

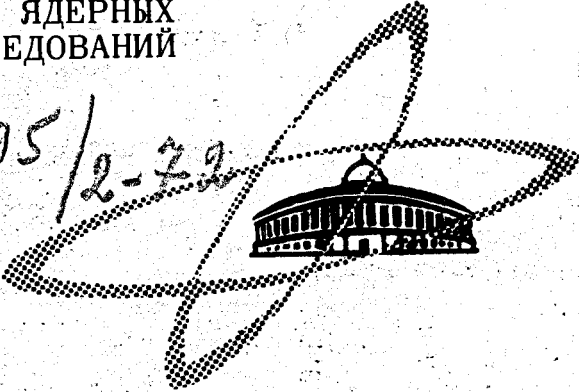
4845

C-655

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4395/2-22



P13 - 6607

Л.М.Сороко, Т.А.Стриж, В.А.Суетин

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ
ДИСКРЕТНОГО АНАЛОГА
ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ СО СВОЕМ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P13 - 6607

Л.М.Сороко, Т.А.Стриж, В.А.Суетин

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ
ДИСКРЕТНОГО АНАЛОГА
ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ СО СБОЕМ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Трековая камера широко используется физиками при изучении свойств элементарных частиц. Для опробования новых типов трековых камер иногда используют систему фотографирования с темным полем Фуко-Теплера, которая обладает высокой чувствительностью и низким уровнем остаточной засветки поля зрения /1/. Последний фактор является решающим, например, в камере расслаивания /2/, где слабые оптические неоднородности вдоль траектории частиц возникают при расслаивании жидкого бинарного раствора, или в трековой камере с выпадением кристаллов на ионных зародышах в кратковременно переохлаждаемых жидкостях /3/, а также в разновидности камеры Вильсона на чистом газе с высокой плотностью /4/.

Освещение трековой камеры по методу Фуко-Теплера впервые реализовал Ю.Л. Соколов в 1956 г. /5/. Благодаря высокой чувствительности метода удалось зарегистрировать следы альфа-частиц от радиоактивного источника, при этом рабочая смесь из паров спирта и воды не подвергалась ни термодинамическим, ни электрическим взаимодействиям.

Основным элементом оптики Фуко-Теплера является нож Фуко, который преобразует фазовый контраст в контраст интенсивности /1/. Чув-

ствительность метода увеличивается, если нож Фуко заменить на фазовый нож /6/. Для дальнейшего ослабления остаточного фона равномерной засветки было предложено использовать метод наложения в скрытом изображении двух голограмм сфокусированных изображений, пространственные структуры которых находятся в противофазе друг другу /7/. Функцию фазового ножа может выполнять решетка со сбоем /8/. Как фазовый нож, так и дифракционная решетка со сбоем требуют монохроматического освещения /9/. Между тем визуализацию фазовых неоднородностей удается осуществить также в лучах белого света, если использовать двупреломляющий фазовый нож с ахроматическими характеристиками /10/.

§ 2.

Теория теневого прибора Фуко-Теплера и всех его последующих усовершенствований, упомянутых выше, основана на свойствах интегрального преобразования Гильберта /11/. По определению, преобразованием Гильберта называется переход от исходной действительности функции $f(t)$ к функции $\chi(t)$, которая равна

$$\chi(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(t') dt'}{t' - t}, \quad (2.1)$$

где интегрирование ведется в смысле главного значения:

$$\chi(t) = \frac{1}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\int_{-\infty}^{t-\epsilon} \frac{f(t') dt'}{t' - t} + \int_{t+\epsilon}^{\infty} \frac{f(t') dt'}{t' - t} \right]. \quad (2.2)$$

Функцию $\chi(t)$ называют Гильберт-образом функции $f(t)$.

Преобразование Гильберта широко используется в физике и технике. Это - дисперсионные соотношения в физике /12/, аналитический сигнал в технике связи /13/, огибающая и мгновенная частота речевых сигналов /14/, фазовая коррекция в оптической спектроскопии Фурье /15/, в

ЯМР спектроскопии /16/, наконец, оптика волновых фронтов с малыми сдвигами фаз /17/ и анализ спектров биполярных оптических сигналов /18/.

