

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ. I

Г. В. Розенберг

СОДЕРЖАНИЕ

Часть I. Тонкие плёнки, их оптические свойства и применения

1. Металлические плёнки	5
а. Связь оптических свойств плёнки с её структурой	5
б. Оптические свойства серебряных плёнок	12
2. Диэлектрические плёнки	23
а. Методы расчёта тонких плёнок	25
б. Однослойные диэлектрические плёнки на прозрачном диэлектрике. Просветление оптики	29
3. Многослойные диэлектрические покрытия	35
а. Ахроматические просветляющие покрытия	36
б. Покрытия с большим коэффициентом отражения	37
в. Диэлектрические покрытия на металле	40
г. Поляризационные устройства	42

Часть II. Интерференционные устройства и методы. Светофильтры

4. Интерферометр Фабри-Перо. 5. Изучение микрорельефа поверхностей и определение оптических постоянных. 6. Интерференционные светофильтры. 7. Интерференционно-поляризационные светофильтры.	
--	--

В основе любого интерферометрического устройства лежит разделение электромагнитной волны на две или более компонент, затем вновь воссоединяемых и образующих интерференционную картину. Способы разделения лучей весьма многообразны. В рамках оптики наибольшее распространение получили полупрозрачные частично отражающие поверхности, разделяющие световой пучок на проходящий и отражённый. Такие полупрозрачные поверхности чаще всего осуществляются путём нанесения на поверхность прозрачного диэлектрика (например, стекла или кварца) весьма тонких инородных плёнок, обеспечивающих желаемое значение коэффициентов пропускания и отражения поверхности. Интенсивное

развитие техники нанесения тонких металлических и диэлектрических слоёв, имевшее место за последние два десятилетия, позволило не только существенно улучшить оптические свойства таких разделительных устройств и обеспечить их воспроизводимость, но и создавать многослойные покрытия, обладающие рядом важнейших достоинств. Вместе с тем были вскрыты новые, остававшиеся дотоле вне поля зрения, возможности интерференционной техники. Интерферометрия, в течение длительного времени казавшаяся одной из наиболее установившихся и разработанных областей оптики, получила тем самым новый стимул к развитию и в настоящее время мы являемся свидетелями создания целого ряда весьма примечательных устройств и методов, существенно расширивших область её применения. Описанию этих устройств и методов и посвящён настоящий обзор.

В основном наше внимание будет обращено именно на те устройства и методы, развитие которых в той или иной мере обязано прогрессу в технологии изготовления тонких плёнок и которые можно несколько условно объединить под общей рубрикой многолучевой интерферометрии. Поэтому ряд важных вопросов интерферометрии, заслуживающих самостоятельного рассмотрения, останется за рамками нашего обзора. К их числу принадлежат практически вся двухлучевая интерферометрия, спектроскопические и метрологические применения интерференционной техники, интерференционная микроскопия, а также интерференционные методы исследования гидродинамических процессов и кинетики химических реакций. Вместе с тем мы сочли целесообразным включить в рамки предлагаемого обзора раздел, посвящённый интерференционно-поляризационным светофильтрам. С одной стороны, принцип действия этих светофильтров с некоторой точки зрения имеет много общего с принципом действия интерференционных светофильтров (многолучевые интерферометры). С другой стороны, важный вопрос о неабсорбционных светофильтрах пока почти не освещён в отечественной обзорной литературе.

Приводимый список литературы не претендует на исчерпывающую полноту. Мы стремились всё же сделать его достаточно полным, чтобы читатель без труда мог ориентироваться в литературе по тому или иному специальному вопросу. Дополнительные библиографические сведения можно найти в ², ¹⁶⁰, ¹⁸³, где, однако, почти отсутствуют указания на работы советских учёных.

Часть I. ТОНКИЕ ПЛЁНКИ, ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

Тонкие плёнки, т. е. слои вещества, толщина которых исчисляется немногими десятками или сотнями ангстрем, представляют собой, по существу, особое агрегатное состояние. Физические свойства вещества, нанесённого на подстилающую поверх-

ность в виде тонкой плёнки, вообще говоря, существенно отличаются от свойств того же вещества в массивном образце и зависят как от толщины плёнки, так и от условия её образования. Учёт этих особенностей совершенно необходим для рационального использования таких плёнок, в частности для целей интерферометрии. Поэтому современному обзору интерферометрических устройств неизбежно должно быть предпослано изложение данных о тонких плёнках. Такое изложение тем более необходимо, что эти вопросы не нашли пока должного освещения в отечественной монографической литературе. Однако свойства тонких плёнок нас будут интересовать лишь постольку, поскольку они имеют прямое отношение к интерференционным устройствам, причём и здесь по причинам, которые будут выяснены далее, мы уклонимся, по существу, от детального рассмотрения теоретических вопросов оптики однослойных и многослойных покрытий. Подробное изложение этих вопросов, так же как и вопросов технологии изготовления плёнок, определения их толщины и свойств и связанных с ними физико-химических проблем читатель найдёт в специальных монографиях (например,^{1,2} *).

1. МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЁНКИ

а. Связь оптических свойств плёнки с её структурой

Оптические свойства тонких металлических плёнок были объектом многократных и весьма тщательных исследований. Однако первые же исследования показали, что между данными различных авторов получаются существенные расхождения. Причина этих расхождений была усмотрена в том, что оптические свойства тонких металлических плёнок в сильной степени зависят как от их толщины, так и от технологии их нанесения. При этом своеобразная зависимость оптических свойств от толщины плёнки не оставляла сомнений, что здесь мы имеем дело отнюдь не с тривиальными интерференционными эффектами, обусловленными наличием весьма близко расположенных друг к другу границ раздела, а с реальными изменениями эффективных оптических констант самой плёнки. В настоящее время природа таких изменений в общих чертах ясна. С одной стороны, является несомненным, что

*) Отметим, что за последние годы рядом советских учёных проводилось усиленное и плодотворное изучение оптических свойств фотокатодов и, в частности, наблюдаемых в них интерференционных явлений. См., например, Н. Д. Моргулис, ДАН 52, 681 (1946); Н. Д. Моргулис, П. Г. Борзяк и Б. И. Дятловицкая, ДАН 56, 925 (1947); Изв. АН СССР, сер. физ. 12, 126 (1948); Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, ЖТФ 9, 44 (1931); Д. М. Хорош, ЖТФ 17, 341 (1947); М. И. Меньшиков, ЖТФ 17, 579 (1947); П. Г. Борзяк, ДАН 56, 815 (1947); ЖТФ 20, 928 (1950); Н. Д. Моргулис и Н. Е. Карханина, Научн. зап. Киевск. ун-та 9, вып. 2. Труды физ. фак. № 5 (1950) и др.

в очень тонких слоях, по мере увеличения их толщины, происходит перестройка структуры самого вещества, образующего слой^{3,4}. Так, например, рентгено-структурными исследованиями и исследованиями по дифракции электронов^{5, 6, 7} было показано, что рост толщины плёнки сопровождается перестройкой кристаллической решётки (у алюминиевых плёнок гранецентрированная тетрагональная ячейка перестраивается по мере роста в гранецентрированную кубическую, характерную для массивного алюминия⁸). В очень тонких слоях некоторые (далеко не все) металлы (например, родий), повидимому, имеют аморфную структуру⁹. Помимо перестройки структуры вещества оптические свойства плёнки должны меняться с изменением её толщины также вследствие того, что для плёнок рассматриваемого диапазона толщин (0—1000 Å) длина свободного пробега электрона сравнима с толщиной плёнки (или больше неё) и меняется с изменением последней. Тем самым с толщиной плёнки меняется её удельная электропроводность, а следовательно, и её оптические свойства^{10, 11, 12, 13}. Указывалось также, что вследствие рыхлости самого вещества плёнки (см. ниже) должна меняться и роль связанных электронов, что также влечёт за собой изменение дисперсионной кривой¹⁴. Однако основной причиной изменения оптических свойств плёнки является, повидимому, то, что в процессе увеличения её толщины существенным образом меняется агрегатное состояние вещества, образующего плёнку.

Ещё Фарадей¹⁵ обратил внимание на сходство цветов полупрозрачных плёнок золота и его коллоидных растворов и предположил, что плёнки имеют зернистую структуру. На зернистость структуры указывало и явление рассеяния света в очень тонких плёнках^{13, 16}, причём сильно рассеивающие плёнки обладают обычно и сильным поглощением, что дало даже основание для деления тонких плёнок на две категории: сильно рассеивающие и сильно поглощающие и слабо рассеивающие и слабо поглощающие¹⁶; оба типа плёнок имеют одинаковую толщину, но получают в несколько различных условиях. О зернистости структуры свидетельствуют и изменения удельного сопротивления с увеличением толщины плёнки^{17, 18, 19}. Удельное сопротивление плёнок толщиной в несколько ангстремов практически бесконечно велико. Заметная проводимость (удельное сопротивление в 10^3 — 10^7 раз большее, чем у массивного металла)^{7, 17, 19} появляется только начиная с толщин порядка 50—100 Å (прозрачность плёнки 40—80%), причём величина сопротивления существенно зависит как от условий изготовления плёнки (например, температуры подстилающей поверхности), так и от времени, протекшего с момента её изготовления (старение)¹⁷.

Зернистость тонких металлических плёнок и её зависимость от условий образования плёнки и состояния подстилающей

поверхности неоднократно обнаруживались и непосредственно при микроскопических исследованиях^{20, 21, 22}, причём последний автор наблюдал ориентирующее действие поверхности на частички осаждённого серебра. Наконец, недавние исследования тонких металлических плёнок с помощью электронного микроскопа внесли в вопрос об их структуре полную ясность^{5, 7, 13, 23}. Эти исследования наглядно продемонстрировали, что в весьма тонких слоях вещество, образующее плёнку, не распределяется по подстилающей поверхности равномерно, а образует отдельные, изолированные друг от друга частицы, размеры и форма которых определяются, повидимому, характером поверхностных сил^{11, 22}, а также условиями, в которых проводился процесс образования плёнки^{5, 13}. По мере возрастания количества осадка между отдельными частицами возникают мостики, затем частицы начинают объединяться в агломераты и постепенно гранулированная структура покрытия уступает место первоначально рыхлой, но всё более и более уплотняющейся сплошной структуре.

Сказанное иллюстрируется рис. 1, на котором изображены электронные микрофотографии серебряных плёнок различной толщины, полученных путём испарения серебра в вакууме.

Оказалось, что структура плёнки сильнейшим образом зависит от скорости ведения процесса её изготовления. Это наглядно иллюстрируется рис. 2, на котором приведены электронные микрофотографии двух плёнок почти одинаковой толщины, изготовленных в различном темпе.

Ещё в большей мере структура плёнки зависит от температуры подстилающей поверхности^{5, 7, 17}. Так, если подстилающая поверхность в процессе напыления или после него была нагрета до 200—300°С, то по мере увеличения толщины плёнки гранулированная структура не преобразуется в сплошную, а приобретает отчётливо выраженный губкообразный ячеистый характер (рис. 3). Последнее проявляется, в частности, в заметном возрастании светорассеяния и увеличении критической толщины плёнки, при которой она становится электропроводной (до 400 Å для серебра)^{5, 7}.

Структура, образующаяся в процессе изготовления плёнки, не остаётся неизменной, а имеет тенденцию к дальнейшему преобразованию (процесс старения), связанному, повидимому, с поверхностной миграцией атомов металла и ведущему к существенному изменению оптических свойств плёнки^{17, 24, 25}.

Рядом авторов^{5, 7} отмечается, что по мере роста толщины плёнки её поверхность становится всё более и более неровной, причём нерегулярности поверхности (в частности, отдельные, довольно многочисленные крупные кристаллики) достигают размеров порядка длины волны видимого света. Этим, видимо, объясняется сравнительно сильное диффузное отражение от непрозрачных плёнок (толщиной порядка 1000 Å и более). Разумеется, характер плёнки

сильнейшим образом зависит от природы напыляемого металла. Это иллюстрируется рис. 4 (по данным¹³ структура плёнок хрома при рассматривании их в электронный микроскоп кажется непрерывной даже при толщине 20 Å).

Из металлов, плёнки которых используются в интерферометрических целях, лучше всего изучены наиболее употребительные — серебро и алюминий. Отметим, что если у серебряных плёнок гранулированная структура выражена очень ярко и размеры зёрен сравнительно велики, то алюминиевые плёнки значительно глаже и размеры отдельных кристалликов много меньше длины волны видимого света (рис. 3). Даже при очень малых толщинах алюминиевые плёнки кажутся почти однородными. Вследствие этого светорассеяние в алюминиевых плёнках, полученных при комнатной температуре, значительно слабее, чем в серебряных. Однако будучи нанесён на нагретую подстилающую поверхность, алюминий образует столь же отчётливую ячеистую структуру, как и серебро^{5,7}.

Таким образом, тонкие плёнки не представляют собой однородного слоя металла и с оптической точки зрения должны рассматриваться как мутная среда*). Следовательно, можно говорить только о некоторой эффективной толщине плёнки на достаточно большой (по сравнению с длиной волны) площади. К этому обстоятельству мы обратимся ещё раз ниже, в связи с проблемой изучения микрорельефа поверхностей.

Поскольку плёнка представляет собой «двухмерный коллоид», постольку и оптические свойства её должны обуславливаться характером рассеяния на образующих плёнку гранулах. При этом следует принять во внимание существование своеобразных резонансных явлений, имеющих место при рассеянии света на малых частицах с конечной диэлектрической проницаемостью (см., например²⁶). Возможное влияние такого рода резонансных эффектов на оптические свойства тонких плёнок рассматривалось рядом авторов^{27, 28, 29}. Вследствие малости самих неоднородностей и того, что расстояние между ними меньше или порядка длины световой волны, рассеяние отдельными гранулами будет в той или иной степени когерентным и непосредственное применение теории рассеяния света на инородных включениях здесь недопустимо. Теория когерентного рассеяния в коллоидных системах разрабатывалась рядом авторов^{26, 30, 31, 32, 33, 34}. Рассмотрение показывает, что и в этом случае мутная среда может быть охарактеризована некоторыми эффективными показателями преломления $n_{эфф}$ и поглощения $k_{эфф}$ или (что то же) эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = (n + ik)^2$.

*) Следует иметь в виду, что размеры неоднородностей, вообще говоря, значительно меньше длины волны видимого света и становятся сравнимыми с ней только в относительно толстых слоях, наиболее употребительных в интерферометрических целях.

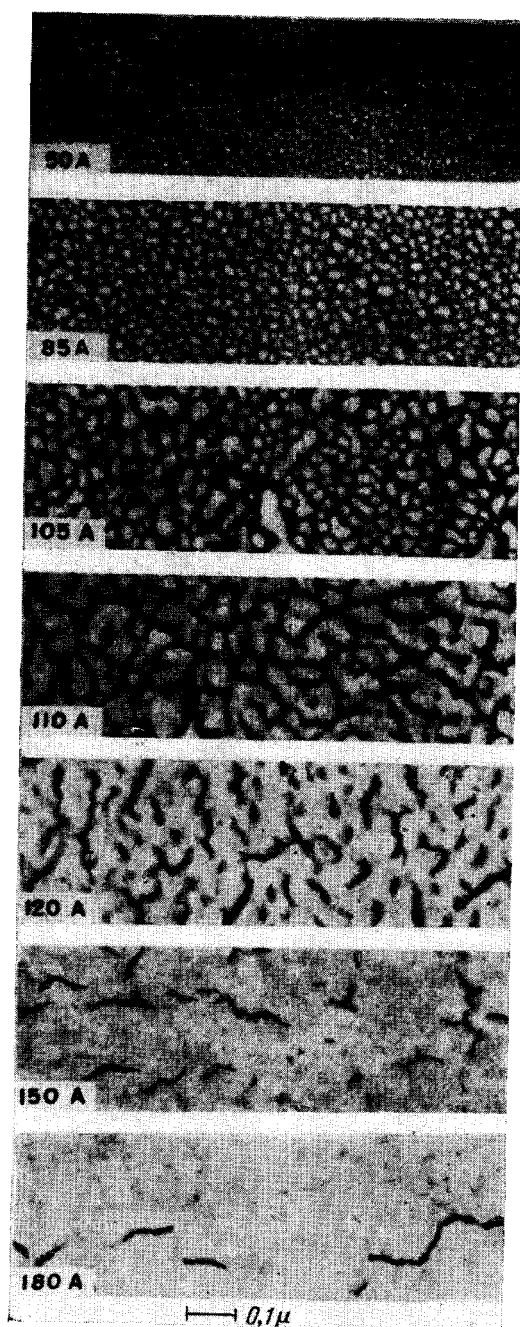


Рис. 1. Электронные микрофотографии серебряных плёнок различной толщины, нанесённых на стекло испарением в вакууме. Время напыления 2 сек.

