

перемещаться в направлении от центра (в противоположность тому, что было с кольцами Ньютона, см. § 33, пункт 7).

При увеличении зазора  $d$  на  $\lambda/2$  разность хода увеличится на  $\lambda$ , так что произойдет смещение на одну полосу (т. е. на место каждой светлой полосы станет такая же светлая соседняя полоса). При изменении угла падения на  $\Delta\varphi$  разность хода изменится на  $2d \sin \varphi \Delta\varphi$ . Отсюда видно, что полосы интерференции получатся тем шире, чем меньше  $d$ . При  $d = 0$  они стали бы бесконечно широкими, т. е. поле зрения было бы освещено равномерно.

При больших зазорах и высокой степени монохроматичности света с интерферометром Майкельсона наблюдалась интерференция очень высокого порядка (около  $10^6$ ). Если  $M_2$  и  $M'_1$  близки друг к другу и образуют воздушный клин с небольшим углом, то полосы интерференции локализируются либо на поверхности клина, либо вблизи нее. Это — полосы равной толщины, имеющие вид равноотстоящих прямых, параллельных ребру клина.

### § 36. Многолучевая интерференция

1. Вернемся к исследованию интерференции в плоскопараллельных пластинках и учтем лучи, претерпевшие в них многократные отражения (рис. 134). Обозначим через  $R$  коэффициент отражения света от границы раздела пластинки с воздухом, т. е. долю энергии падающего света, которая возвращается обратно при каждом отражении. При отсутствии поглощения оставшаяся доля  $(1 - R)$  проходит через эту границу. Если среды по обе стороны пластинки одинаковы (воздух), то, как будет показано в § 65, коэффициенты отражения на обеих поверхностях пластинки будут одинаковы. Допустим, что падающий свет монохроматический. Обозначим через  $I_0$  его интенсивность. Тогда интенсивности прошедших пучков  $1', 2', 3', \dots$  будут

$$I_{1'} = (1 - R)^2 I_0, \quad I_{2'} = R^2 (1 - R)^2 I_0, \quad I_{3'} = R^4 (1 - R)^2 I_0, \dots,$$

а соответствующие (вещественные) амплитуды

$$a_{1'} = (1 - R)a_0, \quad a_{2'} = R(1 - R)a_0, \quad a_{3'} = R^2(1 - R)a_0, \dots,$$

где  $a_0$  — амплитуда падающего света. Разность хода между двумя соседними интерферирующими пучками составляет  $\Delta = 2dn \cos \psi$ , а разность фаз  $\Phi = k\Delta = (4\pi/\lambda) dn \cos \psi$ . Амплитуда прошедшей волны представится убывающей геометрической прогрессией

$$a_d = a_0 (1 - R) [1 + Re^{-i\Phi} + R^2 e^{-2i\Phi} + \dots].$$

Если пластинка достаточно длинная, то прогрессию можно считать бесконечной. Тогда

$$a_d = \frac{1 - R}{1 - Re^{-i\Phi}} a_0.$$

Интенсивность прошедшей волны будет

$$I_d = \frac{(1-R)^2}{|1 - Re^{-i\Phi}|^2} a_0^2 = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)} I_0. \quad (36.1)$$

Рассчитаем теперь интенсивность  $I_r$  отраженной волны. Интенсивности отраженных пучков 1, 2, 3, ... будут

$$I_1 = RI_0, \quad I_2 = R(1-R)^2 I_0, \quad I_3 = R^3(1-R)^2 I_0, \dots,$$

а соответствующие (вещественные) амплитуды

$$a_1 = \sqrt{R} a_0, \quad a_2 = -\sqrt{R}(1-R) a_0, \quad a_3 = -\sqrt{R}R(1-R) a_0, \dots$$

Знак минус в выражениях для амплитуд учитывает потерю полуволны при отражении на одной из поверхностей пластинки. Такую потерю полуволны не надо было учитывать при расчете амплитуды прошедшей волны, так как там все отражения происходят на границе стекло — воздух. В случае же отражения от пластинки луч 2 претерпевает отражение на границе воздух — стекло, а все остальные лучи — на границе стекло — воздух. Результирующая амплитуда отраженной волны представится геометрической прогрессией

$$a_r = \sqrt{R} a_0 - \sqrt{R}(1-R) a_0 e^{-i\Phi} [1 + Re^{-i\Phi} + R^2 e^{-2i\Phi} + \dots].$$

