

Конспект лекций по курсу общей физики. Часть III
“Оптика. Квантовые представления о свете.
Атомная физика и физика ядра”
Лекция № 3

2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

2.6. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Рассмотрим дифракцию сферических волн на круглом отверстии в случае малого числа зон. Пусть экран находится на расстоянии l_0 от фронта волны (рис.7), в точке P наблюдается максимум интенсивности, т. к. для выбранного l_0 открыто нечетное число зон (б).

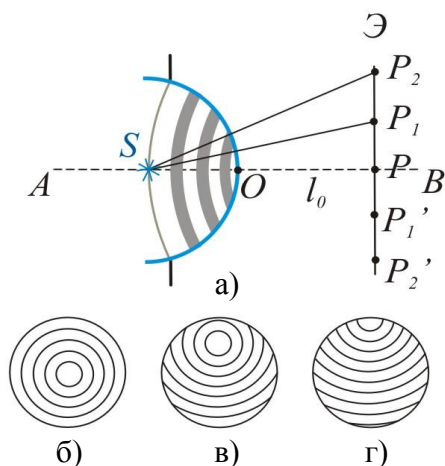


Рис.7

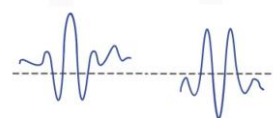
Из точки P_1 наблюдается одно число открытых зон (в), из точки P_2 – другое (г). аналогичны картины для точек P_1' и P_2' .

Вся картина на экране обладает круговой симметрией, поэтому вокруг точки P чередуются темные и светлые кольца.

На рисунке 8 показана картина дифракции для разных размеров отверстий. При трех открытых зонах – в центре дифракционной картины максимальная интенсивность, затем чередующиеся темные и светлые кольца. Внизу дана

кривая распределения интенсивности. Кривая имеет сложный характер, так как действие зон в точках P_1 и P_2 определяется не только числом зон, но и тем, какая часть какой зоны открыта.

Если удалять точку P от фронта волны (рис.9), видимое из точки P число зон в отверстии экрана уменьшается, т. е. число зон на фронте волны уменьшится до одной (в этом легко убедиться из чисто геометрических соображений: при $\lambda = \text{const}$ и $MD = \text{const}$ на большом расстоянии $DP \approx MP$). Перемещая точку P , изменяем интенсивность в ней, если открыто четное число зон – наблюдаем минимум, нечетное – максимум. Распределение интенсивности приведено на рисунке.



3 зоны 4 зоны

Рис.8

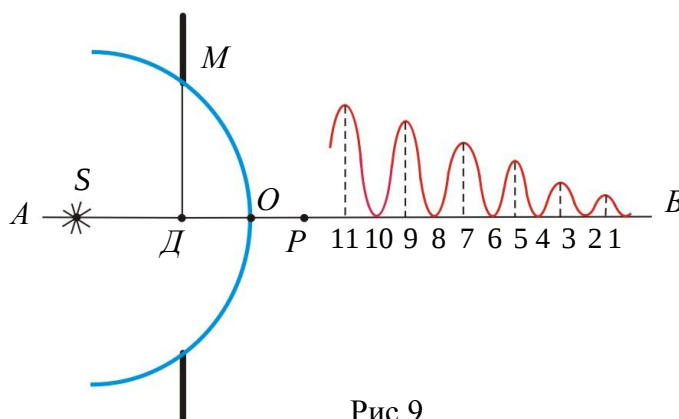


Рис.9

2.7. Дифракция в параллельных лучах (Дифракция Фраунгофера)

1) Дифракция от одной щели.

Дифракция Френеля наблюдается без помощи оптических приборов. Существует другой способ наблюдения дифракционных явлений, в нем возникает необходимость при значительно больших расстояниях от источника света S до точки наблюдения P . В этом случае лучи практически параллельны, говорят о дифракции в параллельных лучах или о дифракции Фраунгофера. Параллельный пучок можно получить, если точечный источник S поместить в фокусе собирающей линзы. Точка наблюдения P должна лежать в фокальной плоскости F второй линзы, собирающей плоские световые волны (рис.10 а).

