

STANISŁAW KALINOWSKI

# F I Z Y K A

TOM II

FALE.—GŁOS.—PROMIENIOWANIE.

WYDANIE DRUGIE, NIEZMIENIONE



1 9 2 7

WYDAWNICTWO M. ARCTA W WARSZAWIE

12.728



C. 51341

S. 692/II

DRUKARNIA ZAKŁADÓW WYDAWNICZYCH  
M. ARCT, SP. AKC. W WARSZAWIE  
CZERNIAKOWSKA 225



MP. 1211

BGD4A/014-06

## PRZEDMOWA DO WYDANIA PIERWSZEGO.

Druk tego tomu został rozpoczęty wkrótce po ukazaniu się pierwszego wydania tomu pierwszego. Różne okoliczności parokrotnie zmuszały mnie do przerywania pracy, gdy tymczasem zjawiała się potrzeba wydania drugiego, a nawet trzeciego, tomu pierwszego. Drobne zmiany w tych nowych wydaniach spowodowały pewną niezgodność w numeracji tego tomu oraz trzeciego wydania tomu pierwszego. Jeżeli ten tom spotka się z takim samym życzliwym przyjęciem, jak tom pierwszy, niezgodność ta zostanie usunięta w następnym wydaniu.

Kontynuując podręcznik, trzymałem się tego samego planu i kierowałem się temi samemi przesłankami pedagogicznymi. Zdaje mi się, nie pominąłem nic z tego, co obejmuje program obowiązujący. Poza tem wszakże, podobnie jak w pierwszym tomie, pozwoliłem sobie i tutaj na pewne nieznaczne przekroczenia tych obowiązujących granic. Nie sędzę, by podręcznik miał być tylko pomocą dla ucznia, w utrwaleniu minimum niezbędnych wiadomości. Podobnie jak wykład, winien on być możliwie żywym i dlatego może się czasem wyłamać z granic urzędowych, rzucając trochę światła poza te granice, wskazując na ciekawe zagadnienia albo zastosowania. Tych kilka (co najwyżej!) stronic druku, które ze stanowiska programu szkolnego są zbędne, nie obciążają książki i z łatwością mogą być ewentualnie opuszczone. Ten zaś uczeń, który się fizyką interesuje, z pewnością je bez wszelkiego nakazu przeczyta, a, być może, zachęcony będzie szukał już samodzielnie zaspokojenia rozbudzonej ciekawości. Wiem z doświadczenia, iż czasem w odpowiednim momencie rzucone jedno słówko o tem, że jakieś zjawisko istnieje, pobudza umysły wrażliwe do tego samodzielnego, a najbardziej owocnego poszukiwania wiadomości pełniejszych. Zwłaszcza trudno mi było się ustrzec od podobnych uwag w optyce, tej tak aktualnej dziś dziedzinie badań fizycznych.

Podobnie jak przy wydaniu tomu pierwszego, korzystałem i teraz z życzliwej pomocy wielu osób. Prof. F. Zienkowskiemu, który zechciał przeczytać wszystkie arkusze tego tomu, zawdzięczam bardzo wiele cennych uwag. To samo zawdzięczam prof. W. Wernerowi względem pierwszych czterech arkuszy, obejmujących naukę o falach i o głosie, oraz prof. M. Grotowskiemu względem całej reszty książki, gdzie mowa o promieniowaniu.

Największy ciężar korekty poniosła, jak dawniej, żona moja; podkreślić jednak muszę, iż ogromnem ułatwieniem była tu niezwykle staranna praca urzędowej korektorki firmy wydawniczej. Większą część rysunków kreślonych sporządziła mi p. W. Drège. P. J. Paderewskiemu obowiązany jestem posiadaniem spisu rzeczy, skorowidza, omyłek w druku, a co najważniejsze — odpowiedzi na zadania. Wszystkim tym osobom składam gorące podziękowanie. Dziękuję również serdecznie firmie „M. Arct” zarówno za usiłowanie jak najbardziej starannego wydania, jak za względność i cierpliwość, z którą traktowała niezależne zresztą ode mnie przerwy w pracy.

Oddając do użytku szkolnego ten drugi tom, pragnę przede wszystkim poznać się z jego brakami, bym je mógł, o ile to mi jeszcze będzie dane, naprawić. Czekać będę opinii fachowej z niecierpliwością i wdzięczny będę za najsurowszą krytykę.

*Autor*

*Warszawa, w listopadzie 1924 r.*

## TREŚĆ.

### CZEŚĆ V. O FALACH.

188. Tworzenie się ruchu falowego. 189. Fale podłużne i poprzeczne. 190. Mechanizm tworzenia się fali perjodycznej. 191. Promień; powierzchnia fali. 192. Długość fali. Prędkość fali. 193. Energja fali. 194. Zasada Huygensa. 195. Odbijanie się fal. 196. Przechodzenie fal z jednego ośrodka do drugiego. Załamywanie się fal. 197. Interferencja fal. 198. Sposób wykreslny sumowania fal; drgania proste i złożone. 199. Fale stojące. 200. Uginanie się fal. Ćwiczenia i zadania (243—260) . . . . . 1

### CZEŚĆ VI. O GŁOSIE.

201. Znamiona głosu. 202. Ruch drgający źródeł głosu. 203. Fale głosowe. 204. Prędkość głosu. 205. Natężenie głosu. 206. Odbijanie się głosu. Echo. 207. Uginanie się głosu. Cień akustyczny. 208. Załamywanie się fal głosowych. 209. Wysokość dźwięku. Granice słyszalności. 210. Wyznaczenie częstości drgań źródeł głosu. 211. Długość fal głosowych. 212. Zjawisko Dopplera. 213. Interferencja głosu. Dudnienia. 214. Fale głosowe stojące. 215. Interwale. 216. Rezonans. Drgania własne i podniecane. 217. Drgania złożone źródeł głosu. 218. Brzmienie. Analiza dźwięków. 219. Synteza dźwięków. 220. Drgania strun. 221. Drgania prętów. 222. Drgania płyt i błon. 223. Drgania słupów powietrza. Ćwiczenia i zadania (261—279) . . . . . 32

### CZEŚĆ VII. O PROMIENIOWANIU.

Rozdział I. Promieniowanie jako odrębny rodzaj energii. 224. Promieniowanie ciemne i jasne (niewidzialne i widzialne). 225. Aktinometr. 226. Twierdzenie przybliżone o prostolinjowym rozchodzeniu się promieniowania. Uginanie się promieniowania. 227. Przezroczystość; różnorodność promieniowania. 228. Dzielność promieniowania. Natężenie promieniowania. 229. Dzielność promieniowania jasnego. Fotometry. Ćwiczenia i zadania (280—293) . . . . . 76

Rozdział II. Odbijanie się promieniowania. Zwierciadła. 230. Zwierciadła płaskie. 231. Zwierciadła kuliste. Ćwiczenia i zadania (294—315) . . . . . 95

