

**ТРУДЫ  
ГОСУДАРСТВЕННОГО  
ОПТИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА**

**ЛЕНИНГРАД**

---

Travaux de l'Institut d'Optique à Leningrad

---

Transactions of the Optical Institute in Leningrad

---

Verhandlungen des Optischen Instituts in Leningrad

**Том VII**

**ВЫПУСК 68**

**Д. С. Рождественский**

О разрешающей силе спектроскопов

**ЛЕНИНГРАД**  
ИЗДАНИЕ ГОСУДАРСТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА  
1931

# О разрешающей силе спектроскопов

Д. С. Рождественский

*Содержание.* Предлагается измерять разрешающую силу линиями, в которых распределение интенсивности света известно и которые могут быть сделаны сколь угодно тонкими и близкими (интерференционные линии в спектре, полученном от двух когерентных пучков белого света). В этом случае понятие разрешающей силы получает вполне реальное значение, приводящее к новому методу измерения разрешающей силы. Дается вывод для случая бесконечно тонкой щели и для тех спектральных приборов, у которых разрешающая сила определяется диффракцией. В заключение рассматривается влияние конечной ширины щели. (См. также Известия Академии Наук СССР, 1930, 425—436).

1. Как известно, теорема Р е л е я о разрешающей силе спектроскопов не имеет принципиального значения. По этой теореме две спектральные линии разрешаются при бесконечно тонкой щели спектроскопа, если главный максимум диффракционной картины одной абсолютно монохроматической линии падает в ближайший минимум диффракционной картины другой. Это определение предела разрешения задает величину чувствительности глаза или фотографической пластинки или иного способа восприятия к малым изменениям интенсивности света. Действительно, распределение интенсивности в диффракционной картине всегда с достаточным приближением в призматическом спектре или спектре диффракционной решетки изображается функцией  $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ , где  $x$  пропорционально расстоянию вдоль по спектру от заданной монохроматической линии, которая и имеет главный максимум интенсивности 1 при  $x = 0$ , первый минимум 0 при  $x = \pi$ , а по середине при  $x = \frac{\pi}{2}$  интенсивность  $\frac{4}{\pi^2}$ . Главный максимум второй линии помещен в первом минимуме первой и имеет здесь интенсивность 1; там, где первая линия имеет максимальную интенсивность, вторая имеет минимум 0, а посередине тоже интенсивность  $\frac{4}{\pi^2}$ . Таким образом, когда складываются интенсивности от двух линий, расстояние между которыми задается по Р е л е ю, в максимумах остается интенсивность  $I_{\max} = 1$ , а по середине получается минимум

$$I_{\min} = 2 \cdot \frac{4}{\pi^2} = \frac{8}{\pi^2} = 0,811.$$

Глаз легко воспринимает провал интенсивности в 20% и, следовательно, разрешает две линии. Таким образом Р е л е й задает предел разрешения, оценивая чувствительность к изменению интенсивности приблизительно в 20%. На самом деле она больше, и глаз видит изменения в интенсивности меньше, чем в 5%, контрастная фотографическая пластинка еще меньше, и, следовательно, разрешаются и более близкие линии. На этой почве порой происходят недоразумения, хотя Ш у с т е р и другие давно выяснили это обстоятельство. Тем не менее в учебниках остается только определение Р е л е я, как более простое, и спектроскописты иногда удивляются, что получают большую разрешающую силу, чем теоретическая.

Таким образом разрешающая сила  $R$  спектроскопа, как она определена Р е л е е м, вовсе не дает предела разрешения и предела разности длин волн едва разрешаемых монохроматических линии  $\delta\lambda = \frac{\lambda}{R}$ , но величина  $\delta\lambda$  является более сложной функцией, во-первых, от  $R$  и, во-вторых, от величины  $V_1$ , как мы обозначим чувствительность воспринимающего прибора к относительному изменению интенсивности света в спектральном изображении. Введем функцию  $V$ , которая определяется из следующего выражения:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{\frac{1}{2}(I_{\max} + I_{\min})},$$

