

07

© 1990 г.

ПСЕВДОГЛУБОКАЯ ГОЛОГРАММА  
И ЕЕ ОТОБРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА

Ю. Н. Денисюк

Рассмотрены свойства псевдоглубокой голограммы — наклонной тонкой голограммы, на которой сагиттальной системой пучков зарегистрирован одномерный строчечный объект, считываемый при восстановлении только в пределах соответствующей ему узкой строчки. Показано, что псевдоглубокая голограмма, аналогичная глубокой трехмерной голограмме, обладает высокой угловой и спектральной селективностью; в этом случае также отсутствуют сопряженное изображение и гало вокруг нулевого порядка. Получены соотношения, определяющие угловую и спектральную селективности, показано, что они совпадают с соответствующими соотношениями глубокой трехмерной голограммы, выведенными с помощью так называемого кинематического варианта теории.

Роль глубины в псевдоглубокой голограмме играет ее протяженность вдоль направления считывающего пучка. Отмечено, что полученные результаты могут быть использованы для осуществления ассоциативной выборки информации, в случаях, когда считывание осуществляется немонахроматическим пучком, а также в других характерных для трехмерной голограммы приложениях.

Глубокие трехмерные голограммы, т. е. голограммы, зарегистрированные в светочувствительном материале, толщина слоя которого много больше пространственного периода впечатанной в него стоячей волны, обладают рядом весьма полезных свойств. К этим свойствам, в частности, относятся высокая спектральная и угловая селективность, отсутствие сопряженного изображения, а также вытекающие отсюда возможности многократного впечатывания голограмм на один участок фотоматериала, ассоциативной выборки информации, реконструкции голограммы источником излучения со сплошным спектром и др. [1-4]. К сожалению, однако, получение глубоких голограмм связано с очень большими трудностями, которые обусловлены как трудностями создания толстослойных светочувствительных сред, так и ограниченностью возможностей контроля процессов, протекающих при записи и восстановлении таких голограмм.

Ниже рассматривается возможность получения так называемых псевдоглубоких голограмм, т. е. записанных и восстанавливаемых по специальной схеме тонкослойных голограмм, оптические свойства которых идентичны свойствам трехмерных голограмм, имеющих практически неограниченную глубину. Эта возможность появляется в результате ограничения класса регистрируемых объектов одномерными линейными объектами, имеющими вид строки с переменной по длине яркостью.

Прежде чем перейти к рассмотрению псевдоглубоких голограмм, выведем с помощью так называемой кинематической теории простейшие соотношения для угловой и спектральной селективностей трехмерной глубокой голограммы (рис. 1).

Как известно, взаимодействие волны с дифракционной решеткой можно представить в виде наложения двух процессов. Один из них — взаимодействие волны с одиночным штрихом ( $l_2$  на рис. 1), которое определяет так называемый «блеск» — индикатрису, в пределах которой дифрагированная решеткой волна имеет достаточную интенсивность. Другой процесс — взаимодействие волны с периодической системой тонких бесструктурных штрихов ( $S_1, S_2, S_3$  на рис. 1),

которое определяет точное направление и тонкую структуру дифрагированной волны. Так как волны без интенсивности не бывает, то направления «блеска» и дифрагированной волны должны совпадать. Угловой размер индикатрисы «блеска» в данном случае равен углу дифракции  $\Delta\psi$  на апертуре  $\delta$  пучка, отраженного одиночным зеркалом, образовавшимся на месте поверхности пучностей (например,  $l_2$  на рис. 1). Определив с помощью рис. 1 величину  $\delta$ , можно затем найти  $\Delta\psi$

$$\delta = d \operatorname{tg} \alpha / 2, \quad (1)$$

$$\Delta\psi = \frac{\lambda}{\delta} = \frac{\lambda}{d \operatorname{tg} \alpha / 2}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $d$  — глубина голограммы.