В работе /19/ описана дифракционная решетка со сбоем, с помощью которой осуществляется преобразование Гильберта над пространственной структурой оптического сигнала. Дифракционная решетка со сбоем обладает существенными преимуществами перед другими оптическими элементами, используемыми для получения Гильберт-образа исследуемого волнового поля /9,18,22,23/. Она нечувствительна к вариациям температур и влажности, в ней практически отсутствуют пограничные эффекты и не требуется подстройки угла между плоскостью решетки и оптической осью системы /9/.

Однако дифракционная решетка со сбоем, отличаясь от традиционной дифракционной решетки, требует новых предосторожностей при ее изготовлении и во время работы с ней. В данной статье дан анализ эффектов, специфических для дифракционной решетки со сбоем. Анализ выполнен путем моделирования на ЭВМ дискретного аналога дифракционной решетки со сбоем.

§ 3.

Дифракционная решетка со сбоем /19/ отличается от традиционной дифракционной решетки тем, что два смежных штриха в центре дифракционной решетки разнесены на расстояние, равное

$$a' = \frac{2n-1}{2} a, \quad (3.1)$$

где "а" - шаг решетки, n - целое число, которое выбирается равным 1 или 2. Такую дифракционную решетку можно рассматривать как пространственный оптический фильтр, амплитудное пропускание которого описывается функцией

$$K(\omega) = \frac{1}{2} [1 + G(\omega)], \quad (3.2)$$

где $|G(\omega)|_{\max} = 1$.

Сравним оптические свойства традиционной дифракционной решетки со свойствами дифракционной решетки со сбоем.

Функция $G_0(\omega)$ традиционной синусоидальной дифракционной решетки равна

$$G_0(\omega) = \cos \omega x_0, \quad (3.3)$$

где x_0 - константа, определяемая шагом решетки "а". Если традиционную дифракционную решетку поместить в частотную плоскость оптического каскада^{/20/}, то в выходной плоскости возникает сигнал

$$r_0(x) = \frac{1}{2} f(x) \otimes [\delta(x) + g_0(x)]. \quad (3.4)$$

Здесь $f(x)$ - исходный сигнал, заданный во входной плоскости,

$$g_0(x) = \hat{\mathcal{F}}^{-1} [G_0(\omega)] = \frac{1}{2} [\delta(x + x_0) + \delta(x - x_0)], \quad (3.5)$$

$$x_0 = \frac{\lambda}{a} F, \quad (3.6)$$

λ - длина волны света, F - фокусное расстояние линзы L_2 . С учетом (3.5) получаем окончательно

$$r_0(x) = \frac{1}{2} [f(x) + \frac{1}{2} f(x) |_{x=x_0} + \frac{1}{2} f(x) |_{x=-x_0}]. \quad (3.7)$$

Из (3.7) видно, что как в нулевом порядке дифракции, так и в первых порядках дифракции отображается исходный сигнал $f(x)$.

Функция $G(\omega)$ дифракционной решетки со сбоем имеет вид

$$G(\omega) = \begin{cases} \cos \omega x_0 & \omega > 0 \\ \cos (\omega x_0 + \pi) & \omega < 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

или

$$G(\omega) = \cos \omega x_0 \cdot \operatorname{sgn} \omega. \quad (3.9)$$

Здесь $\operatorname{sgn} \omega$ — знаковая функция, равная по определению

$$\operatorname{sgn} \omega = \begin{cases} 1, & \omega > 0 \\ -1, & \omega < 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

В выходной плоскости возникает сигнал

$$r(x) = \frac{1}{2} [f(x) + \frac{1}{2} f(x) \circledast g(x) |_{x=x_0} + \frac{1}{2} f(x) \circledast g(x) |_{x=-x_0}], \quad (3.11)$$

где

$$g(x) = \frac{1}{\pi i x} = \hat{\mathcal{F}}^{-1} [\operatorname{sgn} \omega] \quad (3.12)$$

или окончательно

$$r(x) = \frac{1}{2} [f(x) + \frac{1}{2i} \chi(x) |_{x=x_0} + \frac{1}{2i} \chi(x) |_{x=-x_0}]. \quad (3.13)$$

Из (3.13) видно, что в нулевом порядке дифракции отображается исходный сигнал $f(x)$, а в первых порядках дифракции, вокруг точек $x = x_0$ и $x = -x_0$, отображается Гильберт-образ $\chi(x)$ исходного сигнала $f(x)$.