Пусть на щель шириной a падает пучок параллельных лучей. Щель считаем узкой и бесконечно протяженной в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Все точки открытого фронта волны vv' являются источниками вторичных волн, направление которых варьируется от угла дифракции $\varphi=0$ до $\varphi=\frac{\pi}{2}$. Параллельные лу-

чи соберутся линзой L_2 в точке P . Получим распределение интенсивности дифракционной картины на экране. Для решения этой задачи вос-

пользуемся методом зон Френеля.

1. Разобьем волновую поверхность vv' на зоны в виде узких полосок одинаковой ширины, параллельных краям щели. Для малых углов φ можно считать амплитуды колебаний отдельных зон ΔA_i одинаковыми, зависящими только от площади зоны.

2. Определим фазовое соотношение между колебаниями вторичных волн в точке P . Оптические пути vP и cP одинаковы. Разность фаз между колебаниями в т. v и v' образуется из-за разности хода $\Delta = a \cdot \sin \varphi$. Разделив Δ на отрезки, равные $\lambda/2$, найдем число зон в отверстии.

Фазы колебаний, возбужденных соседними законами, противоположны, поэтому вторичные волны от соседних зон полностью гасят друг друга. Направления, в которых интенсивность света равна нулю определяются соотношением

$$\Delta = a \sin \varphi = 2\kappa \frac{\lambda}{2} \text{ или} \quad (11)$$

$$a \sin \varphi = \kappa \lambda, \quad (12)$$

где k – целое число, $k=1, 2, 3, \dots$

Максимумы в точках P экрана соответствуют нечетному числу зон Френеля в щели

$$a \sin \varphi = (2\kappa + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (13)$$

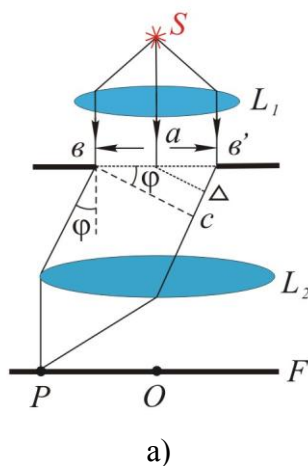


Рис.10

($\kappa = 0, 1, 2, 3, \dots$)

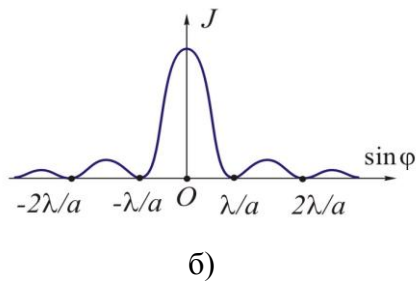


Рис.10

Центральный максимум соответствует положению точки P в центре фокальной плоскости, т. е. в т. о. В этом случае щель vv' действует как одна зона Френеля. При удалении точки наблюдения P от фокуса увеличивается Δ , это означает, что в т. P последовательно действуют две, затем три и т.д. зоны. На экране за центральным максимумом расположен минимум, затем максимум и т.д. Таким образом, дифракционная картина представляет собой чередующиеся светлые и темные полосы, параллельные щели. Опыты показывают резкое ослабление интенсивности у последующих максимумов.

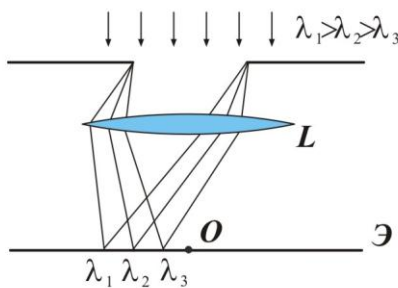


Рис.11

$\kappa = 0$ соответствует направлению лучей, не изменяющих свое первоначальное направление, т. е. $\begin{cases} \varphi = 0 \\ \Delta = 0 \end{cases}$.

Проанализируем распределение интенсивности света за щелью в зависимости от угла дифракции. На рис.10(б) изображено распределение интенсивности по углу.