Поскольку «блеск» определяется процессом отражения от  $l_2$ , то при повороте восстанавливающего луча на  $\Delta\alpha$  в положение  $k'_r$  соответствующие блеску лучи поворачиваются на угол  $\Delta\alpha$  по часовой стрелке. Вместе с тем лучи, претерпевшие дифракцию на всей структуре штрихов  $S_1, S_2, S_3, \dots$ , ведут себя подобно преломленным лучам, т. е. поворачиваются вместе с восстанавливающей волной на угол  $\Delta\alpha$  против часовой стрелки. Суммарный угол расхождения индикатрисы и направления дифрагированной волны будет равен удвоенному углу  $\Delta\alpha$ .

Угловую селективность глубокой голограммы, т. е. угол  $\Delta\alpha_s$ , в пределах которого

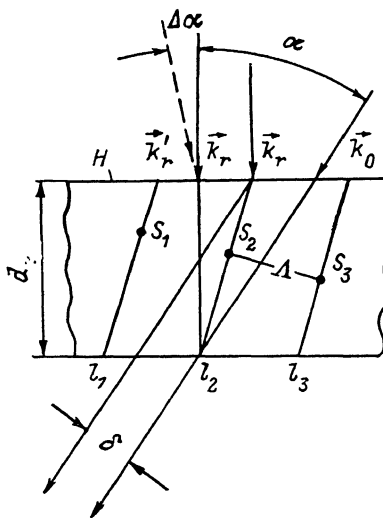


Рис. 1. К рассмотрению угловой и спектральной селективности глубокой трехмерной голограммы.

$H$  — голограмма,  $d$  — толщина ее светочувствительного слоя;  $k_r, k_0$  — волновые векторы излучения, падающего на голограмму при записи;  $l_1, l_2, l_3$  — поверхности пучностей стоячей волны, зарегистрированные голограммой в виде системы зеркал;  $k'_r$  — волновой вектор считывающей волны.

можно поворачивать восстанавливающую волну, сохраняя интенсивность восстановленной волны, отличной от нуля, найдем, приравнявая  $2\Delta\alpha$  к ширине индикатрисы блеска  $\Delta\psi$ ,

$$\Delta\alpha_s = \frac{\lambda}{2d \operatorname{tg} \alpha / 2}. \quad (3)$$

Для параксиальной области углов  $\alpha$  можно принять

$$\Delta\alpha_s \approx \frac{\lambda}{ad}. \quad (4)$$

Перейдем к спектральной селективности трехмерной голограммы. Рассматривая процесс дифракции луча  $k_r$  на решетке  $S_1, S_2, S_3$ , характеризующейся пространственным периодом  $\Lambda$ , нетрудно определить, что при изменении длины волны этого пучка на  $\Delta\lambda$  пучок на выходе голограммы поворачивается на угол  $\Delta\chi$ , определяемый соотношением

$$\Delta\chi = \frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \operatorname{tg} \alpha / 2. \quad (5)$$

Приравнявая  $\Delta\chi$  к угловой величине «блеска»  $\Delta\psi$ , найдем величину спектральной селективности глубокой голограммы

$$\frac{\Delta\lambda_s}{\lambda} = \frac{\lambda}{2d \operatorname{tg}^2 \alpha / 2} \approx \frac{2\lambda}{a^2 d}. \quad (6)$$

Перейдем к рассмотрению свойств псевдоглубокой голограммы — тонкой голограммы, на которую объектный и референтный пучки падают под скользя-

щим углом. Взаимное расположение световых пучков и голограммы для этого случая представлены на рис. 2 с помощью сферы единичного радиуса. Объект — линия переменной яркости и фазы  $ab$  и референтный луч  $k_r$  лежат в плоскости  $\sigma$ , соответствующей значению  $y=0$  системы координат  $x, y, z$ .

