

пренебречь преломлением. Если z_0 — текущая координата точки на прямой AB , то поле на выходе в лежащей под ней точкой будет равно

$$E_{\text{вых}} = E_0 e^{-ikz_0} \cdot e^{-ikn(h-z_0)} = e^{i\delta} e^{ik(n-1)z_0} E_{\text{вх}},$$

где δ — некоторая постоянная. Постоянный фазовый множитель $e^{i\delta}$ не играет роли и может быть отброшен. Таким образом, пропускаемость решетки $D = e^{ik(n-1)z_0}$, или после подстановки $z_0 = x \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha x$

$$D(x) = e^{ik(n-1)\alpha x}.$$

Коэффициенты Фурье D_m вычисляем по формуле (53.1) и находим

$$D_m = \frac{\sin \pi [m + (d/\lambda)(n-1)\alpha]}{\pi [m + (d/\lambda)(n-1)\alpha]}. \quad (53.9)$$

Если знаменатель этого выражения обращается в нуль, то почти весь свет сконцентрируется в спектре порядка m . Для этого должно быть $m + (d/\lambda)(n-1)\alpha = 0$. С другой стороны, $d \sin \vartheta = m\lambda$, или, ввиду малости угла дифракции, $d \cdot \vartheta = m\lambda$. Исключая m , получаем

$$\vartheta = -(n-1)\alpha. \quad (53.10)$$

Эта формула показывает, что угол ϑ равен углу отклонения луча при преломлении в призме с малым преломляющим углом α . Таким образом, почти весь свет может сконцентрироваться в одном направлении, если это направление совпадает с направлением преломленных лучей. Для концентрации необходимо, чтобы разность хода между пучками, преломленными на соседних ступеньках решетки, составляла целое число волн. С подобной концентрацией дифрагированного света в спектре одного порядка мы столкнулись также в § 48 при изучении эшелона Майкельсона.

§ 54. Голография

1. Применим метод Рэлея для уяснения идеи *голографии*, т. е. безлинзового получения оптических изображений путем так называемого *восстановления волнового фронта*. В принципе идея голографии была выдвинута и экспериментально проверена польским физиком М. Вольфке (1883—1947). Его работа была опубликована еще в 1920 г., но была забыта. Эту идею независимо от Вольфке вновь предложил и обосновал в 1947 г. английский инженер и физик Габор (р. 1900), который по праву считается изобретателем голографии. Однако понадобилось 15 лет, чтобы стало возможно практическое осуществление голографии. Причина столь длительной задержки заключается в том, что в голографии требуются источники света, обладающие *высокой степенью временной и пространственной когерентности*. Таких источников в 1947 г. еще не существовало. Положение изменилось в 1960 г. с изобретением лазеров и проникновением их в лабораторную технику. Первые изображения по методу голографии были получены американцами Лейтом и Упатниексом в 1962 г.

При освещении или просвечивании предмета от него распространяется рассеянная или прошедшая волна. (Для определенности в дальнейшем предполагается, что предмет освещается, а не просвечивается, хотя принципиального различия между этими случаями

при нашем рассмотрении нет.) Отделившись от предмета, рассеянная волна сохраняет в дальнейшем *независимое существование* и несет полную информацию о форме и прочих свойствах предмета, какая может быть получена путем освещения его световыми лучами. Попадая в глаз или объектив фотоаппарата, эта волна образует на сетчатке или на фотопластинке изображение предмета. Если любым путем создать такую же волну, то, очевидно, она сможет вызвать в точности такие же эффекты, что и исходная волна, рассеянная предметом. На этом замечании и основана идея голографии.

Процесс получения изображения в голографии распадается на две стадии. На первой стадии изготавливается *голограмма*, т. е. фотопластинка, с помощью которой можно восстанавливать световую волну, рассеянную телом. Вторую стадию составляет само *восстановление* этой волны и получение оптического изображения.

