

УСПЕХИ В ОБЛАСТИ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕХНИКИ <sup>1)</sup>

М. Черни и Х. Редер, Франкфурт н/М.

## I. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Из теории черного излучения. Важнейшими источниками инфракрасного излучения являются термические излучатели. Как известно, для них действителен закон излучения Планка:

$$E_{\lambda} d\lambda = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda,$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — постоянные,  $\lambda$  — длина волны и  $T$  — абсолютная температура. При изучении распределения интенсивностей по спектру исследуется функция

$$c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1},$$

причем далеко не всегда подчеркивается, что выводы верны только при такого рода спектральном разложении, когда спектральный интервал  $d\lambda$  остается постоянным. Последнее предположение, однако, вообще не соответствует экспериментальным данным; интервал  $d\lambda$  меняется (например, в призмных спектрометрах при переходе от одной длины волны к другой). При известных условиях значительно правильнее считать постоянными величины  $\frac{d\lambda}{\lambda}$  или  $d\nu = \frac{d\lambda}{\lambda^2}$  и на этом основании исследовать функции:

$$\frac{\lambda^{-4}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \quad \text{или} \quad \frac{\lambda^{-3}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Для коротковолновой инфракрасной области может иметь значение количество квантов  $dn$ , содержащихся в спектральном интервале  $d\lambda$ . Из соотношения

$$E_{\lambda} d\lambda = h \frac{e}{\lambda} dn = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda$$

<sup>1)</sup> *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.*, 17, 70, 1938. Перевод А. Ф. Адрианова.

получается

$$dn = \frac{c_1}{hc} \cdot \frac{\lambda^{-4}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda.$$

Обзор функций  $\frac{\lambda^{-m}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$  облегчается следующим обстоятельством:

если представить логарифм функции в зависимости от логарифма длины волны при постоянных значениях  $T$ , то получается семейство кривых, которые называются изотермами. При таком дважды логарифмическом представлении все кривые принимают одинаковую форму (рис. 1) и получаются одна из другой параллельным перемещением вдоль прямой линии. Тангенс угла наклона направления сдвига с осью абсцисс равен показателю  $-m$ . Значения температур на этой прямой образуют логарифмическую температурную шкалу.

Это же соотношение имеет место и для изохромат (кривые, соответствующие одинаковым длинам волн) в дважды логарифмическом представлении. Такое представление является содержанием закона смещения Вина в наиболее общем виде. Только обычно смещение максимума изотерм обозначается как следствие этого закона.

Из рис. 1 наглядно следует, что повышение температуры источника приносит значительную выгоду только в коротковолновой, но не в длинноволновой области.

2. Термические излучатели. В области термических источников излучения не было достигнуто никаких серьезных успехов. Все еще важнейшую роль играют лампа Нернста в коротковолновой инфракрасной области, чулок Ауэра в длинноволновой и ртутно-кварцевая лампа в области самых длинных волн. Американские исследователи заменили лампу Нернста лампой Глобера. Она отличается большей продолжительностью службы по сравнению с первой.

Не было недостатка в опытах по замене чулка Ауэра другими источниками излучения <sup>1,2</sup>. Но все эти опыты показали, насколько исключительно удачно спектральное распределение радиации этого тела. Не слишком большая эмиссия в длинноволновой видимой области, а также почти исчезающе малая эмиссия в короткой инфракрасной области между 1 и 7  $\mu$  делают его наиболее удачным источником излучения для длинноволновой инфракрасной области.

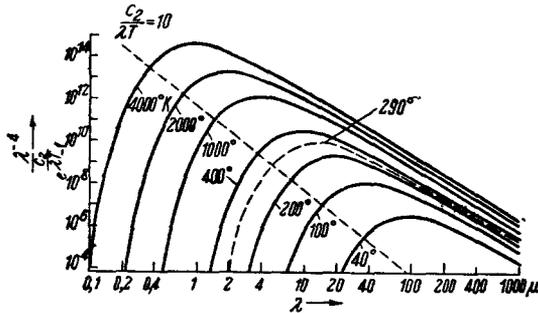


Рис. 1. Изотермы, отвечающие закону излучения Планка в дважды логарифмическом представлении

Несколько лет назад Пфунд<sup>3</sup> описал метод, при котором чулок Ауэра возбуждался и излучал в трубке под действием электрического разряда. Этому исследователю удалось получить повышенную эмиссию в коротковолновой инфракрасной области, по меньшей мере равную той, которую дает лампа Нернста.

3. Электромагнитные излучатели. Повидимому, удалось построить такие генераторы коротких электрических волн, которые дают излучение вплоть до длинных инфракрасных волн<sup>4, 5, 6</sup>. Однако, если, с одной стороны, никто не сомневается в том, что существует непрерывный переход между этими двумя областями спектра — инфракрасной и областью коротких электрических волн, — то, с другой стороны, о заполнении промежуточной области можно было бы говорить только в том случае, если бы удалось в этой области получить достаточно интенсивное и постоянное излучение как с инфракрасными источниками, так и с электромагнитными излучателями, с тем, чтобы можно было сравнить между собой свойства обоих родов излучения.

Следовало бы провести измерения поглощения того и другого излучения в одних и тех же веществах. Этого, однако, еще не удалось сделать. В этом смысле еще не исследована инфракрасная область приблизительно между  $1,3 \text{ мм}^4$  и  $400 \text{ м}$ .

## II. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЯ

Все методы регистрации и измерения инфракрасных лучей разделяются на две группы: в первой группе световой квант вызывает фотохимический или фотоэлектрический процессы (фотографическая регистрация, фотоэлемент), во второй группе — в так называемых термических приемниках — сперва излучение превращается в теплоту путем поглощения, а затем измеряется повышение температуры приемника. Принципиально мыслима еще третья группа приборов, в которой могло бы быть использовано световое давление, т. е. с квантовой точки зрения — изменение импульса кванта, а с электродинамической точки зрения — прямое по ponderomotorное действие электромагнитного поля излучения на приемник.

### A. Фотохимические и фотоэлектрические методы

4. Инфракрасная фотография. За последние годы достигнуты большие успехи в области фотохимических методов. Усилия, направленные к тому, чтобы с помощью соответствующих сенсibilizаторов сделать обыкновенные фотографические пластинки чувствительными для лучей инфракрасной области, привели к прекрасным результатам, указанным во многих сообщениях<sup>7, 8, 9</sup>. Сравнительный обзор различных сортов пластинок Agfa и Kodak и их областей чувствительности дан у Кинле в Handbuch der Experimentalphysik<sup>10</sup>. Необходимо указать, что продажные пластинки применимы до  $1,2 \text{ м}$ , а при необходимости и до  $1,3 \text{ м}$ . Максимум чувствительности сортов, очувствленных к наиболее далекой инфракрасной

области, лежит у пластинок Agfa около  $1,05 \mu^8$ , у пластинок Kodak около  $1,09 \mu^7$ . Пластинки превосходят все термические приемники на несколько порядков. Точных сравнительных данных еще не имеется; однако, имеет место примерно следующее соотношение. Если излучение в области  $1 \mu$  настолько слабо, что оно вызывает у хорошего термического приемника с воспринимающей площадью в несколько квадратных миллиметров и со временем установления равновесия в 10 сек. едва заметное отклонение, то при этой же 10-секундной экспозиции излучение может быть зарегистрировано и сенсibilизированной пластинкой. Но так как при фотопластинках время экспозиции можно довести до величины порядка 100 000 сек. (28 час.), то имеется возможность, как показывает расчет, зарегистрировать с помощью пластинок излучение в десять тысяч раз более слабое, чем с помощью тепловых приемников. Тепловые приемники в основном уже доведены до теоретической границы чувствительности; поэтому приходится признать большое преимущество пластинок, сенсibilизированных к инфракрасной области. К сожалению, несмотря на все достижения в области сенсibilизации, пластинкам доступна примерно половина октавы инфракрасного спектра, в то время как весь инфракрасный спектр охватывает девять октав.

Что касается надежды сенсibilизировать фотопластинки значительно дальше в инфракрасную область, то было указано<sup>11</sup>, что здесь имеется известная теоретическая граница. Чем дальше в длинноволновую область очувствлены пластинки, тем быстрее они должны вуалироваться под влиянием темновых реакций. При переходе к более длинным волнам уже при комнатной температуре появляется все большее число квантов черного излучения, на которые пластинка должна реагировать так же, как и на такие же кванты, посылаемые особым источником. Также и в самой пластинке вследствие тепловых колебаний будет происходить накопление энергии, которая будет вызывать фотохимический процесс тем сильнее, чем больше очувствлена пластинка к длинноволновой области, т. е. чем меньше энергия, необходимая для вызова фотохимического процесса.

Черни и Моллет отметили в одной работе<sup>12</sup>, что малая стойкость фотопластинок, сенсibilизированных в далекую инфракрасную область, уже при комнатной температуре указывает на этот эффект темновых реакций. Напротив, Дж. Эггерт показал, что при существующих областях сенсibilизации указанный эффект можно не принимать во внимание, потому что в последнее время удалось приготовить пластинки, значительно более стойкие при той же чувствительности (см. также<sup>9</sup>). Таким образом, можно надеяться сдвинуть сенсibilизацию несколько дальше в инфракрасную область.

5. Фотоэлементы. Примерно ту же область чувствительности, что и фотохимические методы, охватывают методы, основанные на использовании различных фотоэлектрических эффектов (имеются в виду фотоэлементы). В то время как чистые щелочные металлы чувствительны, главным образом, к ультрафиолетовым и синим лучам, с помощью соответствующей обработки или путем наложения нескольких слоев можно передвинуть чувствительность фотоэлементов в крас-

ную или инфракрасную спектральную область приблизительно до  $1,2 \mu$ <sup>13, 14</sup>. Хорошо изолированные фотоэлементы при больших усилениях позволяют достигнуть  $1,4 \mu$ .

В качестве примера могут быть приведены цезиевые фотоэлементы, имеющие типичное слоистое строение ( $\text{Ag}, \text{CsO}, \text{Cs}$ )<sup>14</sup>, тогда как фотоэлементы «фонопресс» Infram G. m. b. H. состоят из однородной смеси многих компонент<sup>15</sup>. Недавно появившаяся конструкция фотоэлементов с усилением вторичной эмиссией, понятно, не дает никакого сдвига чувствительности в красную сторону; она является только иным разрешением проблемы усиления. Так называемые «таллофидные» элементы для многих целей не могут приниматься во внимание, несмотря на их относительно высокую инфракрасную чувствительность, потому что они работают не линейно<sup>14</sup>.

Значение фотоэлементов для целей инфракрасной спектроскопии в сравнении с возможными фотографическими пластинок невелико. Пластинки превосходят фотоэлементы по чувствительности. Лишь там, где дело касается быстрой реакции и необходимости кратковременной регистрации излучения, уместно применение фотоэлементов.

Указанная выше граница инфракрасной чувствительности продажных фотоэлементов не является, однако, границей теоретических возможностей фотоэффекта. В литературе имеются данные Фишера, Гуддена и Троя по эффекту Беккереля со свинцовым блеском<sup>16</sup> и о световом детекторе из свинцового блеска<sup>17</sup>. В этих работах показано, что дважды разложенное излучение действует на прибор при длинах волн почти до  $3,4 \mu$ .

### В. Термические приемники

6. Абсорбирующие средства. Важнейшей группой инструментов для регистрации и измерения инфракрасного излучения являются тепловые приемники. Для них прежде всего требуется вещество, превращающее излучение в теплоту посредством поглощения. Кроме ранее известных и до сих пор применяемых веществ, как копоть или платиновая чернь для коротковолновой инфракрасной области и натронное жидкое стекло или обычное измельченное стекло для длинноволновой, следует упомянуть новую группу веществ. А. Х. Пфунд показал<sup>18</sup>, что при распылении металла в пространстве, наполненном воздухом или другим нейтральным газом при давлении  $1 \text{ мм Hg}$ , многие металлы осаждаются не в виде блестящего зеркала, а в виде серых или, в благоприятном случае, глубоко черных слоев. Представленные на рис. 2 кривые пропускания этих слоев в короткой инфракрасной области взяты из работы Пфунда<sup>18</sup>. Так как оптическое поведение слоев существенно зависит от того, при каких условиях они были осажены, то предлагаемые кривые дают лишь приблизительную картину.