Эту плоскость будем называть «плоскостью считывания», предполагая, что при реконструкции голограммы все лучи, выходящие за пределы этой плоскости изображения не участвуют. Голограмма  $H$  расположена в плоскости  $x, z'$ ,  $-x$ , наклоненной на угол  $\beta$  по отношению к плоскости  $\sigma$ . В системе координат  $x, z', y'$  плоскость голограммы соответствует значению  $y'=0$ .

Механизм записи и реконструкции изображения объекта с помощью псевдоглубокой голограммы рассмотрим на примере элементарной голограммы, образованной в результате регистрации картины интерференции референтной волны  $k_r$  с волной  $k_0$  излучения одной из точек объекта  $ab$ . Применяя в дальнейшем

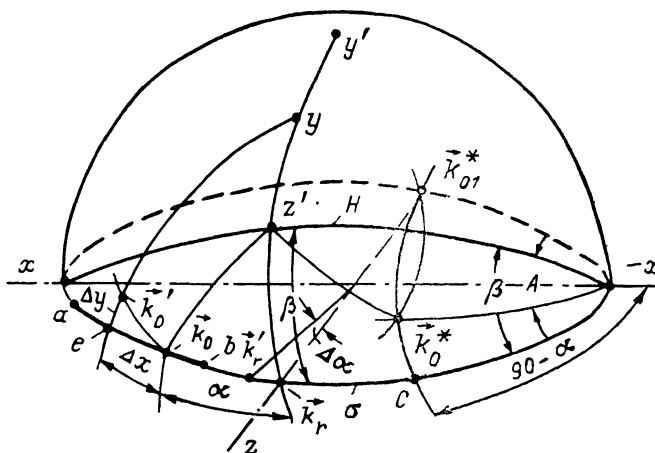


Рис. 2. К рассмотрению направления распространения сопряженной волны и угловой селективности излучения, восстановленного псевдоглубокой голограммой.

$H$  — плоскость голограммы;  $\sigma$  — «плоскость считывания»;  $k_r$  — волновой вектор референтной волны;  $ab$  — объект;  $k_0$  — волновой вектор излучения одной из точек объекта;  $k_0^*$  — волновой вектор сопряженной волны;  $k_0$  — волновой вектор объектной волны, восстановленной голограммой, на которую падает волна  $k_r$ ;  $\Delta y$  и  $k_0^*c$  — угловое отклонение объектной и сопряженной волн от плоскости считывания  $\sigma$ .

такое рассмотрение к каждой из точек объекта, нетрудно определить вид восстановленного голограммой изображения в целом.

Волновые функции представленных на рис. 2 референтной и объектной волн  $k_r$  и  $k_0$  в системе координат  $x, y, z$  определяются следующими выражениями:

$$\psi_r = a_r e^{ik_r z}, \quad (7)$$

$$\psi_0 = a_0 e^{ik(x \sin \alpha + z \cos \alpha)}, \quad (8)$$

где

$$|k_r| = |k_0| = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (9)$$

Складывая  $\psi_r$  и  $\psi_0$  и умножая результат на сопряженную величину, найдем выражение для функции распределения интенсивности трехмерной картины интерференции волн  $k_0$  и  $k_r$ ,

$$I_H = a_r^2 + a_r a_0 e^{ik[x \sin \alpha + z(\cos \alpha - 1)]} + a_r a_0 e^{-ik[x \sin \alpha + z(\cos \alpha - 1)]} + a_0^2. \quad (10)$$

Перейдем к системе координат  $x, y', z'$ , у которой плоскость  $y'=0$  совпадает с плоскостью голограммы  $H$ . Подставим с этой целью в (10) значение  $z$  в новой системе координат

$$z = z' \cos \beta - y' \sin \beta. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получим

$$I_H = a_r^2 + a_r a_0 e^{ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1) - y' \sin \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_r a_0 e^{-ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1) - y' \sin \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_0^2. \quad (12)$$

