

Рис. 3.26. Распределение интенсивности при двухлучевой интерференции

При многолучевой интерференции практический интерес представляют два случая: 1) интерференция большого числа волн с одинаковыми амплитудами и постоянным от волны к волне сдвигом фазы; 2) интерференция большого числа волн с монотонно убывающими амплитудами и постоянным от волны к волне сдвигом фазы.

1. Выясним, какой вид будет иметь распределение интенсивности излучения на экране в результате интерференции  $N$  волн с одинаковыми интенсивностями, при условии, что фаза каждой из последующих волн сдвинута относительно фазы предыдущей волны на одну и ту же величину  $\delta$ .

На основании формул Эйлера:  $\exp(i\varphi) = e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi$ ;  $\exp(-i\varphi) = e^{-i\varphi} = \cos \varphi - i \sin \varphi$  выражение для напряженности электрического поля плоской монохроматической волны можно представить в экспоненциальной форме (понимая, что физический смысл имеет действительная часть комплексной величины):

$$E_1 = ae^{i\omega t}, E_2 = ae^{i(\omega t + \delta)}, \dots, E_m = ae^{i[\omega t + (m-1)\delta]}, \dots, E_N = ae^{i[\omega t + (N-1)\delta]}. \quad (3.75)$$

Здесь начальная фаза равна нулю.

В соответствии с принципом суперпозиции результирующее колебание будет определяться формулой

$$E = \sum_{m=1}^N E_m = ae^{i\omega t} \sum_{m=1}^N e^{i[(m-1)\delta]}. \quad (3.76)$$

Сумма в данном выражении представляет собой геометрическую прогрессию с первым членом, равным 1, и знаменателем  $e^{i\delta}$ . Сумма геометрической прогрессии вычисляется по формуле  $S_n = \frac{a(1 - q^n)}{1 - q}$ , где  $a$  – первый член,  $q$  – знаменатель прогрессии.

Т.о. суммарная амплитуда

$$E = ae^{i\omega t} \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}} = Ae^{i\omega t}, \quad (3.77)$$

где  $A$  – комплексная амплитуда результирующего колебания  $A = a \frac{1 - e^{iN\delta}}{1 - e^{i\delta}}$ .

Всякую комплексную величину можно представить как  $A = A_0 e^{i\alpha}$ , где  $A_0$  - действительная амплитуда, которая находится из условия:

$$|A|^2 = AA^* = A_0 e^{i\alpha} A_0 e^{-i\alpha} = A_0^2, \quad (3.78)$$

где  $A^*$  - величина, комплексно сопряженная  $A$ .

$$A_0^2 = a^2 \frac{(1 - e^{iN\delta})(1 - e^{-iN\delta})}{(1 - e^{i\delta})(1 - e^{-i\delta})} = a^2 \frac{1 - e^{iN\delta} - e^{-iN\delta} + 1}{1 - e^{i\delta} - e^{-i\delta} + 1} =$$

$$a^2 \frac{2(1 - \cos N\delta)}{2(1 - \cos \delta)} = a^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (3.79)$$

Здесь использованы формулы Эйлера и формула  $1 - \cos \alpha = 2 \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ .

Т.к.  $I \sim A_0^2$ , то интенсивность излучения при многолучевой интерференции определяется выражением:

$$I(\delta) = a^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = I_1 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (3.80)$$

где  $I_1 = a^2$  - интенсивность одной волны. Числитель в выражении (3.80) описывает влияние суммарного сдвига фазы всех волн, а знаменатель - сдвига фазы отдельной волны.

Определим условия для максимумов и минимумов интерференционной картины, возникающей при сложении большого числа  $N$  когерентных волн.

Максимумы будут наблюдаться при  $\delta = 2\pi m$ , т.е. тогда, когда каждая последующая волна будет находиться в одной фазе с предыдущей. При  $\delta = 2\pi m$  выражение (3.80) превращается в неопределенность (т.к. числитель и знаменатель стремятся к нулю). Раскроем неопределенность в выражении (3.80), воспользовавшись правилом Лопиталья, согласно которому предел отношения двух функций равен пределу отношения производных этих функций.

$$\lim_{\delta \rightarrow 2\pi} \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \lim_{\delta \rightarrow 2\pi} \frac{2 \sin\left(\frac{N\delta}{2}\right) \cos\left(\frac{N\delta}{2}\right) \times \left(\frac{N}{2}\right)}{2 \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \times \left(\frac{1}{2}\right)} =$$

$$\lim_{\delta \rightarrow 2\pi} \frac{\sin(N\delta) \times N}{\sin \delta} = \lim_{\delta \rightarrow 2\pi} \frac{\cos(N\delta) \times N \times N}{\cos \delta} = N^2$$

Здесь мы воспользовались формулой  $2 \sin \alpha \cos \alpha = \sin 2\alpha$ .