2. Пусть какой-то предмет *A* (рис. 206) освещается пучком параллельных лучей от лазера. Рассеянные лучи попадают на фотопластинку *Г*. По степени почернения пластинки после проявления

можно судить об амплитуде рассеянной волны во всех местах пластинки, которых эта волна достигла. В этом смысле экспонированная и проявленная пластинка сохраняет информацию об амплитуде волнового поля. Для восстановления волнового поля такой информации, конечно, недостаточно. Нужна еще дополнительная информация о *фазе*, которой пластинка не содержит, так как степень почернения зависит только от интенсивности, но не от фазы волны. Габор указал, что необходимую информацию о фазе можно получить и записать

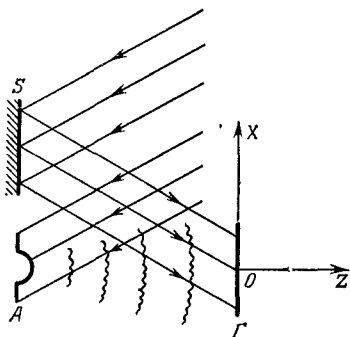


Рис. 206.

на той же фотопластинке *Г*, если осветить ее вторым пучком от того же лазера и заставить его интерферировать с пучком, рассеянным предметом. Практически этого можно достигнуть, расширив предварительно пучок от лазера, а затем разделив его на два пучка. Один из них (*предметный*) направляется на предмет *A*, другой (*опорный*) отражается от плоского зеркала *S*. Оба пучка направляются на фотопластинку *Г* и там интерферируют между собой. Интерференционная картина фотографируется. Так полученная фотография и называется *голограммой*.

Поскольку волна, рассеянная предметом, возникает при отражении и дифракции на *макроскопических* деталях предмета со сложной формой и взаимным расположением, реальная голограмма представляет собой очень сложную и запутанную интерференционную картину с очень мелкими деталями, которые невозможно

различить невооруженным глазом. (На ней обычно видны и крупные дифракционные кольца. Но они не имеют никакого отношения к делу, так как возникают при дифракции на случайных пылинках, встретившихся на пути распространения света.)

Дифракционная картина на голограмме не имеет ни малейшего сходства с предметом. При рассматривании ее в микроскоп в ней трудно усмотреть следы каких-либо закономерностей. И тем не менее расположение, форма и интенсивность дифракционных пятен голограммы полностью определяются геометрической формой и физическими свойствами отражающей поверхности объекта. Голограмма *в закодированной форме* содержит полную информацию об амплитудах и фазах рассеянной волны, которая достаточна для ее восстановления и получения оптического изображения. Само название «голография» происходит от греческих слов «голог» — полный и «графо» — пишу и может быть переведено как «полная запись».

3. Разность хода между опорной волной и волнами, рассеянными предметом, очень велика и может составлять несколько метров. Поэтому при изготовлении голограммы время когерентности света должно быть очень велико (не меньше 10^{-5} — 10^{-7} с). Длина когерентности также должна быть очень большой (не меньше 1—10 м). Никакие источники света, кроме лазеров, не могут обеспечить столь высокую степень временной и пространственной когерентности. Кроме того, необходима *неподвижность* (с точностью до долей длины световой волны) и *высокая контрастность* интерференционной картины, образующейся в области перекрытия предметного и опорного пучков во время экспозиции. Для этого также требуется высокая когерентность света, а также *механическая жесткость* всех элементов голографической установки.

Необходимая степень монохроматичности света определяется по общей формуле $\lambda/\delta\lambda \geq m$, где m — максимальный порядок интерференции, наблюдающейся при голографировании. При рациональном расположении источника света и прочей аппаратуры его можно оценить по формуле $m \sim L/\lambda$, где L — линейные размеры предмета. Таким образом, должно быть $\delta\lambda < \lambda^2/L$. Уже при небольших размерах предмета ~ 10 см и $\lambda = 500$ нм эта формула дает $\delta\lambda < 10^{-3}$ нм. Между тем спектральные линии ртутной лампы, даже с низким давлением ртутных паров, имеют ширину ~ 30 нм. Требования к размерам источника света, пожалуй, еще более жесткие. Для получения высокой контрастности интерференционной картины на голограмме поперечные размеры Δx источника света (т. е. размеры параллельно плоскости голограммы) должны быть малы по сравнению с шириной интерференционной полосы λ/α , где α — угол схождения крайних интерферирующих лучей (см. § 28). По порядку величины $\alpha = h/l$, где h — ширина опорного пучка, а l — расстояние между предметом и голограммой. Если $h = 3$ см, а $l = 30$ см, то должно быть $\Delta x < \lambda l/h = 5$ мкм.