Функцию распределения интенсивности в плоскости регистрации голограммы найдем, полагая в (12)  $y' = 0$ . Ограничиваясь случаем линейной записи, будем считать, что амплитудный коэффициент пропускания полученной голограммы  $\tau_H$  пропорционален воздействующей интенсивности  $I_H$

$$\tau_H = k \{ a_r^2 + a_r a_0 e^{ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_r a_0 e^{-ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 1)]} + a_0^2 \}. \quad (13)$$

Перейдем к процессу реконструкции голограммы. С помощью (11) запишем сначала волновые функции объектной и референтной волн в системе координат  $x, y', z'$

$$\psi_r = a_r e^{ik(z' \cos \beta - y' \sin \beta)}, \quad (14)$$

$$\psi_0 = a_0 e^{ik(x \sin \alpha + z' \cos \alpha \cos \beta - y' \cos \alpha \sin \beta)}. \quad (15)$$

Предположим, что голограмма восстанавливается той же волной, которая использовалась в качестве референтной при ее записи. Умножая волновую функцию восстанавливающей волны  $\psi_r$  (14) на амплитудный коэффициент пропускания голограммы  $\tau_H$  (13) и полагая при этом  $y' = 0$ , найдем граничные условия восстановленного волнового поля на поверхности голограммы

$$\psi_H = k \{ a_r^2 e^{ikz' \cos \beta} + a_r^2 a_0 e^{ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta \cos \alpha]} + a_r^2 a_0 e^{-ik[x \sin \alpha + z' \cos \beta (\cos \alpha - 2)]} + a_r a_0^2 e^{ikz' \cos \beta} \}. \quad (16)$$

Сравнивая (16) с (14) и (15), нетрудно понять, что первое и второе слагаемые этого выражения соответствуют значениям объектной и референтной волн на поверхности голограммы, где  $y' = 0$ . Это означает, что в пространстве за голограммой восстановятся  $\psi_r$  и  $\psi_0$  вместе с их зависимостью от  $y'$ .

Рассмотрим более подробно третье слагаемое, которое описывает волну  $k_0^*$ , соответствующую так называемому сопряженному изображению (рис. 2).

Как это следует из (16), направляющие косинусы этой волны с осями  $x$  и  $z'$  определяются следующими выражениями:

$$\cos k_0^* x = -\sin \alpha, \quad (17)$$

$$\cos k_0^* z' = -\cos \beta (\cos \alpha - 2). \quad (18)$$

Для того чтобы найти направляющий косинус с осью  $y'$ , воспользуемся известным соотношением

$$\cos^2 k_0^* x + \cos^2 k_0^* y' + \cos^2 k_0^* z' = 1. \quad (19)$$

Подставляя в (19) значения косинусов из (17) в (18), найдем

$$\cos k_0^* y' = \pm \sqrt{\cos^2 \alpha \sin^2 \beta - 8 \cos^2 \beta \sin^2 \alpha / 2}. \quad (20)$$

Выражения (17)–(20), вообще говоря, определяют две волны  $k_0^*$  и  $k_{01}^*$ , которые соответствуют знакам плюс и минус выражения (20). Однако волна  $k_{01}^*$ , распространяющаяся выше плоскости голограммы (рис. 2), не соответствует физическим условиям существования волны, восстановленной пропускающей голограммой.

Сопряженная волна  $k_0^*$  в общем случае распространяется вне плоскости считывания  $\sigma$ . Она не существует вообще в определенной области комбинаций углов  $\alpha$  и  $\beta$ , когда соответствующие малые круги, проведенные из точек  $z'$  и  $-x$ , не касаются друг друга (рис. 2). Условие исчезновения волны  $k_0^*$ , соответствующее случаю, когда она распространяется вдоль плоскости голограммы  $H$ , найдем, приравняв левую часть (20) к нулю,

$$\operatorname{tg} \beta_k = 2\sqrt{2} \frac{\sin \alpha / 2}{\cos \alpha}. \quad (21)$$