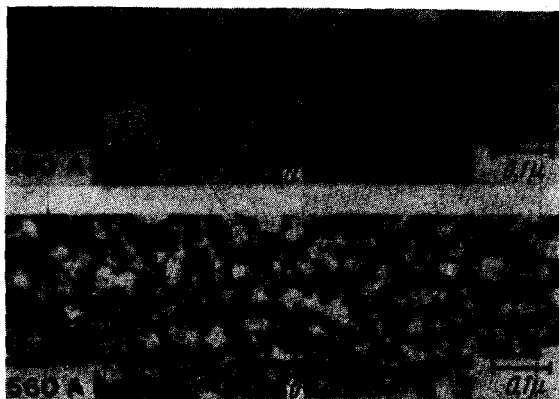
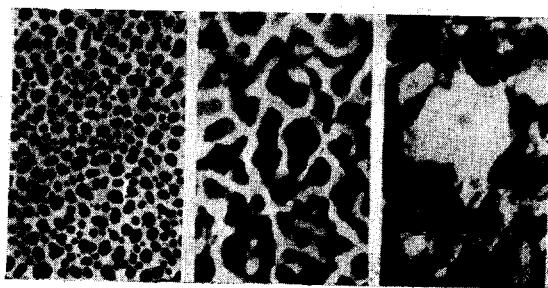


Рис. 2. Различие в структуре серебряных плёнок примерно одинаковой толщины, изготовленных в течение 20 минут (а) и 75 минут (б).



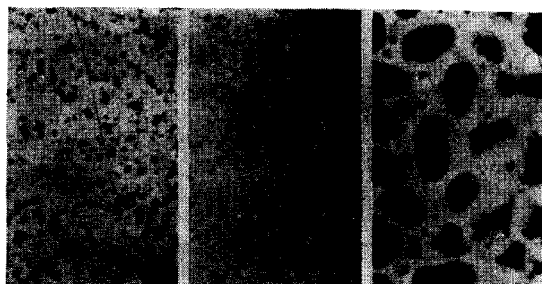
$t \sim 150 \text{ \AA}$

$t \sim 300 \text{ \AA}$

$t \sim 600 \text{ \AA}$

1μ

a



20°C

150°C

450°C

1μ

b

Рис. 3. Зависимость структуры плёнки от температуры подстилающей поверхности. *a* — плёнки серебра различной толщины при температуре 300°C , *б* — плёнки алюминия толщиной $500 \text{ \AA}$ при различных температурах. Отчётливо видна ячейчатая структура, образующаяся при высокой температуре. Масштаб на рис. *a* и *б* — одинаковый.

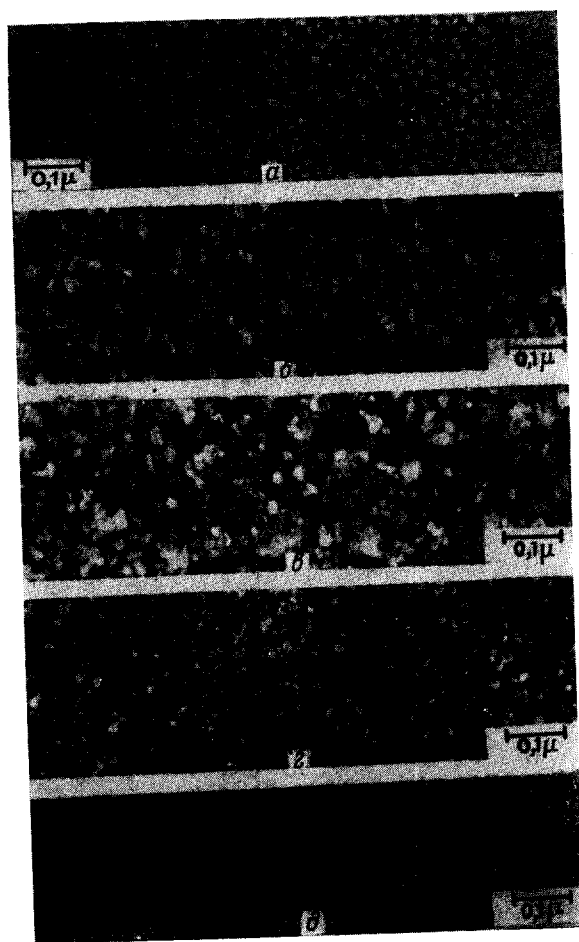


Рис. 4. Плёнки различных металлов: *а* — серебро, толщина 85 Å; *б* — золото, толщина 75 Å; *в* — сурьма, толщина 180 Å; *г* — медь, толщина 120 Å; *д* — никель, толщина 75 Å. Время осаждения плёнок 2 секунды.

Максвелл-Гарнет³⁰, исходя из представления о металлических шариках, хаотически расположенных на малом удалении друг от друга, и учитывая дипольные моменты, индуцируемые на шариках световой волной, а также взаимное влияние соседних диполей, связал $n_{эфф}$ и $k_{эфф}$ с n и k массивного металла, из которого образованы шарики. Согласно³⁰ мнимая часть $\epsilon_{эфф}$

$$2 n_{эфф} k_{эфф} = \frac{6 qb}{(1 - qa)^2 + 4 q^2 b^2}, \quad (1,1)$$

а действительная часть $\epsilon_{эфф}$

$$n_{эфф}^2 - k_{эфф}^2 = \frac{3(1 - qa)^2}{(1 - qa)^2 + 4 q^2 b^2} - 2, \quad (1,2)$$

где q — удельный объём, занимаемый металлом ($0 \leq q \leq 1$),

$$a = \frac{(k^2 - n^2 + 1)(k^2 - n^2 - 2) + 4 n^2 k^2}{(k^2 - n^2 - 2)^2 + 4 n^2 k^2}$$

и

$$b = \frac{3 nk}{(k^2 - n^2 - 2)^2 + 4 n^2 k^2}.$$

В случае тонких плёнок q может быть связано с их структурой и толщиной t .

Сопоставление теории Максвелл-Гарнета с опытом проводилось Гоосом³⁵ и Сеннетом и Скоттом¹³. Согласно Гоосу мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости плёнки связана с её толщиной t , прозрачностью T и поглощательной способностью A соотношением

$$n_{эфф} k_{эфф} = n' \frac{\lambda}{4 \pi t} \frac{A}{T}, \quad (1,3)$$

где λ — длина световой волны и n' — показатель преломления прозрачной пластинки, на которую нанесён слой. Из (1,1) явствует, что $n_{эфф} k_{эфф}$, а следовательно и поглощение в слое (A), будет иметь максимум при условии

$$q^2 > \frac{1}{a^2 + 4 b^2}. \quad (1,4)$$

Сопоставление с опытом для ряда металлических плёнок¹³ показывает, что в случаях, когда это неравенство выполняется, действительно наблюдаются максимумы на кривых зависимости поглощения A в тонкой плёнке от её толщины t . В противном случае максимумов на кривой не наблюдается.

Полагая $b \ll a$ (как это обычно имеет место), условие существования максимума можно переписать в виде:

$$k^2 - n^2 > 0,5. \quad (1,5)$$

При этом максимум $k_{эфф} n_{эфф}$ должен наблюдаться при $q \approx \frac{1}{a}$ и быть пропорциональным $\frac{1}{qb}$.

Типичная зависимость^{18,55} $n_{эфф}$ и $k_{эфф}$ серебряной плёнки от её толщины t приведена на рис. 5.

На рис. 6 приведены кривые зависимости $k_{\text{эфф}} n_{\text{эфф}}$ для серебряных плёнок¹³, вычисленные согласно теории Максвелл-Гарнета (а) и найденные из экспериментально измеренных значений T , A и t (б) для различных длин волн (в Å). Сопоставление рис. 6, а и 6, б свидетельствует о качественном согласии теории Максвелл-Гарнета с опытом. Качественное согласие экспериментальных данных с теорией Максвелл-Гарнета для серебряных плёнок было найдено также Гоосом³⁵.

Аналогичные максимумы на кривых зависимости поглощения в плёнке от её толщины наблюдались для плёнок серебра, золота и других металлов^{17, 36, 37, 38, 39}, в том числе для плёнок Na и Ca, имевших видимую в микро-

скоп гранулярную структуру⁴⁰ и плёнок ртути, кадмия и цинка, образованных при низких температурах⁴¹.

Попутно отметим, что несмотря на значительную роль рассеяния в образовании оптических свойств плёнки, само рассеяние невелико; доля рассеянного света составляет для медленно осаждаемых плёнок толщиной 150 Å при $\lambda=5500$ Å всего около 1,5%. (Для этой плёнки A близко к 40%.)

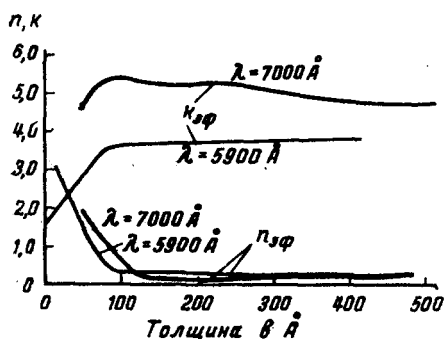


Рис. 5. Зависимость $n_{\text{эфф}}$ и $k_{\text{эфф}}$ от толщины серебряной плёнки для различных длин волн.

Для плёнок с меньшим поглощением рассеяние ещё меньше¹³. Таким образом, в тонких плёнках мы имеем дело не с кажущимся, а с действительным поглощением энергии веществом самой плёнки.

Убедительные, хотя и косвенные доводы в пользу того, что оптические свойства очень тонких плёнок в основном определяются рассеянием на неоднородностях слоя, дают также исследования изменений сдвига фазы при отражении от плёнки^{42, 43} (см. ниже).

Однако следует иметь в виду, что наличие максимумов на кривых зависимости поглощательной способности плёнки от её толщины в ряде случаев может быть обусловлено и любым из других, названных выше эффектов (резонансные явления, изменение длины свободного пробега электронов), а также чисто интерференционными эффектами, как это было показано рядом цитированных выше авторов. Поэтому приведённое на рис. 6 качественное сопоставление с теорией Максвелл-Гарнета не является решающим доводом в пользу этой теории. Иными словами, относительная роль различных рассмотренных выше факторов, влияющих на зависимость оптических свойств плёнки от её толщины, остаётся пока не ясной. Вряд ли можно сомневаться,

что для различных плёнок эта роль различна и существенно зависит от характера процесса нанесения плёнки. Однако есть все основания полагать, что доминирующим фактором является

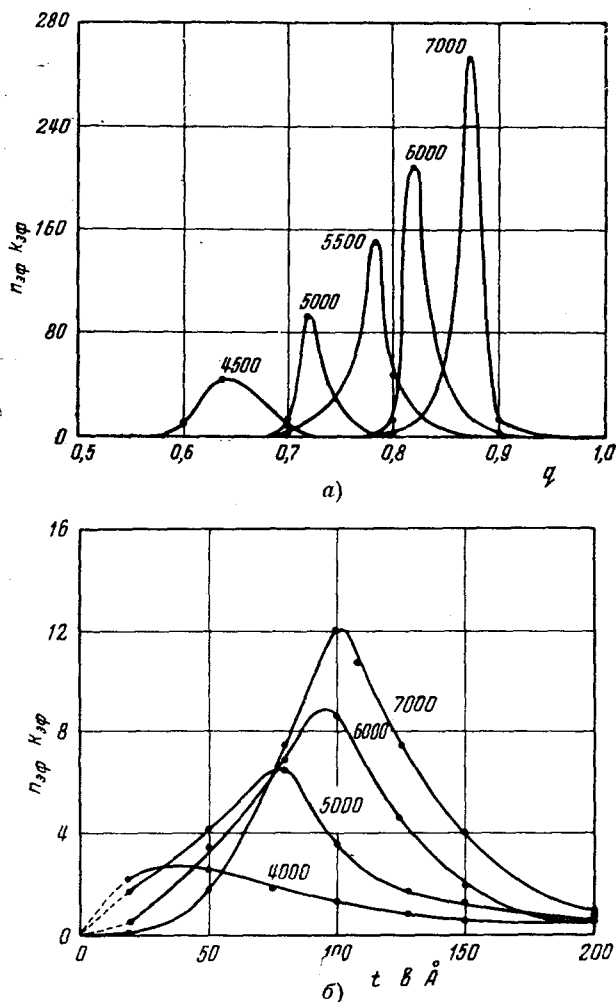


Рис. 6. Сопоставление полученных на опыте кривых зависимости $n_{эф}$ для серебряных плёнок (б) с кривыми, вычисленными по теории Максвелл-Гарнета (а).

гранулированность структуры плёнки. Если остальные факторы и нельзя игнорировать, то всё же их следует считать второстепенными, хотя бы уже потому, что их проявления также должны быть обусловлены в первую очередь зернистостью плёнки.

6. Оптические свойства серебряных плёнок

Из сказанного выше очевидно, что представление о тонкой плёнке, как об однородном образовании имеет весьма условный смысл — оно применимо только в среднем для сравнительно больших участков поверхности плёнки, во всяком случае для участков, линейные размеры которых в несколько раз превышают длину световой волны. Вместе с тем и характеристика оптических свойств плёнки её эффективными показателями преломления и поглощения является, с точки зрения практических применений, малоцелесообразной, ибо сами эти величины заметно меняются с толщиной плёнки и существенно зависят от характера подстилающей поверхности и ведения процесса нанесения плёнки. Поэтому плёнку обычно характеризуют её амплитудными или энергетическими коэффициентами отражения, пропускания и поглощения. Эти величины также являются индивидуальными для различных плёнок и существенно зависят как от физико-химических свойств подстилающей поверхности, так и от показателей преломления тех сред, которые обрамляют плёнку. Поскольку среды, ограничивающие плёнку с двух сторон, обычно имеют различные показатели преломления (например, стекло, на которое нанесена плёнка, и воздух), постольку и коэффициенты отражения, пропускания и поглощения плёнки для лучей, падающих на плёнку извне и со стороны подстилающей поверхности, также обычно бывают различны.

В дальнейшем мы будем придерживаться следующих обозначений:

амплитудный коэффициент отражения — $re^{i\alpha}$,

амплитудный коэффициент пропускания — $te^{i\beta}$,

энергетический коэффициент отражения — $R = r^2$,

энергетический коэффициент пропускания (прозрачность) — $T = t^2$,

энергетический коэффициент поглощения — $A = 1 - (R + T)$.

Величины, относящиеся к световому пучку, падающему на плёнку извне (с её лицевой стороны), мы будем писать без штриха; штрих будет отмечать величины, относящиеся к лучу, падающему на плёнку со стороны подстилающей поверхности.

Ниже мы приводим основные данные о металлических (преимущественно серебряных) плёнках, применяемых в интерферометрии. Вследствие глубоких индивидуальных различий плёнок эти данные следует рассматривать только как типичные, пригодные исключительно для ориентировочных соображений. В каждом конкретном случае оптические свойства плёнок должны определяться особо, опытным путём.