Если пучок лучей до щели состоит из набора монохроматических волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, то максимумы одного порядка k наблюдаются под разными углами (рис.11). Большей длине волны соответствует больший угол дифракции φ . Происходит разложение в спектр, поэтому щель является спектральным прибором.

Численное соотношение интенсивностей очевидно из графического метода сложения амплитуд.

Рис.12(а) – значению угла $\varphi = 0$ соответствует $\Delta = 0$, все векторы ΔA направлены в одну сторону, результирующая амплитуда равна алгебраической сумме амплитуд складывающихся колебаний, т. е. A_0 . Наблюдается центральный максимум.

б) – разность хода лучей $\Delta = \frac{\lambda}{2}$, колебания от краев щели находятся в противофазе, векторы ΔA располагаются вдоль полуокружности длиной A_0 , результирующая амплитуда $A = \frac{2A_0}{\pi}$ ($2A_0 = 2\pi R$, $2A_0 = \pi D$, $2A_0 = \pi A$, R и D – радиус и диаметр).

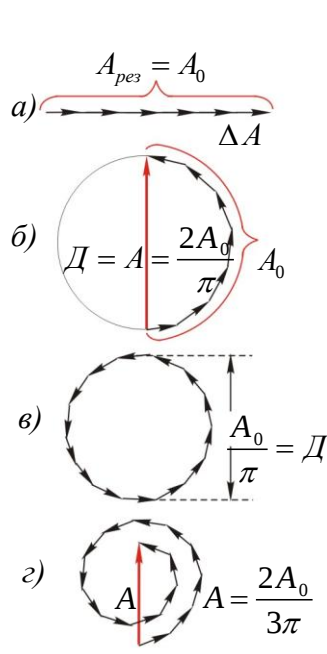


Рис.12

Интенсивность J пропорциональна квадрату амплитуды, в итоге отношение интенсивностей максимумов

$$J_0 : J_1 : J_2 : J_3 : \dots = A_0^2 : \left(\frac{2A_0}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2A_0}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2A_0}{7\pi}\right)^2 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 : \dots \quad (14)$$

Таким образом, подтвержден экспериментальный факт: интенсивность центрального максимума значительно превосходит интенсивность остальных максимумов.

Ответим на вопрос – как будет видоизменяться дифракционная картина на экране при удалении экрана от щели?

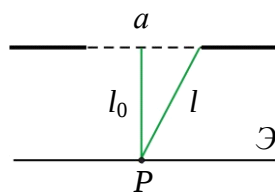


Рис.13

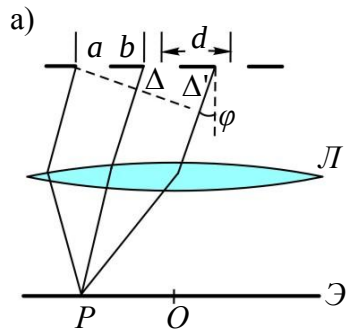
она перейдет в дифракцию Фраунгофера.

в) – при $\Delta = 2\frac{\lambda}{2}$, колебания от краев щели отличаются по фазе на 2π , векторы ΔA располагаются вдоль окружности диаметром ($A_0 = \pi D$) $D = \frac{A_0}{\pi}$, результирующая амплитуда равна нулю, получается первый минимум.

г) – при $\Delta = 3\frac{\lambda}{2}$, колебания от краев щели отличаются по фазе на 3π , результирующая амплитуда $A = \frac{2A_0}{3\pi}$ ($A_0 = \frac{3}{2}\pi A$ - векторы ΔA располагаются вдоль 1,5 окружностей). Получается первый максимум.

1. При небольших расстояниях $l \gg l_0$, число открытых зон для точки P велико, изображение щели соответствует законам геометрической оптики.
2. С увеличением l_0 наблюдается дифракция Френеля, затем, при $l \rightarrow l_0$

2) Дифракционная решетка.