и вплоть до множителя  $\frac{1}{2}$  в знаменателе совпадает с тем, что М а й к е л ь с о н назвал видимостью (visibility). В вышеприведенном примере

$$V = \frac{1 - 0,811}{\frac{1}{2} \cdot 1,811} = 0,209.$$

Если  $V_1 > V$ , то прибор (или глаз) замечает изменение интенсивности и разрешает линии. Условие  $V = V_1$  дает предел разрешимости. Если заданы  $R$  и  $V_1$ , то можно теоретически вычислить  $\delta\lambda$ . Но  $R$  обыкновенно бывает известно только как верхний предел для идеально хорошей призмы, решетки, эшелона, а потому существенно измерить эту величину для реального прибора, чтобы затем найти истинную величину  $\delta\lambda$ . Обыкновенно определяют непосредственно величину  $\delta\lambda$ , пользуясь вместо идеальных монохроматических линий реальными линиями конечной ширины, но это в большинстве случаев дает только некоторую приближенную величину, так как разрешение зависит и от ширины линии, которая различна для различных линий и обычно неизвестна.

В этой заметке предлагается измерять разрешающую силу такими линиями, в которых распределение интенсивности света заранее известно и которые можно сделать сколь угодно тонкими и близкими. Если два когерентных белых пучка лучей одинаковой интенсивности интерферируют с разностью хода  $d$  и затем надлежащим образом падают на бесконечно тонкую щель спектроскопа, то при бесконечно большой разрешающей силе последнего в горизонтальном спектре были бы видны вертикальные интерференционные полосы с распределением интенсивности

$$f(\lambda) = \cos^2 \frac{\pi d}{\lambda}.$$

По мере увеличения разности хода  $d$  полосы будут двигаться вдоль спектра и становиться все уже и теснее. При достаточно большом  $d$  это будут сколь угодно узкие и тесные линии. Однако вследствие конечной разрешающей силы испытываемого спектроскопа разность интенсивностей в максимумах и минимумах будет уменьшаться и, наконец, окажется равной нулю, полосы сделаются неразрешимыми, а спектр станет сплошным. Далее будет доказано, что это произойдет как-раз при таком  $d$ , когда разность длин волн  $\delta\lambda$  двух соседних максимумов интерференционных полос — или скорее узких и близких линий — будет удовлетворять условию Р е л е я  $\delta\lambda = \frac{\lambda}{R}$ . Здесь предполагается, конечно, что прибор выполнен безупречно и действительно имеет ту разрешающую силу  $R$ , которая вычисляется по Р е л е ю.

Таким образом в этом случае понятие о разрешающей силе получает вполне реальное значение, она дает точный предел разрешения при синусоидальном распределении света. Если при этом обозначим  $\frac{d}{\lambda} = k$ , где  $k$  обозначает число волн, введенных как разность хода, то разность длин волн, соответствующая изменению  $k$  на единицу  $= \delta\lambda = \frac{\lambda}{k}$ , и, следовательно, полосы исчезают, когда  $k = R$ . Отсюда вытекает следующее положение: спектроскоп разрешает интерференционные полосы, если число длин волн, введенных как разность хода, не превышает его разрешающей силы. На этом можно основать метод измерения разрешающей силы. Если полосы сольются раньше, при  $k < R$ , то истинная разрешающая сила меньше теоретической, и таким образом будет получена мера действительной разрешающей силы. Величины  $d$  или  $k$  можно измерить при помощи любого интерферометра, который вводит разность хода  $d$ , и никакой особой точности для этого измерения не требуется, так что его можно выполнить весьма простыми средствами.

Для диффракционной решетки (и с некоторым приближением для эшелона) высказанное положение  $d = k\lambda = R\lambda$  при предельном  $k$  имеет вместе с тем очень ясный смысл. Как известно, для решетки  $R = mn$ , где  $n$  — число штрихов решетки, а  $m$  — порядок спектра, и произведение  $R\lambda = mn\lambda$  дает разность хода, введенную решеткой между крайними лучами. Поэтому ясно, что решетка разрешает интерференционные полосы только в том случае, если разность хода, вводимая между крайними лучами, не меньше, чем разность хода между лучами интерферометра. В противном случае решетка бессильна обнаружить, имеем ли мы действительно настоящий сплошной белый свет, или же белый свет, претерпевший интерференцию. В том и другом случае глаз видит одинаковый сплошной спектр. Как пример, когда можно обнаружить большую разность хода, приведем эшелон, у которого разность хода между крайними лучами равна  $n(\mu - 1)b$ , при чем  $b$  — длина ступени,  $\mu$  — показатель преломления стекла,  $n$  — число ступеней, и, следовательно,  $nb$  — вся длина эшелона. Так как  $\mu$  приблизительно  $= 1,5$ , то эшелон может анализировать интерференцию до разности хода в половину своей длины, например, до 25 см при  $b = 1$  см и 50 ступенях. Для эшелона это положение имеет, впрочем, только приближенное значение, так как дисперсия стекла повышает разрешающую силу на несколько процентов.