С нелазерными источниками (например, ртутной дуговой лампой) этим требованиям пытались удовлетворить стандартными приемами, пропуская свет через различные монохроматоры, а затем фокусируя его на малом отверстии. При этом через отверстие проходила и достигала освещаемого объекта лишь ничтожная часть светового потока. Требуемое время экспозиции при этом будет достигать порядка года. Поэтому Габору удалось получить голограммы только простейших микроскопических объектов при экспозициях в несколько часов. Лазеры сделали описанные операции ненужными, а идея голографии получила практическое осуществление.

4. Представим поле волны, рассеянной предметом A , в виде

$$u = a(\mathbf{r}) e^{i[\omega t - \Phi(\mathbf{r})]}, \quad (54.1)$$

а поле волны, отраженной плоским зеркалом S , — в виде

$$v = b e^{i(\omega t - k r)} \quad (54.2)$$

(b и k — постоянные). Оба поля записаны в скалярной форме. Это упрощение не существенно, так как изменения поляризации волн в интересующих нас процессах не играют заметной роли. При таком упрощении величины $a(\mathbf{r})$, $\Phi(\mathbf{r})$ и b могут считаться вещественными. Интенсивность результирующего поля на пластинке Γ и перед ней представится выражением

$$I = (u + v)(u^* + v^*) = v^*u + uv^* + v^*v + u^*u.$$

Начало координат поместим в какой-либо точке O в плоскости пластинки Γ . С той же плоскостью совместим координатную плоскость XY , направив ось Y перпендикулярно к направлению опорного пучка, отраженного зеркалом S ($k_y = 0$). Тогда ось Z будет нормальна к плоскости пластинки Γ . Направим ее в сторону распространения опорного пучка. Интенсивность I_0 светового поля в плоскости пластинки найдется из предыдущего выражения, если все входящие в него функции заменить их значениями при $z = 0$:

$$I_0 = ba(x, y, 0) e^{i[k_x x - \Phi(x, y, 0)]} + ba(x, y, 0) e^{-i[k_x x - \Phi(x, y, 0)]} + b^2 + a^2(x, y, 0). \quad (54.3)$$

Допустим теперь, что контактным способом изготовлен позитив голограммы при таком режиме проявления, что амплитудная прозрачность (пропускаемость) D позитива оказалась пропорциональной I_0 . Для краткости коэффициент пропорциональности можно принять равным единице, т. е. положить $D = I_0$. Этого всегда можно достигнуть надлежащим выбором единиц. Такая позитивная голограмма может быть использована для восстановления рассеянной волны $u(\mathbf{r}, t)$. Для этого, убрав предмет A , голограмму просвечивают таким же опорным пучком $v(\mathbf{r}, t)$, какой применялся при ее изготовлении. Этот пучок будет испытывать дифракцию на голограмме

подобно тому, как дифрагирует свет на дифракционной решетке. Задача сводится к расчету дифракционной картины за голограммой. Для ее решения можно применить метод Рэлея. Обозначим через $E(\mathbf{r}, t)$ волновое поле за голограммой. На выходе голограммы оно представится выражением

$$E_{\text{вых}} = Dv(x, y, 0) = I_0 b e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (54.4)$$

Надо найти решение волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0, \quad (54.5)$$

удовлетворяющее краевому условию (54.4). Ввиду линейности и однородности такого уравнения и условия (54.4), эту задачу можно расчленить на четыре независимые задачи. Представим функцию E в виде суммы

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 \quad (54.6)$$

и потребуем, чтобы слагаемые E_1, E_2, E_3, E_4 были решениями уравнения (54.5) и удовлетворяли следующим граничным условиям:

$$E_{1 \text{ вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t - \Phi(x, y, 0)]}, \quad (54.7)$$

$$E_{2 \text{ вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, 0) - 2k_x x]}, \quad (54.8)$$

$$E_{3 \text{ вых}} = b^3 e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad (54.9)$$

$$E_{4 \text{ вых}} = b a^2(x, y, 0) e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (54.10)$$

Сюда необходимо добавить физическое условие, чтобы волны, дифрагированные на голограмме, были *уходящими*. Этим обеспечивается *единственность решения*.

