

# ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И КОГЕРЕНТНОСТЬ

## 1.1 Возникновение интерференции

*Интерференцией* принято называть **перераспределение средней плотности потока энергии (интенсивности), обусловленное суперпозицией электромагнитных волн.** В общем случае большого количества протяженных источников необходимо учитывать амплитуды колебаний от всех источников с их индивидуальными пространственными  $\Delta k$  и временными  $\Delta \omega$  спектрами. При этом распределение суммарной интенсивности света в области суперпозиции изменяется от точки к точке, достигая максимума, превышающего сумму интенсивностей пучков, и минимума, который может оказаться равным нулю.



Рис. 1.

Рассмотрим волновое поле, образованное в точке наблюдения  $P$ , несколькими протяженными квазимонохроматическими источниками  $S_1, S_2, \dots, S_n$  (рис. 1). Важно отметить, что любой физический детектор имеет конечные

размеры и конечную разрешающую способность во времени, поэтому он регистрирует не мгновенную величину интенсивности в заданной точке, а среднюю интенсивность в некоторой области пространства за определенный промежуток времени. Особенно существенным является временное усреднение, так как постоянная времени даже наиболее быстродействующих детекторов на несколько порядков больше периода световой волны.

По **принципу суперпозиции** суммарное возмущение  $U(P)$  в точке наблюдения  $P$  складывается из амплитуд элементарных излучателей  $E_i$ , сдвинутых по времени за счет различной длины путей до точки  $P$ :

$$U(P) = \sum_{i=1}^n E_i(t - t_i)$$
 Наблюдаемая интенсивность  $I(P)$  есть квадрат модуля усредненного по времени возмущения  $U(P)$ :

$$I(P) = \left\langle \left( E_1 + E_2 + \dots + E_n \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left( E_1 \cdot E_1^* + \dots + E_n \cdot E_n^* \right) + 2 \operatorname{Re} \left( E_1 \cdot E_2^* + \dots \right) \right\rangle. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что выражение для интенсивности разбивается на две части: **аддитивный член**, являющийся простой суммой интенсивностей источников, и **интерференционный член**, содержащий перекрестные произведения напряженностей полей от различных источников.

Если фазы колебаний подвержены случайным и некоррелированным флуктуациям, то интерференционный член в результате усреднения обращается в 0. Такие источники называются **некогерентными**. Два независимых обычных (нелазерных) источника всегда некогерентны, поэтому нет интерференции, например, от двух лампочек. Если корреляция есть — говорят о **частичной или полной когерентности**. В этом случае интенсивность в точке  $P$  может быть больше или меньше суммы

интенсивностей всех источников, т. е. могут наблюдаться интерференционные эффекты неаддитивного перераспределения световой энергии. Интерференционный член также исчезает при  $\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* = 0$ , т. е. при  $\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{E}_2$ . **Ортогонально поляризованные световые волны не интерферируют.** В дальнейшем будем полагать, что поляризация волн одинакова.

## 1.2 Двухлучевая интерференция

Рассмотрим простейший случай: интерференцию двух точечных монохроматических источников. Эта идеализация позволяет выявить особенности интерференционной картины в условиях **полной временной и пространственной когерентности**, т. е. при отсутствии каких-либо случайных возмущений. Пусть источниками являются две щели в непрозрачном экране, освещаемые плоской монохроматической волной (рис. 2). Из-за того, что пути  $r_1$  и  $r_2$  от источников до точки наблюдения неодинаковы, поле от источника 2 запаздывает на время  $\tau = \Delta/c$ , где  $\Delta = |r_2 - r_1|$  – разность хода,  $c$  – скорость света (в случае, когда световые пучки распространяются в разных средах, под  $\Delta$  следует понимать **оптическую разность хода**, отличающаяся от геометрической разности умножением на соответствующие показатели преломления). В точке Р

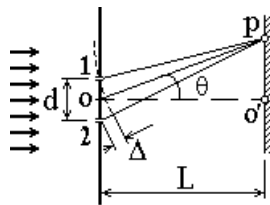


Рис. 2.

$E_{1,2}(P) = E_{1,2} \exp\left(\frac{2\pi r_{1,2}}{\lambda}\right)$ . Тогда формула (1) примет вид:

$$I(P) = \langle E_1 \cdot E_1^* \rangle + \langle E_2 \cdot E_2^* \rangle + 2 \operatorname{Re} \langle E_1(t + \tau) \cdot E_2^*(t) \rangle = I_1 + I_2 + 2|E_1 \cdot E_2| \cdot \cos \delta, \quad (2)$$

где  $\delta$  – сдвиг фаз между волнами:  $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ .

В случае источников равной интенсивности  $I_1 = I_2 = I_0$ ;  $E_1 = E_2 = \sqrt{I_0}$ , и в точке наблюдения имеем:

$$I(P) = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \quad (3)$$

Таким образом, в зависимости от разности хода от источников до точки наблюдения, интенсивность меняется от 0 в тех точках, для которых  $\Delta = (2m+1)\lambda/2$  и куда волны приходят в противофазе, до  $4I_0$  в точках, для которых  $\Delta = m\lambda$  (волны приходят в фазе). Отношение разности хода к длине волны, равное отношению разности фаз к  $2\pi$ , называют **порядком интерференции m**. Например, в случае равенства начальных фаз источников 1 и 2, по центру картины наблюдается полоса нулевого порядка.

