

## § 2.3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

*В начале знакомства с физической оптикой мы рассмотрели методы измерения скорости света и доказательства того, что в среде свет распространяется медленнее, чем в вакууме. Это подтверждает справедливость волнового принципа Гюйгенса, с успехом применявшегося для объяснения отражения и преломления света. Однако необходимы более веские доказательства того, что свет при распространении ведет себя как волна. Любому волновому движению, как было выяснено при изучении механических волн, присущи явления интерференции и дифракции. Для того чтобы быть уверенным в том, что свет имеет волновую природу, необходимо найти экспериментальные доказательства интерференции и дифракции света.*

Для наблюдений интерференции волн на поверхности воды использовались два источника волн (два шарика, закрепленные на колеблющемся стерженьке). Получить интерференционную картину (чередование минимумов и максимумов освещенности) с помощью двух обычных независимых источников света, например двух электрических лампочек, невозможно. Включение еще одной лампочки лишь увеличивает освещенность поверхности, но не создает чередования минимумов и максимумов освещенности. Выясним, в чем причина этого.

### **Сложение двух монохроматических волн**

Посмотрим, что получится в результате сложения двух бегущих волн с одинаковыми частотами колебаний  $\omega$ . Гармонические световые волны называются монохроматическими\*. Пусть эти волны распространяются от двух точечных источников  $S_1$  и  $S_2$ , находящихся на расстоянии  $l$  друг от друга. Результат сложения волн будем рассматривать на расстоянии  $D$  от источников, много большем  $l$  ( $D \gg l$ ). Экран, на который падают световые волны, расположим параллельно линии, соединяющей источники (рис. 2.5).

---

\* Впоследствии мы увидим, что цвет определяется частотой волны (или ее длиной). Поэтому гармоническая волна может быть названа монохроматической (одноцветной).

Световая волна — это, согласно электромагнитной теории света, электромагнитная волна. В электромагнитной волне в вакууме напряженность электрического поля  $\vec{E}$  по модулю в системе Гаусса равна магнитной индукции  $\vec{B}$ . Мы рассмотрим сложение волн напряженности электрического поля. Впрочем, уравнение бегущей волны имеет одну и ту же форму для волн любой физической природы.

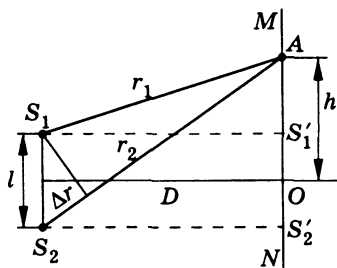


Рис. 2.5

Итак, источники  $S_1$  и  $S_2$  испускают две сферические монохроматические волны. Амплитуды этих волн убывают с расстоянием как  $\frac{1}{r}$ . Однако если мы будем рассматривать сложение волн на расстояниях  $r_1$  и  $r_2$  от источников, много больших расстояния  $l$  между источниками ( $r_1 \gg l$  и  $r_2 \gg l$ ), то амплитуды от обоих источников можно считать равными.

Волны, пришедшие от источников  $S_1$  и  $S_2$  в точку  $A$  экрана, имеют приблизительно одинаковые амплитуды  $\vec{E}_0$  и одинаковые частоты  $\omega$ . В общем случае начальные фазы колебаний в источниках волн могут различаться. Уравнение бегущей сферической волны в общем случае можно записать так:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \left[ \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) + \varphi_0 \right]. \quad (2.3.1)$$

Здесь  $\varphi_0$  — начальная фаза колебаний в источнике ( $r = 0$ ,  $t = 0$ ).

При сложении двух волн в точке  $A$  возникает результирующее гармоническое колебание

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \\ &= \vec{E}_0 \left[ \sin \left( \omega t - \frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01} \right) + \sin \left[ \omega t - \frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02} \right] \right]. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Здесь мы считаем, что колебания  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  происходят вдоль одной прямой. Обозначим через  $\varphi_1 = -\frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01}$  начальную фазу колебаний первой волны в точке  $A$ , а через  $\varphi_2 = -\frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02}$  —

начальную фазу колебаний второй волны в этой же точке. Тогда

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0[\sin(\omega t + \varphi_1) + \sin(\omega t + \varphi_2)] = \\ &= 2\vec{E}_0 \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right).\end{aligned}\quad (2.3.3)$$