5. Проще всего найти функцию E_3 , т. е. решение задачи, удовлетворяющее граничному условию (54.9). Ввиду постоянства b таким решением, очевидно, будет

$$E_3 = b^3 e^{i(\omega t - kx)} = b^2 v(\mathbf{r}, t). \quad (54.9a)$$

Если отвлечься от амплитудного множителя b^2 , то это есть просвечивающая (опорная) волна, распространившаяся за голограмму.

6. Основной интерес в голографии представляет решение E_1 , удовлетворяющее граничному условию (54.7). Ввиду постоянства b , его можно также сразу указать. Именно:

$$E_1 = b^2 a(x, y, z) e^{i[\omega t - \Phi(x, y, z)]} = b^2 u(\mathbf{r}, t). \quad (54.7a)$$

Действительно, функция E_1 удовлетворяет волновому уравнению (54.5) и представляет волну, уходящую от голограммы, которая при $z = 0$ переходит в выражение (54.7). Но эта волна с точностью до несущественного постоянного множителя тождественна с волной u , рассеянной объектом. Она, таким образом, точно воспроизводит

рассеянную волну и дает мнимое изображение (МИ) объекта, в том же самом месте, в каком он находился во время получения голограммы (рис. 207, а). Тем самым разъяснен основной принцип голографии.

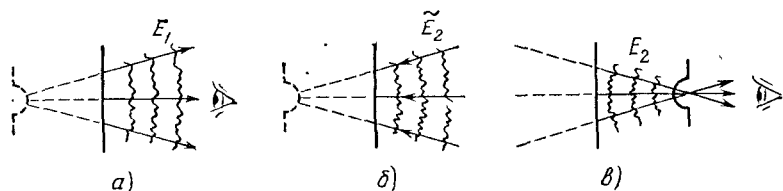


Рис. 207.

7. Для нахождения волны E_2 , т. е. решения волнового уравнения, удовлетворяющего граничному условию (54.8), рассмотрим сначала частный случай, когда опорный, а следовательно, и просвечивающий пучки перпендикулярны к плоскости голограммы. Тогда $k_x = 0$, и граничное условие (54.8) переходит в

$$E_2^{\text{вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, 0)]}. \quad (54.11)$$

Волна

$$\tilde{E}_2(x, y, z) = b^2 a(x, y, z) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, z)]}, \quad (54.12)$$

очевидно, удовлетворяет этому граничному условию. Это есть волна, получающаяся из волны (54.7а) обращением направления ее распространения, а потому она также удовлетворяет и волновому уравнению (54.5). Она давала бы мнимое изображение предмета перед голограммой в точности в том же месте, где находился сам предмет при получении голограммы (рис. 207, б). Однако волна $\tilde{E}_2(\mathbf{r}, t)$ распространяется к голограмме, а не от нее, и по этой причине не может служить решением рассматриваемой нами задачи. Для нахождения нужного решения заметим, что волновое уравнение (54.5) не изменится, если изменить на противоположные знаки одной или нескольких координат. Так, при изменении знака у z уравнение (54.5) переходит в

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial (-z)^2} + k^2 E = 0. \quad (54.5а)$$

Это уравнение, очевидно, имеет решение $\tilde{E}_2(x, y, -z)$. А так как оно тождественно с уравнением (54.5), то последнее имеет такое же решение, т. е.

$$E_2 = b^2 a(x, y, -z) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, -z)]}. \quad (54.11а)$$

Решение это, очевидно, удовлетворяет граничному условию (54.11). Оно получится из (54.12), если пространства перед и за голограммой