Вычисление функции  $V$  при заданном синусоидальном распределении интенсивности в падающем на щель спектроскопа свете покажет, что предельную разность хода можно глазом определить с точностью до нескольких процентов, а фотометрирующим прибором, конечно, еще гораздо точнее.

Дальнейший вывод пригоден для тех спектральных приборов, у которых разрешающая сила определяется диффракцией, и, следовательно, не применим к таким, как пластинки Фабри и Перо или Луммера.

2. При бесконечно тонкой щели спектроскопа монохроматическая линия длины волны  $\lambda$  даст в спектре диффракционную картину с распределением интенсивностей

$$\varphi(\lambda, z) = \left( \frac{\sin \frac{\pi R}{\lambda} z}{\frac{\pi R}{\lambda} z} \right)^2 \quad (1)$$

на расстоянии  $z$  от линии  $\lambda$ , причем  $z = \lambda' - \lambda$ , так что приведенная функция дает интенсивность света длины волны  $\lambda$  там, где при бесконечно

большой разрешающей силе  $R$  должна бы лежать только другая монохроматическая линия  $\lambda'$ .

Для призмы эта функция вполне точная, и ради определенности здесь будет приведен ее вывод без применения принципа Ф е р м а т а, которым пользуется Р е л е й.

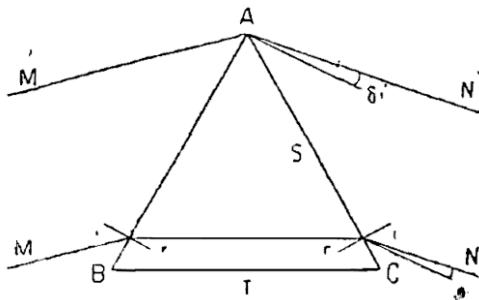


Рис. 1.

На призму  $ABC$  (см. рис. 1) падает параллельный пучок лучей  $MM'$  длины волны  $\lambda$  под углом  $i$ , и преломленный параллельный пучок  $NN'$  выходит из противоположной грани  $S$  под углом  $i'$ . Грань выхода является прямоугольной щелью ширины  $S$ , на которой происходит диффракция, причем эта щель поставлена косо к выходящим лучам. Разность хода для лучей  $N$  и  $N'$ , преломленных нормально без диффракции, равна нулю, а для лучей, диффрагирующих под углом  $\delta i'$ , она равна  $S \cos i' \delta i'$ . Распределение интенсивности в диффракционной картине определяется обычной формулой диффракции от щели

$$\left( \frac{\sin \psi}{\psi} \right)^2,$$

где

$$\psi = \frac{\pi S \cos i' \delta i'}{\lambda}.$$

Но под углом  $i' + \delta i'$  идут преломленные без диффракции лучи длины волны  $\lambda' = \lambda + z$ . Дифференцируя при постоянном  $i$  три уравнения для хода лучей в призме

$$\sin i = \mu \sin r, \quad A = r + r', \quad \sin i' = \mu \sin r',$$

где  $r$  и  $r'$  — углы преломления, соответствующие углам  $i$  и  $i'$ ,  $\mu$  — показатель преломления призмы, и  $A$  — ее преломляющий угол, легко получаем, что

$$S \cos i' \delta i' = \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \cdot \frac{S \sin A}{\cos r} z = \frac{\partial \mu}{\partial \lambda} T z = -R z,$$

если лучи  $MN$  внутри призмы идут параллельно основанию

$$\left( r = \frac{\pi}{2} = B \right)$$

и очень близко к нему. Здесь

$$R = -T \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$$

обычное выражение Р е л е я для разрешающей силы одной призмы, а в случае многих призм нужно взять, как легко вывести,

$$R = -\Sigma T \frac{\partial \mu}{\partial \lambda},$$

причем диффрагирующей щелью будет всегда выходная грань последней призмы. Подставляя

$$\psi = -\frac{\pi R z}{\lambda},$$

приходим к выражению (1).