В интерферометрических устройствах обычно приходится встречаться с двоякого рода применением полупрозрачных металлических покрытий. Либо (в двухлучевой интерферометрии) плёнка служит для разделения луча на две компоненты по воз-

возможности одинаковой интенсивности, либо (в многолучевой интерферометрии) к ней предъявляется требование максимально высокой отражательной способности. В обоих случаях (особенно в многолучевой интерферометрии) плёнка должна обладать по возможности малым поглощением; вместе с тем плёнка должна обладать достаточной физико-химической устойчивостью. Этим требованиям в видимой области спектра наилучшим образом удовлетворяет серебро, чем и предопределяется его наиболее частое использование в интерферометрических устройствах. Если абсорбционные потери не столь существенны, но требуется высокая антикоррозионная устойчивость, а также при работе в ультрафиолетовой области спектра, где отражательная способность серебра резко падает^{46, 47} (рис. 7), прибегают к алюминиевым покрытиям. Значительно реже — только в случае необходимости в особой химической и механической прочности — используются плёнки родия, обладающего ещё большей поглощательной способностью. Плёнки платины, обладающие, как известно, высокой спектральной нейтральностью⁴⁴, практически не применяются вовсе, именно из-за весьма значительного поглощения⁴⁵.

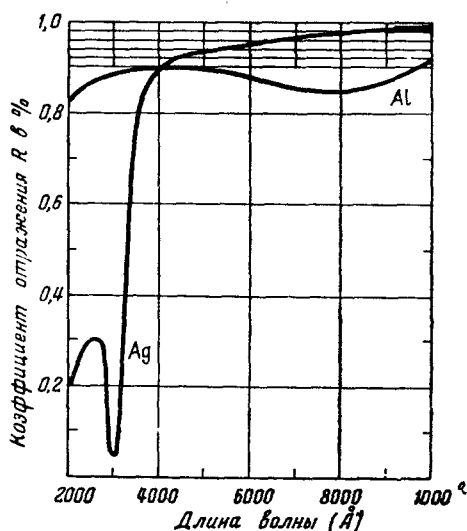


Рис. 7. Коэффициент отражения серебра и алюминия в массивных образцах.

С развитием техники катодного распыления и испарения металлов в вакууме химические методы нанесения металлических плёнок, дающие, как правило, плёнки значительно худшего качества, практически вышли из употребления. За последние годы катодное распыление также используется всё реже и реже. Однако предпочтение, оказываемое методу испарения в вакууме, повидимому, обусловлено чисто технологическими соображениями. Во всяком случае пока нет оснований полагать, что оптические свойства плёнок, полученных этим методом, выше, чем свойства плёнок, получаемых путём катодного распыления, тем более, что фактический механизм катодного распыления, как известно, не

столь сильно отличается от механизма термического испарения, как это может показаться с первого взгляда¹⁸⁴.

В этой связи отметим, что в течение длительного времени вообще считалось невозможным получить серебряные плёнки с коэффициентом отражения $R > 0,9$ и малым поглощением. Впервые это удалось осуществить в 1934 г. М. Ф. Романовой, А. Д. Рубцову и Г. И. Покровскому²⁴ в Гос. оптическом институте именно путём катодного распыления. Обеспечив высокую

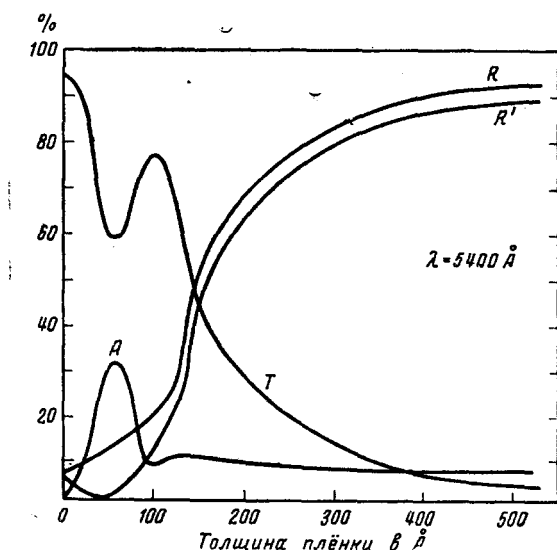


Рис. 8. Типичная зависимость R , R' , T и A от толщины плёнки (для серебряной плёнки, нанесённой на стекло).

чистоту условий и подобрав надлежащий режим ведения процесса, указанные авторы получили плёнки серебра с $R = 95 \div 97\%$ (и даже $R = 98,7\%$ для непрозрачной плёнки), $T = 4,0 \div 2,5\%$ и $A = 1 \div 0,4\%$ в видимой области. Столь хороших плёнок не удавалось получить с тех пор ни одному из исследователей, хотя многие из них довольно близко подходили к указанным значениям R и T .

На рис. 8 показана типичная зависимость R , R' , T и A серебряной плёнки, нанесённой на стекло, от её толщины⁴³. Коэффициент отражения для лучей, падающих со стороны подстилающей поверхности (R'), на всём интервале толщин несколько меньше, чем для лучей, падающих на плёнку извне (R). Это различие особенно заметно при малых толщинах ($< 150 - 200 \text{ Å}$),

причём R' имеет здесь отчётливо выраженный минимум, располагающийся в интервале толщин от 20 до 100 Å. Толщина плёнки, соответствующая минимуму R' , зависит от длины волны, технологии нанесения плёнки и характера подстилающей поверхности. Минимальное значение R' также различно для различных плёнок; обычно оно составляет доли процента, нередко приближаясь

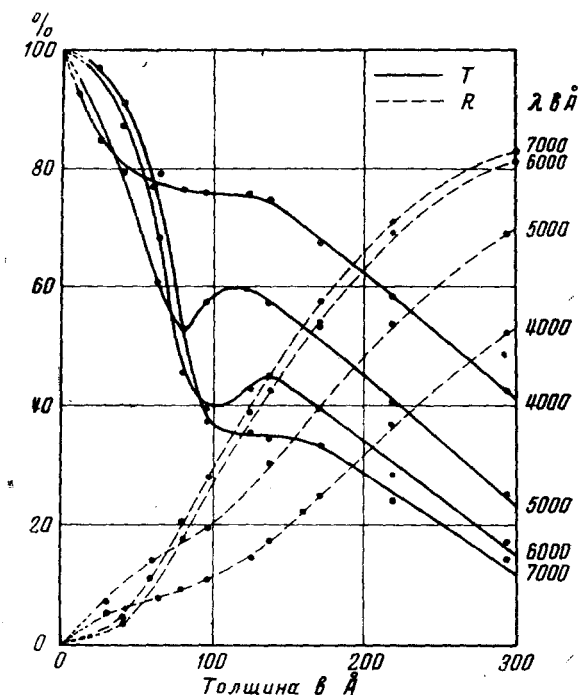


Рис. 9. Зависимость R и T от толщины плёнки для различных длин волн (серебряная плёнка на стекле. Продолжительность процесса напыления 2 сек.).

к нулю 4, 13, 16, 18, 25, 35, 42, 43, 48—52. Иными словами, у плёнок толщиной 20—100 Å отражение лучей, падающих на плёнку со стороны стекла, оказывается практически полностью подавленным для всей видимой области спектра.

Это явление может, вообще говоря, быть использованным в целях просветления оптики, однако, как отмечает ряд авторов, столь тонкие плёнки в высшей степени изменчивы (например, 17, 25, 42 и др.). Максимум поглощения и минимум прозрачности плёнки обычно располагаются при тех же толщинах, при которых наблюдается минимум R' . Отметим, что примерно при

той же толщине плёнки становится измеримой её электропроводность¹⁷. Поскольку R' при малых толщинах плёнки существенно отличается от R , постольку и T' и A' должны отличаться от T и A . Однако специального сопоставления T' и A' с T и A , повидимому, не производилось и пока нет данных для суждения о действительном различии этих величин.

Зависимость T и R от толщины плёнки для различных длин волн и от длины волны для различных толщин показана на рис. 9—10.

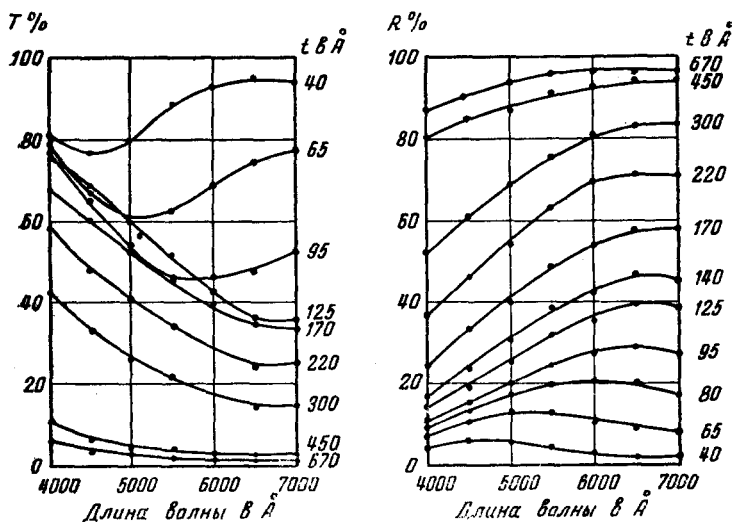


Рис. 10. Зависимость R и T от длины волны для различных толщин плёнки (серебряная плёнка на стекле. Продолжительность процесса напыления 2 сек.).

На рис. 11 показаны зависимости T и R от толщины плёнки для серебряных плёнок, нанесённых в различном темпе¹³. Отчётливо выступает тот хорошо известный факт, что чем быстрее ведётся процесс напыления плёнки, тем выше её коэффициент отражения, причём уменьшение коэффициента отражения происходит, в основном, не за счёт увеличения прозрачности, а за счёт увеличения поглощения. Аналогичное явление наблюдается и для алюминиевых плёнок⁵³.

Рис. 12 и 13 показывают зависимость коэффициента поглощения A (определяемого как $1 - R - T$) от толщины серебряной плёнки для различных длин волн и различных скоростей процесса напыления. Зависимость поглощательной способности алюминиевой

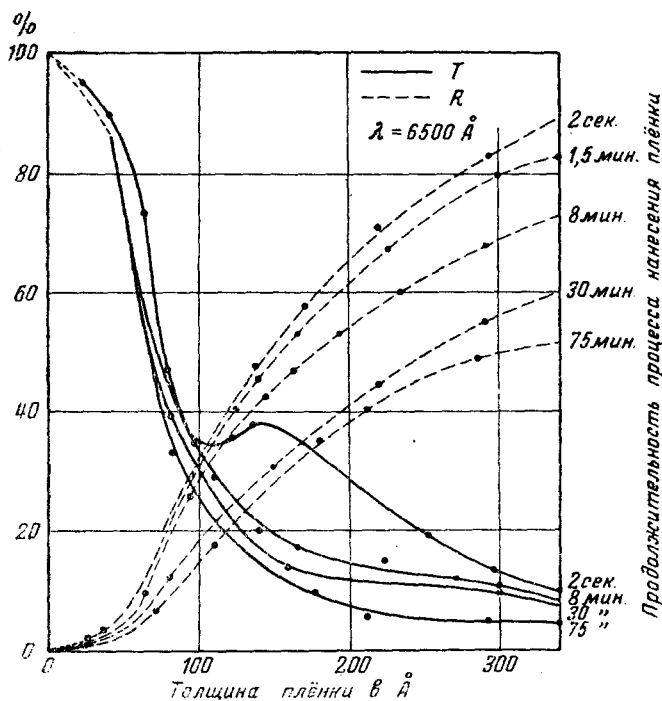


Рис. 11. Зависимость R и T от толщины серебряной плёнки для различных длительностей процесса напыления.

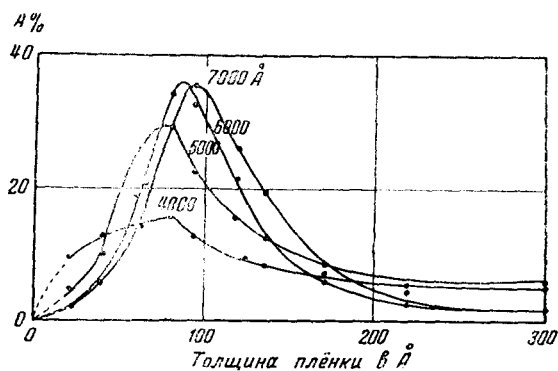


Рис. 12. Зависимость поглощательной способности серебряной плёнки от её толщины для различных длин волн.

плёнки от её толщины для различных длин волн показана на рис. 14. Максимум кривой поглощения при толщине $\sim 1000 \text{ \AA}$

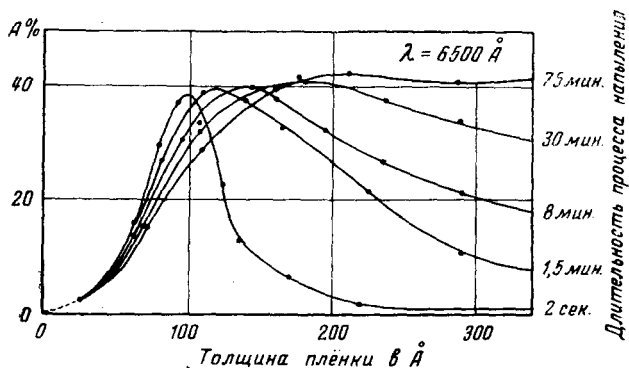


Рис. 13. Зависимость поглощательной способности серебряной плёнки от её толщины для различных длительностей процесса напыления.

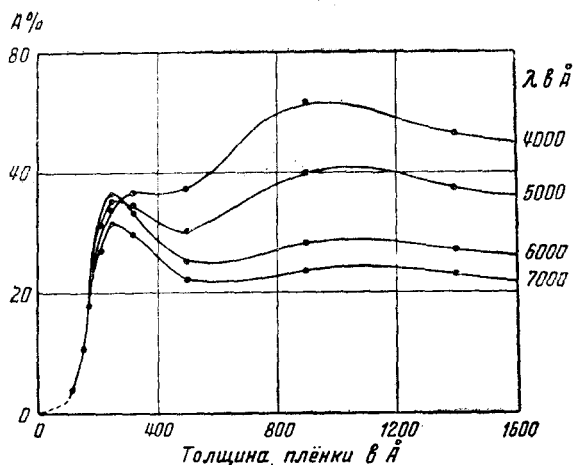


Рис. 14. Зависимость поглощательной способности алюминиевой плёнки от её толщины для различных длин волн.

соответствует минимуму в отражении вследствие интерференционных эффектов в плёнке. В видимой и ультрафиолетовой областях спектра для алюминиевых плёнок трудно получить A меньше 10%; обычно оно значительно больше этой величины.

Из рисунков видно, что если $R \approx T$, то поглощательная способность серебряной плёнки сравнительно велика, особенно для не слишком хороших плёнок, нанесённых в медленном темпе. (В последнем случае если $R \approx T$, то и $A \approx T$.) Таким образом, полупрозрачные серебряные плёнки, являющиеся лучшими из металлических плёнок, всё же далеко не отвечают требованиям, предъявляемым к разделительным устройствам в двухлучевой интерферометрии. Ниже мы увидим, что этим требованиям значительно лучше отвечают многослойные диэлектрические покрытия, которым, повидимому, и предстоит вытеснить металлические плёнки в двухлучевой интерферометрии.

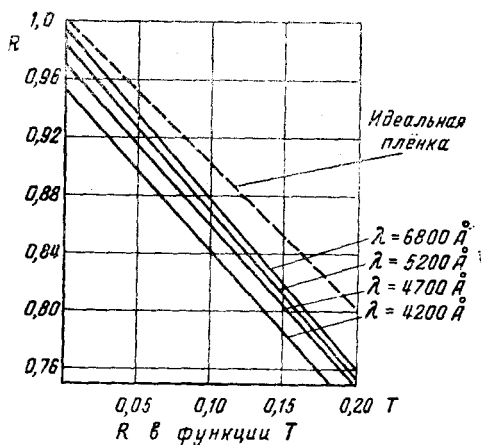


Рис. 15. Типичная зависимость коэффициента отражения серебряной плёнки от её прозрачности.

Для более толстых серебряных плёнок ($R \gg T$) поглощательная способность убывает с увеличением толщины плёнки (рис. 12 и 13; см. 13, 16, 17, 18, 25, 35, 43 и др.). Типичные зависимости R и $R+T$ от прозрачности T для хорошей серебряной плёнки показаны на рис. 15 и 16.

