразования в этом случае существенно сокращает время вычисления значений функции корреляции.

Для получения в численном виде функции корреляции спекл-картины с применением фурье-преобразования, используют следующие соотношения:

$$G(\Delta x, \Delta y) = \sum_{x=1}^N \sum_{y=1}^M \tilde{I}(x, y) \tilde{I}(x - \Delta x, y - \Delta y) = \mathbf{F}^{-1} \left\{ H(\xi, \eta) H^*(\xi, \eta) \right\} = \mathbf{F}^{-1} \{ I(\xi, \eta) \}, \quad (10)$$

где (x, y) – дискретные координаты пикселей матрицы с записью интенсивности спекл-структуры; $\tilde{I}(x, y)$ – распределение переменной составляющей интенсивности спекл-структуры; $(\Delta x, \Delta y)$ – дискретные координаты взаимного смещения спекл-структуры «самой относительно себя»; $N \times M$ – размер матрицы в пикселях, \mathbf{F}^{-1} – дискретное обратное преобразования Фурье.

Таким образом, значения функции автокорреляции спекл-структуры можно вычислить, выполнив обратное преобразования Фурье от интенсивности пространственного спектра спекл-структуры $I(\xi, \eta) = |H(\xi, \eta)|^2$. Процедура вычисления функции корреляции спекл-картины включает следующие действия:

- 1) Находится среднее значение $\langle I(x, y) \rangle$ распределения интенсивности в дискретном изображении спекл-картины $I(x, y)$ и определяется распределения переменной составляющей интенсивности спекл-картины $\tilde{I}(x, y) = I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle$.
- 2) Дискретное распределение переменной составляющей интенсивности спекл-картины $\tilde{I}(x, y)$ подвергается фурье-преобразованию $\mathbf{F}\{\tilde{I}(x, y)\} = \tilde{H}(\xi, \eta)$.
- 3) Находится интенсивность пространственного спектра спекл-картины $|\tilde{H}(\xi, \eta)|^2 = \tilde{I}(\xi, \eta)$.
- 4) Вычисляется корреляционная функция спекл-картины с использованием обратного фурье-преобразования интенсивности пространственного спектра спекл-картины:

$$G(\Delta x, \Delta y) = \mathbf{F}^{-1}\{\tilde{I}(\xi, \eta)\} = \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \tilde{I}(\xi, \eta) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{\xi}{M}\Delta x + \frac{\eta}{N}\Delta y\right)\right]. \quad (11)$$

Нормированная трехмерная корреляционная функция спекл-картины, формируемой рассеивающим источником с апертурой в форме

эллиптического кольца, представлена на рис. 7,б. На рис. 7,в,г представлены двухмерные графики функции корреляции спектр-картины вдоль осей x и y , являющиеся сечениями двумерной функции и проходящими через центральный максимум.

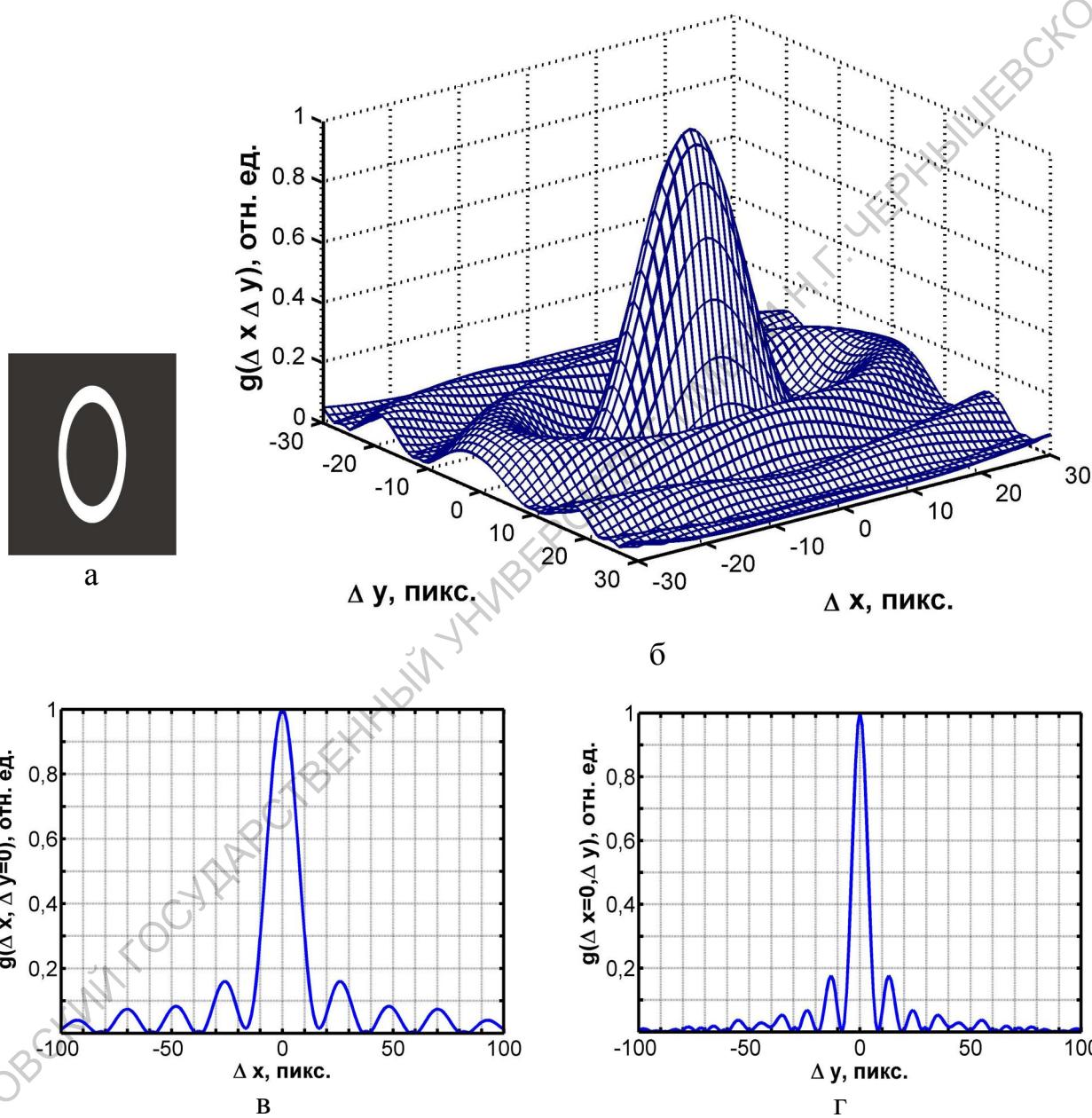


Рис.7. Апертура рассеивающего источника (а) в форме эллиптического кольца, длина полуосей эллипсов, ограничивающих апертуру: внешнего – 100, 50, внутреннего – 90, 45 пикс. Корреляционная функция спектр-структуры, формируемой источником с такой апертурой (б); двухмерные графики функции корреляции вдоль осей Δx (в) и Δy (г), проходящие через центральный максимум

Контраст спекл-структуры

Контраст спекл-структуры определяется как отношение среднего квадратичного отклонения интенсивности спекл-структуры σ_I к ее среднему значению интенсивности $\langle I \rangle$:

$$\beta = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{\sqrt{\langle (I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle)^2 \rangle}}{\langle I(x, y) \rangle}. \quad (12)$$

Величина контраста спекл-структуры может быть вычислена по формуле

$$\beta = \frac{1}{\langle I \rangle} \times \sqrt{\frac{\sum_{x=1}^N \sum_{y=1}^M (I(x, y) - \langle I \rangle)^2}{N \times M}}, \quad (13)$$

где $\langle I \rangle$ – средняя интенсивность на матрице со спекл-структурой; $N \times M$ – размер матрицы; $I(x, y)$ – интенсивность в точке с координатами x, y .