Т.о., при разности фаз

$$\delta = 2\pi m, \quad (\Delta = m\lambda) \quad (3.82)$$

между предыдущей и последующей волной возникают максимумы интенсивности интерференционной картины, величина которых

$$I_{\max} = I_1 N^2. \quad (3.83)$$

Такой результат закономерен, поскольку все волны находятся в одинаковой фазе и усиливают друг друга, поэтому амплитуда результирующего колебания в  $N$  раз больше амплитуды одной отдельно взятой волны, а интенсивность, соответственно, в  $N^2$  раз больше интенсивности одной волны. Максимумы интенсивности, величина которых определяется как  $I_{\max} = I_1 N^2$ , называются главными максимумами, а число  $m$ , при котором они достигаются, называется порядком главного максимума.

Как следует из выражения для интенсивности суммарного поля (3.80), между главными максимумами должны находиться  $(N-1)$  минимумов. Рассмотрим промежуток между первым  $m = 1$  и вторым главными максимумами  $m = 2$ . В этом промежутке, при переходе от первого ко второму максимуму разность фаз  $\delta$  изменяется от нуля до  $2\pi$ , а величина  $\delta/2$  – от нуля до  $\pi$ :  $0 < \delta/2 < \pi$ . Знаменатель формулы (3.80) везде, кроме концов отрезка  $[0, \pi]$ , отличен от нуля, причем в середине промежутка, при  $\delta/2 = \pi/2$ , достигает наибольшего значения, равного единице. Величина  $N\delta/2$  в рассматриваемом промежутке  $[0, \pi]$  принимает все значения от нуля до  $N\pi$ :  $0 < N\delta/2 < N\pi$ . При значениях  $N\delta/2 = \pi, 2\pi, \dots, (N-1)\pi$  числитель формулы (3.80) обращается в нуль, т.е. интенсивность достигает минимума. Т.о., условие возникновения минимумов:

$$N \frac{\delta}{2} = k\pi; \delta = \frac{2k\pi}{N}, N\delta = 2k\pi, k = 1, 2, \dots, (N-1). \quad (3.84)$$

В промежутке между минимумами расположено  $(N-2)$  вторичных максимумов, условием возникновения которых является изменение аргумента синуса, для которого достигается минимум, на  $\pi/2$ :

$$\frac{N\delta}{2} = k\pi + \frac{\pi}{2}, \delta = \frac{2k\pi + \pi}{N} = \frac{(2k+1)\pi}{N}. \quad (3.85)$$

Оценим интенсивность вторичных максимумов, воспользовавшись формулой (3.80). Т.к.  $\sin^2\left(\frac{2k\pi + \pi}{2}\right) = 1$ , а для больших  $N$  и малых  $k$

$$\sin^2\left(\frac{2k\pi + \pi}{2N}\right) = \frac{(2k+1)^2 \pi^2}{4N^2}, \text{ то}$$

$$I(\delta) = I_1 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = I_1 \frac{\sin^2\left(\frac{2k\pi + \pi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{2k\pi + \pi}{2N}\right)} = \frac{I_1 N^2}{\left(\frac{2k+1}{2}\right)^2 \pi^2} = \frac{I_{\max}}{\left(\frac{2k+1}{2}\right)^2 \pi^2}. \quad (3.86)$$

Пусть  $k = 1$ , тогда интенсивность вторичного максимума будет определяться как  $I = \frac{I_{\max}}{(9/4) \times (3.14)^2} \approx \frac{I_{\max}}{22}$ , т.е. она будет в 22 раза меньше интенсивности главного максимума. Интенсивности вторичных максимумов с ростом  $k$  убывают, достигая минимального значения в центре между двумя главными максимумами. Распределение интенсивности в зависимости от  $\delta$  при  $N = 8$  приведено на рис. 3.27.