Оптические свойства остальных металлов изучены значительно хуже. Коэффициент отражения родиевой плёнки значительно ниже, чем серебряной; при $\lambda = 0,8 \mu$ составляет всего около 80% ⁶². Имеются указания ⁶³, что плёнки алюминий-магниевого сплава обладают высоким коэффициентом отражения (до 93 — 94%). Но пока это сообщение остаётся неподтверждённым.

Рядом авторов изучался процесс изменения оптических свойств плёнки с течением времени (эффект старения) в различных условиях (см., например, 17, 24, 25, 42, 54 и др.). Как правило, старение плёнки ведёт к существенному ухудшению её оптических качеств,

в частности, к значительному увеличению поглощения, что наглядно иллюстрируется рис. 16. Этот процесс ограничивает, в частности, срок, в течение которого могут быть использованы серебряные плёнки в интерференционных устройствах. Так, в работе М. Ф. Романовой, А. Д. Рубцова и Г. И. Покровского²⁴ указывается, что интерферометр Фабри-Перо с лучшими из полученных ими серебряных покрытий мог быть использован в течение

1—1,5 месяцев, после чего качество плёнок настолько ухудшалось, что требовалось их обновление.

Влияние термического режима на оптические свойства серебряных слоёв изучалось П. М. Морозовым и М. М. Бутеловым¹⁷. Влияние последующей обработки плёнки (в частности, полирования) на её оптические свойства исследовалось Деллом⁶⁴.

Для целей интерферометрии в высшей степени важным является знание фазовых сдвигов, претерпеваемых электромагнитной волной, отражающейся от плёнки или проникающей сквозь неё. Фазовые сдвиги при отражении исследовались рядом авторов^{42, 43, 55—60} (см. также²⁶). На рис. 17 показаны результаты измерений α и α' для серебряной плёнки, нанесённой на стекло, в функции её толщины t для двух длин волн⁴³. Как видно из рисунка, при толщине плёнки ≥ 400 Å сдвиг фазы практически не отличается от значения, соответствующего массивному серебру. На рис. 18

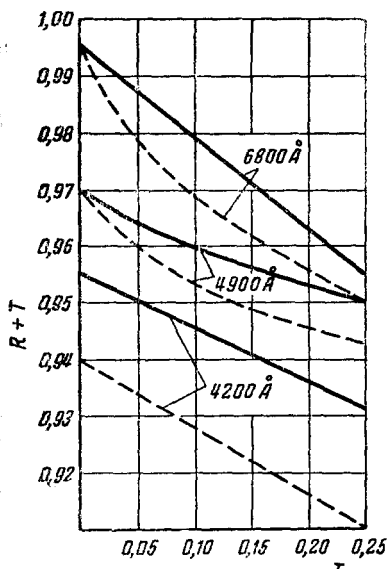


Рис. 16. Зависимость $R + T$ от прозрачности плёнки для различных длин волн. Сплошные линии — свежизготовленная серебряная плёнка. Пунктир — та же плёнка по прошествии трёх недель, в течение которых плёнка находилась на сравнительно чистом воздухе.

показан сдвиг фазы при отражении от границы стекло—серебряная плёнка по данным⁴³.

На этом рисунке отчётливо выступает факт зависимости оптических постоянных плёнки от её толщины. В некоторых случаях наблюдалось, что экспериментальная кривая (пунктирная) при некоторой толщине слоя проходила через начало координат (исчезновение отражения; $k' = 0$). Обращает внимание то обстоятельство, что при некоторой толщине слоя (~ 60 Å) α' меняет знак (сравнить с рис. 17).

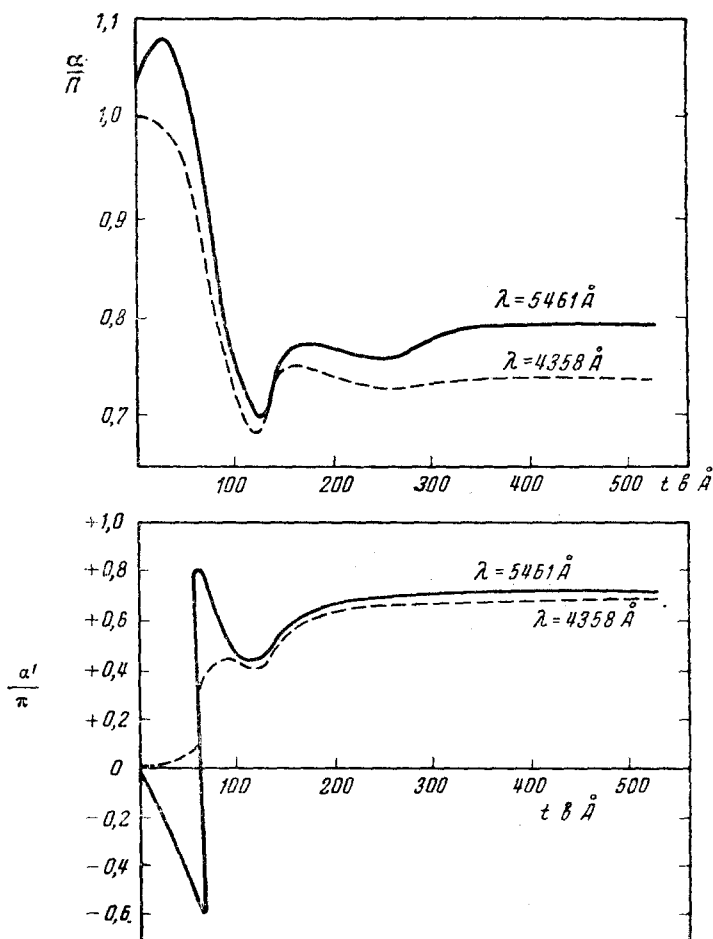


Рис. 17. Зависимость сдвига фазы при отражении от нанесённой на стекло серебряной плёнки от её толщины. α — сдвиг фазы при отражении от границы воздух — плёнка; α' — сдвиг фазы при отражении от границы стекло — плёнка. (Сдвиг фазы выражен в долях π .)

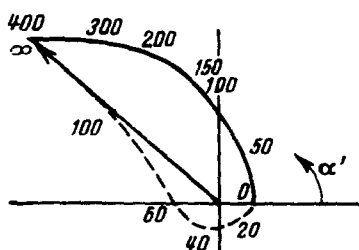


Рис. 18. Вычисленные и измеренные значения сдвига фазы при отражении от оборотной стороны серебряного слоя. Сдвиг фазы изображается углом α' между осью абсцисс и радиусом-вектором, проведенным из начала координат в данную точку кривой (соответствующую данной толщине слоя). Длина радиуса-вектора пропорциональна интенсивности отражаемого пленкой света. Цифры указывают толщину пленки в ангстремах. Сплошная кривая вычислена в предположении, что $n_{\text{эфф}}$ и $k_{\text{эфф}}$ имеют то же значение, что и для массивного серебра. Пунктирная кривая — измерения.

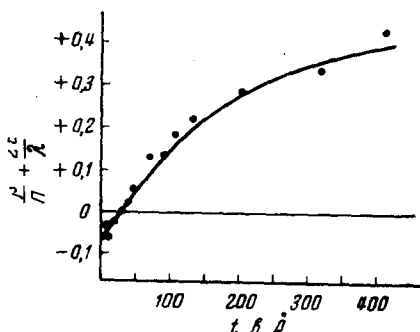


Рис. 19. Зависимость сдвига β фазы световой волны при прохождении ею серебряной пленки от толщины пленки (для $\lambda = 5900 \text{ Å}$).

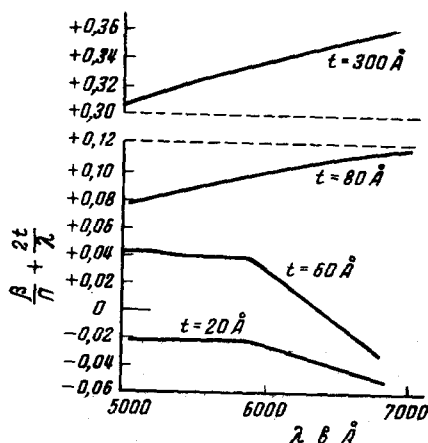


Рис. 20. Зависимость сдвига β фазы световой волны при прохождении ею серебряной пленки от длины волны для различных толщин пленки.

В проходящем свете сдвиг фазы β измерялся, насколько нам известно, только Ишигуро и Кувахара^{52, 61}.

На рис. 19 и 20 приведены полученные ими результаты. Непосредственно измерялся сдвиг фазы волны, прошедшей сквозь плёнку, относительно волны, миновавшей плёнку. Поэтому отложенные на рис. 19 по оси ординат величины отличаются от полного изменения β фазы волны при прохождении ею толщи плёнки (выраженного в долях π) на величину $\frac{2t}{\lambda}$, где t — толщина плёнки и λ — длина волны, что и указано на рисунке. Отметим, что для толщин $< 30 \text{ \AA}$ относительный сдвиг фазы меняет знак — волна, проходящая плёнку, отстаёт от волны, минующей её.

2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЁНКИ

Структуры тонких диэлектрических плёнок гораздо многообразнее, чем структуры металлических плёнок. Это обусловлено не только большим разнообразием физико-химических свойств веществ, используемых для образования плёнок, но и разнообразием технологических приёмов их нанесения. Наряду с испарением в вакууме здесь находит себе широкое применение целый ряд физико-химических методов, таких, как химическая (или электрохимическая) обработка плёнки (например, оксидирование металлической поверхности или травление поверхности стекла), последовательное адсорбирование мономолекулярных слоёв, нанесение раствора на вращающуюся поверхность и многие другие (см., например,^{1,2}). В результате плёнки одного и того же вещества могут иметь совершенно различное строение (кристаллическое или аморфное) и обладать совершенно различной степенью рыхлости, вследствие чего показатель преломления вещества плёнки подвержен весьма значительным вариациям при одной и той же толщине плёнки^{1,2}.

Характерной особенностью диэлектрических плёнок является неоднородность их свойств по толщине плёнки^{1,2}. Так, согласно^{65, 66}, плёнки фтористых соединений, полученные путём испарения в вакууме, имеют мелкокристаллическую структуру, причём в тонких плёнках ($t \lesssim 500 \text{ \AA}$) кристаллики располагаются беспорядочно, в более же толстых слоях верхние ряды кристалликов определённым образом ориентированы относительно поверхности. Сам слой при этом имеет отчётливо выраженную пористость, в сильной степени зависящую от характера ведения процесса нанесения плёнки^{1, 67, 68}. Размеры отдельных кристалликов достигают $100 - 150 \text{ \AA}$ ⁶⁹. Si и SiO при испарении в вакууме образуют однородные аморфные плёнки⁷; показатель преломления плёнок SiO варьирует в пределах от 1,5 до 1,6 в зависимости от темпа напыления. При нагревании до 700°C плёнка Si кристаллизуется. Зависимость оптических свойств плёнки Ge от её толщины

изучалась Н. В. Раппом⁷⁰ и др.^{7,71}. Обнаружено резкое изменение показателя преломления при толщине плёнки порядка 500 Å, обусловленное, повидимому, перестройкой структуры плёнки*). Исследование плёнок SiO₂, ZnS, MgF₂ и Al₂O₃ с помощью электронного микроскопа и дифракции электронов показало^{7, 72, 73}, что при толщинах менее примерно 1000 Å они аморфны. Определение плотности плёнки MgF₂ привело к значению⁷⁴ $2,56 \pm 0,04 \text{ г/см}^3$ вместо $\sim 3,0 \text{ г/см}^3$ для массивного вещества. Исследование сдвига фазы при отражении от плёнки ZnS, MgF₂, криолита и CaF₂ показало⁴², что если для MgF₂ и криолита экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую, что свидетельствует об однородности плёнки, то для ZnS и CaF₂ наблюдаются отчётливые отступления для толщин, меньших 1000 Å. Наблюдённая авторами^{42, 77} зависимость показателя преломления плёнки CaF₂ от её толщины ($n=1,43$ для массивного тела, $n=1,27$ для $t=3000 \text{ Å}$ и $n=1,23$ для $t=40\,000 \text{ Å}$) свидетельствует, по их мнению, о высокой степени пористости этой плёнки (сравнить¹). Аналогичное явление наблюдается у криолитовых плёнок⁷⁷. Делл⁶⁴ отмечает, что плёнки с малым показателем преломления порой слабо рассеивают свет, плёнки же с большим значением n света обычно не рассеивают. Зависимость оптических свойств диэлектрических плёнок от способа их изготовления подчёркивается многими авторами (1, 2, 3, 7, 75, 76 и др.). Отмечается, что от толщины плёнки зависит не только показатель преломления, но и дисперсия (плёнки MgF₂)¹⁶².

Некоторые авторы наблюдали явление старения (например, у Ca SiO₃ и ZnS оно проявляется в росте R — с 26,5% до 34,3% у плёнки ZnS в течение 3 1/2 недель — и в изменении оптической толщины плёнки; автор связывает это с кристаллизацией плёнки^{74, 78}; сравнить также⁶⁴). С другой стороны, имеются указания на большую стабильность некоторых диэлектрических плёнок, сохранявших свои оптические свойства практически неизменными в течение 1—1,5 лет^{124, 155}.

Ряд диэлектрических плёнок (например, SiO₂ или Al₂O₃) обладает высокой физико-химической устойчивостью, что позволяет использовать их как антикоррозионные покрытия (например, Al₂O₃ на алюминированных зеркалах), причём их защитное действие нередко сочетается с эффективным использованием их оптических свойств (см. ниже).

*) Плёнки германия представляют значительный интерес в инфракрасной области спектра вследствие того, что для $\lambda > 10\,000 \text{ Å}$ поглощение их очень мало. Вместе с тем очень велик показатель преломления ($n=4,3$ для $\lambda=60\,000 \text{ Å}$, 5,2 для $\lambda=8000 \text{ Å}$ и 2,3 для $\lambda=4000 \text{ Å}$). С уменьшением λ поглощение растёт, причём мнимая часть диэлектрической постоянной имеет отчётливо выраженный максимум. Аналогичный максимум (при несколько больших λ) наблюдается у Si⁷¹.

а. Методы расчёта тонких плёнок

Способы определения толщины и оптических постоянных тонких плёнок подробно освещены в монографиях^{1, 2}; см. также 79, 96, 148. Мы здесь отметим только, что определение оптических констант плёнки представляет серьёзные методические трудности, связанные с особенностями зависимости этих констант от толщины плёнки. Именно по этой причине ранние попытки разработки методов определения постоянных^{85, 86} оказались несостоятельными, ибо предполагали независимость n и k от толщины плёнки. Это дало даже основание Брюсу⁸⁷ высказать в 1939 г. мнение, что задача раздельного определения толщины и оптических констант плёнки оптическим путём может оказаться неразрешимой. Впервые путь для её решения был указан И. В. Обреимовым⁷⁹ в 1944 г., и соответствующие методы были разработаны в Советском Союзе^{1, 80 - 84} (в зарубежной литературе исследования в этом направлении появляются только начиная с 1947 г.). В основе этих методов лежит, главным образом, использование законов отражения света от тонкой плёнки (интенсивность, поляризация и т. п.), иными словами они опираются на достаточно развитую теорию интерференционных явлений в плёнках. К рассмотрению методов, которыми оперирует эта теория, мы теперь и обратимся.

Хотя теория интерференционных явлений в плёнках является, в известном смысле, основой применения тонких плёнок в интерферометрии и тем самым имеет прямое отношение к теме настоящего обзора, мы сочли целесообразным уклониться от её подробного рассмотрения. Это диктуется двумя обстоятельствами. Во-первых, теория распространения электромагнитных волн в тонких плёнках получила за последние годы столь значительное развитие, что заслуживает самостоятельного обзора. Введение же обширной теоретической главы в обзор, посвящённый экспериментальным методам и устройствам, применяемым в интерферометрии, слишком раздвинуло бы и без того широкие его рамки.