поменять местами. Решение (54.11а) представляет волну, идущую от голограммы, а потому оно и будет искомым решением задачи. Полученная волна сходится за голограммой и дает там действительное изображение (ДИ) предмета. Положение его зеркально симметрично с положением самого предмета относительно плоскости голограммы (рис. 207, в). Однако глаз может видеть действительное изображение только тогда, когда оно рассматривается с задней стороны, т. е. когда изображение находится между голограммой и глазом. Поэтому действительное изображение будет псевдоскопическим, или вывернутым. На нем выпуклые места предмета глаз видит как вогнутые и наоборот. (Псевдоскопичность не будет проявляться, если действительное изображение спроектировать на экран.) Если смотреть на голограмму перпендикулярно к ее поверхности, то действительное изображение будет мешать рассмотрению мнимого изображения, так как оба изображения лежат на одной линии зрения. Такое же вредное влияние оказывают прямые лучи просвечивающего пучка, поскольку они также попадают в глаз. Эти недостатки устраняются применением наклонных опорных (а следовательно, и просвечивающих) пучков света.

В случае наклонных пучков $k_x \neq 0$, и надо найти решение E_2 , удовлетворяющее общему граничному условию (54.8). Но этот случай легко сводится к частному случаю нормального падения, разобранным выше. Действительно, если бы граничное условие имело частный вид (54.11), то можно было бы перейти к общему граничному условию (54.8), наложив на голограмму дополнительную дифракционную решетку с амплитудной прозрачностью $D = e^{-2ik_x x}$. Это — фазовая решетка, дающая только спектр минус первого порядка (см. § 52, пункт 5). Она действует как призма, т. е. только изменяет направление падающего пучка света. В результате действительное изображение смещается в сторону, как указано на

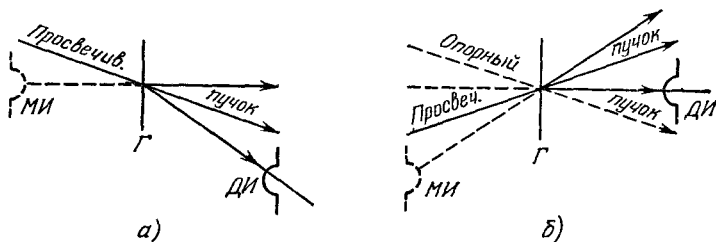


Рис. 208.

рис. 208, а. Такое смещение, конечно, искажает изображение совершенно так же, как это происходит при рассмотрении предмета через призму. При большом наклоне опорного (а следовательно, и просвечивающего) пучка действительного изображения может и не получиться.

8. Искажения действительного изображения можно избежать, если просвечивающий пучок направить на голограмму под тем же углом и в той же плоскости падения, что и опорный, но с другой стороны от нормали к плоскости голограммы. Тогда

$$v_{\text{прос}} = b e^{i(\omega t + k_x x - k_z z)},$$

и вместо граничных условий (54.7) и (54.8) мы получим соответственно

$$E_{1 \text{ вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t - \Phi(x, y, 0) + 2k_x x]}, \quad (54.76)$$

$$E_{2 \text{ вых}} = b^2 a(x, y, 0) e^{i[\omega t + \Phi(x, y, 0)]}. \quad (54.85)$$

Теперь действительное изображение будет расположено зеркально симметрично (относительно плоскости голограммы) с самим предметом в том положении, какое он занимал при изготовлении голограммы. Оно по-прежнему будет псевдоскопическим, но не искаженным. Зато мнимое изображение сместится в сторону (рис. 208, б) и будет искажено, как при рассматривании предмета через призму.

9. Остается выяснить влияние волны E_4 , удовлетворяющей граничному условию (54.10). Найти решение в этом случае без конкретизации вида функции $a(x, y, 0)$ невозможно, так как в условии (54.10) входит не сама эта функция, а ее квадрат. Для отыскания E_4 в общем случае следует разложить функцию $a^2(x, y, 0)$ в интеграл Фурье, а затем стандартным способом (см. § 52) представить волну E_4 в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся в различных направлениях. Таким образом, за голограммой возникает волновое поле, создающее фон, на котором получают мнимое и действительное изображения. Интенсивность этого фона зависит от квадрата амплитуды $a(x, y, z)$ волны, рассеянной предметом при изготовлении голограммы. Поэтому для ослабления вредного влияния такого фона интенсивность опорной волны берут значительно большей интенсивности предметной волны.

Так как фотослой, на котором записана голограмма, тонкий, то при восстановлении изображения не возникает интерференция столь же высоких порядков, что и при изготовлении голограммы. По этой причине удовлетворительное изображение предмета можно получить с голограммой, освещаемой при восстановлении светом от ртутной лампы.