От зачернителя для тепловых приемников всегда требовалось возможно полное поглощение волны той длины, которую желательно измерить, а также и возможно меньшее изменение поглощающей

способности в рассматриваемом участке длин волн. В последнее время стали предъявлять к этим веществам еще два требования: возможно меньшую теплоемкость поглотителя и возможно меньшую поглотительную способность в отношении всех волн других длин, не подлежащих изучению. Первое из этих требований приобретало тем больший смысл, чем больше стремились построить приемник с коротким временем установления равновесия, как это требуется для регистрирующих инструментов или для методов с мигающим освещением. Второе требование о возможно меньшем поглощении длин волн, которые не изучаются при измерении, вытекало из необходимости установить возможно меньшую тепловую потерю поглощающим местом через обратное излучение. Эта утечка имеет место в области длин волн приблизительно  $5\text{--}20\ \mu$ . Если поглощающая площадка обладает малой поглощающей способностью, то мала и излучательная способность (в смысле закона Кирхгофа). Приемник для коротковолновой инфракрасной области можно зачернить так, что в области  $5\text{--}20\ \mu$  он уже будет обладать довольно малой поглощающей способностью. Этим в последнее время подробно занимался Керкгоф<sup>19</sup>.

В отношении этого последнего требования особенного внимания заслуживают блестящие металлы. Если представить себе металличе-

скую пленку, толщина которой меняется, начиная от нуля, то видно, что излучение, падающее на фольгу при увеличении ее толщины, сперва будет поглощаться все значительнее. При этом, однако, растет и доля отражающегося излучения, и притом настолько сильно, что при известной толщине наступает максимум воспринятого излучения. При еще более толстой фольге отражение настолько сильно, что воспринимается только совсем маленькая доля излучения. Это обстоятельство особенно заметно в длинноволновой инфракрасной области, где оптическое поведение металлов определяется их электрической проводимостью. Соотношения эти экспериментально и теоретически исследовались Х. Мурманном<sup>20</sup> и В. Вольгерсдорфом<sup>21</sup>. Если обозначить через  $d$  толщину металлического слоя,  $\sigma$  — его удельную электропроводность, измеренную в электростатических единицах,  $c$  — скорость света в пустоте, то в длинноволновой инфракрасной области для доли излучения  $R$ , которая будет отражена, для доли  $D$ , которая будет пропущена насквозь, и для доли  $A$ , остающейся в слое,

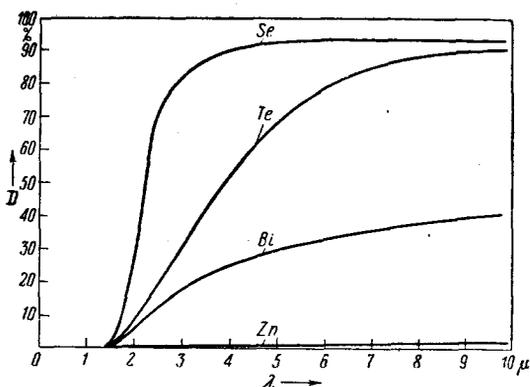


Рис. 2. Пропускание Se-, Te-, Bi- и Zn-черни в зависимости от длины волны. Толщина слоев выбрана так, что пропускание начинается при одинаковых длинах волн

имеют место следующие соотношения (рис. 3):

$$D = \frac{1}{\left(1 + \frac{2\pi\sigma d}{c}\right)^2}; \quad R = \frac{1}{\left(1 + \frac{c}{2\pi\sigma d}\right)^2};$$

$$A = 1 - D - R = 2\sqrt{DR}.$$

Это — приближенные формулы, получаемые разложением в ряд по одному параметру, содержащему толщину  $d$ . Интересным в этих формулах представляется отсутствие зависимости от длины вол-

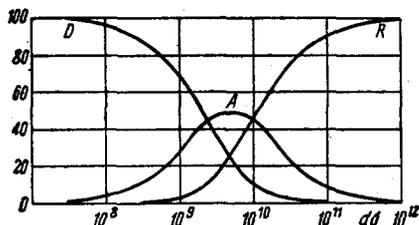


Рис. 3. Теоретическая связь между отражательной способностью  $R$ , пропусканием  $D$ , поглощающей способностью  $A$  и произведением удельной проводимости  $\sigma$  на толщину слоя  $d$ . Действительна для металлов в длинноволновой инфракрасной области

ны, хотя показатель преломления и коэффициент погашения при выводе положены равными

$$n = k = \sqrt{\frac{\sigma\lambda}{c}}.$$

Экспериментальная проверка в определенных пределах подтверждает приведенные формулы. Слои, максимум поглощения которых  $A$  достигает 50%, для хорошо проводящих металлов являются прозрачной фольгой, для плохо проводящих они находятся на границе непрозрачности. Эти кусочки фольги дают поэтому возможность создавать идеально

серые поглощающие слои с очень малой теплоемкостью. Плодотворные опыты с такими листками, как с болометрическими поверхностями, были недавно проделаны Г. Гейнсом, но еще не опубликованы. Эти листки также использовались Черни и Моллетом<sup>12</sup> в их опытах по инфракрасной фотографии.

В фиолетовой области для каждого металла естественно имеется такая толщина, при которой удается поглотить в металле наибольшее количество излучения. В этом случае явление зависит от длины волны.

Особенно показательный опыт по уничтожению у приемника способности излучать представляет собой конструкция К. Х. Картрайта<sup>22</sup>, в которой термоэлемент охлаждается до температуры жидкого воздуха. Такой инструмент, однако, еще ни разу не был применен для серьезных измерений.

7. Сравнение чувствительностей различных приемников. Среди собственно приемников следует различать классические типы — термоэлемент и микрорадиометр, радиометр и болометр, а, с другой стороны, некоторые новые конструкции, о которых мы кратко упомянем дальше. В оценке приемников в последние годы наступило изменение с тех пор, как в связи с основательной работой Г. Изинга<sup>23</sup> выяснилось, что эти приборы частично доведены уже до границы термодинамических флуктуаций. Указанный факт в будущем должен будет лечь в основу при сравнении возможностей этих приборов. Если рассмотреть прежние попытки

сравнения различных инструментов, то выясняется, что не существует безупречного метода для сравнения, но что предлагаются такие определения чувствительности, которые должны показать, что вновь сконструированный инструмент на один или два порядка чувствительнее прежних. Тот, кто сконструировал инструмент с особенно малой принимающей поверхностью, подчеркивает, что необходимо постоянно пересчитывать отклонения инструмента к  $1 \text{ мм}^2$  принимающей площади; построивший инструмент с большим внутренним сопротивлением указывает, сколько вольт можно получить при действии определенной единицы излучения, а построивший прибор с малым внутренним сопротивлением убедительно указывает, сколько ампер можно получить при таком облучении; построивший инструмент с очень малым зеркалом будет требовать, чтобы отбросы пересчитывались для удаления шкалы на расстояние  $1 \text{ м}$ , конструктор прибора с большим зеркалом, напротив, откажется от пересчета к расстоянию в  $1 \text{ м}$ , и т. д.

Точная характеристика возможности прибора заключается в ответе на вопрос: какое количество энергии необходимо подвести к принимающему инструменту, чтобы вызвать отброс, равный или несколько больший, чем среднее «естественное» отклонение от нуля (Молль и Бургер<sup>24</sup>, Черни<sup>25</sup>, Картрайт<sup>26</sup>, Тейссинг<sup>27</sup>). При этом под «естественными» отклонениями от нуля следует понимать такие отклонения, которые обуславливаются термодинамическими флуктуациями. На практике, правда, часто невозможно создать столь благоприятные условия, чтобы никакие другие внешние действия не вызывали больших отклонений от нуля. В таком случае это необходимо оговорить, но при этом невозможно получить сравнимые данные, которые принципиально характерны для данного типа инструмента. С этим связано серьезное затруднение для сравнения действительной эффективности различных инструментов. Оно является причиной того, что на самом деле заслуживающие доверия данные встречаются редко; однако, это не является принципиальным возражением против методики. Картрайт<sup>26</sup>, проведший с этой точки зрения тщательное сравнение инструментов различных типов, склоняется в пользу вакуумного термоэлемента, как обладающего наибольшей эффективностью. Разница между отдельными инструментами, однако, не очень заметна, и, просматривая литературу, можно установить, что наряду с вакуумным термоэлементом многими исследователями для самых точных измерений используются воздушные термометры и радиометры. Болومتر теперь пользуется меньшей популярностью, но все же имеются указания на то, что он, возможно, опять войдет в употребление.

Едва ли не более интересным, чем вопрос о том, какой из инструментов чувствительнее, является вопрос, каким образом при самых различных конструкциях инструментов всегда получается приблизительно одинаковая наивысшая чувствительность. Свойства термоэлемента определяет термо-эдс пары металлов, болметра — температурный коэффициент электропроводности, радиометра — газикинетический коэффициент. Таким образом, речь идет о трех эффектах,

между которыми до сих пор не установлено никакой связи. Если несмотря на это получаются равные чувствительности, в то время как они могли бы даже различаться на несколько порядков, то эмпирический материал также свидетельствует о том, что здесь скрывается некая общая закономерность. В отношении термоэлемента и радиометра имеют место следующие соображения<sup>25</sup>. Оба эти прибора являются теплосиловыми машинами. Представим себе шатун, прикрепленный к крылу гигантского радиометра и ведущий к криовишпу некоего вала. Прерывая периодически облучение крыльев радиометра, получают периодически работающую теплосиловую машину. Точно то же самое можно сделать с гальванометром, замкнутым на термостолбик. То, что шатуна здесь нет и приходится удовлетвориться лишь упругим закручиванием подвесной нити и созданием в ней механического напряжения, ничего не изменяет в оценке инструмента как теплосиловой машины. Однако, для периодически действующей тепловой машины справедливо положение, согласно которому оптимальный коэффициент полезного действия  $\eta = \frac{\Delta T}{T}$ , где  $\Delta T$  — разность температур нагревателя и холодильника и  $T$  — температура нагревателя, измеренная в абсолютной шкале температур.

У термоэлемента и радиометра  $\Delta T$  зависит от интенсивности падающего теплового излучения. При наименьших интенсивностях излучения, которые приходится измерять,  $\Delta T$  имеет порядок величины от  $10^{-6}$  до  $10^{-7}$  °С. Если для  $\Delta T$  принять величину  $3 \cdot 10^{-7}$  и для  $T$  величину  $3 \cdot 10^2$ , то получается  $\eta = 10^{-9}$ . Таким образом, это наиболее благоприятный полезный эффект, который можно ожидать при данных интенсивностях излучения. Если сравнивать количество теплоты, подведенной к инструменту, и появившуюся энергию упругости закручивающейся нити, то на деле при самых малых интенсивностях излучения соотношение получается порядка  $10^{-10}$ . В действительности ни термоэлемент, ни радиометр не достигают оптимального коэффициента полезного действия, но они приближаются к нему (скажем, чтобы назвать число) примерно на один порядок. Наиболее существенное в этих соображениях заключается в том, что они приводят к выводу, что ни с какой конструкцией, которая также являлась бы теплосиловой машиной, нет надежды получить значительно лучшие результаты, нежели это возможно с радиометром или термостолбиком, и что удручающе малый полезный эффект является следствием второго начала термодинамики.

К сожалению, с этой точки зрения нельзя изучать болометр. Болометр не является теплосиловой машиной, его мостик только управляет потоком энергии аккумулятора вследствие изменения сопротивления болометрического листка. Поэтому для болометра следовало бы ожидать значительно более высокой чувствительности. Тот факт, что это не имеет места, а напротив, для болометра чувствительность имеет тот же порядок величины, что и для теплосиловых машин, показывает, что именно здесь что-то еще не совсем ясно.