Поступая, как раньше, найдем для интенсивности

$$I_r = \frac{4R \sin^2(\Phi/2)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\Phi/2)} I_0. \quad (36.2)$$

2. Из (36.1) и (36.2) видно, что  $I_d + I_r = I_0$ , как это и должно быть при отсутствии поглощения. Таким образом, картины распределения интенсивностей в прошедшем и отраженном свете — *взаимно дополнительные*: светлым местам и максимумам одной картины соответствуют темные места и минимумы другой. Для получения интерференционных полос, конечно, надо пользоваться протяженными источниками света. Полосы интерференции будут *полосами равного наклона*. Их можно спроектировать линзой на экран, помещенный в ее фокальной плоскости. Можно также пользоваться зрительной трубой, установленной на бесконечность. Интерференционные полосы будут иметь форму концентрических колец, центр которых находится в точке схождения лучей, нормальных к поверхности пластинки. Максимумы в проходящем свете получаются при  $\Phi/2 = m\lambda$ , т. е. при  $2dn \cos \psi = m\lambda$ , где  $m$  — целое число. В отраженном свете этим местам соответствуют минимумы.

Таким образом, положения максимумов и минимумов определяются в точности теми же условиями, что и в случае простой двухлучевой интерференции. То же относится и к распределению интенсивностей, но при том существенном условии, что коэффициент отражения мал ( $R \ll 1$ ). Тогда в (36.1) и (36.2) можно пре-

небрежь квадратами  $R$  и произвести разложение по  $R$ . В первом порядке получится

$$I_d = 1 - 4R \sin^2(\Phi/2) = 1 - 2R(1 - \cos \Phi),$$

$$I_r = 4R \sin^2(\Phi/2) = 2R(1 - \cos \Phi).$$

Но к тому же результату мы пришли бы, если бы и не учитывали многократные отражения.

Однако распределение интенсивности существенно изменяется при увеличении коэффициента отражения  $R$ , в особенности когда этот коэффициент приближается к единице. На рис. 141 приведены

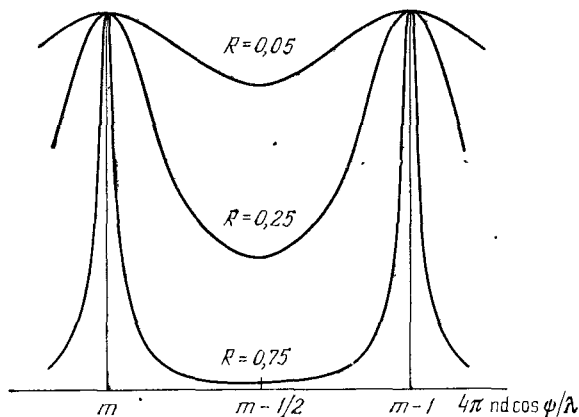


Рис. 141.

кривые интенсивности прошедшего света для трех значений  $R$ . Интенсивность падающего света принята за единицу. По оси абсцисс отложена разность фаз  $\Phi = (4\pi dn \cos \phi) / \lambda$ . При  $\Phi = 2m\pi$  ( $m$  — целое) получаются максимумы. Когда  $R \ll 1$ , максимумы пологие. Но уже при  $R = 0,75$  они очень резкие. При приближении  $R$  к единице весь свет практически сосредоточивается в очень узких интерференционных полосах на темном фоне. В отраженном свете получают столь же резкие, но темные интерференционные полосы на светлом фоне. Числитель в формуле (36.1) — величина постоянная. В максимуме ( $\Phi = 2m\pi$ )  $I_{\text{макс}} = 1$ .