Второе обстоятельство носит гораздо более принципиальный характер. Ярко выраженная зависимость свойств плёнки от технологических особенностей процесса её изготовления приводит к тому, что каждая конкретная плёнка обладает индивидуальностью и должна подвергаться самостоятельному оптическому исследованию. Поэтому практическое применение тонких плёнок возможно только при обеспечении высокой степени их воспроизводимости. Именно этим обусловлено то, что только сравнительно недавно, в связи с разработкой технологических процессов и прецизионных методов контроля, диэлектрические плёнки стали входить в обиход интерферометрической техники. Это же обстоятельство в значительной мере лишает теоретическое рассмотрение практической значимости — его применение к расчёту конкретных

плёнок остаётся пока весьма мало перспективным. Роль теории распространения света в тонких плёнках в настоящее время сводится почти исключительно к качественному анализу, весьма существенному при разработке новых устройств, но сравнительно мало ещё пригодному для использования в конкретных условиях. Подробное изложение теоретических вопросов читатель найдёт в монографиях^{1,2}. Мы ограничимся кратким абрисом методов расчёта.

В основу расчёта светового пучка, прошедшего сквозь тонкую плёнку (или отражённого от неё) с показателем преломления n_2 , разделяющую среды с показателями преломления n_1 и n_3 , можно положить последовательное прослеживание судьбы каждого из лучей, отражающихся и преломляющихся на каждой из границ плёнки, с последующим рассмотрением интерференции между

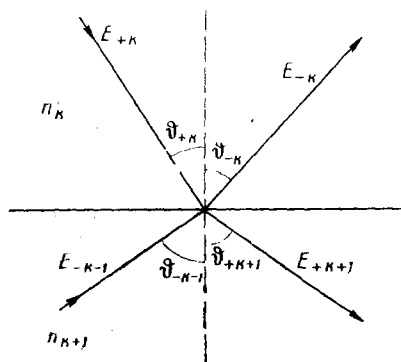


Рис. 21.

всеми этими производными лучами. При этом должны быть заданы (или вычислены по известным n_1 , n_2 и n_3) амплитудные коэффициенты отражения и пропускания: $r_{ik}e^{ia_{ik}}$ и $\tau_{ik}e^{ib_{ik}}$. В случае однослойной непоглощающей плёнки такое рассмотрение приводит к формулам Эри (см., например,¹⁰⁰). Ниже мы воспроизведём этот вывод в связи с теорией интерферометра Фабри-Перо. В случае, когда угол падения ϑ отличается от нуля, задача математически усложняется, ибо необходимо раздельное рассмо-

трение судеб обеих альтернативно поляризованных компонент. Такое рассмотрение было впервые проведено для однослойных покрытий А. Г. Власовым¹ и Н. Ф. Тимофеевой⁹⁹, детально исследовавшими проблемы применения тонких плёнок для просветления оптики (см. ниже), а также вопрос об измерении их оптических постоянных. При этом А. Г. Власов показал, что как однослойные, так и многослойные покрытия можно (так же как границу двух диэлектриков) характеризовать амплитудными коэффициентами отражения и пропускания с той только разницей, что зависимость этих коэффициентов от угла падения оказывается иной, чем следует из формул Френеля; характер этой зависимости определяется толщинами и показателями преломления слоёв. Позднее этот метод расчёта неоднократно применялся другими авторами, причём некоторые из них использовали матричный аппарат, предложенный Джонсом⁹⁷ и Парке⁹⁸.

Другой метод рассмотрения интерференции в тонких плёнках состоит в решении уравнений Максвелла в данных граничных условиях (см., например,¹⁰⁰) с учётом (на каждой границе) двух падающих и двух отражённых волн (рис. 21).

Используя этот метод, можно, в частности, показать¹⁰¹, что многослойное покрытие эквивалентно в оптическом отношении однослойному с некоторым эффективным показателем преломления, величина которого зависит от угла падения ϑ (это утверждение, по существу, эквивалентно упомянутому выше заключению А. Г. Власова). Особых преимуществ для решения практических задач этот метод, по сравнению с методом множественности лучей, не имеет и применяется не чаще последнего.

Несколько лет назад была предложена и получила распространение модификация этого метода, основанная на формальной

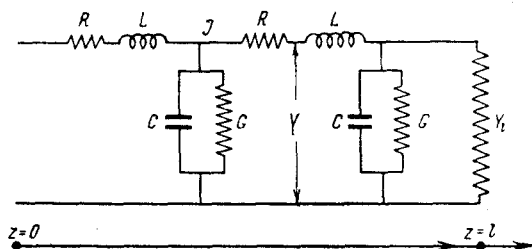


Рис. 22. Схема эквивалентной передающей линии.

аналогии уравнений, определяющих распространение плоских световых волн в изотропных слоистых средах, с уравнениями, описывающими распространение переменных токов в сети^{102—108}. Суть метода состоит в следующем.

Рассмотрим передающую линию с распределёнными параметрами (рис. 22). Уравнения, связывающие напряжение между проводами $V(z) = V_0(z) e^{i\omega t}$ и силу тока в них $I(z) = I_0(z) e^{i\omega t}$, имеют вид:

$$\frac{dV}{dz} = -ZI, \quad \frac{dI}{dz} = -YV, \quad (2,1)$$

где z — расстояние вдоль линии, $Z = R - i\omega L$ — импеданс, $Y = G - i\omega C$ — полная шунтирующая электропроводность, R — удельное сопротивление линии, L — её удельная индуктивность, G — удельная электропроводность утечки и C — удельная шунтирующая ёмкость.

Решение (2,1) имеет вид:

$$I^+(z) = I^+(0) e^{-ikz}, \quad I^-(z) = I^-(0) e^{ikz}, \quad (2,2)$$

$$\left. \begin{aligned} V^+ &= Z_0 I^+, & Y_0 V^+ &= I^+, \\ V^- &= -Z_0 I^-, & Y_0 V^- &= I^-, \end{aligned} \right\} \quad (2,3)$$

где k , Z_0 и Y_0 — постоянная распространения, характеристический импеданс и характеристическая шунтирующая электропроводность, соответственно, причём

$$k = -i\sqrt{YZ}, \quad Z_0 = \frac{1}{Y_0} = \sqrt{\frac{Z}{Y}}. \quad (2,4)$$

Для плоской электромагнитной волны, распространяющейся в однородной изотропной среде, уравнения Максвелла могут быть переписаны в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} &= -i \frac{\mu\omega}{c} [H, n], \\ \frac{\partial}{\partial z} [H, n] &= -i \left(\frac{\epsilon\omega}{c} - i \frac{4\pi\sigma}{c} \right) E, \end{aligned} \quad (2,5)$$

где n — единичный вектор в направлении распространения волны. Полагая

$$Z = i \frac{\mu\omega}{c}$$

и

$$Y = i \left(\frac{\epsilon\omega}{c} - i \frac{4\pi\sigma}{c} \right), \quad (2,6)$$

имеем:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -Z [H, n]; \quad \frac{\partial}{\partial z} [H, n] = -Y E, \quad (2,7)$$

что отличается от (2,1) заменой V на E и Y на $[H, n]$. Постоянная распространения (волновое число)

$$k = -i\sqrt{YZ} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu - i \frac{4\pi\sigma\mu}{\omega}} = \frac{\omega n}{c}, \quad (2,8)$$

где

$$n = \sqrt{\epsilon\mu - i \frac{4\pi\sigma\mu}{\omega}} \quad (2,9)$$

— комплексный показатель преломления среды. Характеристический импеданс

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{\mu\omega}{\epsilon\omega - i 4\pi\sigma}} \quad (2,10)$$

и

$$Y_0 = \sqrt{\frac{\epsilon\omega - i 4\pi\sigma}{\mu\omega}} = \frac{n}{\mu}. \quad (2,11)$$

Если $\mu = 1$, что во всяком случае имеет место в области оптических частот, то

$$Y_0 = n. \quad (2,12)$$

Преобразуя (2,5) и учитывая (2,2) и (2,4), имеем:

$$[n, E] = Z_0 H, \quad E = Z_0 [H, n], \quad (2,13)$$

или, согласно (1,17):

$$n E = [H, n], \quad H = n [n, E]. \quad (2,14)$$

Отметим, что характеристический импеданс Z_0 непосредственно связан с комплексным вектором Умова-Пойнтинга¹⁰²:

$$Z_0^* = \frac{E^2}{|[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]|^2}. \quad (2,15)$$

Таким образом, задача о распространении света в слонстой среде может быть формально сведена к задаче о распространении переменного тока в нагруженной передающей линии с распределёнными параметрами и решаться методами, разработанными для расчёта сетей. При этом показателю преломления среды n соотносится характеристическая шунтирующая электропроводность эквивалентной линии. В ряде случаев такой приём позволяет несколько упростить рассмотрение. Однако расчёт сколько-нибудь сложных систем всё же оказывается весьма трудоёмким. Поэтому большое значение приобретает разработка различного рода графических приёмов расчёта, имеющих в своей основе тот или иной из указанных выше методов^{3, 106, 107, 109—113}.

Укажем, наконец, на теоретические исследования Н. М. Шаропова¹¹⁴, рассмотревшего вопрос об интерференции в тонких изотропных и анизотропных плёнках, исходя из представления о дипольном строении вещества в духе общей молекулярной теории распространения света в однородных средах (сравнить, например,¹⁰⁰).

6. Однослойные диэлектрические плёнки на прозрачном диэлектрике. Просветление оптики

Одним из важнейших практических применений тонких диэлектрических плёнок является предложенное и разработанное впервые (1934 г.) группой сотрудников Государственного оптического института под руководством И. В. Гребенщикова и А. А. Лебедева так называемое просветление оптики, т. е. уменьшение отражательной способности стёкол путём покрытия их тонкими плёнками диэлектрика.

Важность просветления стёкол ясна из следующего. При однократном прохождении световым пучком границы стекло — воздух теряется на отражение от 4 до 9% интенсивности (в зависимости от сорта стекла; при косом падении лучей потери значительно выше).

В современных сложных оптических устройствах, содержащих весьма значительное число границ раздела, теряется на отражение иногда до 80% и более света, что очень болезненно сказывается на светосиле аппаратуры. Более того, отражённый свет, претерпевая ряд последующих отражений, создаёт диффузный световой фон, оказывающий очень существенное маскирующее действие.

Не менее важной, особенно в интерферометрических целях, является обратная задача повышения отражательной способности

стекла. При нормальном падении коэффициент отражения на границе двух сред, как известно, равен

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2, \quad (2,16)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления сред.

В видимой области для прозрачных диэлектриков $n \leq 2,5$, вследствие чего коэффициент отражения не может превышать 15%. Именно этим обстоятельством и обусловлено применение в интерферометрии тонких металлических плёнок, несмотря на свойственное им сравнительно сильное поглощение. Применение тонкослойных покрытий позволяет существенно как уменьшать, так и увеличивать коэффициент отражения (при малом поглощении) и за последнее

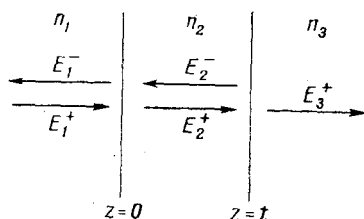


Рис. 23. К теории просветляющего действия тонкой плёнки.

время диэлектрические плёнки не только широко применяются для просветления оптики, но и начинают вытеснять в интерференционных устройствах металлические покрытия (см. ниже). Подробное рассмотрение теории просветляющего действия тонких плёнок и технологии их нанесения содержится в монографиях^{1,2} (см. также 74, 99, 115—121, 149).

Здесь мы ограничимся простейшим случаем нормального падения.

Допустим, что плоская волна падает из бесконечности на слой диэлектрика с показателем преломления n_2 , разделяющий две среды с показателями преломления n_1 и n_3 (рис. 23). В средах 1 и 2 имеются как прямая, так и отражённая волны; в среде 3 — только прямая волна. Выписывая граничные условия при $z=0$ и $z=t$ (где t — толщина слоя) и используя (2,14), получаем (см., например,¹⁰²) для отражённой волны:

$$E_1^- = \frac{(n_1 - n_2)(n_2 + n_3) + (n_1 + n_2)(n_2 - n_3)e^{2ik_2t}}{(n_1 + n_2)(n_2 + n_3) + (n_1 - n_2)(n_2 - n_3)e^{2ik_2t}}, \quad (2,17)$$

где k_2 — волновое число. Обозначая

$$r_{ik} = \frac{n_i - n_k}{n_i + n_k} \quad (2,18)$$

($r_{ik}^* = R_{ik}$ — коэффициент отражения на границе сред с $n = n_i$ и $n = n_k$), согласно (2,16) имеем:

$$E_1^- = \frac{r_{12} + r_{23}e^{2ik_2t}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2ik_2t}} E_1^+, \quad (2,19)$$

т. е. амплитудный коэффициент отражения от диэлектрика с $n = n_3$,

покрытого слоем диэлектрика с $n = n_2$ толщиной t , равен

$$r_{eia} = \frac{r_{12} + r_{23} e^{2ik_2 t}}{1 + r_{12} r_{23} e^{2ik_2 t}}. \quad (2,20)$$

Для диэлектрика в отсутствии поглощения n_2 и k_2 — действительные числа и энергетический коэффициент поглощения

$$R = r^2 = \frac{(r_{12} + r_{23})^2 + 4 r_{12} r_{23} \sin^2 k_2 t}{(1 + r_{12} r_{23})^2 - 4 r_{12} r_{23} \sin^2 k_2 t}. \quad (2,21)$$

Если $t = \frac{2m+1}{2} \lambda$, то выражение (2,21) принимает вид

$$R = \frac{(n_2^2 - n_1 n_3)^2}{(n_2^2 + n_1 n_3)^2}. \quad (2,22)$$

Условие просветления (т. е. обращения R в нуль), следовательно, таково:

$$t = \frac{2m+1}{4} \lambda, \quad n_2 = \sqrt{n_1 n_3}, \quad (2,23)$$

где λ — длина световой волны в плёнке и m — произвольное целое число. Таким образом, плёнка полностью подавляет отражение при условии, что её оптическая толщина является нечётным кратным $\frac{\lambda}{4}$ и показатель преломления плёнки равен среднему геометрическому показателей преломления обрамляющих её сред.

Физический смысл условий (2,23) состоит в том, что амплитуды волн, отражённых от внешней и внутренней поверхностей плёнки, одинаковы, а сдвиг фаз между этими волнами равен нечётному числу полуволн, вследствие чего обе отражённые волны, интерферируя между собой, гасят друг друга. Роль поверхностной плёнки при этом такая же, как и роль нагрузки в месте соединения двух передающих линий.

В случае косоуго падения условия минимума отражения оказываются для p - и s -составляющих различными¹, а именно:

для p -составляющей:

$$c_2^2 n_1^2 = c_1 c_3 n_1 n_3,$$

и для s -составляющей:

$$c_1 c_3 n_2^2 = c_2^2 n_1 n_3, \quad (2,24)$$

где

$$c_1 = \cos \vartheta, \quad c_2 = \frac{1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \vartheta}, \quad c_3 = \frac{1}{n_3} \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2 \vartheta} \quad (2,25)$$

и ϑ — угол падения. С возрастанием ϑ значение n_2 , необходимое для выполнения условий (2,24), растёт для p -составляющей и убывает для s -составляющей. Вместе с тем изменяется и длина

волны, для которой выполняется условие минимума. Последнее иллюстрируется рис. 24, заимствованным из¹.

При нанесении плёнки поддаются варьированию два параметра — толщина плёнки t и её показатель преломления. Однако при $\vartheta \neq 0$ и данном λ число условий, которым нужно удовлетворить для обращения R в нуль, больше двух и в общем случае обращение R в 0 при $\vartheta \neq 0$ невозможно. Это становится возможным только при использовании двухслойных покрытий¹, о чём ниже. При $\vartheta = 0$ число условий, необходимых для обращения R в нуль, равно числу варьируемых переменных, и в принципе обращение R в нуль всегда может быть достигнуто с помощью однослойного покрытия. Трудности возникают здесь только техно-

Таблица 1

Показатели преломления плёнок
некоторых диэлектриков

Вещество	Показатель преломления
LiF	1,29
Криолит (Na_3AlF_6)	1,35
MgF_2	1,35—1,40
CaF_2	1,21—1,43
SiO_2	1,44
SiO	1,5—1,6
CaSiO_3	1,5—1,69
Al_2O_3	1,62—1,67
ZnS	2,12—2,37
TiO_2	1,8—3
SbS_3	~3
Ge	2,3—5,2

логического порядка. При современной технологии нанесения плёнок получение воспроизводимой плёнки заданной толщины не представляет собой неразрешимой задачи. Значительно труднее выполнить второе из условий (2,23). Набор веществ, практически удобных для применения в качестве покровных плёнок, пока сравнительно не велик.