Для диффракционной решетки это выражение имеет только приближенное значение, так как распределение интенсивностей дается формулой

$$\left( \frac{\sin \frac{\pi n m}{\lambda} z}{n \sin \frac{\pi m}{\lambda} z} \right)^2.$$

Но здесь, когда  $n$  очень велико, а  $m$  мало, в знаменателе синус можно спокойно заменить дугой, так как, очевидно, интенсивность в диффракционной картине весьма быстро падает от максимума 1 при  $z = 0$  и уже при

$$z > \frac{4\lambda}{nm} = \frac{4\lambda}{R}.$$

она не превосходит величины 0,01, а число  $R$  порядка 10 000 и более. — Для решетки  $n$  велико, а  $m$  мало, но для эшелона обратно:  $m$  очень велико, а  $n$  (число ступеней) — не очень большое число. Но все же и здесь в обычном случае ( $n \geq 30$ ) можно заменить с достаточным приближением синус дугой, и таким образом вообще приходим к выражению (1). Заменой синуса дугой мы устраняем из рассмотрения спектры других порядков, кроме данного, у решетки или эшелона, и для дальнейшего можно принять, что это осуществлено светофильтром или вспомогательным спектроскопом малой дисперсии.

Выражение (1) для монохроматической линии применим далее к непрерывному спектру, в котором интенсивность есть  $f(\lambda)$ .

Если на щель спектроскопа падает монохроматическая линия  $\lambda'$ , то выражение (1) дает в точке  $\lambda$  спектра интенсивность  $\varphi(\lambda', -z)$ , но так как мы имеем дело с четной функцией и кроме того диффракционная картина весьма узка, то практически можно заменить  $\lambda'$  через  $\lambda$  и  $-z$  через  $z$ . Пусть в падающем свете для длины волны  $\lambda'$  интенсивность  $= f(\lambda') = f(\lambda + z)$ . Тогда интенсивность паразитного света от  $\lambda'$  в точке  $\lambda$  будет равна  $f(\lambda + z) \varphi(\lambda, z)$ , и отсюда ясно, что при непрерывном распределении интенсивности в падающем свете мы получим в спектре для точки  $\lambda$  интенсивность

$$I(\lambda) = \frac{1}{\pi a} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda + z) \left( \frac{\sin \frac{z}{a}}{\frac{z}{a}} \right)^2 dz,$$

причем здесь для краткости положено  $a = \frac{\lambda}{\pi R}$ . Пределы взяты равными  $\infty$  только для удобства интегрирования, так как практически, как указано выше,  $\varphi(\lambda, z)$ , уже при очень малых  $z$  становится исчезающе малой, а  $f(\lambda)$  всюду конечна. Нас интересуют только относительные величины  $I(\lambda)$ , как функции от  $\lambda$ , поэтому введен множитель  $\frac{1}{\pi a}$ , так что  $I = f$ , если  $f$  не зависит от  $z$ , т. е. от  $\lambda$ . Но ясно, что практически это будет так при достаточно большой разрешающей силе и в том случае, когда  $f(\lambda)$  медленно изменяется с  $\lambda$ , т. е. хороший спектроскоп хорошо передаст распределение интенсивностей в падающем свете. Полагая  $z = ax$ , получим окончательно:

$$I(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda + ax) \left( \frac{\sin^2 x}{x^2} \right)^2 dx.$$

Для ориентировки приведем величину  $a$  для довольно обычного случая решетки Роуланда в 14 438 линий на дюйм, шириной в 8 см, во, втором порядке при  $\lambda = 5893$ , когда  $R = 91000$  и  $a = 0,02$ , причем  $\lambda$  измеряется в ангстремах.