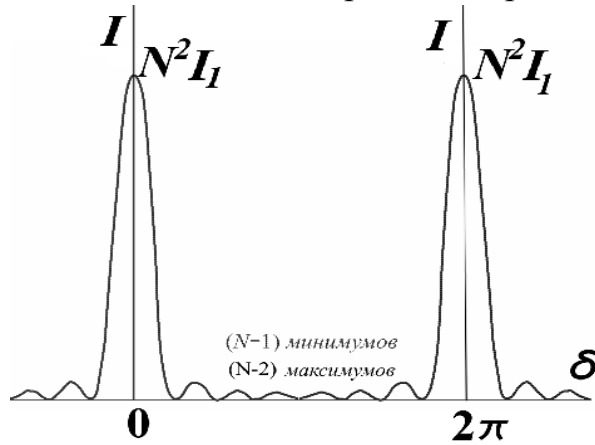


Рис. 3.27. Распределение интенсивности при многолучевой интерференции ( $N=8$ ) волн с одинаковыми амплитудами

Выражение для амплитуды интерференционного поля можно получить путем векторного сложения  $N$  волн. Векторная диаграмма для  $N = 5$  построена на рис. 3.28. Поскольку она представляет собой звено правильной ломаной, то вокруг нее можно построить окружность радиуса  $R$ .

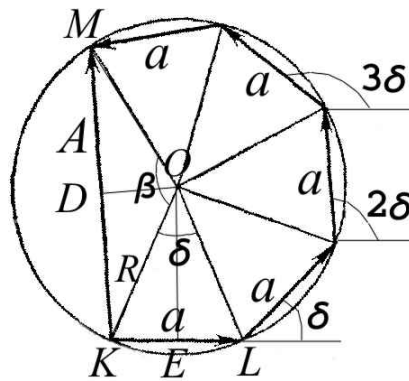


Рис. 3.28.

Из рисунка видно, что амплитуда результирующего колебания  $A$  определяется из соотношения

$$A = 2DK = 2DM = 2R \sin \frac{\beta}{2}, \quad \beta = 2\pi - N\delta, \quad \sin \frac{\beta}{2} = \sin \left( \pi - \frac{N\delta}{2} \right) = \sin \frac{N\delta}{2}. \quad (3.87)$$

Из треугольника  $KEL$  получим:

$$\frac{KE}{R} = \sin\left(\frac{\delta}{2}\right), R = \frac{KE}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{a}{2\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (3.88)$$

На основании (3.87), (3.88) амплитуда результирующего колебания

$$A = 2 \frac{a}{2\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \sin\left(\pi - \frac{N\delta}{2}\right) = \frac{a \sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (3.89)$$

И соответственно, интенсивность определяется как

$$I(\delta) = A^2 = a^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = I_1 \frac{\sin^2\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (3.89')$$

**2.** Мы рассмотрели случай, когда амплитуды интерферирующих волн одинаковы. Теперь рассмотрим многолучевую интерференцию в случае, когда амплитуда каждой последующей волны монотонно убывает в геометрической прогрессии, а сдвиг фазы, как и в предыдущем примере, возрастает на одну и ту же величину. Последовательность для  $N$  интерферирующих волн запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1 &= ae^{i\omega t}, E_2 = a\rho e^{i(\omega t + \delta)}, E_3 = a\rho^2 e^{i(\omega t + 2\delta)} \dots \\ E_m &= a\rho^{(m-1)} e^{i[\omega t + (m-1)\delta]}, \dots E_N = a\rho^{(N-1)} e^{i[\omega t + (N-1)\delta]}, \end{aligned} \quad (3.90)$$

где  $\rho < 1$  - постоянная величина.

Результирующее колебание будет определяться формулой

$$E = \sum_{m=1}^N E_m = ae^{i\omega t} \frac{1 - \rho^N e^{iN\delta}}{1 - \rho e^{i\delta}} = Ae^{i\omega t}, \quad (3.91)$$

где  $A = a \frac{1 - \rho^N e^{iN\delta}}{1 - \rho e^{i\delta}}.$

При больших  $N$ , учитывая, что  $\rho < 1$ ,  $\rho^N \rightarrow 0$ , поэтому  $A = a \frac{1}{1 - \rho e^{i\delta}}.$

Найдем распределение интенсивности в зависимости от  $\delta$ , умножив амплитуду  $A$  на комплексно сопряженную величину:

$$\begin{aligned} |A|^2 &= AA^* = A_0^2 = \frac{a^2}{(1 - \rho e^{i\delta})(1 - \rho e^{-i\delta})} = \frac{a^2}{1 - \rho e^{i\delta} - \rho e^{-i\delta} + \rho^2} = \frac{a^2}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \delta} \\ &= \frac{a^2}{1 - 2\rho + \rho^2 + 2\rho(1 - \cos \delta)} = \frac{a^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \end{aligned} \quad (3.92)$$

Отсюда

$$I(\delta) = \frac{a^2}{(1-\rho)^2 + 4\rho \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{I_1}{(1-\rho)^2 + 4\rho \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (3.93)$$

где  $I_1$ - интенсивность первой наиболее интенсивной волны.

Формула (3.93) носит название формулы Эйри.

Определим условия реализации максимумов и минимумов интерференционной картины.

