

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ  
И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ. II****Г. В. Розенберг****Часть II. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА И МЕТОДЫ.  
СВЕТОФИЛЬТРЫ \*)**

## СОДЕРЖАНИЕ

4. Интерферометр Фабри-Перо . . . . .	173
А. Интерферометр Фабри-Перо в проходящем свете . . . . .	174
а. Интерференционная картина в проходящем свете . . . . .	174
б. Типы интерференционных полос . . . . .	177
в. Прозрачность интерферометра . . . . .	184
г. Контрастность . . . . .	187
д. Полуширина полос . . . . .	189
е. Требования к взаимному расположению пластин. Коллима- ционная ошибка и ошибка формы . . . . .	195
Б. Интерферометр Фабри-Перо в отражённом свете . . . . .	201
В. Сдвоенный интерферометр . . . . .	207
Г. Монохроматор Н. Р. Батарчуковой и саморегистрирующий ин- терферометр . . . . .	209
5. Изучение микрорельефа поверхностей и определение оптических постоянных . . . . .	210
6. Интерференционные светофильтры . . . . .	225
а. Фильтр в проходящем свете . . . . .	227
б. Отражательные интерференционные фильтры . . . . .	232
в. Фильтр с использованием полного внутреннего отражения . . . . .	234
7. Интерференционно-поляризационные светофильтры . . . . .	239

**4. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО**

Развитие интерференционных устройств и методов за последние годы, по крайней мере постольку, поскольку оно связано с совершенствованием технологии изготовления тонких плёнок, шло главным образом по линии устройств, родственных интерферометру Фабри-Перо. На этом интерферометре, представляющем собой, по существу, пару полупрозрачных слоёв, разделённых диэлектриче-

\*) Начало см. УФН, т. XLVII, вып. 1, стр. 3 (1952).

ской прослойкой, мы и сосредоточим наше внимание, В настоящее время теория интерферометра Фабри-Перо довольно хорошо разработана и изложение её основ, так же как и соответствующие библиографические сведения, можно найти в ряде монографий и обзоров (см., например, 185—191), а в элементарной форме—в любом учебнике оптики. Однако ряд существенных обстоятельств был выявлен только совсем недавно, и нам представляется необходимым подробно остановиться на некоторых вопросах, имеющих непосредственное отношение к путям развития современной интерференционной техники, тем более, что в отечественной литературе систематического изложения этой теории, насколько нам известно, не существует.

#### А. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО В ПРОХОДЯЩЕМ СВЕТЕ

##### а. Интерференционная картина в проходящем свете

Интерферометр Фабри-Перо обычно выполняется в виде двух сравнительно толстых плоскопараллельных пластин из стекла или кварца, покрытых с одной стороны полупрозрачным слоем серебра или алюминия и обращённых друг к другу своими металлизированными поверхностями.

Зазор между пластинами заполняется воздухом, обычно (но не всегда) под атмосферным давлением. Нередко вместо интерферометра применяется так называемый эталон Фабри-Перо, представляющий собой строго плоскопараллельную пластинку из стекла или кварца, металлизированную с обеих сторон. В дальнейшем, кроме особо оговорённых случаев, мы не станем делать различия между интерферометром и эталоном.

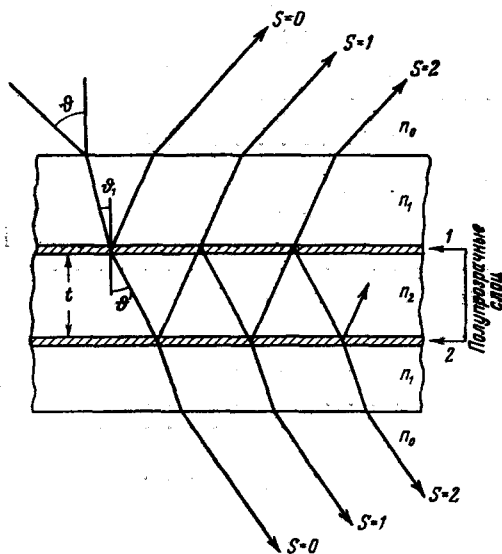


Рис. 34. К теории интерферометра Фабри-Перо.

Положим, что на интерферометр, схематически изображённый на рис. 34, падает пучок света. Попадая на каждое из полупрозрачных покрытий, пучок раздваивается на проходящий и отражённый

ных, в результате чего как в проходящем, так и в отражённом свете получается набор когерентных световых пучков с закономерно изменяющимися интенсивностями (по геометрической прогрессии) и фазами (по арифметической прогрессии).

Интерферируя между собой, эти пучки образуют некоторую интерференционную картину, которую нам и надлежит исследовать. Обратимся сначала к картине, получающейся в проходящем свете.

Положим, как и ранее, что  $\rho_j e^{i\alpha_j}$  — амплитудный коэффициент отражения  $j$ -го полупрозрачного покрытия;  $\tau_j e^{i\beta_j}$  — его амплитудный коэффициент прозрачности,  $R_j = \rho_j^2$ ,  $T_j = \tau_j^2$  и  $A_j = 1 - (R_j + T_j)$  — энергетические коэффициенты отражения, пропускания и поглощения того же покрытия соответственно\*). Штрихом будут отмечаться величины, относящиеся к случаю прохождения луча внутри интерферометра во вне; величины, относящиеся к обратному направлению лучей, пишутся без штриха. Обозначим, далее, угол падения  $\vartheta$ , угол преломления  $\vartheta'$ , толщину диэлектрической прослойки (толщину интерферометра)  $t$  и показатель преломления диэлектрической прослойки относительно воздуха  $n$  ( $n = \frac{n_2}{n_0}$ ).

Относительный набег фазы двух лучей, испытавших  $s$  и  $s+1$  отражение от второй полупрозрачной поверхности (производные лучи  $s$ -го и  $s+1$ -го порядка), определяется хорошо известным выражением:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n t \cos \vartheta', \quad (4,1)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны в вакууме. Если  $n_2 = n_0$ , как это обычно имеет место в интерферометре, заполненном воздухом, то  $\vartheta' = \vartheta$ . В дальнейшем, поскольку нас будет интересовать лишь качественная картина, мы не будем делать различия между этими углами.

Подсчитывая напряжённость электрического поля  $E_s$  для производного луча  $s$ -го порядка и вычисляя  $\sum_{s=0}^{\infty} E_s$ , находим, что интенсивность светового пучка, проходящего через интерферометр, равна:

$$I = I_0 \frac{T_1 T_2'}{(1 - \rho_1' \rho_2')^2 + 4\rho_1' \rho_2' \sin^2 \left( \frac{\alpha_1' + \alpha_2' + \delta}{2} \right)}, \quad (4,2)$$

где  $I_0$  — интенсивность светового пучка, падающего на интерферометр.

\*) Из определения  $A_j$  следует, что эта величина учитывает не только истинное поглощение в полупрозрачном покрытии, но и ослабление света в результате рассеяния. Последнее, однако, как правило, невелико. См. часть I.

Обозначая

$$\tau_1 \tau_2 \equiv \sqrt{T_1 T_2} = T, \quad \rho_1 \rho_2 \equiv \sqrt{R_1 R_2} = R \text{ и } \alpha_1 + \alpha_2 = \alpha, \quad (4,3)$$

получаем известное выражение

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)}. \quad (4,4)$$

Таким образом, характер интерференционной картины, образующейся в проходящем свете, зависит не от индивидуальных характеристик каждого из полупрозрачных покрытий, а от их суммарных характеристик: геометрических средних их энергетических коэффициентов прозрачности и отражения и суммарного сдвига фазы при двух последовательных внутренних отражениях. Это создаёт известные возможности маневрирования при нанесении полупрозрачных покрытий.

Для данного интерферометра максимум интенсивности в проходящем свете наблюдается при соблюдении условия

$$\sin^2\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right) = 0, \quad (4,5)$$

откуда распределение интенсивности в интерференционной картине определяется выражением

$$I = \frac{I_{\text{макс}}}{1 + F \sin^2\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right)}, \quad (4,6)$$

где  $I_{\text{макс}}$  — интенсивность в максимуме и

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (4,7)$$

— так называемый фактор резкости (finesse).

Величина  $m = \frac{\alpha + \delta}{2\pi}$ , выражающая в долях длины волны разность хода между производными лучами соседних порядков, носит название порядка интерференции. Обозначая  $\frac{\alpha}{2\pi} = \alpha_0$  и выражая частоту световой волны в обратных сантиметрах ( $\nu = \frac{1}{\lambda}$ ), имеем:

$$m = 2\nu t \cos \delta + \alpha_0. \quad (4,8)$$

Условие максимума интенсивности в проходящем свете (4,5) эквивалентно, очевидно, требованию целочисленности порядка интерференции. Таким образом, интерферометр Фабри-Перо можно рассматривать как светофильтр, выделяющий только те световые пучки, которые удовлетворяют условию целочисленности  $m$ , определяемого

согласно (4,8). В зависимости от конкретных условий освещения интерферометра получаются интерференционные полосы различных типов. Ниже рассматриваются некоторые специальные случаи, представляющие практический интерес.

### б. Типы интерференционных полос

1. Полосы равного наклона в монохроматическом свете ( $nt = \text{const}$ ,  $\nu = \text{const}$ ) получаются при помещении протяжённого источника света в фокальной плоскости конденсора  $L_1$  (рис. 35). Интерференционные полосы локализируются в бесконеч-

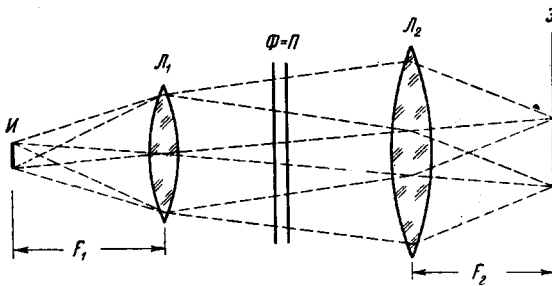


Рис. 35. Схема установки для получения полос равного наклона.  $I$  — источник света,  $\Phi$ - $P$  — интерферометр,  $\mathcal{E}$  — экран,  $L_1$  и  $L_2$  — линзы.

ности, и наблюдение их осуществляется с помощью второй линзы  $L_2$ , проектирующей их на экран (или фотопластинку), либо визуально (без линзы  $L_2$ ), аккомодируя глаз на бесконечность. При этом существенным условием является конечность размеров источника света, ибо, как явствует из рис. 35, интерференционная картина получается, по существу, в результате наложения когерентных изображений источника света, создаваемых производными лучами различных порядков, друг на друга. Столь же существенна строгая параллельность пластин интерферометра, так как вследствие некогерентности различных участков изображения взаимное смещение интерферирующих изображений не должно превышать размеров дифракционного кружка, соответствующего апертуре светового пучка.

Дифференцируя (4,8) и полагая  $\Delta m = 1$ , получаем для углового расстояния между соседними интерференционными полосами

$$\Delta \vartheta = - \frac{1}{(m - \alpha_0) \operatorname{tg} \vartheta}. \quad (4,9)$$

Таким образом (учитывая зависимость  $m - \alpha_0$  от  $\vartheta$  (4,8)), расстояние

между полосами убывает с возрастанием угла падения  $\vartheta$ , а следовательно, и с убыванием порядка интерференции. (Отметим, что порядок интерференции при  $\vartheta = 0$  имеет максимальное значение и убывает с возрастанием  $\vartheta$ .)

Смещение полос с изменением длины световой волны даётся соотношением

$$\frac{d\vartheta}{\Delta\vartheta} = -(m - \alpha_0) d \ln \nu, \quad (4,10)$$

где  $d\vartheta$  — изменение углового положения полосы при изменении частоты на  $d\nu$  и  $\Delta\vartheta$  — угловое расстояние между полосами соседних порядков для данных  $\nu$  и  $m$  (дисперсией фазового сдвига  $\alpha_0$  при этом пренебрегается). Это соотношение лежит в основе спектральных применений интерферометра Фабри-Перо.

2. Полосы равной оптической толщины в монохроматическом свете ( $\nu = \text{const}$ ,  $\vartheta = \text{const}$ ) наблюдаются при освещении интерферометра пучком параллельных лучей, посылаемых точечным источником, помещённым в главном фокусе конденсорной линзы. Полосы локализованы на поверхности интерферометра и наблюдаются либо непосредственно на поверхности, либо путём проектирования поверхности на экран или фотопластинку (рис. 36).



Рис. 36. Кольца Ньютона, полученные с посеребрёнными поверхностями. Извилины полос выявляют дефекты поверхностей.

В этом случае порядок интерференции связан с оптической толщиной интерферометра  $nt$  простым соотношением:

$$d \ln(m - \alpha_0) = d \ln(nt). \quad (4,11)$$

Это соотношение лежит в основе измерений толщин и показателей преломления плёнок, а также изучения микрорельефа различных поверхностей.

3. Полосы равного хроматического порядка <sup>189, 192</sup> ( $m = \text{const}$ ,  $\vartheta = \text{const}$ ), наблюдаемые в белом свете и соответствующие постоянству произведения  $\nu nt$ , возникают при тех же условиях, что и полосы равной оптической толщины и, так же как

последние, локализованы на поверхности интерферометра. Если оптическая толщина интерферометра одинакова на протяжении всей его площади, то интерферометр, очевидно, выполняет функции светофильтра, пропускающего только излучение с определёнными длинами волн, удовлетворяющими условию целочисленности  $m$ . Подобного рода интерференционные светофильтры будут подробно

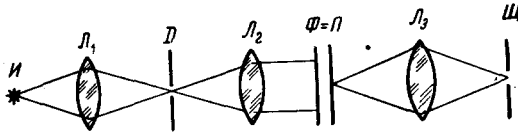


Рис. 37. Схема установки для получения полос равного хроматического порядка. И — источник света, Д — диафрагма (диаметром около 2 мм), Ф-П — интерферометр, Щ — щель спектрографа, Л<sub>1</sub>, Л<sub>2</sub> и Л<sub>3</sub> — линзы.

рассмотрены ниже. Если же оптическая толщина интерферометра меняется от точки к точке, то через различные участки интерферометра будет проникать излучение различной длины волны, причём относительное изменение длины волны, соответствующей максимуму прозрачности интерферометра, будет связано с относительным изменением его оптической толщины простым соотношением:

$$d \ln \nu = - d \ln \lambda = - d \ln (n t). \quad (4, 12)$$

Таким образом, на поверхности интерферометра появятся хорошо известные цветные узоры, которые представляют собой наложение полос равной оптической толщины, соответствующих различным значениям  $\nu$ . Если теперь изображение поверхности интерферометра спроектировать на щель спектрографа (рис. 37), то через каждую точку щели пройдут только те длины волн, которые отвечают условию максимума прозрачности спроектированного на данное место щели участка интерферометра. В результате на месте непрерывного спектра останутся только отдельные интерференционные полосы, получившие название полос равного хроматического порядка (рис. 38). Их положение на шкале длин волн определяется



Рис. 38. Полосы равного хроматического порядка для видимой области спектра, полученные с помощью установки для наблюдения колец Ньютона (ср. рис. 36).

исключительно оптической толщиной интерферометра. Поэтому изменения толщины интерферометра вдоль проектируемого на щель участка поведут к искривлению (а соответственно и изменению цвета) полос — полосы равного хроматического порядка воспроизведут по своей форме, но в сильно увеличенном масштабе, изменения оптической толщины интерферометра вдоль участка, проектируемого на щель (ср. рис. 36 и 38).

Не представляет труда оценить получаемое при этом увеличение, а также и расстояние между полосами соседних порядков.

С помощью (4,8) уравнение (4,12) может быть преобразовано к виду

$$d\lambda = 2 \frac{\cos \vartheta}{m - \alpha_0} d(nt). \quad (4,13)$$

Полагая  $\vartheta = 0$  и обозначая дисперсию спектрального аппарата  $\frac{d\lambda}{d\lambda} = D$ , находим, что смещение интерференционной полосы

$$dl = \frac{2D}{m} d(nt). \quad (4,14)$$

Таким образом, получаемое линейное увеличение равно  $\frac{2D}{m}$ . Поскольку дисперсия составляет обычно весьма значительную величину, не представляет труда получить линейное увеличение в десятки и сотни тысяч раз. При этом увеличение тем больше, чем меньше порядок интерференции, т. е. чем тоньше интерферометр.

Что касается расстояния между полосами соседних порядков, то, дифференцируя (4,8) при постоянных  $n$ ,  $t$  и  $\vartheta$  и полагая  $\Delta m = 1$ , получаем:

$$\Delta \nu = \frac{1}{2nt \cos \vartheta}, \quad (4,15)$$

т. е. расстояние между соседними полосами по шкале частот не зависит от порядка интерференции и растёт с уменьшением толщины интерферометра. В действительности наблюдается очень слабое, но регулярное возрастание  $\Delta \nu$  с уменьшением  $\lambda$ , возможно обусловленное дисперсией  $\alpha_0$ <sup>189</sup>.

Следует отметить, что полосы равного хроматического порядка обладают уникальной для интерференционных явлений особенностью: относительное смещение полос, обусловленное изменением показателя преломления, не зависит от толщины интерферометра и, наоборот, относительные смещения полос, вызванные вариациями толщины интерферометра, не зависят от показателя преломления его диэлектрической прослойки.

4. Нелокализованные полосы равного монохроматического порядка<sup>189</sup> ( $\nu = \text{const}$ ,  $m = \text{const}$ ) получаются в пучке лучей, расходящихся от точечного источника света, без



применения линз (рис. 39). Природа возникновения этих полос вполне очевидна, если вспомнить, что интерферометр Фабри-Перо по существу представляет собой светофильтр, пропускающий только лучи, удовлетворяющие требованию целочисленности  $m$ , т. е. в данном случае только те лучи, для которых

$$nt \cos \vartheta = \frac{m - \alpha_0}{2\nu} = \text{const} \quad (m - \text{целое число}). \quad (4,16)$$

Если за интерферометром поместить экран, то, каково бы ни было расстояние до экрана, на последнем возникнет система полос (круговых, если  $nt = \text{const}$ ). Угловой радиус  $q$ -й полосы в случае

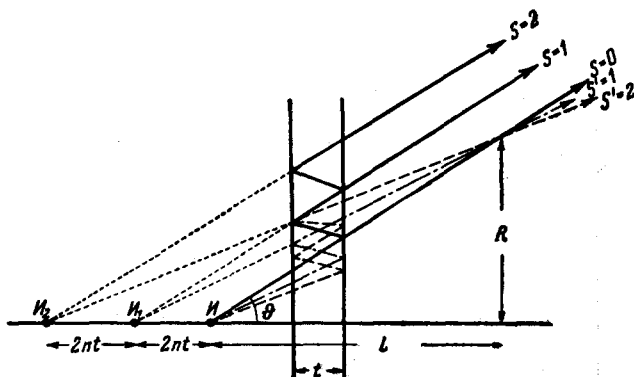


Рис. 39. Схема образования нелокализованных полос равного монохроматического порядка.  $I$  — точечный источник света,  $I_1, I_2$  и т. д. — виртуальные источники.

целочисленности порядка интерференции при  $\vartheta = 0$  равен

$$\vartheta_q = \sqrt{\frac{q}{nt\nu}}, \quad (4,17)$$

линейные же размеры совпадают с размерами соответствующих полос равного наклона при использовании линзы с фокусным расстоянием, равным расстоянию  $L$  от источника до экрана. Располагая экран на достаточно больших расстояниях  $L$ , нетрудно получить полосы, диаметры которых измеряются десятками и даже сотнями сантиметров (рис. 40). Смещение полос при изменении толщины интерферометра определяется соотношением

$$\frac{d\vartheta}{\Delta\vartheta} = -(m - \alpha_0) \ln(nt), \quad (4,18)$$

где  $\Delta\vartheta$  — попрежнему угловое расстояние полос соседних порядков.

Более строгое рассмотрение<sup>189</sup> показывает, что описываемые полосы несколько отличаются от полос равного наклона. В самом деле, производные лучи можно рассматривать как создаваемые виртуальными эквидистантными источниками, отстоящими друг от друга

на расстояние  $2nt$  (рис. 39), причём яркость этих источников убывает в геометрической прогрессии\*). Изменение интенсивности производных лучей, обусловленное законом квадрата расстояния, эквивалентно при этом некоторому уменьшению коэффициента отражения зеркальных поверхностей интерферометра. Если бы расстояния до виртуальных источников возрастали в арифметической прогрессии, то распределение интенсивности в точности соответствовало бы случаю полос равного наклона. Однако в действительности возрастание фазового сдвига происходит по более сложному закону, что ведёт к

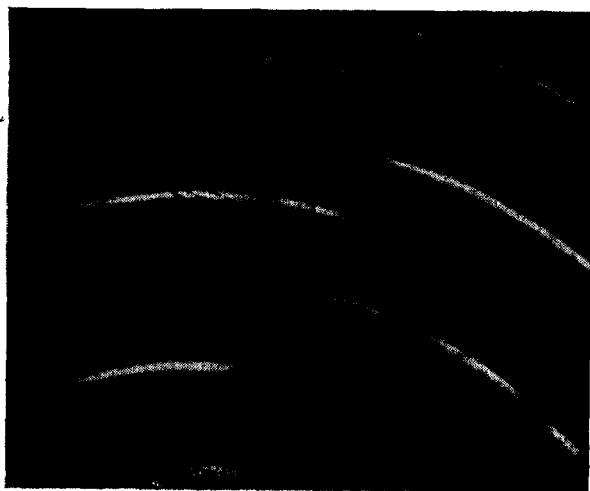


Рис. 40. Нелокализованные полосы равного монохроматического порядка (уменьшено).

некоторому смещению, уширению и асимметрии полос. Эти искажения будут тем заметнее, чем меньше  $L$ . Несложный расчёт<sup>189</sup> приводит в первом приближении к следующему выражению для отставания по фазе  $s$ -го производного луча относительно луча, фаза которого соответствовала бы изменению по арифметической прогрессии:

$$\Delta = (s^2 - 1) \frac{4\pi t}{L} q, \quad (4,19)$$

где  $q = m - m_0$  — номер интерференционного максимума и  $m_0$  — порядок интерференции при  $\vartheta = 0$ .

Таким образом, для достаточно малых  $\frac{t}{L}$  результат интерференции будет почти тождественным с описываемым формулой (4,6).

\*) В отличие от случая дифракционной решётки или цепочки эквидистантных когерентных излучателей (ср., например,<sup>100, 247</sup>).

Кроме того, следует иметь в виду, что для производных лучей различного порядка оптическая длина пути в интерферометре несколько различна. В первом приближении это можно учесть<sup>189</sup>, если для  $q$ -го интерференционного максимума заменить  $t$  на  $t\left(1 + \frac{qs\lambda}{L}\right)$ , где  $s$  — попержнему порядок производного луча. (Оптический центр тяжести полосы лежит<sup>189</sup> около  $s=5$ .) Следовательно, порядок интерференции для  $q$ -й полосы возрастает на  $\frac{2qst}{L}$ , по сравнению с порядком соответствующей полосы равного наклона, что ведёт к незначительному уменьшению диаметра полос.

5. Полосы «равного тангенциального наклона» наблюдаются в строго параллельных монохроматических лучах в случае, когда пластины интерферометра имеют изгиб<sup>193</sup>. Схема их образования ясна из рис. 41. Поверхность локализации этих полос мало отличается от плоскости, проходящей через центр кривизны поверхностей интерферометра. Существенным является возрастание контрастности (по сравнению с обычными полосами равной толщины) вследствие относительного увеличения интенсивности производных лучей высоких порядков, имеющего место за счёт увеличения коэффициента отражения по мере роста  $\theta$ . Диаметр колец определяется приближённым соотношением

$$d = 2R \sqrt{\frac{n\lambda(q + m_0 - 1)}{t}}, \quad (4,20)$$

где  $R$  — радиус кривизны интерферометра и  $m_0$  — порядок полосы

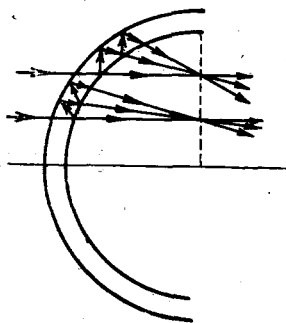


Рис. 41. Схема образования полос «равного тангенциального наклона».

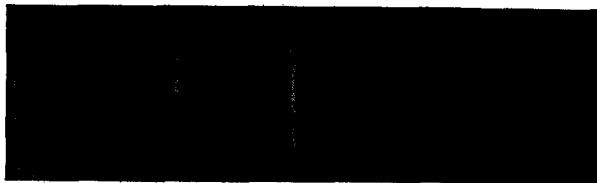


Рис. 42. Полосы «равного тангенциального наклона», полученные с изогнутой пластинкой слюды. Раздвоение полос обусловлено двулучепреломлением слюды (ср. рис. 73).

в центре. Пример полос равного тангенциального наклона приведён на рис. 42.

### в. Прозрачность интерферометра

Качества интерферометра определяются в основном следующими его характеристиками:

1. Прозрачностью, т. е. отношением интенсивности проходящего света в максимуме пропускания к интенсивности излучения, падающего на интерферометр  $\left(\frac{I_{\text{макс}}}{I_0}\right)$ .

2. Контрастностью интерференционной картины, т. е. отношением интенсивности в максимуме пропускания к интенсивности фона в минимуме пропускания  $\left(C = \frac{I_{\text{макс}}}{I_{\text{мин}}}\right)$ .

3. Полушириной интерференционных полос  $\omega$ , т. е. удвоенным расстоянием между вершиной максимума и местом, где интенсивность равна половине максимальной.