Следует сделать еще одно замечание о соотношении между вакуумным и воздушным термостолбиками. В литературе можно найти много данных, указывающих, во сколько раз чувствительнее становится термостолбик, если его внести в высокий вакуум. Указываемые цифры колеблются приблизительно между 10 и 400. Это должно создать впечатление, что вакуумный термоэлемент много лучше воздушного. Однако, это не верно. Только термостолбик, работающий необычайно плохо в воздухе, дает такой большой рост чувствительности при откачке. Не имеется еще вполне точных сравнительных данных, но оценка показывает, что правильно сконструированный вакуумный термостолбик примерно только в три раза чувствительнее правильно сконструированного термостолбика в воздухе. Эта связь понятна и без точного расчета, если учесть, что при конструировании термостолбика приходится идти на известный компромисс: если сделать его нити длинными и тонкими, то получается малая тепловая потеря от облучаемого места, но зато велико электрическое сопротивление, и обратно. Поэтому для воздушного термоэлемента применяют значительно более толстые нити, чем для вакуумного, так как не имеет смысла делать потерю тепла через нити меньшей, чем через окружающий воздух. Благодаря этому получается малое внутреннее сопротивление и открывается возможность применить гальванометры с высокой вольтовой чувствительностью. Поэтому для воздушного и вакуумного термоэлемента нельзя пользоваться одинаковыми гальванометрами. Особенно отчетливо эти обстоятельства выступают в микрорадиометре Бойса, представляющей собой, как известно, гальванометр с вращающейся катушкой, на которую прямо включается термоэлемент. Так как здесь отпадают употреблявшиеся ранее металлические кольца, подводившие ток к вращающейся катушке и всегда имевшие несколько омов сопротивления, то это преимущество дает возможность получить гальванометр с вращающейся катушкой с внутренним сопротивлением от 0,1 ома и меньше. Это влечет за собой необходимость делать термоэлементы с толстыми нитями и пользоваться ими в воздухе. Откачка микрорадиометра дает при этом увеличение чувствительности примерно в два раза, что не оправдывает затраченных усилий, тем более, что возникают еще другие технические трудности.

Таким образом, рационально сконструированный и правильно используемый воздушный термоэлемент может выдерживать сравнение с вакуумным термоэлементом; последний имеет преимущество в том случае, если необходима максимальная чувствительность и, кроме того, не имеется в распоряжении гальванометра с очень малым внутренним сопротивлением. Однако, никогда не следует забывать монтировать воздушный термоэлемент в воздухо непроницаемом сосуде, так как иначе на работе прибора скажутся температурные колебания, связанные с колебаниями атмосферного давления. Неожиданными являются наблюдения, что система вакуумный термоэлемент — гальванометр также слегка чувствительна к колебаниям атмосферного давления.

Для рационального конструирования термоэлементов требуется знание термо-эдс, теплопроводности и электрического сопротивления

материалов. Картрайтом <sup>28</sup> разработано устройство, с помощью которого можно определять эти величины, пользуясь маленькими кусочками металла, употребляемыми для постройки термоэлементов.

8. Новейшие конструктивные детали. Из многих технических деталей, которые ведут к конструктивному улучшению классических тепловых приемников, здесь можно привести лишь некоторые. В области изготовления термоэлементов особенно существенны работы К. Мюллера. Он предложил <sup>1)</sup> испарять металлы в высокому вакууме и осаждать на тонкие непроводящие пленки. Если, вводя соответствующие диафрагмы, проследить за тем, чтобы металлы перекрывали друг друга только в небольшой зоне, то получают термоэлектрически действующие «спаи», которые можно по желанию изготовить сколь угодно тонкими. Независимо от него аналогичные предложения были позднее сделаны и другими исследователями.

Более позднее предложение Мюллера <sup>29</sup> состоит в следующем. Для изготовления термоэлемента гальваническим путем покрывают однородную нить до половины ее длины другим металлом, затем всю нить сильно разогревают, так что нанесенный металл диффундирует в основной металл нити. Таким образом, получается термоэлектрически действующий сплав. В этом методе также избегнуты трудности обычного осуществления спая; из волосковых нитей можно изготовить термоэлементы очень малой емкости.

Новые конструкции болометров рассмотрены в работах Босворта <sup>30</sup> и Муна и Штейнгарта <sup>31</sup>.

9. Установки, свободные от сотрясений. Нельзя закончить главу о классических тепловых приемниках, не сделав замечания относительно установок, свободных от сотрясений, и о методах наблюдения малых отбросов зеркала гальванометра; только в том случае, когда этим обстоятельствам уделяется достаточное внимание, может быть достигнута, вообще говоря, естественная граница измерительной техники. Из большого числа предложений по установке гальванометров и радиометров, свободных от сотрясений, можно отметить работу Р. Мюллера <sup>32</sup>; разработанная в ней точка зрения привела к конструкциям, оправдавшим себя при испытаниях во многих лабораториях. Мюллер исходил из известной конструкции подвеса Юлиуса (установка принимающего инструмента на подставке, свисающей с потолка на трех длинных проволоках). Он показал, что для гальванометров можно полностью пренебречь вертикальной составляющей сотрясений, в противоположность тому, что интуитивно считается наиболее существенным и что задача заключается лишь в возможно более полном устранении горизонтальной слагающей. Вместо того чтобы помещать гальванометр на доску, подвешенную к потолку на трех проволоках, можно также ставить доску на трех стержнях (1 м длины, 7 мм толщины), устанавливаемых на полу на тяжелой подставке. Таким образом, получается очень слабая связь для быстрых горизонтальных колебаний пола.

<sup>1)</sup> Краткая ссылка содержится в докладе о деятельности Physikalisch-Technischen Reichsanstalt в Z. Instrumentenkunde, 46, 176, 1926.

Для успокоения собственных колебаний подвеса Юлиуса или установки на стержнях Мюллер применил принцип внутреннего демпфирования с помощью качающегося сосуда, что хорошо себя оправдало. Снизу на доске, несущей гальванометр, укреплялась плоская жестяная чашка диаметром около 40 см, наполненная парафиновым маслом до высоты около 8 мм. Благодаря внутреннему трению масло уничтожает возможные собственные горизонтальные колебания установки или подвеса. Вращательные колебания около вертикальной оси при этом также демпфируются. Принятые ранее внешние методы демпфирования установки Юлиуса легко допускали помехи, потому что эти методы давали нежелательную связь внешнего демпфирующего устройства с колеблющимся зданием. Установка на стержнях Мюллера удобнее, но не продуктивнее подвеса Юлиуса. Относительно последнего цитируемая работа Мюллера также содержит ценные данные.

Кратко упомянем еще два следующих метода: предложенную Цапфом<sup>83</sup> установку на подшипниковых шариках, которая должна устранять горизонтальные колебания, и свободную от сотрясений установку Герке и Фохта<sup>84</sup> с воздушной подушкой, представляющую собой дальнейшее усовершенствование установки Мюллера на стержнях, так как она тормозит еще имеющиеся в последней вертикальные колебания. Таким образом, этой установке следует отдать предпочтение, если действительно устранение вертикальных колебаний является важным. Для установки гальванометров, однако, это необязательно, как уже было указано выше. Относительно установки Цапфа, представляющейся весьма заманчивой вследствие ее простоты, еще не имеется никаких благоприятных сообщений из других источников.

10. Измерение малых отбросов. Для отсчета очень малых отбросов гальванометров и радиометров на практике нашли применение термореле Молля<sup>85</sup> и другие родственные конструкции, как, например, дифференциальный фотоэлемент с запирающим слоем Бергмана<sup>86, 87</sup>. Необходимо, конечно, уяснить себе, что применение этих методов имеет смысл только тогда, когда установка инструмента настолько хороша, что при прямом наблюдении с трубой и шкалой вообще незаметно никаких неправильностей в положении нуля. Особое значение имеют эти методы, когда желательно объективно регистрировать отбросы гальванометра. Уточнение обычной методики отсчета с трубой и шкалой было применено в одной работе Картрайтом и Черни и затем последним обсуждалось более подробно<sup>88, 89</sup>. Этот способ в отношении продуктивности и потребности в аппаратуре лежит примерно посередине между обычным методом отсчета со шкалой и трубой и методом реле.

11. Методы с переменным освещением. Еще со времен Гершеля общепринятым для силовых приемников является применение дифференциального метода, чтобы в первом приближении устранить действия колебаний комнатной температуры (облучаемое и необлучаемое место спаев термоэлементов, два крыла радиометра, две болометрические полоски). Из этого основного принципа исхо-

дят теперь при употреблении методов с переменным освещением. Представим себе болометр, построенный с такой тонкой фольгой, что она уже после  $1/10$  сек. облучения практически достигает конечной температуры. Если прерывать излучение, падающее на болометр, с помощью сектора, вращающегося десять раз в 1 сек., то на концах болометрической фольги появятся периодические колебания напряжения с частотой 10 Hz. С помощью трансформатора их можно подвести к ламповому усилителю, усиленный переменный ток выпрямить и измерить сравнительно нечувствительным амперметром постоянного тока. Если при конструировании усилителя принять меры к тому, чтобы пропускать только частоту в 10 Hz, то изменения комнатной температуры будут исчезающе малы, потому что по сравнению с частотой 10 Hz они протекают медленно. Если представить себе разложение этих изменений в ряд Фурье, то исчезающими будут только члены в области частоты 10. Этот принцип выявления измеряемого излучения среди всех остальных мешающих излучений с помощью модулирующей частоты начинает все в больших размерах вводиться в технику измерения излучения. Можно сказать, что обычный до сих пор пространственный дифференциальный принцип вытесняется временным дифференциальным принципом.

Метод переменного освещения нашел приложения в различных направлениях. Можно, например, ликвидировать мостик у болометра и измерять колебания напряжения одной единственной фольги (Лерер<sup>40</sup>), что дает экспериментальное упрощение. Можно также соединить временной принцип с пространственным, с тем, чтобы в большей степени, чем с помощью одного метода, исключить влияние мешающего излучения и изменений комнатной температуры. К этой группе относятся резонансный радиометр, предложенный Пфундом<sup>41, 42</sup>, и установка Файерстона<sup>43</sup>. Одновременное применение обоих методов оправдывается тем, что ни один из них сам по себе не действует вполне совершенно. Методы с переменным освещением приобрели значение потому, что с их помощью стали осуществимы некоторые методы регистрации излучения, которые раньше не применялись. Из этой группы упомянем «Fluff» — инструмент Гайеса<sup>44, 45</sup>. Речь идет о следующей конструкции. Представим себе воздухонепроницаемое окно, прозрачное для излучения, помещенное вплотную к мембране конденсаторного микрофона, причем пространство между окном и мембраной наполнено веществом, содержащим много поглощенного воздуха и отдающим воздух при небольшом нагревании. Если нагреть это вещество путем поглощения излучения, то давление газа в пространстве возрастет, и мембрана микрофона даст отклонение. Если периодически прерывать излучение, то можно с конденсаторного микрофона снимать соответствующее переменное напряжение, которое измеряется после достаточного усиления. В конструкции Гайеса в качестве поглотителя используется растительная сердцевина<sup>1</sup>), которая должна быть особенно хорошо испытана.

<sup>1</sup>) Для аналогичных целей применяется жженная растительная вата, обладающая большой адсорбирующей способностью. *Примеч. переводчика.*

Такая конструкция сравнительно плохо осуществляет пространственный дифференциальный принцип; однако, первые сообщения позволяют надеяться, что она даст годные результаты с помощью временного дифференциального принципа.

12. Регистрация по испарению (эвапорография). К группе тепловых приемников относится, наконец, еще специальный прием инфракрасной фотографии, разработанный Черни, Вилленбергом и Моллетом <sup>11, 12, 46, 47, 48</sup>. По этому способу энергия инфракрасного излучения сперва также превращается в теплоту тела. Это локализованное нагревание затем обнаруживается по испарению с облученного места некоторого вещества. Методика приобретает требуемую чувствительность благодаря тому, что тонкая целлулоидная мембрана толщиной в  $0,1 \mu$  с одной стороны покрывается подходящим поглотителем излучения, в то время как на другую ее сторону осаждается испарением слой специального парафинового масла такой толщины, что мембрана вместе с ними показывает интенсивные цвета интерференции (толщина около  $0,5 \mu$ ). Если какой-либо участок мембраны будет облучен и благодаря этому нагрет выше температуры окружающей среды, то парафиновое масло будет перегоняться из облученных мест в необлученные. Этот процесс перегонки происходит очень быстро, если внести мембрану в пространство, из которого откачан воздух и в котором имеются только пары парафинового масла (около  $0,01 \text{ мм Hg}$ ). Так как изменение толщины слоя порядка  $0,01 \mu$  уже узнается по изменению цветов интерференции, то достигается значительная чувствительность. Острота сигнала также вполне удовлетворительна вследствие малой толщины мембраны и парафинового слоя. Спектральные линии, находящиеся при этом на расстоянии  $0,1 \text{ мм}$  друг от друга, еще различаются. Продажные пластинки, сенсibilизированные для инфракрасной области, значительно превосходят по чувствительности этот способ, когда дело касается длин волн, доступных сенсibilизированным пластинкам. Однако, выгода рассматриваемого способа заключается в том, что он принципиально не подвержен никакому ограничению в отношении длин волн. До сих пор съемки производились приблизительно до  $10 \mu$ . Этот метод позволяет производить съемку инфракрасных спектров со скоростью, недостижимой ни одним другим способом. Способ не превосходит еще по чувствительности лучшие тепловые приемники, однако, близко к ним подходит. К сожалению, еще нельзя признать этот способ технически простым. Трудности тут такие же, какие были бы и в обыкновенном фотографическом процессе, если бы не существовало производства фотографических материалов, а имелись бы только рецепты для изготовления фотопластинок.