Контраст развитой спекл-структуры – объективной и субъективной, максимален и равен единице, $\beta = 1$. В этом случае среднее квадратичное отклонение интенсивности равно среднему значению интенсивности, $\sigma_I = \langle I \rangle$.

Контраст объективной спекл-структуры в дифракционном поле и субъективной спекл-структуры в области изображения зависит от степени когерентности рассеянных волн. При освещении рассеивателя частично когерентным излучением рассеянные волны становятся частично когерентными и контраст спекл-картины уменьшается.

При наложении (суммировании) некоррелированных спекл-картин $I_n(x, y)$ формируется результирующая спекл-картина, контраст которой уменьшается с увеличением числа N_S складываемых спекл-картин по следующему закону [11]:

$$\beta = 1/\sqrt{N_S}. \quad (14)$$

На рис. 8 показано, как снижается контраст изображения при увеличении числа складываемых спекл-картин, по которым происходит усреднение:

$$I(x, y) = \frac{1}{N_S} \times \sum_{n=1}^{N_s} I_n(x, y). \quad (15)$$

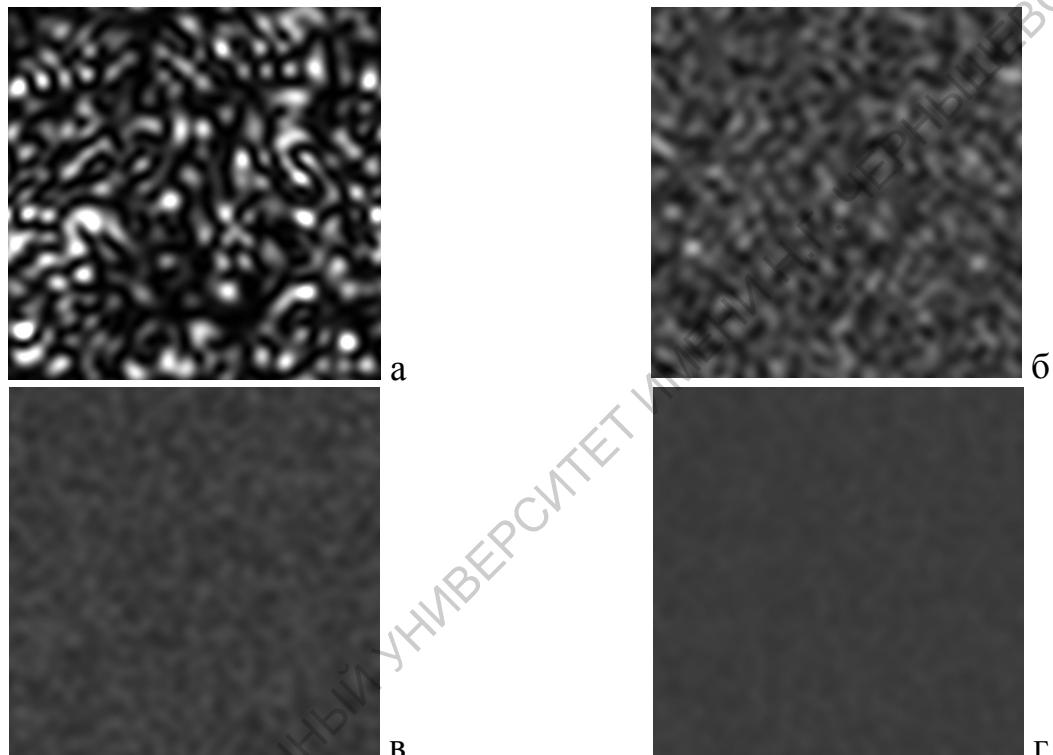


Рис.8. Фрагменты спекл-картин: а) – одна спекл-картина с единичным контрастом; б) - усреднённая по 10 реализациям спекл-картин; в) - усреднённая по 100 реализациям спекл-картин; г) - усреднённая по 1000 реализациям спекл-картин

Дифракция света на амплитудной дифракционной решетке

Простейшая амплитудная одномерная дифракционная решетка – это система параллельных прозрачных щелей в непрозрачном экране, расположенных на одинаковом расстоянии d , который называется периодом или постоянной решетки.

Картину дифракции пучка света на дифракционной решетке обычно наблюдают в задней фокальной плоскости линзы – в дальней области дифракции (рис.9). В этом случае говорят о дифракции Фраунгофера [5,6,12].

Щели дифракционной решетки можно рассматривать в качестве элементарных рассеивателей. Регулярное - строго периодическое расположение щелей обуславливает определенную регулярность и периодичность в распределении интенсивности в интерференционной картине.

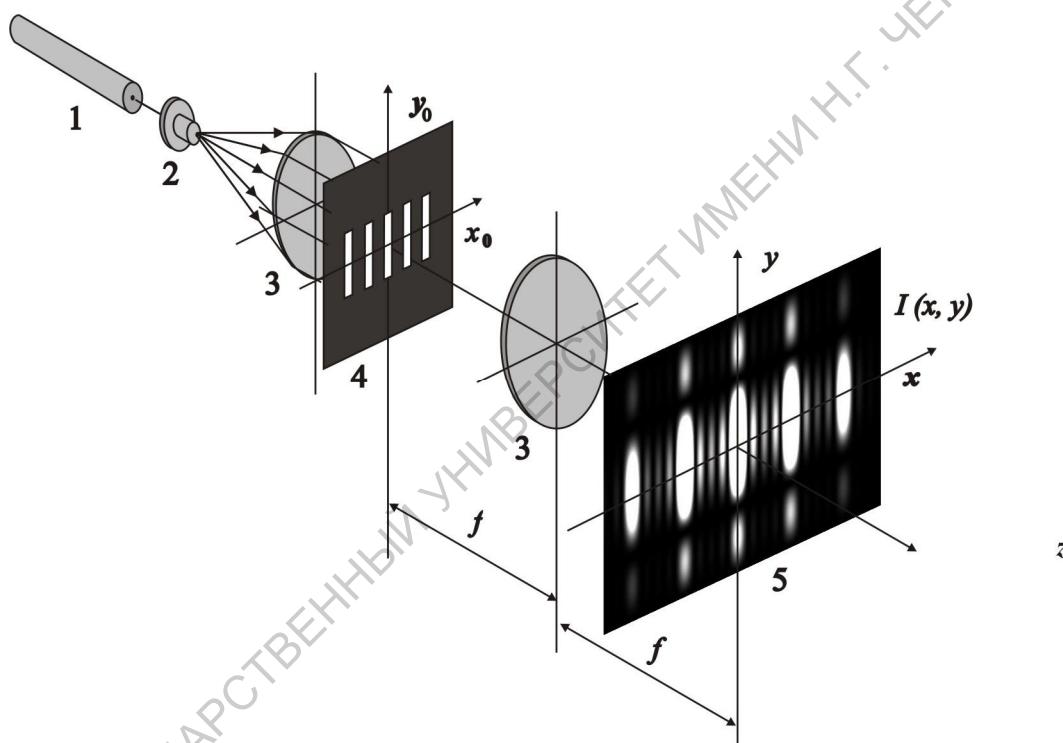


Рис.9. Дифракция плоской волны на дифракционной решетке – наблюдение дифракционной картины в дальней области дифракции - в задней фокальной плоскости линзы; 1 – лазер, 2 – микрообъектив, 3 – линзы, 4 – дифракционная решетка, 5 – плоскость наблюдения в дальней области дифракции