10. Чем больше углы, под которыми сходятся интерферирующие лучи на голограмме, а следовательно, чем мельче детали интерференционной картины, тем выше разрешающая способность голограммы (см. § 57). При предельно возможном разрешении эти детали порядка длины световой волны. Но и при углах схождения в несколько градусов интерференционная картина на голограмме получается все же довольно тонкой. Чтобы ее зафиксировать на фотопластинке, требуется фотографическая эмульсия весьма высокого

качества. Наиболее высокие требования к фотопластинкам предъявляются в цветной фотографии Денисюка, где предметная и опорная волны идут навстречу друг к другу (см. пункт 13). Современные мелкозернистые фотопластинки, применяемые в голографии, разрешают 1000—10 000 линий на миллиметр (расстояние между разрешаемыми линиями 1000—100 нм). Следует, однако, заметить, что повышение разрешающей способности фотоэмульсии, как правило, сопровождается падением ее чувствительности.

11. Для получения изображения нет необходимости изготавливать позитивную голограмму; негатив столь же хорош, что и позитив. Это непосредственно следует из теоремы Бабине. Различие в дифракционных картинах касается только просвечивающего пучка, проникшего за голограмму, и совсем не затрагивает волновые поля E_1 и E_2 , дающие мнимое и действительное изображения. В обоих случаях при восстановлении волнового фронта получаются одинаковые изображения.

Конечно, при изготовлении голограммы условие $D \sim I_0$, соблюдение которого предполагалось при нашем изложении, не может быть выполнено вполне точно. Его невыполнение приводит к появлению *дополнительных изображений*. Это проще всего пояснить на примере, в котором предметная и опорная волны обе плоские и падают на фотопластинку под разными углами (предметом является бесконечно удаленная светящаяся точка). Тогда при соблюдении условия $D \sim I_0$ голограмма будет представлять собой дифракционную решетку с синусоидальной амплитудной прозрачностью. При ее просвечивании, наряду со спектром нулевого порядка (т. е. прямого просвечивающего пучка, проникшего за голограмму), появятся спектры первого и минус первого порядков, один из которых будет мнимым, а другой действительным изображениями предмета. Если же условие $D \sim I_0$ не соблюдается, то разложение функции $D(x)$ в ряд Фурье будет содержать гармоники высших порядков. При просвечивании голограммы, наряду со спектрами первых порядков, появятся спектры высших порядков, т. е. дополнительные мнимые и действительные изображения предмета. Однако, если такие дополнительные изображения слабы и получаются в стороне от основного изображения, то они не причиняют существенного вреда.

Для получения большей яркости изображения применяют так называемые *отбеленные голограммы*. Они получают из обычных голограмм путем обработки их специальными отбеливающими растворами, образующими прозрачные соединения с серебром, отложившимся в эмульсии голограммы. Получается прозрачная фазовая голограмма, пропускаемость которой варьируется как за счет толщины, так и за счет показателя преломления отбеленного слоя. Такая голограмма сохраняет способность давать оптические изображения. В какой степени отбелка голограммы и отступления

от условия $D \sim I_0$ сказываются на получаемых изображениях, эти вопросы представляют громадный интерес в практической голографии. Однако они трудно поддаются теоретическому изучению и по своему содержанию не могут быть включены в курс общей физики.

12. По сравнению с обычными фотографиями изображения, получаемые по методу голографии, обладают тем преимуществом, что они *трехмерны*. Мнимые изображения полностью воспроизводят без каких бы то ни было искажений взаимное расположение реальных предметов в пространстве. Если при рассматривании голограммы одни предметы заслоняются другими, то достаточно сместить в сторону глаз, чтобы увидеть и заслоненные предметы. Часть голограммы действует как целая голограмма. Например, для воспроизведения изображения годится каждый кусочек разбитой голограммы. По мере уменьшения размеров голограммы ослабевают лишь четкость изображения (разрешающая способность) и ощущение объемности. Эта особенность голографического метода связана с тем, что при экспонировании, как правило, все части фотопластинки подвергаются действию света, рассеянного *всеми точками предмета*. Поэтому в каждой части голограммы хранится в закодированной форме изображение всего предмета. Вопрос о разрешающей способности голограмм будет разобран в § 57 (пункт 5), как частный случай общего вопроса о разрешающей способности оптических приборов.