### III. МЕТОДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ ЛУЧЕЙ

Методы спектрального разложения инфракрасного излучения основываются либо на использовании взаимодействия излучения с твердыми телами, либо на способности излучения интерферировать. Но

последние методы — речь идет, главным образом, о различных видах дифракционных решеток — требуют обычно возможно большего предварительного разложения с помощью других дисперсионных методов. К дисперсионным методам, главным образом, относятся: призма, фильтр Христиансена, метод остаточных лучей, кварцевая линза и поглощающие фильтры.

13. Изображающие системы. При спектральном разложении всегда применяются изображающие оптические системы, и поэтому необходимо предварительно сказать о них несколько слов. Для инфракрасной области преимущественно применяются вогнутые зеркала. Их существенными преимуществами перед линзами являются: отсутствие хроматических ошибок, равномерно высокая отражательная способность, в противоположность трудностям, связанным с поглощением в линзах, и, наконец, возможность изготовлять системы большого диаметра. При употреблении вогнутых зеркал трудности возникают, главным образом, в том, что либо лучи направляются косо по отношению к оси зеркала и не получается стигматического совмещения, либо необходимо употреблять вспомогательные зеркала, чтобы достичь возможно более перпендикулярного падения.

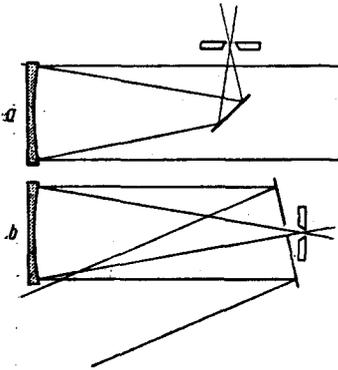


Рис. 4. Устройства вспомогательных зеркал для достижения перпендикулярного падения на вогнутые зеркала

Во многих спектральных аппаратах для инфракрасной части применяется косое падение пучка лучей. При искусственном комбинировании двух вогнутых зеркал спектрального аппарата можно устранить часть ошибок отражения от первого зеркала с помощью

второго. Эти обстоятельства были отмечены в двух маленьких сообщениях Черни, Турнера и Плеттига <sup>49, 50</sup> и в последнее время привлекли во внимание в ряде конструкций аппаратов.

Когда нужно отобразить на приемник выходную щель спектрометра, принято устанавливать приемник перед вогнутым зеркалом на оси последнего. Если приемник мал, а вогнутое зеркало велико, приемник покрывает только маленькую часть зеркала, и потеря излучения компенсируется хорошим схождением лучей. Естественно, при изготовлении приемников следует обратить на это внимание с самого начала. Особенно это касается термоэлементов.

Если желательно щель спектрометра также поместить на оси вогнутого зеркала, то пользуются особым вспомогательным зеркалом, как показано на рис. 4, *a* или *b*. Обе конструкции достигают цели и часто применяются. Когда вогнутое зеркало имеет большую апертуру, применение конструкции *a* встречает трудности, так как в этом случае вспомогательное зеркало заслоняет слишком большую часть пучка лучей. Конструкция *b* свободна от этой ошибки, но имеет

тот недостаток, что в ней возникает длинный «параллельный» ход лучей. Это не вредило бы, если бы лучи были действительно параллельны, но они не являются таковыми. Обычно у спектрометров отмечают только горизонтальный разрез, изображенный на рис. 4, *b* (и принимают во внимание?). В этом разрезе лучи проходят до некоторой степени параллельно. В вертикальной плоскости, однако, сказывается конечная длина щели спектрометра. Здесь получаются сильно расходящиеся пучки лучей.

Когда «параллельные» лучи пробегают путь, равный нескольким фокусным расстояниям, как это имеет место в конструкциях типа рис. 4, *b*, они расходятся в вертикальном направлении настолько, что значительная доля их проходит выше или ниже второго вогнутого зеркала спектрометра (второе вогнутое зеркало обычно делают такой же величины, как и первое). Пучки лучей встречают второе зеркало косо и эксцентрично, что увеличивает ошибку в изображении, так как от первого зеркала идет не безусловно плоская волна.

От этой ошибки, связанной с длинным ходом параллельных лучей, свободны спектрометры с отражательными решетками, если заменить просверленное плоское зеркало просверленной дифракционной решеткой. Сюда относится очень удачная конструкция спектрометра для длинноволновой инфракрасной области Рэндалла<sup>51</sup>.

Стремление ко все большим апертурам неизбежно привело к употреблению несферических зеркал, в особенности зеркал с параболическим и эллиптическим сечениями. Действительно, с помощью эллиптического зеркала можно точно свести в одну точку лучи, выходящие из другой точки. Однако, это верно только для самого фокуса. Для соседних точек изображение получается обычно поразительно скверным, и необходимо в каждом отдельном случае оградить себя точным расчетом от неприятных неожиданностей. То же относится и к параболическим зеркалам.

Все это можно пояснить на примере. Зеркало диаметром 140 *мм* должно отбросить на приемник изображение щели спектрометра в 20 *мм* длины, уменьшенное в 6,25 раза. Щель спектрометра и приемник должны находиться на оси зеркала. Расстояние от зеркала до щели 500 *мм*, расстояние от зеркала до приемника 80 *мм*. Для этого требуется зеркало с радиусом кривизны у вершины  $\rho = 137,931$  *мм*. Расчет должен быть сделан для: 1) сферического зеркала, 2) параболического зеркала, 3) эллиптического зеркала. Все зеркала должны иметь у вершины указанный радиус кривизны. Сферическое и параболическое зеркала полностью характеризуются этими данными, эллиптическое же зеркало должно иметь большую ось, равную 290 *мм*, чтобы центр щели и центр приемника являлись его фокусами. Три зеркала так мало отличаются в поперечном сечении, что различие их почти не может быть представлено рисунком. Сферическое зеркало имеет у края высоту 19,0825 *мм*, эллиптическое 18,3426 *мм* и параболическое 17,7625 *мм*. Применение параболического зеркала, собственно говоря, не существенно; следует только установить, не лучше ли оно, чем сферическое зеркало. Со-

отношения в изображении должны быть исследованы для двух точек:

1. Для средней точки щели, т. е. точки на оси.
2. Для крайней точки щели, т. е. точки в 10 мм над осью.

Качество изображения может быть исследовано либо с помощью геометрической оптики, причем вычисляется, как проходят лучи вблизи точки изображения, либо с помощью волновой оптики, причем проверяется, насколько одинаковы длины оптических путей от точки предмета через зеркало до точки изображения. Здесь излагается именно этот менее обычный способ. Рис. 5а, 5б и 5с показывают данные расчета для точек на оптической оси у эллиптического, параболического и сферического зеркал. У эллиптического зеркала длина оптического пути одинакова для каждой точки поверхности зеркала. У параболического она увеличивается от середины к краю, у сферического — уменьшается. Для пояснения этих разностей длин путей на поверхностях зеркал нанесены кривые, соединяющие все точки с определенной разностью хода<sup>1)</sup>. В средней точке разность длин путей равна нулю, на первой пунктирной окружности она 50 м, на следующих окружностях 100, 200, 300 м и т. д. У края параболического зеркала она составляет +956 м, у сферического — 1 217 м. Таким образом, сферическое зеркало наименее благоприятно, параболическое несколько лучше, а эллиптическое свободно от ошибок.

Таким же путем представлены на рис. 6а и 6б расчетные данные для точки предмета в 10 мм над осью и соответствующей точки изображения в 1,6 мм над осью. Теперь и у эллиптического зеркала появляются большие разности длин путей, колеблющиеся приблизительно между ±200 м, хотя точка предмета отодвинута от оси лишь на 10 мм при расстоянии от зеркала в 500 мм. На рис. 6б показаны кривые для сферического зеркала. Получаются окружности, близкие к таковым на рис. 5с, только все они несколько сдвинуты книзу. Таким образом, искажение для сферического зеркала значительно меньше, чем для эллиптического. Очень похожий сдвиг получается и для системы колец параболического зеркала. Этот пример показывает как преимущества эллиптического зеркала, так и быстрое ухудшение изображения, даваемого им для точек вне оси.

Вышеприведенный способ представления ошибок изображений имеет еще значение в другом отношении. Переходя от зеркала с малой апертурой к большим апертурам, получают рост освещенности точек изображения до тех пор, пока разность хода крайних лучей по сравнению с центральными лучами остается меньше  $\frac{\lambda}{2}$ <sup>2)</sup>.

Чем больше длина волны излучения, тем большую апертуру можно при этом применять<sup>52</sup>.

Зеркала обычно изготавливаются из стекла и покрываются при помощи испарения в высоком вакууме алюминием<sup>53</sup> или так назы-

1) По сравнению с осевым лучом. *Примеч. переводчика.*

2) Если апертура превысит вышеуказанную границу, то начинают вестись заметными дифракционные явления.

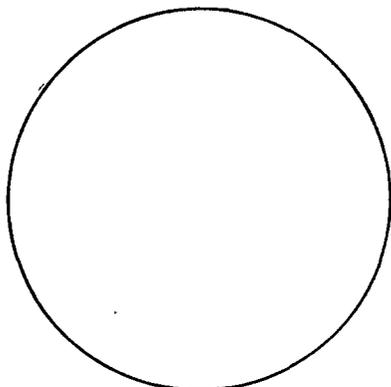


Рис. 5а. Эллиптическое зеркало

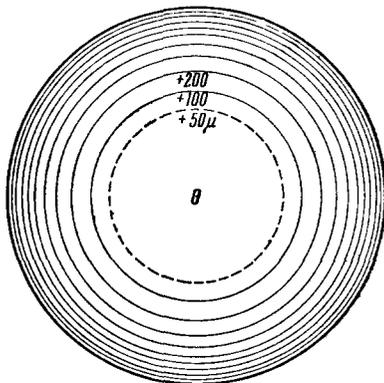


Рис. 5б. Параболическое зеркало

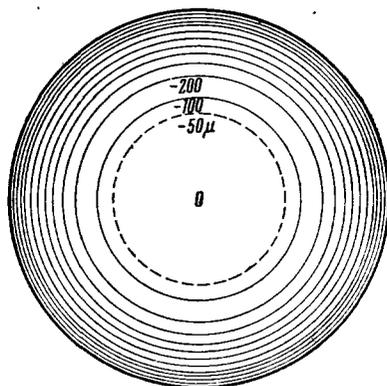


Рис. 5с. Сферическое зеркало

Рис. 5а, б, с. Кривые равных разностей хода для точки предмета на оси

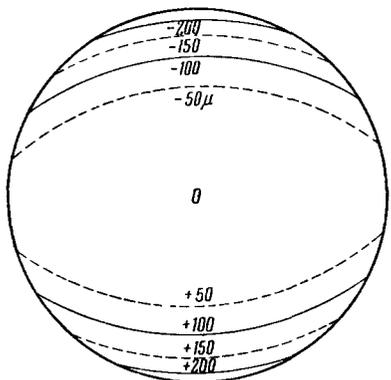


Рис. 6а. Эллиптическое зеркало

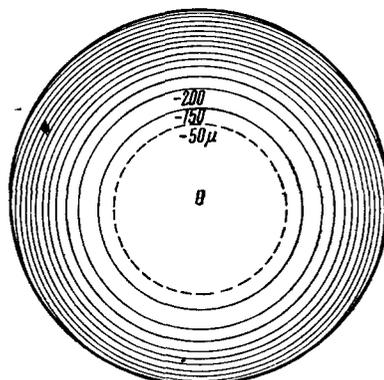


Рис. 6б. Сферическое зеркало

Рис. 6а и 6б. Кривые равных разностей хода для точки предмета вне оси

ваемым сплавом Гохгейма. Обычные прежде серебряные слои все больше выходят из употребления вследствие своей малой стойкости; в то же время отражательная способность серебра в инфракрасной области совсем незначительно превышает таковую для алюминия. Удачны также опыты с зеркалами из нержавеющей стали.