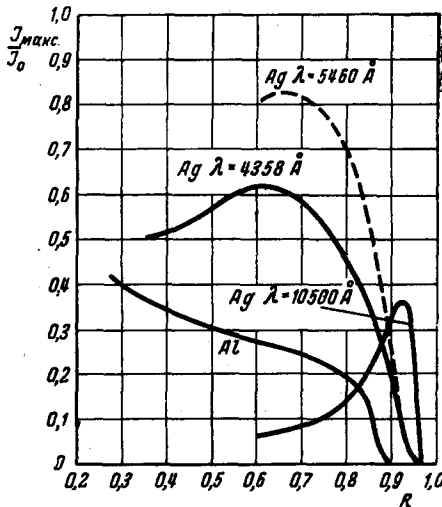


Рис. 43. Зависимость прозрачности интерферометра Фабри-Перо от отражательной способности образующих его полупрозрачных слоёв. Данные для серебра, относящиеся к различным длинам волн, получены для плёнок, изготовленных различным образом. Поэтому сопоставление кривых может иметь лишь условное значение.

Рассмотрим влияние различных факторов на указанные характеристики.

Согласно (4,4) прозрачность интерферометра равна

$$\frac{I_{\text{макс}}}{I_0} = \frac{T^2}{(1-R)^2}. \quad (4,21)$$

Если полупрозрачные слои не поглощают света ( $A = 0$ ), то  $1-R=T$  и  $I_{\text{макс}} = I_0$  (прозрачность равна единице) независимо от значений  $T$  и  $R$ . Иными словами, в отсутствие поглощения падающий на интерферометр свет, удовлетворяющий условию (4,5), проходит через него полностью, без отражений и других потерь. При наличии поглощения прозрачность оказывается тем ниже, чем больше  $A$ , причём убывание прозрачности происходит не только за счёт поглощения в полупрозрачных слоях, но и за счёт увеличения доли

энергии, отражаемой интерферометром. Таким образом, интенсивность интерференционных полос в проходящем свете целиком определяется поглотительной способностью полупрозрачных покрытий, образующих интерферометр.

Поглощение реальных серебряных слоёв, как было показано в части I, имеет, вообще говоря, максимум при не слишком больших значениях  $R$ . С повышением отражательной способности поглощение убывает, вследствие чего должна возрасти прозрачность интерферометра. Однако при достаточно больших значениях  $R$  с ростом толщины слоя быстро убывает  $T$  (при бесконечной толщине слоя  $T=0$  и  $R=R_\infty < 1$ ), вследствие чего прозрачность интерферометра также должна стремиться к нулю. Сказанное иллюстрируется рис. 43,

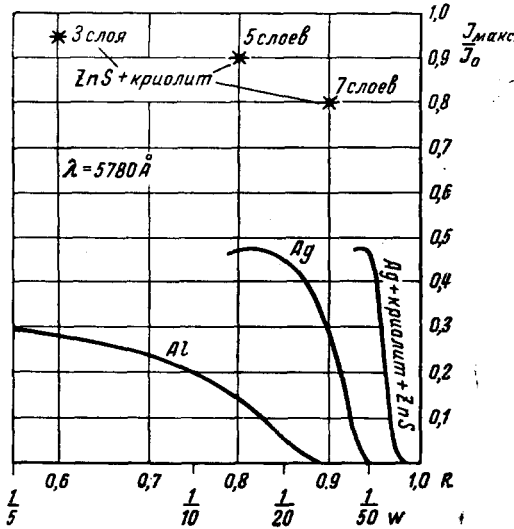


Рис. 41. Зависимость прозрачности интерферометра Фабри-Перо от отражательной способности образующих его полупрозрачных слоёв. Звёздочками показаны данные, относящиеся к интерферометрам, полупрозрачные покрытия которых не содержали металлических слоёв, а были образованы из 3, 5 и 7 чередующихся слоёв ZnS и криолита.

показывающим зависимость прозрачности интерферометра Фабри-Перо от отражательной способности образующих его полупрозрачных слоёв. По мере старения металлических слоёв их поглощательная способность возрастает (ср. рис. 16), вследствие чего резко падает прозрачность интерферометра<sup>160</sup>. Поскольку поглощательная способность металлических плёнок существенно зависит от технологии их нанесения, постольку и прозрачность интерферометра определяется в первую очередь технологическими особенностями его изготовления.

Выше (часть I) была показана возможность существенного уменьшения поглощения путём покрытия металлической плёнки несколькими

слоями диэлектрика или даже полной замены металлической плёнки многослойным диэлектрическим покрытием. Это ведёт к увеличению прозрачности интерферометра в 2—3 раза<sup>165</sup>, что иллюстрируется

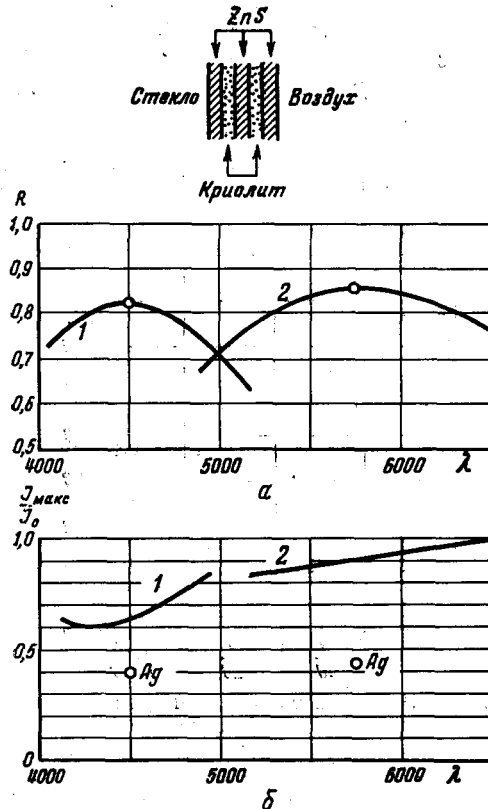


Рис. 45. *a*—зависимость коэффициента отражения пятислойного покрытия из ZnS и криолита от длины волны; *б*—прозрачности интерферометров с многослойными диэлектрическими покрытиями. Кривые 1 и 2 относятся к покрытиям, рассчитанным для различных длин волн. Кружками показаны значения, относящиеся к слоям серебра, обладающим теми же коэффициентами отражения.

рис. 44 и 45. Схема интерферометра, образованного из трёхслойных диэлектрических покрытий, показана на рис. 46\*).

\* Об эффективной оптической толщине такого интерферометра см., например, 194.

г. Контрастность

Интенсивность света, проходящего через интерферометр Фабри-Перо, имеет минимальное значение при условии

$$\sin^2\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right) = 1. \quad (4,22)$$

Следовательно, минимальная интенсивность фона, на котором

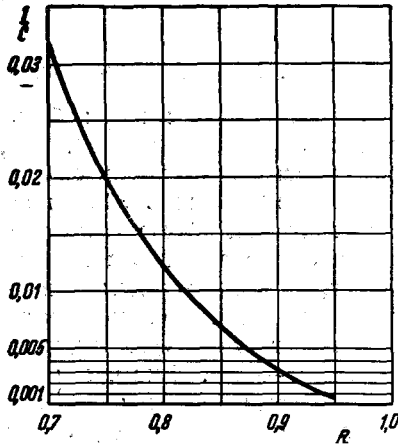
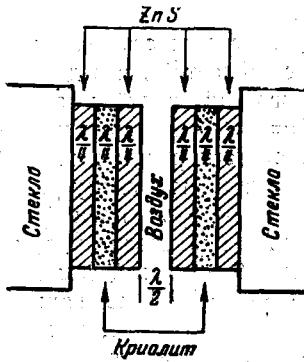


Рис. 46. Схема интерферометра Фабри-Перо, в котором металлические полупрозрачные плёнки заменены трёхслойными покрытиями из ZnS и криолита.

Рис. 47. Зависимость  $\frac{1}{C}$  от  $R$ .

выступают интерференционные полосы, равна

$$I_{\min} = \frac{I_0 T^2}{(1+R)^2} = I_{\max} \left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2, \quad (4,23)$$

откуда для контрастности интерференционных полос получаем:

$$C = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2. \quad (4,24)$$

Таким образом, контрастность зависит исключительно от отражательной способности полупрозрачных покрытий, возрастая с увеличением  $R$ , но не зависит от их поглощательной способности. Указанная зависимость иллюстрируется рис. 47.

Таблица I /

$R$	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95
$F$	31,1	48	80	151	360	1520
$\frac{I_{\text{мин}}}{I_0}$ в %	3,22	2,04	1,23	0,66	0,28	0,06

В табл. IV приведены значения  $\frac{I_{\text{мин}}}{I_0}$  и  $F$  для различных  $R$ .

В действительности при больших  $R$  контрастность оказывается значительно ниже расчётной. Так, Кун сообщает<sup>160</sup>, что для монохроматического света вместо ожидаемого по расчёту значения  $C = 200$  получается  $C = 150$  и вместо  $C = 500$  — примерно половина этого значения. Такое снижение контрастности реальных интерферометров по сравнению с теоретическим ожиданием следует, по-видимому, объяснять рядом причин, влияние которых пренебрежимо мало при не слишком высоких значениях  $R$  (а следовательно, и  $C$ ), но начинает существенно сказываться при возрастании  $R$  свыше примерно 0,93—0,94. К их числу относятся<sup>155, 160, 161, 188</sup> дефекты полировки пластин, дефекты самих полупрозрачных слоёв, искажения формы пластин (например, в результате напряжений, действующих со стороны креплений), а также отражения от неметаллизированных поверхностей. Как правило, чем больше площадь пластин интерферометра, тем меньшее значение контрастности возможно с ним получить<sup>160</sup>. Существенную роль в снижении реально достижимой контрастности играют также немонохроматичность используемого света и дифракционные явления, обусловленные ограниченностью пучков<sup>187, 155</sup>. Кун полагает<sup>160</sup>, что, используя интерферометр с серебряным покрытием, при современном уровне техники невозможно получить контрастность, превышающую 300.

Возможности радикального увеличения контрастности, по-видимому, связаны с заменой металлических плёнок многослойными покрытиями из диэлектриков. Так, расчёты Дюфура<sup>155</sup> привели его к выводу, что покрытие обоих серебряных слоёв в интерферометре Фабри-Перо даже однослойной четверть-волновой плёнкой ZnS должно увеличивать контраст от 176 до 1040, т. е. более чем в пять раз. Ещё большего эффекта можно ожидать, используя многослойные покрытия.

Однако следует иметь в виду, что отмеченные выше обстоятельства, в частности дефекты и неоднородности самих покрытий, существенно снизят расчётные значения<sup>155, 161</sup>.



д. Полуширина полос

Форма интерференционных полос определяется выражением (4,6). Сдвиг фазы при отражении ( $\alpha$ ), если пренебречь его зависимостью от угла падения  $\vartheta$ , весьма слабый в том небольшом диапазоне углов, с которыми практически приходится иметь дело, сказывается только на общем смещении интерференционных полос (изменении порядка, одинаковом для всех полос), но не влияет на характер распределения интенсивности\*). Поэтому форма интерференционных полос полностью определяется значением фактора резкости  $F$ , т. е., согласно (4,7), отражательной способностью полупрозрачных

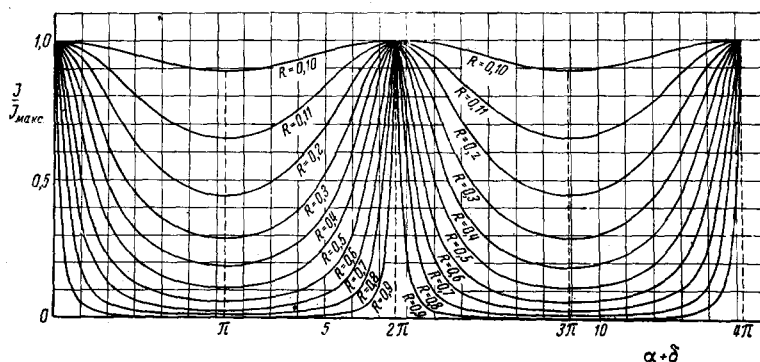


Рис. 48. Зависимость  $\frac{I}{I_{\max}}$  от разности фаз двух производных лучей соседних порядков для различных значений  $R$ .

покрытий. Распределение интенсивности в интерференционной картине при различных значениях  $R$  показано на рис. 48.

Если  $R$  достаточно велико, то производные лучи высоких порядков имеют ещё достаточную интенсивность, чтобы эффективно участвовать в образовании интерференционной картины. Вследствие этого (аналогично дифракционной решётке) интерференционные полосы оказываются тем уже, чем больше  $R$ . Таким образом, в случае больших  $R$  для анализа формы полосы можно положить  $m = m_0 + \mu$ , где  $m_0$  — целое число, соответствующее порядку максимума данной полосы и  $\mu \ll 1$ . Тогда

$$\sin^2\left(\frac{\alpha + \delta}{2}\right) \equiv \sin^2 m\pi = \sin^2 \mu\pi \approx \mu^2 \pi^2, \quad (4,25)$$

\*) Поправки на дисперсию сдвига фазы  $\alpha$  необходимо вносить<sup>55, 201</sup> при спектроскопических измерениях, производимых с точностью порядка  $10^{-4}$  Å.

и выражение (4,6) упрощается, приобретая вид

$$I = \frac{I_{\text{макс}}}{1 + F\pi^2\mu^2}. \quad (4,26)$$

Интенсивность проходящего света будет равна половине максимальной, если

$$F\pi^2\mu_0^2 = 1 \quad (4,27)$$

или

$$\mu_0 = \frac{1}{\pi\sqrt{F}} = \frac{1-R}{2\pi\sqrt{R}}, \quad (4,28)$$

откуда полуширина максимума, выраженная в долях расстояния между максимумами соседних порядков,

$$w = 2\mu_0 = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}. \quad (4,29)$$

Следовательно, относительная полуширина полосы, так же как и контрастность, зависит только от  $R$ . При  $1-R \ll 1$  ( $R \gtrsim 0,8$ ), что практически всегда осуществляется, зависимость между  $w$  и  $C$  принимает особо простую форму (подробнее см., например, <sup>188</sup>):

$$w \cong \frac{2}{\pi\sqrt{C}}. \quad (4,30)$$

Как отмечалось выше, можно ввести понятие о числе производных лучей  $N_{\text{эфф}}$ , эффективно участвующих в образовании интерференционной картины. Это число, по аналогии с теорией дифракционной решётки, определяется как

$$N_{\text{эфф}} = \frac{1}{w} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (4,31)$$

Нетрудно оценить вклад, вносимый производным лучом с номером  $N_{\text{эфф}}$  в общую интенсивность интерференционного максимума. Напряжённость электрического поля световой волны  $E_s$ , соответствующей производному лучу  $s$ -го порядка, пропорциональна  $R^s$ . Если  $R^s \ll 1$ , то член вида  $E_s^2$  пренебрежимо мал по сравнению с членами вида  $E_s E_{s'}$  (где  $s' \ll s$ ), пропорциональными первой степени  $E$ .

Следовательно, вклад, вносимый  $s$ -м производным лучом в случае  $s \gg 1$ , составляет  $R^s$ -ю долю вклада, вносимого производным лучом нулевого порядка. Соответствующие оценки для  $s = 50$  и  $s = 100$ , произведённые по приближённой формуле  $R^s = e^{-(1-R)s}$ , приведены в табл. V.

Таблица V

Доля, вносимая в интенсивность интерференционной полосы 50-м и 100-м производными лучами (в процентах доли, вносимой нулевым лучом) для различных значений  $R$

$s \backslash R$	0,80	0,84	0,88	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98	0,99
50	0,005	0,03	0,25	0,7	1,8	5,0	13	37	60
100	0,00001	0,005	0,03	0,25	0,7	1,8	5,0	13	37

Для производного луча с номером  $N_{эфф}$  в случае достаточно больших значений  $R$  ( $R \gtrsim 0,8$ )

$$R^{N_{эфф}} = R^{\pi \frac{\sqrt{R}}{1-R}} \cong e^{-\pi} \cong 4\%, \quad (4,32)$$

т. е., действительно, производные лучи с номером, превышающим  $N_{эфф}$ , никакого заметного участия в образовании интерференционной картины не принимают.

Таблица VI

Значения  $w$ ,  $N_{эфф}$  и  $C$  в функции  $R$

$R$	$w \cdot 10^3$	$N_{эфф}$	$C$	$R$	$w \cdot 10^3$	$N_{эфф}$	$C$
0,98	6,4	155	9800	0,88	42	24	240
0,97	9,6	104	4300	0,86	50	20	170
0,96	13	77	2400	0,84	56	18	130
0,95	16	62	1500	0,82	62	16	100
0,94	19	52	1000	0,80	70	14	80
0,93	23	44	750	0,75	90	11	50
0,92	26	38	550	0,70	110	9	33
0,91	30	33	450	0,65	140	7	22
0,90	34	29	360	0,60	170	6	16

В табл. VI приведены расчётные значения  $w$ ,  $N_{эфф}$  и  $C$  для различных значений  $R$  по данным<sup>195</sup>. Соответствующие зависимости  $w$  и  $N_{эфф}$  от  $R$  показаны на рис. 49.

Как уже отмечалось при обсуждении контрастности, увеличение  $R$  выше некоторого предела оказывается в действительности мало эффективным вследствие того, что начинают сказываться дефекты отражающих слоёв и другие факторы, не учитываемые изложенной выше приближённой теорией (например, диффракционные явления<sup>187,155</sup>). Согласно измерениям, проведённым с посеребрёнными интерферометрами<sup>195</sup>,

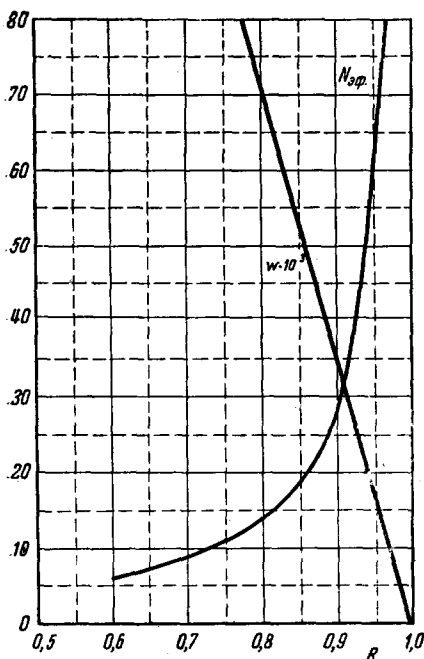


Рис. 49. Зависимости  $w$  и  $N_{эфф}$  от  $R$ .

для не слишком больших  $R$  значения  $w$ , найденные на опыте и предвычисленные по (4,29), хорошо совпадают. Однако для  $N_{эфф} > 20$  (т. е.  $R > 0,86$ ) наблюдаемая на опыте полуширина полос оказывается больше её теоретического значения и в тем большей мере, чем больше  $N_{эфф}$ . (Отметим, что в этом случае соотношение (4,31), связывающее  $N_{эфф}$  с  $R$ , остаётся в силе, но равенство  $N_{эфф}$  и  $\frac{1}{w}$  уже нарушается, так как уширение полос связано не с уменьшением  $N_{эфф}$ , а с действием побочных факторов.) Наименьшее значение  $w$ , полученное авторами<sup>195</sup>, составляло 0,02. Исходя из этих данных, Кун<sup>160</sup> считает, что при современной технологии обработки поверхностей (полировка пластин, нанесение слоёв) значение  $R > 0,94$  практически не-

утилизируемо. Примерно то же предельное значение называют и другие авторы (например,<sup>188,189</sup>), однако применение многослойных диэлектрических покрытий позволяет<sup>155,161</sup> не только получить, но, повидимому, и эффективно использовать несколько большие значения  $R$ .

Что касается алюминированных интерферометров, то специальных измерений  $w$ , повидимому, не производилось. Представляется вероятным<sup>153,160</sup>, что в этом случае  $N_{эфф}$  может быть близким к 15 для ближнего ультрафиолета и даже значительно меньше для более коротких волн.

Поскольку увеличение  $R$  в случае металлических плёнок ведёт к существенному уменьшению прозрачности интерферометра, выбор толщины металлической плёнки определяется соображениями компро-

мисса между потерей в интенсивности и увеличением контрастности и резкости интерференционных полос. При этом следует иметь в виду, что в соответствии со сказанным выше избыточное утолщение плёнки ведёт только к избыточным потерям света без выигрыша в контрастности и резкости полос.

Так как  $R$  и  $A$  существенно зависят от длины волны, различным длинам волн будут соответствовать различные оптимальные толщины металлической плёнки. Следует также учесть изменение  $R$

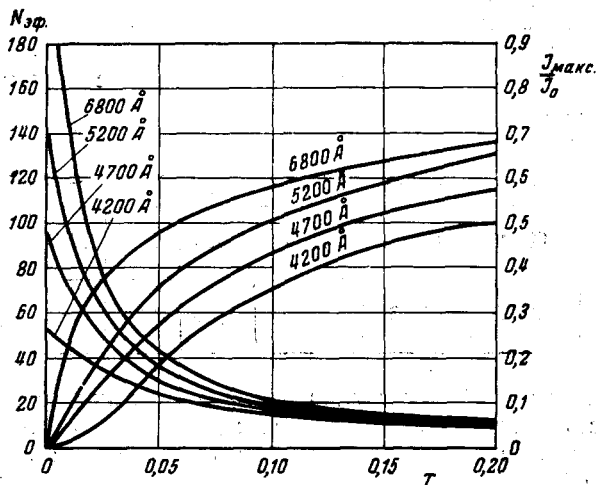


Рис. 50. Зависимость  $N_{эфф}$  и  $\frac{I_{макс}}{I_{мин}}$  для интерферометра Фабри-Перо, образованного серебряными плёнками трёхнедельной давности, от прозрачности этих плёнок при различных длинах волн.

вследствие старения плёнки, особенно значительное в течение первых недель ( $\geq 1\%$ ) (рис. 16)<sup>155</sup>.

На практике желательно измерения коэффициентов отражения металлических плёнок заменить значительно более простыми, с технической точки зрения, измерениями их прозрачности  $T$ . Это возможно при достаточно тщательно разработанной технологии изготовления плёнок, обеспечивающей высокую степень их воспроизводимости.

На рис. 50 показана типичная зависимость  $N_{эфф}$  и  $\frac{I_{макс}}{I_0}$  от  $T$ , полученная<sup>25</sup> для интерферометра с серебряными слоями через три недели после его изготовления. Такие кривые оказываются весьма удобными для выбора оптимальных параметров интерферометра<sup>155</sup>. Так, например, прозрачности  $\frac{I_{макс}}{I_0} = 0,4$  будет соответствовать (см. рис. 50)

$N_{\text{эфф}} = 67$  в красном свете и  $N_{\text{эфф}} = 23$  в зелёном свете. Для этого нужны серебряные слои с прозрачностью  $T \cong 0,03$  в красном свете и  $T \cong 0,06$  в зелёном свете.

Согласно данным измерений<sup>195</sup> (ср. рис. 12) при достаточно больших значениях  $R$ , используемых в многолучевой интерферометрии,  $A$  сравнительно слабо зависит от толщины плёнки, т. е.  $R + T$  в первом приближении можно считать практически не зависящим от  $T$  (ср. рис. 16). Это даёт возможность для построения кривых типа рис. 50 не производить каждый раз промеров  $R$  и  $T$  для плёнок различной толщины, а ограничиться промером одной-двух стандартных плёнок<sup>195</sup>. При этом следует учесть зависимость  $R + T$  от длины волны. Пример такой зависимости даёт табл. VII (ср. рис. 16).

Таблица VII

Зависимость  $R + T$  для серебряной плёнки от длины волны<sup>195</sup>

$\lambda$ (в Å)	6800	6000	5500	5000	4500	4000	3800	3600
$R + T$	0,97	0,96	0,95	0,94	0,92	0,86	0,82	0,78

Исходя из (4, 26), нетрудно также определить разрешающую способность интерферометра. Согласно критерию Рэлея предел разрешения определяется условием, что интенсивность в середине полосы, образованной наложением двух близких полос равной интенсивности, составляет  $\frac{8}{\pi^2} I_{\text{макс}}$ . Соответствующее значение порядка интерференции  $\mu_0$  найдётся тогда из условия

$$\frac{1}{1 + F\pi^2\mu_0^2} = \frac{4}{\pi^2} = 0,405, \quad (4,33)$$

откуда

$$\mu_0 = \frac{1,21}{\pi\sqrt{F}}. \quad (4,34)$$

Предел разрешения, следовательно, равен

$$w_0 = 2\mu_0 = \frac{2 \cdot 1,21}{\pi\sqrt{F}}, \quad (4,35)$$

и, согласно определению, разрешающая способность

$$\frac{m_0}{w_0} = \frac{m_0\pi\sqrt{F}}{2 \cdot 1,21}, \quad (4,36)$$

т. е.

$$\frac{m_0}{w_0} = \frac{m_0}{1,21} N_{\text{эфф}}. \quad (4,37)$$

Таким образом, разрешающая способность возрастает с увеличением  $R$  и пропорциональна порядку интерференции (а следовательно, и толщине интерферометра).

Для ряда практических применений, рассматриваемых ниже, существенный интерес представляет случай, когда на значительном протяжении поля зрения порядок интерференции  $\mu$  остаётся почти неизменным. Выясним, как в этом случае интенсивность проходящего через интерферометр света будет зависеть от значения  $\mu$ .