Резкость интерференционных полос характеризуется их *полушириной*. Для полос в проходящем свете *полушириной* называется расстояние между точками, лежащими по обе стороны максимума, в которых интенсивность составляет половину максимальной величины  $I_{\text{макс}}$ . В окрестности максимума  $m$ -го порядка  $\Phi$  представим в виде  $\Phi = m\pi + \phi$ . Тогда в формуле (36.1)  $\Phi$  можно заменить

на  $\varphi$ . Ввиду малости  $\varphi$  ту же формулу можно переписать так:

$$I_d = \frac{I_{\text{макс}}}{1 + R\varphi^2/(1-R)^2}. \quad (36.3)$$

Если  $R\varphi^2/(1-R)^2 = 1$ , то  $I_d = 1/2 I_{\text{макс}}$ . Следовательно, полуширина определится выражением

$$\delta\Phi = 2\varphi = 2 \frac{1-R}{\sqrt{R}}. \quad (36.4)$$

3. В применениях многолучевая интерференция всегда осуществляется в *толстых пластинках*, так что приходится иметь дело с интерференцией высоких порядков. Поэтому для получения интерференционных полос требуется *высокая монохроматичность света* ( $\lambda/\delta\lambda \gtrsim m$ ). В интерференционной спектроскопии, где многолучевая интерференция применяется для изучения спектров, исследуемый свет, если он не обладает достаточной монохроматичностью, должен быть предварительно *монохроматизован*, например с помощью призменного спектрометра или другого монохроматора.

Обычно методами интерференционной спектроскопии исследуется структура тонких спектральных линий. Достоинством интерференционных спектрометров является их высокая разрешающая способность при большой светосиле, простоте устройства, дешевизне и удобстве в обращении. *Разрешающая способность определяет наименьшее расстояние между близкими спектральными линиями, которые изображаются в виде отдельных спектральных линий.*

Для уяснения понятия разрешающей способности допустим, что применяемый свет состоит из двух близких, одинаково интенсивных спектральных линий с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$ . Интерференционная картина будет состоять из двух систем интерференционных полос (максимумов) с теми же длинами волн. Одна система максимумов окажется сдвинутой относительно другой. Если сдвиг недостаточен, максимумы наложатся друг на друга, получится распределение с единственным максимумом, которое для глаза неотлично от распределения, соответствующего одной спектральной линии. Тогда говорят, что рассматриваемая двойная линия *не разрешается спектральным прибором.*

Допустим теперь, что сдвиг равен полуширине интерференционной полосы. Соответствующее распределение интенсивности показано на рис. 142. Кривые  $\lambda$  и  $\lambda'$  изображают контуры спектральных линий, как они были бы видны в спектральном приборе в отдельности. В центре картины, где контуры пересекаются, интенсивность спектральных линий составляет  $1/2 I_{\text{макс}}$ . При сложении интенсивностей интенсивность в центре получится равной  $I_{\text{макс}}$ . В точке А интенсивность первой линии равна  $I_{\text{макс}}$ , а второй  $1/5 I_{\text{макс}}$ , как это видно из формулы (36.3). Таким образом, полная интенсивность в точке А будет  $I_{\text{макс}} + 1/5 I_{\text{макс}} = 1,2 I_{\text{макс}}$ . Такая же интенсив-

ность получится в точке  $A'$ . Кривая результирующей интенсивности будет состоять из двух максимумов с провалом в центре между ними. Интенсивность в месте провала будет составлять  $1/1,2 = 83\%$  от интенсивности одного из максимумов на результирующей кривой.

Будет ли разрешаться спектральная линия при таком провале — это зависит от индивидуальных особенностей глаза. Опыт показывает, что нормальный глаз такие провалы обычно замечает без особого труда. Поэтому расстояние между максимумами спектральных линий, равное или большее полуширины интерференционной полосы, мы примем (до некоторой степени условно) за *условие спектрального разрешения*.

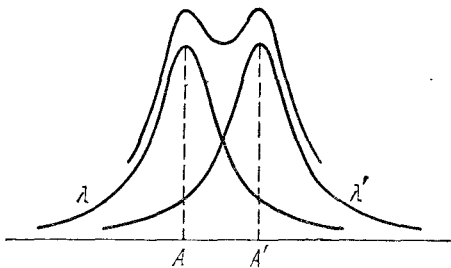


Рис. 142.