Rozdział III. Załamywanie się promieniowania. Soczewki. 232. Spółczynnik załamania. 233. Prędkość rozchodzenia się promieniowania, 234. Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia. 235. Przechodzenie promieniowania przez płyty o ścianach równoległych, 236. Przechodzenie promieniowania przez pryzmat. 237. Zjawisko rozszczepienia promieniowania. 238. Pryzmat achromatyczny; pryzmat nieodchylający. 239. Soczewki. 240. Soczewki (ciąg dalszy). 241. Soczewki (dokończenie). Ćwiczenia i zadania (316—357)	115
Rozdział IV. Ważniejsze przyrządy i urządzenia optyczne. 242. Latarnia projekcyjna. 243. Kamera fotograficzna. 244. Oko. 245. Lupa. 246. Mikroskop. 247. Luneta. 248. Spektrometr. Ćwiczenia i zadania (358—371)	161
Rozdział V. Interferencja i uginanie się promieniowania. 249. Doświadczenia T. Younga. 250. Siatka dyfrakcyjna. Ćwiczenia i zadania (372—376)	177
Rozdział VI. Analiza widmowa. 251. Widmo ciągłe i widmo linjowe. 252. Analiza widmowa. Widmo emisyjne. 253. Widmo absorbcyjne. 254. Prawo Kirchhoffa. 255. Zjawisko Dopplera w dziedzinie promieniowania. Ćwiczenia i zadania (377—383)	188
Rozdział VII. Barwy ciał. 256. Barwy ciał żarzących się. 257. Barwy ciał t. zw. przeroczystych. 258. Barwy dopełniające. 259. Barwy ciał, rozpraszających światło przez odbicie. 260. Fluorescencja i fosforescencja. 261. Barwy interferencyjne. 262. Fale świetlne stojące. 263. Zasady fotografii barwnej. Ćwiczenia i zadania (384—395)	203
Rozdział VIII. Polaryzacja i podwójne załamanie. 264. Pojęcie o promieniowaniu spolaryzowanym. Fale energii promienistej są falami poprzecznymi. 265. Polaryzacja promieniowania przez odbicie. 266. Podwójne załamanie. Polaryzacja przy podwójnym załamaniu. 267. Podwójne załamanie (ciąg dalszy). 268. Mechanizm rozchodzenia się promieniowania w ciałach podwójnie łamiących. Kryształy dodatnie i ujemne. Kryształy jednoosiowe i dwuosiowe. 269. Polaryzatory i analizatory z ciał podwójnie łamiących. Nikole. 270. Rozpoznawanie podwójnego załamania przy pomocy przyrządów polaryzacyjnych. Przypadki szczególne załamania podwójnego. 271. Polaryzacja światła rozproszonego. Światło tak zwane zwyczajne. 272. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji. Ćwiczenia i zadania (396—404)	224
Rozwiązania zadań	257
Skorowidz	259

## CZEŚĆ PIĄTA.

### O falach.

#### 188. Tworzenie się ruchu falowego.

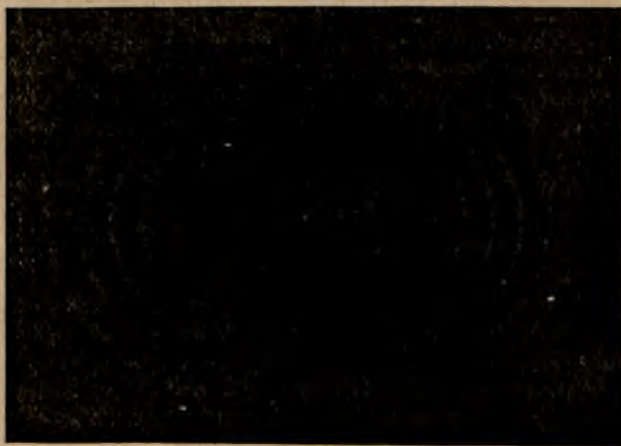
Gdy o spokojną powierzchnię wody uderza spadający kamień, miejsce zakłócenia równowagi staje się źródłem szczególnego ruchu—rozbiegają się stąd znane każdemu charakterystyczne kręgi; powiadamy, że z miejsca tego rozchodzi się fala po powierzchni wody.

Jeżeli w danym miejscu powierzchni cieczy wywołujemy takie zakłócenie perjodycznie np. przez powtarzające się w określonych odstępach czasu zanurzanie jakiego przedmiotu (pręta, palca), miejsce to jest źródłem falowania perjodycznego, złożonego z szeregu następujących po sobie fal (rys. 359).

W rozchodzeniu się fali mamy przykład ruchu, jakiego jeszcze nie rozpatrywaliśmy dotychczas. Dla zaznaczenia charakterystycznej różnicy, uprzytomnijmy sobie, co się dzieje,

gdy na falującej powierzchni cieczy znajduje się jaki lekki przedmiot np. słomka: słomka buja się, to podnosząc się, to opadając, bynajmniej jednak nie podąża wraz z samą falą. Dowodzi to, iż w rozchodzeniu się fali nie mamy żadnego prądu cieczy, że zatem nie jest to przenoszenie się z miejsca na miejsce cieczy, lecz inne zjawisko.

W rzeczy samej, gdy wytwarzamy w określonym miejscu powierzchni cieczy zakłócenie, polegające na powstaniu w tem miejscu



Rys. 359.

wgłębienia, wywołuje to przenoszenie się tego zakłócenia na dalej położone miejsca, gdzie — im dalej, tem później — powstaje podobne wgłębienie, podczas gdy zarówno w miejscu początkowym, jak i dalej położonych powierzchnia cieczy nie pozostaje odkształconą, lecz wraca do pierwotnego stanu; powrót ten zachodzi nie odrazu, lecz stopniowo po szeregu drgań, przypominających drgania potrąconego i stopniowo uspokajającego się wahadła — na miejscu wgłębienia tworzy się wzniesienie, potem znów wgłębienie i t. d.; stopniowo te wgłębienia i wzniesienia stają się coraz mniejsze i w ten sposób drgania zanikają. Zatem w poszczególnych miejscach cieczy mamy ruch drgający jej cząstek (właśnie ten ruch udziela się słomce, rzuconej na powierzchnię falującą), samo zaś rozchodzenie się fali jest rozchodzeniem się tego ruchu drgającego. Ilekroć w danym miejscu jakiegokolwiek ośrodka powstaje jakiegokolwiek zakłócenie, które udziela się coraz dalej położonym cząstkom ośrodka, mówimy o rozchodzeniu się fali. Bynajmniej też nie należy myśleć, iż zakłócenie takie koniecznie polegać ma na dostrzegalnym lub dającym się wykryć doświadczalnie ruchu w znaczeniu ściśle mechanicznym. Jeżeli np. w pewnym miejscu ośrodka następują kolejne zmiany temperatury i te się przenoszą na dalej położone części, mamy w tem również przykład ruchu falowego — tworzy się fala termiczna.

Mechanizm rozchodzenia się zakłóceń w ośrodku można zilustrować przykładem następującym: oto tłum ludzi otacza osobę, która udziela radosnej nowiny, podawanej następnie z ust do ust. Rozchodzenie się nowiny odpowiada ruchowi fali; ludzie przytem pozostają na swoich miejscach. Gdyby osoba, będąca źródłem nowin, udzielała kolejno dobrych i złych, odpowiednie radosne i smutne nastroje rozchodziłyby się kolejno w tłumie na podobieństwo owych gór i dolin na powierzchni wody.

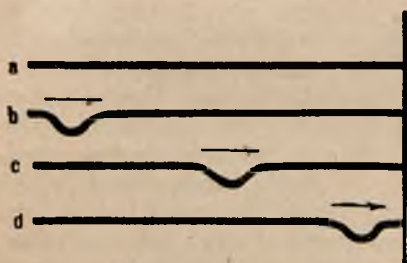
### 189. Fale podłużne i poprzeczne.

Umocujmy jeden koniec liny kauczukowej do ściany, jak to przedstawia rys. 360a, a trzymając ręką drugi jej koniec, uderzmy po niej krawędzią książki, linjałem lub ręką, by się wytworzyło wgłębienie, jak to widać na rys. b. W ten sposób, rozważając linę jako pewien ośrodek, wytworzymy w tym ośrodku zakłócenie na podobieństwo tego na powierzchni wody, o którym była mowa w poprzednim ustępie. Zakłócenie przenosić się będzie wzdłuż liny, jak to wyobrażają rys. c i d, podążając z pewną prędkością ku ścianie (narazie nie mówimy o tem, co zajdzie, gdy wytworzone w linie odkształcenie dojdzie do ściany). Będziemy więc tu mieli pojedynczą falę, przebiegającą wzdłuż liny, podczas gdy poszczególne części liny wychylają się ze swych położzeń równowagi, pociągając tem następne do podobnego wychylenia *w kierunku poprzecznym względem kierunku rozchodzenia się fali*. Tego rodzaju fala nosi nazwę *poprzecznej*.