Если шаг между двумя смежными штрихами в центре дифракционной решетки со сбоем отличается от величины "а", определяемой (3.1), то функция $G(x)$, описывающая амплитудное пропускание решетки, имеет вид:

$$G_a(\omega) = \cos(\omega x_0 - a)Y(\omega) - \cos(\omega x_0 + a)Y(-\omega), \quad (4.1)$$

где $Y(\omega)$ - функция Хэвисайда, равная по определению

$$Y(\omega) = \begin{cases} 1 & \omega > 0 \\ 0 & \omega < 0. \end{cases} \quad (4.2)$$

Угол a характеризует степень отличия величины шага между двумя смежными бороздками от расчетного значения "а" (3.1). Если $a = 0$, то решетка изготовлена по расчету. Соотношение (4.1) записано для дифракционной решетки, центр которой всегда расположен точно на оптической оси системы.

Теперь найдем сигнал, который дифракционная решетка с аномальным шагом отображает в выходной плоскости. Преобразуем (4.1) следующим образом:

$$\begin{aligned} G_a(\omega) &= \cos(\omega x_0 - a)Y(\omega) - \cos(\omega x_0 + a)Y(-\omega) = \\ &= \cos \omega x_0 \cdot \cos a [Y(\omega) - Y(-\omega)] + \\ &+ \sin \omega x_0 \cdot \sin a [Y(\omega) + Y(-\omega)]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Если учесть, что

$$\begin{aligned} Y(\omega) - Y(-\omega) &= \operatorname{sgn} \omega, \\ Y(\omega) + Y(-\omega) &= 1(\omega) \end{aligned} \quad (4.4)$$

то

$$G_a(\omega) = \cos \omega x_0 \cdot \cos a \cdot \operatorname{sgn} \omega + \sin \omega x_0 \cdot \sin a \quad (4.5)$$

В выходной плоскости возникает сигнал

$$r_a(x) = \frac{1}{2} \left\{ f(x) + \frac{1}{2i} [\cos a \cdot \chi(x) - \sin a \cdot f(x)]_{x=x_0} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2i} [\cos a \cdot \chi(x) + \sin a \cdot f(x)]_{x=-x_0} \right\} \quad (4.6)$$

Из (4.6) видно, что нулевой порядок дифракции отображает исходный сигнал $f(x)$, а первые порядки представляют собой две разные линейные комбинации исходного сигнала $f(x)$ и его Гильберт-образа $\chi(x)$. Примесь $f(x)$ -компоненты, пропорциональная $\sin a$, гасится при $a = 0$.

Близкий аналог этого эффекта наблюдается в системе связи на одной блоковой полосе (SSB)/20/. Отфильтрованный низкочастотный сигнал в SSB -приемнике равен, в общем случае, линейной комбинации переданного сигнала и его Гильберт-образа. Если местный генератор, осуществляющий демодуляцию в SSB -приемнике, находится в фазе с несущими гармоническими колебаниями, то в приемнике восстанавливается переданный сигнал. Если сдвиг фазы между ними равен 90° , то в приемнике выделяется сигнал, который равен Гильберт-образу исходного сигнала. Различие между дифракционной решеткой со сбоем и SSB -связью состоит в том, что дифракционная решетка со сбоем предназначена для того, чтобы отобразить без искажений Гильберт-образ входного сигнала, в то время как в SSB -связи стремятся получить сам исходный сигнал.

Линейная комбинация исходного сигнала и его Гильберт-образа отображается также в классической системе Фуко-Теплера с использованием ножа Фуко.