Определим теперь минимальную разность длин волн  $\delta\lambda = \lambda' - \lambda$ , соответствующую такому критерию разрешения. Все величины, относящиеся к свету с длиной волны  $\lambda$ , будем обозначать нештрихованными, а к длине волны  $\lambda'$  — штрихованными буквами. Показатель преломления  $n$  будем считать одним и тем же для обеих длин волн. (Это строго выполняется только в интерферометре Фабри — Перо.) Тогда, независимо от длины волны, всем падающим лучам одного и того же направления будут соответствовать преломленные лучи также одного направления. В точке  $A'$  для длины волны  $\lambda'$  получается интерференционный максимум  $m$ -го порядка, а потому  $\Phi' = 2m\pi$ . В той же точке волна с длиной  $\lambda$  максимума уже не дает. Для такой волны разность фаз имеет значение  $\Phi = 2m\pi + (1 - R)/\sqrt{R}$ , т. е. в рассматриваемой точке  $\Phi' - \Phi \equiv \delta\Phi = (1 - R)/\sqrt{R}$ . Но ввиду одинаковости  $n$  и  $\psi$  для обеих волн из формулы  $\Phi = (4\pi dn \cos \psi)/\lambda$  следует:  $\delta\Phi/\Phi = |\delta\lambda/\lambda|$ . Учтя, что в максимуме  $\Phi = 2\pi m$ , поэтому находим

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi\sqrt{R}}{1-R} m. \quad (36.5)$$

Величина  $\lambda/\delta\lambda$  называется *разрешающей способностью спектрального прибора*.

Интерференционные спектральные аппараты осуществлены в виде двух приборов, которые мы и рассмотрим.

4. **Интерферометр или эталон Фабри — Перо.** Этот прибор, изобретенный Фабри (1867—1945) и Перо (1863—1925), является наиболее распространенным из интерференционных спектральных приборов. Он состоит из двух стеклянных или кварцевых

пластинок  $P_1$  и  $P_2$ , между которыми обычно находится воздух (рис. 143). Плоские поверхности пластинок, обращенные друг к другу, тщательно отшлифованы и покрыты высокоотражающими слоями (серебро, алюминий, многослойные диэлектрические покрытия). В хороших приборах отступления внутренних поверхностей пластинок от идеальных плоскостей не превышают  $0,01\lambda$ . Отражательная способность зеркальных поверхностей пластинок при металлическом покрытии может быть доведена до 95%, а при диэлектрических — до 98%.

Параллельность зеркальных поверхностей достигается с помощью распорного кольца из инвара или плавленого кварца, помещаемого между пластинками. Кольцо снабжено тремя выступами с каждой стороны, к которым пластинки прижимаются при помощи трех пружин. Выступы подшлифованы так, что зеркальные поверхности устанавливаются параллельно друг другу. Небольшие

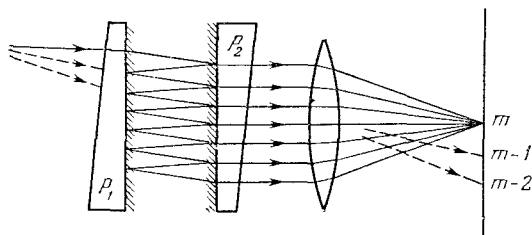


Рис. 143.

отступления от параллельности устраняются нажимом соответствующей пружины.

Интерферометр, в котором используются распорные кольца, называется *эталоном Фабри — Перо*. Располагая набором эталонов с кольцами разной толщины, можно производить измерения при различных расстояниях между зеркальными поверхностями. В прежних моделях интерферометра Фабри — Перо можно было с помощью специальных микрометрических винтов менять расстояние между зеркалами. Но таким путем не удастся достигнуть той высокой точности, которую можно получить с помощью эталона. Наружные поверхности пластинок обычно образуют небольшие углы с внутренними, чтобы отраженный от них светлый блик не мешал наблюдению основной интерференционной картины. Таким образом, интерферометр Фабри — Перо можно рассматривать как плоскопараллельную воздушную пластинку, на которой происходят многократные отражения световых лучей и последующая интерференция их.