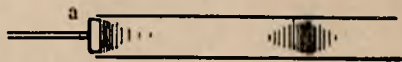
Weźmy teraz rurę, wypełnioną powietrzem i wsuńmy do niej nagle ruchem tłok (rys. 361). Wytworzymy przez to w rurze zgęszcze-



nie powietrza, które wszakże trwale w tem miejscu pozostać nie może; rozprężając się, zgęszczona warstwa wywrze ciśnienie na dalej położone warstwy i w ten sposób będzie wzdłuż rury przebiegała z pewną prędkością *fala zgęszczenia*. Podobnie, gdybyśmy tłok posunęli na głąb rury, lecz w stronę przeciwną, wytworzylibyśmy w tem miejscu nie zgęszczenie, lecz rozrzedzenie powietrza, co



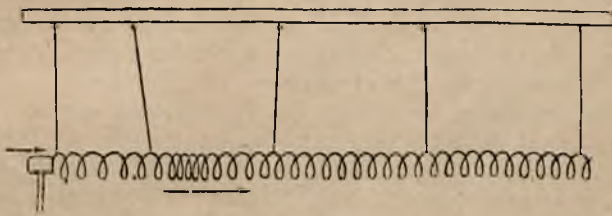
Rys. 360.



Rys. 361.

spowodowałoby, że kolejne warstwy powietrza, leżące dalej, przesuwałyby się w kierunku wytworzonego rozrzedzenia, jako w kierunku od większego do mniejszego ciśnienia, a w ten sposób przebiegałaby teraz wzdłuż rury *fala rozrzedzenia*. W obu ostatnich przykładach kierunek przesuwania się poszczególnych cząstek ośrodka, tworzących te warstwy, o których była mowa, zgadza się z kierunkiem rozchodzenia się fali. Tęgo rodzaju fala nosi nazwę *podłużnej*.

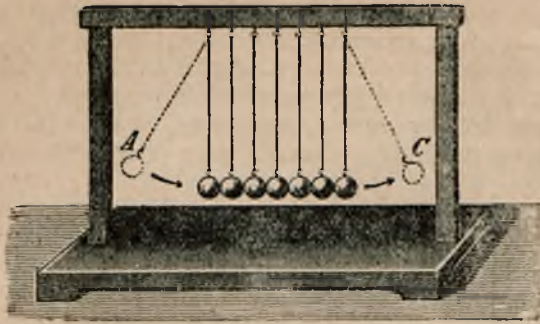
Doskonałą ilustrację tego, co się dzieje w takiej rurze, daje następujące doświadczenie. Długą sprężynę z niezbyt grubego drutu o wielu



Rys. 362.

zwojach średnicy 5 — 10 cm. zawieszamy poziomo przy pomocy nitki, jak to wskazuje rys. 362; uderzając w jeden koniec sprężyny młotkiem lub dłonią, wytwarzamy zgęszczenie, które w dostrzegalny sposób biegnie ku drugiemu końcowi sprężyny; o ile zamiast uderzyć szarpniemy koniec sprężyny w stronę przeciwną, wytworzymy „rozrzedzenie”, które tak samo pobiegnie ku drugiemu końcowi.

Jeżeli zawiesimy szereg kul z kości słoniowej, jak to przedstawia rysunek 363, a potem jedną z kul (A) wychylimy i pozwolimy jej opadając uderzyć następną, stwierdzimy, że ostatnia (C) odskoczy, reszta zaś pozostanie na miejscu. Pamiętając to, cośmy mówili w rozdz.



Rys. 363.

IV o zderzeniu kul sprężystych, wytłumaczymy sobie dane zjawisko tem, że wytworzone przy zderzeniu dwu pierwszych kul odkształcenie udzielać się będzie kolejno z pewną prędkością coraz dalej położonym; odkształcenie ostatniej spowoduje jej ruch, jako że posiada do tego swobodę, nie mając dalej innej kuli, na którąby mo-

gła wyrzucić ciśnienie. Można byłoby zamiast kul użyć jako ośrodka, pośredniczącego między kulami A i C pręta sprężystego, np. stalowego, w którego jeden koniec uderza kula A, od drugiego zaś odskakuje dotykająca go kula C. W przykładach tych kierunek przenoszącego się odkształcenia jest zgodny z kierunkiem rozchodzenia się zakłócenia, a więc mamy w tem również przykłady fali podłużnej.

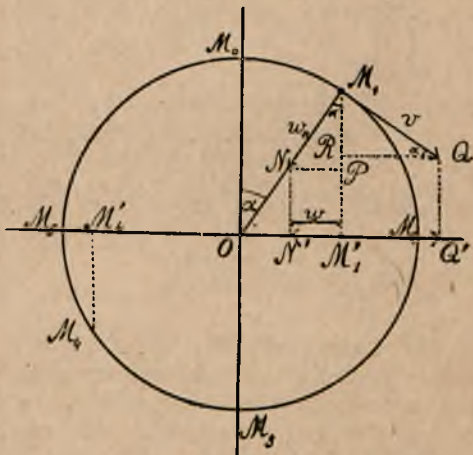
### 190. Mechanizm tworzenia się fali perjodycznej.

Rozchodzenie się tego czy innego zakłócenia w danym ośrodku możliwe jest nieinaczej, jak przez oddziaływanie wzajemne cząsteczek tego ośrodka. Jeżeli w danym miejscu ośrodka będzie w pewien sposób wytwarzany i podtrzymywany ruch drgający (pewne zmiany perjodyczne), z miejsca tego rozchodzić się będzie fala we wszystkie strony. Zależnie od tego, czy ten ruch drgający źródła będzie prosty czy złożony i fala będzie prosta lub złożona.

Taki ruch drgający, w którym przyspieszenie zawsze jest skierowane ku środkowi drgań i jest proporcjonalne do wychylenia, nazywamy *ruchem drgającym prostym*. Za taki ruch, zwany inaczej *harmonicznym*, uważać można w przybliżeniu ruch wahadła, gdy obszerność jego wahań jest bardzo mała (porów. ust. o wahadle). Pragnąc się zorientować, jak w ruchu harmonicznym rozmieszczone są w czasie kolejne wychylenia z położenia równowagi, zauważmy, iż ruch rzutu punktu, poruszającego się ruchem jednostajnym po kole, na średnicę tego koła, jest właśnie ruchem drgającym prostym, albo harmonicznym. W rzeczy samej (rys. 364), jeżeli punkt  $M_0$  porusza się ze stałą prędkością  $v$  po kole, zajmując kolejno położenia  $M_0, M_1, M_2, M_3, M_4$ , rzut jego na średnicę przechodzi odpowiednio przez punkty  $O, M'_1, M_2, O, M'_4, \dots$ , t. j. wykonywa drgania względem środka  $O$ ; okres drgań równa się czasowi całkowitego obiegu punktu po kole. Prędkość tego ruchu na średnicy jest zmienna; jest nią rzut stałej prędkości  $v$  na średnicę. Tak np. w położeniu  $M'_1$  punkt drgający na średnicy ma prędkość  $M'_1Q' = RQ = M_1Q \cos \alpha = v \cos \alpha$ . Największe-

mu wychyleniu  $M_2$  w jedną stronę,  $M_5$  w drugą odpowiada kąt  $\alpha=90^\circ$  wzgl.  $270^\circ$ ; wtedy  $\cos \alpha = 0$  i prędkość ruchu drgającego jest  $= 0$ . Są to punkty zwrotne: w punktach tych prędkość zmienia znak. Przez  $O$  punkt drgający przechodzi z największą prędkością  $= v$ , wtedy bowiem  $\alpha = 0$  wzgl.  $= 180^\circ$ . Dla znalezienia przyspieszenia tego ruchu na średnicy należy wziąć rzut przyspieszenia punktu, poruszającego się po kole. To przyspieszenie dośrodkowe jest, jak wiemy, stałe (patrz ust. 46). Z trójkąta  $M_1PN$ , gdzie  $PN=M_1N'$  przedstawia właśnie szukane przyspieszenie, mamy

$$w = w_n \sin \alpha . . . (1)$$



Rys. 364.