Если дифракционная решётка имеет N щелей, то значение комплексной амплитуды поля в плоскости наблюдения можно записать в виде суммы вкладов от каждой щели. Угловое распределение интенсивности дифрагированного света определяется выражением [12]

$$I(\alpha, \beta) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\pi b \frac{\sin \alpha}{\lambda}\right)}{\left(\pi b \frac{\sin \alpha}{\lambda}\right)} \right]^2 \times \left[\frac{\sin\left(\pi N d \frac{\sin \alpha}{\lambda}\right)}{\sin\left(\pi d \frac{\sin \alpha}{\lambda}\right)} \right]^2 \times \left[\frac{\sin\left(\pi a \frac{\sin \beta}{\lambda}\right)}{\left(\pi a \frac{\sin \beta}{\lambda}\right)} \right]^2, \quad (16)$$

где α и β - углы дифракции волн в плоскостях x, z и y, z , соответственно, N - число щелей в дифракционной решетке, a - высота щели, b - ширина щели, d - период дифракционной решетки, λ - длина волны.

Для распределения интенсивности света $I(x, y)$ в дифракционной картине в задней фокальной плоскости линзы (рис.9) в параксиальном приближении можно записать следующее выражение:

$$I(x, y) = I_0 \left[\frac{\sin\left(\pi b \frac{x}{\lambda f}\right)}{\left(\pi b \frac{x}{\lambda f}\right)} \right]^2 \times \left[\frac{\sin\left(\pi N d \frac{x}{\lambda f}\right)}{\sin\left(\pi d \frac{x}{\lambda f}\right)} \right]^2 \times \left[\frac{\sin\left(\pi a \frac{y}{\lambda f}\right)}{\left(\pi a \frac{y}{\lambda f}\right)} \right]^2, \quad (17)$$

где f - фокусное расстояние линзы, соотношения $\xi \approx x/\lambda f$ и $\eta \approx y/\lambda f$ определяют пространственные частоты дифрагированного волнового поля.

Замечательной особенностью дифракции света на решётке является образование узких максимумов интенсивности, в которые идёт подавляющая доля общего потока энергии дифрагированного света. Положения этих главных максимумов определяются условием

$$d \sin \alpha = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (18)$$

означающим, что идущие под углом α волны от всех щелей складываются в одной фазе.

В фокальной плоскости линзы положения главных максимумов в предположении малых углов дифракции определяется выражением $x_m \approx m\lambda f/d$.

Особенности формирования дифракционных картин, создаваемых действительными и комплексными рассеивателями

В данной работе представляется возможным исследование процесса формирования дифракционных картин, создаваемых чисто амплитудными (действительными) и амплитудно-фазовыми (комплексными) рассеивателями. С помощью моделирования можно убедиться, что дифракционные картины, создаваемые ансамблем действительных элементарных рассеивателей, и, на первый взгляд, имеющие совершенно случайный характер, обладают отчетливой центральной симметрией (рис.10д,е). Это обстоятельство весьма неожиданное, поскольку в спектральном картине наблюдается симметричное распределение интенсивности относительно центра картины, в каком бы направлении мы не смотрели. В случае ансамбля комплексных элементарных рассеивателей данная регулярность отсутствует и формируется абсолютно не симметричная спектральная картина (рис.10ж,з).

Симметрия картины дифракции дальнего поля в случае амплитудного рассеивателя с математической точки зрения объясняется свойством фурье-преобразования – реальная часть вещественной функции есть четная функция, а мнимая часть – нечетная функция. Или, что то же самое, фурье-образ $F(x, y)$ вещественной функции $U(x_0, y_0)$ обладает свойством $F(-x, -y) = F^*(x, y)$, следовательно, $|F(-x, -y)|^2 = |F^*(x, y)|^2 = |F(x, y)|^2$ или, в терминах интенсивности $I(-x, -y) = I(x, y)$, что и определяет центральную симметрию дифракционной картины.

Это свойство можно пояснить следующим образом с использованием дискретного преобразования Фурье.

Обратное фурье-преобразование фурье-образа $F(x, y)$ функции $U(x_0, y_0)$ есть сама функция $U(x_0, y_0)$:

$$\begin{aligned}
U(x_0, y_0) = & \mathbf{F}^{-1}\{F(x, y)\} = \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N F(x, y) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{x}{M}x_0 + \frac{y}{N}y_0\right)\right] = \\
= & \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N [\operatorname{Re} F(x, y) + i \operatorname{Im} F(x, y)] \cdot [\cos\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) - i \sin\left(2\pi\frac{y}{N}y_0\right)] = \\
= & \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \left\{ \operatorname{Re} F(x, y) \cos\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) + \operatorname{Im} F(x, y) \sin\left(2\pi\frac{y}{N}y_0\right) + \right. \\
& \left. + i \left[\operatorname{Re} F(x, y) \sin\left(2\pi\frac{y}{N}y_0\right) - \operatorname{Im} F(x, y) \cos\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) \right] \right\}. \quad (19)
\end{aligned}$$

Для вещественной функции $U(x_0, y_0)$ ее мнимая часть равна 0,

поэтому в (19) $\left[\operatorname{Re} F(x, y) \sin\left(2\pi\frac{y}{N}y_0\right) - \operatorname{Im} F(x, y) \cos\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) \right] = 0$ для всех пространственных частот (x, y) . Это выполняется при условиях, что

$$\begin{aligned}
& \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \left\{ \operatorname{Re} F(x, y) \sin\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) = 0 \right. \\
& \left. \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^N \left\{ \operatorname{Im} F(x, y) \cos\left(2\pi\frac{x}{M}x_0\right) = 0 \right. \right\}. \quad (20)
\end{aligned}$$

Отсюда следует, что $\operatorname{Re} F(x, y)$ - четная функция, а $\operatorname{Im} F(x, y)$ - нечетная функция. Значит $F(-x, -y) = F^*(x, y)$ и $|F(-x, -y)|^2 = |F^*(x, y)|^2 = |F(x, y)|^2$ или, для интенсивности $I(-x, -y) = I(x, y)$. Что и требовалось показать.