Линзы, особенно ахроматические, применяются в наиболее коротковолновой инфракрасной области, доступной еще обычному фотографированию. Имеются также спектрометры, в которых применяются линзы, не исправленные хроматически, например, кварцевые линзы. При этом изменения фокусного расстояния необходимо выравнивать механическими приемами. Если построить автоколлимационный призмный спектрометр, приблизительно соответствующий рис. 7, то необходимо для изменения длины волны вращать призму и одновременно

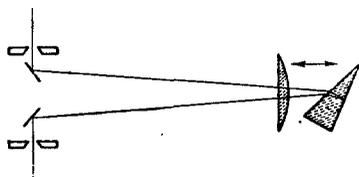


Рис. 7. Спектральный аппарат с хроматически направленной линзой

перемещать линзу в направлении ее оси. С помощью соответствующих механизмов возможно так связать оба движения, что их можно производить при помощи одного вала с калиброванным на длины волн барабаном.

Если желательно получить с отображающей системой наилучшие результаты, то следует всегда проверять аппаратуру при помощи монохроматического видимого света и нескольких пробных фотографических съемок.

Испытание глазом — даже при применении лупы — часто приводит к слишком благоприятному суждению, так как глаз вообще обладает значительно меньшей апертурой, чем отображающая система. Например, при испытании глазом можно получить впечатление, что имеются резкие спектральные линии, в то время как на фотографической пластинке у них обнаруживаются грубые дефекты.

14. Призмные методы. За последние годы призмные методы были улучшены благодаря тому, что удалось синтетически получить большие прозрачные кристаллы веществ, которые до сих пор имелись лишь в мелкокристаллической форме. Кристаллы получают из расплавленного материала, а не из растворов, как это делалось раньше<sup>54, 55, 56</sup>. Рост кристалла осуществляется погружением в расплав и затем медленным подниманием маленького кристаллика при осторожном охлаждении. Довольно большое распространение в настоящее время получили призмы из КВг. С ними можно работать в области почти до 25  $\mu$ , в то время как раньше для призм КСi уже при 19  $\mu$  появлялись трудности, связанные с поглощением. С помощью призм из КJ можно пойти почти до 29  $\mu$ , но все же призмы из КJ не получили еще должного распространения. Их, повидимому, труднее готовить, и они особенно гигроскопичны. Призмы из LiF и NaF также не получили никакого практического применения. Можно ожидать, что они заменят труднодобываемый и дорогой флюорит. LiF не гигроскопичен.

Чтобы сделать возможным использование призм для более длинных волн, Барнес<sup>57</sup> предложил охлаждать их до температуры жидкого воздуха; поглощение при низкой температуре значительно меньше. Но, к сожалению, это предложение требует преодоления многих технических трудностей и еще как следует не испробовано.

Известно, что максимальная разрешающая способность призмы равна:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = b \frac{\partial n}{\partial \lambda}.$$

При этом  $\Delta\lambda$  означает минимальную разность длин волн, которую должны иметь две спектральные линии средней длины волны  $\lambda$ , чтобы

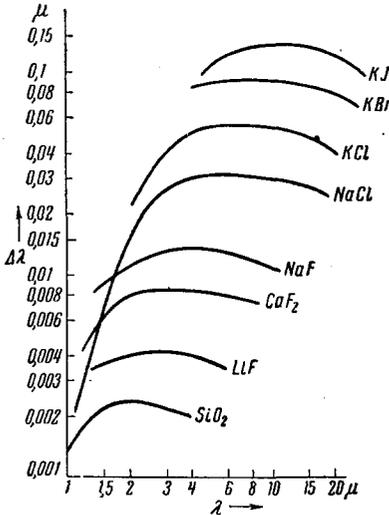


Рис. 8. Минимальные величины  $\Delta\lambda$ , достижимые с помощью призмы с длиной основания 5 см

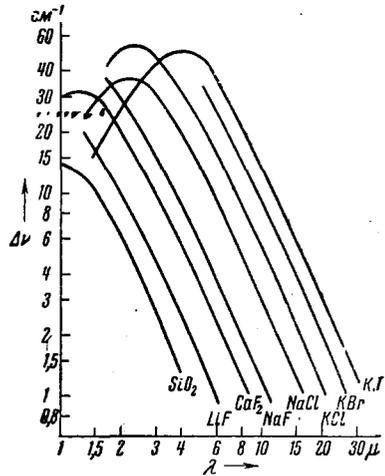


Рис. 9. Минимальные величины  $\Delta\nu$ , достижимые с помощью призмы с длиной основания 5 см

(при исчезающе малой ширине щели) быть ясно разделенными;  $b$  — длина основания призмы,  $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$  — дисперсия призмы для длины волны  $\lambda$ . На рис. 8 и 9 представлен ход  $\Delta\lambda$  и  $\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$ , причем принята длина основания призм  $b = 5$  см. Кривые показывают, что величина  $\Delta\lambda$ , достигаемая в наиболее благоприятном случае, имеет для каждого материала призмы характерное, почти постоянное значение. Чем более длинные волны поглощает вещество, тем больше становится  $\Delta\lambda$ , тем хуже, следовательно, разрешающая способность. Отсюда следует правило, что при переходе к более длинным волнам нужно применять для призм различные вещества в определенной последовательности. Приблизительное значение  $\Delta\lambda$  получается также из обычной формулы дисперсии:

$$n^2 = \text{const} + \frac{C}{\nu_0^2 - \nu^2}.$$

Из нее следует:

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial \lambda} = - \frac{C}{c^2} \frac{1}{n} \frac{\lambda_0^4}{(\lambda_0^2 - \lambda^2)^2}.$$

Так как в рассматриваемом интервале  $\lambda^2 \ll \lambda_0^2$  и  $n$  меняется мало, то отсюда следуют приближенные значения для  $\frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial \lambda}$  и для  $\Delta \lambda$ .

В сторону коротких волн  $\Delta \lambda$  уменьшается, как это показывает рис. 8 на примере NaCl. Ход кривых для других веществ не продолжен в сторону коротких волн, так как они там беспорядочно пересекаются. Кривые для  $\Delta \nu$ , т. е. для максимальной разрешающей способности, выраженной в волновых числах, обнаруживают неожиданную особенность, состоящую в том, что у всех веществ начинает

проявляться абсорбция в качестве помехи там, где разрешающая способность достигает величины приблизительно в  $1 \text{ см}^{-1}$ . Это эмпирическое правило не вытекает из формулы дисперсии.

Смысл обоих рисунков заключается в том, что выясняется, чего можно достичь в наиболее благоприятном случае с призмами при длине основания 5 см. Некоторое расширение пределов еще допускается благодаря увеличению длины основания, но, естественно, не очень

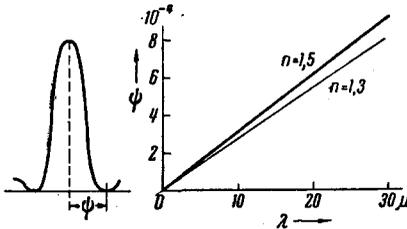


Рис. 10. Минимальная ширина  $\phi$  спектральной линии для призмы  $60^\circ$  с длиной основания 5 см. Зависимость ее от длины волны  $\lambda$  и от показателя преломления  $n$

значительное. Другое дело, будут ли эти благоприятные значения достигнуты на практике. Вообще говоря, на это следует ответить отрицательно.

Достижение предела предполагает хорошую отображающую систему и достаточно узкую щель. Когда же щель достаточно узка? Если исследовать монохроматическое излучение с помощью входной щели исчезающе малой ширины, то для призмы с длиной основания  $b$ , преломляющим углом  $\varphi$  и показателем преломления  $n$  при симметричном ходе лучей получают спектральную линию, ширина которой определится углом  $\phi$  (ср. рис. 10). Для этого угла из теории дифракции следует выражение:

$$\phi = \frac{2 \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}} \frac{\lambda}{b}.$$

На рис. 10 представлены значения  $\phi$  для  $b = 5 \text{ см}$ ,  $\varphi = 60^\circ$  и  $n = 1,5$  и  $1,3$ . Обратно, из этого рисунка можно вывести, что следует понимать под «исчезающе малой» шириной щели в каждом отдельном случае. Если сравнить имеющиеся в литературе указания

о ширине щелей с таковыми на рисунке, то получается, что обычно на практике употребляются большие ширины щелей, чтобы достичь все же достаточной интенсивности. (При просмотривании литературы можно найти, впрочем, указание на любопытное явление, что понятие «достаточной интенсивности» зависит от длины волны. Чем короче длина волны излучения, тем большие требуются отбросы, чтобы их можно было принять за «удовлетворительные».) Очень малая ширина щелей, к которым приводит предыдущая формула, не соответствует нормальным источникам излучения и приемникам.

Калибровка длин волн призменного спектрометра осуществляется обычно таким образом, что из преломляющего угла и показателя преломления призмы вычисляется, какой длины волна выходит из второй щели. В качестве исходной берется длина волны Na из видимой области или иная спектральная линия. Желательно непременно контролировать эту калибровку путем определения положения хорошо известной и легко получаемой полосы поглощения. Шерин и Плейлер<sup>58</sup> в недавнее время предложили для этой цели данные, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Нормали длин волн ( $\mu$ ) для инфракрасной области

HCl газообразный	1,764	} Середина полосы	Meyer u. Lewin, Phys. Rev., <b>34</b> , 44, 1929.
	3,465		
H <sub>2</sub> O газообразный	2,673	} Нулевая ветвь Середина полосы	Sleator u. Plyler, Phys. Rev., <b>37</b> , 1493, 1931.
	6,263		
CO <sub>2</sub> газообразный	4,255	} Середина полосы	D. C. Cameron u. H. H. Nielsen Phys. Rev., <b>53</b> , 246, 1938.
	14,97		
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH этиловый спирт жидкий, прибл. 0,01 мм	6,945	} Места максималь- ного поглощения	Martin u. Barker, Phys. Rev., <b>41</b> , 291, 1932.
	7,169		
	7,466		
	9,074		
	9,421		
C <sub>5</sub> H <sub>11</sub> OH амиловый спирт жидкий, прибл. 0,01 мм	11,220	} Места максималь- ного поглощения	P. E. Shearin u. E. K. Plyler, JOSA, <b>28</b> , 61, 1938.
	9,369		
	9,832		
	11,801		
	12,012		
	12,961		P. E. Shearin u. E. K. Plyler, JOSA, <b>28</b> , 61, 1938.

Задача выделения нормалей длин волн для инфракрасной области несомненно существенна. Уже ранее другими исследователями делались разные предложения. Дрейш<sup>59</sup> рекомендовал, например, острые полосы поглощения плавленого кварца при 2,75  $\mu$  (ср. рис. 22). К. Корт<sup>55</sup> предложил вполне острый максимум в отражении от кристаллического кварца для обыкновенного луча при 25,15  $\mu$ . Однако, проблема должна была бы быть затронута еще более основательно. Недостаточно того, что при большом разрешении одно место в спектре

поглощения является характерным признаком для длины волны. Необходимо проверять, не смещается ли этот признак при малых дисперсиях в сторону и остается ли он вообще хорошо заметным.

15. Фильтры Христиансена. Если в плоско-параллельный сосуд насыпать твердое вещество, прозрачное для излучения, в форме зерен примерно миллиметровой величины и этот сосуд наполнить жидкостью, показатель преломления которой для одной длины волны совпадает с показателем преломления твердого тела, то сосуд ведет себя для этой длины волны, как прозрачная плоско-параллельная пластинка. Лучи других длин волн, для которых это согласование показателей преломления не имеет места, испытывают в сосуде беспорядочное отклонение во всех направлениях. Чем больше разница в ходе дисперсии обоих тел, тем сильнее будет действовать фильтр<sup>1)</sup>. Если внести сосуд в параллельный пучок лучей, то в первоначальном направлении проходят лучи узкой спектральной области, для которой как раз имеется согласование показателей преломления. Такое устройство называют фильтром Христиансена. Помимо фильтрования это устройство, как известно, можно использовать для вычисления неизвестного показателя преломления какого-либо вещества из известного показателя преломления другого вещества.