На одной фотопластинке можно последовательно зарегистрировать несколько изображений; причем каждое из них можно восстановить без помех со стороны других изображений. Можно, например, произвести несколько экспозиций при одном и том же опорном пучке, голографируя каждый раз только один предмет. Во избежание наложения восстановленных изображений друг на друга голографируемые объекты должны располагаться в различных местах. Можно также объекты помещать в одно и то же место, но менять направление опорного пучка. Можно получать цветные изображения, освещая предмет тремя источниками света с различными длинами волн, подобранными так, чтобы наиболее полно передать цвет предмета. От тех же трех источников формируются опорные пучки, создающие вместе с волнами, рассеянными предметом, единую голограмму на черно-белой фотопластинке. Для восстановления изображения такая «трехкомпонентная голограмма» помещается в то же место, какое она занимала при экспонировании, и одновременно освещается тремя просвечивающими пучками, тождественными с опорными. При просвечивании голограммы каждый из этих пучков создает три действительных и три мнимых изображения. Три из этих мнимых изображений, и притом разноцветных, пространственно совпадут друг с другом, образуя цветное изображение. Остальные изображения расположатся в разных местах, не мешая основному изображению.

13. Голограммы, о которых шла речь выше, можно назвать *двухмерными*, так как в них применяются фотопластинки с тонкими слоями эмульсии. В 1962 г. советский физик Ю. Н. Денисюк (р. 1927) стал получать *трехмерные, объемные* голограммы на фотопластинках с *толстослойной эмульсией*. В его методе удачно сочетаются принципы голографии и цветной фотографии Липпмана. Толщина фотографического слоя составляет 15—20 мкм, т. е. 30—40 длин волн зеленого цвета. Фотослой настолько прозрачен, что через него можно освещать голографируемый объект. Опорная плоская монохроматическая волна от лазера падает на фотопластинку со стороны стекла (рис. 209). Пройдя через фотопластинку, она освещает голографируемый предмет. Волна, рассеянная предметом, распространяется навстречу опорной волне, интерферируя с ней в толще фотозэмульсии. Интерференционная картина представляет *стоячие волны*, на которые наложен довольно причудливый узор мелких деталей из максимумов и минимумов, так как среди интерферирующих волн только опорная волна является плоской. Проявленная и отфиксированная фотопластинка и будет объемной голограммой Денисюка. Она состоит как бы из нескольких десятков поверхностных голограмм, расположенных в толще эмульсии.

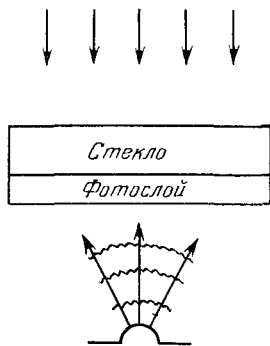


Рис. 209.

Восстановление предметной волны производится расходящимся пучком *белого света*. Каждый слой выделившегося серебра, действуя подобно двухмерной голограмме, дает слабое мнимое и действительное изображения предмета. При многолучевой интерференции происходит усиление тех волн, длина которых равна длине волны излучения лазера, в тех направлениях, в которых разность фаз между волнами от соседних слоев серебра равна 2π . В результате возникают изображения того же цвета, что и цвет луча лазера. Остальные изображения гасят друг друга при интерференции.

Таким образом, голограмма производит *монохроматизацию* белого света, которым она освещается. Конечно, такая монохроматизация сравнительно невысокая, из-за незначительного числа отложившихся слоев серебра и связанной с этим небольшой спектральной разрешающей способности голограммы. Кроме того, цвет изображения может существенно отличаться от цвета излучения лазера. Это связано с изменением расстояний между слоями почернения при проявлении, фиксировании и сушке фотопластинки.

Метод Денисюка, подобно трехцветной фотографии, позволяет получать изображения предметов в *натуральных цветах*. Для этого на одной и той же фотопластинке получают голограмму