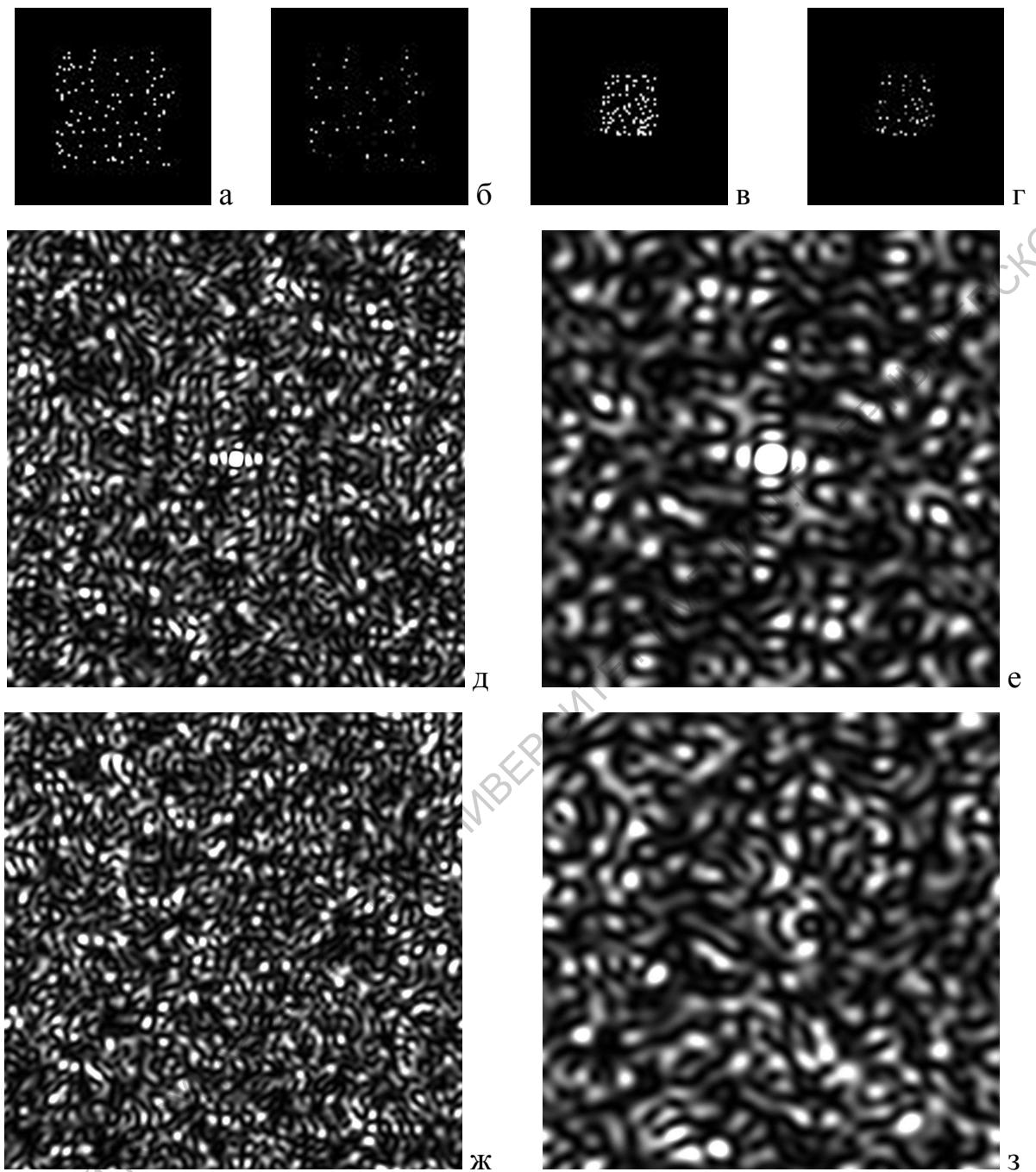


Рис.10. Точечные рассеивающие источники: (а,в) – действительные, (б,г) – комплексные. Дифракционные картины, формируемые этими источниками: (д,е) – действительными, (ж,з) – комплексными; квазиточечные источники количеством $N = 100$ случайно расположены в области размером (а,б) – $a^2 = 50^2$ и (в,г) – $a^2 = 25^2$ пикс.; расположение точечных источников - действительных и комплексных - одинаковое для (а) и (б), (в) и (г); размер матрицы: $N \times M = 1000 \times 1000$ пикс.

Можно дать несколько иные, с физической точки зрения, объяснения симметрии картины дифракционной света на амплитудном рассеивателе.

Распределение поля, создаваемого в дальней области дифракции рассеивателем, состоящим из множества элементарных точечных действительных рассеивателей, случайно расположенных в заданной области с постоянной интенсивностью, равной единице, можно записать в виде

$$\begin{aligned} F(x, y) &= \sum_{n=1}^N \exp \left[i 2\pi \left(\frac{k(n)}{M} x + \frac{j(n)}{M} y \right) \right] = \\ &= \sum_{n=1}^N \sin \left[2\pi \left(\frac{k(n)}{M} x + \frac{j(n)}{M} y \right) \right] + i \sum_{n=1}^N \cos \left[2\pi \left(\frac{k(n)}{M} x + \frac{j(n)}{M} y \right) \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где N – количество точечных источников, $k(n), j(n)$ – координаты точечных источников, квадратная матрица размером $M \times M$. Для распределения интенсивности дифракционной картины можно записать выражение

$$\begin{aligned} I(x, y) &= F(x, y) F^*(x, y) = \\ &= \left(\sum_{n=1}^N \sin \left[2\pi \left(\frac{k(n)}{M} x + \frac{j(n)}{M} y \right) \right] \right)^2 + \left(\sum_{n=1}^N \cos \left[2\pi \left(\frac{k(n)}{M} x + \frac{j(n)}{M} y \right) \right] \right)^2. \end{aligned} \quad (22)$$

Функции косинус и квадрат синуса, не смещённые относительно центра координат, обладают центральной симметрией относительно центра координат. Комбинация гармонических функций в плоскости XY , не смещённых относительно центра координат формирует функцию, обладающую центральной симметрией в данной плоскости относительно центра координат.

В случае источника, состоящего из множества точечных комплексных источников, случайно расположенных в заданной области с одинаковой интенсивностью, равной единице, для распределения поля в дальней области дифракции можно записать выражение

$$\begin{aligned}
F(x, y) &= \sum_{n=1}^N \exp(i\Delta\varphi(n)) \exp\left[i2\pi\left(\frac{k(n)}{M}x + \frac{j(n)}{M}y\right)\right] = \\
&= \sum_{n=1}^N \sin\left[2\pi\left(\frac{k(n)}{M}x + \frac{j(n)}{M}y\right) + \Delta\varphi(n)\right] + i \sum_{n=1}^N \cos\left[2\pi\left(\frac{k(n)}{M}x + \frac{j(n)}{M}y\right) + \Delta\varphi(n)\right],
\end{aligned} \tag{23}$$

где $\Delta\varphi(n)$ – величина смещения фазы, равномерно распределённая в интервале $[-\pi, \pi]$. Соответственно, для интенсивности можно записать

$$\begin{aligned}
I(x, y) &= F(x, y)F^*(x, y) = \\
&= \left(\sum_{n=1}^N \sin\left[2\pi\left(\frac{k(n)}{M}x + \frac{j(n)}{M}y\right) + \Delta\varphi(n)\right] \right)^2 + \\
&\quad + \left(\sum_{n=1}^N \cos\left[2\pi\left(\frac{k(n)}{M}x + \frac{j(n)}{M}y\right) + \Delta\varphi(n)\right] \right)^2.
\end{aligned} \tag{24}$$

К каждому слагаемому, являющемуся синусом или косинусом, добавляется смещение на случайную величину, в результате которого гармоническая функция синус или косинус уже не обладает центральной симметрией относительно центра координат. Комбинация таких гармонических функций, случайно смещённых относительно центра координат в плоскости XY , формирует функцию, не имеющую центральной симметрии в данной плоскости относительно центра координат, и даже не имеющую никакого другого центра симметрии, поскольку все гармонические функции, составляющие интенсивность, имеют свой случайный вектор смещения.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Цели работы: изучение в численном эксперименте физических принципов формирования дифракционных полей и интерференционных структур, исследование свойств дифракционных спектров, исследование закономерностей дифракции света на системе случайно расположенных или периодически расположенных одинаковых рассеивателей – дифракционной решетке.

