

## Г Л А В А IV

### ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

#### § 10. Когерентные волны

В т. I (§ 58) была рассмотрена интерференция упругих волн малой амплитуды. Монохроматическая световая волна, приходящая в данную точку, описывается обычным уравнением гармонических колебаний:

$$y = A \cos \varphi = A \cos (\omega t + \varphi_0), \quad (10.1)$$

где под  $y$  следует понимать величины напряженностей электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей, векторы которых колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях (см. т. II, § 53).

Как указано в т. II, напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции (наложения) полей. Поэтому, если в данную точку приходят две волны одинаковой частоты, описываемые уравнениями:

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \cos \varphi_1 = A_1 \cos (\omega t + \varphi_{10}) \\ y_2 &= A_2 \cos \varphi_2 = A_2 \cos (\omega t + \varphi_{20}), \end{aligned} \right\} \quad (10.2)$$

то результирующее поле равно их (в общем случае — геометрической) сумме

$$y = y_1 + y_2 = A \cos (\omega t + \varphi), \quad (10.3)$$

и амплитуда результирующего колебания (т. I, § 53)

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (10.4)$$

Если частоты колебаний в обеих волнах  $\omega$  одинаковы, а разность фаз  $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$  постоянна, то такие волны называются когерентными. При наложении когерентных волн они дают устойчивое колебание (10.3) с неизменной амплитудой  $A = \text{const}$ . Величина этой амплитуды определяется урав-

нением (10.4) и в зависимости от разности фаз лежит в пределах

$$|A_1 - A_2| \leq A \leq A_1 + A_2. \quad (10.5)$$

Таким образом, когерентные волны интерферируют друг с другом (от латинского глагола *interfere* — мешать), т. е. дают устойчивое колебание с амплитудой не больше суммы амплитуд интерферирующих волн. Если  $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ ,  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$  и  $A_1 = A_2$ , амплитуда суммарного колебания равна нулю и интерферирующие волны полностью гасят друг друга.

При суперпозиции волн, приходящих от  $n$  различных источников, формула (10.4) для амплитуды результирующего колебания может быть обобщена и принимает вид

$$A^2 = \sum_{i=1}^n A_i^2 + 2 \sum_{i < k}^n \sum_k^n A_i A_k \cos(\varphi_i - \varphi_k). \quad (10.6)$$

Если источники не связаны друг с другом и колеблются независимо, то разности фаз  $\varphi_i - \varphi_k$  имеют различные случайные значения от 0 до  $\pi$ , а косинусы  $\cos(\varphi_i - \varphi_k)$  имеют с равной вероятностью как положительные, так и отрицательные значения (от  $+1$  до  $-1$ ). При этом положительные и отрицательные слагаемые двойной суммы в (10.6) скомпенсируют друг друга и

$$A^2 = \sum_1^n A_i^2. \quad (10.7)$$

Для таких некогерентных волн во всех точках будут складываться их интенсивности, пропорциональные квадратам амплитуд.

Для когерентных волн разности фаз  $\varphi_i - \varphi_k = \varphi_{i0} - \varphi_{k0}$  будут иметь в данной точке вполне определенное и постоянное значение и, согласно (10.6), суммарная интенсивность  $A$  может оказаться как больше, так и меньше суммы интенсивностей отдельных волн  $\sum_1^n A_i^2$ . При одинаковых амплитудах  $A_i = a$  в тех точках,

в которые все волны приходят в одинаковой фазе, будет наблюдаться резкое возрастание интенсивности  $A^2 = \left( \sum_1^n A_i \right)^2 = (na)^2 = n^2 a^2$

в  $n^2$  раз, а в других точках — взаимное гашение. Вследствие интерференции будет происходить перераспределение интенсивности (энергии) суммарных колебаний в пространстве.

В случае некогерентных волн перераспределений интенсивностей не происходит и, в соответствии с (10.7), суммарная интенсивность колебаний в данной точке (энергия) равна просто сумме интенсивностей (энергий) от всех источников.

Естественные источники света излучают поток некогерентных волн. Обычно такими источниками являются сильно нагретые тела (Солнце, нить накала электрической лампочки). Энергия теплового движения возбуждает хаотически атомы и молекулы этих тел. Затем возбужденные частицы отдают свою энергию, испуская излучение. Подробнее процесс испускания света будет рассмотрен в гл. IX—XI. Сейчас для нас важно лишь следующее: каждый атом испускает излучение независимо от других.

С классической волновой точки зрения каждую такую порцию излучения следует рассматривать как последовательность («цуг») волн, испускаемых за время порядка  $10^{-8}$  сек. Такой цуг волн при частоте порядка  $10^{16}$  гц содержит  $10^{-8} \cdot 10^{16} = 10^7$  волн, то есть в высокой степени монохроматичен.

Естественные источники состоят из мириад хаотически вспыхивающих и потухающих излучателей — атомов, молекул. Через каждую точку пространства на некотором расстоянии от источника будут проходить и накладываться (суперпонировать) цуги волн, испущенные разными атомами источника и имеющие разные частоты, амплитуды и начальные фазы. Даже если выделить (например, светофильтром) испускаемые одинаковыми атомами волны одинаковых частот (монохроматические),

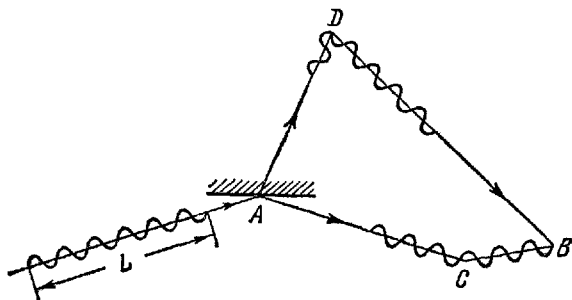


Рис. 1.52.