Дифференцируя (4,6) и используя (4,25), получаем:

$$\frac{d \ln I}{d\mu} = - \frac{2\pi^2 \mu F}{1 + F\pi^2 \mu^2}. \quad (4,38)$$

Полагая  $I = \frac{1}{2} I_{\text{макс}}$ , т. е. согласно (4,28)  $\mu = \frac{1}{\pi \sqrt{F}}$ , имеем:

$$d \ln I \approx - \pi \sqrt{F} d\mu. \quad (4,39)$$

Изменение  $\ln I$  на 10% хорошо различимо на-глаз. Соответственно, по изменению интенсивности интерференционной картины, возможно без труда обнаружить изменение порядка интерференции на величину, равную  $\frac{0,1}{\pi \sqrt{F}}$ . Поскольку не представляет труда изготовить покрытия с  $R = 0,94$ , чему соответствует  $F = 1044$ , постольку оказываются легко обнаружимыми изменения порядка интерференции на  $1 \cdot 10^{-3}$ . Дальнейшее увеличение  $R$  (например, путём использования многослойных диэлектрических покрытий), влекущее за собой быстрое увеличение  $F$ , должно позволить существенно понизить этот предел обнаруживаемости изменения порядка интерференции по сравнению с названной величиной (см. ниже. <sup>196</sup>).

е. Требования к взаимному расположению пластин.

Коллимационная ошибка и ошибка формы <sup>186,188,189</sup>

В случае интерференции двух лучей (случай, обычно рассматриваемый в курсах оптики) полосы равного наклона всегда локализируются на поверхности интерферометра (рис. 51). В действительности для интерферометра Фабри-Перо  $N_{\text{эф}} \gg 1$ , вследствие чего для локализации полос на поверхности интерферометра и получения отчётливой интерференционной картины необходимо выполнение некоторых критических условий, к рассмотрению которых мы и переходим. Положим, что параллельный пучок лучей падает на клин с углом раствора  $\epsilon \ll 1$  (рис. 52). Тогда при каждом последующем отражении производного луча угол его наклона к первоначальному направлению будет возрастать в арифметической прогрессии — луч  $s$ -го порядка при выходе будет наклонён на угол  $2s\epsilon$ . В соответствии с этим и оптические длины путей (а следовательно, и фазо-

вые сдвиги) для лучей, сходящихся в точке *A* и образующих интерференционную картину на поверхности интерферометра, будут возрастать с увеличением порядка луча *s* не по арифметической прогрессии (как это предполагалось при выводе соотношения (4,6)), а по более сложному закону.

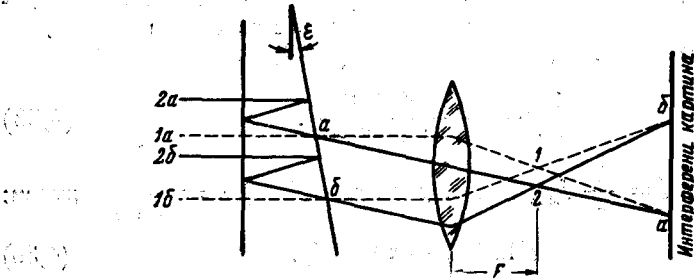


Рис. 51. Локализация полос равной толщины в случае  $N_{эфф} = 2$ .

Как показывают расчёты<sup>189,197</sup>, в случае  $\vartheta = 0$  отставание производного луча *s*-го порядка относительно луча нулевого порядка для больших значений *s* приближённо равно

$$2nst \left( 1 - \frac{2s+1}{3} \varepsilon^2 \right).$$

Таким образом *s*-й луч испытывает дополнительное (относительно предположенного при выводе соотношения (4,6)) отставание, которое для  $s \gg 1$  можно представить в виде

$$\frac{4}{3} ns^3 \varepsilon^2 t.$$

Результат интерференции не слишком резко будет отличаться от

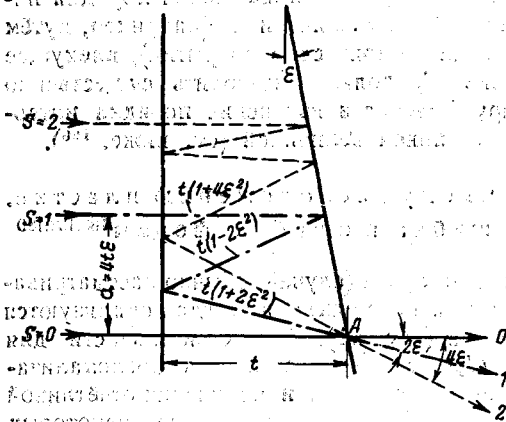


Рис. 52. К расчёту многолучевой интерференции в клине.

описываемого формулой (4,6), если отставание луча с номером  $N_{эфф}$  не превышает предположенного при выводе этой формулы более чем на половину длины волны. Поскольку в интерферометре Фабри-Перо  $N_{эфф}$ , как правило, весьма велико, постольку это



требование может быть записано в форме неравенства

$$\frac{4}{3} n N_{\text{эфф}}^3 \varepsilon^2 t \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (4,40)$$

Обозначим через  $K$  число интерференционных полос, уместяющихся на протяжении 1 см поверхности интерферометра, т. е. положим

$$\varepsilon = \frac{K\lambda}{2n}. \quad (4,41)$$

(Предположено, что  $\cos \vartheta = 1$ .) Подставляя (4,41) в (4,40), находим наибольшую допустимую толщину интерферометра

$$t_{\text{макс}} = \frac{3n}{2\lambda N_{\text{эфф}}^3 K^2}. \quad (4,42)$$

В частности, для  $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-5}$  см  $n = 1$  и  $N_{\text{эфф}} = 60$  ( $R = 0,95$ ) получаем:

$$t_{\text{макс}} = \frac{1}{7,92K^2}.$$

Таким образом, для получения достаточно резких полос толщина интерферометра не должна превышать некоторой величины, обратно пропорциональной квадрату числа полос, располагающихся на протяжении 1 см поверхности интерферометра.

Помимо рассмотренного выше дополнительного отставания лучей высокого порядка по фазе, следует принять во внимание также геометрическое смещение лучей различных порядков относительно нулевого луча. Если для  $s = 1$  это смещение равно  $d_1 = 4t\varepsilon$  (рис. 52), то для  $s \gg 1$

$$d_s \cong 2s^2 t\varepsilon = \frac{s^2 t K \lambda}{n}. \quad (4,43)$$

Тогда наибольшее смещение луча с номером  $N_{\text{эфф}}$ , соответствующее значению  $t$ , определяемому согласно (4,42),

$$d_{\text{макс}} = \frac{3}{2N_{\text{эфф}} K}. \quad (4,44)$$

В частности, для  $N_{\text{эфф}} = 60$

$$d_{\text{макс}} = \frac{1}{4K} \text{ мм.}$$

Значения  $t_{\text{макс}}$  и  $d_{\text{макс}}$  для различных  $K$  при  $\vartheta = 0$  и  $N_{\text{эфф}} = 60$  приведены в табл. VIII.

Таблица VIII

Значения  $t_{\text{макс}}$  и  $d_{\text{макс}}$ , соответствующие различным  $K$

$K$	1	10	100
$t_{\text{макс}}$ (в мм) . . . . .	1,26	0,012	0,0001
$d_{\text{макс}}$ (в мм) . . . . .	0,25	0,025	0,0025

Если полосы равной толщины наблюдаются не путём контактного репродуцирования, а с помощью оптической системы (микроскоп, фотоаппарат, глаз), как это обычно имеет место, то возникают дополнительные требования<sup>160, 186, 189</sup>.

1. В объектив должны попасть все лучи с  $s \leq N_{\text{эфф}}$ . Следовательно, необходимым требованием является

$$2\varepsilon N_{\text{эфф}} \leq u, \quad (4,45)$$

где  $u$  — апертура объектива.

2. Предел разрешения оптической системы  $D = \frac{\lambda}{u}$  должен превышать размеры той области, в пределах которой полупрозрачные плёнки ещё нельзя считать однородными. В части I мы видели, что тонкие плёнки можно считать однородными только в среднем для областей, диаметры которых во всяком случае не меньше  $1 \mu$ . Таким образом должно выполняться условие  $D > 1 \mu$  или  $u \lesssim 0,5$ .

3. Если наблюдения имеют целью определение  $t$  и изменений  $t$  от точки к точке, то следует потребовать, чтобы  $d_{N_{\text{эфф}}} \leq D$ ; в противном случае контуры полос, образуемых лучами, собираемыми с площадки, размеры которой превышают  $D$ , будут передавать рельеф поверхности в искажённом виде. Полагая в (4,43)  $s = N_{\text{эфф}}$  и учитывая (4,41), получаем верхний предел для апертуры:

$$u \leq \frac{\lambda}{2\varepsilon N^2 t}. \quad (4,46)$$

4. Далее, для отчётливого наблюдения полос необходимо, чтобы предел разрешения был меньше полуширины интерференционных полос, т. е.

$$D \cdot K \leq w = \frac{1}{N_{\text{эфф}}}. \quad (4,47)$$

5. Наконец, в поле зрения должно находиться достаточное количество интерференционных полос, т. е.  $K > K_{\text{мин}}$ , определяемого величиной поля зрения.

Это накладывает дополнительные ограничения на толщину интерферометра  $t$  и угол  $\varepsilon$  (а следовательно, и  $K$ ). Так, из условий (1) следует, что должно выполняться неравенство

$$\varepsilon \leq \frac{u}{2N_{\text{эфф}}} \quad (4,48)$$

или

$$K \leq \frac{u}{\lambda N_{\text{эфф}}}, \quad (4,49)$$

что соответствует также требованию (4). Подставляя предельно

допустимое, согласно условию (2), значение  $u$ , получаем:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{1}{4N_{\text{эфф}}},$$

$$K_{\max} = \frac{1}{2\lambda N_{\text{эфф}}}.$$

С другой стороны, из условия (3),

$$t \leq \frac{n}{uKN_{\text{эфф}}^2}, \quad (4,50)$$

откуда, учитывая (4,41) и (4,45), находим

$$t_{\max} = \frac{n^2}{\lambda N_{\text{эфф}}^3 K^2}, \quad (4,51)$$

что удовлетворяет также требованию (4,42).

Полагая

$$N_{\text{эфф}} = 50 \quad (R = 0,94), \quad n = 1 \quad \text{и} \quad \lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

имеем:

$$\varepsilon_{\max} \cong 0,005 \text{ радиана},$$

$$K_{\max} \cong 200 \text{ см}^{-1},$$

$$t_{\max} = \frac{1}{12,5 K^2}$$

и для  $K = K_{\max}$   $t_{\max} = 0,05 \mu \cong 0,1 \lambda$ . Для меньших значений  $K$   $t_{\max}$  существенно больше; однако требование (5) ограничивает значение  $K$  снизу величиной  $K_{\min}$ , определяемой удобством наблюдения интерференционной картины.

Отметим, что изложенный метод расчёта, опирающийся на приближение геометрической оптики, в случае  $t \leq \lambda$ , строго говоря, неприменим и может иметь только качественное значение.

Рассмотрим теперь требования, накладываемые на параллельность светового пучка, а тем самым и на размеры источника света и точность юстирования оптической системы.

Согласно (4,8) изменение порядка интерференции при изменении угла падения на  $d\vartheta$  равно

$$dm = -2vnt \sin \vartheta d\vartheta. \quad (4,52)$$

Полагая  $\vartheta \ll 1$ , имеем

$$dm = -vnt \vartheta^2 = -\frac{1}{2} (m_0 - \alpha_0) \vartheta^2, \quad (4,53)$$

где  $m_0$  — порядок интерференции при  $\vartheta = 0$ . Потребуем, чтобы

$$dm = -p \mu_0;$$

тогда

$$\vartheta = \sqrt{\frac{p \mu_0}{vnt}} = \sqrt{\frac{p \omega}{m_0 - \alpha_0}}, \quad (4,54)$$

где  $w = 2\mu_0$ . Считая допустимым уширение полосы за счёт коллимационной ошибки порядка  $\frac{1}{5} \mu_0$  (т. е.  $p = \frac{1}{5}$ ) и учитывая, что  $w \cong 2 \cdot 10^{-2}$  (табл. VI), находим максимальный допустимый угол раствора светового пучка:

$$\vartheta_{\max} = \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{-3}}{m_0 - \alpha_0}} \quad (4,55)$$

В частности, для  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см и  $n = 1$   $\vartheta_{\max} \cong \frac{10^{-4}}{\sqrt{t}}$  радиан, где  $t$  выражено в миллиметрах.

В табл. IX приведены значения  $\vartheta_{\max}$  для различных  $t$  и соответствующие им допустимые размеры источника света (или диафрагмы)

Таблица IX

Значения  $\vartheta_{\max}$  и допустимых размеров источника света  $d_0$  для различных  $t$

$t$ (в мм)	1	0,1	0,01	0,001
$\vartheta_{\max}$ (в градусах) . . . . .	1/10	1/3	1	3
$d_0$ (в мм) . . . . .	0,2	0,6	2	6

$d_0$ , вычисленные Толанским<sup>188,189</sup> в предположении, что фокусное расстояние конденсора равно 10 см.

Таким образом в случае  $K = 10$  и  $t = 0,01$  мм возможно использовать источники света диаметром около 2 мм.

В заключение рассмотрим требования к качеству поверхностей. Угловое смещение полосы, обусловленное изменением оптической толщины интерферометра, в случае полос равного наклона даётся соотношением:

$$\frac{d\vartheta}{\Delta\vartheta} = -(m - \alpha_0) d \ln t, \quad (4,56)$$

откуда, полагая  $\vartheta = 0$  и пользуясь (4,8), находим

$$dt = -\frac{\lambda}{2n} \frac{d\vartheta}{\Delta\vartheta}. \quad (4,57)$$

Требуя  $\frac{d\vartheta}{\Delta\vartheta} \leq p w \cong 2 \cdot 10^{-2} p$  (для  $R = 0,94$  — см. табл. VI) и полагая  $n = 1$ , получаем для допустимой погрешности в эффективной толщине интерферометра

$$(dt)_{\max} = 10^{-2} p \lambda. \quad (4,58)$$

Поскольку точность изготовления оптических поверхностей не превышает  $10^{-2} \lambda$ , постольку относительное уширение полос за счёт погрешностей формы пластин интерферометра должно состав-

дять величину порядка единицы. Иными словами, как это уже отмечалось выше (см., например, <sup>160</sup>), при указанной точности обработки оптических поверхностей нецелесообразно использовать интерферометры с  $R$ , превышающим 0,94.

### Б. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО В ОТРАЖЁННОМ СВЕТЕ

Интерференционная картина, наблюдаемая в отражённом свете, существенно отличается от рассмотренной выше. В основном это отличие обусловлено тем, что луч нулевого порядка ( $s=0$ ) резко выделяется среди прочих производных лучей как по своей интенсивности, так и по сдвигу фазы. Вместе с тем усложняется и теоретическая трактовка явления.

Расчёт, полностью аналогичный проводимому для анализа интерференционной картины в проходящем свете, приводит здесь к весьма мало прозрачной формуле для интенсивности отражённого света:

$$I = I_0 \frac{R_0 + F \sin \eta \left[ R_1 \sin \eta - \frac{\rho_1 \tau_1 \tau_1'}{\rho_1} \sin(\eta + 2\eta_0) \right]}{1 + F \sin^2 \eta}, \quad (4,59)$$

где

$$R_0 = \left| \rho_1 e^{i\eta_0} + \frac{t_2' \tau_1 \tau_1'}{1 - \rho_1 \rho_2'} e^{-i\eta_0} \right|^2, \quad (4,60)$$

$$\eta = \frac{1}{2} (\alpha_1' + \alpha_2' + \delta) = \pi m \quad (4,61)$$

и

$$\eta_0 = \frac{1}{2} (\beta_1 + \beta_1' - \alpha_1 - \alpha_1'); \quad (4,62)$$

остальные обозначения прежние. Таким образом характер интерференционных полос существенным образом зависит от  $\eta_0$ , т. е. фазовых сдвигов, имеющих место при отражении и прохождении светом верхнего полупрозрачного слоя, а также от соотношения между отражательными способностями обоих слоёв для прямых и обратных лучей.

В случае, когда  $\eta_0 = \frac{\pi}{2}$ ,  $\rho_1 = \rho_1' = \rho_2'$  и  $\tau_1 = \tau_1'$ , формула (4,59) значительно упрощается:

$$I = I_0 F \frac{4A^2 + (1-A) \sin^2 \eta}{1 + F \sin^2 \eta}, \quad (4,63)$$

где  $A$  — поглощательная способность первого полупрозрачного слоя. Нетрудно видеть, что  $I$  имеет экстремальные значения при тех же значениях  $\eta$ , что и в проходящем свете, однако максимумам в проходящем свете здесь будут соответствовать минимумы, и наоборот. Таким образом картина в отражённом свете будет обращённой относительно картины в проходящем свете — на месте узких

светлых полос на тёмном фоне здесь появляются узкие тёмные полосы на светлом фоне (рис. 53). Экстремальные значения  $I$  равны:

$$I_{\min} = 4 A^2 F I_0 = \frac{16 A^2 R}{(1-R)^2} I_0, \quad (4,64)$$

$$I_{\max} = \frac{(1-A) F I_0}{1+F} = \frac{4(1-A) R}{(1+R)^2} I_0. \quad (4,65)$$

Полагая  $A \ll 1$ , получаем выражение для контрастности в отражённом свете

$$C_{\text{отр}} \cong \frac{1}{4(1+F)A^2} = \frac{1}{4A^2} \left( \frac{1-R}{1+R} \right)^2 = \frac{1}{4A^2 C_{\text{прох}}}, \quad (4,66)$$

где  $C_{\text{прох}}$  — контрастность в проходящем свете. Следовательно, контрастность  $C_{\text{отр}}$  быстро падает по мере роста поглощательной способности наружного полупрозрачного слоя, а при данном  $A \neq 0$  по мере роста  $R$ . Поскольку  $A$  зависит от  $R$  (см. рис. 12—14), существует оптимальная толщина полупрозрачных покрытий, при которой  $C_{\text{отр}}$  достигает максимума (ср. рис. 54). При  $A = 0$  (случай, соответствующий диэлектрической плёнке или пластинке и рассматриваемый обычно в курсах оптики)  $I_{\min} = 0$ , и картина в отражённом свете оказывается полностью дополнительной к картине в проходящем свете:

$$I = I_0 \frac{F \sin^2 \eta}{1 + F \sin^2 \eta}. \quad (4,67)$$

Отказ от предположения, что  $\rho_1 = \rho_2$ , ведёт к замене члена  $4A^2$  в формуле (4,63) на более сложное выражение, т. е. различие  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , так же как и абсорбция, сказывается на контрастности интерференционной картины, не меняя её характера. Это создаёт благоприятные условия для маневрирования толщинами полупрозрачных слоёв<sup>189</sup>.

В случае реальных полупрозрачных покрытий предположение, что  $\eta_0 = \frac{\pi}{2}$ , так же как и предположение о равенстве  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , вообще говоря, несправедливы.

Тем не менее для сравнительно толстых серебряных слоёв, как показывает опыт<sup>43, 60, 146, 147, 160, 189, 197, 200</sup>, картина в отражённом свете оказывается приближённо дополнительной к картине в проходящем свете. Объяснение этому отнюдь не тривиальному обстоятельству можно получить из рассмотрения рис. 8, 17 и 19. В самом деле, при достаточно больших толщинах серебряной плёнки ( $t \geq 200 \text{ \AA}$ )  $\rho'$  практически мало отличается от  $\rho$  (рис. 8). Далее, из рис. 17 следует, что для  $\lambda = 0,55 \mu$  при  $t \geq 200 \text{ \AA}$   $\alpha \cong 0,8\pi$  и  $\alpha' \cong 0,7\pi$ , а из рис. 19, аппроксимируя экспериментально найденную при  $t \geq 200 \text{ \AA}$  зависимость (для  $\lambda = 0,59 \mu$ ) прямой линией,

$$\beta \cong \left( 0,13 + 1,8 \cdot 10^{-4} t - \frac{t}{\lambda} \right) 2\pi \cong \left( 0,26 + \frac{0,1}{5900} t \right) \pi.$$

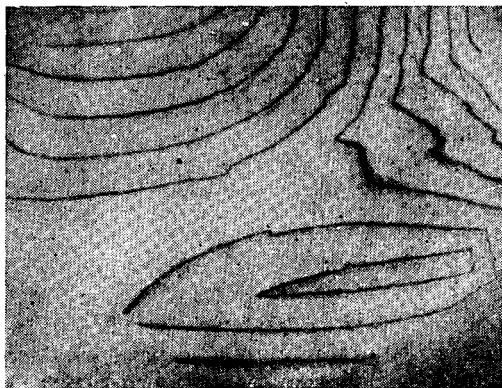
*a**b*

Рис. 53. Полосы равной толщины, полученные в интерферометре, образованном посеребрёнными плоскопараллельной пластинкой и поверхностью кристалла кварца. *a* — в проходящем свете, *b* — в отражённом свете.

Пренебрегая вторым членом, содержащим  $t$ , и полагая  $\beta_1 = \frac{1}{2}$ , приближённо находим, что  $2\eta_0 = (0,52 - 1,5)\pi = -0,93\pi$ , т. е.  $\eta_0 \cong -\frac{\pi}{2}$ , и практически не зависит от толщины плёнки  $t$ . Однако нестрогое совпадение  $\eta_0$  с  $\frac{\pi}{2}$  влечёт за собой некоторое смещение интерференционных полос в отражённом свете относительно полос в проходящем свете<sup>43, 199</sup>, а также асимметрию в строении самих полос<sup>43, 60, 112, 197-200</sup>.

Для других металлов вопрос о значении  $\eta_0$  и её зависимости от толщины плёнки остаётся ещё открытым. Некоторые данные, в том числе и о характере интерференционных полос в отражённом свете, имеются, повидимому, только для алюминия<sup>60, 75, 231</sup>.

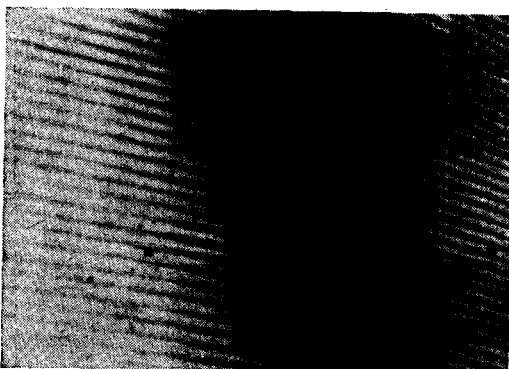


Рис. 54. Изменение характера полос в отражённом свете при изменении толщины покровного полупрозрачного слоя. Толщина серебряного слоя меняется от нуля (слева) до 300 Å (справа).

По мере уменьшения толщины покровной полупрозрачной плёнки ниже  $t \cong 200$  Å характер интерференционных полос в отражённом свете резко меняется (рис. 54)<sup>60, 200, 202</sup>. Вначале, при не слишком малых толщинах, возникает резкая асимметрия как самих полос, так и их положения относительно полос в проходящем

свете, сопровождающаяся столь же резким размывом полос, а затем максимумы и минимумы в отражённом свете меняются местами. Одной из причин такого резкого изменения характера полос несомненно является изменение  $\eta_0$ , носящее в области толщин серебряной плёнки, меньших примерно 200 Å, весьма бурный характер (ср. рис. 17). Однако основную причину обращения полос надлежит, повидимому, видеть, как указали К. Д. Синельников и Н. В. Рапп<sup>202</sup>, в наступающем при малых толщинах серебряной плёнки существенном различии между  $\rho$  и  $\rho'$  (ср. рис. 8), причём  $\rho$ , если и не обращается в нуль, то во всяком случае становится значительно меньше  $\rho'$ . (Напомним, что в случае интерферометра, заполненного воздухом, луч, проходящий извне, испытывает отражение на границе стекло—плёнка, а луч, проходящий изнутри, — на границе воздух—плёнка, т. е. на рис. 8



$R'$  соответствует  $\rho^2$  и  $R - \rho'^2$ .) Обращаясь к формуле (4,59), нетрудно видеть, что при  $\rho_1 \ll \rho_1' \ll \rho_2$

$$I \cong I_0 \frac{FT_1 T_1'}{1 + F \sin^2 \eta} \frac{\rho_2'}{4\rho_1'} \quad (4,68)$$

независимо от значения  $\eta_0$ . Пользуясь (4,2), получаем:

$$I_{\text{отраж}} = \frac{1}{4} \frac{T_1'}{T_2'} \frac{\rho_2'}{\rho_1'} (1 - \rho_1' \rho_2')^2 I_{\text{прох}}, \quad (4,69)$$

т. е. полосы в отражённом свете совпадают и по положению и по форме с полосами в проходящем свете, отличаясь от них только по интенсивности на постоянный числовой множитель. Интенсивность получающихся при этом обращённых полос весьма велика — порядка 100%, полуширина же достигает примерно 0,2 (и более) порядка, что вполне понятно, если учесть резкое уменьшение  $N_{\text{эфф}}$  вследствие убывания  $\rho_1'$ . В пользу такого объяснения свидетельствует, в частности, то, что явление носит совершенно аналогичный характер как для серебряных, так и для алюминиевых слоёв<sup>60, 75, 161</sup>. Отметим, что резкое уширение полос, наблюдаемое в переходной области, явным образом связано с увеличением поглощения плёнки<sup>60</sup> (ср. рис. 12).