lecz

$$\sin \alpha = \frac{OM_1'}{OM_1} = \frac{x}{a} ,$$

gdzie  $a$  oznacza promień koła, zaś  $OM_1' = x$  przedstawia wychylenie punktu względem położenia równowagi,

$$\text{zatem } w = \frac{w_n}{a} x . . . . . (2)$$

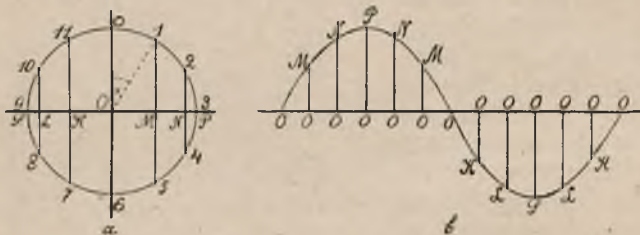
Ponieważ zarówno  $w_n$  jak  $a$  są wielkościami stałymi, przeto wzór ten odczytujemy tak, że szukane przyspieszenie jest proporcjonalne względem wychylenia, a jest to właśnie cecha charakterystyczna ruchu drgającego prostego. Zauważmy jednocześnie, że przyspieszenie to inaczej wyrażamy zapomocą wzoru (1), który mówi, że jest ono proporcjonalne względem sinusa zmieniającego się jednostajnie kąta  $\alpha$ .

Wprawiając w ruch kołowy wahadło, jak na rys. 162 (cz. I) i rzucając na ścianę cień kuli tego wahadła przy pomocy snopa promieni, równoległych do płaszczyzny koła, zakreślonego przez kulę, a prostopadłych do ściany, otrzymamy na cieniu ruch drgający prosty.

Pragnąc zdać sobie sprawę z tego, jak się przedstawiają kolejne wychylenia punktu względem środka wahań, np. co  $1/12$  okresu wahań, dzielimy obwód koła o promieniu  $a$  na 12 części w punktach 0, 1, 2, 3,... (rys. 365); biorąc rzuty tych punktów, otrzymamy odrazu szukane wychylenia  $OM, ON, OP, ON, OM$ , zero,  $OK, QL$ ...; wychylenia te są proporcjonalne względem sinusa zmiennego kąta  $\alpha$ ; w rzeczy samej z trójkąta  $OIM$  mamy

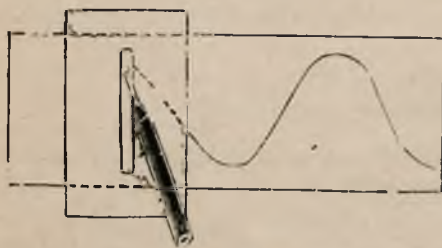
$$OM = a \sin \alpha . . . . . (3)$$

Kreśląc wykres tego ruchu, t. j. odmierzając prostopadłe do osi czasu kolejno odcinki  $OM, ON, OP, ON, OM$  i t. d., otrzymamy krzywą, przedstawioną na rys. 365b; jest to tak zwana *sinusoida*.



Rys. 365.

Gdybyśmy wycięli w tekturze szparę i w szparze tej poruszali ostrze ołówka tak, by wykonywało ono ruch drgający prosty (ręką oczywiście nie wprawimy ołówka w taki ruch drgający; użyć w tym celu można drgającego wahadła, zaopatrzonego w zmoczony atramentem pędzelek), ołówek kreśliłby



Rys. 366.

na papierze, umieszczonym pod tekturą, linię prostą; wszakże, gdybyśmy papier ten przesuwali ruchem jednostajnym w kierunku prostopadłym do kierunku drgań ołówka, otrzymalibyśmy na papierze krzywą, która była by sinusoidą (rys. 366).

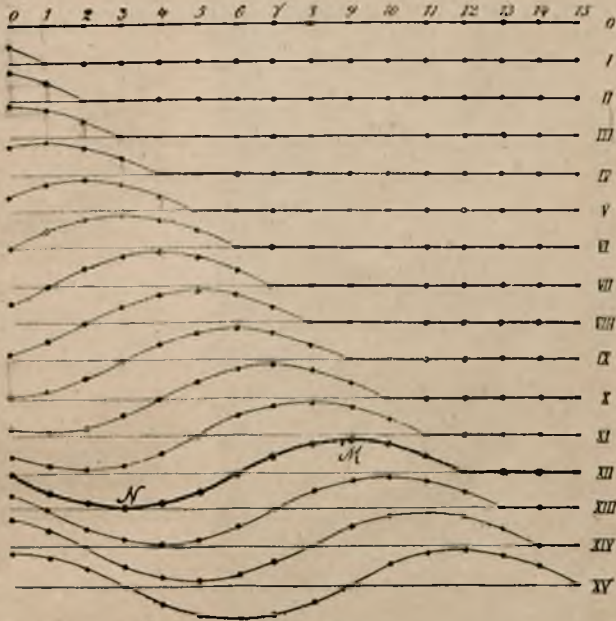
Przeciwnie, jeżeli papier z wyrysowaną na nim sinusoidą przesuwać będziemy ruchem jed-

nostajnym pod tekturą, w której wycięta jest szpara prostopadłe do kierunku ruchu papieru, widzieć będziemy w szparze nie punkt wprowadzie, ale mały odcinek sinusoidy, który wykonywać będzie ruch drgający prosty.

Rozpatrzmy teraz tworzenie się fali prostej czyli harmonicznej, której źródłem jest drganie proste czyli harmoniczne, i zacznijmy od wypadku fali poprzecznej. Przypuśćmy, że mamy szereg punktów na jednej linii prostej (rys. 367), że punkt  $O$  wykonywa ruch drgający prosty w kierunku prostopadłym do prostej, na której mieszczą się rozważane punkty, oraz że między punktami temi istnieje jakiś związek, tak, że wychylenie z położenia równowagi punktu  $O$  pociąga także wychylenie punktu  $1$ , następnie  $2$  i t. d., bez czego nie dałoby się po-myśleć rozchodzenia się w danym szeregu omawianego zakłócenia.

Podzielmy okres drgania źródła na 12 równych części, a idąc za podaniem przed chwilą wskazówkami, odmierzymy kolejne wychylenia punktu  $O$ , jak to przedstawione jest na liniach  $O, I, II$  i t. d. Gdy punkt  $O$  wykona część swej drogi, odpowiadającej  $1/12$  okresu, zakładamy, iż zaczyna się poruszać punkt  $1$ , wychylając się w tę samą, co

punkt *O*, stronę. Gdy upływie  $\frac{2}{12}$  okresu, punkt *O* będzie bardziej wychylony, punkt *1* będzie tak wychylony jak uprzednio był punkt *O*, punkt zaś *2* dopiero rozpocznie swój ruch. Po upływie  $\frac{3}{12}$  okresu punkt *O* osiągnie swe największe wychylenie w jedną stronę, punkt *1* wychyli się tak, jak przedtem był wychylony punkt *O*, wychylenie punktu *2* będzie takie jak poprzednio *1*-go, punkt *3* zaś zacznie się dopiero wychylać. Śledząc kolejno ruchy, odpowiadające przyjętym ułamkom okresu i zaznaczając położenia rozważanych punktów, jak to właśnie jest zrobione na rys. 367, widzimy, że po upływie całkowitego okresu drgania, t. j. gdy punkt *O*, wykonawszy jedno całkowite