Обращаемся к случаю, когда на щель падает белый свет через интерферометр, причем интенсивность до интерферометра одинакова для всех  $\lambda$ . Тогда

$$f(\lambda) = \cos^2 \frac{\pi d}{\lambda} = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi d}{\lambda} \right)$$

и

$$\begin{aligned} f(\lambda + ax) &= \frac{1}{2} \left( 1 + \cos 2\pi \frac{d}{\lambda + ax} \right) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \frac{2\pi d}{\lambda} \left( 1 - \frac{ax}{\lambda} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos 2\pi k \left( 1 - \frac{ax}{\lambda} \right) \right]. \end{aligned}$$

Это приближение можно сделать, сохраняя те же пределы интегрирования, когда при  $d = k\lambda$  величина  $k$  не сильно превышает  $R$ , так как в этом случае следующее приближение:

$$2\pi k \frac{a^2 x^2}{\lambda^2} = 2\pi k \frac{z^2}{\lambda^2} = 2\pi k \left( \frac{4}{R} \right)^2$$

очень мало при  $z = \frac{4\lambda}{R}$ , а выше уже было отмечено, что при  $z > \frac{4\lambda}{R}$  становится очень малой функция  $\varphi$ . Здесь приближение того же порядка, как и при замене  $\lambda'$  через  $\lambda$  в функции  $\varphi(\lambda', -z)$ . Таким образом:

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ 1 + \cos 2\pi k \left( 1 - \frac{ax}{\lambda} \right) \right] \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \\ &= \frac{1}{2} + \frac{\cos 2\pi k}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos \frac{2\pi k ax}{\lambda} \cdot \frac{\sin^2 x}{x^2} dx. \end{aligned}$$

Далее воспользуемся известным свойством интеграла

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \cos ax \frac{\sin^2 bx}{x^2} dx = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < a \leq 2b. \\ \pi \left( b - \frac{a}{2} \right) & \text{при } a \geq 2b > 0. \end{cases}$$

При  $\frac{\pi ka}{\lambda} \geq 1$  или, иначе, при  $k \geq R$  имеем  $I = \frac{1}{2}$  по всему спектру не зависимо от  $\lambda$ , следовательно, интерференционные полосы в спектроскопе до конца размываются, и получается совершенно сплошной спектр с интенсивностью  $\frac{1}{2}$ , средней между интенсивностью 1 и 0 в максимумах и минимумах падающего на щель света.

При  $\frac{\pi ka}{\lambda} \leq 1$  или  $k \leq R$

$$I(\lambda) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{k}{R} \right) \cos 2\pi k \right]. \quad (2)$$

Таким образом получается распределение интенсивности в спектре до размывания полос. Величины  $k$  и  $R$  медленно меняются с длиной волны,

но  $\cos 2\pi k$  при достаточно большой разности хода  $d = \frac{k}{\lambda}$  в интерферометре изменяется быстро. В спектре будут видны интерференционные полосы, и резкость их будет определяться множителем  $(1 - \frac{k}{R})$ , который изменяется медленно при больших  $k$  и  $R$ . При изменении  $k$  на единицу этот множитель изменится незаметно, так что практически мы имеем в спектре синусоидальное распределение интенсивностей с уменьшающейся амплитудой колебаний при возрастании  $k$ , наложенное на основной фон  $= \frac{1}{2}$ . Относительная амплитуда колебаний определит видимость полос:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{\frac{1}{2}(I_{\max} + I_{\min})} = 2 \left( 1 - \frac{k}{R} \right).$$

Будем постепенно увеличивать разность хода  $d$ . Интерференционные полосы будут сначала широко расставлены, расстояние между ними  $\delta\lambda = \frac{\lambda}{k}$ , пока  $k$ , само по себе большое, мало по сравнению с  $R$ , полосы резки. По мере увеличения разности хода полосы бегут через данное место спектра к красному концу и становятся более тесными, узкими и бледными. Видимость их уменьшается линейно с  $k$  и, наконец, при  $k = R$  падает до нуля, и полосы пропадают в общем светлом фоне. Ширина их  $\delta\lambda = \frac{\lambda}{R}$  при этом в точности равна разрешаемой по Р е л е ю разности длин волн.