Физический смысл описанного явления вполне очевиден<sup>202</sup>. Как было отмечено выше, отличие полос в отражённом свете обусловлено наличием доминирующего луча нулевого порядка с резко отличающимся от других производных лучей сдвигом фазы. Обращение в нуль  $\rho_1'$  означает подавление этого луча и, тем самым, исчезновение причины, создающей различие интерференционных картин в проходящем и отражённом свете. Эта идея положена в основу разработанного Брюсом<sup>199</sup> метода обращения полос в отражённом свете и превращения их в полосы, аналогичные наблюдаемым в проходящем свете (очень узкие светлые полосы на тёмном фоне). Сущность метода заключается в искусственном удалении луча нулевого порядка путём срезания его соответствующей диафрагмой. Геометрическое разделение производных лучей, необходимое для реализации такого приёма, достигается образованием клина в результате взаимного наклона пластин интерферометра (ср. рис. 52). Поскольку  $N_{\text{эфф}}$  в этом случае велико, постольку получающиеся полосы обладают высокой контрастностью (рис. 55).

Несмотря на ряд недостатков, свойственных этому методу (в том числе потерю важного преимущества отражательной интерферометрии — повышенную, по сравнению с интерферометрией в проходящем свете, «прозрачность»), он может в некоторых случаях оказаться полезным.

Основная трудность работы в отражённых лучах состоит в том, что получающаяся интерференционная картина аналогична спектру

поглощения, в то время как в проходящем свете она аналогична спектру излучения. Поэтому в отражённом свете наблюдение с не-

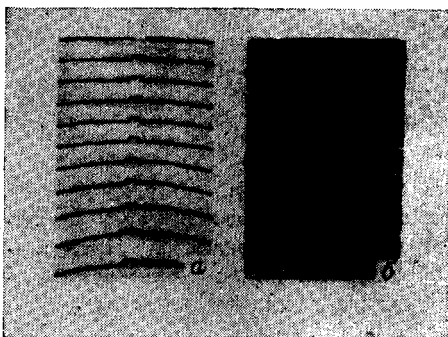


Рис. 55. Полосы равной толщины в отражённом свете. *a* — обычные, *b* — при удалении луча нулевого порядка.

монохроматическим светом в высшей степени затрудняется — тёмные линии поглощения для одной из длин волн располагаются на светлом фоне, создаваемом излучением с другой длиной волны, что ведёт к чрезвычайно сильному ослаблению контраста (рис. 56). Правда, искусственными приёмами можно при фотографировании увеличить контрастность картины (например, недодержка в минимумах), но это эффективно только в том случае, когда накладываются максимумы примерно

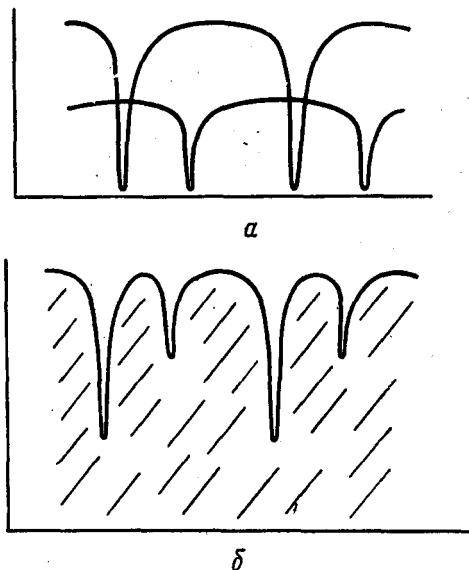


Рис. 56. Наложение интерференционных полос для различных длин волн в отражённом свете.

равной интенсивности. В противном случае слабые максимумы будут практически полностью заглушены фоном более сильного

излучения<sup>189</sup>. Вместе с тем, в ряде случаев (например, исследование колебаний непрозрачных объектов) полосы в отражённом свете являются единственно возможными, и тут обращение их становится весьма желательным (ср. рис. 72).

### В. СДВОЕННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Возможность выявления слабых спутников на фоне ярких спектральных линий определяется контрастностью интерферометра. Выше было показано, что интерферометр Фабри-Перо в состоянии обеспечить контрастность, не превышающую 300, что в ряде случаев далеко недостаточно.

Наиболее радикальным путём для увеличения контрастности является, повидимому, путь сдвигания интерферометров. Идея сдвигания не нова<sup>203, 204</sup>, однако практическое применение она начинает получать только за последнее время<sup>155, 188, 200—209, 212</sup>. Суть метода состоит в том, что на пути светового пучка последовательно размещаются два интерферометра, оптические толщины которых находятся в целом кратном отношении. При получении полос равного наклона каждый из интерферометров может рассматриваться как угловой фильтр, пропускающий излучение данной длины волны только в таких направлениях  $\vartheta$ , которые удовлетворяют условию целочисленности порядка интерференции. Если прозрачности интерферометра в функции угла  $\vartheta$  равны соответственно  $I_1(\vartheta)$  и  $I_2(\vartheta)$ , то суммарная прозрачность двух последовательно расположенных интерферометров очевидно определяется произведением  $I_1(\vartheta) \cdot I_2(\vartheta)$ . При этом существенно располагать интерферометры таким образом, чтобы возможно полнее исключить перекрёстную интерференцию в промежутке между ними, ибо интерференционные эффекты этого рода ведут к нежелательному искажению интерференционной картины (появление духов и т. п.)<sup>\*</sup>). Относительная полуширина полос  $\omega$  в первом приближении равна<sup>\*\*</sup>)

$$\omega = \omega_0 \frac{n_2 t_2}{n_1 t_1}, \quad (4,70)$$

где  $\omega_0$  — полуширина для единичного интерферометра, определяемая (4,29), а  $n_2 t_2$  и  $n_1 t_1$  — оптические толщины интерферометров ( $t_2 > t_1$ ). Контрастность же, получаемая со сдвоенным интерферометром, равна произведению контрастностей для единичных интерферометров. Теоретически можно ожидать контрастности до 10 000<sup>155</sup>. Однако практически, вследствие дефектов выполнения пластин и других помех, рассмотренных выше, удаётся получить контраст-

<sup>\*</sup>) Возможно пойти и по другому пути, располагая интерферометры в непосредственной близости друг к другу или же образуя сложный интерферометр из трёх полупрозрачных покрытий. В этом случае существенное значение приобретает перекрёстная интерференция. См. <sup>155, 208</sup>.

<sup>\*\*</sup>) Более подробный анализ см. <sup>168</sup>.

ность порядка 2000 (для зелёного света<sup>160</sup>), что на порядок больше достижимого с единичным интерферометром. В качестве примера можно указать, что с помощью двоянного интерферометра были выделены<sup>160, 206</sup> спутники линий гелия, принадлежащие <sup>3</sup>He, присутствовавшему в пробе в концентрации 1/700. Уменьшение прозрачности при сдвигании интерферометров может быть в известной степени скомпенсировано (что существенно при наблюдении слабых излучений) путём увеличения прозрачности (т. е. уменьшение толщины) применяемых полупрозрачных покрытий.

Следует иметь в виду, что при сдвигании интерферометров появляются духи, обусловленные тем, что максимумы прозрачности в более толстом интерферометре налагаются на отличный от нуля фон, создаваемый более тонким интерферометром. Относительные интенсивности духов для случая соотношения толщин интерферометров 4:1 приведены<sup>188</sup> в табл. X.

Таблица X

Относительная интенсивность духов при  $t_2/t_1 = 4$ 

$m$ для тонкого интерферометра	$m$ для толстого интерферометра	Относительная интенсивность максимума
$m_1$	$m_2 = 4 m_1$	1
$m_1 \pm \frac{1}{4}$	$m_2 \pm 1$	1/41
$m_1 \pm \frac{1}{2}$	$m_2 \pm 2$	1/81
$m_1 \pm \frac{3}{4}$	$m_2 \pm 3$	1/41
$m_1 \pm 1$	$m_2 \pm 4$	1

Весьма существенным является вопрос о требованиях к точности согласования интерферометров<sup>155, 160</sup>. Для того чтобы положение максимума более толстого интерферометра совпало с положением максимума более тонкого интерферометра в пределах  $p$ -й доли полуширины полосы последнего, необходимо, чтобы отклонение  $n_2 t_2$  от значения, соответствующего точному совпадению максимумов, не превышало

$$d(n_2 t_2) = p \frac{n_2 t_2}{n_1 t_1} \omega \frac{\lambda}{2}. \quad (4,71)$$

Такое корригирование осуществляется либо путём относительного наклона интерферометров (различие  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ ), либо путём ре-

гулирования нажима на пластины со стороны крепления, либо, наконец, путём изменения давления воздуха, заполняющего интерферометр<sup>20</sup>.

Кроме того необходимо, чтобы совпадал ряд максимумов, что, строго говоря, выполняется только при точной кратности  $n_2 t_2$  и  $n_1 t_1$ . Потребуем, чтобы при полном совпадении  $m_1$ -го максимума для тонкого интерферометра с  $m_2$ -м максимумом для толстого интерферометра  $m_1 + 1$ -й максимум совпадал с  $m_2 + k$ -м с точностью до  $p$ -й доли полуширины полосы для более толстого интерферометра ( $k$  — целое число). Тогда

$$\frac{n_2 t_2}{n_1 t_1} = k \pm q, \quad (4,72)$$

где  $q$  должно быть меньше  $p\omega$ . Таким образом, толщина второго интерферометра должна быть целой кратной толщине первого с точностью до величины порядка  $n_1 t_1 p\omega$ . Если  $\omega \cong 2 \cdot 10^{-2}$  и  $p = 0,1$ , то допустимая несогласованность толщин интерферометров составляет около 0,1%.

#### Г. МОНОХРОМАТОР Н. Р. БАТАРЧУКОВОЙ И САМОРЕГИСТРИРУЮЩИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Интерферометр Фабри-Перо, так же как и всякий другой спектральный аппарат<sup>21</sup>, может быть использован для монохроматизации света. Такого рода монохроматор был построен Н. Р. Батарчуковой<sup>211, 212</sup>. (См. также статью М. Ф. Романовой и этом же выпуске.)

Интерференционная картина (полосы равного наклона) проектируется на металлическую маску с узкими круговыми прорезями, положения которых соответствуют положениям интерференционных полос различных порядков (обычно только одной полосы с наибольшим возможным порядком) для данной длины волны. Прорези выполняют при этом роль выходной щели монохроматора. Изменение выделяемой монохроматором длины волны может осуществляться как сменой маски, так и (значительно проще) смещением положения изображений полос, либо путём изменения увеличения проектирующей оптической системы, либо путём изменения оптической толщины интерферометра. Наиболее удобным оказывается последний метод, так как плавное и хорошо воспроизводимое регулирование оптической толщины интерферометра может быть осуществлено за счёт изменений давления воздуха, заполняющего зазор между его пластинами.

Весьма существенно поддержание неизменной температуры интерферометра (с точностью до 0,1 — 0,2° С); изменение температуры также может быть использовано для варьирования длины волны, пропускаемой монохроматором<sup>213</sup>.

Большая разрешающая способность интерферометра Фабри-Перо обеспечивает высокую степень монохроматизации. Так, Н. Р. Ба-

тарчуковой удалось с помощью описанного монохроматора разрешить сверхтонкую структуру линий кадмия и ртути<sup>211</sup>. Для получения большей разрешающей способности возможно применение сдвоенного интерферометра<sup>212</sup>. Отметим, что необходима предварительная грубая монохроматизация света.

В дальнейшем тот же метод был использован для создания саморегистрирующего фотоэлектрического интерферометра<sup>155, 213</sup>. При изменении давления воздуха, заполняющего интерферометр, полосы смещаются относительно маски. Свет, проникающий через маску, направляется на фотоэлемент, и показания гальванометра, измеряющего фототок, регистрируются синхронно с регистрацией давления, однозначно определяющего длину волны излучения, проникающего через маску.

### 5. ИЗУЧЕНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТЕЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ

Одним из наиболее примечательных применений многолучевой интерферометрии является её применение к изучению микрорельефа поверхностей.

Не имея возможности рассматривать здесь полученные с её помощью результаты, мы остановимся только на возможностях метода и различных приёмах его осуществления.

Основная идея состоит в том, что исследуемой поверхности отводится роль одной из пластин интерферометра, тогда как роль другой пластины выполняет тщательно отполированная стеклянная или кварцевая пластинка, посеребрённая с одной стороны.

Поскольку оптическая толщина получаемого таким путём интерферометра зависит от рельефа пластин, постольку интерференционная картина отражает характер этого рельефа.

Для реализации возможностей многолучевой интерферометрии необходимо, чтобы число производных лучей, эффективно участвующих в образовании интерференционной картины, было достаточно велико. Для этого требуется высокая отражательная способность исследуемой поверхности. Однако в подавляющем большинстве случаев это требование не выполняется и приходится прибегать к искусственному увеличению  $R$ .

Практически это достигается путём серебрения поверхности исследуемого тела. В этой связи встаёт важный вопрос о том, в какой мере рельеф поверхности воспроизводится рельефом покрывающей её серебряной плёнки. Непосредственных данных о точности воспроизведения рельефа пока, повидимому, не имеется. Однако сопоставление результатов изучения различных поверхностей показывает<sup>189</sup>, что по высоте очертания серебряной плёнки точно повторяют очертания подстилающей поверхности, причём возможные ошибки воспроизведения значительно меньше межатомного расстояния как серебра, так и материала, на который наносится плёнка.

Такой результат может показаться парадоксальным, особенно в свете тех сведений о структуре плёнки, которые рассматривались в части I. Достаточно напомнить, что размеры отдельных неоднородностей плёнки могут достигать  $1\mu$ , т. е. на 3—4 порядка превышать погрешности воспроизведения рельефа. Следует, однако, вспомнить, что при больших  $R$ , когда только и возможно получение сведений о рельефе с точностью до долей постоянной кристаллической решётки, невозможно применение микроскопов с большим увеличением. — увеличение точности определения рельефа по высоте неизбежно сопровождается уменьшением точности его определения в плоскости поверхности (см. раздел 4е). Поэтому определения высоты относятся всегда к сравнительно обширным областям поверхности и тем более обширным,

чем точнее определяется высота. Иными словами, объектом измерения является не действительная высота данной точки поверхности, а средняя высота некоторого участка, существенно превышающего по своим размерам размеры отдельных неоднородностей плёнки, что и обеспечивает указанную точность воспроизведения рельефа. Вместе с тем есть основания

полагать<sup>189</sup>, что в плоскости плёнки её контуры воспроизводят контуры подстилающей поверхности с довольно значительными искажениями, сущность которых ясна из рис. 57. Величину этих искажений нетрудно оценить, если вспомнить, что для получения  $R \geq 0,9$  нужна серебряная плёнка толщиной около  $400\text{ \AA}$  и более. Однако вследствие неизбежной малости увеличения микроскопа эти искажения также оказываются лежащими за пределами разрешающей способности метода.

В ряде случаев, особенно при исследовании непрозрачных объектов, оказывается целесообразным вместо самой поверхности использовать снятые с неё прозрачные реплики. Контрольные измерения показали<sup>214</sup>, что погрешность воспроизведения рельефа в глубину не превышает при этом  $5\text{ \AA}$ , а погрешности в плоскости плёнки пренебрежимо малы.

Для обеспечения высокой контрастности полос и, следовательно, большой разрешающей способности метода необходимо соблюдение сравнительно жёстких условий, обсуждённых в разделе 4е. Основными здесь являются требования к толщине интерферометра и коллимации лучей. Недостаточное внимание, уделявшееся ранее этим требованиям, послужило одной из причин того, что огромные возможности по существу очень старого метода интерференционного

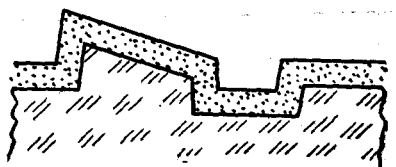


Рис. 57. К искажению горизонтальных контуров поверхности покровной плёнкой.

исследования рельефа оказались вскрытыми только за последние годы. В зависимости от конкретных условий задачи может оказаться удобным тот или иной тип полос. Поэтому мы кратко рассмотрим некоторые вопросы, специфичные для полос различного типа.

При работе с монохроматическим светом требования, предъявляемые к степени его монохроматичности, определяются соотношением (4,12), согласно которому допустимая относительная ширина используемого спектрального участка должна быть меньше относительной ошибки измерения оптической толщины интерферометра. Поскольку абсолютная ошибка в измерении  $nt$  равна  $p\lambda$ , где  $p$  — наименьшее различимое смещение полосы, выраженное в долях полуширины, постольку даже для  $nt \approx \lambda$  наибольшая

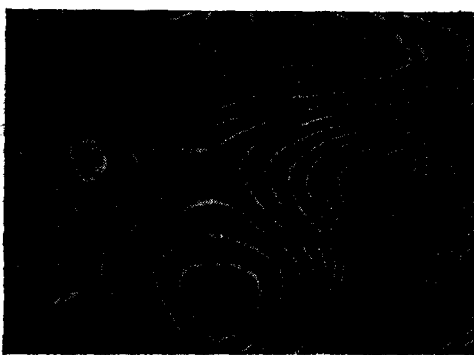


Рис. 58. Рельефная карта поверхности стеклянной пластинки (полосы равной толщины).

допустимая ширина спектрального участка не должна превышать нескольких ангстремов, то-есть для измерений необходимо пользоваться источниками света с линейчатым спектром.

В случае использования полос равной толщины непосредственно получается рельефная карта исследуемого участка поверхности (рис. 58). Такая карта даёт достаточно отчётливое представление о рельефе и удобна для измерений только при том ус-

ловии, что полосы расположены достаточно густо, т. е. неровности рельефа значительно превосходят  $\frac{\lambda}{2}$ . В противном случае детали рельефа окажутся не выявленными. Для их выявления можно прибегнуть к искусственному сгущению полос. Для этого достаточно создать взаимный наклон пластин, подобрав надлежащим образом угол  $\epsilon$  между ними<sup>189</sup> (рис. 59 и 60). Другой метод искусственного сгущения полос состоит в последовательном ступенчатом изменении давления воздуха в интерферометре и фотографического наложения получающихся таким путём интерференционных картин друг на друга<sup>216</sup>. Для лучшего выявления рельефа иногда оказывается целесообразным получать (также путём фотографического наложения) скрещённую сетку двух взаимно перпендикулярных систем полос, меняя направление перекоса пластин<sup>199</sup> (ср. рис. 64). Это облегчает одновременно выявление направления изменения рельефа. Задача определения направления наклона существенно





Рис. 59. Полосы равной толщины в отражённом свете, искусственно сгущённые взаимным наклоном пластин. Хорошо отполированная стальная поверхность, увеличение 80 X.

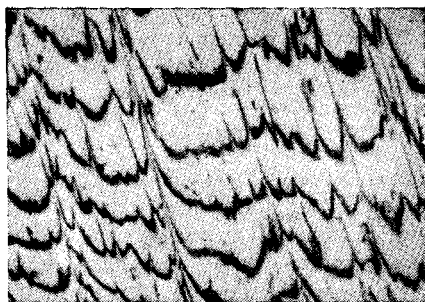


Рис. 60. Искусственно сгущённые полосы равной толщины. Поверхность прокатанной стали. (Пучок плохо коллимирован в целях лучшего выявления рельефа — ср. рис. 61.)

упрощается, если пучок плохо коллимирован. При этом возникает асимметрия полос, проявляющаяся в том, что полосы имеют резкую границу со стороны меньших толщин (подъёмов) и размытую границу (тень) со стороны больших толщин (спусков) (рис. 61)<sup>160, 189</sup>.

Нетрудно оценить точность измерения  $nt$  по смещению полос. Смещение полосы может быть измерено с точностью порядка  $1/10$  её полуширины. Полагая  $w = 2 \cdot 10^{-2}$  и учитывая, что расстояние между соседними полосами соответствует изменению оптической толщины интерферометра на  $\frac{\lambda}{2}$ , получаем, что измерения

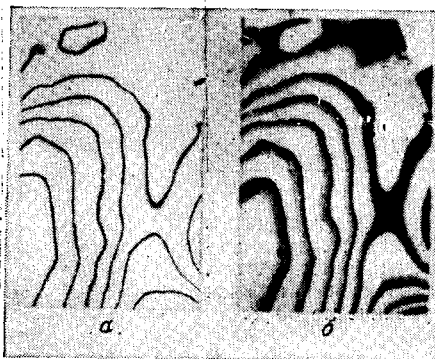


Рис. 61. Асимметрия полос, возникающая при увеличении угловых размеров источника света и выявляющая направление изменения рельефа: *a* — точечный источник, *b* — протяжённый источник.

могут проводиться с точностью до  $10^{-3}$ , т. е. для измерений в видимом свете погрешность равна примерно  $5 \text{ \AA}$ . Практически такая точность достигается далеко не всегда; обычно погрешность отдельного измерения равна  $10\text{--}20 \text{ \AA}$  (см., например, <sup>189, 192</sup>). Отметим, что при такой точности оказывается возможным измерять уклоны поверхности на площадках размером в доли миллиметра с погрешностью до  $0,01$  угловой минуты<sup>189</sup>. Применение вместо серебряной плёнки многослойных диэлектрических покрытий, так же как и добавочное по-

крытие серебряной плёнки диэлектрическим слоем, позволяет, по видимому, несколько увеличить точность измерений<sup>155</sup>.

Если исследуемая поверхность имеет неровности, составляющие лишь незначительную долю длины световой волны, то, используя соображения, развитые в разделе 4д, можно достичь существенного увеличения точности измерений<sup>189, 216</sup>. На интерферометр с почти параллельными пластинами направляется пучок параллельных монохроматических лучей, длина волны и угол падения которых подобраны так, чтобы при средней толщине интерферометра интенсивность проникающего через него света равнялась  $\frac{1}{2} I_{\text{макс}}$ .

Согласно (4,39) малые изменения толщины интерферометра обусловят в этом случае резкие изменения интенсивности проходящего через него света:

$$d \ln I = -2\pi \sqrt{F} \nu \cos \vartheta \, d(nt). \quad (5,1)$$

Для видимого света при  $R = 0,94$  это даёт:

$$d \ln I \approx 400 dt,$$

где  $t$  выражено в микронах. Поскольку  $d \ln I$  порядка 0,1 легко обнаруживаемо, получаем, что обнаруживаемо и изменение толщины на  $2,5 \text{ \AA}$ . Пример использования этого приёма приведён на рис. 62.

На рис. 63 приведена  $^{216}$  полученная таким путём фотография поверхности пластинки слюды, на часть которой (область  $MM$ )

нанесён мономолекулярный слой стеариновой кислоты (толщиной около  $24 \text{ \AA}$ ). Участок пластинки  $P$ , свободный от адсорбата, отчётливо выделяется по интенсивности. Постоянство же интенсивности вдоль полосы  $MM$  свидетельствует о высокой степени однородности слоя. (Царапины на слое  $MM$  являются следствием неосторожности, допущенной при изготовлении слоя.) Если вместо монохроматического использовать белый свет, то получается ярко окрашенное рельефное изображение поверхности. Рассмотрение этого изображения через различные светофильтры позволяет уточнить ряд деталей. Иногда оказывается полезным нанесение на подобную высокодисперсную картину дополнительной сетки скрещённых полос обычного типа (изменяя взаимный наклон пластин)



Рис. 62. Микрорельеф поверхности алмаза, выявляемый по изменению интенсивности проходящего через интерферометр света.

картину дополнительной сетки скрещённых полос обычного типа (изменяя взаимный наклон пластин) (рис. 64). Дальнейшее увеличение разрешающей способности такого метода было достигнуто следующим путем<sup>217</sup>. Лепесток слюды сребрился с обеих сторон. Полученный таким образом интерферометр разрезался на две части, которые затем устанавливались последовательно одна за другой, в результате чего получался аналог двойного интерферометра. При освещении его параллельным пучком белого света на образующейся цветной интерференционной

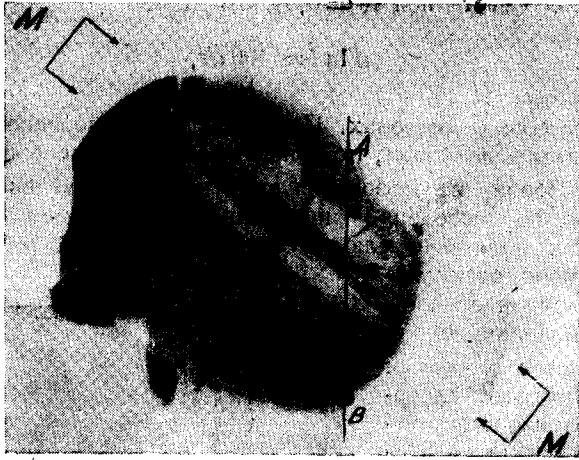


Рис. 63. Изменение интенсивности проходящего света в результате нанесения мономолекулярного слоя стеариновой кислоты.



Рис. 64. Совмещение сетки скрещённых полос равной толщины, полученной путём изменения наклона пластин интерферометра, с картиной, полученной при почти параллельных пластинах, позволяющее провести полный количественный анализ рельефа.

картине отчетливо выступали мельчайшие детали структуры слюдяной пластинки (рис. 65).

Поскольку погрешность определения толщины меньше постоянной кристаллической решётки, постольку открывается возможность производить измерения не только постоянной решётки или размеров молекул<sup>216, 217</sup>, но и изучать дефекты решётки (например, зацепления) и механизм роста кристаллов<sup>218, 219, 220</sup>. Теория зацеплений предсказывает, что винтообразные зацепления, выходящие на поверхность, могут служить центрами роста, причём на поверхности кристалла должны образовываться спиралеобразные террасы. Такие террасы действительно наблюдались на поверхности кристаллов корунда с помощью многолучевой интерференционной техники

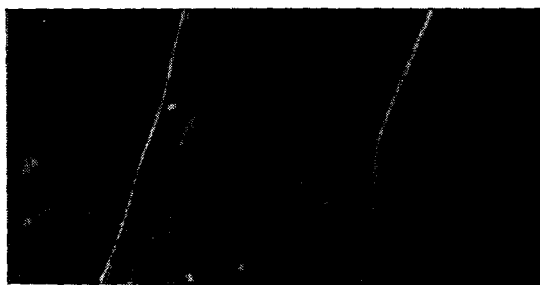


Рис. 65. Интерференционная картина, получающаяся в двойном интерферометре из лепестков слюды.