Определим угол отклонения сопряженной волны  $k_0^*$  от плоскости считывания  $\sigma$ . Из треугольника  $z', k_0^*, -x$ , у которого  $z', -x = \pi/2$ , а две другие стороны определены (17) и (18), найдем

$$\cos A = -\frac{\cos \beta (\cos \alpha - 2)}{\cos \alpha}. \quad (22)$$

Используя (22), найдем угол между плоскостью считывания и плоскостью, содержащей сопряженную волну,

$$\sin(\beta - A) = \frac{\sin \beta \cos \beta}{\cos \alpha} \left[ 2 - \cos \alpha - \sqrt{\cos^2 \alpha - 8 \frac{\sin^2 \alpha/2}{\text{tg}^2 \beta}} \right]. \quad (23)$$

В частном случае, когда  $\alpha \ll \beta$ , выражение (23) можно упростить

$$\sin(\beta - A) \approx \sin k_0^* c = \frac{\alpha^2}{\text{tg}^2 \beta}. \quad (24)$$

Поскольку  $\alpha$  и  $\beta$  в нашем случае отличаются от нуля и  $\pi/2$ , то из (24) следует, что сопряженная волна всегда распространяется вне плоскости считывания  $\sigma$ . Поскольку мы условились регистрировать волновые поля только в этой плоскости, то можно сказать, что псевдоглубокая голограмма аналогично глубокой трехмерной голограмме сопряженного изображения не образует.

Рассмотрим спектральную и угловую селективности псевдоглубокой голограммы, т. е. случай, когда голограмма реконструируется лучом, направление и длина волны которого отличаются от направления и длины волны референтного луча, использованного при ее записи. Остановимся сначала на закономерностях, связанных с изменением угла. Предположим, что записанная, как и прежде, с помощью лучей  $k_0$  и  $k_r$  голограмма восстанавливается волной  $k_r'$ , повернутой на малый угол  $\Delta \alpha$  относительно референтного луча  $k_r$  (рис. 2). Учитывая малость угла, волновую функцию восстанавливающей волны по аналогии с (15) можно записать следующим образом:

$$\psi_r' = a_r e^{ik(\Delta \alpha x + s' \cos \beta - y' \sin \beta)}. \quad (25)$$

Соответствующие восстановленной объектной волне граничные условия на поверхности голограммы найдем, умножая второй член (13) на (25) и приравнявая  $y' = 0$ ,

$$\psi_0' = ka_r^2 a_0 e^{ik[x(\Delta \alpha + \sin \alpha) + s' \cos \beta \cos \alpha]}. \quad (26)$$

Сравнивая (26) с (15), нетрудно заметить, что направляющий косинус  $s$  в этом случае получит приращение  $\Delta \alpha$

$$\cos(x + \Delta x) = \Delta \alpha + \sin \alpha. \quad (27)$$

Соответствующее приращение угла  $x$  найдем, дифференцируя левую часть (27),

$$\cos x - \sin x \Delta x = \Delta \alpha + \sin \alpha. \quad (28)$$

Отсюда, учитывая, что  $\cos x = \sin \alpha$ , следует

$$\Delta x = -\frac{\Delta \alpha}{\cos \alpha}. \quad (29)$$

Как видно из (15) и (26), угол по отношению к оси  $z'$  остается прежним, т. е.

$$\Delta z' = 0. \quad (30)$$

Учитывая (29) и (30), положение волнового вектора восстановленной волны  $k_0'$  найдем на пересечении дуги малого круга  $k_0' k_0$ , центр которого находится в точке  $z'$ , с дугой большого круга  $ek_0'$ , перпендикулярной плоскости считывания  $\sigma$ . Из прямоугольного треугольника  $z' k_0' k_r$  найдем

$$\text{tg } z', k_0, k_r = \frac{\text{tg } \beta}{\sin \alpha}. \quad (31)$$



Учитывая, что  $\cos k''z' = \cos \alpha \cos \beta$  (см. (15)), с помощью (38) нетрудно получить

$$\Delta''z = \frac{\cos \beta (1 - \cos \alpha)}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta \cos^2 \alpha}} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (39)$$