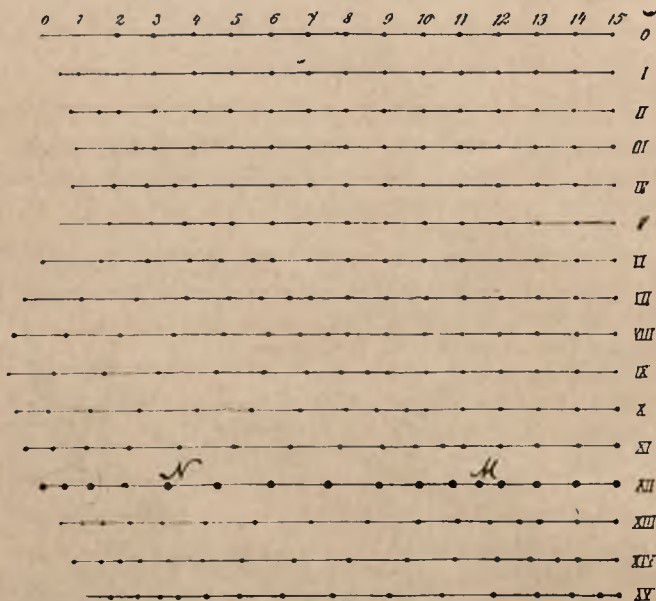
Rys. 367.

drżanie powróci do położenia równowagi, kolejne 12 punktów będą rozmieszczone tak, jak to przedstawia linja *XII*; w tym momencie punkt *O* zacznie wykonywać *po raz wtóry* cały swój ruch, wychylając się do góry, to samo zacznie czynić punkt *12*-ty, z tą różnicą, iż będzie się on wychylał z położenia równowagi *po raz pierwszy*; punkt *6* będzie w tym momencie przechodził przez położenie równowagi, podążając jednak w kierunku przeciwnym (ku dołowi) i t. d.

Punkty danego szeregu, jak widzimy, ułożą się w linję falistą, złożoną z grzbietu *M* i doliny *N*, poczem fala będzie się posuwała (na rysunku na prawo) grzbietem swym naprzód, jednocześnie zaś za nią będzie się tworzyła nowa fala i t. d. Przekonywamy się tutaj, że odróżnić należy ruch fali od ruchu poszczególnych cząstek ośrodka — w danym razie fala posuwa się od lewej strony ku prawej po linji, na

której są rozmieszczone punkty poszczególne, zaś punkty drgają w kierunku poprzecznym względem tej prostej, przyczem każdy punkt rozpoczyna swe drganie tem później, im dalej leży w szeregu.

Rys. 368 tłumaczy nam tworzenie się na takim samym szeregu punktów fali podłużnej. Zakładamy, że tutaj punkty wykonywają drgania w kierunku łączącej je prostej; odległości, oznaczające wychylenia, bierzemy te same co wyżej, lecz odmierzamy je podłużnie a nie poprzecznie. Poza tem rysunek bliższych wyjaśnień nie potrzebuje. Na linii *XII* mamy tu falę, utworzoną ze zgęszczenia *M* i rozrzedzenia *N* (odpowiada to grzbietowi i dolinie fali poprzecznej); widzimy



Rys. 368.

dalej, jak ta fala posuwa się na prawo, podczas gdy za nią powstaje fala nowa, która się do niej dołącza. Liniji falowej jak na rys. 367 — *XII* albo 365 *b* użyć możemy i do przedstawienia fali podłużnej, jeżeli przez grzbiet jej rozumieć będziemy np. zgęszczenie, a przez dolinę rozrzedzenie. Jak już powiedzieliśmy, linja ta nazywa się sinusoidą; jest to wykres funkcji  $x = a \cdot \sin \alpha$ , gdzie  $a$  jest wielkością stałą,  $x$  zaś zmienia się w zależności od  $\alpha$ .

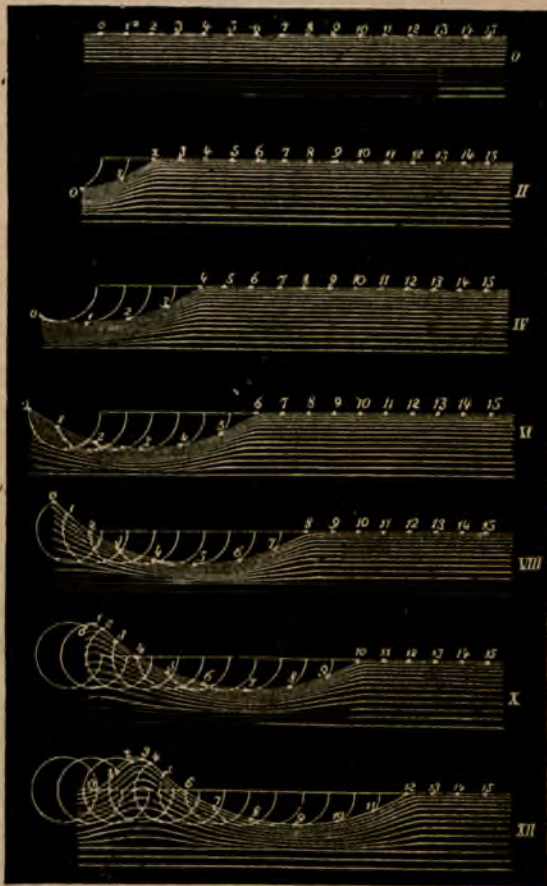
Zatrzymaliśmy się dłużej nad mechanizmem tworzenia się takich idealnych fal dlatego, że ułatwia to zrozumienie, jak tworzą się w poszczególnych razach fale rzeczywiste. Tak np., gdy mówimy o falach, powstających na powierzchni wody, poszczególne cząstki wykonywają drgania w przybliżeniu kołowe, udzielając takiegoż ruchu coraz dalej położonym cząstkom. W ten sposób, jak to tłumaczy rys. 369, powstają owe grzbiety i doliny na powierzchni wody.

## 191. Promień; powierzchnia fali.

Fale na powierzchni wody posiadają kształt kołowy; z miejsca, które jest źródłem fali, zakłócenie rozchodzi się we wszystkie strony po powierzchni; w kierunku więc każdej prostej, poprowadzonej ze źródła, po tej powierzchni zachodzi tu proces, którego mechanizm przedstawia rysunek 369. Każdy z tych kierunków, w których rozchodzi się dane zakłócenie, nazywamy promieniem i wyrażamy się często tak, że źródło drgań „wysyła promienie” lub „promieniuje”. Jeżeli, jak w danym razie, własności ośrodka, przenoszącego te fale, są jednakowe we wszystkich kierunkach, w pewnym czasie w każdym z tych kierunków zakłócenie przeniesie się na jednakową odległość; gdy więc w jednym kierunku powstanie grzbiet fali w odległości 1 m. od źródła drgań, to jednocześnie w tej samej odległości powstanie grzbiet we wszystkich innych kierunkach; oto dlaczego grzbiet ten tworzy wał kołowy, otaczający źródło. To samo dotyczy doliny.

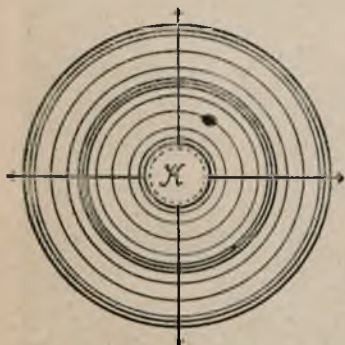
Wystawmy sobie teraz w powietrzu kulę drgającą, przyczem założmy, że drgania te polegają na szybkim perjodycznym zwiększaniu się i zmniejszaniu objętości kuli (rysunek 370).

Gdy kula się rozszerzy, wywoła to zgęszczenie powietrza u jej powierzchni i zgęszczenie to, podobnie jak zgęszczenie, wywołane przez przesunięcie tłoka na rys. 361, rozchodzić się będzie w powietrzu dalej. Następnie przy skurczeniu się kuli powstanie u jej powierzchni rozrzedzenie, które również przenosić się będzie coraz to dalej od kuli z pewną prędkością. Podobnie więc jak źródło drgań na powierzchni

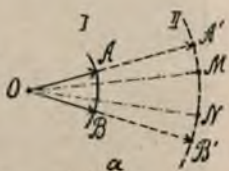


Rys. 369.