(рис. 66). Измерения показали, что в соответствии с теорией высота [террас равна  $15,1 \pm 2 \text{ \AA}$ , т. е. постоянной решётки корунда (по данным рентгеноструктурного анализа постоянная решётки корунда  $c = 15,1 \text{ \AA}$ ).

Для повышения точности измерения смещения полос желательно иметь масштаб более мелкий, чем расстояние между полосами соседних порядков. Таким масштабом может служить, например, дублетное расщепление  $D$ -линии натрия<sup>189</sup>. Своеобразный вариант использования такого масштаба был разработан для определения толщины тонких плёнок с помощью полос равного наклона<sup>231</sup>. Измеряемая плёнка закрывает половину поля зрения. Меняя расстояние между пластинами интерферометра, разыскивают два таких соседних положения пластин, при которых: (1) полоса, соответствующая компоненте  $\lambda_1$  в непокрытой плёнкой части поля зрения, является непосредственным продолжением полосы, соответствующей в покрытой плёнкой части поля зрения компоненте  $\lambda_2$  (рис. 67а), и (2), наоборот, достигается совпадение полос, соответствующих

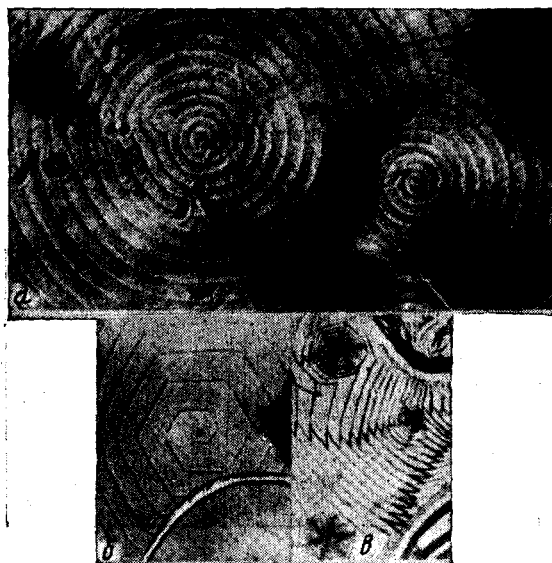


Рис. 66. Спиралеобразный рост кристалла корунда  
вблизи винтообразного зацепления.

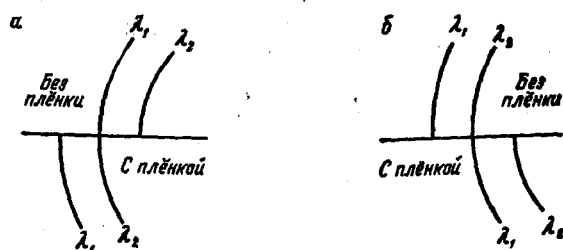


Рис. 67. К использованию дублетного расщепления  
 $D$ -линии натрия в качестве эталона длины при измерении  
толщины плёнки.

компоненте  $\lambda_2$  в непокрытой части и компоненте  $\lambda_1$  — в закрытой плёнкой части поля зрения (рис. 67б). Если обозначить относительное смещение пластин интерферометра при переходе от положения (1) в положение (2) через  $M$ , то, как нетрудно показать, толщина плёнки

$$t = \frac{M}{4K} \lambda, \quad (5,2)$$

где  $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$  и  $K$  — смещение пластин интерферометра при переходе между двумя соседними положениями, соответствующими слиянию компонент  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (в отсутствие плёнки):

$$K = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}. \quad (5,3)$$

Использование полос в отражённом свете, неизбежное при исследовании непрозрачных объектов без помощи реплик, создаёт дополнительные трудности, сводящиеся (за исключением рассмотренных выше) к необходимости использовать объектив микроскопа для совмещения двух функций: получения изображения и освещения объекта, как это обычно имеет место в металлографических микроскопах. Однако полноценное совмещение этих функций с учётом изложенных в разделе 4е требований (в частности, параллельности освещающего пучка лучей) оказывается невозможным, и приходится становиться на путь компромисса. Удовлетворительная картина получается при использовании увеличения до  $750 \times$ <sup>222</sup>.

Для получения не локализованных полос равного монохроматического порядка удобно воспользоваться изображением точечного источника света вблизи поверхности интерферометра с помощью обычного микроскопного объектива. Если в достаточно малой области, захватываемой световым конусом, толщина интерферометра остаётся практически одинаковой, то получающиеся полосы соответствуют полосам равного наклона, и по их положению можно судить о толщине интерферометра. Перемещая осветительный объектив, можно таким образом последовательно просмотреть всю интересующую область поверхности интерферометра.

Особый интерес представляет применение для исследования рельефа полос равного хроматического порядка. Примеры выявления с их помощью рельефа поверхности вдоль линии, проектируемой на щель спектрографа, приведены на рис. 38 и 68—70. То, что полосы в верхней части рис. 68 располагаются гуще, чем в нижней, означает, согласно (4,15), что толщина интерферометра здесь больше, и тем самым определяется направление скола, обнаруживаемого по разрыву линий. Для определения высоты скола можно воспользоваться либо различием расстояний между полосами

соседних порядков, либо сдвигом полосы для данного порядка. В случае большого числа полос в поле зрения, как это имеет место на рис. 68, полосы образуют вдоль линии скола подобие



Рис. 68. Полосы равного хроматического порядка для участка слюдяной пластинки. Отчётливо видна линия скола, пересекающая этот участок.

нониуса. Если  $\Delta v$  — расстояние по шкале частот между двумя парами совпадающих полос, то, как нетрудно видеть, высота ступеньки (полагая  $\vartheta = 0$ )

$$\Delta t = \frac{1}{2n\Delta v}. \quad (5,4)$$

Обычно точное совпадение полос не имеет места. Тогда, выбирая произвольный спектральный интервал  $\Delta v$ , имеем

$$\Delta t = \frac{q_1 - q_2}{2n\Delta v}, \quad (5,5)$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — числа (вообще говоря, дробные) полос, расположенных в данном спектральном интервале выше и ниже линии скола.

Другой метод определения изменения толщины, пригодный как для случая плавного её изменения, так и для случая скола, опирается на соотношение (4,13). Однако для использования этого соотношения надо знать порядок полосы. Его нетрудно найти, используя (4,15). Если длины волн, соответствующие полосам соседних порядков, равны  $\lambda$  и  $\lambda'$ , то

$$m = \frac{\lambda'}{\lambda - \lambda'}. \quad (5,6)$$

Отметим, что качество полос существенно зависит от увеличения линзы, проектирующей исследуемую поверхность на щель спектрографа: чем больше увеличение, т. е. чем меньше изменение рельефа по длине изображения, тем отчётливее полосы. Точно так же характер полос зависит от ориентации наклона поверхности относительно щели. Если поверхность имеет наклон вдоль щели, то увеличивается наклон линий, если же наклон поверхности перпендикулярен щели, то это ведёт к уменьшению увеличения и размыванию линий. Нетрудно видеть, что если  $x$  и  $y$  — горизонталь-

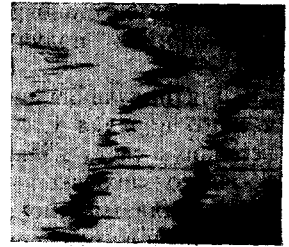


Рис. 69. Полосы равного хроматического порядка для участка поверхности полированной стали, изображённого на рис. 59. Обращает внимание резкое увеличение масштаба.



ное и вертикальное расстояния между соседними полосами, т. е. тангенс угла наклона полос равен  $\frac{y}{x}$ , то угол наклона поверхности вдоль направления щели равен  $\frac{\lambda}{2y}$ . Таким образом угловое увеличение определяется отношением  $\frac{2x}{\lambda}$ . Согласно (4,14)  $x = \frac{D}{m}\lambda$ , и для углового увеличения имеем  $\frac{2D}{m}$ . Например, при дисперсии  $200 \text{ \AA}/\text{мм}$  и  $m = 5$  получаем угловое увеличение равным  $20\,000$  ( $x = 5 \text{ мм}$ ).

Примером применения многолучевой техники могут служить измерения<sup>223</sup> толщины тонкослойных покрытий (диапазон толщин от  $10 \text{ \AA}$  до нескольких микрон) с погрешностью, не превышающей 5%. Отметим, что в случае очень тонких плёнок, для правильного воспроизведения их толщины при образовании сравнительно толстого зеркального покрытия (необходимого для превращения плёнки в одну из пластин интерферометра), следует использовать тот же материал, из которого образована тонкая плёнка, либо предварительно покрыть её толстым слоем такого материала, а затем уже наносить серебряный зеркальный слой<sup>223</sup>. Ошибки, вносимые дисперсией фазового скачка при отражении от серебра, пренебрежимо малы (0,5%).

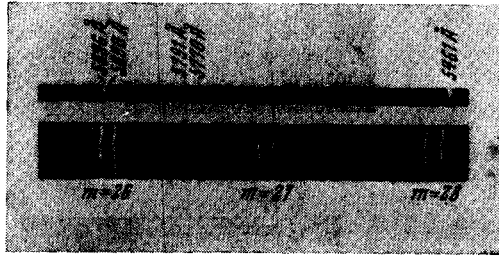


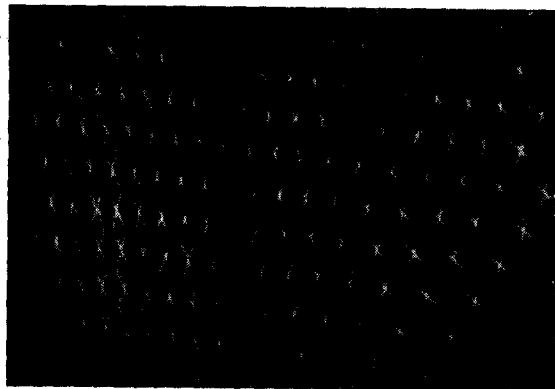
Рис. 70. Измерение толщины мономолекулярного слоя стеариновой кислоты с помощью полос равного хроматического порядка.

С помощью той же техники удалось, например, без труда измерить толщину мономолекулярного слоя, образующегося при адсорбировании некоторых жирных кислот ( $C_{27}H_{53}COOH$  и  $C_{17}H_{35}COOH$ )<sup>216</sup>.

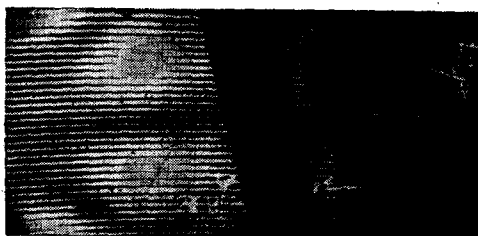
В первом случае было получено  $t = 30 \pm 1,5 \text{ \AA}$ , во втором —  $19 \pm 3 \text{ \AA}$ . Спектрограмма, соответствующая второму случаю, показана на рис. 70; отчетливо виден сдвиг полос на участке  $CD$ , пересекающем мономолекулярный слой стеариновой кислоты. Смещение это в 27-м порядке составляет  $\Delta\lambda = 2,0 \pm 0,3 \text{ \AA}$ . Отметим, что рентгеноструктурные данные дают резко отличные значения  $t$ :  $37,02$  и  $24,42 \text{ \AA}$ . Автор объясняет это расхождение учётом сдвига фазы при отражении от серебра. В подтверждение такой точки зрения он указывает, что разности толщин, полученных обоими

методами, совпадают:  $11 \text{ \AA}$  в случае оптических и  $12,6 \text{ \AA}$  в случае рентгеноструктурных измерений.

Одним из многообещающих применений многолучевой интерферометрии является также изучение колебаний поверхностей различных объектов, в частности пьезоэлектрических кристаллов. Применение интерференционных методов к изучению колебаний не



*a*



*b*

Рис. 71. Размывание полос равной толщины при колебаниях поверхности пьезокварца (стоячие волны): *a* — короткие и *b* — длинные стоячие волны.

ново<sup>227, 228</sup>. Тем не менее многолучевая интерферометрия позволяет и здесь сделать заметный шаг вперед. Сущность метода, как и при определении рельефа, состоит в изготовлении интерферометра Фабри-Перо, одной из пластин которого является колеблющаяся поверхность<sup>199, 222, 229, 230</sup>. В основном целесообразно применение двух типов опытов. Если изучаются стоячие волны, то наблюдение ведётся в условиях непрерывного освещения. Местоположение пучностей выявляется при этом по размыванию интерференционных

полос равной толщины (рис. 71 и 72), причём степень размывания позволяет непосредственно определять амплитуду колебаний. Сдвигающая и поворачивающая интерференционные полосы (путём изменения взаимного расположения пластин), можно детально изучить структуру стоячих волн на протяжении всей колеблющейся поверхности.

Для исследования динамики колебаний используется стробоскопический эффект, для чего источник света модулируется с частотой волны, бегущей по поверхности. Отметим, что даже при частотах колебаний порядка  $10^6$  гц и амплитудах порядка долей микрона скорости колеблющихся элементов поверхности столь малы, что эффектом Допплера можно пренебречь. Это обеспечивает правильность воспроизведения рельефа колеблющейся поверхности. Если отказаться от вспомогательной посеребрённой пластины и образовать интерферометр путём серебрения обеих поверхностей колеблющейся пластинки, то появляется возможность изучения объёмных волн и, в частности, механизма разрушения кристалла распространяющейся по нему волной\*).

Подобный же метод серебрения исследуемой тонкой пластинки с двух сторон применяется для изучения относительного рельефа двух поверхностей, а также для определения двойного лучепреломления в пластинке<sup>189</sup>. В самом деле, наличие двойного лучепреломления ведёт к расщеплению полос (рис. 42 и 73). В случае

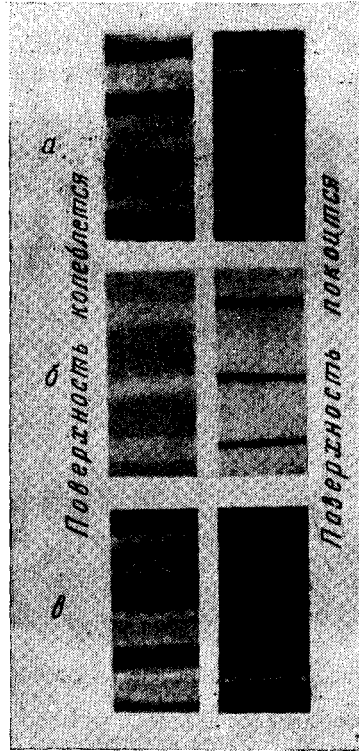


Рис. 72. Размывание полос при колебаниях: а — в проходящем свете, б — в отражённом свете, в — в отражённом свете с обрезанием луча нулевого порядка.

\*) Принципиально иной метод интерферометрии, основанный на модуляции интерференционной картины и использовании фотозлемента с последующим узкополосным усилителем, разработан Г. С. Гореликом<sup>269</sup>. В применении к изучению колебаний<sup>270</sup> этот метод в условиях двухлучевой (!) интерферометрии позволил без труда определять амплитуды колебаний с точностью до 1 Å, в то время как точность определения амплитуды в описанном выше многолучевом методе не превышала 10 Å.

полос равного хроматического порядка, учитывая дисперсию показателя преломления и полагая  $\vartheta = 0$ , имеем:

$$nt = \frac{l}{2\Delta\nu \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}, \quad (5,7)$$

где  $\Delta\nu$  — расстояние между полосами соседних порядков в шкале частот. Согласно (4,12) смещение полосы  $d\lambda$ , обусловленное изменением показателя преломления  $dn$ , равно

$$d\lambda = \frac{\lambda}{n} dn. \quad (5,8)$$

Пренебрегая в (5,7) дисперсионным членом (вносящим, обычно, поправку порядка 2%)<sup>189</sup>, находим значение  $n$  и, подставляя это значение в (5,8), получаем:

$$dn = \frac{d}{2t\lambda\Delta\nu}. \quad (5,9)$$

Таким образом по расщеплению полос равного хроматического порядка можно измерять  $dn$  с точностью около  $1 \cdot 10^{-4}$ . (В частности, для слюды при  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  было измерено значение  $dn = 0,0046 \pm 0,0001$ )<sup>189</sup>. Согласно (5,8) расщепление, вызванное двойным лучепреломлением, не зависит от порядка интерференции, как это уже

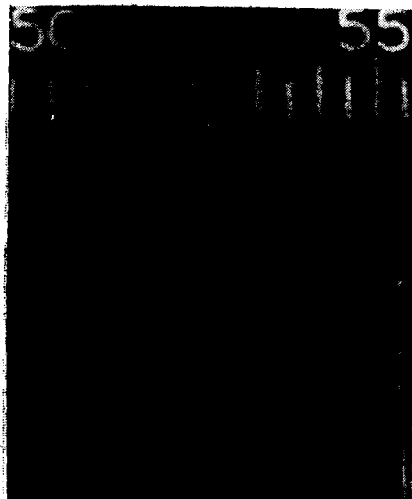


Рис. 73. Расщепление полос равного хроматического порядка, выявляющее двойное лучепреломление в слюдяной пластинке.

отмечалось выше и как хорошо видно на рис. 73.

Описываемый метод позволяет также измерять относительный сдвиг фазы при отражении от покровной плёнки. Такого рода измерения производились неоднократно<sup>42, 43</sup>. Поскольку фазовый сдвиг зависит от характера поляризации света, постольку при косом падении ( $\vartheta \neq 0$ ) должно иметь место расщепление интерференционных полос<sup>189, 231</sup>, величина которого будет функцией угла падения  $\vartheta$ . Пример такого расщепления показан на рис. 74.

Согласно (4,8) смещение полосы, обусловленное изменением сдвига фазы при отражении, равно

$$dm = d\alpha_0, \quad (5,10)$$

что позволяет<sup>189</sup> измерять  $d\alpha_0$  с точностью порядка  $10^{-3}$ .

Нам остаётся сопоставить возможности интерференционной техники исследования поверхностей с возможностями микроскопии.

Линейное увеличение, достижимое интерферометрически, составляет величину порядка 400 000, т. е. значительно выше, чем даже у электронного микроскопа. Разрешающая способность интерференционных методов также выше, чем у электронного микроскопа (3—5 Å вместо 50 Å). Тем не менее интерференционная техника не может заменить электронного микроскопа. В то время как микроскоп (в том числе электронный) обеспечивает увеличение в основном в плоскости объекта, техника многолучевой интерферометрии даёт увеличение исключительно в глубину, причём, как

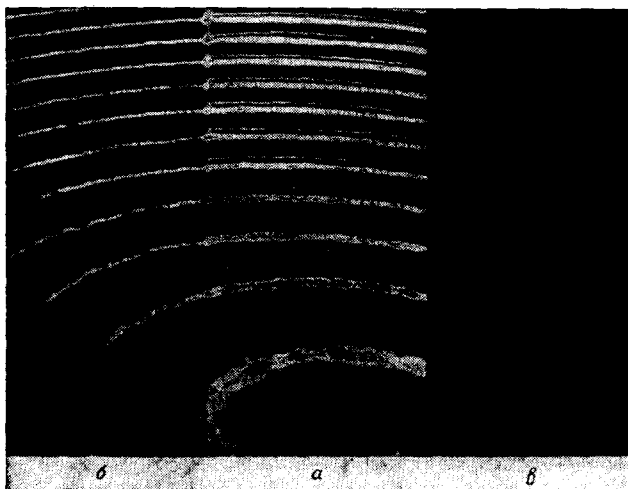


Рис. 74. Расщепление полос Ньютона при косом падении, выявляющее различие в фазовом сдвиге  $s$ - и  $p$ -компонент световой волны при отражении от серебряной плёнки:  $a$  — без поляроида,  $b$  и  $в$  — через поляриды, ориентированные взаимно перпендикулярно.

мы видели выше, большое увеличение в глубину неизбежно сопровождается малым увеличением в плоскости объекта. Таким образом очевидно, что оба метода исследования взаимно дополняют друг друга.

## 6. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

За последние годы успешно разрабатываются и всё более входят в обиход физического эксперимента разнообразные неабсорбционные светофильтры, т. е. оптические устройства, осуществляющие выделение сравнительно узких спектральных областей и основанные не на поглощении света, а на других оптических явлениях (интерференции, двойном лучепреломлении, полном внутреннем

отражении, рассеянии и т. п.). Эти устройства, в отличие от абсорбционных светофильтров, обладают тем преимуществом, что выделение узкой спектральной полосы пропускания происходит со значительно меньшими потерями света внутри полосы пропускания. Кроме того, само положение полосы пропускания может в известных пределах перемещаться по спектру, что позволяет значительно лучше приспособлять фильтр к конкретным экспериментальным требованиям. С другой стороны, в отличие от монохроматоров, сечение фильтруемого светового пучка и его угловая апертура могут быть весьма велики, что сближает их с абсорбционными светофильтрами и делает пригодными как для исследования слабых излучений, так и для получения оптических изображений в монохроматическом свете.

Помимо этого, неабсорбционные светофильтры могут быть созданы для таких областей спектра (например, инфракрасной), где подбор абсорбционных фильтров оказывается очень затруднительным или даже вовсе невозможным. По степени монохроматизации света светофильтры такого типа занимают промежуточное положение между монохроматорами и абсорбционными светофильтрами.

Среди довольно многочисленных конструкций, предложенных к настоящему времени, особо простыми и удобными в употреблении оказались так называемые интерференционные светофильтры, представляющие собой видоизмененные интерферометры Фабри-Перо.

Как явствует из соотношения (4,8), уменьшение толщины интерферометра Фабри-Перо ведёт к взаимному раздвижению интерференционных полос, сопровождаемому их соответственным уширением (поскольку относительная полуширина полос и их контрастность зависят только от  $R$ , но не от  $t$ ). Если пластины интерферометра строго параллельны друг другу и разделяющая их диэлектрическая прослойка имеет оптическую толщину порядка длины волны, то число интерференционных полос, сохраняющихся в видимой области спектра, становится незначительным. Соответствующим подбором толщины прослойки (см. ниже) в видимой области спектра может быть оставлена только одна полоса. Тем самым интерферометр превращается в светофильтр, обладающий сравнительно узкой полосой пропускания. Теория такого интерференционного светофильтра (см., например, <sup>101, 147, 232</sup> и др.) по существу тождественна с теорией интерферометра Фабри-Перо, рассмотренной выше\*). Здесь мы остановимся только на некоторых вопросах, специфичных для применения интерферометра в качестве светофильтра.

Обычно интерференционные светофильтры выполняются в виде стеклянной пластинки площадью в несколько квадратных санти-

\*) Строго говоря, в случае  $nt \approx \lambda$  приближение геометрической оптики уже неприменимо. Однако электродинамическое рассмотрение приводит в данном случае к практически тождественным результатам <sup>101, 147</sup>.

метров, одна из сторон которой последовательно покрывается полупрозрачной плёнкой серебра, диэлектрической плёнкой и вторым полупрозрачным слоем, а затем, для защиты от механических повреждений, закрывается второй стеклянной пластинкой (рис. 75)<sup>233—236</sup>.

Очевидно, решающим фактором при их изготовлении является технология нанесения тонких металлических и диэлектрических плёнок с заданными параметрами, неизменными на протяжении сравнительно большой площади светофильтра. Именно поэтому только успешная разработка технологии нанесения диэлектрических плёнок, имевшая место за последние годы, позволила осуществить такие фильтры и обеспечить их массовое производство.



Рис. 75. Схема интерференционного светофильтра.

Для обеспечения расчётной ширины полосы пропускания и соответствия положения этой полосы заданной длине волны необходимо, чтобы толщины слоёв на всём их протяжении были неизменны и имели заданное значение с точностью до 0,5% (т. е. 10—30 Å). Получение такой точности требует непрерывного контроля за ведением процесса нанесения слоёв. В настоящее время разработан ряд методов такого контроля, опирающихся на зависимость свойств тонких плёнок от их толщины (см. часть I), а именно, изменения с толщиной плёнки её прозрачности, коэффициента отражения, характера поляризации при отражении, сдвига фазы отражённого света и т. п.<sup>236—240</sup>

Обратимся к рассмотрению оптических характеристик интерференционных светофильтров.

#### а. Фильтр в проходящем свете

Поскольку полупрозрачные слои разделены в этом случае диэлектриком с показателем преломления  $n_2 \neq n_0$  и, вообще говоря, обладающим поглощением, постольку при рассмотрении теории интерференционных светофильтров нельзя более пренебрегать различием между  $\vartheta$  и  $\vartheta'$  в выражении (4,1). Кроме того, коэффициент отражения  $R$  следует умножить на коэффициент  $q$ , равный прозрачности диэлектрической прослойки<sup>232</sup>. В остальном все выведенные выше соотношения останутся без изменения.

Согласно (4,8) и (4,29) полуширина полос пропускания

$$\delta\nu = \frac{1 - qR}{2\sqrt{qR}\pi n t \cos \vartheta'} \quad (6,1)$$

и расстояние между соседними полосами

$$\Delta\nu = \frac{1}{2nt \cos \vartheta'} \quad (6,2)$$

Величина сдвига фазы при отражении от границы диэлектрический слой — серебряная плёнка, по видимому, пока не измерялась. Для качественной оценки можно положить, что он равен сдвигу фазы на границе стекло — серебряная плёнка, т. е. (см. рис. 17)  $\alpha_0 = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \cong 0,6$ . Тогда, полагая  $\vartheta' = 0$  и  $nt = 4900 \text{ \AA} =$

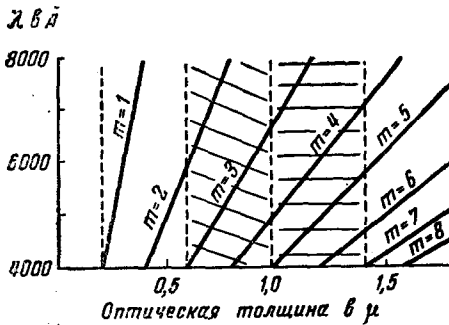


Рис. 76. Положение полос пропускания интерференционного фильтра как функция его оптической толщины ( $\alpha_0 = 0$ ).