Построение, с помощью которого можно по значениям  $\Delta''x$  и  $\Delta''z$  определить  $\Delta''y$  — угол отклонения восстановленного луча  $k_0''$  от плоскости считывания, приведено на рис. 3. Искомый вектор восстановленной волны  $k_0''$  находится на пересечении дуг малого круга  $nk_0''$  и  $mk_0''$ , соответствующих равным значе-

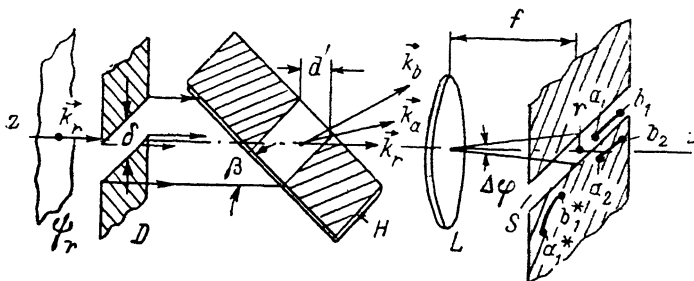


Рис. 4. Схема реконструкции псевдоглубокой голограммы.

$\psi_r$  — считывающая волна, характеризующаяся волновым вектором  $k_r$ ;  $D$  — диафрагма, выделяющая из волны  $\psi_r$  полосу шириной  $\delta$ ;  $d'$  — глубина псевдоглубокой голограммы, равная глубине полоски голограммы, освещаемой волной  $\psi_r$ ;  $k_\alpha$ ,  $k_\beta$  — волновые векторы излучения точек объекта, восстановленных голограммой;  $S$  — щель, выделяющая плоскость считывания в изображении, восстановленном псевдоглубокой голограммой;  $a_1b_1$  и  $a_2b_2$  — восстановленные голограммой изображения объектов;  $a_1^*b_1^*$  — сопряженное изображение объекта.

ниям  $z' + \Delta''z$  и  $x + \Delta''x$ . Учитывая (31) и (39), из прямоугольного треугольника  $Sk_0''$  найдем

$$Sk_0'' = \frac{\Delta''z}{\cos z' k_0 k_r} = \frac{(1 - \cos \alpha)}{\sin \alpha} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (40)$$

Используя (37) и (40), получим

$$mS = \frac{(1 - \cos \alpha)}{\sin \alpha \cos \alpha} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (41)$$

Из треугольника  $k_0''mS$  с помощью (41) найдем угол отклонения восстановленного луча от плоскости считывания, обусловленный изменением длины волны излучения, восстанавливающего псевдоглубокую голограмму,

$$\Delta y'' = \frac{1}{\text{tg} \beta} \frac{(1 - \cos \alpha)}{\cos \alpha} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}. \quad (42)$$

Используя соотношения (32) и (42), оценим угловую и спектральную селективности псевдоглубокой голограммы. При этом примем следующую схему ее реконструкции (рис. 4). Реконструирующая плоская волна  $\psi_r$  проходит апертурную диафрагму  $D$ , которая вырезает из волнового фронта полосу шириной  $\delta$ . За диафрагмой  $D$  располагается голограмма  $H$ , наклоненная на угол  $\beta$  к плоскости считывания, в данном случае это плоскость, проходящая через ось  $z$ , —  $z$  и параллельная щели в диафрагме  $D$ .

Вырезанный диафрагмой  $D$  участок волнового фронта восстанавливает голограмму  $H$  на площади, протяженность которой в глубину равна  $d'$  (незаштрихованная часть голограммы). Как видно из рис. 4, глубина псевдоглубокой голограммы определяется очевидным соотношением

$$d'' = \frac{\delta}{\text{tg} \beta}, \quad (43)$$

где  $\beta$  — угол наклона голограммы по отношению к оптической оси системы;  $\delta$  — ширина полоски волнового фронта излучения, восстанавливающего голограмму.