Наибольшее практическое значение имеет дифракция от дифракционной решетки. Дифракционная решетка – это совокупность периодически повторяющихся щелей. Расстояние d между серединами соседних щелей называется периодом или постоянной дифракционной решетки.

$$d = a + b \quad (15)$$

ведем анализ дифракционной картины на экране, который в фокальной плоскости (рис.14).

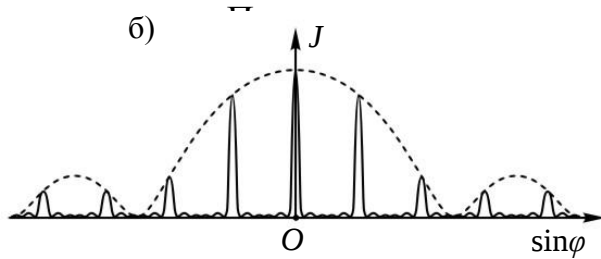


Рис.14

Дифракционная картина является результатом дифракции волн на каждой щели и интерференции волн от различных щелей. Рассмотрим подробно формирование дифракционной картины.

ны.

1. Для простоты считаем, что монохроматическая световая волна падает на решетку нормально. На каждой щели происходит дифракция, описанная в предыдущем примере. Если перемещать щель параллельно самой себе, никаких изменений дифракционной картины не должно наблюдаться, так как положение дифракционных максимумов и минимумов определяется только направлением вторичных волн.

$$a \sin \varphi = \kappa \lambda \quad (16)$$

означает направление минимальной интенсивности для любой щели.

2. При интерференции волн от разных щелей при том же угле дифракции φ безусловно будет наблюдаться минимум, поскольку в этом направлении происходит наложение пучков нулевой интенсивности.

Условие $a \sin \varphi = \kappa \lambda$ (16) называется **условием главных минимумов**.

3. Определим направления, по которым образуются главные максимумы. Разность хода волн от двух соседних щелей и разность фаз между ними равны.

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi \quad (17)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varphi \quad (18)$$

Волны от соседних щелей усиливают друг друга при условии

$$\Delta = \kappa \lambda \quad \text{или} \quad d \sin \varphi = \kappa \lambda, \quad (\kappa = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (19)$$

Формула (19) называется **условием главных максимумов дифракционной решетки**.

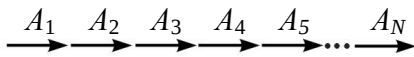


Рис.15

Графически сложение амплитуд от отдельных щелей, приводящее к образованию главных максимумов, показано на рис.15 (N – число щелей).

4. Если одновременно выполняются условия минимума отдельных щелей и максимума дифракционной решетки, в этом направлении минимум «гасит» максимум. Графическим методом найдем условие дополнительных минимумов в дифракционной картине решетки. Минимум интенсивности образуется при результирующей нулевой амплитуде. В свою очередь, нулевая амплитуда соответствует замкнутой ломаной кривой при сложении отдельных амплитуд. Это возможно, если разность фаз волн от крайних щелей решетки равна $2\pi, 4\pi, \dots, n \cdot 2\pi$.

Выполним построение для частного случая, а затем обобщим результат. Пусть решетка имеет 6 щелей ($N = 6$).

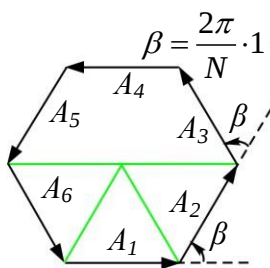


Рис.16

Из рис.16 видно, что разность фаз от соседних щелей равна

$$N\beta = n \cdot 2\pi$$

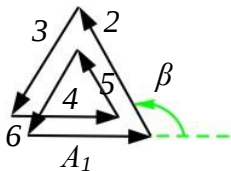
$$\beta = \frac{2\pi}{N} n, \quad (20)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$

а) $n \neq 0, N, 2N, \dots$, иначе реализуется условие максимума.