Показатели преломления некоторых из наиболее часто применяемых веществ указаны в табл. 1.

В некоторых случаях использовались покрытия из смеси различных веществ. Однако их нанесение представляет серьёзные технологические трудности.

Практически оказывается весьма трудным, а иногда и невозможным, подобрать для лёгких стёкол

плёнку, показатель преломления которой с достаточной точностью удовлетворял бы соотношению $n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$. Это влечёт за собой то, что в действительности $R_{\min} \neq 0$. На рис. 25 показана зависимость $R_{\min}$ от показателя преломления плёнки для данного сорта стекла¹. Обычно $R_{\min}$ имеет значение 0,2—0,4% или выше¹.

Условия минимальности R (2, 23) в случае однослойной плёнки могут быть выполнены только для избранных длин волн. Более того, всегда найдутся такие длины волн, для которых данная плёнка будет не уменьшать, а увеличивать коэффициент отражения ($t = m \frac{\lambda}{2}$). Таким образом, просветляющие плёнки существенно хроматичны. Однако видимый участок спектра столь узок, что

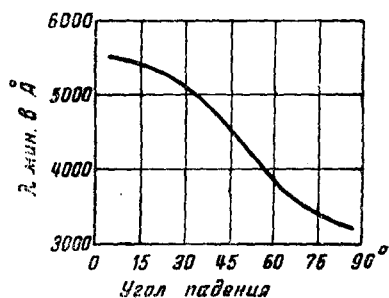


Рис. 24. Зависимость длины волны, при которой коэффициент отражения имеет минимальное значение ($\lambda_{\min}$) от угла падения φ для однослойного покрытия.

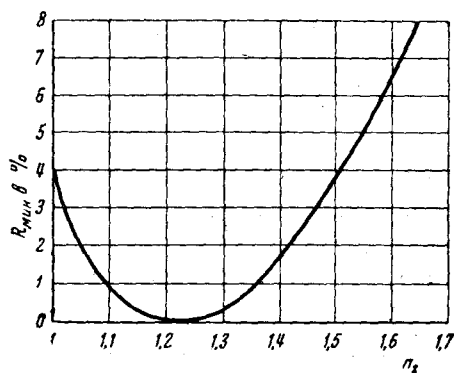


Рис. 25. Зависимость $R_{\min}$ от показателя преломления плёнки при заданном показателе преломления стекла.

возможно подобрать плёнки, оказывающие заметное просветляющее действие во всём диапазоне видимого света.

Типичный пример зависимости R от λ приведён на рис. 26.

В некоторых случаях просветляющая роль плёнки сочетается с её защитным действием либо в качестве антикоррозийного покрытия¹, либо в качестве светофильтра для защиты от актиничного излучения. Например, было предложено¹¹⁷ изготавливать окна для кювет, рассчитанных на работу в инфракрасной области спектра, из хлористого серебра, используя в качестве защиты от разрушающего действия видимого света плёнку стибнита¹²³ (SbS_3), оказывающую одновременно и просветляющее действие.

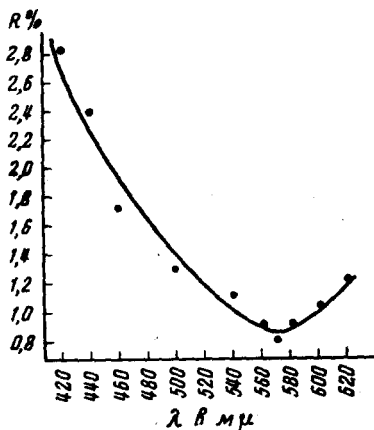


Рис. 26. Типичная зависимость коэффициента отражения от длины волны в случае $n_2 < n_3$. Плёнка MgF_2 ($t \cong 1054 \text{ \AA}$) на стекле.

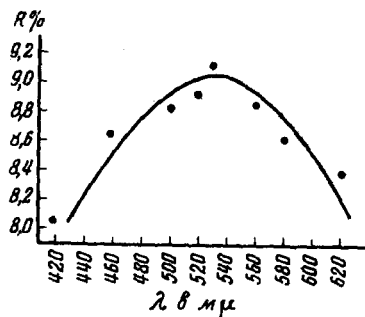


Рис. 27. Типичная зависимость коэффициента отражения от длины волны в случае $n_2 > n_3$. Плёнка CaSiO_3 ($t \cong 1325 \text{ \AA}$) на стекле.

Если желательно повысить коэффициент отражения поверхности, то её так же покрывают плёнкой, толщина которой равна $\frac{\lambda}{4}$ (или нечётной кратной $\frac{\lambda}{4}$), но показатель преломления плёнки выбирается так, чтобы он был выше показателя преломления подстилающей поверхности. Дополнительный сдвиг фазы на π при отражении от границы плёнка — подстилающая поверхность меняет условия интерференции отражённых лучей и лучи, отражённые от наружной и внутренней поверхностей плёнки, усиливают друг друга. Как видно из условия (2, 22), справедливого и для этого случая, с ростом n_2 растёт и значение R . Так, для $n_1 = 1$ (воздух) и $n_3 = 1,5$ (стекло) R достигает 0,38 при $n_2 = 2,5$. Типичная зависимость R от λ для $n_2 > n_3$ показана на рис. 27. Здесь, так же

как и в случае $n_2 < n_3$, коэффициент отражения достигает экстремального значения только в сравнительно узком интервале длин волн.

Как уже отмечалось, в двухлучевой интерферометрии качество интерференционных полос существенно зависит от соотношения между коэффициентами отражения и пропускания полупрозрачной пластинки, разделяющей лучи. Обычно применяемые металлические плёнки далеко не отвечают оптимальным условиям. Значительно лучшее приближение к оптимальным условиям удаётся получить с помощью диэлектрических плёнок, например плёнки из TiO_2 . Использование покрытия из TiO_2 вместо металлизирования ведёт к существенному улучшению качества двухлучевых интерференционных полос¹³⁵.

При освещении тонких плёнок под углами, близкими к углу полного внутреннего отражения, наблюдаются своеобразные интерференционные явления, которые, в частности, могут быть использованы для определения оптических постоянных плёнки⁷⁷.

3. МНОГОСЛОЙНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ

Многослойные просветляющие покрытия были впервые использованы в Государственном оптическом институте в годы Великой Отечественной войны¹. В дальнейшем круг применений многослойных покрытий значительно расширился и они начинают завоёвывать себе всё более и более значительное место в технике современной интерферометрии.

Недостатками однослойных покрытий являются: 1) резко выраженная хроматичность просветляющего действия, 2) трудность, а иногда и невозможность подбора материала для изготовления плёнки, удовлетворяющей оптимальным требованиям, 3) невозможность, в общем случае, обеспечить просветление для $\theta \neq 0$, 4) невозможность получения $R \gg 0,4$. Пути преодоления этих недостатков естественно было искать либо: а) в нанесении плёнок, свойства которых закономерно изменяются по толщине (например,¹⁴²), либо б) в использовании многослойных покрытий.

Первый путь пока не подвергся детальной разработке и каких-нибудь определённых данных в этом направлении почти не имеется. Второй путь — многослойные покрытия, — напротив, широко разрабатывался как теоретически, так и экспериментально и привёл к весьма выдающимся успехам, к рассмотрению которых мы и переходим.

Теория распространения света через слоистые вещества разрабатывалась многими авторами^{1, 2, 101, 103, 107, 115, 126—137}, включая и более сложный случай проводящих (металлических) слоёв^{18, 35, 36, 86, 102, 138—147}. В последнем случае расчёты осложняются тем, что показатель преломления является комплексной величиной, т. е. содержит две постоянные. Некоторое упрощение достигается в инфракрасной области спектра, где действительная и мнимая части диэлектрической постоянной могут быть предположены равными¹⁴⁷.

а. Ахроматические просветляющие покрытия

Одним из возможных методов получения эффективного просветляющего покрытия является нанесение ряда последовательных слоёв соответствующей толщины с постепенно уменьшающимся показателем преломления^{132, 150, 151}. Однако метод этот не получил широкого развития и практически оказался вытесненным методом нанесения чередующихся слоёв с большим и малым показателем преломления. Так, в ГОИ для просветления оптики применялись¹ двухслойные покрытия $\text{TiO}_2 + \text{SiO}_2$. Применяются также и другие двухслойные комбинации плёнок: стеарат бария *) $+ \text{ZnS}^{116}$, $\text{TiO}_2 + \text{MgF}_2^{152, 153}$, сапфир $+ \text{кварц}^{153}$, криолит $+ \text{ZnS}^{155}$, криолит $+ \text{TiO}_2^{156}$ и др.

В принципе с двухслойной плёнкой можно добиться полного подавления отражения для данной длины волны при любом данном угле падения¹. Однако практически этого достичь не удаётся, повидимому, вследствие технологической невозможности создать плёнку, достаточно строго отвечающую условиям гашения отражённого луча (заданные значения n и t на всём протяжении плёнки). Тем не менее удаётся получить¹ коэффициент отражения в минимуме (для белого света) порядка всего 0,5%. Примерно такое же значение R в минимуме получил Стронг¹⁶³, применив двухслойное покрытие иного типа: сначала стекло покрывалось слоем вещества (толщиной $\frac{\lambda}{2}$), показатель преломления которого закономерно менялся по толщине слоя от n у границы стекла (n — показатель преломления стекла) до n^2 у внешней поверхности слоя, а затем наносился слой толщиной $\frac{\lambda}{4}$ с показателем преломления n .

Естественным развитием метода просветления с помощью двухслойного покрытия явилось использование многослойных покрытий. В случае нанесения m плёнок в распоряжении экспериментатора оказывается $2m$ параметров (m показателей преломления и m толщин), вследствие чего возможно не только подавление отражения для широкого диапазона углов, но и обращение коэффициента отражения покрытой поверхности в нуль для m длин волн (при нормальном падении), расположенных по спектру в соответствии с теми требованиями, которые предъявляются конкретными условиями использования отражающей поверхности.

Таким образом, задача расчёта и изготовления многослойного покрытия оказывается во многом аналогичной задаче хроматического корригирования линз. Подобно последней, для успешной ахроматизации просветляющего покрытия необходимо располагать доста-

*) Оптические свойства плёнки стеарата бария, являющейся двулучепреломляющей, изучались⁶⁴ в интервале толщин от 25 до 40 000 Å.

точно обширным набором веществ с различными показателями преломления (и дисперсией). Чаще всего для ахроматизации просветляющих плёнок в не слишком широком спектральном интервале используются чередующиеся слои с большим и малым показателями

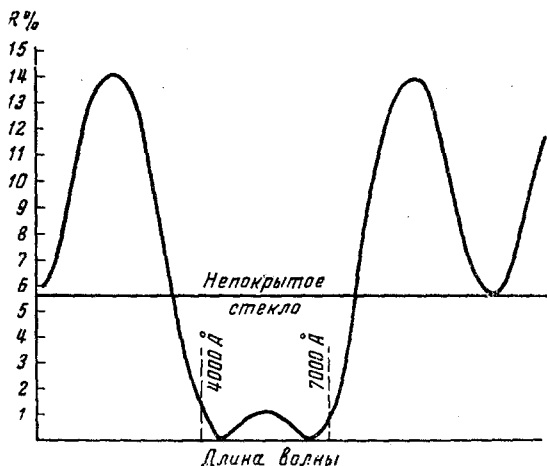


Рис. 28. Ахроматизация просветляющей плёнки в видимой области спектра. Двухслойная плёнка:

$$n_1 = 1,41, \quad n_1 t_1 = \frac{\lambda}{4}; \quad n_2 = 2,00; \quad n_2 t_2 = \frac{\lambda}{2}; \\ n_3 = 1,62.$$

преломления и закономерно возрастающей толщиной: $\frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{4}, \lambda$ и т. д.^{107, 161} (см. рис. 28).

Просветляющее действие многослойных плёнок оказывается при этом столь эффективным, что возникли проекты создания с их помощью абсолютно чёрного тела¹⁶¹ (в не широком интервале длин волн и углов).

б. Покрывтия с большим коэффициентом отражения

С точки зрения интерферометрических применений наибольший интерес представляет решение обратной задачи — создание покрытий, обладающих возможно большим коэффициентом отражения. Стремление перейти от металлических плёнок к диэлектрическим определяется тем, что в случае последних возможно достигнуть значительно меньших потерь света на поглощение в плёнке, что, как будет видно из дальнейшего, имеет решающее значение для повышения качества интерференционной аппаратуры. Помимо этого применение диэлектрических покрытий позволяет значительно расши-

рить диапазон длин волн, для которых возможно осуществление полноценных интерференционных устройств (вплоть до волн сантиметрового диапазона)¹⁶¹.

Для повышения отражательной способности поверхности стекла (или другого прозрачного диэлектрика) с показателем преломления n_3 прибегают к нанесению на неё чередующихся слоёв с малым и большим показателями преломления (рис. 29). Оптическая толщина этих слоёв выбирается равной $\frac{\lambda}{4}$. Наилучшие результаты, повиди-

мому, достигаются в случае нечётного числа слоёв¹²⁴. Однако ряд авторов достигает неплохих результатов, используя чётное число слоёв (например, ¹⁶¹).

С помощью многослойных покрытий оказалось возможным достичь коэффициентов отражения, близких к коэффициенту отражения серебряных слоёв (и даже превышающих его). Так, использование чередующихся плёнок TiO_2 и криолита¹⁵⁶ позволило получить $R = 85\%$. С чередующимися плёнками ZnS и криолита (рис. 29) были получены значения $R = 60,80$ и 90% для трёх-, пяти- и семи-слойных покрытий¹⁵⁷. Значения $R = 0,3, 0,6$ и $0,8$ для белого света были получены¹⁶⁴ с помощью одно-, трёх- и пятислойных покрытий. Аналогичные результаты см.^{122,155,158,159}. На рис. 30 приведены типичные зависимости прозрачности стекла с многослойным покрытием из ZnS и криолита¹⁶⁵ от длины волны. Зависимость R и A для стекла, покрытого пятью и семью чередующимися плёнками ZnS и криолита, от длины волны, приведена на рис. 31. Отчётливо видно, что в случае, например, девятислойного покрытия коэффициент отражения в широком диапазоне длин волн превышает 90% . Вместе с тем поглощение значительно ниже поглощения серебряных слоёв с тем же коэффициентом отражения. Однако такое малое значение A имеет место только в видимой и инфракрасной областях спектра. В ультрафиолетовой области спектра материалы, применяемые для образования плёнок, имеют обычно сильные полосы поглощения, что делает пока применение диэлектрических покрытий не эффективным¹⁶⁰.

Помимо интерференционных устройств многослойные покрытия с большим R оказались полезными в мощных проекционных установках. Одним из факторов, ограничивающих мощность таких установок, является нагревание аппаратуры обильным инфракрасным излучением применяемых источников света. Использование многослойных покрытий позволяет создать «холодные зеркала», т. е. отражатели, обладающие высоким коэффициентом отражения в видимой области спектра и высоким коэффициентом пропускания в инфракрасной области¹⁶¹. Такое «холодное зеркало», почти не ослабляя видимого пучка, отражаемого в аппаратуру, выпускает наружу почти всё инфракрасное излучение, предотвращая тем самым перегрев аппаратуры.

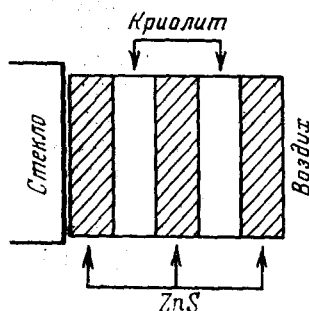


Рис. 29. Схема многослойного покрытия с большим R .