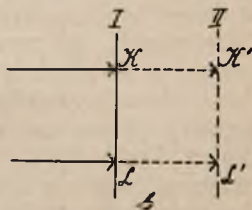
wody otaczają rozbiegające się wały i doliny kołowe, tu drgająca kulę otaczać będą rozbiegające się wciąż dalej warstwy kuliste zgęszczeń i rozrzedzeń. Warunki rozchodzenia się wytworzonych tu zakłóceń są we wszystkich kierunkach dokoła kuli jednakowe, stąd właśnie kształt kulisy tworzących się fal. I tu, jak wyżej, każdy z kierunków rozchodzenia się fali nazywać będziemy promieniem i możemy powiedzieć, że drgająca kula jest źródłem promieniowania. I tu, jak wyżej, jeżeli w którymkolwiek kierunku powstanie w pewnym momencie w odległości 1 m. od źródła zgęszczenie, to również i we wszystkich innych kierunkach w tej samej odległości będziemy mieli jednocześnie zgęszczenie. Zatem którekolwiekbyśmy rozpatrywali punkty na powierzchni tej kuli o promieniu 1 m., drgania ich będą się odby-



Rys. 370.



Rys. 371.



wały jednakowo i jednocześnie. Taką powierzchnią, która jest zbiorem punktów, rozpoczynających drganie i drgających jednocześnie i jednakowo, nazywamy *powierzchnią fali*. W przypadku, gdy fale rozchodzą się po powierzchni, a nie w przestrzeni trójwymiarowej, zamiast o powierzchni fali mówić możemy o jej obwodzie.

Nie należy wszakże sądzić, że fale zawsze są kuliste, względnie kołowe. Gdy ośrodek, otaczający źródło drgań, nie przedstawia we wszystkich kierunkach warunków jednakowych do rozchodzenia się fal, gdy skutkiem tego prędkość rozchodzenia się fali jest w tych różnych kierunkach różna, wtedy powstają fale innych kształtów; w swoim czasie przykłady takie rozpatrzymy.

Krzywizna fali będzie oczywiście tem mniejsza, im dalej fala odejdzie od źródła; powierzchnia kulista w miarę wzrostu promienia kuli coraz bardziej dąży do stania się płaszczyzną; im dalej też od źródła, tem snop promieni, wychodzących ze źródła i przechodzących przez określoną część powierzchni fali, np. przez 1 cm.<sup>2</sup>, jest coraz mniej rozbieżny (rys. 371a). W nieskończonej odległości od źródła fala staje się płaska, względnie prostolinjową, a promienie — równoległymi (rys. 371b).

Nie należy wszakże sądzić, iż fale płaskie można otrzymać jedynie przez oddalanie się na nieskończoność od źródła; podaliśmy to w celu

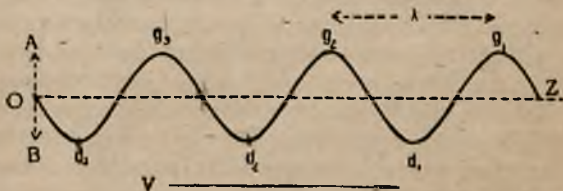


podkreślenia związku, jaki zachodzi między falą kulistą a płaską, oraz odpowiadającymi im promieniami nierównoległymi a równoległymi. Zobaczymy potem, jak fale kuliste mogą się przekształcać na płaskie oraz odwrotnie; kolejno poznamy różne sposoby otrzymywania fal płaskich. Tymczasem poprzestaniemy na uwadze, iż np. w przykładzie na rys. 361 otrzymywaliśmy falę płaską w słupie powietrza. Podobnie na rys. 374 widzimy z lewej strony fotografię fali w przybliżeniu prostolinijowej na powierzchni wody — otrzymuje się ona przez zakłócenie spokojnej powierzchni zapomocą pręta, napłask zanurzanego periodycznie w wodzie.

## 192. Długość fali. Prędkość fali.

Schematy na rys. 367 i 368 przedstawiają to, co się dzieje w kierunku któregośkolwiek promienia w wypadku rozchodzenia się fali poprzecznej lub podłużnej. Gdy więc mamy źródło drgań, wysyłające fale periodyczne, na każdym promieniu tworzą się albo szeregi grzbietów, poprzedzielanych dolinami (w wypadku fal poprzecznych), albo szeregi zgęszczeń, poprzedzielanych rozrzedzeniami (w wypadku fal podłużnych). Z mechanizmu tworzenia się fali, objaśnionego w ust. 190, wynika, że mierzona w kierunku promienia odległość od szczytu jednego grzbietu do szczytu następnego, albo od spodu jednej doliny do spodu następnej jest dla danej fali jednakowa; podobnie odległość od środka zgęszczenia względnie rozrzedzenia do środka następnego jest dla danej fali podłużnej jednakowa. Ta charakterystyczna długość, wyznaczająca odległość, na którą rozchodzi się zakłócenie podczas jednego całkowitego drgania źródła, a zarazem wyznaczająca odległość między kolejnymi na danym promieniu punktami, w których drgania zachodzą zgo-

dnie z tą różnicą, że im dalej od źródła, tem później się rozpoczynają, nazywa się **długością fali** (rys. 372). Zgodność drgań (np. wszystkie punkty szczytowe grzbietów jednocześnie się obni-



Rys. 372.

żają) określamy, mówiąc iż **fazy** drgań są w tych miejscach jednakowe. Zatem powiedzieć możemy, że długość fali oznacza odległość w kierunku pewnego promienia między najbliższymi punktami, w których fazy drgań są jednakowe.

Odległość między miejscem ośrodka, gdzie się tworzy grzbiet fali, a miejscem, gdzie przypada na danym promieniu spód najbliższej doliny, stanowi połowę fali — w tej odległości leżą punkty nie o zgodnych, lecz wręcz sobie przeciwnych fazach; podczas gdy fala dalej będzie przebiegała, w danych dwu punktach będą przypadały coraz to

inne fazy w granicach największych wychyleń w jedną jak w drugą stronę, wszakże będą one względem siebie zawsze przeciwne.

Długość fali oznacza się zazwyczaj literą  $\lambda$  (lambda — grecka litera „l”). Jeżeli przez  $T$  oznaczymy okres drgań źródła, to wobec tego, iż  $\lambda$  jest drogą, przebytą przez falę w czasie  $T$ , prędkość rozchodzenia się fali jest

$$v = \frac{\lambda}{T} \dots \dots \dots (1)$$

skąd  $\lambda = v \cdot T \dots \dots \dots (2)$

Częstość drgań źródła, mierzona stosunkiem liczby drgań źródła do czasu trwania tych drgań, jest odwrotnością okresu

t. j.  $n = \frac{1}{T} \dots \dots \dots (3)$

to też wzór (2) możemy napisać inaczej:

$$\lambda = v \cdot \frac{1}{n},$$

skąd  $v = \lambda \cdot n \dots \dots \dots (4)$

Wzory (2) i (4), wyrażające zależność między długością fali, prędkością rozchodzenia się jej a okresem drgań źródła, względnie częstością drgań, bardzo często są używane i zasługują na zapamiętanie.

Zastanówmy się teraz nad tem, od jakich czynników zależy prędkość rozchodzenia się danego rodzaju fali w danym ośrodku? Jak to już tłumaczyliśmy, w tworzeniu się fali bierze nierozdzielnie udział ruch drgający cząsteczek ośrodka; ten ruch drgający zachodzić może jedynie wtedy, gdy są siły, zmuszające cząsteczki ośrodka, wychylone z położeń równowagi, powrócić do tych położeń, a zarazem gdy są siły, dzięki którym wychylone już cząsteczki powodują wychylenie cząstek sąsiednich, znajdujących się jeszcze w równowadze. Siły te naogół mogą być różne. Tak np. czynnikiem w powstawaniu fal na powierzchni cieczy jest grawitacja łącznie z napięciem powierzchniowym cieczy; w tworzeniu się fal na rozpiętym sznurze (rys. 360), w powietrzu (rys. 361) czynnikiem tym są siły sprężyste; o innych siłach narazie mówić nie będziemy.