Для $N = 6$ щелей $n = 1, 2, 3, 4, 5$

б)

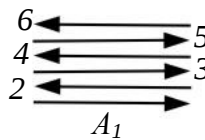


$$N = 6$$

$$n = 2$$

$$\beta = \frac{2\pi}{N} \cdot 2 = 120^\circ$$

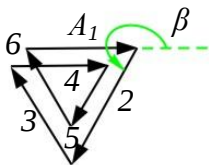
в)



$$n = 3$$

$$\beta = \frac{2\pi}{N} \cdot 3 = 180^\circ$$

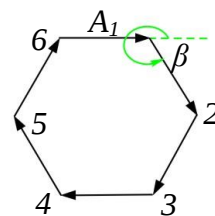
г)



$$n = 4$$

$$\beta = \frac{2\pi}{N} \cdot 4 = 240^\circ$$

д)



$$n = 5$$

$$\beta = \frac{2\pi}{N} \cdot 5 = 300^\circ$$

Таким образом, между каждыми двумя максимумами решетки из 6 щелей располагаются 5 минимумов. Для решетки с числом щелей N – соответственно $(N-1)$ минимум.

Условие дополнительных минимумов для дифракционной решетки записывается в виде

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N} n, \quad (21)$$

что следует из совместного решения уравнений (17), (18) и (20).

5. Следует обратить внимание на тот факт, что в решетке, состоящей из N щелей, появились новые минимумы и дополнительные максимумы, так как $(N - 1)$ минимум отделены друг от друга $(N - 2)$ максимумами много меньшей интенсивности. Таким образом, по мере увеличения числа щелей, увеличивается число дополнительных максимумов и главные максимумы становятся все более и более узкими.

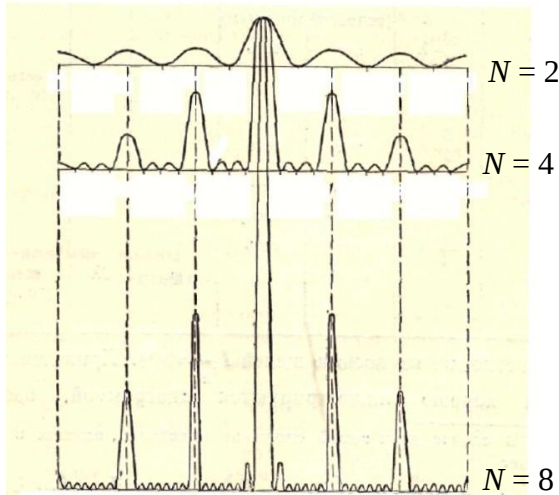


Рис.17. Сопоставление дифракционной картины от решеток с двумя, четырьмя и восемью щелями.

Если бы волны от разных щелей решетки были некогерентны между собой, то интенсивность возросла бы в N раз, произошло бы простое сложение интенсивностей. В действительности вторичные волны когерентны, амплитуда в главных максимумах возрастет в N раз, а интенсивность в N^2 , максимумы возрастают по высоте (рис.17).

По мере увеличения числа щелей увеличивается число минимумов между соседними максимумами. Максимумы становятся уже и возрастают по высоте, происходит перераспределение энергии.

6. При пропускании через решетку белого света каждая из волн различной длины дает свою дифракционную

картину. Из условия максимума $d \sin \varphi = k\lambda$ видно, что для фиксированного k с увеличением λ увеличивается угол φ . Центральный максимум, т. е. максимум нулевого порядка, $k = 0$, совпадает для всех длин волн, поэтому в центре наблюдается белая полоса. Максимумы больших порядков разложатся в спектр, фиолетовый конец каждого обращен к центру дифракционной картины. Таким образом, дифракционная решетка раскладывает сложную волну на составляющие и является спектральным прибором (рис.18).