При  $\frac{\delta}{2} = (2n+1)\frac{\pi}{2}; \delta = (2n+1)\pi$  будут иметь место минимумы, а при  $\frac{\delta}{2} = n\pi; \delta = 2n\pi, n = 0, 1, 2, \dots$  - максимумы. Интенсивность колебаний в максимуме определяется как

$$I_{\max} = \frac{I_1}{(1-\rho^2)}. \quad (3.94)$$

В промежутке между максимумами функция (3.93) изменяется монотонно, достигая минимума в середине промежутка. Величина минимума составляет

$$I_{\min} = \frac{I_1}{(1-\rho^2) + 4\rho} = \frac{I_1}{(1+\rho)^2}. \quad (3.95)$$

Отношение интенсивности в максимуме к интенсивности в минимуме

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{(1+\rho)^2}{(1-\rho^2)}, \quad (3.96)$$

и оно тем больше, чем меньше величина  $\rho$  отличается от единицы.

График функции  $I(\delta)$  при  $\rho \rightarrow 1$  имеет следующий вид (см. рис.3.29):

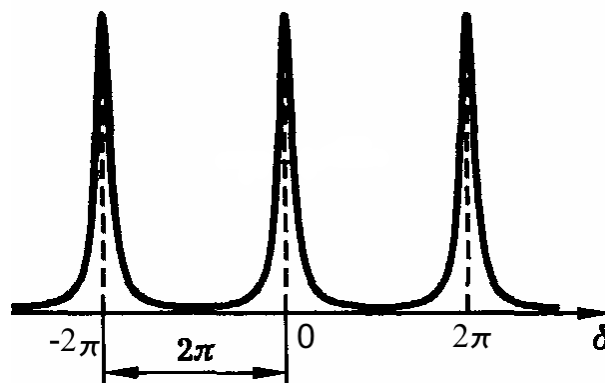


Рис.3.29. Распределение интенсивности при многолучевой интерференции волн с убывающими амплитудами

Благодаря образованию узких максимумов, т. е. резких светлых полос, разделенных широкими темными промежутками, многолучевая интерференция имеет важное практическое значение.

### 3.2.4. Применение интерференции в науке и технике

#### 3.2.4.1. Интерферометры

Интерферометры – это оптические приборы, в которых интерференция света используется для точных (прецизионных) измерений оптических характеристик вещества (показателей преломления и коэффициентов поглощения), характеристик излучения (длин волн, изменений интенсивности, состояния поляризации), а также измерений длин и перемещений, натяжений в кристаллах, скорости света, и др. Все известные интерферометры можно разделить на два класса: **двухлучевые и многолучевые**.

##### 1. Двухлучевой интерферометр Майкельсона

Этот интерферометр сыграл фундаментальную роль в развитии науки и техники. С его помощью впервые была измерена длина световой волны, проведено изучение тонкой структуры спектральных линий, выполнено первое прямое сравнение эталонного метра с определенной длиной волны света. С помощью этого интерферометра был осуществлен опыт Майкельсона—Морли, на основании которого был сделан вывод о независимости скорости света от движения Земли.

Упрощенная схема интерферометра Майкельсона показана на рис. 3.30. Монохроматический свет от источника  $S$  падает на разделительную пластинку  $P$ , которая состоит из двух одинаковой толщины плоскопараллельных стеклянных пластинок, склеенных друг с другом. Причем одна из склеиваемых поверхностей покрыта полупрозрачным тонким слоем серебра или алюминия. Пленка серебра настолько тонка, что она частично отражает и частично пропускает свет. Таким образом, пластина играет роль полупрозрачного зеркала.

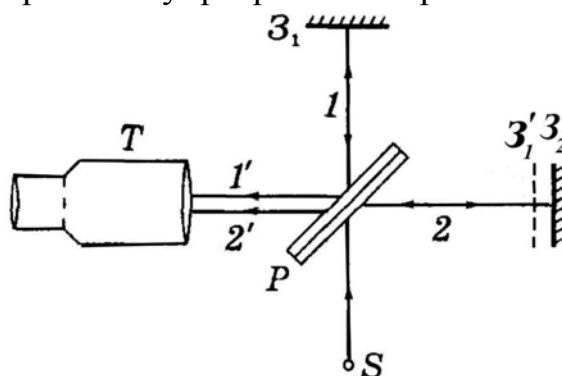


Рис. 3.30. Ход лучей в интерферометре Майкельсона и в эквивалентной схеме этого интерферометра.