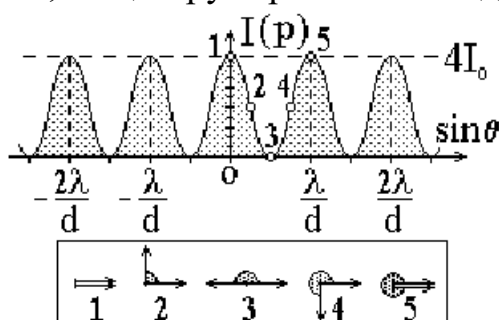


Рис. 3.

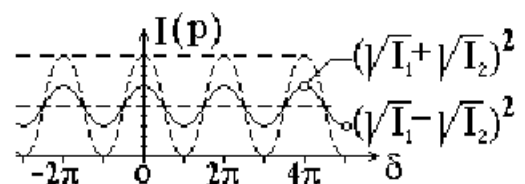


Рис. 4.

Очевидно, что для наблюдения конечного числа полос, расстояние между интерферирующими источниками  $d$  должно быть много больше  $\lambda$ . В свою очередь, расстояние от источников до экрана  $L$ , как правило, много больше  $d$  и  $x$  – характерного размера на экране  $P$  (условие малости угла  $\theta$ ). В этом случае приближенное выражение для **ширины интерференционной полосы**  $\Delta x$  (расстояния между соседними максимумами или минимумами) получается наиболее простым:  $\Delta x = \lambda L/d$ . График распределения интенсивности на экране приведен на рис. 3. В нижней части рисунка схематически показаны относительные фазы складывающихся волн.

**В случае различных интенсивностей интерферирующих источников контрастность полос уменьшается: интенсивность минимумов растет, а максимумов – падает** (рис. 4). Для количественной оценки качества интерференционной картины вводится понятие **видность** полос  $V$ , определяемая через интенсивности максимумов и минимумов:  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ .

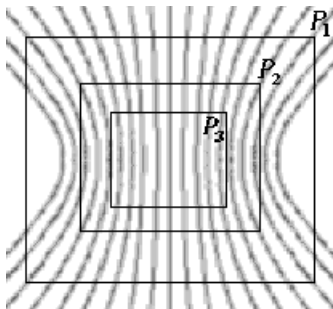


Рис. 5.

$P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  на рис. 5).

Если рассматривать двумерную интерференционную картину на экране, то в общем случае интерференционные полосы на экране должны представлять собой **семейства гипербол**, отвечающие постоянству оптической разности хода. По мере удаления экрана от плоскости источников полосы становятся все шире, и постепенно, в доступной для наблюдения области, остается практически прямолинейная система полос, ортогональных линии, соединяющей источники (последовательность экранов

Период, положение и контрастность интерференционных полос зависят от основных параметров интерферирующих источников: их длины волны (частоты), начальной фазы и соотношения амплитуд. Проследим это влияние

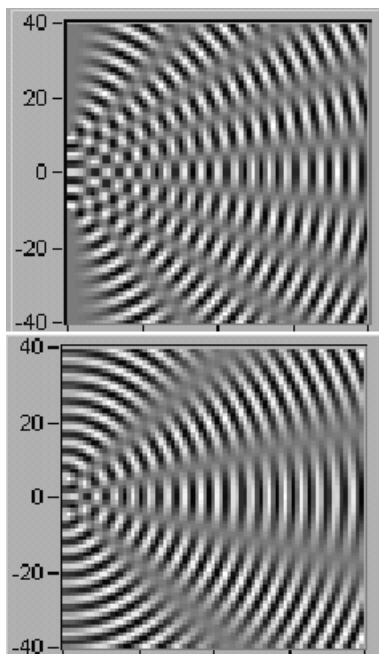


Рис. 6.

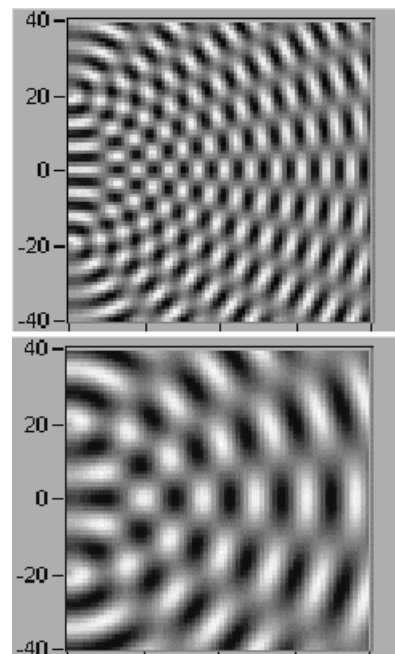


Рис. 7.

на модельных экспериментах. Рис. 6 иллюстрирует роль расстояния между источниками: как и следует из формулы для ширины интерференционной полосы, **при сближении источников период интерференционной картины возрастает**. На рис. 7 моделируется изменение длины волны источников: при неизменном расстоянии между ними **с ростом длины волны ширина интерференционной полосы возрастает** (чтобы набрать разность хода  $\lambda$  теперь нужно большее расстояние).