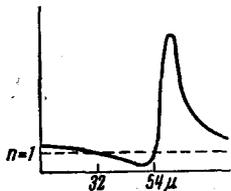


Рис. 11. Ход дисперсии NaCl

Настоящего применения в инфракрасной области эти фильтры еще не нашли, но их значение недавно возросло благодаря исследованию Барнеса и Боннера<sup>60</sup>. В этой работе принципиально новое применение эффекта христиансеновского фильтра в воздухе<sup>2)</sup>. Этот эффект наступает там, где показатель преломления порошка проходит через значение 1. Это явление наблюдается у различных кристаллических порошков в инфракрасной области. Типичный пример хода дисперсии кристалла в инфракрасной области в основных чертах представляет NaCl на рис. 11. Видно, что показатель преломления около  $\lambda = 32 \mu$  и  $\lambda = 54 \mu$  проходит через значение 1. Вследствие близости к собственным колебаниям вещество обладает в рассматриваемой области сильным поглощением. При  $32 \mu$  через пластинку толщиной в  $55 \mu$  еще проходит около 35% излучения, однако, при  $54 \mu$  — меньше 0,1%. Тонкий слой порошкообразной каменной соли только при  $32 \mu$  дает четкий максимум пропускания. На рис. 12а и 12б представлены некоторые примеры таких кривых пропускания.

Порошкообразные соли различным образом используются для исследований в инфракрасной области. Вышеупомянутый эффект Христиансена в воздухе представляет один из немногих случаев, где имеются легко обозримые соотношения. Однако, эти соотноше-

<sup>1)</sup> Т. е. тем уже будет выделенная спектральная область. *Примеч. переводчика.*

<sup>2)</sup> Явление уже было прежде описано А. Г. Пфундом<sup>18</sup>.

ния все же не так просты, как при эффекте Христиансена в жидкостях. Для значения  $n = 1$  имеется налицо значительная величина коэффициента погашения, и при этом появляются фазовые скачки волн

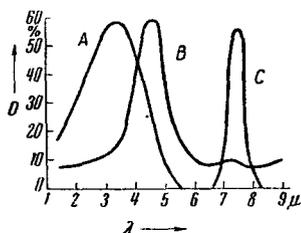


Рис. 12а. Пропускание фильтра Христиансена из порошкообразного кварца: А — в  $CS_2 + CCl_4$  (1:1), В — в  $CCl_4$ , С — в воздухе

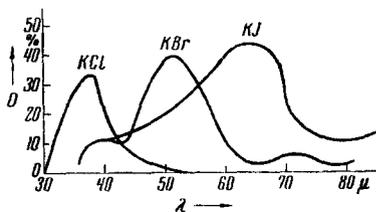


Рис. 12б. Пропускание порошкообразной соли в воздухе

при переходе от одной среды к другой, которые обуславливают малую отражательную способность.

16. Методы остаточных лучей. В области методов остаточных лучей за последние десять лет ничего существенно нового не опубликовано. Методы эти сами по себе, как единственный способ разложения, стали применяться в единичных случаях. Как методы предварительного разложения при работах с дифракционной решеткой (в отдельных случаях также и с призмой) они приобретают все большее значение, но при этом производится не 3—4 отражения, а

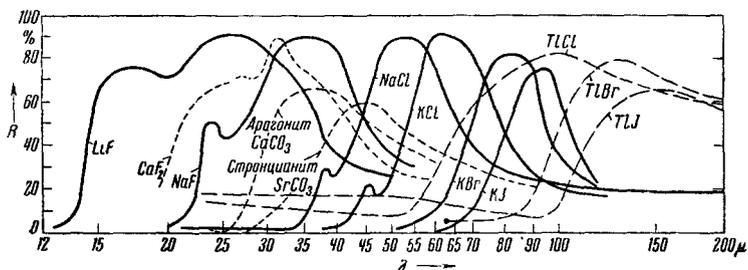


Рис. 13. Ход отражения от веществ, употребляемых в качестве пластинок остаточных лучей

только 1—2. Этот быстрый переход от области очень малого отражения к области очень сильного отражения дает здесь безусловное преимущество пластинкам для остаточных лучей по сравнению с фильтрами поглощения.

На рис. 13 сопоставлен ход отражательной способности для ряда веществ, которые в последние годы нашли применение как пластинки для остаточных лучей. Из этого рисунка видно, какие вещества следует принимать во внимание, когда дело касается какой-либо спектральной области между 13 и 200  $\mu$ . Для более длинных волн еще

не произведено никаких исследований. В основе данных для LiF и NaF лежат измерения Корта<sup>61</sup> и Холса<sup>62</sup>.

Употреблялись синтетически изготовленные монокристаллические пластинки. Этот материал существенно дополняет список веществ, исследованных до сих пор<sup>1)</sup>.

Кривая для CaF<sub>2</sub> в ее коротковолновой части до 35  $\mu$  взята из работы Рубенса и Хеттнера<sup>64</sup>. Для этой же области имеются более поздние измерения Л. Кельнер<sup>65</sup>, которая обнаружила равномерный рост отражательной способности по направлению к главному максимуму. Для спадающей части на всем показанном протяжении имеются всего три точки, полученные Рубенсом<sup>66</sup> с помощью остаточных лучей.

Ход отражательной способности для NaCl и KCl в основном взят из работы Черни<sup>67</sup>. Все остальные кривые взяты из сообщений Либиша и Рубенса<sup>66, 68</sup>. При последних измерениях для спектрального разложения использовался только метод остаточных лучей. Вследствие этого ход кривых установлен лишь в основных чертах. Например, у KBr и KJ следует ждать аналогичных побочных максимумов и такого же высокого главного максимума, как и у более легких щелочногалоидных соединений. У стронцианита ход кривой не особенно благоприятен, но в соответствующей области неизвестно другого пригодного вещества.

17. Поглощающие фильтры. Знание хода поглощения различных веществ в инфракрасной части интересно во многих отношениях и прежде всего в теоретическом. Однако, по меньшей мере также велико значение инфракрасной абсорбции и для экспериментальной техники. Вопрос о получении пригодных поглотителей для приемников излучения уже обсуждался в первой части этой статьи. Использование веществ в качестве фильтров для излучения и окон в абсорбционных сосудах или в приемных инструментах является дальнейшим вопросом, требующим точного знания хода поглощения. Эти сведения необходимы также для использования метода «прозрачного клапана»<sup>2)</sup>.

Для наиболее коротковолновой инфракрасной области, доступной обычным фотографическим методам, следует прежде всего упомянуть хорошие стеклянные фильтры, которые в последние годы выпущены на рынок. Теперь имеется целый ряд стекол, которые непрозрачны для ультрафиолетовой и видимой областей, но прозрачны для длинноволнового излучения. Область перехода у различных фильтров ограничена очень резко и лежит в красной или в коротковолновой

1) В основном правильный ход отражательной способности можно найти уже в работе О. Рейнкобера и М. Блюта<sup>63</sup>.

2) Die «durchsichtige Klappe». Метод известен под названием метода «прозрачного экрана» и был впервые разработан Рубенсом (Verh. d. D. Phys. Ges., 15, 109, 1896). Вещество, применяемое в качестве экрана, поглощает исследуемое излучение, пропуская остальное. Разность двух отбросов приемника, полученных при измерении излучения с экраном и без него, дает величину исследуемого излучения (см. также Шефер и Маттосси, Инфракрасные спектры, стр. 67—68, ОНТИ, 1935). *Примеч. переводчика.*

инфракрасной области. Менее удовлетворительны до сих пор стекла, которые прозрачны в видимой области, а затем сразу становятся непропускающими в инфракрасной области. Переход от области пропускания к области поглощения осуществляется в них не столь резко, как у первой серии.

Классическими веществами, используемыми в инфракрасной области как окна и фильтры, являются кварц в кристаллической и

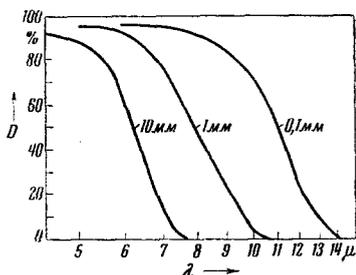


Рис. 14. Пропускание LiF по Х. В. Холсу (Ann. Physik, 29, 433—440, 1937)

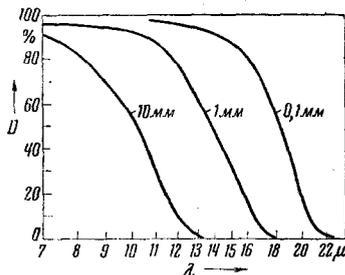


Рис. 15. Пропускание NaF по Х. В. Холсу (Ann. Physik, 29, 433—448, 1937).

плавленной формам, флюорит и некоторые кристаллы щелочногалоидных солей. В последние годы ход поглощения этих материалов подвергся точному исследованию. На рис. 14—19 представлен ход поглощения этих веществ. При вычислениях пропускания кроме собственно поглощения учитывались и потери на отражение. Пропус-

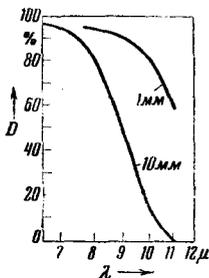


Рис. 16. Пропускание флюорита по прежним измерениям

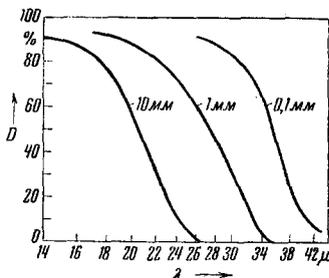


Рис. 17. Пропускание NaCl по Л. Кельнер (Z. Physik, 56, 215—234, 1929) и по другим более старым измерениям

кания даны для толщины слоев в 10 мм, 1 мм и 0,1 мм. Значения для других толщин могут быть с достаточной достоверностью получены из рисунков интерполированием. Относительно точных значений коэффициентов погашения необходимо обратиться к оригинальным работам. Большую их часть можно найти также в таблицах Ландольта-Бернштейна.

Пропускание кристаллов щелочногалоидных солей в длинноволновой инфракрасной области, т. е. по другую сторону от их

собственных частот, многократно исследовалось в последние годы. К сожалению, надежда найти среди этих веществ фильтры, годные для наиболее длинноволновой области, полностью не осуществилась. Поглощающая способность этих веществ убывает в сторону длинных волн поразительно медленно. К тому же сравнительно большое зна-

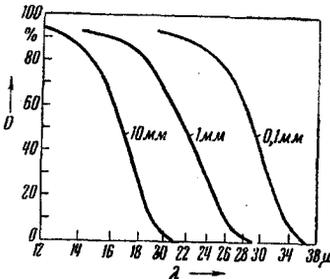


Рис. 18. Пропускание KCl по А. Ментцелю (Z. Physik, 88, 178—196, 1934) и по другим более старым измерениям

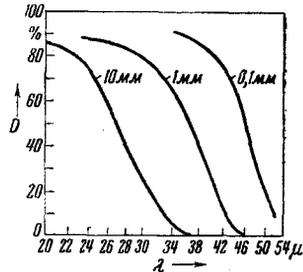


Рис. 19. Пропускание KBr по А. Ментцелю (Z. Physik, 88, 178—196, 1934)

чение показателя преломления обуславливает значительную отражательную способность. Последняя в свою очередь снижает пропускание даже в отсутствии поглощения и ведет к явно выраженным интерференционным максимуму и минимуму пропускания. Например, пластинка NaCl толщиной 0,15 мм при 100 μ пропускает около 15%, а при 200 μ приблизительно 38%. И только для области длин волн

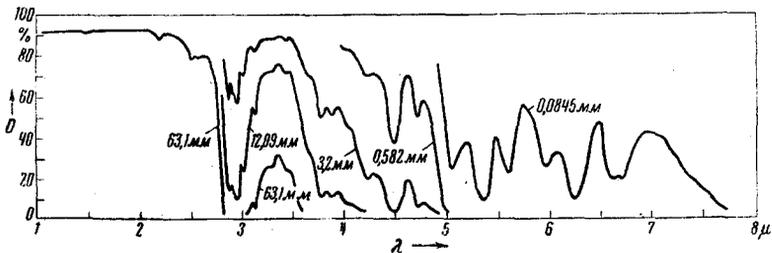


Рис. 20. Пропускание кристаллического кварца, разрезанного перпендикулярно оптической оси

свыше 300 μ следует ожидать, что кристаллы щелочногалогидных солей дадут пригодные фильтры<sup>69</sup>. И все же LiF, который в этом отношении должен быть поставлен первым, имеет, к сожалению, особенно высокий показатель преломления ( $n = 3,1$ ).