$= 20\,000 \text{ см}^{-1}$ , находим следующие положения полос пропускания:

первый порядок  $\lambda = 24\,500 \text{ \AA}$ ,  
второй порядок  $\lambda = 7\,000 \text{ \AA}$ ,  
третий порядок  $\lambda = 4\,083 \text{ \AA}$ .

Положения полос различных порядков, как функции оптической толщины диэлектрической прослойки в предположении  $\alpha_0 = 0$ , показано на рис. 76<sup>189</sup>. Таким образом требование единственности полосы пропускания в видимой области спектра

ограничивает порядок интерференции 2, что в свою очередь резко ограничивает снизу ширину полосы пропускания. Согласно (6,1) для данного случая (полагая  $w = 2 \cdot 10^{-2}$ )  $\delta\nu = 204 \text{ см}^{-1}$ , т. е.

$$\delta\lambda_{7000} \cong 100 \text{ \AA} \quad \text{и} \quad \delta\lambda_{4083} \cong 32 \text{ \AA}.$$

Такого порядка полуширины полос и наблюдаются в действительности. Приводим данные для некоторых интерференционных светофильтров<sup>147</sup> (табл. XI).

Таблица XI  
Типичные характеристики интерференционных светофильтров

$T_1$ в %	$T_2$ в %	$T$ в %	$\frac{I_{\max}}{I_0}$	$\delta\lambda$ в $\text{\AA}$ (в первом порядке)
0,7	0,6	0,65	0,063	210
0,92	0,96	0,94	0,11	70
3,7	3,0	3,3	0,309	81
17,5	18,5	18	0,541	440



На рис. 77 показана форма полос пропускания интерференционного фильтра в первом порядке при различных  $R$  в отсутствие поглощения ( $a$ ) и для реальных серебряных слоёв ( $b$ ). Результаты фотографирования непрерывного спектра через интерференционные светофильтры<sup>234, 189</sup> приводятся на рис. 78 и 80. С точки зрения светофильтрующего действия гораздо важнее знать не полуширину полосы, а ширину спектрального интервала, на границах которого интенсивность полосы равна  $0,1 I_{\text{макс}}$ . Пользуясь (4,26), находим, что она равна  $3\psi$  (т. е.  $3\delta\nu$ ).

Таким образом эффективная ширина полосы пропускания фильтра составляет 100 — 300 Å.

Для сужения полосы пропускания можно воспользоваться двоянным фильтром<sup>189, 241</sup>, полностью аналогичным двоянному интерферометру, рассмотренному в разделе 4В. Так, например,

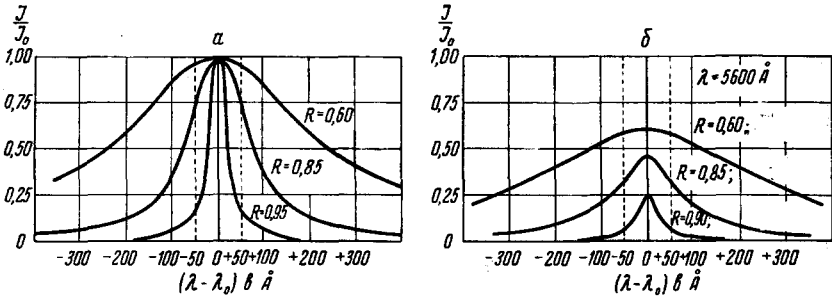


Рис. 77. Форма полосы пропускания интерференционного фильтра.  $a$  — в предположении  $A=0$ ,  $b$  — реальных фильтров с серебряными слоями.

сдвоявая фильтр, имеющий в видимой области спектра 1 полосу пропускания, с фильтром, имеющим в той же области 21 полосу, получаем светофильтр, эффективная полоса пропускания которого составляет около  $30 \text{ см}^{-1}$  и который обладает очень высокой контрастностью. Однако если прозрачность единичного фильтра составляет около 10—30%, то прозрачность сдвоенного фильтра окажется порядка 1—10%, т. е. выигрыш в монохроматичности пропускаемого фильтром излучения получается ценой резкого снижения прозрачности светофильтра.

Потеря прозрачности оказывается значительно меньше, если сдвоенные фильтры находятся в непосредственном контакте (например, изготавливается сложный фильтр из чередующихся металлических и диэлектрических слоёв, наносимых друг на друга). Вторичная интерференция ведёт здесь<sup>189</sup> к возрастанию прозрачности на множитель  $\frac{1}{1-R^2}$ , близкий к 5 для  $R=0,9$  и к 8,5 для

$R = 0,94$ , в результате чего сдвоенный фильтр поглощает не многим больше чем единичный. Однако, учитывая требования согласования фильтров (4,71), для осуществления такого сдвоенного фильтра требуется тщательно разработанная технология нанесения

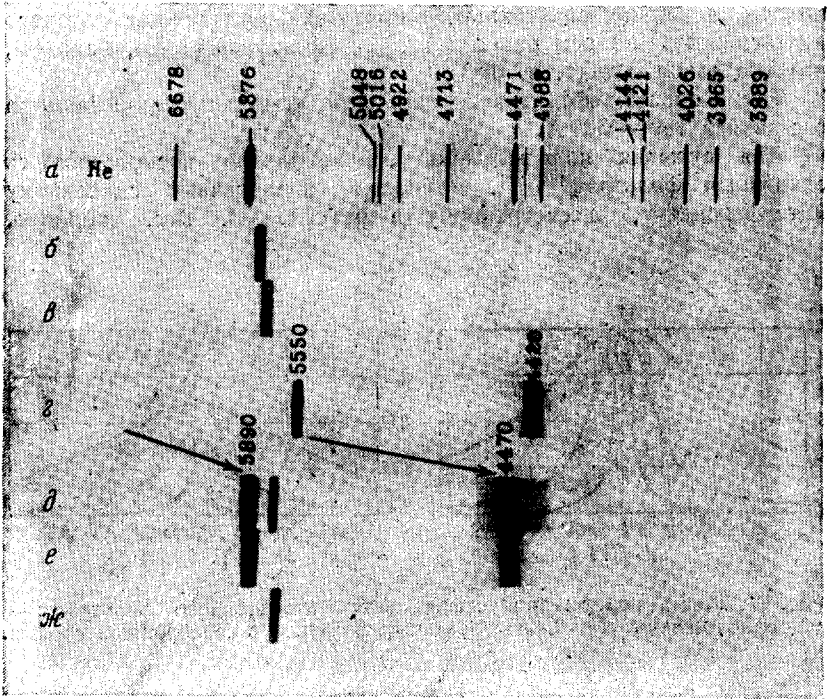


Рис. 78. Пропускание интерференционных фильтров в проходящем свете: *a* — спектр гелия; *б* — фотография непрерывного спектра, полученная через интерференционный светофильтр второго порядка ( $\vartheta = 0$ ); *в* — то же,  $\vartheta = 10^\circ$ ; *г* — то же с интерференционным фильтром четвертого и пятого порядков ( $\vartheta = 0$ ); *д* — то же, что и *г*, но  $\vartheta = 60^\circ$ ; *е* — то же, что и *д*, но через поляризатор, ориентированный параллельно плоскости падения лучей; *ж* — то же, что и *д*, но через поляризатор, ориентированный перпендикулярно плоскости падения.

словь, в то время как согласование отдельных фильтров не представляет труда и может осуществляться простым поворотом фильтров.

В самом деле, согласно (4,8) положение полосы пропускания существенно зависит от угла наклона фильтра  $\vartheta$ . При наклоне фильтра относительно падающего пучка полоса пропускания сдвиг-

гается в коротковолновую область спектра<sup>242</sup>, что иллюстрируется<sup>242</sup> рис. 78 и 79. В пределах угла наклона около 10° это смещение невелико; оно резко возрастает при больших углах и сопровождается расщеплением полосы пропускания вследствие различия в фазовых сдвигах при отражении от серебра *s*- и *p*-компонент светового пучка. Одновременно со смещением полос растёт и расстояние между ними (6,2) и их полуширина (6,1) (ср. рис. 78).

Эта же зависимость положения полосы пропускания от угла падения ограничивает апертуру фильтруемых световых пучков<sup>160, 232</sup>. Согласно (4,53) отклонение падающего пучка световых лучей от нормали к поверхности светофильтра на малый угол  $\vartheta$  влечёт за собой смещение полосы  $d\lambda$ , определяемое соотношением:

$$\vartheta^2 = n_2 \sqrt{\frac{2 d\lambda}{\lambda}} = n_2 \sqrt{\frac{2 d\nu}{\nu}}, \quad (6,3)$$

где  $n_2$  — показатель преломления диэлектрической прослойки фильтра, учитывающий здесь различие между  $\vartheta$  и  $\vartheta'$ . Соответственно (ср. (4,54)), полагая  $n_2 = 1,5$ ,  $m_0 = 2$ ,  $\alpha_0 = 0$ ,  $\omega = 2 \cdot 10^{-2}$  и требуя, чтобы  $d\nu \leq p\delta\nu$ , находим для максимально допустимого раствора светового пучка

$$\vartheta_{\text{макс}} = 0,15 \sqrt{p}$$

и для  $p = 1$   $\vartheta_{\text{макс}} = 8 - 9^\circ$ .

Своеобразный вариант интерференционного фильтра разработали А. Н. Каргашев и Н. М. Сыромятникова<sup>244</sup>. Фильтр представляет собой тонкий лепесток слюды, посеребрённый с обеих сторон. Авторы изготовили фильтры площадью 2—3 см<sup>2</sup> с прозрачностью 15—60% и полушириной полосы пропускания 40—140 Å. Расщепление полос вследствие двойного лучепреломления слюды не ведёт к заметному уширению полосы пропускания.

Так же как и в случае интерферометра, представляется весьма перспективной замена серебряных плёнок диэлектрическими многослойными покрытиями<sup>128, 153</sup>, а также покрытия серебряных плёнок диэлектрическими слоями, увеличивающими *R* и уменьшающими *A*.

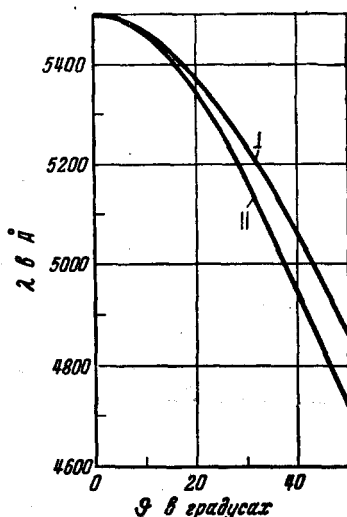


Рис. 79. Зависимость положения полосы пропускания для *s*- и *p*-компонент светового пучка от угла его падения на светофильтр.

Такого рода фильтр с двухслойной плёнкой  $ZnS +$  криолит, нанесённой на серебряные слои, имел<sup>155</sup> при  $\lambda = 5380 \text{ \AA}$  прозрачность  $\frac{I_{\text{макс}}}{I_0} = 0,26$  и  $\delta\lambda = 80 \text{ \AA}$ . Тернер<sup>161</sup> указывает, что каждая пара четвертьволновых слоёв увеличивает отражение на 8% и уменьшает прозрачность на 5%. Изготовленный им фильтр с четырёхслойными покрытиями на серебре (с каждой стороны) имел во втором порядке полосу пропускания, полуширина которой равнялась  $20 \text{ \AA}$  при прозрачности 44%. Полуширина  $11 \text{ \AA}$  была получена таким же образом при прозрачности 28%.

Польстер<sup>268</sup> построил фильтр, полупрозрачные покрытия которого состояли из семи чередующихся слоёв  $ZnS$  и криолита каждое (без металлической плёнки).

Для полосы первого порядка, расположенной около  $5000 \text{ \AA}$ , прозрачность фильтра несколько превышала 80% при полуширине полосы около  $65 \text{ \AA}$ . Однако фильтр имел довольно значительные побочные полосы пропускания, сдвинутые относительно основной примерно на  $1000 \text{ \AA}$  в каждую сторону.

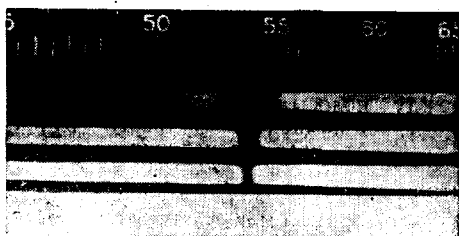


Рис. 80. *a* — полоса пропускания интерференционного светофильтра в проходящем свете; *b* — полоса поглощения того же светофильтра в отражённом свете. Относительное смещение полос обусловлено тем, что в отражённом свете  $\delta \neq 0$ .

#### б. Отражательные интерференционные фильтры

Спектр света, отражённого от интерференционного светофильтра, почти дополнителен (см. раздел 4Б) к спектру проходящего света (рис. 80) — в отражённом свете фильтр обладает сравнительно узкими выделенными полосами поглощения. Поэтому отражательный фильтр целесообразно использовать в тех случаях, когда требуется селективный абсорбент. В частности, имеются указания<sup>245</sup> на применение отражательных фильтров в инфракрасной области спектра для болометрических измерений, для имитации абсолютно чёрного тела в узком диапазоне частот и для градуирования спектрометров<sup>246</sup>. Однако в большинстве случаев практический интерес представляет не селективное поглощение, а селективное отражение, причём желательно сохранить основное достоинство отража-



ских плёнок позволяет существенно раздвинуть границы спектрального интервала применимости интерференционных фильтров. С другой стороны, — это использование двоянных или строенных отражательных фильтров<sup>155, 161, 241, 248</sup>. Кратный отражательный фильтр, очевидно, является аналогом липпмановского цветного фотографического изображения. Вместе с тем отражение от многослойной структуры можно трактовать в стиле теории отражения

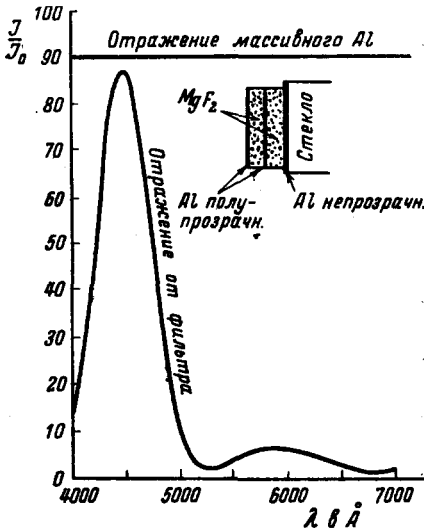


Рис. 82. Зависимость  $\frac{I}{I_0}$  для двойного отражательного фильтра.

исключительно величиной поглощения света в полупрозрачных покрытиях. В принципе, если бы эти покрытия не обладали поглощением, можно было бы ожидать прозрачности порядка 100%. В действительности поглощение обычно применяемых серебряных слоёв снижает прозрачность до 20—40% и тем сильнее, чем уже полоса пропускания. Особо значительным этот эффект становится в инфракрасной области спектра, что существенно ограничивает возможности применения таких светофильтров. Одним из путей эффективного преодоления этого недостатка является рассмотренная выше замена серебряных слоёв многослойными диэлектрическими покрытиями. Другой путь, к рассмотрению которого мы обращаемся, — это использование явления полного внутреннего отражения в однослойной диэлектрической плёнке.

Как известно, при полном внутреннем отражении, имеющем место на границе со средой, обладающей меньшим показателем

рентгеновских лучей от кристаллической решётки, приводящей к уравнению Вульфа-Брегга, причём роль атомных слоёв здесь играют полупрозрачные металлические слои. Выбирая толщины компонент, образующих сложный фильтр, не одинаковыми, можно погасить ряд максимумов отражения и получить отражательный фильтр повышенной селективности<sup>181</sup>. Пример спектральной кривой отражения от двухслойного фильтра приведён на рис. 82.

#### в. Фильтр с использованием полного внутреннего отражения

Прозрачность интерференционного фильтра, как это следует из (4,21), определяется

преломления, световая волна проникает в последнюю, причём интенсивность этой волны убывает с расстоянием от границы по экспоненциальному закону<sup>249</sup>. Если среда с малым показателем преломления образует тонкую прослойку между двумя средами с большими показателями преломления, то свет, упавший на границу раздела под углом полного внутреннего отражения, частично проникает через эту прослойку и в тем большей степени, чем меньше её толщина. Таким образом прослойка вещества с малым

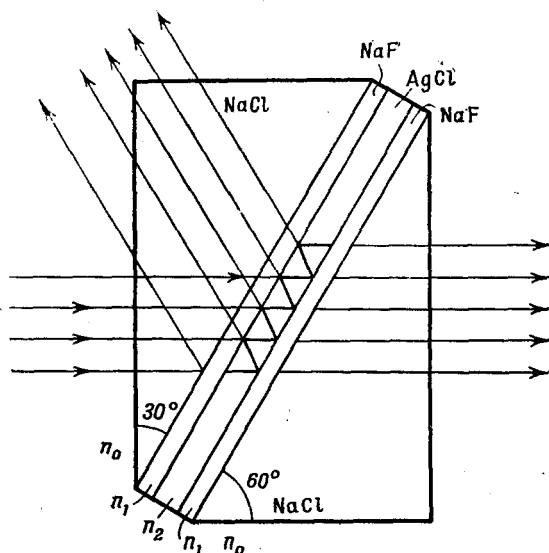


Рис. 83. Интерференционный фильтр с использованием полного внутреннего отражения.

показателем преломления в случае падения на неё света под углом полного внутреннего отражения будет играть роль непоглощающего полупрозрачного слоя, причём степень его прозрачности целиком определяется толщиной прослойки. Это позволяет заменить в интерференционном фильтре серебряные слои прослойками из вещества с малым показателем преломления<sup>250</sup>. В результате интерференционный фильтр принимает вид, показанный на рис. 83.

На основание трёхгранной прямоугольной призмы, изготовленной из вещества с большим показателем преломления ( $\text{NaCl}$ <sup>251</sup>, стекло с  $n = 1,72$ <sup>161</sup>), наносится тонкий слой прозрачного диэлектрика ( $\text{NaF}$ <sup>251</sup>,  $\text{MgF}_2$ <sup>161</sup>), обладающего значительно меньшим показателем преломления ( $n_1 < n_0$ ), затем слой вещества с большим

показателем преломления  $n_2$  ( $\text{AgCl}^{251}$ ,  $\text{ZnS}^{161}$ ), близким к показателю преломления материала, из которого изготовлена призма, и, наконец, второй слой вещества с показателем преломления  $n_1$ , закрываемый второй призмой (идентичной с первой), укрепляемой цементом с показателем преломления, также равным  $n_0$ . Угол трёхгранной призмы выбирается в зависимости от величины угла полного внутреннего отражения. В случае, рассмотренном Тернером<sup>161</sup>, угол

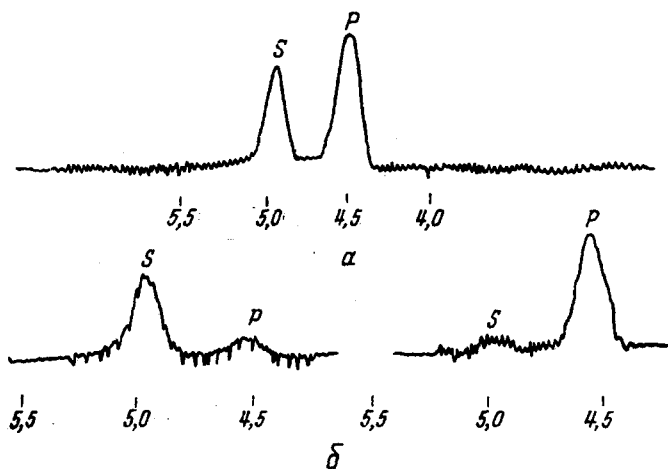


Рис. 84. Расщепление полосы пропускания на  $s$ - и  $p$ -компоненты для фильтра, изображённого на рис. 83:  $a$  — без анализатора,  $б$  и  $в$  — с анализатором в двух взаимно перпендикулярных положениях. (В качестве анализатора служила двухслойная плёнка  $\text{AgCl}$ .) Шкала длин волн — в микронах.

полного внутреннего отражения равнялся  $53,2^\circ$ , и призма была выбрана 60-градусной. В случае, показанном на рисунке 83, — призма 30-градусная<sup>251</sup>. Нетрудно видеть, что положение полосы пропускания зависит от толщины  $t$  среднего слоя с большим показателем преломления, а полуширина полосы — от прозрачности обрамляющих слабо преломляющих слоёв, т. е. от их толщины. Подставляя в (4,8) значение  $\vartheta'$ , получаем для порядка интерференции выражение:

$$m = 2vt \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \vartheta} + \alpha_0,$$

определяющее положение полос пропускания фильтра, причём следует учесть сильную зависимость  $\alpha_0$  от угла  $\vartheta$  (см., например,<sup>100</sup>). Строгую теорию см.<sup>252</sup>



В результате значительного различия фазовых сдвигов при полном внутреннем отражении для  $s$ - и  $p$ -компонент, положения полос пропускания для этих компонент также оказываются заметно смещёнными друг относительно друга, вследствие чего полосы приобретают дублетную структуру, причём каждая из компонент соответствует вполне определённой поляризации и может быть потушена соответствующим ориентированным анализатором (рис. 84). Рис. 85 иллюстрирует зависимость положения обеих компонент от угла наклона фильтра.

Приведём некоторые данные. Фильтр, изображённый на рис. 83 и предназначенный для инфракрасной области спектра, имел размеры  $30 \times 30 \times 50$  мм<sup>251</sup>. Толщина слоёв фтористого натрия равнялась  $5,5 \mu$ . Толщина среднего слоя (AgCl) составляла  $3,8 \mu$ . Соответственно, полосы пропускания располагались в области  $4,0$ — $5,5 \mu$ , в зависимости от угла падения светового пучка. Ширина полос составляла около  $0,1 \mu$  (при растворе светового пучка порядка  $3^\circ$ ), а расстояние между полосами, соответствующими различным поляризациям, — около  $0,5 \mu$ .

В табл. XII приводятся данные фильтров для видимой области спектра<sup>161</sup>.

Имеются указания<sup>253</sup> на возможность использования фильтра такого типа, изготовленного из полистерена (в качестве призмы и прослойки с большим показателем преломления) и воздуха (в качестве полупрозрачных прослоек), для микрорадиоволновой области ( $\lambda = 0,25$  мм; полоса пропускания около  $0,25 \mu$ ). Хотя теоретически ширина полосы пропускания фильтра может быть сделана как угодно малой при сохранении прозрачности в 100%, однако, как явствует из табл. XII, на практике это оказывается далеко не так. В случае прозрачности, превышающей 0,93, практически не удаётся получить полосу пропускания менее  $50 \text{ \AA}$ . Объяснение этому, по видимому, следует искать<sup>161, 242</sup> в дефектах плёнок. В части I мы видели, что тонкие плёнки далеко не однородны по своей структуре, причём по мере роста толщины плёнки её поверхность заметным образом огрубляется. Вместе с тем сдвиг

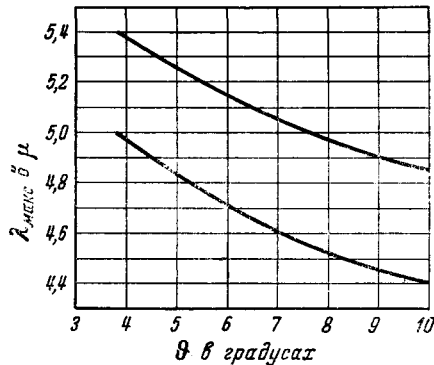


Рис. 85. Зависимость положения  $s$ - и  $p$ -полос пропускания интерференционного фильтра с использованием полного внутреннего отражения (рис. 83) от угла падения светового пучка.

Таблица XII

Сопоставление измеренных и расчётных данных для светофильтров с использованием полного внутреннего отражения

№	Толщина слоёв $MgF_2$	Толщина слоя $ZnS$	$\lambda_{\text{макс}}$ в $\mu\text{м}$		Прозрачность в %		$\psi$ в $\text{\AA}$	
			измер.	расчётн.	измер.	расчётн.	измер.	расчётн.
1	$3,0 \frac{\lambda}{4}$	$3,48 \frac{\lambda}{4}$	{ 530 460	{ 482 394	93 93	100 100	120 66	110 70
2	$3,0 \frac{\lambda}{4}$	$6,45 \frac{\lambda}{4}$	{ 508 463	{ 487 433	90 90	100 100	50 49	57 42
3	$4,5 \frac{\lambda}{4}$	$4,86 \frac{\lambda}{4}$	{ 633 540	{ 673 556	93 93	100 100	75 60	— —
4	$5,0 \frac{\lambda}{4}$	$5,51 \frac{\lambda}{4}$	{ 654 455	{ 623 411	93 1	100 100	50 —	— —
5	$5,2 \frac{\lambda}{4}$	$3,55 \frac{\lambda}{4}$	511	487	12	100	30	12
6	$5,1 \frac{\lambda}{4}$	$6,43 \frac{\lambda}{4}$	502	478	4	100	30	6

полосы пропускания  $d\lambda$  связан с изменением оптической толщины интерферометра соотношением  $(4,12)^{252}$ . Следовательно, для полосы первого порядка отклонение в оптической толщине на  $10 \text{\AA}$  вызовет смещение полосы пропускания на  $20 \text{\AA}$ . Экспериментально наблюдаемый предел уменьшения полуширины полос ( $30 \text{\AA}$ )<sup>161</sup>, очевидно, свидетельствует тогда о неоднородностях поверхности плёнки порядка  $5-10 \text{\AA}$ . Это явление может, в частности, служить для изучения неоднородностей в тонких плёнках<sup>161, 252, 254 \*</sup>.