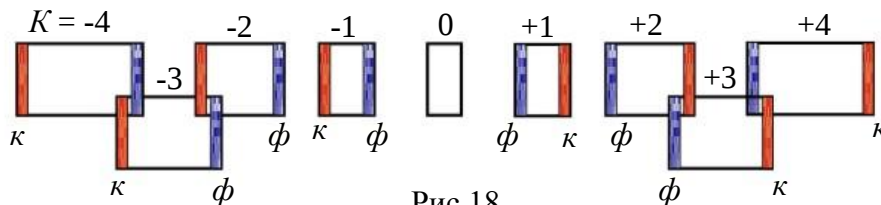


Рис.18

Интервал длин волн белого света ограничен, $\lambda_{\kappa} = 760\text{нм}$, $\lambda_{\phi} = 400\text{нм}$. Начиная со спектров 2-го и 3-го порядков, спектры частично перекрываются при условии

$$760 \kappa > 400 (\kappa + 1)$$

7. Дифракционная решетка, как спектральный аппарат, характеризуется двумя величинами: **разрешающей силой и дисперсией**.

Разрешающей силой называют величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (22)$$

где $\delta\lambda$ – минимальная разность $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ в длинах волн, при которой две спектральные линии воспринимаются раздельно.

Для дифракционной решетки

$$R = \kappa \cdot N,$$

размещающая сила пропорциональна порядку спектра κ и числу щелей N , в спектрах высших порядков разрешение больше.

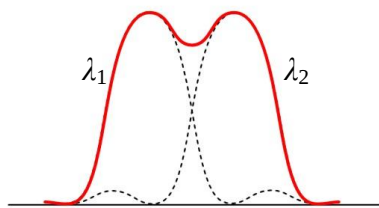


Рис.19

Согласно критерию Рэлея принято считать линии разрешенными, если максимум интенсивности одной попадает на минимум интенсивности другой (рис.19). Если две линии имеют одинаковую интенсивность и форму, результирующая интенсивность имеет вид двугорбой кривой, в которой высота седловины составляет 80% от высоты горба.

Линейной дисперсией называется величина

$$\mathcal{D}_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda}, \quad (23)$$

где δl – линейное расстояние между спектральными линиями на экране при их разности $\delta\lambda$ в длинах волн (рис.20).

Угловой дисперсией называется величина

$$\mathcal{D}_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (24)$$

где $\delta\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися на $\delta\lambda$ по длине волн.

8. Первые дифракционные решетки состояли из тонких проволочек, натянутых параллельно друг другу, более 130 на 1см. Фраунгофер применил их в 1821 году.

Позже появились прозрачные решетки и непрозрачные. При изготовлении прозрачных делительная машина алмазным резцом наносит параллельные штрихи на стеклянные пластинки, после обработки кислотой штрихи не пропускают свет. Если штрихи нанести на поверхность металлического зеркала, оно служит как отражательная решетка. Лучшие решетки имеют 1200 штрихов на 1мм.

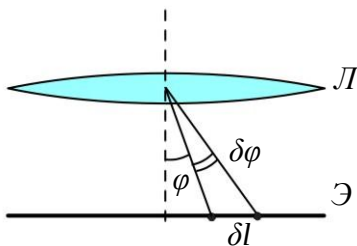


Рис.20

2.8. Голография

Информационная емкость голограммы значительно больше информационной емкости фотографии.

Фотография – это метод сохранения информации о пространственном распределении интенсивности света в объекте: с помощью линз фотоаппарата оно воспроизводится в фокусированном изображении и записывается в фотослое, поскольку количество образовавшегося серебра зависит от интенсивности. Однако интенсивность представляет собой величину, усредненную по всем фазам световой волны, и поэтому не содержит информации о фазе волны, идущей от объекта, т. е. отсутствует информация о расстоянии различных частей объекта от фотопластинки.

Сохранение воспроизводимой информации о фазе является уникальной особенностью голографического процесса. Голография – это метод полной записи волны (от графического: голос – весь, графо – пишу).