Рассеивающие источники, формируемые программой

Параметры и свойства дифракционных полей и картин существенным образом зависят от апертурных параметров источников дифракционных полей – размеров и формы апертуры рассеивателей. В программе расчета и формирования дифракционных картин первоначально необходимо выбрать форму апертуры источника и определить ее размеры для формирования комплексной амплитуды поля в плоскости источника.

На рис. 11-15 представлены апертуры, которые можно формировать с помощью программы, и указано, какие нужно вводить параметры апертуры. Для формирования некольцевых структур для внутреннего размера апертур нужно вводить нуль.

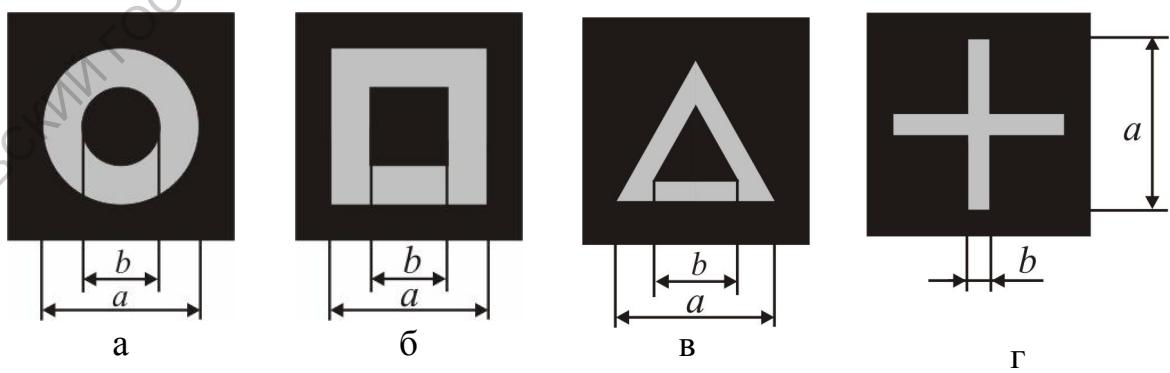


Рис.11. Апертуры рассеивающих источников; вводимые параметры – a b :
 а) – кольцевая апертура «кольцо», б) – квадратная кольцевая апертура «квадрат», в) треугольная кольцевая апертура «треугольник», г) – крестообразная апертура «крест»

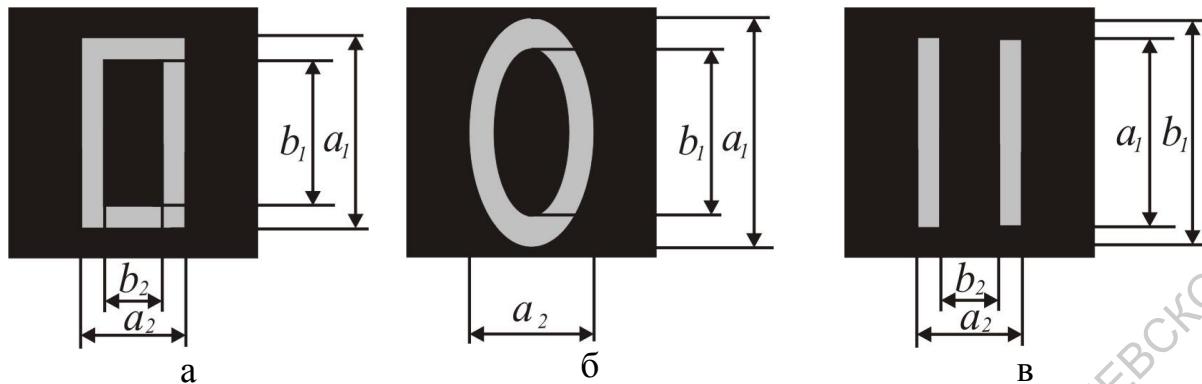


Рис.12. Апертуры рассеивающих источников в форме прямоугольного кольца – «прямоугольник» (а), в форме эллиптического кольца – «эллипс», в форме двух прямоугольников (в); вводимые параметры: а) – для кольцевого прямоугольника – $a_1 \ b_1 \ a_2 \ b_2$, б) – для эллиптической кольцевой апертуры – $a_1 \ a_2 \ b_1$; для формирования двух вертикальных или горизонтальных прямоугольников (в) при вводе параметров прямоугольного кольца выполняется условие $a_1 < b_1$ или $a_2 < b_2$

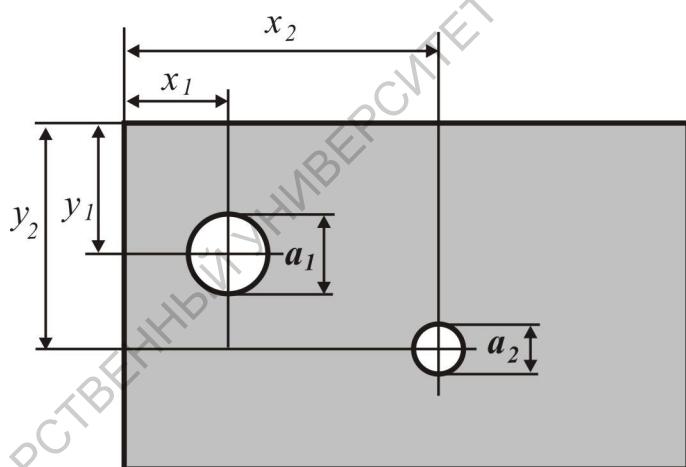


Рис.13. Апертура рассеивающего источника в форме двух круглых отверстий; вводимые параметры – $a_1 \ a_2 \ x_1 \ y_1 \ x_2 \ y_2$; размер матрицы: $N \times M = 1000 \times 1000$; диапазоны вводимых величин x_1, y_1, x_2, y_2 :
 $a_1/2 < x_1 < (1000 - a_1/2)$; $a_1/2 < y_1 < (1000 - a_1/2)$;
 $a_2/2 < x_2 < (1000 - a_2/2)$; $a_2/2 < y_2 < (1000 - a_2/2)$