Даже при бесконечной чувствительности воспринимающего прибора к малым вариациям  $V$  интенсивности света нельзя заметить колебаний интенсивности при  $k > R$ , так как спектр совершенно сплошной. Чувствительность прибора дает оценку точности измерения  $R$ . Действительно,

$$\frac{R - k}{R} = \frac{V}{2}, \quad (3)$$

и если для глаза положить  $V_1 = 0,05 = V$ , то, определяя  $k$  при помощи интерферометра в момент исчезновения полос, мы измерим  $R$  с точностью до 2,5%. Микрофотометрируя спектрограмму ( $V_1 = 0,01$ ), определим разрешающую силу до 0,5%. Особенно удобно, не изменяя разности хода в интерферометре, наблюдать в спектре переход от разрешаемых полос к неразрешимому сплошному спектру. Если  $R$  не зависит от  $\lambda$ , как для решетки, то в красной части, где  $k$  меньше, полосы будут разрешены, а в фиолетовой они сольются в общий фон. Обратное явление будет в призматическом спектре, где  $R = -T \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}$  растет с уменьшающейся длиной волны приблизительно обратно пропорционально  $\lambda^3$ , и возрастание  $R$  перевесит возрастание  $k$ . В том и другом случае нужно подобрать такое  $d$ , чтобы полосы исчезали в средней части спектра, а затем, двигаясь вдоль спектра, измерить длину волны  $\lambda$ , при которой происходит исчезновение; отсюда непосредственно  $\frac{d}{\lambda} = k = R$  даст разрешающую силу. Ясно, что с фотометрирующим прибором нет нужды искать исчезновения полос. Измеряя  $V$  при любом  $\lambda$ , конечно, не слишком далеком от места исчезновения, можно определить  $R$  из уравнения (3).

Все приведенные соображения вполне правильны, если при измерении будет найдено, что действительно предельное  $k = R$ , следовательно, прибор имеет ту разрешающую силу, которая ему приписывается теоретически.

Но если  $k < R$ , то прибор исполнен плохо, и тогда всякое теоретическое рассмотрение вопроса отпадает, так как ошибки прибора, вообще говоря, нам неизвестны, а следовательно, неизвестно, какой вид имеет  $\varphi(\lambda, z)$ .

Действительно, ошибки прибора могут быть разнообразны, например, неоднородность стекла призмы, неправильная периодичность решетки, сферическая абберация объективов спектроскопа и тому подобное. Они почти никогда не поддаются теоретическому анализу. В таком случае, по существу дела, для использования прибора имеет значение только непосредственное измерение  $\delta\lambda$  разности длин волн двух едва разрешаемых линий. Эту возможность и дает предлагаемый метод. Предельное  $k$  дает  $\delta\lambda = \frac{\lambda}{k}$  для чрезвычайно тонких интерференционных линий с синусоидальным распределением света, и отношение  $k$  к  $R$  численно показывает, насколько реальный прибор хуже идеального. Приблизительно во столько же раз хуже он будет и при разрешении спектральных линий.

3. Весь предыдущий вывод сделан с бесконечно тонкой щелью. Практически же важно знать, какое влияние может иметь конечная ширина щели на измерение. Пусть угловому смещению щели  $\delta i$  соответствует перемещение в спектре на малую разность длин волн  $y$ , а угловой ширине щели ( $a$  – линейная ширина щели,  $F$  – фокус коллиматора) соответствует смещение  $2y_1$  причем  $y_1$  легко вычислить из формулы дисперсии спектрального аппарата. Тогда интенсивность света  $I_1(\lambda)$  в спектре при щели конечной ширины получится следующим образом:

$$I_1(\lambda) = \frac{1}{2y_1} \int_{-y_1}^{+y_1} I(\lambda + y) dy.$$

В выражение (2) для  $I(\lambda)$  нужно подставить всюду  $\lambda + y$  вместо  $\lambda$ , который входит через  $k$ . Но легко себе представить, а можно и проверить непосредственным интегрированием, что эта подстановка в медленно меняющемся множителе  $(1 - \frac{k}{R})$  приводит к пренебрежимо малым изменениям. Поэтому, заменяя

$$\frac{d}{\lambda + y} = \frac{d}{\lambda} \left(1 - \frac{y}{\lambda}\right) = k \left(1 - \frac{y}{\lambda}\right)$$