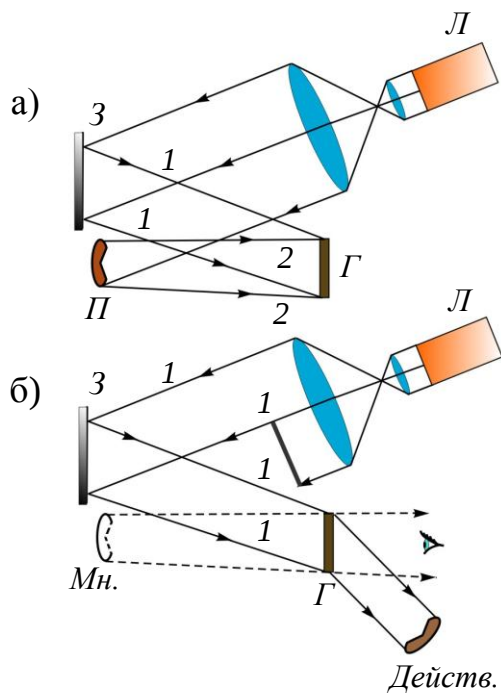


Рис.21

Для того, чтобы осуществить этот метод, используется схема установки, данная на рис.21(а). Световой пучок от лазера (Л) делится на две части. Одна часть отражается зеркалом (З) и называется **опорным пучком** (1), другая отражается предметом (П) и называется **предметным пучком** (2). Оба пучка когерентны, в результате фотопластинка (Г) фиксирует интерференционную картину. Фотографическая запись этой картины – **голограмма** – содержит информацию и о фазе, и об амплитуде волн, дифрагированных на объекте, благодаря чему возможно их восстановление. Проявленная пластинка и есть голограмма.

Рассмотрим процесс восстановления изображения, или иначе, процесс восстановления волнового фронта, рис.21(б).

Серебряные линии на плоской голограмме расположены очень близко друг к другу и могут сильно дифрагировать свет. Голограмму помещают на то самое место, в котором она находилась при фотографировании. Опорный пучок дифрагирует на голограмме и воссоздает волновой фронт, который при регистрации голограммы шел от объекта. Восстановленная волна исходит из голограммы точно так же, как первоначальная предметная волна. Наблюдатель, видящий волну, идентичную исходной предметной волне, совершенно естественно воспринимать ее как бы исходящей от **мнимого** изображения предмета. Значит, голографическая запись позволяет полностью восстановить волновой фронт.

Мнимое изображение является объемным и поэтому можно рассмотреть боковые части предмета. Предмет можно сфотографировать.

Наряду с мнимым изображением возникает и действительное изображение. **Действительное изображение объекта представляет собой объемное воспроизведение объекта с точностью до зеркального отражения.**

Мы видим, что голография иллюстрирует путь научного прогресса: прежде всего, требуется активное понимание всего, что было сделано предшественниками, а затем начинается этап творчества. Идею голографии обосновал английский физик Д. Габор в 1948г, Нобелевской премии он удостоен в 1971г.

В 1962г. советский ученый Ю.Н. Денисюк предложил метод толстослойных голограмм, в которых интерференционная картина дифрагированных лучей является не двухмерной, а трехмерной и захватывает всю толщину фотоэмульсии (15-20 μ).

Эмульсия прозрачная, опорная волна *O* достигает предмета и, промодулированная по амплитуде и фазе, возвращается в эмульсию. Отраженная волна является предметной *П*. Интерференция этих волн образует голограмму (рис.22).

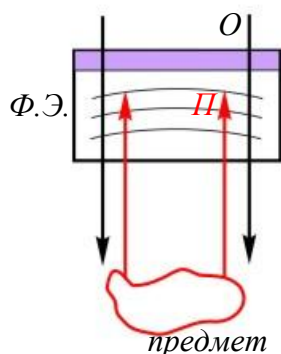


Рис.22

Чтобы восстановить изображение, голограмму освещают исходной опорной волной. Волна дифрагирует на голограмме и восстанавливает исходную предметную волну, формируются действительное и мнимое изображения предмета (рис.23).