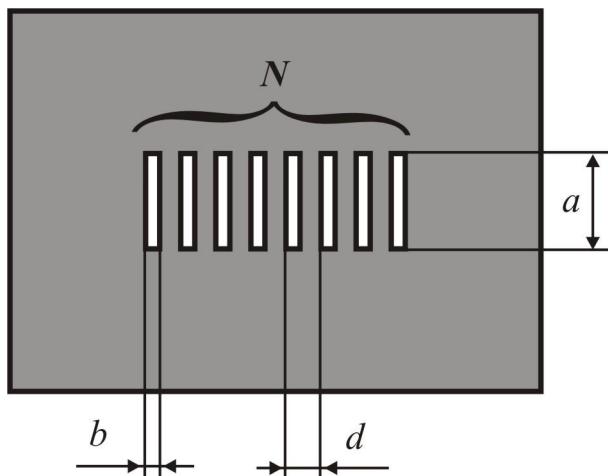


Рис.14. Амплитудная дифракционная решётка; вводимые параметры – $a \ b \ d \ N \ w$: d – период расположения щелей, b – ширина щели, a – высота щели, N – число щелей, w – коэффициент увеличения интенсивности дифракционной картины; размер матрицы: $N \times M = 1000 \times 1000$; необходимое условие для вводимых величин - $dN - b \leq 1000$

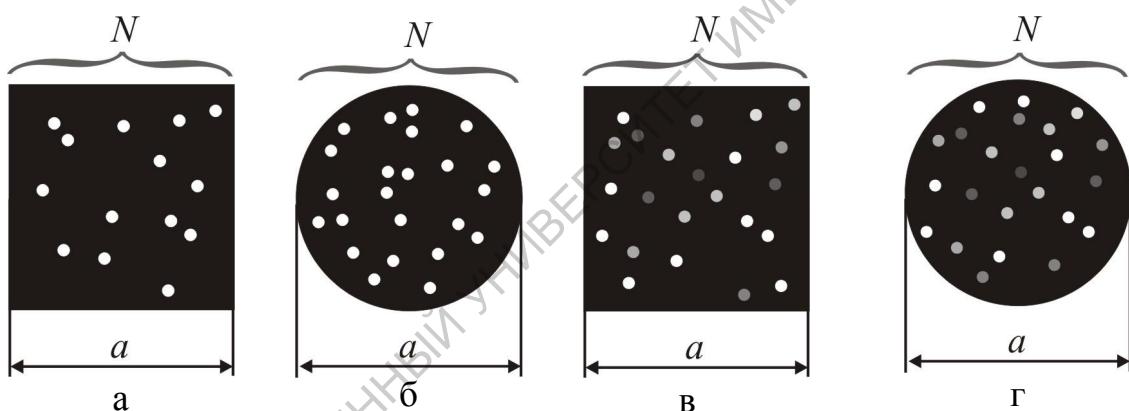


Рис.15. Рассеиватели в виде множества « N » квазиточечных источников, случайно расположенных в области с заданным размером « a^2 » или « $\pi a^2/4$ »: (а, б) – действительных, (в, г) – комплексных; вводимые параметры – $a \ N$

Программа формирования и обработки дифракционных картин

Для реализации численных экспериментов в работе используется компьютерная программа расчета дифракционных полей и формирования дифракционных картин, их корреляционной и спектральной обработки. Программа создана в среде MATLAB.

Использование программы возможно на компьютере с операционной системой Windows 98 или Windows седьмой версии, особых требований к характеристикам компьютера нет. Для запуска программы сначала

необходимо инсталлировать библиотеки MATLAB, запустить файл: из папки «Интерфейс» нужно запустить файл «intSp2_pkg» и ответить на все задаваемые вопросы в процессе инсталляции. Это действие (процесс инсталляции) на компьютере выполняется только один раз. После этого интерфейс для выполнения оптического компьютерного практикума «ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ И ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН» формируется при запуске файла «intSp1.exe».

Интерфейс программы

Для реализации работы программы расчета дифракционных картин и их обработки используется окно интерфейса. Изображение интерфейса программы представлено на рис. 16.

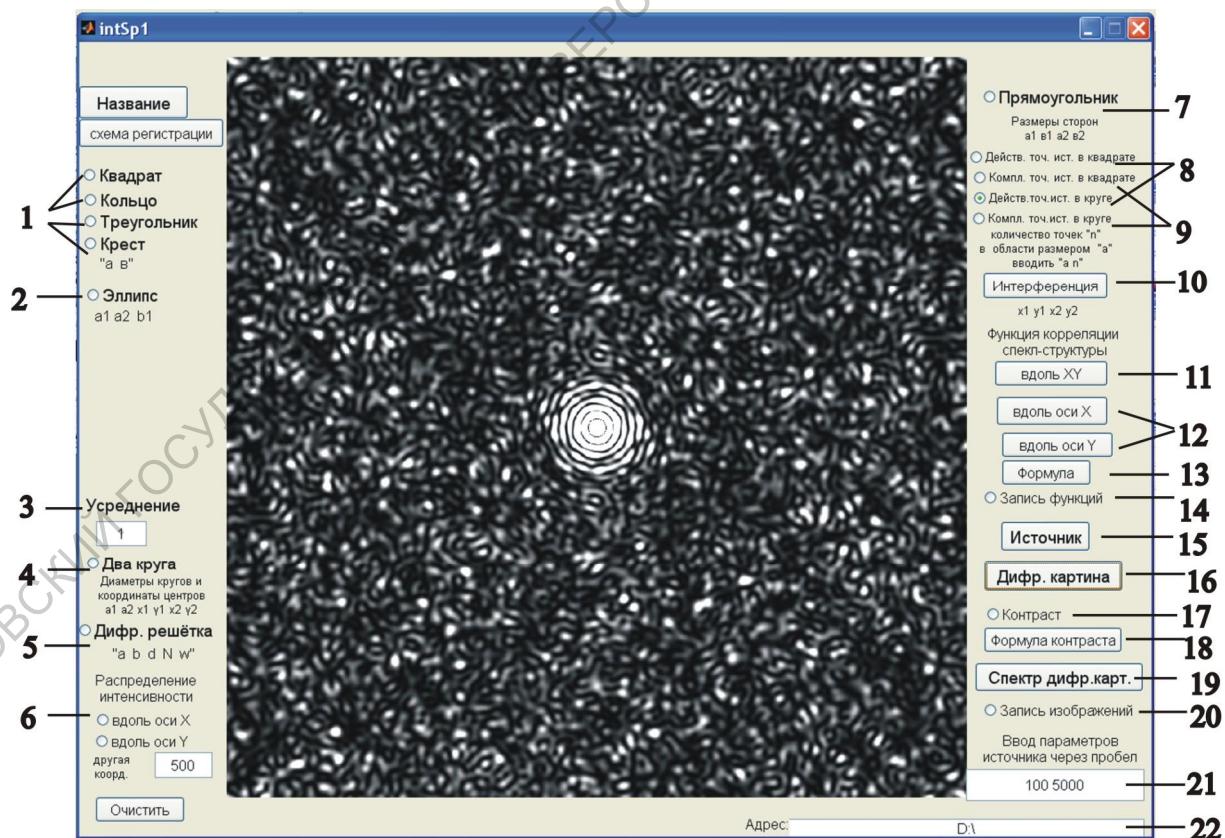


Рис.16. Изображение интерфейса программы численного расчета, формирования дифракционных картин и их обработки

Кнопки 1,2,4,5,7,8,9 – «Квадрат», «Кольцо», «Треугольник», «Крест», «Эллипс», «Два круга», «Дифр. решётка», «Прямоугольник», «Действ. точ. ист. в квадрате», «Компл. точ. ист. в квадрате», «Действ. точ. ист. в круге», «Компл. точ. ист. в круге» соответствуют выбору источника.