Для полос равного наклона имеем<sup>254</sup>:

$$dt = \frac{t}{\lambda} \frac{d\lambda}{d\theta} d\theta,$$

откуда, измеряя сдвиг полосы  $d\theta$  и зная  $\frac{d\lambda}{d\theta}$ , можно найти вертикальные размеры неоднородностей поверхности. Измерения<sup>254</sup> дали значение  $\frac{d\lambda}{d\theta}$  для полосы второго порядка, близкое к  $1 \frac{\text{\AA}}{\text{угл. минуту}}$ . Поскольку смещение полосы на  $1'$  оказывается измеримым, появляется возможность обнаруживать и измерять дефекты поверхности глубиной до  $1/2 \text{\AA}$ .

\*) Следует иметь также в виду сдвиг лучей при полном внутреннем отражении<sup>249</sup>.

Наиболее крупным недостатком описываемого фильтра является, несомненно, дублетная структура полос пропускания. Однако этот недостаток оказывается возможным в известной степени устранить<sup>255</sup>, используя в качестве промежуточного слоя с большим показателем преломления двоякопреломляющее вещество. Такая возможность открывается в связи с разработкой технологии нанесения анизотропных слоёв органических веществ путём испарения в вакууме. Подбирая надлежащим образом материал, можно добиться того, что при некотором угле падения различие в сдвиге фаз при отражении *s*- и *p*-компонент компенсируется двойным лучепреломлением, и обе полосы пропускания (соответствующие двум направлениям поляризации) воссоединяются в одну полосу, вдвое увеличивая тем самым прозрачность фильтра. Недостатком такого устройства является нарушение компенсации при изменении угла падения, вследствие чего полосы вновь раздвигаются, что проявляется в резком размывании полосы пропускания при использовании широкоугольных пучков. Автор указывает, что технически представляется возможным осуществить фильтр с полушириной полосы пропускания порядка  $10 \text{ \AA}$  и прозрачностью около 70—80%. Однако фильтр, изготовленный автором, обладал полосой пропускания  $150 \text{ \AA}$  и прозрачностью 20%.

## 7. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

Интерференционно-поляризационные светофильтры по своим качествам занимают положение, промежуточное между монохроматорами и описанными выше интерференционными светофильтрами. Подобно последним они позволяют получать монохроматизированные световые пучки сравнительно большого сечения (свыше  $30 \text{ мм}$  в диаметре)<sup>256, 257</sup> и дают возможность производить съёмку протяжённых объектов в монохроматическом свете<sup>256, 258—260</sup>. Вместе с тем степень монохроматизации, достижимая с их помощью, значительно выше<sup>256, 258, 261</sup>, что сближает их с монохроматорами<sup>260</sup>.

Однако, совмещая оптические достоинства тех и других, интерференционно-поляризационные светофильтры оказываются достаточно сложными и дорогостоящими устройствами, требующими тщательного ухода и регулирования<sup>256, 258, 261</sup>. По существу — это набор последовательных двухлучевых поляризационных интерферометров с надлежащим образом подобранными величинами фазового сдвига интерферирующих лучей. Поэтому каждый из известных, пока немногочисленных, светофильтров этого типа являлся объектом специальной конструкторской работы и обладает рядом индивидуальных особенностей.

Обычно в качестве поляризационного интерферометра, образующего отдельный элемент (или каскад) светофильтра, используется плоскопараллельная двоякопреломляющая пластинка, обрамлённая с обеих сторон поляризаторами. Обозначим  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  направления главных осей эллипсоида показателей преломления и  $n_\alpha$ ,  $n_\beta$  и  $n_\gamma$  — соответствующие этим осям значения показателей преломления ( $n_\alpha < n_\beta < n_\gamma$ )\*. Положим теперь, что пластинка вырезана перпендикулярно к оси  $\beta$  и что световая волна, падающая на неё через поляризатор  $\Pi_0$

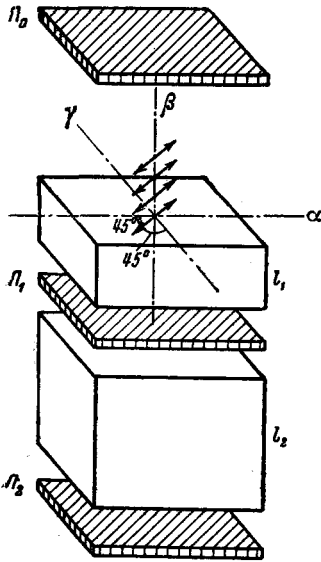


Рис. 86. Схема интерференционно-поляризационного светофильтра.

вдоль оси  $\beta$ , имеет амплитуду  $A_0$  и линейно поляризована в плоскости, составляющей с направлениями  $\alpha$  и  $\gamma$  углы  $45^\circ$ . Попадая в пластинку, она расщепится на две взаимно перпендикулярно (по осям  $\alpha$  и  $\gamma$ ) поляризованные компоненты с амплитудами  $A_0/\sqrt{2}$ , распространяющиеся далее с фазовыми скоростями  $c/n_\alpha$  и  $c/n_\gamma$ . На выходе из пластинки, где обе компоненты вновь воссоединятся и интерферируют, они приобретут относительный сдвиг фаз

$$\varphi = \frac{2\pi n l}{\lambda}, \quad (7,1)$$

где

$$n = n_\gamma - n_\alpha \quad (7,2)$$

и  $l$  — толщина пластинки. Если за пластинкой располагается поляризатор  $\Pi_1$ , ориентированный так же, как  $\Pi_0$ , то амплитуда результирующей световой волны, проникающей через него, будет равна

$$A = A_0 \cos \frac{\varphi}{2} = A_0 \cos \frac{\pi n l}{\lambda}. \quad (7,3)$$

Следовательно, энергетическая прозрачность элемента, состоящего из кристаллической пластинки, обрамлённой двумя соответствующими

\*В случае одноосного кристалла во всех дальнейших формулах надлежит совершить замену:

$$n_\alpha = n_\omega, \quad n_\beta = n_\omega \quad \text{и} \quad n_\gamma = n_e \quad \text{для} \quad n_e > n_\omega$$

или

$$n_\alpha = n_e, \quad n_\beta = n_\omega \quad \text{и} \quad n_\gamma = n_e \quad \text{для} \quad n_e < n_\omega,$$

где  $n_\omega$  и  $n_e$  — показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей.

щим образом ориентированными поляризаторами,

$$T = \cos^2 \pi m, \quad (7,4)$$

где порядок интерференции

$$m = \frac{nl}{\lambda}. \quad (7,5)$$

Таким образом спектр света, проходящего через элемент, будет состоять из перемежающихся светлых и тёмных полос (рис. 88), причём положение светлых полос определяется требованием целочисленности  $m$ , а расстояние между ними

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{nl} = \frac{\lambda}{m}. \quad (7,6)$$

Располагая последовательно серию единообразно ориентированных элементов\*), подобранных так, что толщины кристаллических пластин  $l$  возрастают по геометрической прогрессии со знаменателем, равным двум:

$$l_k = 2 l_{k-1}, \quad (7,7)$$

мы получаем светофильтр, прозрачность которого определяется выражением

$$T = \prod_{k=1}^{k=N} T_k = \prod_{k=1}^{k=N} \cos^2 2^{k-1} \pi m_1, \quad (7,8)$$

где  $N$  — число каскадов и  $m_1$  — порядок интерференции в наиболее тонкой пластинке. При этом относительный порядок расположения каскадов безразличен. На рис. 87 схематически показан светофильтр, составленный из шести каскадов, и приведены кривые пропускания как для каждого из элементов в отдельности, так и для всего светофильтра в целом<sup>256</sup>. На рис. 88 приведены фотографии, полученные путём съёмки непрерывного спектра через отдельные последовательные каскады интерференционно-поляризационного светофильтра и через светофильтры, составленные из различного числа элементов<sup>254</sup>. Поскольку в видимой области оказывается несколько полос пропускания, для полной монохроматизации необходимо введение дополнительного широкополосного (например, абсорбционного) светофильтра.

Несложным преобразованием выражение (7,8) может быть приведено к виду<sup>256, 262</sup>

$$T = \frac{\sin^2 2^N \pi m_1}{2^{2N} \sin^2 \pi m_1}, \quad (7,9)$$

что соответствует интерференции  $2^N$  световых пучков с равными (в отличие от интерференционного фильтра) амплитудами  $\frac{A_0}{2^N}$ .

\*) При этом выходной поляризатор предыдущего элемента одновременно выполняет роль входного поляризатора следующего элемента.

и фазами, возрастающими в арифметической прогрессии:  $0, \varphi_1, 2\varphi_1, \dots, (2^N - 1)\varphi_1$ <sup>256</sup>. Иными словами, интерференционно-поляризационный фильтр аналогичен дифракционной решётке (без учёта дифракционной фигуры от одной щели) с числом штрихов, равным  $2^N$ .

Как явствует из (7,9), прозрачность светофильтра для соответствующим образом поляризованного света равна 100%. Расстояние

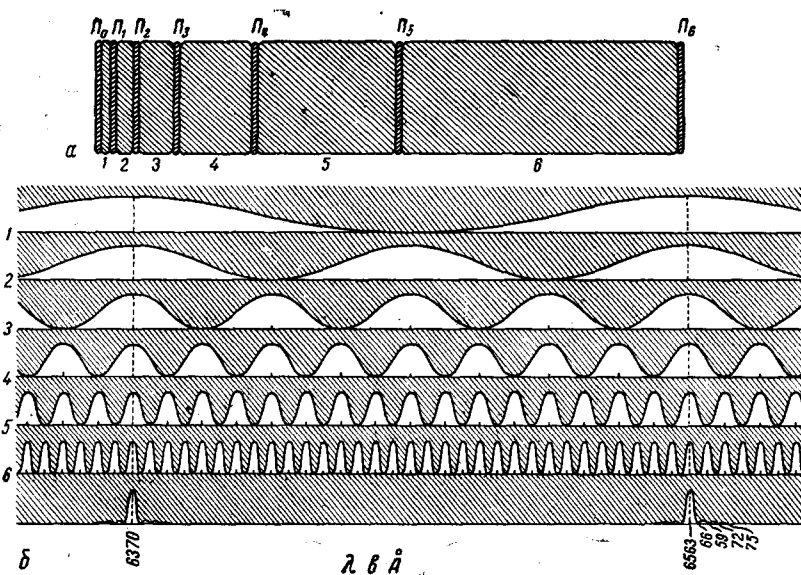


Рис. 87. *a* — интерференционно-поляризационный фильтр из шести элементов, *б* — прозрачность отдельных элементов и всего фильтра в целом.

между максимумами прозрачности определяется выражением (7,6), в котором под  $m$  следует понимать порядок интерференции в наиболее тонкой пластинке ( $m = m_1$ ). Если учесть дисперсию, то в (7,6) появляется добавочный множитель:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{n l_1} \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda}\right)}, \quad (7,10)$$

причём этот дисперсионный множитель, вообще говоря, близок к 0,9 и сравнительно мало меняется с изменением  $\lambda$ <sup>256</sup>.

Для определения ширины максимума воспользуемся тем же приёмом, что и в разделе 4е. Если  $2^N$  достаточно велико, то

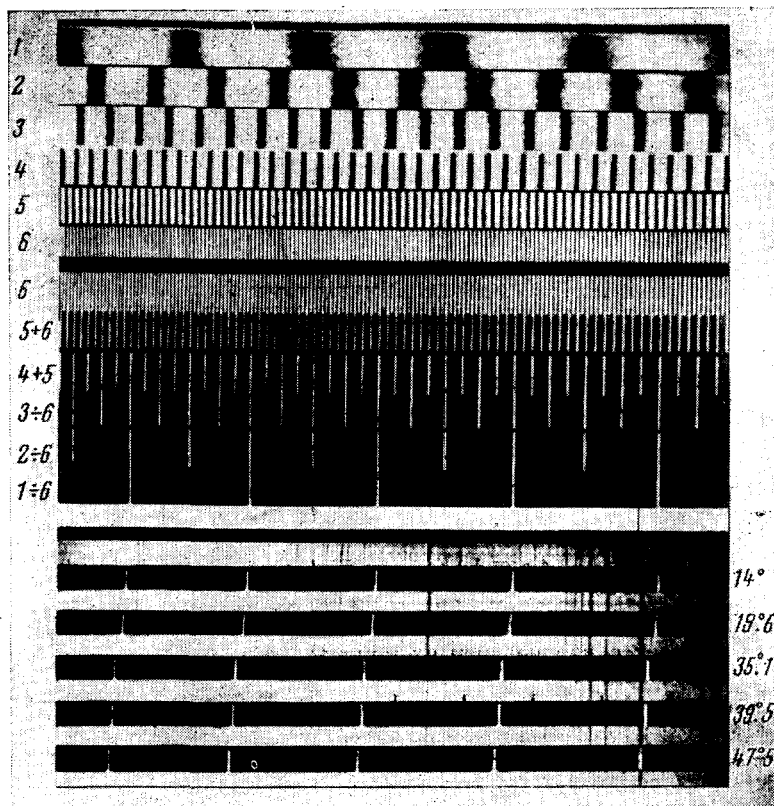


Рис. 88. Полосы пропускания шести последовательных элементов интерференционно-поляризационного светофильтра (1—6) и фильтров, составленных из ряда последовательных каскадов. Внизу показана зависимость положения полос шестикаскадного фильтра от температуры.

максимумы узки и можно положить

$$m_1 = (m_1)_0 + \mu, \quad (7,11)$$

где  $(m_1)_0$  — целое число и  $\mu \ll 1$ . Тогда в ближайшей окрестности максимума

$$T = \frac{\sin^2 2^N \pi \mu}{2^{2N} \pi^2 \mu^2}. \quad (7,12)$$

Выражение (7,12) обратится в нуль при условии  $2^N \mu_0 = 1$ , откуда относительная ширина максимума

$$\omega = 2\mu_0 = \frac{1}{2^{N-1}}, \quad (7,13)$$

или в шкале длин волн, согласно (7,10),

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^{N-1} n l_1} \left( \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}} \right). \quad (7,14)$$

Между главными максимумами, как это явствует из (7,12), располагается ряд вторичных максимумов, имеющих место при условии  $2^N \pi \mu = (2q + 1) \frac{\pi}{2}$  ( $q = 1, 2, \dots$ ). Подставляя это значение в (7,12), находим прозрачность светофильтра во вторичном максимуме с номером  $q$ :

$$T_q = \left( \frac{2}{(2q + 1) \pi} \right)^2. \quad (7,15)$$

Следовательно, интенсивность вторичных максимумов пропускания быстро убывает с увеличением их номера:

$$T_q = \frac{1}{22}, \frac{1}{61}, \frac{1}{121}, \frac{1}{200}, \frac{1}{238} \text{ и т. д. (см. рис. 87).}$$

Все приведённые расчёты относились к случаю отсутствия потерь света как на поглощение, так и на отражения на многочисленных границах кристаллических пластинок и поляризаторов. Нетрудно видеть, что наличие поглощения не влияет на форму и положение максимумов, внося в выражение (7,8) только постоянный множитель. Практически этот множитель оказывается значительно меньше единицы, и разработка путей для его возможного увеличения является одной из важнейших задач при конструировании светофильтра. Потери на отражение могут быть в значительной мере ослаблены путём применения иммерсии или склеивания отдельных элементов фильтра<sup>256, 261</sup>. Точно так же поглощение в кристаллических пластинках может быть сделано ничтожным надлежащим выбором материала для их изготовления (кварц, исландский



шпат) \*)<sup>256, 258, 261, 263</sup>. Наиболее существенными являются потери света в поляризаторах. По чисто конструктивным соображениям (см. ниже) использование поляризационных призм оказывается нежелательным. Поэтому в качестве поляризаторов обычно прибегают к поляроидам, обладающим, как известно, сильным поглощением, которое становится особо значительным, если учесть потребность в большом числе последовательно устанавливаемых поляризаторов. Таким образом увеличение числа каскадов, необходимое для сужения полосы пропускания, неизбежно ведёт к уменьшению прозрачности светофильтра. Так, фильтры с полосой пропускания 20—40 Å имеют прозрачность порядка 20—30%<sup>256, 257, 264</sup>; фильтр с полосой пропускания 2—3 Å (с поляризационными призмами)<sup>256</sup> обладает прозрачностью 10—25%, а прозрачность фильтра с полосой пропускания 0,6 Å составляет всего 2%<sup>260</sup>.

Спектральная область применимости интерференционно-поляризационных светофильтров, очевидно, ограничивается двумя факторами: прозрачностью образующих его элементов и возможностью использования эффективных поляризаторов. Поскольку поляроиды пригодны только в видимой области спектра<sup>176</sup>, постольку в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях неизбежно применение поляризационных призм или слоистых поляризаторов.

Оценим требования к точности изготовления кристаллических пластин. Смещение длины волны, соответствующей максимуму пропускания, связано с изменением толщины пластины соотношением  $d \ln \lambda = d \ln l$ . Требуя, чтобы  $d\lambda \ll p \delta \lambda$ , получаем, согласно (7,14) без учёта дисперсионного члена,  $dl \ll \frac{2p\lambda}{n}$ . Полагая  $p = 0,1$ ,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  и  $n = 0,02$ , имеем  $dl \ll 5 \mu$ , что не представляет серьёзной трудности для изготовления.

Существенное влияние на положение полосы пропускания фильтра оказывает температура, изменения которой сказываются как на размерах кристаллических пластин, так и на их показателях преломления.

Согласно (7,1)

$$d \ln \varphi = \left( \frac{\partial \ln n}{\partial t} + \frac{\partial \ln l}{\partial t} \right) dt + \frac{d \ln n}{\partial \lambda} d\lambda - d \ln \lambda, \quad (7,16)$$

откуда, полагая  $d \ln \varphi = 0$ , находим:

$$d \ln \lambda = \left( \frac{\partial \ln n}{\partial t} + \frac{\partial \ln l}{\partial t} \right) \left( \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda}} \right) dt. \quad (7,17)$$

\*) Важность такого выбора материала подробно обсуждается в работе<sup>268</sup>: построенный авторами светофильтр, имевший в качестве кристаллических пластинок пластинки мусковита, оказался малоэффективным именно из-за сильного поглощения света в последнем. Отметим, что для получения узкополосного светофильтра требуется значительная толщина двоякопреломляющего вещества.

Измерения показали<sup>256</sup>, что для кварца  $\frac{d \ln \lambda}{dt} = -1,04 \cdot 10^{-4}$  и для исландского шпата  $\frac{d \ln \lambda}{dt} = 0,56 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом изменение температуры на  $1^\circ \text{C}$  вызывает смещение полосы пропускания фильтра на  $0,4 - 0,7 \text{ \AA}$ , в зависимости от его конструкции<sup>256, 258, 260, 261, 267</sup> (рис. 88). С одной стороны, это вызывает необходимость в тщательном регулировании температуры светофильтра, с другой, — даёт возможность произвольно смещать положение его полосы пропускания в пределах одного — двух десятков ангстрем.

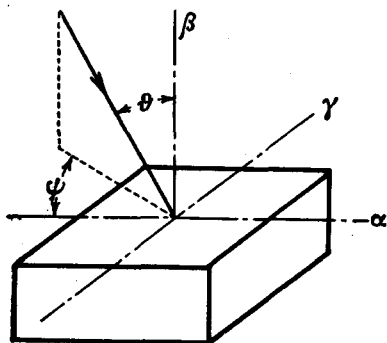


Рис. 89.

Наше рассмотрение относилось к пучку параллельных лучей, падающих на фильтр вдоль оси  $\beta$ . В случае косо падающих световых пучков картина значительно усложняется. Если луч света, поляризованный в плоскости, составляющей угол  $45^\circ$  с осью  $\alpha$ , падает на кристаллическую пластинку по направлению, определяемому полярными углами  $\vartheta, \psi$  (рис. 89), то относительный фазовый сдвиг, приобретаемый альтернативно поляризованными компонентами по выходе из пластинки, в первом приближении<sup>261</sup> равен:

$$\varphi = \frac{2\pi n l}{\lambda} \left[ 1 + \vartheta^2 K \left( \frac{\cos^2 \psi}{n_\gamma} - \frac{\sin^2 \psi}{n_\alpha} \right) \right], \quad (7,18)$$

где

$$K = \frac{n_\alpha n_\gamma - n_\beta^2}{2(n_\gamma - n_\alpha) n_\beta^2}. \quad (7,19)$$

Таким образом изохроматы представляют собой гиперболы, оси которых направлены вдоль осей  $\alpha$  и  $\gamma$ , а направления асимптот определяются соотношением  $\text{tg}^2 \psi = n_\alpha / n_\gamma$  (рис. 90, а и б). Очевидно наибольший дозволённый раствор светового пучка определяется наибольшим допустимым значением  $\varphi - \varphi_0$  для самого толстого элемента фильтра  $\left( \varphi_0 = \frac{2\pi n l_N}{\lambda} \right)$ . Учитывая, что  $d\lambda = \lambda \frac{d\varphi}{\varphi}$ , и требуя, чтобы  $d\lambda \leq p \delta \lambda$ , находим согласно (7,18) и (7,14):

$$\vartheta \leq \sqrt{\frac{p\lambda}{2^{N-1} n l_1 K \left( \frac{\cos^2 \psi}{n_\gamma} - \frac{\sin^2 \psi}{n_\alpha} \right)}} \quad (7,20)$$

(пренебрегая дисперсионным членом в (7,14) и членом с  $\vartheta^2$  в выражении для  $\varphi$ ). Так как материалы с достаточно малым  $K$ , повидимому, неизвестны<sup>261</sup>, этот угол оказывается очень малым ( $\sim 1^\circ$ )<sup>261, 266</sup>. Однако он может быть намного увеличен путём усложнения фильтра. Это достигается рядом способов.

1. Каждая из кристаллических пластинок разрезается пополам, и её части поворачиваются (вместе с поляризаторами) друг относительно друга вокруг оси  $\beta$  на  $90^\circ$ . Между частями вводится четвертьволновая пластинка, ось которой составляет с осями  $\alpha$

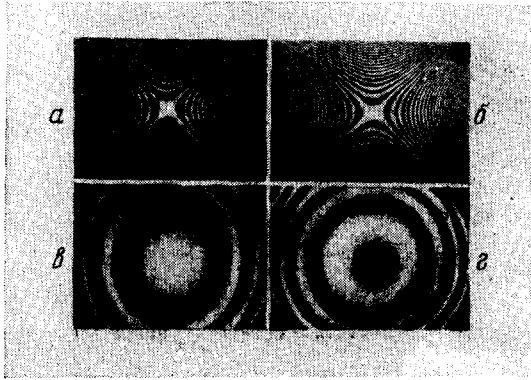


Рис. 90. Изохроматы. *a* — кварцевая пластинка,  $l=65,8$  мм,  $\lambda=5460$  Å, *б* — пластинка исландского шпата,  $l=3,63$  мм,  $\lambda=8460$  Å, *в* и *г* — обе пластинки наложены одна на другую (*в* —  $\lambda=5460$  Å, *г* —  $\lambda=4358$  Å).

обеих частей блока угол  $45^\circ$ . Тогда относительный сдвиг фаз двух компонент оказывается равным

$$\varphi = \frac{2\pi nl}{\lambda} \left[ 1 + \vartheta^2 \frac{K}{2} \left( \frac{1}{n_\gamma} - \frac{1}{n_\alpha} \right) \right], \quad (7,21)$$

и, тем самым, допустимая апертура светового пучка резко возрастает. Однако такое устройство пригодно только для узкого диапазона длин волн, вследствие дисперсии в четвертьволновой пластинке.

2. Элемент составляется из двух частей, изготовленных из материалов с различным знаком  $K$ . Если оси  $\alpha$  в обеих частях элемента параллельны и толщины подобраны так, что выполняется соотношение:

$$\frac{n'l'}{n''l''} = - \frac{K'' \left( \frac{1}{n_\gamma} - \frac{1}{n_\alpha} \right)}{K' \left( \frac{1}{n_\gamma} - \frac{1}{n_\alpha} \right)}, \quad (7,22)$$

где одним и двумя штрихами отмечены величины, относящиеся к первой и второй частям элемента, то

$$\varphi = 2\pi \left[ \frac{n''l''}{\lambda} + \vartheta^2 \left( \frac{n'l'K'}{n_\gamma} + \frac{n''l''K''}{n_\alpha} \right) \right]. \quad (7,23)$$

Поскольку  $K'$  и  $K''$  имеют разные знаки, постольку член при  $\vartheta^2$  может быть малым для широкого диапазона длин волн. Изохроматы для элемента, составленного из пластинок кварца и исландского шпата соответствующей толщины, показаны на рис. 90,  $\delta$  и  $z$ .

3. Каждый элемент составляется из трёх кристаллических пластин, две из которых, изготовленные из одинакового материала (например, шпата), повернуты друг относительно друга вокруг оси  $\beta$  на  $90^\circ$  и третья — из материала с обратным знаком  $K$  (например, кварца), ориентирована так, что её ось  $\alpha$  параллельна оси  $\alpha$  одной из первых пластин. Тогда подбором толщин всегда можно сделать  $\varphi$  не зависящим от  $\vartheta$  с точностью, с которой удволяется уравнение (7,18).