Fale w ośrodkach sprężystych mają szczególne znaczenie i dlatego teraz przedewszystkiem o takich mówić będziemy. Otóż możemy się domyślać, co zresztą daje się ściśle udowodnić, że skoro ruch fali w ośrodku sprężystym polega na przenoszeniu się pewnego odkształcenia sprężystego, przeto im bardziej ośrodek jest sprężysty, tem (przy innych warunkach niezmiennych) prędkość rozchodzenia się fali będzie większa. Poza tem prędkość ta musi pozostawać w zależności od bezwładności ośrodka, przyczem zachodzić tu powinna zależność odwrotna — większej bezwładności odpowiadać musi mniejsza prędkość.

Wyrazem ilościowym sprężystości ośrodka jest współczynnik sprężystości na dane odkształcenie (na zgęszczenie, na zgięcie); wyraz ilościowy bezwładności ośrodka podaje nam jego gęstość. Zatem między prędkością rozchodzenia się danego rodzaju fali w danym ośrodku a jego odpowiednim współczynnikiem sprężystości oraz gęstością istnieje winna jakaś określona zależność. Zależność ta jest następująca:

$$\text{prędkość fali} = \sqrt{\frac{\text{spółcz. spręż.}}{\text{gęstość}}} \dots \dots \dots (5)$$

lub, jeśli prędkość fali oznaczymy przez  $v$ , współczynnik sprężystości przez  $\sigma$ , gęstość zaś przez  $d$

$$v = \sqrt{\frac{\sigma}{d}} \dots \dots \dots (6)$$

### 193. Energja fali.

W tem miejscu ośrodka, gdzie zostaje wywołane zakłócenie, które staje się źródłem fali, musi być zawsze wykonana pewna praca; praca ta tkwi w wytworzonym odkształceniu względnie ruchu i tak, jak mówiliśmy o energii wahającego się wahadła (w pewnych momentach tylko kinetycznej, w innych tylko potencjalnej, naogół kinetycznej łącznie z potencjalną), przyczem energja ta jest równa pracy, wykonanej w celu odchylenia wahadła z jego położenia równowagi, tak tu mówić możemy o energii fali, równej tej pracy, która jest wykonana przy wytworzeniu początkowego zakłócenia. W ruchu fali mamy rozchodzenie się tej energii, udzielanie się jej coraz dalej od źródła położonym częściom ośrodka. W miarę jak powierzchnia fali rośnie, na każdy jej centymetr kwadratowy przypada tej energii coraz mniej i łatwo obliczyć, w jakim to zachodzi stosunku. Zobaczmy, jak zmniejsza się energja fali wraz z rosnącą odległością rozważanego punktu od źródła. Przypuśćmy, iż chcemy porównać energję fali w dwu punktach, z których drugi jest dwa razy dalej od źródła niż pierwszy. Drugi punkt przypada więc na powierzchni fali kulistej (zakładamy ośrodek izotropowy) o dwa razy większym promieniu, a więc cztery razy większej niż powierzchnia tej fali, na której przypada punkt pierwszy. Ponieważ całkowita energja, rozmieszczona na tej drugiej powierzchni, w najlepszym razie równa się energii, która była rozmieszczona uprzednio na powierzchni pierwszej (powiadamy „w najlepszym razie” zakładając, że przenoszenie się energii nie napotyka żadnych przeszkód w rodzaju tarcia, których pokonywanie powodowałoby pochłanianie tej energii i zamianę jej na ciepło), przeto w tym najlepszym razie na jednostkę tej drugiej powierzchni przypadać będzie 4 (2<sup>2</sup>) mniej energii, niż na jednostkę powierzchni pierwszej. W tem znaczeniu powiemy, iż w miarę oddalania się od źródła energja fali zmienia się *odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości*. W od-

ległości 3 razy większej od źródła energia fali będzie odpowiednio 9 razy mniejsza i t. d.

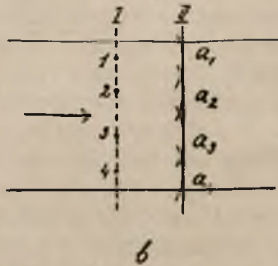
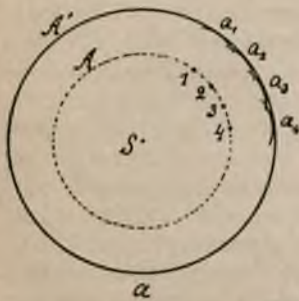
Obserwując kręgi, powstałe na wodzie dokoła miejsca, gdzie wpadł do wody kamień, stwierdzamy, że wraz z odległością od źródła zakłócenia zmniejszają się wysokości gór i dolin, t. j. że zanika obszerność drgań, zachodzących w miejscach, coraz to dalej od źródła położonych.

Tak dzieje się w wypadku, gdy z miejsca, które jest źródłem fali, rozchodzi się ona na wszystkie strony, t. j. gdy ze źródła tego rozchodzą się promienie rozbieżne (rys. 371a). Natomiast w wypadku fali płaskiej, a więc w wypadku promieni równoległych (rys. 371b) takiego zmniejszenia się energii fali wraz z jej przenoszeniem się coraz dalej niema, chyba że w ośrodku zachodzi pochłanianie jej przez tarcie. W rzeczy samej z rysunku widzimy, iż energia, przypadająca na powierzchnię  $KL$  po dojściu fali do położenia  $II$  mieści się na powierzchni dokładnie tej samej wielkości  $K'L'$ .

### 194. Zasada Huygensa.

Znakomity uczony holenderski XVII w. Huygens podał pewien szczególny sposób traktowania ruchu falowego; sposób ten jest w wielu razach przydatny, jako ułatwiający orientowanie się w danym zjawisku, i dlatego zasługuje na poznanie.

Oto, gdy dokoła źródła (373a) wytworzy się w pewnym momencie fala  $A$ , potem zaś fala  $A'$ , tę drugą falę możemy uważać jako utworzoną w ten sposób z pierwszej, iż każdy punkt (1, 2, 3, 4...) na powierzchni pierwszej, drgając, sam jest źródłem samodzielnymi



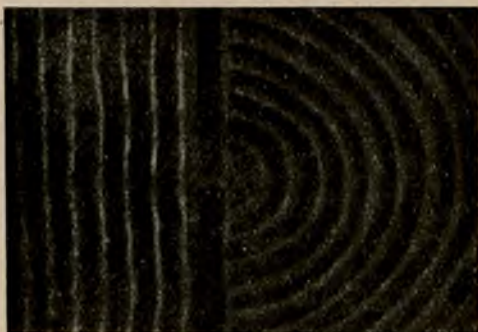
Rys. 373.

modzielnych promieniowań i wysłała falę tak zwaną **cząstkową** ( $a_1, a_2, a_3, a_4...$ ) — powierzchnia kulista fali  $A'$  jest wypadkową tych wszystkich fal cząstkowych — jest to powierzchnia styczna, obejmująca wszystkie te fale cząstkowe.

Odpowiednio rozchodzenie się fali płaskiej (rys. 373b) możemy traktować tak, że każdy punkt (1, 2, 3, 4...) na powierzchni I jest źródłem fal cząstkowych ( $a_1, a_2, a_3, a_4...$ ); jako fala wypadkowa otrzymuje się powierzchnia II — płaszczyzna styczna do wszystkich tych kul o równych promieniach, mających środki w poszczególnych punktach płaszczyzny I.

Otóż twierdzenie, że każda cząsteczka ośrodka, w którym się rozchodzi fala, w chwili, gdy do niej dochodzi zakłócenie, staje się nowym samodzielnym źródłem, wysyłającym falę cząstkową, oraz że tworzące się w ośrodku fale są wypadkowymi takich fal cząstkowych, nosi nazwę *zasady Huygensa*. Niektóre z zastosowań tej zasady poznamy w najbliższym czasie.