только в  $\cos 2\pi k$ , находим:

$$\begin{aligned} I_1(\lambda) &= \frac{1}{4y_1} \int_{-y_1}^{+y_1} \left[1 + \left(1 - \frac{k}{R}\right) \cos 2\pi k \left(1 - \frac{y}{\lambda}\right)\right] dy = \\ &= \frac{1}{2} \left[1 + \rho \left(1 - \frac{k}{R}\right) \cos 2\pi k\right], \end{aligned}$$

где

$$\rho = \frac{\sin \frac{2\pi k y_1}{\lambda}}{\frac{2\pi k y_1}{\lambda}}.$$

Множитель  $\rho$  также медленно меняется с  $\lambda$  или с  $d$ , так как большое число  $k$  умножено на весьма малое число  $\frac{y_1}{\lambda}$ , и потому по прежнему

$$V = 2\rho \left(1 - \frac{k}{R}\right).$$

Благодаря новому множителю  $\rho$  видимость полос интерференции всегда меньше при конечной ширине щели, так как  $\rho$  всегда меньше единицы. Если выберем такую ширину щели, что  $2y_1 = \frac{\lambda}{k}$ , то  $\rho = 0$ , и полосы пропадут; при дальнейшем расширении щели они вновь появятся, но гораздо более бледные, и  $V$  изменит свой знак, что указывает на замену максимумов минимумами и обратно. Ясно, что нужно взять  $2y_1 < \frac{\lambda}{k}$ , но нельзя брать слишком узкую щель, чтобы спектр не сделался слишком слабым даже при интенсивном источнике света. Практически следует выбрать такую ширину щели, чтобы приблизительно было

$$2y_1 = \frac{\lambda}{2k} \quad \text{и} \quad \rho = \frac{2}{\pi} \cong \frac{1}{1,5}.$$

Тогда визуальные наблюдения дадут в  $1^{1/2}$  раза большую ошибку при измерении  $R$ , а микрофотометрические измерения останутся по прежнему точными, так как множитель  $\rho$  можно учесть, зная  $y_1$ . В этом случае при  $k$  равном  $R$  или близком к нему

$$2y_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\lambda}{R} = \frac{1}{2} \delta\lambda,$$

или, иначе, изображение щели в спектре должно быть равно половине разрешаемой по Р е л е ю разности длин волн. Обыкновенно в спектроскопах, как с решеткой, так и с призмами, релеевской разности длин волн соответствует ширина щели порядка 0,01 мил, и значительное сужение ее неудобно из-за недостатка света.

## **Das Auflösungsvermögen von Spektroskopen**

Von **D. S. Rozdestvenskij**  
(Z u s a m m e n f a s s u n g)

Es wird der Vorschlag gemacht das Auflösungsvermögen mittels solcher Linien zu messen, für welche die Intensitätsverteilung bekannt ist und die man beliebig schmal und dicht erhalten kann (Interferenzlinien im Spektrum von zwei kohärenten weissen Strahlenbündeln). Dann erhält das Auflösungsvermögen eine klare Bedeutung und daraus lässt sich eine neue Methode der Bestimmung des Auflösungsvermögen entwickeln. Eine Theorie der Methode wird gegeben. Sie ist für einen unendlich dünnen Spalt und für Spektralapparate, deren Auflösungsvermögen durch die Beugung bestimmt ist, gültig. Zum Schluss wird die Wirkung der endlichen Breite des Spaltes besprochen.

Цена 50 коп.

**ВЫШЛИ В СВЕТ**  
Труды Государственного Оптического Института  
**ONT PARU**  
Les Travaux de l'Institut d'Optique á Leningrad

Том VII.

№ 64. **А. Н. Филиппов.** Ультрафиолетовая флюоресценция паров JBr. 10 стр. +1 табл. Лгр. 1931.

№ 65. **И. В. Гребенщиков** и **Б. В. Птицын.** Об изготовлении крокуса из болотной руды. 15 стр. Лгр. 1931.

№ 66. **А. Н. Теренин** и **Н. А. Прилежаева.** Зависимость эффективности столкновений от скорости реагирующих частиц. 15 стр. Лгр. 1931.