Пластинка  $P$  разделяет падающий на нее пучок на два взаимно перпендикулярных пучка 1 и 2 одинаковой интенсивности. Пучок 1, отраженный затем от зеркала  $3_1$ , вторично падает на пластинку  $P$ , где снова разделяется на две части. Одна из них отражается в сторону зрительной трубы  $T$ , другая же идет к источнику  $S$  и не представляет интереса. Пучок 2, прошедший пластинку  $P$ , отражается от зеркала  $3_2$ , возвращается к пластинке  $P$ , где опять расщепляется на две части, одна из

которых попадает в трубу  $T$ . Таким образом, от одного источника  $S$  получаются два пучка примерно одинаковой амплитуды, которые распространяются после разделительного слоя  $P$  в разных плечах интерферометра, затем снова встречаются и создают при условии соблюдения временной и пространственной когерентности интерференционную картину в фокальной плоскости объектива зрительной трубы.

Зеркало  $3_1$  неподвижно, а зеркало  $3_2$  можно перемещать поступательно и изменять его наклон. Заменим мысленно зеркало  $3_1$  его мнимым изображением  $3_1'$  (в полупрозрачном зеркале  $P$ ). Тогда пучки 1 и 2 можно рассматривать как возникающие при отражении от прозрачной пластинки, ограниченной плоскостями  $3_2$  и  $3_1'$  что заметно облегчает дальнейшие рассуждения. Вид интерференционной картины зависит от юстировки зеркал и от расходимости пучка света, падающего на разделительную пластинку  $P$ . Обычно используют два случая.

1. Если пучок слегка расходящийся, а плоскости  $3_2$  и  $3_1'$  параллельны, то получаются *полосы равного наклона*, имеющие вид концентрических колец. Смещение картины на одну полосу соответствует перемещению зеркала  $3_2$  на половину длины волны. Визуально смещение можно оценить с точностью до  $1/20$  полосы, но есть методы, позволяющие обнаружить смещение до  $10^{-3}$  полосы.

2. Если пучок от источника  $S$  параллельный, а плоскости не параллельны, то в поле зрения трубы будут наблюдаться *полосы равной толщины*. При больших расстояниях между  $3_2$  и  $3_1'$  и высокой степени монохроматичности света удавалось с помощью нелазерных источников наблюдать интерференцию очень высокого порядка (около  $10^6$ ).

Интерферометр Майкельсона может служить фильтром, или селективным по длинам волн отражателем света. В этой последней роли он часто используется для селекции частот в лазерах. Интерференционная картина, наблюдаемая с помощью интерферометра Майкельсона, весьма чувствительна к различным малым возмущениям, таким как механическое смещение зеркал, изменение состава, температуры и плотности среды, через которую проходят световые лучи. Поэтому интерферометр можно использовать для различных точных измерений.

Например, с помощью интерферометра можно измерить показатель преломления вещества, а также механическое смещение порядка длины световой волны, т. е. около  $10^{-4}$  см. При необходимости точность измерения может быть повышена еще на несколько порядков. Такие точные измерения используют, например, в сейсмологии для регистрации движений земной коры. Интерферометр Майкельсона используют для измерения длин световых волн. Для этого нужно подсчитать число максимумов  $N$ , возникающих на экране наблюдения при смещении подвижного зеркала интерферометра на известное расстояние  $\Delta l$ . Тогда длина волны  $\lambda = 2 \Delta l / N$ . Эта техника использовалась для очень точных измерений длин волн излучения лазеров.



## 2. Многолучевой интерферометр Фабри—Перо

Интерференция при многократных отражениях света от двух параллельных поверхностей реализуется в *интерферометре Фабри—Перо*, который широко используется в спектроскопии высокого разрешения, метрологии и в качестве открытого резонатора лазеров.

Интерферометр Фабри—Перо изготавливают в виде плоскопараллельной стеклянной или кварцевой пластины, на обе поверхности которой нанесены отражающие слои, либо в виде двух пластин, у которых покрытые отражающим слоем поверхности установлены строго параллельно друг другу и разделены воздушным промежутком.

Многократное отражение света от двух параллельных плоскостей приводит к образованию интерференционных *полос равного наклона*, локализованных в бесконечности или в фокальной плоскости объектива (рис. 3.31). Полосы имеют вид резких светлых концентрических колец с центром в фокусе  $P$  объектива.