Учитывая, что

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\frac{c}{\lambda},$$

для разности фаз получим выражение

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda} + \varphi_{01} - \varphi_{02}.\quad (2.3.4)$$

Амплитуда результирующих колебаний в точке  $A$  равна

$$E_p = 2E_0 \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}.\quad (2.3.5)$$

Интенсивность излучения  $I$  прямо пропорциональна квадрату амплитуды. Для одной волны  $I_0 \sim E_0^2$ , а для результирующих колебаний  $I \sim E_p^2$ . Поэтому для интенсивности волны в точке  $A$  имеем:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = 2I_0[1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)].\quad (2.3.6)$$

### Условия максимумов и минимумов интерференционной картины

Интенсивность света в данной точке пространства определяется разностью фаз колебаний  $\varphi_1 - \varphi_2$ . Если колебания источников синфазны, то  $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$  и

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda}.\quad (2.3.7)$$

Разность фаз определяется разностью расстояний от источников до точки наблюдения  $\Delta r = r_2 - r_1$ . Напомним, что разность расстояний называется разностью хода. В тех точках пространства, для которых выполняется условие

$$\Delta r = r_2 - r_1 = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots,\quad (2.3.8)$$

волны, складываясь, усиливают друг друга, и результирующая интенсивность в 4 раза превосходит интенсивность каждой из волн. Напротив, при

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{\lambda}{2}(2k + 1) \quad (2.3.9)$$

волны гасят друг друга ( $I = 0$ ).

В результате в пространстве возникает *интерференционная картина*, представляющая собой чередование максимумов и минимумов интенсивности света, а значит, и освещенности экрана. Условия интерференционных максимумов (2.3.8) и минимумов (2.3.9) точно такие же, как и в случае интерференции механических волн.

### Интерференционная картина

Если через источники провести какую либо плоскость, то максимум интенсивности будет наблюдаться в точках плоскости, удовлетворяющих условию:

$$r_2 - r_1 = k\lambda = \text{const.}$$

Эти точки лежат на кривой, называемой *гиперболой*. Именно для гиперболы выполняется условие: разность расстояний от любой точки кривой до двух точек, называемых фокусами гиперболы, — величина постоянная. Получается семейство гипербол, соответствующих различным значениям  $k$ . Источники света являются фокусами гиперболы.

При вращении гиперболы вокруг оси, проходящей через источники  $S_1$  и  $S_2$ , получаются две поверхности — двухполостный гиперboloид вращения (рис. 2.6). Различным значением  $k$  соответствуют различные гиперboloиды. Интерференционная картина на экране зависит от расположения экрана. Форма интерференционных полос дается линиями пересечения плоскости экрана с этими гиперboloидами. Если экран  $A$  перпендикулярен линии  $S_1S_2$ , то интерференционные полосы имеют форму окружностей. Если же экран  $B$  расположен параллельно линии  $S_1S_2$  (см. рис. 2.6), то интерференционные полосы будут

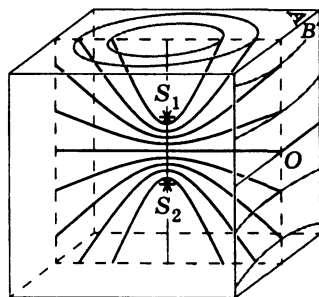


Рис. 2.6

гиперболами. Но эти гиперболы при большом расстоянии  $D$  экрана от источников вблизи точки  $O$  приближенно можно рассматривать как отрезки параллельных прямых.

Найдем распределение интенсивности света на этом экране вдоль прямой  $MN$ , параллельной линии  $S_1S_2$  (см. рис. 2.5). Для этого найдем зависимость разности фаз (2.3.7) от расстояния  $h = OA$ . Применяя теорему Пифагора к треугольникам  $S_1AS'_1$  и  $S_2AS'_2$ , получим:

$$r_2^2 = D^2 + \left(h + \frac{l}{2}\right)^2, \quad r_1^2 = D^2 + \left(h - \frac{l}{2}\right)^2.$$

Вычитая почленно из первого равенства второе, найдем

$$r_2^2 - r_1^2 = 2hl \quad \text{или} \quad (r_1 + r_2)(r_2 - r_1) = 2hl.$$

Считая  $l \ll D$ , приближенно будем иметь  $r_1 + r_2 \approx 2D$  и, следовательно,

$$r_2 - r_1 \approx \frac{hl}{D}. \quad (2.3.10)$$

Интенсивность света (2.3.6) меняется с изменением  $h$ :

$$I = 2I_0 \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \frac{l}{\lambda D} h \right) \right]. \quad (2.3.11)$$

График этой функции показан на рисунке 2.7. Интенсивность меняется периодически и достигает максимумов при условии

$$r_2 - r_1 = \frac{h_k l}{D} = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3.12)$$

Величина  $h_k$  определяет положение максимума номера  $k$ .