В самом деле, относительный сдвиг фаз в этом случае равен

$$\begin{aligned} \varphi = 2\pi \frac{n'l'}{\lambda} \left[ 1 + \vartheta^2 K \left( \frac{\cos^2 \psi}{n_\gamma} - \frac{\sin^2 \psi}{n_\alpha} \right) \right] + \\ + 2\pi \frac{n''l''}{\lambda} \left[ 1 + \vartheta^2 K'' \left( \frac{\cos^2 \psi}{n_\gamma} - \frac{\sin^2 \psi}{n_\alpha} \right) \right] - \\ - 2\pi \frac{n''l'''}{\lambda} \left[ 1 + \vartheta^2 K''' \left( \frac{\sin^2 \psi}{n_\gamma} - \frac{\cos^2 \psi}{n_\alpha} \right) \right]. \quad (7,24) \end{aligned}$$

Требуя, чтобы коэффициент при  $\vartheta^2$  обращался в нуль независимо от  $\psi$  и чтобы  $n'l' + n''l'' - n''l''' = nl$ , находим:

$$\left. \begin{aligned} n'l' &= \frac{nl}{D} K''^2 \left( \frac{1}{n_\alpha'^2} - \frac{1}{n_\gamma'^2} \right), \\ n''l'' &= \frac{nl}{D} K'K'' \left( \frac{1}{n_\gamma'n_\alpha''} - \frac{1}{n_\alpha'n_\alpha''} \right), \\ n''l''' &= \frac{nl}{D} K'K \left( \frac{1}{n_\alpha'n_\gamma''} - \frac{1}{n_\gamma'n_\gamma''} \right), \end{aligned} \right\} \quad (7,25)$$

где

$$D = \begin{vmatrix} \frac{K'}{n_\gamma'} & \frac{K''}{n_\alpha''} & \frac{K''}{n_\gamma''} \\ \frac{K'}{n_\alpha''} & \frac{K''}{n_\gamma''} & \frac{K''}{n_\alpha''} \\ 1 & -1 & 1 \end{vmatrix}. \quad (7,26)$$

(Дополнительное условие  $n'_\alpha n''_\gamma > n'_\gamma n''_\alpha$  всегда может быть выполнено.)

Строго говоря, компенсация имеет место только для определённой длины волны. Однако практически она осуществляется для сравнительно широкого спектрального диапазона. Отметим, что подобное усложнение необходимо только в наиболее толстых элементах, поскольку полосы пропускания тонких каскадов столь широки, что их уширение за счёт раствора светового пучка не имеет значения.

Далее, оказывается возможным вдвое уменьшить число поляризаторов (а следовательно, и поглощение) путём искусственного объединения двух последовательных каскадов в один. Для этого составляется элемент из трёх пластинок, ориентированных так, как изображено на рис. 91. Как нетрудно показать<sup>261</sup>, прозрачность такого составного элемента для света, поляризованного в плоскости  $r$ , если анализатор параллелен поляризатору:

$$T_r = 1 - \sin^2 2\pi \frac{n''l''}{\lambda} \sin^2 \pi \frac{n''l''}{\lambda} n'l' \quad (7,27)$$

и если анализатор скрещён с поляризатором:

$$T_s = \sin^2 2\pi \frac{n'l'}{\lambda} \sin^2 \pi \frac{n''l''}{\lambda} \quad (7,28)$$

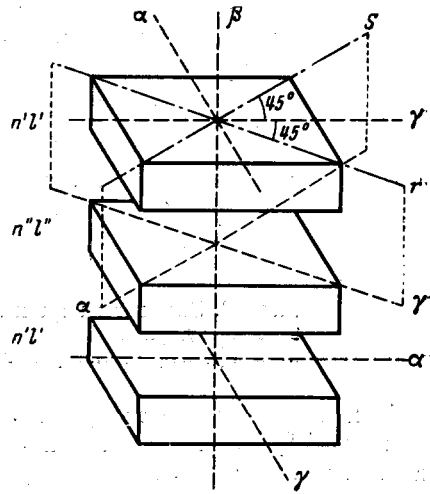


Рис. 91. Схема двойного расщепленного элемента.

Таким образом в случае скрещённых поляризаторов составной элемент эквивалентен двум простым элементам и имеет апертурную характеристику, совпадающую с рассмотренной выше в пункте 1. При этом один из элементов оказывается расщепленным на две части, между которыми вклинён второй элемент.

Поскольку интерференционно-поляризационный фильтр представляет собой сложный и дорогостоящий прибор, важное значение приобретает возможность варьирования положения полосы пропускания в широких пределах. Температурный контроль оказывается удобным только для узкого интервала длин волн<sup>256, 258, 261</sup>. При работе в параллельных лучах малые смещения полосы пропускания могут быть достигнуты также путём изменения угла падения.

лучей<sup>258</sup>, если, конечно, фильтр не рассчитан как широкоугольный. С теоретической точки зрения самым совершенным способом варьирования положения полосы пропускания является использование элементов с переменной толщиной<sup>256</sup>, т. е. образование элемента из двух клиньев, наподобие компенсатора Бабине. На рис. 92 приведены фотографии трёх последовательных элементов фильтра, построенного Лео<sup>256</sup>, состоящих из двух пластинок, изготовленных из шпата и кварца, причём последняя, в свою очередь, состоит из двух клинообразных частей, что даёт возможность варьировать её толщину.

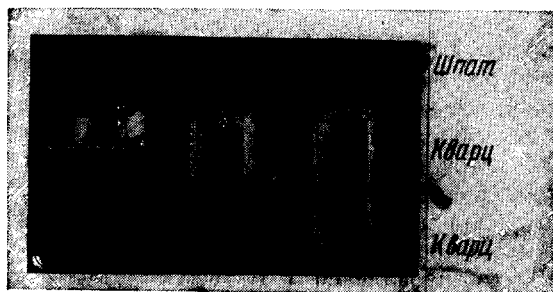


Рис. 92. Элементы переменной толщины, состоящие из двух кварцевых клиньев и пластинки шпата (для придания фильтру широкоугольности).

Рис. 93 изображает схему фильтра, состоящего из девяти таких элементов<sup>256</sup>, разбитых на три самостоятельные группы. Однако на практике использование передвижных клиньев оказывается малоудобным вследствие высоких требований, предъявляемых к механической системе (сохранение строгой согласованности толщин всех элементов).

Вторая возможность состоит в снабжении каждого элемента компенсатором, вносящим малую строго контролируемую разность фаз  $2\pi\xi^*$ ). В этом случае прозрачность светофильтра описывается выражением:

$$T = \prod_{k=1}^{k=N} \cos^2 \pi (m_k + \xi_k). \quad (7,29)$$

Если  $\xi$  можно варьировать в пределах от  $-1/2$  до  $+1/2$ , то фильтр может быть настроен на любую длину волны. Такие ком-

\*) В фильтре с расщепленными элементами необходимо сохранение при этом равенства фазовых сдвигов в обеих половинах расщепленного каскада и, следовательно, каждая половина должна снабжаться своим компенсатором.

пенсаторы можно осуществлять либо в виде компенсаторов Бабине (с клиньями)<sup>261</sup>, либо используя явления фотоупругости или электро- и магнето-оптические явления<sup>262</sup>. Если при этом  $\xi$  зависит от длины волны, то согласованность различных элементов нарушается, что сказывается, в частности, на появлении паразитного света. Однако практически этот эффект оказывается пренебрежимо малым в достаточно широком диапазоне длин волн<sup>261</sup>.

Возможен и другой метод<sup>261</sup>. Допустим, что между двумя четвертьволновыми пластинками, направления осей  $\gamma$  которых совпадают и составляют угол  $45^\circ$  с плоскостью поляризации световой волны, помещается пластинка в полволны. Тогда если ось  $\gamma$  средней пластинки повернута на угол  $\psi$ , то такая система вносит фазовый сдвиг

$$2\pi\xi = 4\psi. \quad (7,30)$$

Отметим, что следующая из (7,30) независимость  $\xi$  от  $\lambda$  является иллюзорной, ибо не учитывается дисперсия в компенсаторах.

Аналогичного результата можно достигнуть, если на входе в каскад установить пластинку в четверть длины волны и неподвижно скрепить её как с рабочей кристаллической пластинкой, так и с выходным поляризатором. Если угол поворота такого составного элемента относительно предыдущего равен  $\psi$ , то его прозрачность равна

$$T_k = \cos^2(\pi m - \psi). \quad (7,31)$$

Образуя фильтр из таких составных элементов, получаем для его прозрачности выражение

$$T = \prod_{k=1}^{k=N} \cos^2 2^{k-1} (\pi m_1 - \psi_1), \quad (7,32)$$

где  $\psi_1$  — угол поворота первого элемента относительно входного поляризатора, и поворот каждого следующего элемента относительно предыдущего

$$\psi_k = 2\psi_{k-1}. \quad (7,33)$$

Такое соотношение углов поворота предъявляет минимальные требования к механической системе.

Наконец, имеется возможность, особенно для широкополосных светофильтров, использовать в качестве их элементов вместо кристаллических пластин слои веществ, обладающих вынужденной анизотропией (например, в результате наложения электрических или магнитных полей). Это, так же как и упомянутые выше электрооптические компенсаторы, позволяет осуществлять практически безинерционное регулирование положения полосы пропускания и находит себе применение в технике цветного телевидения<sup>265</sup>.

Выше мы рассмотрели возможности увеличения допустимой апертуры светового пучка и показали, что она может быть сделана достаточно большой. Поэтому практически апертуру светового пучка ограничивают не факторы, о которых шла речь, а геометрические параметры прибора. Поскольку  $n$  обычно невелико (0,009 для кварца и гипса, 0,017 для исландского шпата), постольку элементы для сколько-нибудь узкополосного фильтра оказываются очень длинными и общая длина фильтра достигает более чем

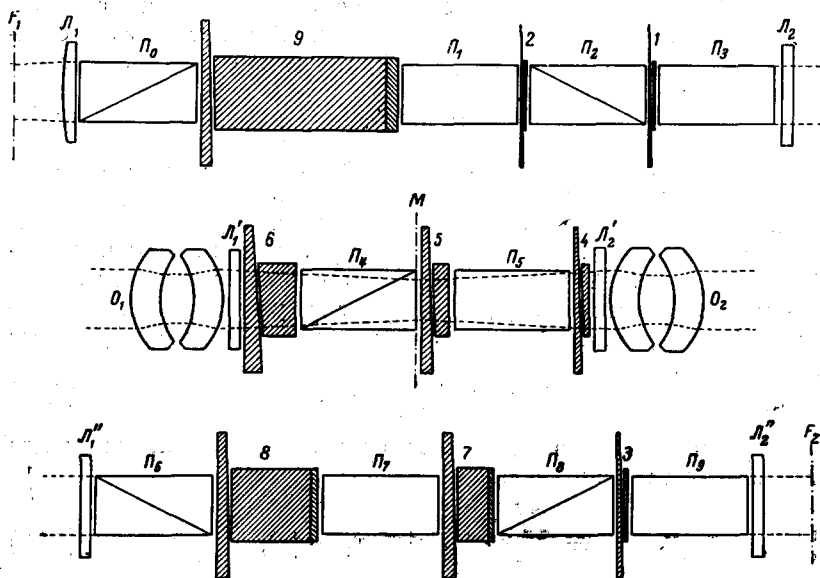


Рис. 93. Фильтр с девятью элементами переменной толщины.  $P_i$  — поляризационные призмы,  $L_i$  — линзы,  $O_i$  — объективы.

полуметра<sup>256</sup> (рис. 93). В то же время площадь фильтра не может быть очень большой вследствие ограниченности возможностей в подборе материала для его изготовления. При этом значительная доля длины фильтра падает на поляризационные призмы<sup>256</sup>. Таким образом для увеличения рабочей апертуры фильтра приходится становиться на путь замены поляризационных призм поляризующими плёнками, несмотря на резкое уменьшение прозрачности светового фильтра. С этой точки зрения весьма перспективным представляется<sup>261</sup> использование тонкоплёночных поляризаторов типа описанных в части I. Своеобразное решение этой проблемы было дано Лио<sup>256</sup>, заменившим поляризационные призмы двулучепреломля-



щими призмами типа призмы Рошона, в результате чего получается одновременно несколько разведённых изображений (рис. 94), число которых зависит от числа каскадов. Два из них (крайние) будут монохроматизованы, причём прозрачность светофильтра для них будет описываться формулой (7,8). Промежуточные изображения, образующиеся в результате наложения когерентных световых пучков, претерпевших одинаковое число отклонений в различных призмах, имеют сложный спектральный состав. Геометрически отделяя на выходе из светофильтра неотклонённое изображение от остальных, получаем светофильтр, обладающий тремя основными достоинствами. Во-первых, двулучепреломляющие призмы значительно короче поляризационных, что ведёт к разному сокращению

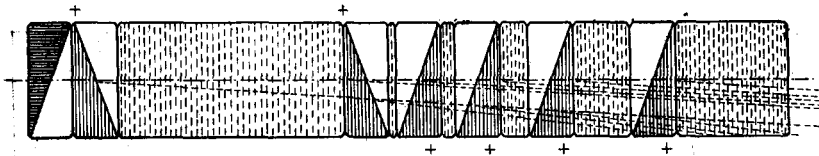


Рис. 94. Фильтр без поляризаторов, дающий набор разведённых изображений.

длины фильтра и делает его мало отличающимся по размерам от фильтра с поляроидами. Во-вторых, отфильтрованный свет полностью выпускается из фильтра, следствием чего является почти полное отсутствие паразитного света, всегда присутствующего в светофильтрах обычного типа. В-третьих, этот фильтр не нуждается во входном поляризаторе и позволяет производить измерения в естественном свете. В описанной конструкции подобного светофильтра угловое разведение соседних изображений составляло  $3^{\circ}07'$ . Прозрачность его равнялась 40% при ширине полосы пропускания  $3 \text{ \AA}$ .

Дальнейшее совершенствование интерференционно-поляризационных фильтров возможно также в направлении замены кристаллических пластин поляризационными интерферометрами, аналогичными интерферометру Майкельсона, но с поляризующей разделительной пластинкой. Их преимуществом является большое значение (и лёгкая регулируемость)  $\varphi$  при сравнительно малых геометрических размерах. Расчётные данные одного из фильтров такого типа таковы<sup>261</sup>: фильтр состоит из четырёх интерферометров, создающих разности хода 245 760, 122 880, 61 440 и 30 720 длин волны, десяти кристаллических элементов и четырёх поляризационных призм. При  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  ширина полосы пропускания  $0,01 \text{ \AA}$ ; угловая апертура светового пучка не свыше  $0,0012$  радиана; прозрачность примерно

в 1000 раз больше прозрачности монохроматоров с той же разрешающей способностью.

В заключение отметим, что до сих пор основной областью применения интерференционно-поляризационных светофильтров остаются астрофизические исследования и, в частности, исследования деятельности Солнца<sup>256, 260, 266, 267</sup>. Это обусловлено в первую очередь тем, что они обеспечивают возможность фотографирования протяжённых объектов, монохроматическая яркость которых составляет всего 0,03% яркости фона белого излучения.

На рис. 95 приведены кадры из первого советского кинофильма, показывающего движение солнечных протуберанцев, снятого в монохроматическом свете А. Б. Северным и А. Б. Гильваргом с помощью сконструированного ими фильтра<sup>266</sup>. Ныне подобными

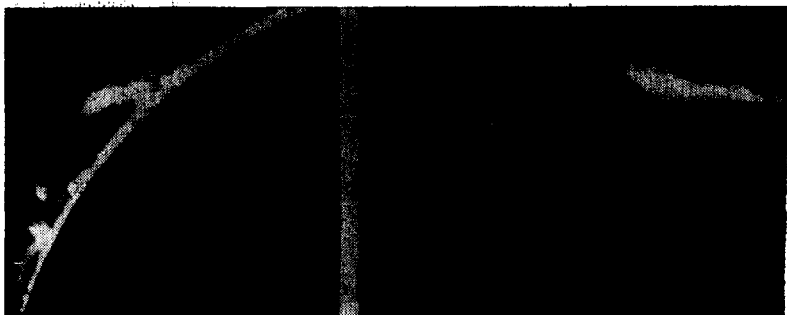


Рис. 95. Фотографии солнечных протуберанцев, полученные вне затмения с помощью интерференционно-поляризационного светофильтра.

светофильтрами оснащаются хромосферные телескопы для службы Солнца СССР<sup>260</sup>. Недавно Г. А. Шайн и В. Ф. Газе<sup>259</sup> существенно расширили область их применения, показав, что с помощью интерференционно-поляризационных светофильтров можно при фотографировании туманностей разделить их пылевую и газовую составляющие.

В лабораторных условиях фильтры подобного типа пока, видимо, не нашли себе широкого применения.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА (окончание)\*)

185. М. Ф. Романова, Интерференция света и её применение, ОНТИ, М.—Л., 1937.
186. А. Н. Захарьевский, Элементы общей теории интерферометров. Сб. «Теория и расчёт опт.-мех. приборов», № 1, М.—Л., 1947, стр. 3—61.

\*) Начало см. УФН, т. XLVII, вып. 1, стр. 45 (1952).

187. Ф. А. Королёв, Труды ФИАН 2, № 1, 3—21 (1940).
188. S. Tolansky, High Resolution Spectroscopy, N. Y., 1947.
189. S. Tolansky, Multiple-Beam Interferometry, Oxford, 1948.
190. W. Williams, Applications of Interferometry, London, 1950.
191. K. W. Meissner, J. Opt. Soc. Am. 31, 405 (1940); 32, 185 (1942).
192. С. Толанский, УФН 30, № 1—2, 103—118 (1946).
193. S. Tolansky, J. phys. et rad. 11, № 7, 434 (1950); Proc. Phys. Soc. 63B, № 368, 545—552 (1950).
194. C. Dufour, J. phys. et rad. 12, № 9, 888—889 (1951).
195. B. J. Bright, D. A. Jacson and H. Kuhn, Proc. Phys. Soc. 62A, № 352, 225—236 (1949).
196. A. E. Gee and H. D. Polster, J. Opt. Soc. Am. 39, № 12, 1044—1047 (1949).
197. J. Brossel, Proc. Phys. Soc. 59, 224 (1947).
198. E. Pahlen, Ann. der Physik 39, 1567 (1912).
199. C. F. Bruce, Austral. J. Scient. Res. 4A, № 2, 117—130 (1951).
200. М. Наму, J. Phys. et rad. 5, 789 (1906).
201. H. Barrell and P. Teasdale-Bucnel, Proc. Phys. Soc. 64B, № 5, 413—418 (1951).
202. Н. В. Рапп и К. Д. Синельников, Уч. Зап. Харьк. гос. ун-та 35, Труды отд. физ.-мат. фак. 2, 15—18 (1950).
203. W. V. Houston, Phys. Rev. 29, 478 (1927).
204. E. Gehrcke und E. Lau, Zeits. f. techn. Phys. 4, 157 (1927); Ann. der Physik 10, 71 (1931).
205. D. A. Jackson and H. Kuhn, Proc. Roy. Soc. 167A, 205 (1938).
206. L. C. Bradley and H. Kuhn, Nature 162, 412 (1948).
207. G. W. Series, Nature 166, 961 (1950).
208. C. Dufour, J. phys. et rad. 11, № 7, 413—417 (1950).
209. H. Kuhn, J. phys. et rad. 11, № 7, 422—424 (1950).
210. См., например, А. С. Топорец, УФН 40, 255 (1950).
211. Н. Р. Батарчукова, ДАН 58, № 6, 1013—1016 (1947).
212. Н. Р. Батарчукова, Труды Ин-та метрологии, № 7 (67), 47—60 (1949).
213. P. Jacquinet and C. Dufour, J. Rech. Centr. Nat. Rech. Science, № 6, 91 (1949).
214. R. C. Faust and S. Tolansky, Proc. Phys. Soc. 59, 951 (1947).
215. Techn. New. Bull. Nat. Bur. Stand 35, № 3, 36—38 (1951).
216. J. S. Courtney-Pratt, Nature 165, 346 (1950).
217. S. Tolansky, J. phys. et rad. 11, № 7, 436—437 (1950); Nature 163, № 4147, 637 (1949).
218. A. R. Verma, Nature 167, 939 (1951); S. Amelinskx, там же.
219. A. R. Verma, Nature 168, № 4279, 783 (1951).
220. A. R. Verma, Phyl. Mag. 42, № 332, 1005 (1951).
221. L. G. Schulz, J. Opt. Soc. Am. 40, № 10, 690—692 (1950).
222. S. Tolansky, Science Progress 37, № 145, 1—11 (1949).
223. G. D. Scott, T. A. McLaughlan and R. S. Sennett, J. Appl. Phys. 21, № 9, 843—846 (1950).
224. H. Osterberg, J. Opt. Soc. Am. 23, 30 (1933).
225. А. А. Вернер и А. С. Жадин, Ж. Опт.-мех. пром., № 5 (73), 5 (1937).
226. H. Thomas and G. Warren, Phyl. Mag. 5, 1125 (1928).
227. М. Л. Котляревский и Е. Я. Пумпер, ЖТФ 11, 843 (1942).

228. Л. Н. Бородавская и А. Е. Саломонович, ЖТФ 20, № 2, 221—224 (1951).
229. S. Tolansky and W. Bardsley, Proc. Phys. Soc. B64, № 3, 224 (1951).
230. C. F. Bruce, J. A. Macinante and J. C. Kelly, Nature 167, 520 (1951).
231. Н. В. Рапп, Уч. Зап. Харьк. гос. ун-та 35, Труды отд. физ.-мат. фак. 2, 55—60 (1950).
232. Ф. А. Королёв, Изв. АН СССР, сер. физич. 11, № 4, 448—451 (1947).
233. Б. Н. Гиммельфарб, Природа, № 1, 16—23 (1951).
234. A. Hermansen, Nordisk Astron. Tidsskr. № 1, 1—16 (1951).
235. A. Hermansen, Fis. Tidsskr. 48, № 3—4, 88—106 (1950).
236. A. Hermansen, Nature 167, № 4238, 104—106 (1951).
237. C. Dufour, J. phys. et rad. 11, № 7, 353—354 (1950).
238. K. Greenland und C. Billington, J. phys. et rad. 11, № 7, 418—421 (1950).
239. K. M. Greenland and Billington, Proc. Phys. Soc. 63B, 359 (1950).
240. C. Dufour, Le Vide 3, 480 (1948).
241. W. H. Shaffer and R. A. Octjen, Phys. Rev. 78, № 2, 187 (1950).
242. G. L. Buc and E. J. Stearns, J. Opt. Soc. Am. 40, № 5, 336 (1950).
243. W. Geffcken, Angew. Chem. 60, 1 (1948).
244. А. Н. Карташёв и Н. М. Сыромятникова, Труды Всес. Ин-та метеорологии, № 7 (67), 86—93 (1949).
245. В. Н. Billings, J. phys. et rad. 11, № 7, 407—412 (1950).
246. D. F. Williamson, J. Opt. Soc. Am. 39, № 7, 613—614 (1949).
247. Г. С. Горелик, Колебания и волны, Гостехиздат, 1950.
248. J. Roig et C. Descamps, Comptes Rendus 230, № 9, 827—829 (1950).
249. См., например, А. А. Коробко-Стефанов, УФН 42, № 3, 433—411 (1950).
250. P. Leurgans and A. F. Turner, J. Opt. Soc. Am. 37, 983 (1947).
251. В. Н. Billings and M. A. Pittman, J. Opt. Soc. Am. 39, № 12, 978—983 (1949).
252. H. D. Polster, J. Opt. Soc. Am. 39, № 12, 1038—1043 (1949).
253. В. Н. Billings, J. Opt. Soc. Am. 39, № 7, 634 (1949).
254. A. E. Gee and H. D. Polster, J. Opt. Soc. Am. 39, № 12, 1044—1047 (1943).
255. В. Н. Billings, J. Opt. Soc. Am. 40, № 7, 471—476 (1950).
256. B. Lyot, Ann. Astrophys. 7, № 1—2, 31—79 (1944).
257. H. Siedentopf und J. Wempe, Astronom. Nachr. 270, № 6, 273 (1940).
258. А. Б. Гильварг и А. Б. Северный, ЖТФ 19, № 9, 997—1000 (1949).
259. Г. А. Шайн, Изв. АН СССР, сер. физич. 14, № 1, 25—26 (1950).
260. С. Б. Иоффе, И. А. Прокофьева и М. С. Эйгенсон, ДАН 75, № 5, 629—630 (1950).
261. J. W. Evans, J. Opt. Soc. Am. 39, № 3, 229—242 (1949).
262. В. Н. Billings, J. Opt. Soc. Am. 37, № 10, 738—746 (1947).
263. С. Баранов и Н. Меланхолин, ЖТФ 15, № 1—2, 89—96 (1945).

264. Y. Ohman, *Nature* **141**, № 3, 560, 157, № 3, 563, 291 (1938).
265. V. A. Babits and H. F. Hicks, Jr., *Electronics* **23**, № 11, 112—115 (1951).
266. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.* **4**, 3 (1949).
267. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг, Доклад на первой конференции по астроспектроскопии, *УФН* **42**, № 4, 590—592 (1950).
268. H. D. Polster, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, № 1, 21—29 (1952).
269. Г. С. Горелик, *ДАН* **83**, № 4, 549 (1952).
270. И. Я. Брусин, Г. С. Горелик и С. А. Пиковский, *ДАН* **83**, № 4, 553 (1952).
-