Функция $K(\omega)$ для ножа Фуко имеет вид

$$K(\omega) = Y(\omega) = \frac{1}{2} [1 + \operatorname{sgn} \omega]. \quad (4.7)$$

Сигнал в выходной плоскости равен

$$r(x) = \frac{1}{2} [f(x) - i \chi(x)], \quad (4.8)$$

а распределение интенсивности

$$I_{\phi}(x) = |r(x)|^2 = \frac{1}{4} [|f(x)|^2 + |\chi(x)|^2] \quad (4.9)$$

не содержит интерференционных членов в силу ортогональности компонент в (4.8). В противоположность этому распределение интенсивности, создаваемое дифракционной решеткой с аномальным сбоем в первом порядке, содержит интерференционный член.

$$\begin{aligned} I_{\text{др}}(x)^{\pm 1} &= |\cos a \cdot \chi(x) \mp \sin a \cdot f(x)|^2 = \\ &= \cos^2 a |\chi(x)|^2 \mp 2 \sin a \cos a |f(x)| |\chi(x)| + \sin^2 a |f(x)|^2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Если $a = \frac{\pi}{4}$, то $\cos^2 \frac{\pi}{4} = \sin^2 \frac{\pi}{4} = \frac{1}{2}$, а

$$2 \sin a \cos a = \sin 2a = \sin \frac{\pi}{2} = 1, \quad \text{и тогда}$$

$$I_{\text{др}}^{\alpha=\pi/4}(x) \pm 1 = \frac{1}{2} [|\chi(x)|^2 + 2 |f(x)| |\chi(x)| + |f(x)|^2]. \quad (4.11)$$

В силу взаимной ортогональности $f(x)$ и $\chi(x)$ /20/ суммарная интенсивность интерференционного члена χf равна нулю.

§ 5.

Рассмотрим теперь эффект плохой юстировки дифракционной решетки со сбоем. Функция $G(\omega)$, определяющая амплитудное пропускание дифракционной решетки со сбоем, которая установлена в частотной плоскости с эксцентриситетом $\Delta\omega$ относительно оптической оси, запишется в виде

$$G_{\Delta\omega}(\omega) = \cos[(\omega + \Delta\omega)x_0] \cdot \text{sgn}(\omega + \Delta\omega) = \\ = \frac{1}{2} [e^{i\omega x_0} \cdot e^{i\Delta\omega x_0} + e^{-i\omega x_0} \cdot e^{-i\Delta\omega x_0}] \text{sgn}(\omega + \Delta\omega). \quad (5.1)$$

Если учесть, что

$$\text{sgn}(\omega + \Delta\omega) \xrightarrow{\mathcal{F}^{-1}} \frac{1}{\pi i x} e^{i\Delta\omega x}, \quad (5.2)$$

то сигнал $r(x)$ в выходной плоскости равен

$$r(x) = \frac{1}{2} \left\{ f(x) + \frac{1}{2i} e^{i\Delta\omega x_0} [f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x}]_{x=x_0} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2i} e^{-i\Delta\omega x_0} [f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x}]_{x=-x_0} \right\}. \quad (5.3)$$

Можно показать [20], что

$$f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x} = \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} \sum_n \sum_{m \leq n} \frac{(i\Delta\omega)^n (-1)^m}{(n+1)m! (n-m)!} m_m x^{n-m}, \quad (5.4)$$

где m_m — m -ый момент функции $f(x)$, равный по определению

$$m_m = \int f(x) x^m dx \quad (m=0, 1, 2, \dots). \quad (5.5)$$

Поскольку $\Delta\omega$ мало, а контраст преобразованного изображения — наибольший в точке $x=0$, то в первом приближении амплитуда поля равна вблизи точки $x=0$

$$f(x) \otimes \frac{e^{i\Delta\omega x}}{\pi x} \Big|_{x \approx 0} = \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} m_0, \quad (5.6)$$

а интенсивность поля

$$I(x)_{x \approx 0} = \left| \chi(x) + \frac{i\Delta\omega}{\pi} m_0 \right|^2 \approx \chi^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\pi} \right)^2 m_0^2. \quad (5.7)$$

Из (5.7) видно, что небольшой эксцентриситет в установке дифракционной решетки со сбоем на оптической оси приводит к тому, что возникает паразитная равномерная засветка, которая уменьшает контраст визуализации фазовых неоднородностей.

§ 6.