Для источников, формируемых при нажатии кнопок: «Квадрат», «Кольцо», «Треугольник», «Эллипс», «Прямоугольник», кольцевые структуры источника образуются, когда внутренние размеры апертур больше нуля, $b_1 > 0$ или $b_2 > 0$. Когда $b_1 = 0$ или $b_2 = 0$, при нажатии кнопок: «Квадрат», «Кольцо», «Треугольник», «Эллипс», «Прямоугольник», рассеивающий источник формируются с апертурой в форме сплошных фигур: квадрата, кольца, треугольника, эллипса или прямоугольника.

- **Квадрат** – формирование рассеивающего источника с квадратной в общем случае кольцевой апертурой (рис.11б).
- **Кольцо** – формирование рассеивающего источника с круглой в общем случае кольцевой апертурой (рис.11а).
- **Треугольник** - формирование рассеивающего источника с треугольной равносторонней в общем случае кольцевой апертурой (рис.11в).
- **Крест** - формирование рассеивающего источника с апертурой в форме равностороннего креста (рис.11г).
- **Эллипс** - формирование рассеивающего источника с апертурой в форме эллипса (рис.12б). Для эллиптической кольцевой апертуры вводятся только три параметра – a_1 a_2 b_1 . Внутренний эллипс кольцевой структуры формируется подобным внешнему эллипсу. Размер малой оси внутреннего эллипса вычисляется программой из соотношения пропорциональности двух эллипсов по формуле $b_2 = a_2 b_1 / a_1$.
- **Два круга** - формирование двух рассеивающих источников с апертурами в форме круга (рис.13).

- **Дифр. решётка** – формирование действительного источника – дифракционной решётки с заданными параметрами (рис.14).
- **Прямоугольник** - формирование рассеивающего источника с апертурой в форме прямоугольника (рис.12а); для формирования апертуры в форме двух вертикальных или горизонтальных прямоугольников (рис. 12в) при вводе параметров необходимо выполнить условие $a_1 < b_1$ или $a_2 < b_2$.
- **Действ. точ. ист. в квадрате** - формирование действительного источника, состоящего из множества действительных точечных источников « N » с одинаковой нормированной интенсивностью, случайно расположенных в квадратной области с заданным размером $\ll a^2$ (рис.15а). Если задать небольшое количество точек $N \ll a^2$, то можно наблюдать картины интерференции волн от точечных источников, например двух. Если задать количество точек $N \gg a^2$, то можно наблюдать картину дифракции на квадратном отверстии. При постепенном увеличении количества точек можно наблюдать постепенное уменьшение интенсивности случайной составляющей дифракционной картины (спекл-картины) и увеличение интенсивности регулярной составляющей дифракционной картины (картина дифракции на квадратном отверстии), наблюдается процесс перетекания энергии из случайной составляющей дифракционной картины в регулярную.
- **Компл. точ. ист. в квадрате** - формирование источника, состоящего из множества точечных источников « N » с одинаковой нормированной интенсивностью и случайным распределением фазы в интервале $[-\pi, \pi]$, случайно расположенных в квадратной области с заданным размером $\ll a^2$ (рис.15в). В этом случае формируется только случайная дифракционная картина (спекл-картина).
- **Действ. точ. ист. в круге** - формирование действительного источника, состоящего из множества действительных точечных источников « N » с

одинаковой нормированной интенсивностью, случайно расположенных в круглой области с заданным размером $\pi a^2/4$. Можно наблюдать, как описано выше в случае квадратной области, процесс перетекания энергии из случайной составляющей дифракционной картины - спектральной картины, в регулярную составляющую - картину дифракции на круглом отверстии (рис.15б).

- **Компл. точ. ист. в круге** - формирование источника, состоящего из множества точечных источников N с одинаковой нормированной интенсивностью и случайным распределением фазы в интервале $[-\pi, \pi]$, случайно расположенных в квадратной области с заданным размером $\pi a^2/4$ (рис.15г). В этом случае формируется только случайная дифракционная картина (спектральная картина).

В окне интерфейса программы необходимо отметить выбранный рассеивающий источник, затем ввести в строку ввода 21 параметры формируемого источника. После этого при нажатии клавиши 15 – «Источник» на экране формируется изображение выбранного рассеивающего источника с заданными параметрами. При нажатии клавиши 16 – «Дифр. картина» формируется изображение дифракционной картины, создаваемой таким источником.

Если отметить кнопку 17 – «Контраст», а затем ещё раз нажать на клавишу 16 – «Дифр. картина», то на изображении дифракционной картины выводится строка, содержащая значение контраста данной дифракционной картины. При нажатии клавиши 18 – «Формула контраста» на экран выводится формула, по которой вычисляется величина контраста дифракционной картины.

При нажатии клавиши 19 – «Спектр дифр. карт.» формируется спектр дифракционной картины, создаваемой заданным источником.

Если необходимо провести усреднение изображений рассеивающих источников, дифракционных картин или пространственных спектров дифракционных картин, то в окно ввода 3 «**Усреднение**» вводится количество реализаций, по которым необходимо произвести усреднение. После этого необходимо выполнить вышеописанную процедуру формирования рассеивающего источника, дифракционной картины или пространственного спектра дифракционной картины. На экран выводятся усреднённые изображения, при нажатии соответствующей клавиши 15 – «**Источник**», 16 – «**Дифр. картина**» или 19 – «**Спектр дифр. карт.**».

Если отметить одну из кнопок под номером 6 – «**Распределение интенсивности**» «**вдоль оси X**» или «**вдоль оси Y**», то после нажатия клавиш 16 – «**Дифр. картина**» или 19 – «**Спектр дифр. карт.**» реализуется построение графиков нормированного распределения интенсивности в дифракционной картине или пространственном спектре дифракционной картины вдоль осей X или Y, соответственно. В окно ввода под номером 6 вводят координату строки, вдоль которой строится график.

После ввода в окно ввода 21 параметров, задающих два точечных источника, и последующего нажатия клавиши 10 – «**Интерференция**» формируется изображение интерференционной картины от двух точечных источников в дальней области дифракции. Если перед этим отметить одну из кнопок под номером 6, то построится график нормированного распределения интенсивности вдоль соответствующей строки с заданной координатой.

После выбора источника и ввода его параметров при нажатии клавиши 11 – «**Функция корреляции спекл-структуры**» «**вдоль XY**» формируется двумерная нормированная корреляционная функция спекл-структуры в плоскости XY. При нажатии одной из клавиш 12 – «**вдоль оси X**» или «**вдоль оси Y**» реализуется построение графиков нормированной функции корреляции вдоль строки, проходящей через центр матрицы вдоль соответствующей оси. При этом на экран выводится значение величины среднего размера спеклов вдоль соответствующей оси, равное половине

ширины центрального максимума корреляционной функции. При нажатии клавиши 13 – «Формула» на экран выводится формула, по которой строится функция корреляции спекл-структуры.

Если необходимо сохранить файл с изображением источника, дифракционной картины или пространственного спектра дифракционной картины, то перед выполнением вышеописанных процедур формирования изображений необходимо отметить кнопку 20 – «Запись изображений» и ввести в строку ввода 22 адрес, куда необходимо выполнить сохранение файла.