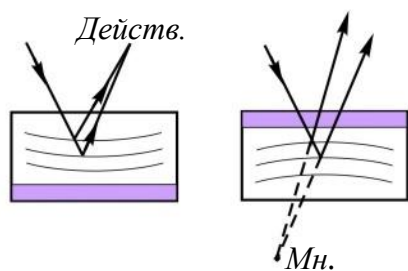


Рис.23

Мнимое изображение предмета наблюдается как его объемная фотография и поэтому, изменяя угол зрения, можно посмотреть на предмет сбоку. Предмет можно также сфотографировать. Действительное изображение

это объемное воспроизведение предмета с точностью до зеркального отражения. Предмет представляется висящим в воздухе, его тоже можно сфотографировать.

Этот метод дает цветное изображение предмета в результате совмещения изображений в трех независимых цветах, например, в красном, зеленом и синем. На голограмме записываются три дифракционные структуры, соответствующие трем волнам. Восстановление изображения осуществляется белым светом.

Особенности голограмм:

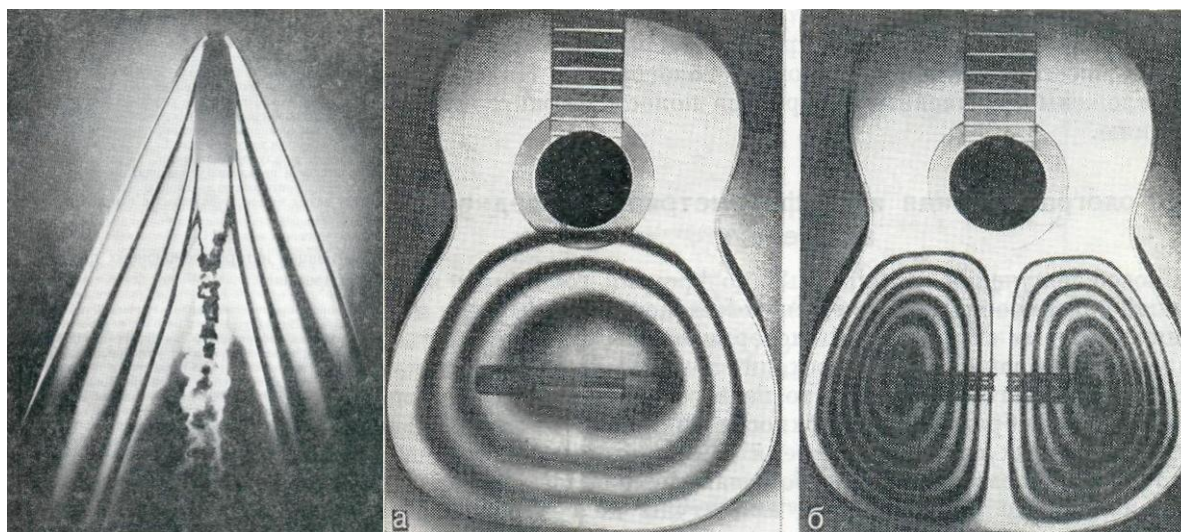
1. На любой участок голограммы попадает излучение от всех точек предмета, т. е. вся голограмма и часть ее содержат всю информацию о предмете. Если голограмму разбить, то каждая часть дает полное изображение предмета.

2. В голографии возможна множественная запись. Изменяя угол направления опорной волны, на фотопластинке фиксируется световая волна

от разных предметов. Затем, по схеме восстановления поворачивая единственную голограмму, увидим все предметы по очереди. На 1см^2 можно записать несколько тысяч изображений. Шахматную партию в 40 ходов можно разместить на площадке в $S = 0,01\text{мм}^2$.

Голография применяется в научных и технологических целях: в области микроскопии, при передаче изображений через земную атмосферу, для шифровки, в устройствах оптической памяти, для реализации голографического кино и телевидения, и т. д.

В качестве примеров возьмем голографическую регистрацию вибрирующих поверхностей, интерферометрию быстропротекающих процессов.



Фотография изображения летящей пули, полученная с помощью дважды экспонированной голограммы.

Фотографии изображений вибрирующей гитары, восстановленных с помощью усредненных во времени голограмм (а - частота 185 Гц; б – частота 285 Гц).