В качестве дискретного аналога дифракционных решеток была взята периодическая последовательность выборок из единиц и нулей. Шаг решетки задавался числом выборок со значением нуль между двумя соседними выборками со значением единица. Так, например, последовательность

...010001000100010...

(6.1)

описывает традиционную решетку с шагом $"a" = 4$.

Последовательность

01000101000100010

(6.2)

соответствует дифракционной решетке с правильным сбоем $"a" = 2$ при шаге $"a" = 4$.

Дифракционной решетке с шагом $"a" = 3$ соответствует последовательность

...010010010010010...

(6.3)

Фурье-образ, отображаемый линзой L на рис. 1, находился численно с использованием программы быстрого преобразования Фурье /FFT/21/. Рабочая апертура состояла из 512 чисел.

На рис. 2 показана картина дифракции далекого поля и его Гильберт-образ, получающиеся соответственно в нулевом и первых порядках дифракционной решетки со сбоем. Видно, что интенсивность поля в точках $x = x_0$ и $x = -x_0$ равна нулю. Если же решетку расположить с эксцентриситетом, то интенсивность в центре поля зрения первого порядка отлична от нуля (см. 5.7).

На рис. 3 приведен годограф поля вблизи центра поля зрения. При правильном центрировании решетки ветви годографа симметричны и проходят через нуль.

Если сбой решетки не равен расчетному, то картина Гильберт-образа дифракции искажается. На рис. 4 приведен вид картины Гильберт-образа при различных аномальных сбоях.

На рис. 5 даны результаты моделирования, выполненные по алгоритму двойной дифракции в соответствии с оптической схемой, приведенной на рис. 6. Если дифракционную решетку со сбоем поместить в час-

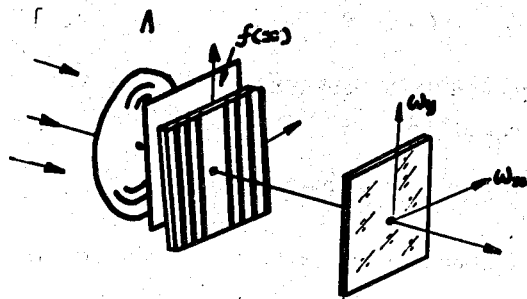


Рис. 1. Оптическая схема получения Гильберт-образа дифракции далекого поля.

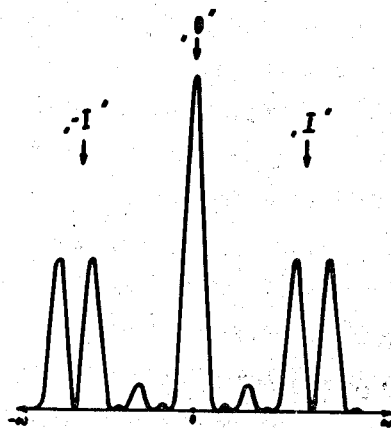


Рис. 2. Результат моделирования процесса дифракции света от прямоугольной апертуры по оптической схеме, приведенной на рис. 1. на дифракционной решетке с нормальным сбоем. Приведено распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы L . В нулевом и первых порядках получают соответственно картина дифракции далекого поля и ее Гильберт-образ.

тотную плоскость P_2 , то в нулевом порядке в выходной плоскости P_3 отображается картина апертуры, а в первых порядках-Гильберт-образ апертуры (рис. 5). Для такой оптической системы был промоделирован как эффект неточности при изготовлении дифракционной решетки со сбоем, так и влияние эксцентриситета для дифракционной решетки с нормальным сбоем.

Из рис. 7 видно, что аномальный сбой приводит к картине распределения интенсивности, приближающейся к той, которая получается при помощи ножа Фуко. Эксцентриситет в расположении дифракционной решетки с нормальным сбоем приводит к тому, что появляется дополнительная засветка, которая ослабляет контраст визуализации фазового поля. Гид годографа для этого случая (рис. 8) аналогичен виду годографа Гильберт-образа дифракции далекого поля, полученного с помощью оптической системы, показанной на рис. 1.

Если же сбой решетки сделан неверно, то ветви годографа имеют различные мгновенные скорости.

§ 7.