Интерференционная картина состоит из концентрических колец равного наклона. Она приведена на рис. 144 в проходящем свете.

Интерференционные максимумы тем уже, чем больше отражательная способность зеркальных поверхностей пластинок интерферометра.

Расстояние между зеркалами  $h$  обычно составляет 1—100 мм, а в специальных эталонах доходит до 1 м. Поэтому порядки интерференции  $m \approx 2h/\lambda$  очень высоки (при  $h = 5$  мм  $m \approx 20\,000$ ).

Ввиду малости угла  $\psi$  условие главного интерференционного максимума  $2h \cos \psi = m\lambda$  можно записать в виде  $h(2 - \psi^2) = m\lambda$ . Отсюда находим *угловую дисперсию* интерферометра Фабри — Перо:

$$\frac{d\psi}{d\lambda} = -\frac{m}{2h\psi} = -\frac{1}{\lambda\psi}. \quad (36.6)$$

При рабочих условиях ( $\psi \approx 10^{-2}$  рад) угловая дисперсия интерферометра Фабри — Перо значительно превышает дисперсию других спектральных аппара-

ратов. Это является основным преимуществом интерферометра Фабри — Перо.

Другим важным преимуществом интерферометра Фабри — Перо является его большая светосила. Благодаря этому и своей дешевизне такой интерферометр получил широкое распространение для спектральных исследований в оптической области спектра. Принцип интерферометра Фабри — Перо был использован также в объемных резонаторах оптических квантовых генераторов (см. § 120).

**5. Пластина Лумера — Герке.** Она представляет собой плоскопараллельную пластинку из очень однородного стекла или плавленого кварца толщиной от 3 до 10 мм и длиной до 30 см. Для направления световых лучей в пластинку на одном конце ее сбоку посажена на оптический контакт добавочная призмочка (рис. 145, а). При другом способе один конец пластинки скошен (рис. 145, б). В обоих случаях падающие лучи нормальны к поверхности стекла, чем достигается уменьшение потерь света на отражение. Направление падающих лучей подбирается таким, чтобы угол падения на границе стекло — воздух был близок к предельному углу полного отражения. Тогда коэффициент отражения мало отличается от единицы. Пучки испытывают многократные отражения от плоскостей пластинки и выходят из нее с почти одинаковыми интенсивностями. Можно получить до 10—15 таких пучков с каждой стороны пластинки.

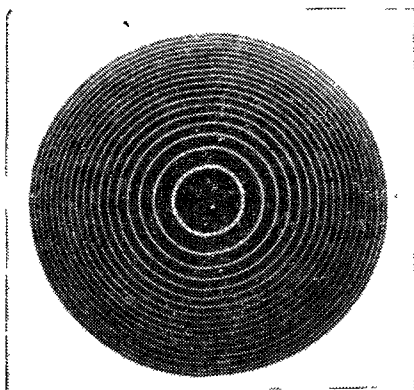


Рис. 144.

В пластинке Луммера — Герке наблюдаются интерференционные полосы равного наклона. Условие интерференционного максимума  $m$ -го порядка имеет вид

$$2hn \cos \psi = m\lambda, \quad (36.7)$$

где  $h$  — толщина пластинки, а  $\psi$  — угол преломления. Здесь не учтено изменение фазы при отражении, так как оно производит только несущественное смещение всей интерференционной картины. Число интерферирующих пучков по одну сторону пластинки равно

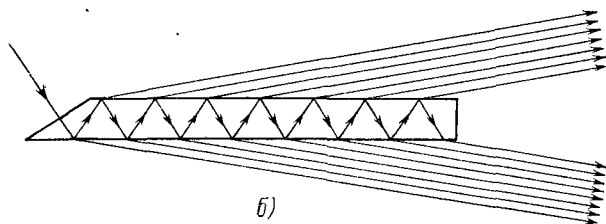
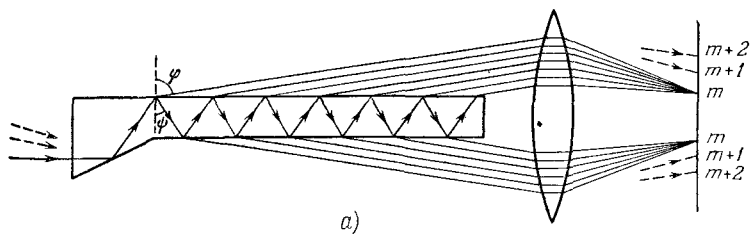


Рис. 145.