Если необходимо сохранить файл с изображением графиков функций, то перед выполнением вышеописанных процедур формирования графиков функций необходимо отметить кнопку 14 – «Запись функций» и ввести в строку ввода 22 адрес, куда необходимо выполнить сохранение файла.

Задание: исследование процессов формирования и свойств дифракционного поля

1. Сформировать спекл-картины для различных источников. Исследовать влияние формы источника на параметры спекл-картины. Записать полученные изображения спекл-картин.
2. Исследовать влияние размеров источника на средний размер спеклов. Записать полученные изображения.
3. Построить нормированные графики распределения интенсивности спекл-картин, формируемых источниками различных форм и размеров, вдоль осей X и Y.
4. Построить поперечную функцию корреляции интенсивности спекл-структуры на плоскости XY.
5. Построить поперечные функции корреляции спекл-структуры вдоль осей X и Y и определить средние размеры спеклов. Записать полученные графики функций.

6. Исследовать вид дифракционной картины от точечных источников, локализованных в области квадратной или/и круглой формы, заданных размеров.
7. Сравнить вид дифракционной картины от действительных и комплексных точечных источников, локализованных в области квадратной или круглой формы, заданных размеров.
8. Исследовать, как влияет изменение количества точечных источников и размера области их локализации на вид дифракционной картины.
9. Построить нормированный график распределения интенсивности дифракционной картины, формируемой точечными источниками, локализованными в области с заданными размерами.
10. Построить нормированный график функции корреляции дифракционной картины, формируемой точечными источниками, локализованными в области с заданными размерами.
11. Исследовать зависимость размера дифракционного гало от размера источника и от среднего размера спеклов.
12. Исследовать свойства дифракционной картины, формируемой дифракционной решёткой. Как меняется вид дифракционной картины при изменении параметров решётки?
13. Построить нормированный график распределения интенсивности дифракционной картины, формируемой дифракционной решёткой. Исследовать влияние параметров решётки на форму максимумов и их количество.
14. Определить зависимость ширина главных максимумов дифракции от количества щелей дифракционной решетки.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ

1. Что такое спекл-структура светового поля? Назовите необходимые условия ее возникновения.
2. Нарисовать схемы записи цифровых спекл-картин объективных и субъективных спеклов в дальней области дифракции и в плоскости изображения рассеивателя.
3. Записать выражение для фурье-преобразования оптического поля с использованием линзы.
4. Записать выражение для дискретного фурье-преобразования матрицы значений комплексных амплитуд.
5. Какими параметрами определяются размеры спеклов, регистрируемых в натурном и формируемых в численном экспериментах?
6. Какими параметрами спекл-картины определяется ширина функции автокорреляции спекл-картины?
7. Записать выражение для автокорреляционной функции спекл-картины.
8. Записать выражение для определения автокорреляционной функции дискретного изображения спекл-картины.
9. Записать выражение для пространственного спектра изображения.
- 10.Какими параметрами определяется ширины пространственного спектра спекл-картины?
- 11.Чем определяются размеры дифракционного гало? Оцените размер дифракционного гало с учетом размера рассеивающего объекта и размеров спеклов.
- 12.Объяснить связь формы пространственного спектра спекл-картины, формируемой в дальней области дифракции, с формой и размерами апертуры рассеивателя – источника спекл-поля.
13. Объяснить, почему дифракционная картина, формируемая источником, состоящим из множества случайно расположенных, действительных точечных источников обладает центральной симметрией относительно центра дифракционной картины.

ЛИТЕРАТУРА

Основная литература

1. Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – М.: Мир, 1973. – 688 с.
2. Франсон, М. Оптика спеклов / М. Франсон. – Пер. с англ. М.: Мир, 1980. – 171 с.
3. Джоунс, Р. Голографическая и спектр-интерферометрия. / Р. Джоунс, К. Уайкс. – Пер. с англ. М.: Мир, 1986. – 328с.
4. Рябухо, В.П. Спектр-интерферометрия / В.П. Рябухо // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – Т. 7. – № 5. – С. 102-109.
5. Лабораторный практикум по общей физике: учеб. Пособие. В трех томах. Т.2. Оптика / А.В. Максимычев, Д.А. Александров, Н.С. Берюлёва и др.; пол ред. А.В. Максимычева. – М.: МФТИ, 2014. – 446 с.
6. Локшин, Г.Р. Основы радиооптики / Г.Р. Локшин– М.: Интеллект, 2009. - 344 с.
7. Гудмен, Дж. Статистическая оптика / Дж. Гудмен. – Пер. с англ. Под ред. Г.В. Скроцкого. М.: Мир, 1988. – 528с.
8. Сергиенко, А.Б. Цифровая обработка сигналов / А.Б. Сергиенко. – СПб.: БХВ–Петербург, 2011. – 768 с.
9. Грузман, И.С. Цифровая обработка изображений в информационных системах / И.С. Грузман [и др.]. – Новосибирск: Издательство НГТУ, 2002. – 352 с.
10. Гудмен, Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен. – Пер. с англ. М.: Мир, 1970. – 364с.

Дополнительная литература

11. Goodman, J.W. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications / J.W. Goodman. – Roberts & Company, Publishers, Englewood, CO, 2006. – 387 p.
12. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Пер. с англ., Под ред. Г.П. Мотулевич. – 2-е изд. М.: Наука, 1973. – 720 с.

13. Гужов, В.И. Компьютерная интерферометрия / В.И. Гужов, С.П. Ильиных. – Учеб. Пособие. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 252 с.
14. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
15. Клименко, И.С. Голография сфокусированных изображений и спектр-интерферометрия / И.С. Клименко. – М.: Наука, 1985. – 224с.
16. Горбатенко, Б. Б. Пространственный спектр (дифракционное гало) фурье-спектограммы рассеивающего объекта / Б.Б. Горбатенко, А.А. Гребенюк, Л.А. Максимова, В.П. Рябухо // Компьютерная оптика. – 2009. – Т.33. – №1. – С.43-51.
17. Schnars, U. Digital Holography and Wavefront Sensing / U. Schnars, C. Falldorf, J. Watson, W. Jueptner - Springer Verlag Berlin Heidelberg. 2015. - 226 p.

Рекомендуемая литература

18. Laser speckle and related phenomena. Topics in Applied Physics / Ed. J.C. Dainty. V.9. – Berlin: Springer-Verlag, 1975. – 286 p.
19. Goodman, J.W. Statistical optics / J.W. Goodman - Wiley, 2000. – 567 p
20. Goodman, J.W. Introduction to Fourier Optics / J.W. Goodman - 2ed., McGraw-Hill, 1996 – 457 p.
21. Ландсберг, Г.С. Оптика / Г.С. Ландсберг. – М : Наука, 1976. – 928 с.
22. Оптическая голография (в 2-х томах) / Под ред. Колфилда Г.М. – М.: Мир, 1982. – 736 с.
23. Разумовский, И.А. Интерференционно-оптические методы механики деформируемого твердого тела И.А. Разумовский. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 240 с.
24. Островский, Ю.И. Голографическая интерферометрия / Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
25. Labeyrie, A. Stellar interferometry methods / A. Labeyrie // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. – 1978 – V. 16. – P. 77-102.