Проведенное моделирование на ЭВМ дискретного аналога дифракционной решетки со сбоем позволяет сделать следующие выводы.

1. Дискретный аналог дифракционной решетки со сбоем достаточно точно описывает свойства синусоидальной дифракционной решетки со сбоем, которая поддается прямому аналитическому рассмотрению.

2. Дискретный аналог решетки при однородном освещении приводит к основным ожидаемым характеристикам: в первом порядке дифракции отображается Гильберт-образ дифракции далекого поля, причем в центре поля зрения интенсивность света равна нулю.

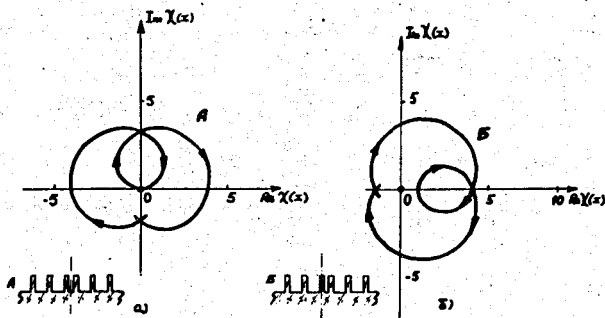


Рис. 3. Голограф Гильберт-образа дифракции вблизи центра поля зрения: а) при правильном центрировании дифракционной решетки на оптической-оси и б) при наличии эксцентриситета.

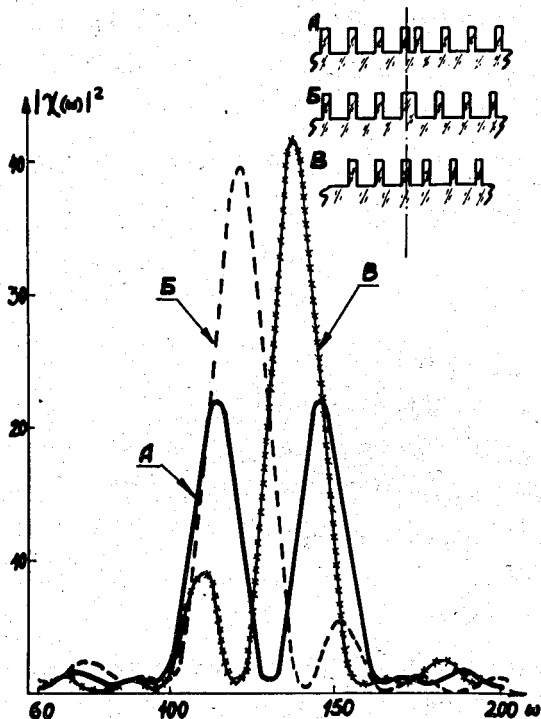


Рис. 4. Распределение интенсивности в первом порядке дифракции далекого поля. Кривая А соответствует решетке А, кривая Б - решетке Б с аномальным сбоем $a' = 1$ и кривая В - решетке В с аномальным сбоем $a' = 3$.

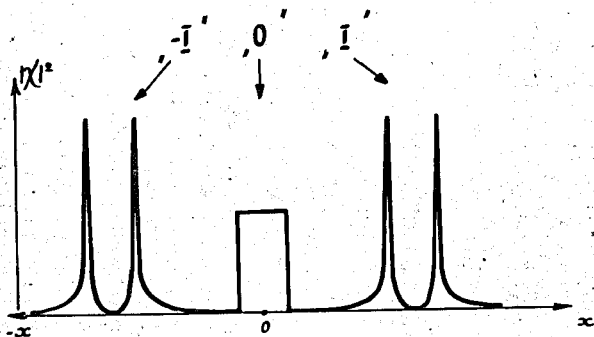


Рис. 5. Результат моделирования оптического процесса по алгоритму двойной дифракции. Распределение интенсивности в нулевом порядке соответствует изображению апертуры, а распределение интенсивности в первых порядках - Гильберт-образу апертуры.