$N = L/(2h \operatorname{tg} \psi)$ , где  $L$  — длина пластинки. А так как свет падает почти под предельным углом, то

$$N = \frac{L}{2h} \sqrt{n^2 - 1}. \quad (36.8)$$

Вопрос о разрешающей способности пластинки Луммера — Герке будет разобран в § 48.

6. Затронем еще два вопроса, имеющих отношение к многолучевой интерференции. Рассмотрим сначала много равноотстоящих параллельных отражающих плоскостей с малыми коэффициентами отражения (рис. 146). Почти весь свет, падающий на каждую плоскость, проходит через нее без потерь. В результате получится много параллельных отраженных лучей 1, 2, 3, ... почти одинаковой интенсивности. Разность хода между соседними лучами составляет  $2d \cos \varphi$ , где  $d$  — расстояние между соседними плоскостями. Если выполнено условие

$$2d \cos \varphi = m\lambda \quad (36.9)$$



( $m$  — целое число), то все лучи будут находиться в фазе. Возникнет сильное отражение, называемое *интерференционным отражением*. При заданном  $m$  условии (36.9) может выполняться только для определенных длин волн. Поэтому при освещении рассматриваемой системы плоскостей белым светом интерференционное отражение

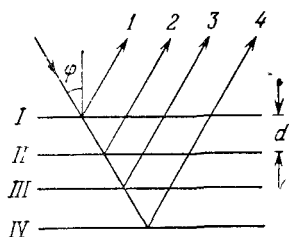


Рис. 146.

будет наблюдаться лишь для некоторых (а при  $d < \lambda$  — для одной) сравнительно узких спектральных линий. Система плоскостей, таким образом, приобретает свойство *избирательного отражения*. При этом, так как разность хода зависит от угла падения, цвет избирательно отраженного света будет меняться с изменением угла падения.

Отметим также, не входя ни в какие подробности, что надлежащей комбинацией диэлектрических слоев с различными показателями преломления удастся осуществить на поверхности стекла *многослойные покрытия* (пленки) с высокими коэффициентами отражения (до 98—99% для определенных длин волн). Такие покрытия применяются, например, в зеркалах интерферометров Фабри — Перо. Следует, однако, иметь в виду, что отражающие многослойные пленки в белом свете окрашены, так как интерференционное условие сильного отражения точно выполняется только для какой-либо одной длины волны.

### § 37. Стоячие световые волны

1. При интерференции монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу, образуются *стоячие волны* (см. т. III, § 140). В этом случае, как видно из формулы (26.12), ширина полосы  $\Delta x$  равна  $\lambda/2$ , т. е. расстоянию между соседними пучностями или узлами. В случае электромагнитных волн пучности (узлы) электрического вектора  $E$  совпадают с узлами (пучностями) магнитного вектора  $B$ . Таким образом, в стоячей волне электрическое и магнитное поля можно *пространственно разделить* и исследовать свойства и действия этих полей в отдельности. Моменты прохождения электрического и магнитного полей через максимум в стоячей волне не совпадают, а сдвинуты относительно друг друга на половину периода световых колебаний. Получение стоячих световых волн наталкивается на трудности, связанные с малостью длины волны. Эти трудности впервые были преодолены О. Винером (1862—1927) в 1890 г.

Стеклянная пластинка  $P$  (рис. 147), покрытая тонким фоточувствительным слоем толщиной  $\sim \frac{\lambda}{20} - \frac{\lambda}{30}$ , приводилась в соприкос-