Восстановленные голограммой объектные лучи  $k_\alpha$  и  $k_\beta$  попадают на линзу  $L$ , жоллимируются ею и образуют в фокальной плоскости линзы изображения

зарегистрированных на голограмме объектов (в данном случае восстановлены первый объект  $a_1b_1$ , второй объект  $a_2b_2$ , нулевой порядок — точка  $r$ , а также сопряженное изображение первого объекта  $a_1^*b_1^*$ ). Ширина восстановленной объектной строчки ограничивается щелью  $S$ , которая, определяя плоскость считывания, пропускает лучи, соответствующие объекту, записанному при данном направлении волны  $\psi_r$  (в случае, представленном на рисунке, это лучи объекта  $a_1b_1$ ), и отсекает все остальные (в данном случае второй объект  $a_2b_2$  и сопряженное изображение первого объекта  $a_1^*b_1^*$ ).

Ширина щели  $S$  должна быть минимально возможной. Этому условию удовлетворяет щель, угловой размер которой  $\Delta\varphi$  равен углу дифракции на отверстии с размером  $\delta$

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{\delta}. \quad (14)$$

Подставляя в (44) значение  $\delta$  из (43), получим

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{d' \operatorname{tg} \beta}. \quad (45)$$

Как уже было показано ранее, при изменении угла падения и длины волны считывающего луча восстановленное псевдоглубокой голограммой изображение отклоняется от плоскости считывания. Очевидно, что полному выходу восстановленного изображения из плоскости считывания и его фактическому исчезновению для отсчетной системы соответствует отклонение на угол  $\Delta\varphi$ , определяемый (45). Исходя из этого, угловую и спектральную селективности псевдоглубокой голограммы найдем, приравнявая (45) к (32) и (42),

$$\alpha = \frac{\lambda}{d' \operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\lambda}{ad'}, \quad (46)$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda \cos \alpha}{2d' \sin^2 \alpha/2} \approx \frac{2\lambda}{a^2 d'}. \quad (47)$$

Сравнивая (46) и (47) с выражениями (3), (4), (6), нетрудно заметить, что угловая и спектральная селективности псевдоглубокой голограммы практически точно совпадают с соответствующими характеристиками трехмерной глубокой голограммы. При этом роль глубины псевдоглубокой голограммы играет ее протяженность вдоль считывающего луча, определенная выражением (43).

Из других свойств псевдоглубокой голограммы следует упомянуть также отсутствие так называемого гало, которое в тонкой голограмме образуется в результате рассеяния считывающей волны на решетках, образованных при интерференции точек объекта между собой. Действительно, из (32) следует, что при восстановлении точки гало будут далеко уведены от плоскости считывания.

Касаясь вопросов дифракционной эффективности псевдоглубокой голограммы, следует отметить, что она необязательно должна ограничиваться эффективностью, свойственной тонкой голограмме, а может быть существенно повышена за счет небольшого увеличения толщины светочувствительного слоя. К достоинствам псевдоглубокой голограммы следует отнести также и то, что ее в отличие от трехмерной голограммы можно восстанавливать излучением с длиной волны, отличающейся от той, которая использовалась при записи. При этом необходимо только изменить положение щели  $S$  (рис. 4).

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Н. М. Ганжерли за проведение предварительных экспериментов, подтвердивших справедливость ряда полученных соотношений, а также В. С. Бурцева, стимулировавшего интерес к проблемам ассоциативной выборки информации.

#### Список литературы

- [1] Денисюк Ю. Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275—1278.
- [2] Денисюк Ю. Н. // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. Вып. 4. С. 522—532.
- [3] Van Heerden P. // J. Appl. Optics. 1963. Vol. 2. N 4. P. 393—400.
- [4] Денисюк Ю. Н. // Опт. и спектр. 1965. Т. 18. Вып. 1. С. 276—283.