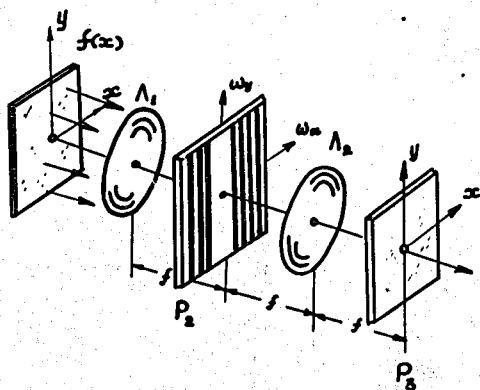


Рис. 6. Оптическая схема двойной дифракции. P_2 - частотная плоскость, в которую помещают дифракционную решетку; P_3 - плоскость выходного изображения.

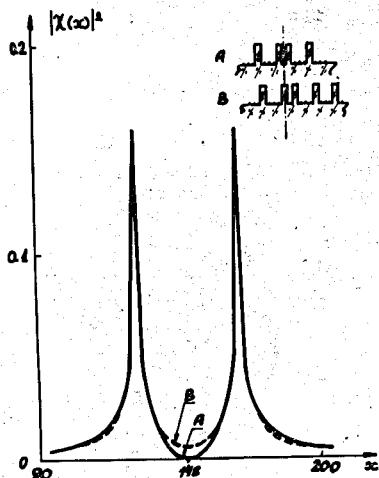


Рис. 7. Распределение интенсивности в первом порядке в случае централизованного нормального сбоя (решетка А, кривая А) и децентрализованного нормального сбоя (решетка В, кривая В).

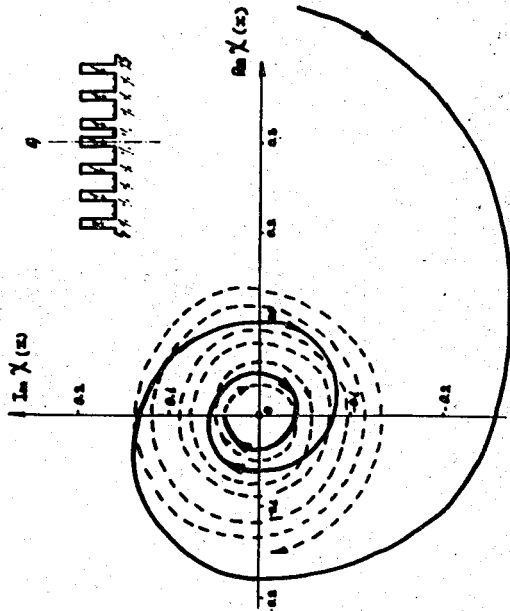
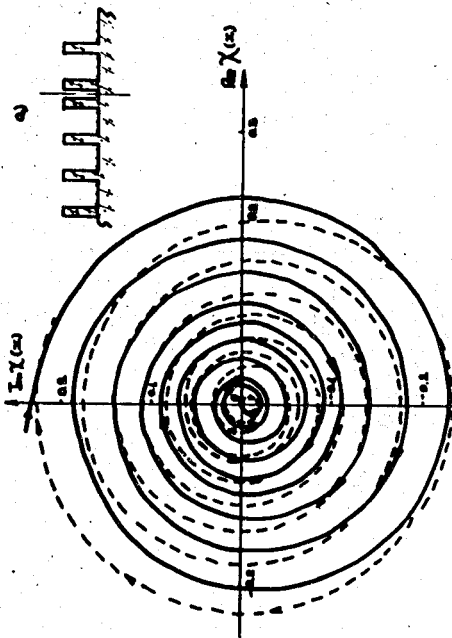
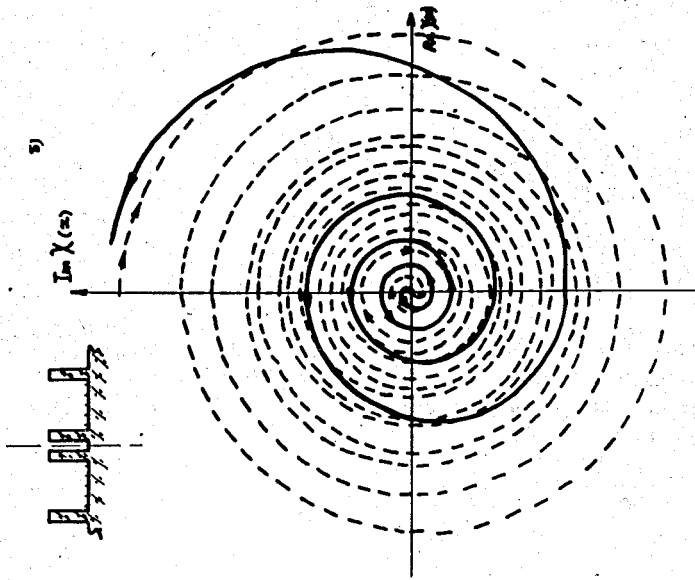