№ 67. **ЛАБОРАТОРНЫЕ ЗАМЕТКИ:**  
**В. П. Линник.** Способ исследования аберраций фотографических объективов. — **В. П. Линник.** Способ установки зеркала при автоколлимации. — **Л. И. Демкина** и **Г. Н. Раутиан.** Диффузный излучатель большей яркости. — **Н. И. Сперанская.** Изменение яркости изображения в зависимости от работающей зоны линзы. — **В. П. Линник.** Способ исследования параболических зеркал и астрономических объективов. 15 стр. Лгр. 1931.

№ 68. **Д. С. Рождественский.** О разрешающей силе спектроскопов. 9 стр. Лгр. 1931.

№ 69. **Е. Ф. Гросс** и **А. Н. Филиппов.** Сложное строение линий спектра ионизованного цезия. 4 стр. +1 табл. Лгр. 1931.

№ 70. **К. А. Кракау** и **Н. А. Вахрамеев.** Диаграмма равновесия системы окись свинца — кремнезем. 33 стр. +5 табл. Лгр. 1931.

Vol. VII.

[64. **A. N. Filippov.** Untersuchungen über die ultraviolette Fluoreszenz des JBr-Dampfes. 10 S. +1 Taf. Leningrad. 1931 (russ.).]

[№ 65. **I. V. Grebenscikov** und **B. V. Pticyn.** Über die Herstellung von Pollerrot aus Sumpferz. 15 S. Leningrad. 1931 (russ.).]

[66. **A. N. Terenin** und **N. A. Prilezajeva.** Der Wirkungsquerschnitt der Auslöschung der Natriumemission durch Jod-Moleküle und Atome. 15 S. Leningrad. 1931 (russ.).]

[№ 67. **LABORATORIUMS-NOTIZEN:**  
**V. P. Linnik.** Eine Methode zur Untersuchung der Aberration von photographischen Objektiven. — **V. P. Linnik.** Eine Autokollimationsmethode der Justierung von Spiegeln. — **L. I. Djomkina** und **G. N. Rautian.** Eine Quelle diffusen Lichtes von grosser Flächenhelligkeit. — **N. J. Speranskaja.** Abhängigkeit der Flächenhelligkeit des Bildes von der abbildenden Linsenzonen. — **V. P. Linnik.** Eine Methode zur Untersuchung parabolischer Spiegel und astronomischer Objektive. 15 S. Leningrad. 1931 (russ.).]

[№ 68. **D. S. Rozdestvenskij.** Das Auflösungsvermögen von Spektroskopen. 9 S. Leningrad. 1931 (russ.).]

[№ 69. **E. F. Gross** und **A. N. Filippov.** Über Hyperfeinstruktur im Funkenspektrum des Cäsiums. 4 S. +1 Taf. Leningrad. 1931 (russ.).]

[№ 70. **K. A. Krakau** und **N. A. Vachramejev.** Das Gleichgewichtsdiagramm des Systems Bleioxyd — Sillciumdioxyd. 33 S. +5 Taf. Leningrad. 1931 (russ.).]

Заглавие, помещенное в скобки [ ], представляет перевод заглавия оригинала. После переводного заглавия в скобках отмечен язык оригинала: (russ.), (англ.), (нем.). Если выпуск появился и на русском и на одном из иностранных языков, то заглавия как русское, так и иностранное, помещены без скобок.

Le titre entre parenthèses [ ] est la traduction du titre original. L'indication de la langue, dans laquelle est rédigé le travail original, suit la traduction du titre: (russ.), (англ.), (нем.). Dans le cas où le fascicule a paru simultanément en langue russe et en langue étrangère, les parenthèses sont supprimées.

Редакционная коллегия: **К. К. Баумгарт** (ответств. редактор).

**А. А. Гершун, С. Э. Фриш**

**Адрес редакции:** Ленинград 34, Биржевая линия, 12—14.

**Siège social du comité de la rédaction:** Leningrad 34, Birzevaja Linija, 12—14.

2-я тип. Изд-ва Лениблисполкома. Ул. 3-го Июля, 55. Зак. № 1818.  
Ленинградский Областлит № 18395. Тираж 550 экз. 3/4 п. л.