Максимумы (кольца) тем больше, чем больше отражательная способность поверхностей пластин интерферометра. А она может быть доведена до 95—98%. С увеличением радиуса кольца располагаются все ближе друг к другу. На рис. 3.31 показана интерференционная картина, возникающая при освещении интерферометра Фабри-Перо рассеянным светом. В некоторую точку  $P$  фокальной плоскости объектива собираются лучи, которые до объектива образуют с его оптической осью один и тот же угол. Разность хода  $\Delta$  двух соседних интерферирующих волн легко можно найти с помощью рис. 3.31:

$$\Delta = BAC - BD = 2d \cos \gamma = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}, \quad (3.97)$$

Если между пластинами находится воздух, то  $n = 1$  и

$$\Delta = 2d \cos \alpha. \quad (3.98)$$

Максимумы интенсивности в проходящем свете образуются там, где  $\Delta$  составляет целое число  $m$  длин волн:

$$\Delta = 2d \cos \alpha = m\lambda. \quad (3.99)$$

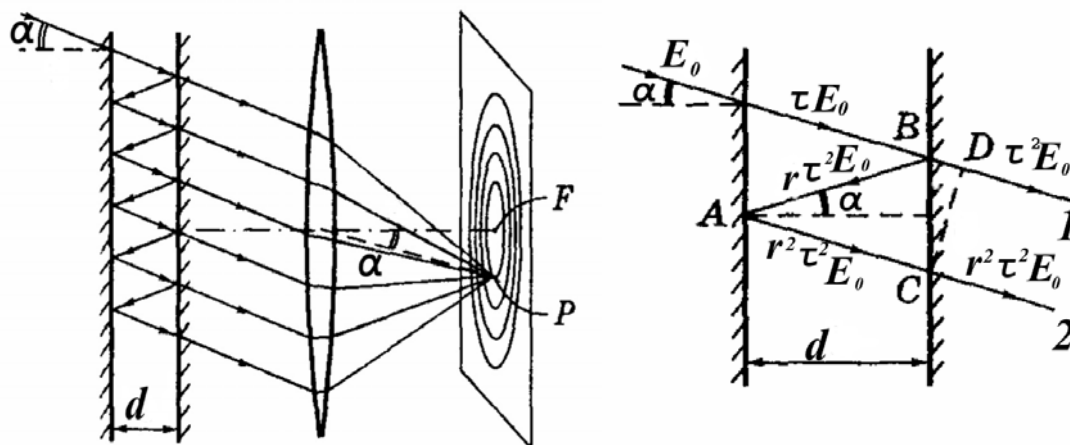


Рис. 3.31.

Отсюда видно, что с уменьшением угла  $\alpha$ , т. е. с приближением к центру колец, порядок интерференции  $m$  растет. Расстояние  $d$  между зеркальными поверхностями обычно составляет 1 – 100 мм (а в специальных случаях и до 1 м). Поэтому порядки интерференции  $m \approx 2d/\lambda$  весьма велики: при  $d=5$  мм,  $m=20000$ .

Из (3.99) следует, что угол  $\alpha$  зависит от  $\lambda$ . На этом основано использование данного интерферометра в качестве спектрального прибора.

На рис. 3.31 показаны две интерферирующих волны 1 и 2. Пусть на интерферометр падает волна с амплитудой  $E_0$ . После прохождения первой грани ее амплитуда будет равна  $\tau E_0$ , а после прохождения второй грани –  $\tau^2 E_0$ , где  $\tau$  – коэффициент пропускания грани по амплитуде. После отражения в точке  $B$  она станет равна  $r\tau^2 E_0$ , а после отражения в точке  $A$  –  $r^2\tau^2 E_0$ , где  $r$  – коэффициент отражения по амплитуде. Как видно из рис. 3.31, амплитуды интерферирующих волн 1 и 2 отличаются на величину  $r^2 E_0$ . Нетрудно видеть, что амплитуда каждой последующей волны будет отличаться от амплитуды предыдущей волны на такую же величину.

Таким образом, амплитуды и интенсивности прошедших волн будет изменяться следующим образом:

$$\begin{aligned} A_1 : A_2 : A_3 \dots &= 1 : r^2 : r^4 \dots = 1 : R : R^2 \dots \\ I_1 : I_2 : I_3 \dots &= 1 : R^2 : R^4 \dots, \end{aligned} \quad (3.100)$$

где  $R$  – коэффициент отражения по интенсивности. Кроме того, разность фаз между каждой последующей и предыдущей волной постоянна и равна  $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$ . Т.о.,

в интерферометре Фабри-Перо реализуются условия многолучевой интерференции, рассмотренные нами выше, интерференционная картина на основании (20) будет описываться выражением:

$$I(\delta) = \frac{T^2 E_1^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{T^2 I_1}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (3.101)$$

Здесь  $T = \tau^2$  – коэффициент пропускания грани по интенсивности,  $I_1$  – интенсивность падающей на интерферометр волны.