Рис. 8. Примерный вид голографа Гильберт-образа нецентрированной прямоугольной апертуры, полученный по схеме двойной дифракции с помощью различных дифракционных решеток: а) шаг $a = 4$ - нормальный центрированный сбой; б) шаг $a = 5$ - аномальный центрированный сбой; в) шаг $a = 3$ - аномальный децентрированный сбой.

3. Неправильный шаг между двумя смежными бороздками в центре дифракционной решетки со сбоем приводит к сигналу, который равен линейной комбинации исходного сигнала и его Гильберт-образа. При

$\alpha = \frac{\pi}{4}$ абсолютные значения коэффициентов линейной комбинации оказываются такими же, как и для случая ножа Фуко, но в отличие от ножа Фуко - без взаимного сдвига фаз на 90° .

4. Отсутствие точного центрирования дифракционной решетки со сбоем относительно оптической оси системы приводит к паразитной засветке в центре поля зрения, которая ослабляет контраст визуализации фазовых объектов.

Литература

1. Л.А. Васильев. Теневые методы. Наука, 1968.
2. А.Ф. Писарев, В.А.Бирюков. ЖЭТФ, 54, 469 (1968).
3. А.Ф. Писарев. ЖЭТФ, 54, 463 (1968).
4. А.Ф. Писарев, Л.К. Лыткин, Н.С. Толстой. Сообщение ОИЯИ, P13-4807, 1969.
5. Ю.Л. Соколов. АЭ, №12, 544, 1957.
6. S. Lowenthal, Y. Belvaux. Appl.Phys.Lett., 11, No. 2, 49 (1967).
7. В.И. Комаров, О.В. Савченко, Л.М. Сороко. Заявка на предполагаемое изобретение №16611651/26-25 от 14.6.71. Положит. решение от 17.1.72.
8. Л.М. Сороко, В.А. Суетин. Заявка на предполагаемое изобретение, №1723545/18-10 от 14.12.71 г. Разрешена публикация 15.2.72г.
9. Y. Belvaux, J.C.Vareille. Nouv.Rev.Opt.Appl., 2, No. 3, 149, 1971.
10. Y. Belvaux, S. Lowenthal. Appl.Optics, 10, No.3 676, 1971.

11. А. Папулис. Теория систем и преобразований в оптике. МИР, 1971.
12. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958.
13. D.Gabor, Journ. IEE, 93, pt.III, No26, 429 (1946).
14. J.Mantel. Frequenz, 25, No.9, 279 (1971).
15. Н. Sakai, G.A. Vanasse. J. Opt.Soc.Amer., 56, 131 1966.
16. R.R. Ernst, Journ.Magn.Res., 1, No.1, 7 (1969).
17. Л.А. Васильев, О.М. Синеглазов. Оптика и спектроскопия, 18, 1065 (1965).
18. И.С. Гибин, А.Г. Козачок, Е.С. Нежевенко, Ю. Н. Солодкин, П.Е.Твердохлёб, Ю.В. Чугуй. Автометрия, № 1, 64, 1971.
19. Л.М. Сороко, В.А. Суетин, Сообщение ОИЯИ, P13-6565 , Дубна, 1972.
20. Л.М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики, Наука, 1971.
21. G.D.Bergland. IEEE Spectrum, 6, No. 7, 41, 1969.
22. A. Thetford. Opto-electronics, 1, No.2, 120 (1969).
23. S.J.S. Bradshaw, P.J.C. Child. Opto-electronics, 1, No. 1, 45 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1972 года.