Расстояние между соседними максимумами:

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k = \frac{\lambda D}{l}. \quad (2.3.13)$$

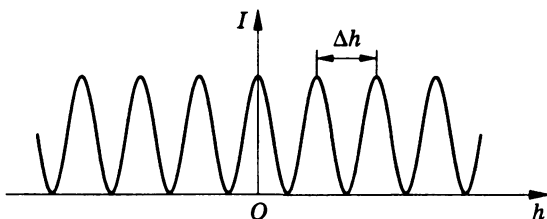


Рис. 2.7

Оно прямо пропорционально длине волны  $\lambda$  и тем больше, чем меньше расстояние  $l$  между источниками по сравнению с расстоянием  $D$  до экрана.

В действительности интенсивность не будет неизменной при переходе от одного интерференционного максимума к другому и не остается постоянной вдоль одной интерференционной полосы. Дело в том, что амплитуды волн от источников  $S_1$  и  $S_2$  равны точно только в точке  $O$ . В других точках они равны лишь приблизительно.

Как и в случае механических волн, образование интерференционной картины не означает превращения световой энергии в какие-либо другие формы. Она только перераспределяется в пространстве. Среднее значение суммарной интенсивности света равно сумме интенсивностей от двух источников. Действительно, среднее значение интенсивности (2.3.11) по всей длине интерференционной картины равно  $2I_0$ , так как среднее значение косинуса при всевозможных значениях аргумента в зависимости от  $h$  равно нулю.

### **Почему световые волны от двух источников не когерентны?**

Интерференционная картина от двух источников, которую мы описали, возникает только при сложении монохроматических волн одинаковых частот. У монохроматических волн разность фаз колебаний в любой точке пространства постоянна. Волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз называются когерентными. Только когерентные волны, налагаясь друг на друга, дают устойчивую интерференционную картину с неизменным расположением в пространстве максимумов и минимумов колебаний. Световые же волны от двух независимых источников не являются когерентными.

Атомы источников излучают свет независимо друг от друга отдельными «обрывками» (цугами) синусоидальных волн. Длительность непрерывного излучения атома около  $10^{-8}$  с. За это время свет проходит путь длиной около 3 м (рис. 2.8). Эти цуги волн от обоих источников налагаются друг на друга. Разность фаз колебаний в любой точке пространства хаотически меняется со временем в зависимости от того, как в данный момент времени цуги от различных источников сдвинуты друг относительно друга. Волны от различных источников света *некоге-*

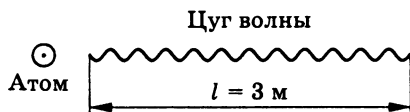


Рис. 2.8

*рентны* из-за того, что разность начальных фаз не остается постоянной\*. Фазы  $\varphi_{01}$  и  $\varphi_{02}$  меняются случайным образом, и из-за этого случайным образом меняется разность фаз результирующих колебаний в любой точке пространства.

При случайных обрывах и возникновениях колебаний разность фаз меняется беспорядочно, принимая за время наблюдения  $\tau$  всевозможные значения от 0 до  $2\pi$ . В результате за время  $\tau$ , много большее времени нерегулярных изменений фазы (порядка  $10^{-8}$  с), среднее значение  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$  в формуле для интенсивности (2.3.6) равно нулю. Интенсивность света оказывается равной сумме интенсивностей от отдельных источников, и никакой интерференционной картины наблюдаться не будет.

В некогерентности световых волн заключается главная причина того, что свет от двух источников не дает интерференционной картины. Это главная, но не единственная причина. Другая причина заключается в том, что длина световой волны, как мы скоро увидим, очень мала. Это сильно затрудняет наблюдение интерференции, если даже располагать когерентными источниками волн.