Распределение интенсивности  $I(\delta)$ , описываемое выражением (3.101), будет сильно зависеть от величины  $R$  (см. рис. 3.32), и для больших  $R$  будет иметь вид резких линий, разделенных темными промежутками.

### 3.2.4.2. Просветление оптики

Просветление оптики. В ее основе лежит интерференция света при отражении от тонких пленок. Дело в том, что при прохождении света через каждую преломляющую поверхность линзы отражается примерно 4% падающего света. В сложных объективах такие отражения совершаются многократно и суммарная по-

теря светового потока оказывается весьма ощутимой. При числе оптических элементов  $N=10$  потеря света составит 40%

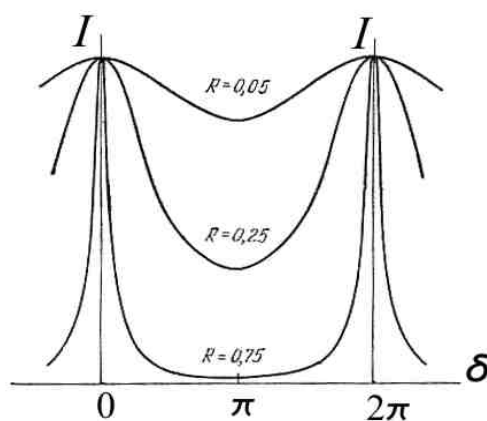


Рис. 3.32.

Действительно при потере 4% интенсивность на одной поверхности в проходящем свете остается  $1-0.04$ , т.е. 96%, при прохождении 10 поверхностей  $(1-0.04)^{10} = 1-10 \times 0.04 = 0.6$ . Например, в призмённом бинокле она оставляет свыше 50%. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что затрудняет рассмотрение изображения и (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

В просветленной оптике на каждую поверхность линзы наносят путем напыления тонкую пленку прозрачного диэлектрика (см. рис. 3.33). При этом показатели преломления воздуха, пленки и стекла удовлетворяют соотношению  $n_1 < n < n_2$ . Интерференция возникает между лучами, отраженными от покрытия и от линзы. Поскольку фазовый сдвиг на  $\pi$  возникает при отражении от более плотной среды, обе интерферирующие волны, отраженные от пленки и от линзы, претерпевают одинаковый скачок фазы и его можно не учитывать.

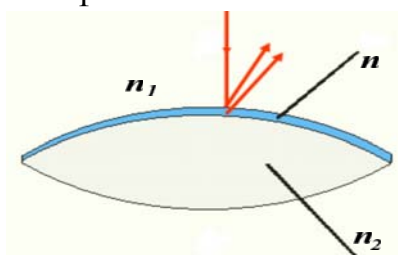


Рис. 3.33. Слой с нулевой отражательной способностью (просветление оптики)

Условие минимума интенсивности в отраженном свете

$$\Delta = 2n d = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, d = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2n}, d_{\min} = \frac{\lambda}{4n}, \quad (3.102)$$

При толщине пленки, равной  $d_{\min}$ , получается минимум коэффициента отражения: при этом показатель преломления пленки определяется из условия

$$n_1 n_2 = n^2, n = \sqrt{n_1 n_2}, \quad (3.103)$$

где  $n_1, n_2$  – показатели преломления сред, между которыми находится пленка. При этом условии амплитуды отраженных от обеих поверхностей пленки волн оказываются практически одинаковыми. Это условие имеет простое физическое объяснение. Коэффициент отражения границе двух сред зависит только от относительного показателя преломления. На границе воздух – пленка он равен  $n/n_1$ , на границе пленка – подложка –  $n_2/n$ . Приравнявая эти выражения, получаем условие (3.103).

Эффект уменьшения отражения на границе раздела воздух – стекло называется *просветлением оптики*, он широко применяется для уменьшения потерь света в оптических приборах. Полное просветление может быть достигнуто лишь для одной длины волны – той, для которой выполнено соотношение  $\lambda = d_{\min}/4n$ . Обычно в качестве такой длины волны используют  $\lambda$  зеленого цвета, поэтому пленка будет сильнее отражать (и будет окрашена) в фиолетово-синий.

К примеру, при использовании для покрытия баритового флинта БФ-1:  $n_1 = 1, n_2 = 1.53, n_1 n_2 = n^2, n = \sqrt{n_1 n_2} = 1.23$ , коэффициент отражения  $R = 0.008$ .

Эту технологию освоили впервые в Германии на заводах Цейса.

### 3.2.4.3. Диэлектрические покрытия

При выполнении условия  $n_2 > n_1, n_2 > n_3$ , интерференция в отраженном свете в слое толщиной ( $n_2 d = \lambda/4$ ) (четвертьволновой слой) дает максимум интенсивности (рис. 3.34).