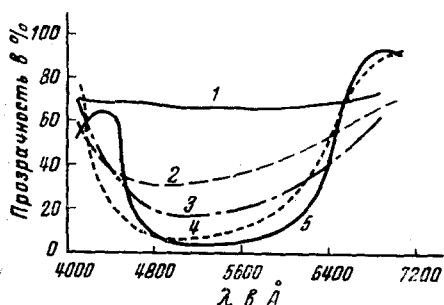


Рис. 30. Зависимость прозрачности стекла с многослойным покрытием из чередующихся слоёв ZnS и криолита от длины волны: 1 — одно-, 2 — трёх-, 3 — пяти-, 4 — семи- и 5 — девятислойные покрытия.

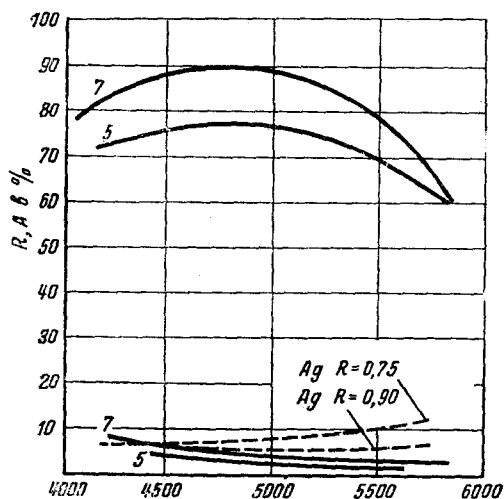


Рис. 31. Зависимость R и A для стекла, покрытого пятью и семью чередующимися плёнками ZnS и криолита, от длины волны. Для сравнения приведены зависимости A для слоёв серебра с тем же коэффициентом отражения.

Для получения «холодного зеркала» поверхность стекла покрывается¹⁶¹ первоначально тонкой плёнкой германия. (Последний, как известно, обладает сравнительно высоким коэффициентом отражения — около 45% — в видимой области спектра и прозрачен в инфракрасной области.) На германиевую плёнку наносится затем многослойное покрытие из диэлектрика.

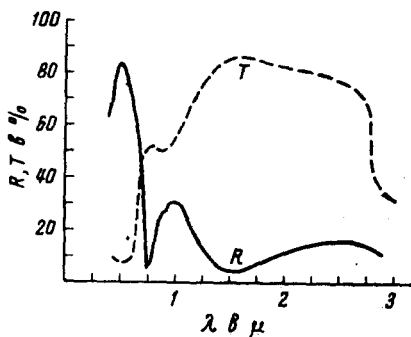


Рис. 32. Зависимость R и T для «холодного зеркала», покрытого четырьмя чередующимися слоями MgF_2 и ZnS , от длины волны. Прозрачность германиевой подложки для $\lambda = 4400 \text{ Å}$ была равна 17%.

Типичная зависимость R и T для «холодного зеркала» от длины волны в случае четырёхслойного покрытия из чередующихся плёнок MgF_2 и ZnS показана на рис. 32.

в. Диэлектрические покрытия на металле

Проблема исследования влияния тонких диэлектрических плёнок, нанесённых на поверхность металла, на его отражательную способность естественным образом возникла в связи с применением диэлектрических плёнок для защиты металлических зеркал от коррозии.

В частности, наиболее распространённые (особенно в астрономической аппаратуре) алюминированные зеркала обычно покрываются окисью алюминия (Al_2O_3), причём качество получаемого зеркала в сильнейшей мере зависит от толщины покрытия и методики его образования^{75,166}. Помимо того, тонкослойное диэлектрическое покрытие обуславливает появление типичных интерференционных эффектов в зависимости коэффициента отражения зеркала от длины волны⁷⁵, что необходимо учитывать в ряде случаев.

Если оптическая толщина плёнки nt , то положение интерференционных максимумов в отражённом свете определяется хорошо известным соотношением

$$2nt + \delta_1 - \delta_2 = m \frac{\lambda}{2}, \quad (3,1)$$

где δ_1 и δ_2 означают, соответственно, сдвиги фазы при отражении на границах воздух — плёнка и плёнка — металл, выраженные в ангстремах. В то время как δ_1 всегда равен $\frac{\lambda}{2}$, δ_2 существенно зависит от оптических констант плёнки и металла:

$$\text{tg } \delta_2 = \frac{rnn_\mu k_\mu}{n^2 - n_\mu^2 - (n_\mu k_\mu)^2}, \quad (3,2)$$

где n_{μ} и k_{μ} — действительная и мнимая части показателя преломления металла. (В случае плёнки Al_2O_3 на Al найдено⁷⁶, что $\delta_1 - \delta_2$ практически постоянно и равно $250 \text{ \AA}$.)

Отметим, что зависимость отражательной способности металлической поверхности, покрытой плёнкой, от свойств плёнки лежит в основе ряда методов определения оптических постоянных последней (см., например,^{2, 167} и др.).

Разработка технологии образования воспроизводимых диэлектрических плёнок позволила поставить вопрос об увеличении отражения от металла с помощью однослойных и многослойных диэлектрических покрытий^{122, 168, 170}. В указанных работах сообщается, что с помощью диэлектрических покрытий коэффициент отражения от серебра для белого света может быть повышен с 0,98 до 0,995 и от алюминия — с 0,91 до 0,96 и даже до 0,98. При этом существенно уменьшается поглощение в металле. Последнее связано с тем, что поверхности самого металла достигает лишь небольшая доля падающего излучения — в основном отражение осуществляется непоглощающим диэлектрическим покрытием.

В качестве примера приведём расчётные данные, относящиеся к изменению оптических свойств поверхности, покрытой полупрозрачным слоем серебра, при нанесении на неё четверть-волновой плёнки ZnS (табл. II)¹⁵⁵.

Таблица II

Влияние покровной диэлектрической плёнки на оптические свойства посеребрённой поверхности

Слои на поверхности стекла	R	T	A
Серебро	0,86	0,08	0,06
$Ag\left(\frac{\lambda}{8}\right) + ZnS\left(\frac{\lambda}{4}\right)$	0,939	0,041	0,02

Своеобразное влияние поверхностных покрытий на магнитооптические явления, имеющие место при отражении света от намагниченного металла, было обнаружено и изучено М. М. Носковым, Я. И. Френкелем и А. В. Соколовым^{171–175}. Различие в положении плоскостей поляризации света, отражённого от наружной и внутренней поверхностей плёнки, ведёт здесь к необычной зависимости характера поляризации отражённого света от толщины плёнки.

г. Поляризационные устройства

Различия в условиях отражения двух альтернативно поляризованных компонент косо падающего светового луча от обеих поверхностей покровной плёнки обуславливает существенную зависимость просветляющего действия плёнки от состояния поляризации света и угла падения; сравнить (2, 24) и (2, 25). Поэтому тонкие плёнки оказывают весьма эффективное поляризующее действие как в проходящем, так и в отражённом свете. Детальный теоретический анализ этого явления был впервые выполнен А. Г. Власовым¹ (см. также²) и лёг в основу ряда методов определения толщины и оптических постоянных плёнки^{78-84, 2}.

Вместе с тем возникло стремление использовать тонкие плёнки для создания поляризующих устройств. Особенно важна их применимость в инфракрасной области спектра. Как известно, область прозрачности исландского шпата ограничена со стороны длинных волн примерно 2μ , вследствие чего для излучения с большей длиной волны обычные поляризационные призмы уже не пригодны. Поляроиды также неприменимы, ибо их поляризующая способность резко падает уже у красной границы видимой области спектра¹⁷⁶. Задачу создания и анализа поляризованного излучения в инфракрасной области спектра не смогли пока удовлетворительно разрешить и другие, подчас весьма остроумные, устройства. Они либо обладают недостаточной поляризующей способностью, либо существенно ослабляют интенсивность света, либо, наконец, оказываются крайне неудобными в обращении. Всех этих недостатков лишены тонкие плёнки. Кроме того, с помощью тонких плёнок оказывается возможным создание поляризаторов со сравнительно большой рабочей площадью, исчисляемой многими квадратными сантиметрами. Использование тонких плёнок в поляризметрических целях идёт, в основном, по двум направлениям:

1) Создание из тонких плёнок устройств, полностью аналогичных стеклянной стопе, описание которой можно найти в любом учебнике оптики. При этом стремятся по возможности освободиться от интерференционных явлений, связанных с отражениями от последовательно расположенных плёнок.

2) Создание многослойных поляризаторов с использованием интерференции между лучами, отражающимися от последовательных слоёв.

1) Стопа из тонких плёнок

Теоретическое рассмотрение возможности получения поляризованного света с помощью стопы из тонких плёнок показало¹⁷⁷, что таким путём можно получить весьма светосильный и почти ахроматический поляризатор как в отражённом, так и в проходящем свете. По утверждению автора, стопа из двух стеклянных пластинок, покрытых с обеих сторон плёнкой из TiO_2 , обеспечи-

вает степень поляризации до 99,7%. Для инфракрасной области спектра (от 2 до 14 μ) подобного рода стопа была изготовлена¹⁷⁸ из плёнок селена толщиной 4 μ каждая.

Согласно измерениям авторов, селеновая плёнка не обнаруживает заметного поглощения в указанном интервале длин волн по крайней мере до толщины 52 μ . Коэффициент преломления селена $n \cong 2,54$ и, соответственно, угол полной поляризации составляет 68,5°. Результаты, полученные авторами, таковы.

Для стопы из пяти плёнок степень поляризации света, падающего под углом полной поляризации, во всём интервале длин волн от 2 до 14 μ не спускалась ниже 94%, будучи в большей части названного интервала значительно выше этой величины. Для стопы из шести плёнок степень поляризации во всей исследованной области спектра превышала 98%.

Вариации угла падения светового луча на стопу в пределах $\pm 5^\circ$ не оказывали заметного влияния на степень поляризации. Интерференционные эффекты, довольно заметные при малом числе плёнок, быстро ослабевали при его возрастании и в случае стопы из пяти-шести плёнок могли игнорироваться.

Другим важным показателем качества поляризующего устройства является его прозрачность. Оказалось, что стопа из пяти плёнок пропускает 47% падающего неполяризованного света, т. е. 94% соответствующей поляризованной компоненты. Прозрачность стопы из шести плёнок немного ниже. Авторы подробно описывают технологию изготовления стопы (краткий реферат см.¹⁷⁹).

2) Многослойный интерференционный поляризатор^{165, 180, 182}

Устройство представляет собой обыкновенное многослойное покрытие из чередующихся слоёв с большим и малым показателями преломления ($\text{ZnS} + \text{криолит}$), расположенное относительно падающего на него светового пучка под углом полной поляризации. Покрытие рассчитывается таким образом, чтобы коэффициент отражения для соответствующей компоненты был близок к единице.

Практически такое устройство может быть осуществлено путём последовательного нанесения слоёв на основание трёхгранной равнобедренной прямоугольной стеклянной призмы. После нанесения слоёв они закрываются второй стеклянной призмой, идентичной с призмой, служившей основанием (рис. 33).

Поляризатор, состоявший из 10 слоёв площадью 16 см^2 каждый, обеспечивал¹⁸¹ степень поляризации в проходящем свете 99,9%, а в отражённом — около 99%, причём коэффициент отражения был близок к 0,95. Суммарная интенсивность обоих пучков достигала 84% интенсивности нефiltroванного излучения, причём потери (16%) должны были быть главным образом отнесены

за счёт отражений от поверхностей стеклянных призм. Авторы считают, что неполнота поляризации в отражённом пучке является, в основном, следствием неточного совпадения угла падения с углом полной поляризации на границе стеклянной призмы с многослойным покрытием, а также непараллельности светового пучка. При использовании белого света поляризованные компоненты были слегка окрашенными, что свидетельствовало о недостаточной ахроматизации покрытия.

В изображённом на рис. 33 случае шести слоёв¹⁶⁵ степень поляризации превышала 98% для пучков, падающих в пределах

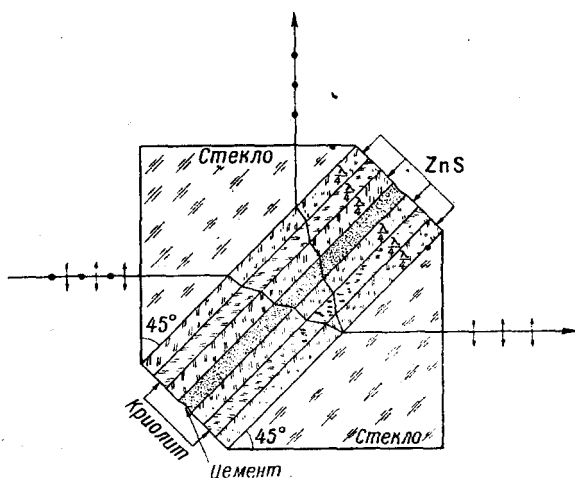


Рис. 33. Схема интерференционного поляризатора.

конуса с раствором 10° (с осью, нормальной к граням призмы). Спектральная зависимость поляризующего действия характеризуется табл. III.

Таблица III

Деполяризация света после прохождения им устройства, изображённого на рис. 33

Область спектра	Красная	Зелёная	Голубая
В отражённом свете	0,0035	0,0065	0,0103
В проходящем свете	0,0138	0,0031	0,0545

Использование описанного устройства позволяет одновременно получать обе альтернативно поляризованные компоненты, что имеет ряд преимуществ (например, позволяет одновременно измерять их интенсивности или непосредственно деполяризацию света, падающего на устройство). В этом отношении интерференционные поляризаторы больше приближаются к устройствам типа призмы Воластона, чем к поляризационным призмам. Обладая сравнительно большой площадью, они могут быть использованы также для получения изображений протяжённых объектов в поляризованном свете.

При необходимости получения максимального светового потока в определённом состоянии поляризации одна из компонент может быть подвергнута отражению под углом 90° (в направлении другой компоненты) и плоскость её поляризации может быть затем повернута на 90° с помощью компенсатора¹⁸¹. Это даёт возможность превратить естественный свет в полностью поляризованный практически без потерь в световом потоке (но с двукратным уменьшением его интенсивности).

(Окончание в следующем выпуске)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Гребенщиков, А. Г. Власов, Б. С. Непорент и Н. В. Суйковская, Просветление оптики, Гостехиздат, М. — Л., 1946.
2. H. Mayer, Physik dünner Schichten, Stuttgart, 1950.
3. M. Perrot, Rev. d'optique **28**, № 10, 564 (1949).
4. P. Rouard, Rev. d'optique **28**, № 10, 569—574 (1949).
5. H. Levinstein, J. Appl. Phys. **20**, 306 (1949).
6. A. C. Quarrel, Proc. Phys. Soc. **49**, 279 (1937).
7. C. Hass and N. W. Scott, J. phys. et rad. **11**, № 7, 394 (1950); J. Opt. Soc. Am. **39**, № 2, 179—184 (1949).
8. Finch and A. C. Quarell, Proc. Roy. Soc. **A141**, 398 (1933).
9. H. Levinstein, Докторская диссертация. Цитируется по ¹⁴⁷.
10. N. E. Mott and F. Zener, Proc. Cambr. Phil. Soc. **30**, 249 (1934).
11. R. Weale, Proc. Phys. Soc. **62B**, № 357, 576—578 (1949).
12. N. Cabrera et J. Terrien, Rev. d'optique **23**, № 11, 635—643 (1949).
13. R. S. Sennet and N. W. Scott, J. Opt. Soc. Am. **40**, № 4, 203—211 (1950).
14. N. Wolter, Zeits. f. Physik **113**, 547 (1939); **115**, 695 (1940).
15. M. Faraday, Trans. Roy. Soc. **147**, 145 (1857).
16. J. Strong and B. Dibble, J. Opt. Soc. Am. **30**, № 9, 431—438 (1940).