то разности фаз  $\varphi_i - \varphi_k$  между отдельными цугами будут хаотически изменяться и такие волны являются взаимно некогерентными, а следовательно, не дают устойчивой интерференционной картины.

Тем более некогерентными и не могущими интерферировать друг с другом являются волны, испускаемые двумя различными естественными источниками света. Возникает законный вопрос: а можно ли вообще для света создать условия, при которых наблюдались бы интерференционные явления? Как, пользуясь

обычными некогерентными излучателями света, создать взаимно когерентные источники?

Получение когерентных лучей оказывается возможным, если заставить волну, излучаемую отдельным атомом, интерферировать с а м у с с о б о й. На рис. 1.52 изображена возможная схема такого метода. Луч в точке  $A$  падает на границу двух сред и р а з д в а и в а е т с я. Часть волны отражается и после ряда последующих отражений и преломлений приходит в точку  $B$ , пройдя ломаный путь  $ACB$  с общей длиной  $l_1$ . Другая часть волны преломляется и после ряда последующих отражений и преломлений приходит в ту же точку  $B$  по ломаному пути  $ADB$  с общей длиной  $l_2$ . В точке  $A$  обе части волны имели одинаковую фазу колебаний, но в точку  $B$ , благодаря разности хода  $l_2 - l_1$ , они придут в различной фазе. Разность фаз между обеими волнами (см. т. I, § 58)

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda} \quad (10.8)$$

будет постоянной и не зависящей от начальной фазы волны. Взаимная когерентность лучей  $ACB$  и  $ADB$  не нарушается, если в точку  $A$  приходит свет от естественного источника. В этом случае для каждого цуга монохроматических волн, испускаемого другим атомом, после его раздвоения и прихода в точку  $B$  остается та же разность фаз (10.8) и интерференционная картина в точности повторяется.

К сказанному следует сделать три оговорки:

1. Цуг волн, испускаемый отдельным атомом, имеет конечную протяженность вдоль луча. При продолжительности испускания  $\tau \approx 10^{-8}$  сек и скорости света  $c = 3 \cdot 10^8$  м/сек эта протяженность порядка

$$L = c\tau \approx 3 \text{ м.}$$

При разности хода  $l_2 - l_1$ , превышающей протяженность цуга  $L$ , голова цуга, идущего по более длинному пути  $l_2$ , доходит до точки  $B$ , тогда как хвост цуга, шедшего по более короткому пути  $l_1$ , уже миновал эту точку и встречается с цугами волн, испускаемых другими атомами, по отношению к которым данный цуг уже некогерентен. Таким образом, интерференция самого с собой луча от естественного источника света возможна лишь при не слишком больших разностях хода, до тех пор, пока

$$l_2 - l_1 < L. \quad (10.9)$$

2. Если один из лучей часть пути  $l_0$  проходит в вакууме, а другую часть  $l$  — в среде с показателем преломления  $n$  (рис. 1.53),

то следует учесть изменение длины волны, происходящее при переходе света из вакуума в среду. Если обозначить через  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$  длину волны в вакууме, то, как показано в § 6, длина волны в среде уменьшается и будет равна

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{v}{c} \frac{c}{\nu} = \frac{\lambda_0}{n}.$$

Изменение фазы этого луча при прохождении пути  $AB$  будет:

$$\Delta\varphi = 2\pi \left( \frac{l_0}{\lambda_0} + \frac{l}{\lambda} \right) = 2\pi \frac{l_0 + nl}{\lambda_0}. \quad (10.10)$$

Таким образом, для расчета интерференционных явлений существен не геометрический ход луча  $l_0 + l$ , а оптическая длина пути  $l_0 + nl$ , учитывающая, сколько длин волн укладывается на пути луча при прохождении его через разные среды.

3. Из (10.4) и (10.8) следует, что усиление или ослабление света при интерференции зависит от отношения разности хода  $l_2 - l_1$  к длине волны  $\lambda$ .

Если в точку  $A$  приходил белый свет, то при одинаковой разности хода  $l_2 - l_1$  в точке  $B$  разность фаз  $\varphi_1 - \varphi_2$  для различных составляющих его монохроматических волн (разные  $\lambda$ ) будет различна. Лучи одних цветов в точке  $B$  будут усиливать друг друга, а лучи других цветов — ослаблять. В результате свет, приходящий в точку  $B$ , будет уже не белым, а окрашенным в тот или другой цвет. Эта окраска будет различна в разных точках пространства. Интерференционные максимумы и минимумы для лучей разного цвета будут пространственно разделены, и мы будем наблюдать интерференционные спектры.

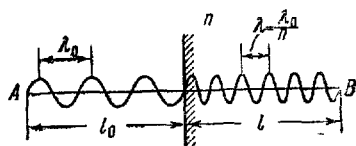


Рис. 1.53.

## § 11. Методы наблюдения интерференции света

Описанный в предыдущем параграфе принцип получения когерентных лучей разделением волны на две части, проходящие различные пути, может быть практически осуществлен различными способами — с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел.

В опыте Юнга (рис. 1.54) свет из точечного источника (малое отверстие  $S$ ) проходит через два равноудаленных отверстия  $A_1$  и  $A_2$ , являющихся как бы двумя когерентными источниками. Интерференционная картина наблюдается на экране  $E$ , распо-