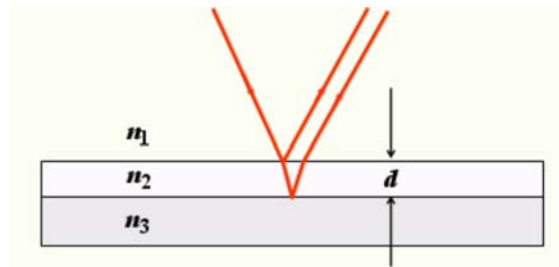


Рис. 3.34. Слой с высокой отражательной способностью

Действительно, в этом случае максимумам в отраженном свете соответствует условие

$$\Delta = 2n_2 d - \frac{\lambda}{2}, m\lambda, d = (2m + 1) \frac{\lambda}{2n_2} d_{\min} = \frac{\lambda}{4n_2}, \quad (3.104)$$

т.е. волны, отраженные от границы такого четвертьволнового слоя, не уменьшают, как в случае просветления оптики, а увеличивают коэффициент отражения. При напылении нескольких таких слоев образуется многослойное диэлектрическое зеркало. Для 5-слойного зеркала, изготовленного из ZnS ( $n_2 = 2.3$ ) и MgS ( $n_1 = 1.38$ ), нанесенных на стекло ( $n_3 = 1.52$ ), коэффициент отражения  $R$  в максимуме достигает 86%, а для 11- слойного зеркала – 99.3%.

Последовательность нанесения слоев (а) и спектральный коэффициент отражения (б) для этих случаев показаны на рис. 3.35. В настоящее время это единственный способ получения используемых в лазерной технике высокоотражающих зеркал для видимой и ультрафиолетовой областей спектра.

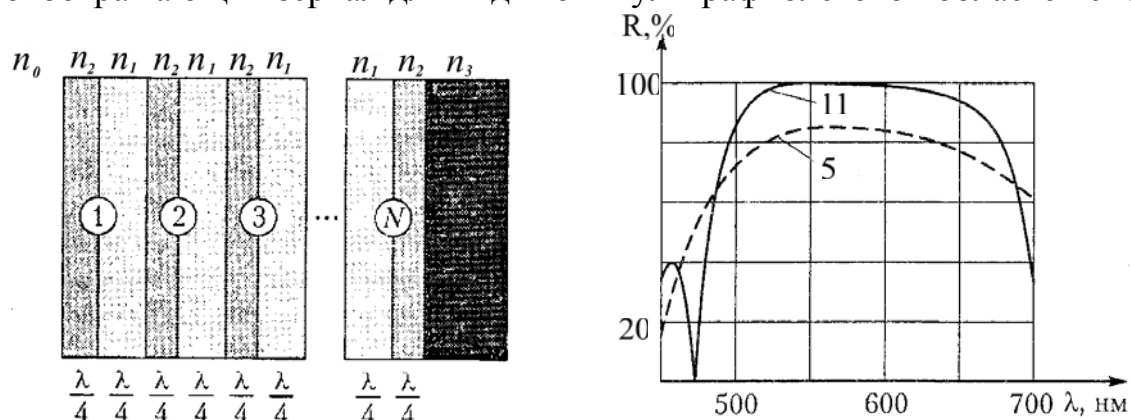


Рис. 3.35. Многослойное четвертьволновое покрытие и коэффициент отражения диэлектрического зеркала при различном числе слоев.

### 3.2.4.5. Контроль качества обработки поверхностей

Для плоской поверхности контроль качества изготовления осуществляется с помощью тонких пластинок, разность хода создается толщиной зазора между пластинкой и поверхностью – при переменной толщине зазора поверхность пластинки будет пестрой. Чтобы увеличить разность хода, пластинку наклоняют и край прижимают к исследуемой поверхности (см. рис. 3.36).

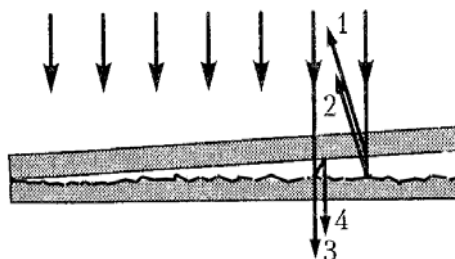


Рис. 3.36.

В случае сложной поверхности изготавливается специальный стеклянный шаблон, который накладывают на проверяемую деталь. При этом интерферируют лучи, отраженные от поверхности шаблона и исследуемой поверхности, характер интерференции зависит от толщины зазора между ними.

Интерференционные кольца Ньютона используют для контроля качества изготовления линз.