Были попытки измельчать щелочногалогидные соли в порошок и затем распыленным на парафине или заключенным в парафин использовать в качестве фильтра. Результаты не являются вполне удовлетворительными<sup>70</sup>.

Большое техническое значение имеет ход поглощения кристаллического и плавленого кварца. Рис. 20—24 являются подробным

обзором. Измерения в коротковолновой области приведены Друммондом<sup>71</sup>, кривые в длинноволновой части получены Барнесом<sup>72</sup>, Картрайтом<sup>70</sup> и Б. Кохом<sup>69</sup>. Недавно В. Штейн сделал поразитель-

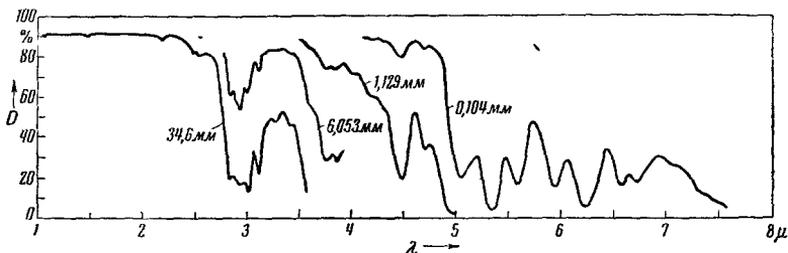


Рис. 21. Пропускание кристаллического кварца, разрезанного параллельно оптической оси

ное наблюдение, что кристаллический кварц в окрестности 17 μ обладает неизвестной до сих пор областью пропускания, что хорошо заметно при слоях толщины менее 1 мм. Часто применяются пла-

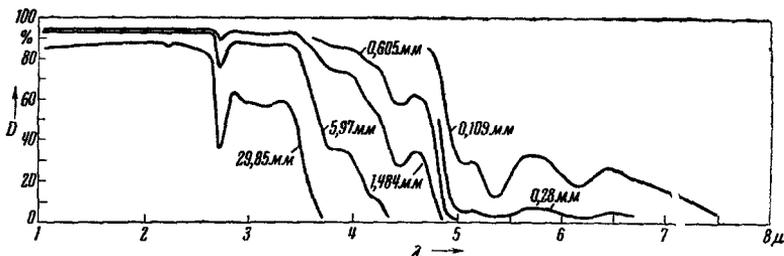


Рис. 22. Пропускание плавленого кварца

стинки из парафина. Видимый свет парафин больше рассеивает, нежели поглощает. До сих пор отсутствуют точные исследования того, каким образом ведет себя парафин в инфракрасной области.

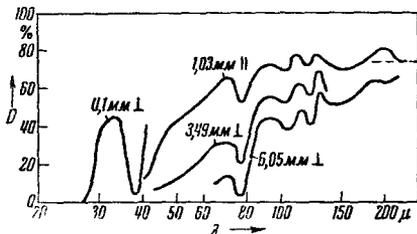


Рис. 23. Пропускание кристаллического кварца

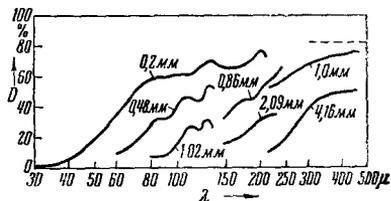


Рис. 24. Пропускание плавленого кварца

В коротковолновой области имеет место поглощение, соответствующее собственным колебаниям молекулы парафина, но также, видимо, имеет место и рассеяние. На рис. 25 сопоставлены некоторые измерения пропускания. Они относятся частью к парафину

с точкой плавления  $68-72^{\circ}$ , частью — с точкой плавления  $42-44^{\circ}$ . Измерения с последним приведены Барнесом <sup>72</sup>, остальные, в области  $50-240 \mu$ , Картрайтом <sup>70</sup>. Оба работали со спектрометрами с решеткой. Барнес употреблял большую дисперсию. Полосы, которые он находит в окрестности  $100 \mu$ , могут появляться и в других сортах парафина. Картрайт также находит, что более легкоплавкий парафин ниже  $100 \mu$  поглощает сильнее, но что выше  $100 \mu$  разница становится незаметной. Остальные измерения в коротковолновой части проделаны Л. Кельнер <sup>65</sup>.

Значение парафина заключается в том, что неизвестно другого твердого тела, обладающего более высокой, чем у парафина, пропускающей способностью (малая диэлектрическая постоянная). Малое пропускание в длинноволновой области делает парафин одновременно хорошим фильтром для излучения.

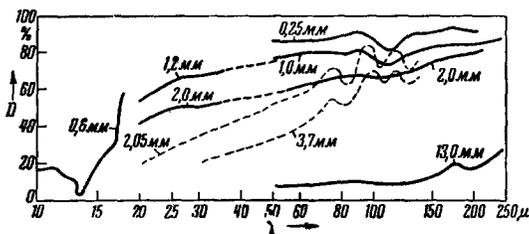


Рис. 25. Пропускание парафина: — точка плавления  $68-72^{\circ}$  С, ---- точка плавления  $42-44^{\circ}$  С

Особенно тонкие слои парафина получают, опуская тонкие пленки целлулоида в расплавленный парафин. При вынимании с обеих сторон прилипает тонкий слой парафина. Эти слои все еще достаточно сильно ослабляют коротковолновую область.

Среди остальных фильтров, поглощающих коротковолновую часть и пропускающих длинноволновую, остаются в употреблении давно известные фильтры из слоев сажи и из бумаги. Применение этих веществ не удовлетворительно в том отношении, что они не имеют вполне определенного состава. Измерения пропускания этих и аналогичных веществ в области  $20-240 \mu$  находятся в уже упомянутых работах Барнеса <sup>72</sup> и Картрайта <sup>70</sup>. Рис. 26, касающийся пропускания различных сортов бумаги, взят из этих работ.

18. Решетки. Наибольшие успехи в разложении инфракрасного излучения достигнуты при помощи дифракционных решеток. Их применение возможно для всех длин волн инфракрасного спектра.

Применение дифракционных решеток в инфракрасной области нельзя сравнивать с таковым для видимой или ультрафиолетовой областей без дополнительных замечаний. В последних случаях решетка служит, главным образом, для выявления отдельных линий и структуры полос спектров испускания, а также для осуществления высокой дисперсии и крайней точности в определении длин волн. Инфракрасная решетка, напротив, вставляется в монохроматор и должна разлагать сплошной спектр по возможности чисто. Для этого, однако, решетка по своей природе мало пригодна. Необходимо вспомнить, что каждый отдельный линейный элемент решетки прежде всего рассеивает в большей или меньшей степени все волны и притом

так, что в некотором определенном направлении идут рассеянные монохроматические волны. Только в результате интерференции между элементарными пучками, рассеянными большим числом закономерно расположенных линейных элементов решетки, получается погашение всех нежелательных волн и суммирование небольшого числа желательных. Практика показывает, что это в значительной степени осуществляется; однако, экспериментатор поступит хорошо, помня все время, что каждая неправильность в структуре его решетки проявляется в том, что интерференционное тушение уже не является безупречным; он должен при этом всегда считаться с примесью всех других длин волн как с посторонним излучением. Это замечание не относится к известному наложению спектров различных порядков, соответствующих основной формуле решетки  $m\lambda = g \sin \varphi$ , согласно

которой все волны  $\lambda$ , для которых произведение  $m\lambda$  имеет одинаковое значение, взаимно перекрываются. Здесь обстоятельства менее благоприятны, чем при использовании призмы, у которой, как известно, также наблюдается постороннее излучение. Относительно мешающих эффектов, обуславливающих появление «духов», в литературе по инфракрасным спектрам нельзя найти каких либо сведений; также нет данных о странных аномалиях интенсивности в дифракционных спектрах, впервые наблюдаемых Р. В. Удодом<sup>73,74</sup>.

Для самой коротковолновой инфракрасной области с наибольшим успехом применяются обычные оптические решетки. Только для несколько более длинных волн употребляются специально изготовленные инфракрасные решетки. Большая постоянная решетки допускает дальнейшие технические возможности для придания отдельным штрихам решетки определенной формы и тем самым дает возможность повысить интенсивность.

В последние годы являются характерными для инфракрасной техники и с успехом применяются проволочные, ламинарные (пластинчатые) и ступенчатые решетки. Если рассмотреть достоинства и недостатки каждого из этих трех типов, то можно прийти к такому результату. Будем сравнивать проволочную, ламинарную и ступенчатую решетки (с одной постоянной решетки) по отношению к интенсивностям спектра первого порядка; при этом предполагаем, что падающее излучение направлено перпендикулярно к поверхности решетки. Представим себе сперва плоскую решетку, у которой правильно чередуются отражающие полосы ширины  $a$  с неотражающими ширины  $b$  (рис. 27). Тогда постоянная решетки  $g = a + b$ . Если

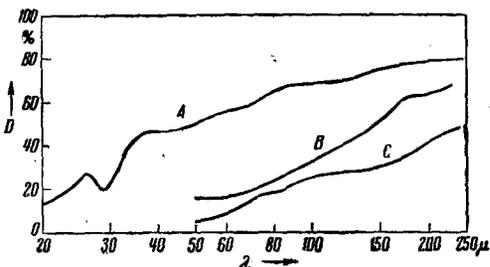


Рис. 26. Пропускание бумаги. А — черная шелковая бумага 0,025 мм, В — белая фильтровальная бумага 0,13 мм, С — черная бумага 0,13 мм (для упаковки фотопластинок)

фиксировать постоянную решетки и менять соотношение  $a$  и  $b$ , то спектр первого порядка будет иметь наибольшую интенсивность, когда  $a = b = \frac{g}{2}$ . Это легко понять из рисунка. Если положить  $a$  меньше, чем  $\frac{g}{2}$ , то отражающая поверхность уменьшится, а с нею и интенсивность. Если положить ее больше, чем  $\frac{g}{2}$ , то появляются элементарные волны, дающие разность хода  $\frac{\lambda}{2}$  с первоначально отраженными волнами и тем самым ведущие к уменьшению интенсивности. Таким образом, при  $a = b = \frac{g}{2}$  решетка является наиболее светосильной и притом пригодной в равной степени для всех длин волн. Весьма ценно то, что у этого типа решеток пропадает спектр второго порядка, потому что одна единичная полоска шириной  $\frac{g}{2}$  не поворачивает излучения в том направлении, где мог бы появиться спектр второго порядка. Также отсутствуют все дальнейшие спектры четного порядка. Следует заметить, что интенсивность в спектре первого порядка равна  $\frac{4}{\pi^2} \approx \frac{4}{10}$  части

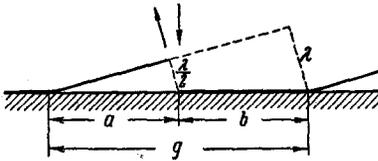


Рис. 27. Возникновение спектра первого порядка у плоской решетки

интенсивности спектра нулевого порядка. Употребляемые проволочные решетки относятся к описанному типу и обладают указанными свойствами.

К ламинарным решеткам<sup>75,76</sup> приходят путем следующего соображения. Было уже сказано, что поверхность  $b$  должна быть зачернена, так как от  $b$  в направлении спектра первого порядка идут элементарные волны, имеющие разность хода  $\frac{\lambda}{2}$  по отношению к волнам, отраженным от  $a$ , что ведет к уменьшению интенсивности. Зачерненную поверхность  $b$  можно заменить отражающей поверхностью, если эту новую поверхность поднять на величину  $h$ , имеющую порядок примерно  $\frac{\lambda}{4}$  (рис. 28). От  $b$  падающая волна отразится раньше; мешающая разность хода  $\frac{\lambda}{2}$  устраняется. Волны, отраженные от  $b$ , идут теперь в той же фазе, что и отраженные от  $a$ . При этом получают двойную амплитуду и учетверенную интенсивность в спектре. В этом преимущество ламинарной решетки перед проволочной. Свойство не давать спектров четного порядка сохраняется, поскольку можно еще считать полосы  $a$  и  $b$  независимыми единичными щелями. Недостаток ламинарной решетки заключается в том, что интенсивность в спектре первого порядка уже не является независимой от длины волны, так как начинает играть роль отношение длины волны к высоте ступени  $h$ . Расчитанное распределение интенсивностей представлено на рис. 29. Так как технически вы-

полнение решетки не всегда точно отвечает теоретической форме, то действительное распределение интенсивностей не всегда точно соответствует расчетному. Теория ламинарной решетки подробно рассмотрена в работе Гельвеге<sup>77</sup>.