17. П. М. Морозов и М. М. Бутелов, ЖТФ **16**, № 8, 857—878 (1946).
18. J. Krautkrömer, Ann. der Physik **32**, № 6, 537—576 (1938).
19. F. T. S. Applegard, Proc. Phys. Soc. **49**, 118 (1937).
20. E. N. da C. Andrade and J. C. Martindale, Trans. Roy. Soc. **253A**, 69 (1935).
21. A. H. Pfund, J. Opt. Soc. Am. **29**, 10 (1939).
22. C. W. Johnson, J. Appl. Phys. **21**, 449 (1950).
23. R. C. Picard and C. S. Duffendack, J. Appl. Phys. **14**, 291 (1943).
24. М. Ф. Романова, А. Д. Рубцов и Г. И. Покровский, Труды ГОИ **10**, № 96, 1—2 (1934); Phys. Zeits. Sow. **5**, 746—760 (1934).
25. H. Kuhn and B. A. Wilson, Proc. Phys. Soc. **63B**, № 370, 745—755 (1950).
26. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, Гостехиздат, М.—Л., 1951.
27. Я. Косоногов, Phys. Zeits. **4**, 208 (1903).
28. R. W. Wood, Phil. Mag. **3**, 396 (1902); **4**, 425 (1902); **6**, 259 (1903); Proc. Phys. Soc. **18A**, 166, 276 (1902); **19A**, 515 (1903).
29. F. Ehrenhaft, Ann. der Physik **11**, 489 (1903); Phys. Zeits. **5**, 387 (1904).
30. Maxwell-Garnett, Phil. Trans. Roy. Soc. **203A**, 385 (1904); **205A**, 237 (1906).
31. Т. П. Кравец, Изв. Импер. Моск. инж. училища, 1912 г. Цитируется по ²⁶.
32. М. В. Савостьянова, Цитируется по ¹⁷.
33. H. Falkenhagen, Handb. d. phys. Optik **1**, 795 (1927).
34. E. David, Zeits. f. Physik **114**, 389 (1939).
35. F. Coos, Zeits. f. Physik **100**, № 1—2, 95—112 (1936).
36. H. Murmann, Zeits. f. Physik **80**, 161 (1933).
37. W. Planck, Phys. Zeits. **5**, 563 (1914).
38. B. Pogany, Ann. der Physik **49**, 531 (1916).
39. P. J. Haringhuizen, D. A. Was and A. M. Kruithaft, Physica **4**, 695 (1937).
40. R. W. Wood, Phil. Mag. **38**, 98 (1919).
41. T. Fukuroy, Inst. Phys. and Chem. Research. Tokyo **32**, 172 (1937).
42. L. S. Schulz and F. J. Scheilner, J. Opt. Soc. Am. **40**, 761 (1950).
43. R. C. Faust, Phil. Mag. **41**, № 323, 1238—1254 (1950).
44. См., например, С. И. Левиков, ЖТФ **20**, № 11, 1302—1305 (1950).
45. P. Rouard, J. phys. et rad. **11**, № 7, 390—394 (1950).
46. H. W. Edwards and Petersen, Phys. Rev. **50**, 871 (1936).
47. Д. Стронг, Практика современной физической лаборатории, Гостехиздат, М.—Л., 1948; Лениздат, 1948.
48. P. Rouard, Comptes Rendus **195**, № 20, 869—870 (1932).
49. P. Rouard, J. phys. et rad. **10**, № 4, 120—127 (1949).
50. P. Rouard, Comptes Rendus **228**, № 21, 1639—1640 (1949).
51. P. Rouard et P. Cotton, Comptes Rendus **228**, № 22, 1706—1708 (1949).

52. K. Ishiguro and C. Kuwahara, J. Phys. Soc. Japan. **6**, № 2, 71—78 (1951).
53. M. F. Crawford, W. M. Gray, A. L. Schowlow and F. M. Kelly, J. Opt. Soc. Am. **39**, № 10, 888 (1949).
54. M. Perrot, J. phys. et rad. **11**, № 7, 385—389 (1950).
55. L. G. Schulz, J. Opt. Soc. Am. **41**, № 4, 261—264 (1951).
56. H. Barrell, and P. Teasdale-Buchel, Proc. Phys. Soc. **64B**, № 5, 413—418 (1951).
57. O. Wiener, Wied. Ann. **31**, 629 (1887).
58. J. Richter, Ann. der Physik **77**, 81 (1925).
59. P. Rouard, Comptes Rendus **196**, 339 и 1592 (1933); **198**, 164 (1934); **206**, 1106 (1938); **208**, 1146 и 1294 (1933); Ann. de physique **7**, 291 (1937); Rev. d'optique **17**, 1, 61 и 89 (1938).
60. J. Holden, Proc. Phys. Soc. **62B**, № 355, 405—417 (1949); J. Opt. Soc. Am. **41**, № 8, 504—510 (1951).
61. K. Ishiguro, J. Opt. Soc. Am. **40**, № 11, 789—790 (1950).
62. M. Dühmke, Phys. Zeits. **44**, 10 (1943).
63. H. W. Edwards, Phys. Rev. **43**, № 3, 205 (1933).
64. H. A. Dell, Proc. Phys. Soc. **62B**, № 350, 81—93 (1949).
65. J. De-Beer and C. Dippel, Zeits. f. phys. Chem. **21**, 198 (1933).
66. W. Burgers and C. Dippel, Physika **1**, 549 (1934).
67. A. Pfund, J. Opt. Soc. Am. **23**, 375 (1933).
68. R. James, RCA Radiotron Division ZR, 127 (1940).
69. L. Germer, Phys. Rev. **56**, 53 (1939).
70. Н. В. Рапп, Учён. Зап. Харьковск.-гос. ун-та. **35**, отд. физ.-матем. фак. **2**, 105—112 (1950).
71. W. H. Brattain and H. B. Briggs, Phys. Rev. **15**, № 11, 1705—1710 (1949).
72. H. G. Wilsdorf, Nature **168**, № 4275, 600—601 (1951).
73. J. Robillard, Rev. d'optique **28**, 129 (1949).
74. J. L. Rood, J. Opt. Soc. Am. **39**, № 10, 854—859 (1949).
75. G. Hass, J. Opt. Soc. Am. **39**, № 1, 532—540 (1949).
76. W. Weiskirchner, Zeits. Naturforschung **6a**, № 9, 509—510 (1951).
77. D. Kossel, Zeits. f. Physik **126**, № 3—4, 233—260 (1949).
78. J. L. Rood, J. Opt. Soc. Am. **41**, № 3, 201—202 (1951).
79. И. В. Обреимов, ЖЭТФ **14**, № 10—11, 431—438 (1944).
80. А. Т. Ащеулов, ЖТФ **14**, № 7—8, 389—393 (1944).
81. Р. М. Фридлянд и Б. В. Дерягин, ЖТФ **16**, № 3, 365—370 (1946).
82. Э. М. Бронштейн, ЖТФ **16**, № 3, 259 (1946); **17**, № 4, 513—523 (1947).
83. Б. В. Дерягин, В. Н. Гольданский и Б. В. Карасёв, ДАН **57**, № 7, 697 (1947).
84. Б. В. Карасёв и Б. В. Дерягин, ДАН **62**, № 6, 761—764 (1948).
85. H. Goldschmidt und H. Dember, Zeits. f. techn. Phys. **7**, 137 (1926).

86. H. Woltjer, *Zeits. f. Physik.* **105**, 269 (1937).
87. H. D. Bruce, *Proc. Roy. Soc.* **171A**, 141 (1939).
88. A. Khamasavi and W. K. Donaldson, *Nature* **159**, 228 (1947).
89. Stewart, *Canad. J. Res.* **26A**, № 4, 230—235 (1948).
90. F. Abelès, *Comptes Rendus* **228**, № 7, 553—555 (1949).
91. F. Abelès, *Comptes Rendus* **229**, № 20, 997—999 (1949); *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 310—314 (1950).
92. D. G. Avery, *Nature* **163**, № 4154, 916 (1949).
93. R. S. Bennet, *J. Scient. Instr.* **26**, № 6, 209—216 (1949).
94. F. Suhner, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 366—372 (1950).
95. S. Tolansky, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 373—374 (1950).
96. K. Ishiguro, *J. Phys. Soc. Japan.* **6**, № 1, 1—9 (1951).
97. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488, 493, 500 (1941); **32**, 486 (1942); **37**, 107, 110 (1947).
98. N. G. Parke, *J. Mathem. and Physics* **28**, 131 (1949).
99. Н. Ф. Тимофеева, *ЖЭТФ* **6**, № 1, 71 (1936).
100. М. Борн, *Оптика*, ОНТИ, 1937.
101. N. D. Polster, *J. Opt. Soc. Am.* **39**, № 12, 1038—1048 (1949).
102. Д. Стреттон, *Теория электромагнетизма*, Гостехиздат, М.—Л., 1948.
103. R. B. Muchmore, *J. Opt. Soc. Am.* **38**, № 1, 20—26 (1948).
104. F. Abelès, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 307—309 (1950).
105. B. H. Billings, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 407—412 (1950).
106. B. S. Blaisse, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 315—320 (1950).
107. P. J. Leurgans, *J. Opt. Soc. Am.* **41**, № 10, 714—717 (1951).
108. B. Salzberg, *J. Opt. Soc. Am.* **40**, 465 (1950).
109. D. Malé, *J. phys. et rad.* **6**, № 12, 40 (1945).
110. P. Cotton, *Ann. de physique*, **2**, 209 (1947).
111. P. Cotton, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 321—326 (1950).
112. C. Dufour, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 327—331 (1950).
113. D. Malé, *J. phys. et rad.* **11**, № 1, 332—336 (1950).
114. Н. М. Шарапов, *Учён. записки Свердловск. гос. ун-та*, № 2, 97—103 (1937); № 3, 37—40 (1941).
115. F. Abelès, *Rev. d'optique* **28**, № 1, 11—31 (1948).
116. K. B. Blodgett, *Phys. Rev.* **55**, № 4, 391 (1939); **57**, 921 (1940).
117. M. Human Jr. and B. N. Billings, *J. Opt. Soc. Am.* **37**, № 2, 113—118 (1947).
118. P. Jacquinot, *Rev. d'optique* **21**, 15 (1942).
119. F. Matossi, *J. Opt. Soc. Am.* **39**, № 11, 926 (1949).
120. J. Strong, *J. Opt. Soc. Am.* **26**, № 1, 73—74 (1936).
121. A. B. Winterbottom, *J. Opt. Soc. Am.* **38**, № 12, 1074—1082 (1948).
122. А. Г. Самарцев, *Ж. Опт.-мех. пром.*, № 7, 33—40 (1946).
123. B. H. Billings and M. Human Jr., *J. Opt. Soc. Am.* **37**, № 2, 119—121 (1947); исправление: *J. Opt. Soc. Am.* **37**, № 5, 395 (1947).
124. P. Jacquinot et C. Dufour, *J. phys. et rad.* **11**, № 7, 427—431 (1950).

125. H. Barell and J. S. Preston, Proc. Phys. Soc. **64B**, № 2, 97—104 (1951).
126. R. V. Subrahmanian, Proc. Ind. Ac. Sci. **13A**, 467 (1941).
127. G. N. Ramachandran, Proc. Ind. Ac. Sci. **16A**, 336 (1942).
128. R. L. Mooney, J. Opt. Soc. Am. **35**, 574 (1945); **76**, 254 (1946).
129. D. L. Caballero, J. Opt. Soc. Am. **37**, 176 (1947).
130. W. Weinstein, J. Opt. Soc. Am. **37**, 576—581 (1947).
131. A. W. Crook, J. Opt. Soc. Am. **38**, № 11, 954—964 (1948).
132. L. Hiesinger, Optik **3**, 485 (1948).
133. A. Vasiček, J. Opt. Soc. Am. **37**, 623 (1947); **39**, 409 (1949).
134. P. Leurgans, J. Opt. Soc. Am. **39**, 639 (1949).
135. F. Abelès, Ann. de physique **3**, 504 (1949).
136. W. L. Wilcock, J. Opt. Soc. Am. **39**, № 10, 889 (1949), исправленные ошибки, допущенной в ¹³³.
137. F. Scandone, J. phys. et rad. **11**, № 7, 337—341 (1950).
138. П. Друде, Оптика, ОНТИ, 1935.
139. R. C. MacLaurin, Proc. Roy. Soc. **A78**, 296 (1906).
140. M. Czerny, Zeits. f. Physik **65**, 600 (1930).
141. R. B. Barns and M. Czerny, Phys. Rev. **38**, 338 (1931).
142. C. H. Cartwright and M. Czerny, Zeits. f. Physik **85**, 269 (1932).
143. G. Bauer, Ann. der Physik **19**, № 5, 434—464 (1934).
144. Bätz, Phys. Zeits. **40**, 394 (1939).
145. Pfister und Roth, Hochfreq. und Elektroakust. **51**, 156 (1938).
146. L. N. Hadley and D. M. Dennison, Phys. Rev. **69**, 258 (1946).
147. L. N. Hadley and D. M. Dennison, J. Opt. Soc. Am. **37**, № 6, 451—465 (1947); **38**, № 6, 483—496 (1948).
148. A. Vasiček, J. phys. et rad. **11**, № 7, 345—349 (1950).
149. A. Vasiček, J. phys. et rad. **11**, № 7, 342—345 (1950).
150. P. King and L. B. Lockhart, J. Opt. Soc. Am. **36**, 513 (1946).
151. L. B. Lockhart and P. King, J. Opt. Soc. Am. **37**, 689 (1947).
152. C. H. Cartwright, Phys. Rev. **55**, 675 (1939).
153. M. Banning, J. Opt. Soc. Am. **37**, 688 (1947).
154. A. Rothen and M. Hanson, Rev. Scient. Instr. **19**, 839 (1948); **20** № 1, 66—72 (1949).
155. C. Dufour, Ann. de physique **6**, № 1—2, 5—107 (1951).
156. C. H. Cartwright and A. F. Turner, Phys. Rev. **55**, 595, 1128 (1939).
157. C. Dufour, Rev. d'optique **24**, 11 (1945).
158. K. M. Greenland, J. Scient. Instr. **23**, 48 (1946).
159. C. Dufour, J. phys. et rad. **9**, № 3, 14 (1948).
160. H. Kuhn, Reports on Progress in Physics **14**, 64—94 (1951).
161. A. F. Turner, J. phys. et rad. **11**, № 7, 444—460 (1950).
162. L. G. Schulz, J. Opt. Soc. Am. **41**, № 11, 871 (1951).
163. J. Strong, J. phys. et rad. **11**, № 7, 441—443 (1950).
164. R. Messner, Zeits. Nachr. **4**, 253 (1943).
165. H. Banning, J. Opt. Soc. Am. **37**, № 10, 792—797 (1947).

166. Flamant, J. Opt. Soc. Am. **11**, № 7, 380—384 (1950).
 167. J. B. Bateman and M. W. Harris, Ann. N. Y. Acad. Sci. **53**, № 5, 1064—1081 (1951).
 168. A. F. Turner, J. Opt. Soc. Am. **36**, 711 (1946).
 169. R. Messner, Optik **2**, 228 (1947).
 170. K. Hammer and O. Miller, Optik **5**, № 6, 365—370 (1949).
 171. М. М. Носков, ДАН **31**, № 2 (1941).
 172. Я. И. Френкель, ЖЭТФ **12**, № 10, 467 (1942).
 173. М. М. Носков, ДАН **53**, № 5, 417 (1946).
 174. М. М. Носков, ЖЭТФ **17**, № 11, 964—966 (1947).
 175. М. М. Носков и А. В. Соколов, ЖЭТФ **17**, № 11, 967—975. (1947).
 176. Справочник по военной оптике, Гостехиздат, М.—Л., 1945.
 177. F. Abelès, J. phys. et rad. **11**, № 7, 403—406 (1950).
 178. A. Elliott, E. J. Ambrose and R. Temple, J. Opt. Soc. Am. **38**, 212 (1948).
 179. УФН **35**, № 3, 415 (1948).
 180. M. Banning, Phys. Rev. **59**, 914 (1941).
 181. H. Schröder und R. Schlafer, Zeits. f. Naturforschung, **4a**, 576 (1948).
 182. H. Schröder, Optik **3**, 499 (1948).
 183. P. Cotton et P. Rouard, J. phys. et rad. **11**, № 7, 461 (1950).
 184. См., например, Н. Д. Моргулис, УФН **28**, 202 (1946).
-