К ступенчатым решеткам, именуемым также эшелеттами<sup>78</sup>, мы придем, если нанесем на первоначально плоской решетке, лежащей

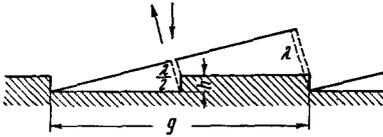


Рис. 28. Возникновение спектра первого порядка у ламинарной решетки

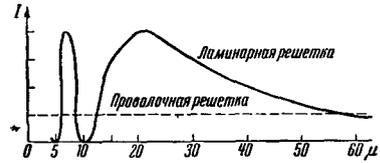


Рис. 29. Приблизительный ход кривой интенсивности  $I$  в спектре первого порядка у ламинарной решетки ( $h = 5 \mu$ ) — и у проволочной решетки -----

косо, отражающие элементы поверхности под таким углом, что падающая волна геометрически отражается в направлении спектра первого порядка (рис. 30). Тогда в спектре первого порядка получаем интенсивность, которая обычно выступает в спектре нулевого порядка. Кроме того, по сравнению с вышеописанными типами решеток здесь имеется еще удвоенная ширина отражающих поверхностей. Интенсивность для ступенчатой решетки при этом в  $\frac{4\pi^2}{4} \sim 10$  раз больше,

чем интенсивности для первых типов решеток. Этим большим преимуществам противостоят следующие недостатки: выступает спектр второго порядка. Далее имеется лишь один интенсивный спектр первого порядка. Другой спектр первого порядка очень слаб. Это является недостатком, поскольку промер обоих спектров первого порядка весьма существенен для точного измерения длин волн и для целей контроля. Только для одной длины волны  $\lambda_m$  выполняются геометрические условия, которые дают наивысшую интенсивность в спектре первого порядка. Для всех остальных длин волн интенсивность меньше. Таким образом, как и у ламинарной решетки, имеется неравномерное распределение интенсивностей в спектре первого порядка. Так как волна  $\lambda_m$  отбрасывается в направлении спектра первого порядка с помощью «геометрического отражения», а всякая другая волна — путем «дифракции», то можно, казалось бы, ожидать очень быстрого убывания интенсивности спектра, если удаляться от  $\lambda_m$ . Это, однако, не имеет места. Расчет показывает, что падение интенсивности у ступенчатой решетки происходит примерно так же быстро по обе стороны от положения максимума, как и у ламинар-

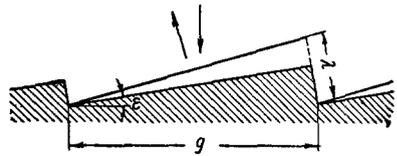


Рис. 30. Возникновение спектра первого порядка у ступенчатой решетки

ной решетки. Далее оказывается, что падение интенсивности у обоих типов решеток лишь незначительно зависит от постоянной решетки. Качественно эти обстоятельства могут быть иллюстрированы следующим образом: примененная за последнее время для одной работы<sup>51, b</sup> ступенчатая решетка имеет постоянную 22,2  $\mu$ , отклоняющий угол  $\epsilon = 24^\circ$  и максимум интенсивности при  $\lambda_m = 18 \mu$ ).

При такой малой ширине единичной отражающей полосы дифракция для волны 18  $\mu$  настолько велика, что меньше можно говорить о геометрическом отражении в собственном смысле слова, чем о приблизительно равном отражении в полупространстве. Это обстоятельство является причиной того, что зависимость интенсивности от длины волны в спектре первого порядка сохраняется в небольших пределах. Если выбрать большую постоянную решетки, то с изменением угла интенсивность будет уменьшаться в обе стороны быстрее; этого не будет происходить с изменением длины волны, так как волны с уменьшением постоянной решетки сдвигаются теснее.

В наиболее благоприятном случае интенсивности проволочной, ламинарной и ступенчатой решеток находятся в отношении 1:4:10.

О спектральных исследованиях с помощью решеток в длинноволновой инфракрасной области недавно появился доклад Рэндалла<sup>51, b</sup>, на который здесь необходимо сослаться.

#### ЛИТЕРАТУРА

Список литературы не претендует на полноту; в нем помещены лишь статьи, упоминаемые в нашем обзоре.

1. M. Badger and C. H. Cartwright, Phys. Rev., **33**, 692, 1929.
2. J. Kühne, Z. Physik, **84**, 722, 1933.
3. A. H. Pfund, Science (N. Y.), **82**, 597, 1935; JOSA, **26**, 439, 1936.
4. E. F. Nichols and J. D. Tear, Astrophys. J., **61**, 17, 1925.
5. A. Glagolewa-Arkadiewa, Z. Physik, **24**, 153, 1924; **55**, 234, 1929; **58**, 134, 1929.
6. M. Lewitzky, Physik. Z., **25**, 107, 1924; **27**, 177, 1926; **28**, 821, 1927; **31**, 769, 1930; **32**, 252, 1931; **35**, 361, 1934.
7. C. E. K. Mees, JOSA, **25**, 80, 1935.
8. J. Eggert, Veröffentlichungen des Wissenschaftlichen Zentral-Laboratoriums der Photographischen Abteilung der I. G. Farbenindustrie A. G., Leipzig, S. Hirzel, **4**, 101, 1935.
9. W. Dieterle u. O. Ripster, Veröffentlichungen des Wissenschaftlichen Zentral-Laboratoriums der Photographischen Abteilung der I. G. Farbenindustrie A. G., Leipzig, S. Hirzel, **5**, 219, 1937.
10. H. Kienle, Wien-Harms Handbuch d. Experimental Physik, **26**, 670, 1937.
11. M. Czerny, Z. Physik, **53**, 1, 1929.
12. M. Czerny u. P. Mollet, Z. Physik, **108**, 85, 1937.
13. R. Suhrmann, Ergebn. d. exakt. Naturwiss., **13**, 148, 1934.

1) Решетка поставлена так, что отраженное излучение идет в направлении, близком к направлению падающего. Для спектра первого порядка при этом  $\lambda = 2g \sin(\alpha + \epsilon)$ . Вследствие наличия фактора  $2g$  спектр первого порядка выступает при косой установке решетки приблизительно около  $24^\circ$ . Для длины волны 18  $\mu$  интенсивность имеет максимум, для 25  $\mu$ , согласно приближенному подсчету, она падает примерно до 75%.

14. W. Kluge, Z. techn. Physik, **16**, 184, 1935.
15. H. Geffcken u. H. Richter, Die Photozelle in der Technik, Berlin — Tempelhof, Deutsch-Literarisches Institut J. Schneider, **23**, 1936.
16. Fr. Fischer, B. Gudden u. M. Treu, Z. Physik, **107**, 200, 1937.
17. Fr. Fischer, B. Gudden u. M. Treu, Physik. Z., **39**, 127, 1938.
18. A. H. Pfund, Rev. sci. Instr., **1**, 397, 1930; JOSA, **23**, 375, 1933.
19. F. Kerkhof, Ann. Physik, **31**, 315, 1938.
20. H. Murmann, Z. Physik, **54**, 741, 1929.
21. W. Woltersdorff, Z. Physik, **91**, 230, 1934.
22. C. H. Cartwright, Rev. sci. Instr., **4**, 382, 1933.
23. G. Ising, Phil. Mag., **1**, 827, 1926.
24. W. J. H. Moll u. H. C. Burger, Z. Physik, **34**, 112, 1925; Phil. Mag., **50**, 618, 1925.
25. M. Czerny, Ann. Physik, **12**, 993, 1932.
26. C. H. Cartwright, Z. Physik, **92**, 153, 1934.
27. H. Theissing, Physik. Z., **38**, 557, 1937.
28. C. H. Cartwright, Ann. Physik, **18**, 656, 1933.
29. C. Müller Naturwiss., **19**, 416, 1931.
30. R. C. L. Bosworth, Trans. Farad. Soc., **30**, 554, 1934.
31. P. Moon and L. R. Steinhardt, JOSA, **23**, 148, 1938.
32. R. Müller, Ann. Physik, **1**, 613, 1929.
33. C. Zapf, Ann. Physik, **27**, 479, 1936.
34. E. Gehrke u. B. Voigt, Z. techn. Physik, **12**, 684, 1931; **13**, 387, 1932.
35. W. J. H. Moll u. H. C. Burger, Z. Physik, **34**, 109, 1925; Phil. Mag., **50**, 624, 1925.
36. L. Bergmann, Physik. Z., **32**, 688, 1931.
37. R. B. Barnes u. F. Matossi, Z. Physik, **76**, 24, 1932.
38. M. Czerny, Z. Physik, **90**, 468, 1934.
39. M. Czerny, H. Heins u. W. Woltersdorff, Z. Physik, **95**, 262, 1935.
40. E. Lehrer, Z. techn. Physik, **18**, 393, 1937.
41. A. H. Pfund, Science (N. Y.), **69**, 71, 1929.
42. J. D. Hardy, Rev. sci. Instr., **1**, 429, 1930.
43. F. A. Firestone, R. v. sci. Instr., **3**, 163, 1932.
44. H. V. Hayes, Rev. sci. Instr., **7**, 202, 1936.
45. W. M. Hall, Rev. sci. Instr., **7**, 205, 1936.
46. H. Willenberg, Z. Physik, **74**, 663, 1932.
47. G. Mönch u. H. Willenberg, Z. Physik, **77**, 170, 1932.
48. M. Czerny u. P. Mollet, Z. techn. Physik, **18**, 582, 1937.
49. M. Czerny u. A. F. Turner, Z. Physik, **61**, 792, 1930.
50. M. Czerny u. W. Plettig, Z. Physik, **63**, 590, 1930.
51. H. M. Randall, a) Rev. sci. Instr., **3**, 196, 1932; b) Rev. mod. Physics, **10**, 72, 1938.
52. F. Jentzsch, Handb. d. Physik, **18**, 280, 1927.
53. J. Strong, Phys. Rev., **45**, 769, 1934 (краткий отчет); Astrophys. J., **83**, 401, 1936.
54. S. Kyropoulos, Z. anorg. Chem., **154**, 308, 1926.
55. Korth, Z. Physik, **84**, 677, 1933.
56. D. C. Stockbarger, Rev. sci. Instr., **7**, 133, 1936.
57. R. B. Barnes, JOSA, **28**, 140, 1938.
58. P. E. Shearin and E. K. Plyler, JOSA, **28**, 61, 1938.
59. Th. Dreisch, Z. Physik, **42**, 426, 1927.
60. R. B. Barnes and L. G. Bonner, Phys. Rev., **49**, 732, 1936. (Краткое сообщение можно найти в статье R. B. Barnes, R. R. Brat-tain u. R. S. Firestone, Phys. Rev., **47**, 792, 1935.)
61. K. Korth, Nachr. Gött. Ges., Math.-physik. Kl., H. 5, 1932.
62. H. W. Hohl, Ann. Physik, **29**, 433, 1937.
63. O. Reinkober u. M. Blüht, Ann. Physik, **6**, 785, 1930.
64. H. Rubens u. G. Hettner, Berl. Ber., 174, 1916.
65. L. Kellner, Z. Physik, **56**, 215, 1929.

66. H. Rubens, Berl. Ber., 1, 1915.
  67. M. Czerny, Z. Physik, 65, 600, 1930.
  68. Th. Liebisch u. H. Rubens, Berl. Ber., 198, 1919, 211, 1921.
  69. B. Koch, Diss., Berlin, Ann. Physik (в печати).
  70. C. H. Cartwright, Z. Physik, 90, 480, 1930.
  71. D. G. Drummond, Proc. roy. Soc. Lond., A 153, 328, 1936.
  72. R. B. Barnes, Phys. Rev., 39, 562, 1932.
  73. J. Strong, Phys. Rev., 49, 291, 1936.
  74. U. Fano, Ann. Physik, 32, 393, 1938.
  75. R. M. Badger, JOSA, 15, 370, 1927.
  76. C. H. Cartwright, JOSA, 21, 785, 1931.
  77. K. H. Hellwege, Z. Physik, 106, 588, 1937.
  78. R. W. Wood and Trowbridge, Phil. Mag., 20, 886, 1910.
- 