Oto proste doświadczenie, usprawiedliwiające możliwość takiego punktu widzenia. Naczynie z wodą przedzielone jest na dwie części przegrodą, w której się znajduje niewielki otwór, łączący dwa przedziały (rys. 374); w jednym z nich wytwarzamy fale prostoliniowe przez periodyczne zanurzanie w cieczy pręta, trzymanego równoległe do przegrody; fale te dochodzą do przegrody i przez otwór przedostają się do drugiej części naczynia. W tej drugiej części naczynia stwierdzamy tworzenie się fal kołowych — są to fale, których źródłem jest niewielka część linii falowej, przypadająca w otworku przegrody; z innych punktów linii falowej nie rozchodzą się w tej drugiej części naczynia fale cząstkowe, skutkiem czego nie może się wytworzyć fala prostoliniowa, jaka się tworzy w części pierwszej.



Rys. 374.

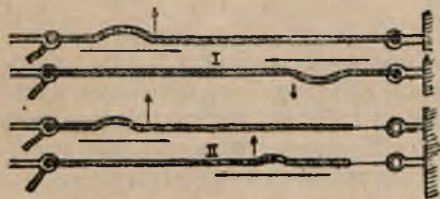
### 195. Odbijanie się fal.

Gdy fala, rozchodząca się w pewnym ośrodku, dobiega granicy, oddzielającej ten ośrodek od innego, fala ulega częściowo odbiciu, częściowo przedostaje się do tego drugiego ośrodka. W ustępie tym rozważymy zjawisko odbijania się fal; zjawisko to w przypadku fal wodnych znane jest niewątpliwie każdemu, trudno bowiem sobie wyobrazić, żeby ktoś nigdy nie widział fal na większej lub mniejszej wodzie i nie zauważył ich odbijania się od brzegu.

Rozpatrzmy najpierw odbijanie się pojedynczej fali poprzecznej, wytworzonej i rozchodzącej się po sznurze, umocowanym nieruchomo jednym końcem u ściany (rys. 375, I). Falę taką wytworzyć możemy przez poruszenie (w danym razie do góry) nieprzytwierdzonego do ściany końca sznura lub przez uderzenie od dołu sznura u tego końca ręką lub krawędzią książki. Wytworzone w ten sposób wzniesienie biegnie z pewną prędkością ku ścianie i tu następuje odbicie, przy czym zamiast wzniesienia tworzy się na sznurze *wgłębienie*, które podąża w przeciwnym kierunku, t. j. od ściany. Gdybyśmy powtórzyli to doświadczenie, przytwierdzając sznur, na którym wytwarzamy fa-

lę, nie do ściany, ale do innego cieńszego i bardziej wiotkiego sznura, a ten dopiero przytwierdzili do ściany (jak to odtwarza rys. 375, II), wówczas spostrzegliśmy, iż tym razem powraca po odbiciu nie wgłębienie, lecz wzniesienie.

W pierwszym razie drugim ośrodkiem, z którym graniczy pierwszy, t. j. sznur, jest ściana; w drugim razie — cieńszy, bardziej wiotki i podatny sznur. Pierwszy wypadek scharakteryzować możemy jako odbijanie się fali od bardziej bezwładnego (bardziej gęstego) ośrodka, drugi — jako odbijanie się od ośrodka mniej bezwładnego (mniej gęstego). Różnice zanotowane wyrazić możemy w ten sposób, iż w razie odbijania się fali od bardziej gęstego ośrodka, odbicie zachodzi ze *zmianą znaku drgania* — odkształcenie w jednym kierunku zmienia się na wręcz odwrotne (ze wzniesienia tworzy się wgłębienie); w razie zaś odbijania się od mniej gęstego ośrodka odbicie zachodzi *bez zmiany znaku drgania*. Zapamiętanie tego faktu przyda się nam nie-



Rys. 375.



Rys. 376.

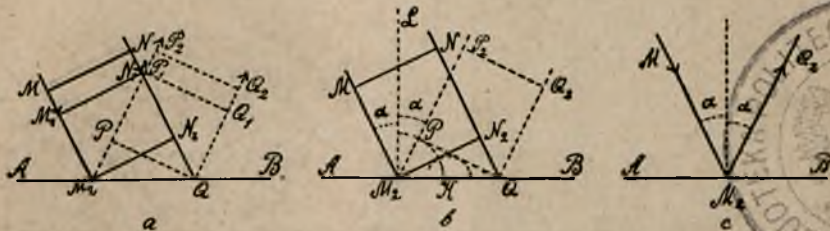
jednokrotnie; spróbujmy jednak go sobie wytłumaczyć, rozumując, jak następuje. Oto, gdy w pierwszym razie, jak na rys. 375, I, części sznura, coraz to dalej położone w kierunku ruchu fali, podlegają przesunięciu ku górze i w ten sposób biegnie wzdłuż sznura wzniesienie. w momencie, gdy odkształcenie dochodzi do tego miejsca sznura, gdzie jest on unieruchomiony, miejsce to ma również tendencję ku podniesieniu się, tylko nieruchoma ściana to uniemożliwia; w miejscu więc zetknięcia ze sznurem ściana podlega w tym momencie ciśnieniu i przeciwdziała mu, kasując w ten sposób mające się tu wytworzyć wzniesienie. Wszakże można byłoby to wzniesienie skasować inaczej, gdyby sznur nie był umocowany do ściany, przez poruszenie tego końca ku dołowi w chwili, gdy się ma wychylić ku górze. Przeciwdziałanie ściany jest równoznaczne szarpnięciu końca sznura ku dołowi, t. j. wytworzeniu w tym miejscu *wgłębienia*. To wgłębienie istotnie powstaje i biegnie wzdłuż sznura w kierunku od ściany.

Przeciwnie, gdy wzniesienie dobiega końca sznura w przypadku drugim (rys. 375, II), miejsce to łączy się z bardziej podatnym sznurem — odkształcenie wytwarza się o tym samym znaku w tym dru-

gim sznurze; możemy powiedzieć, że ten koniec sznura napotyka mniejszy opór przy wychylaniu się do góry, niż dalej od końca położone części sznura — równoznaczne to jest szarpnięciu tego końca do góry, t. j. nowemu wytworzeniu na nim wzniesienia — istotnie wzniesienie takie powstaje i powraca jako fala odbita.

Rozpatrzmy teraz odbijanie się fali płaskiej (wzgl. prostolinjowej) od płaskiej (wzgl. prostolinjowej) granicy, oddzielającej ośrodek, w którym się fala rozchodzi, od innego ośrodka.

Zacznijmy od doświadczenia z falami wodnymi. W naczyniu, wypełnionem wodą, wytwarzamy fale prostolinjowe przez perjodyczne zanurzanie w wodzie krawędzi kawałka blachy. Na rys. 376, który odtwarza fotograficznie takie doświadczenie, widzimy z lewej strony wyraźnie zarysowujące się na powierzchni wody miejsce tego zakłócenia; wprawdzie u brzegów krawędzi blachy tworzy się fala krzywa, ale na ten nieunikniony szczegół możemy nie zwracać uwagi.

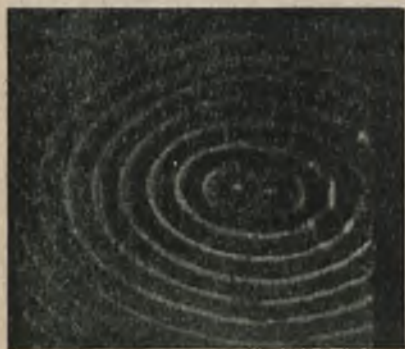


Rys. 377.

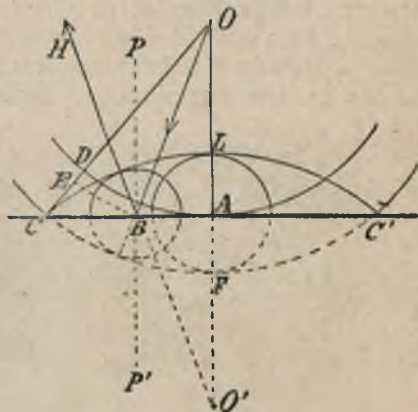
Z miejsca zakłócenia posuwa się po powierzchni wody ku ścianie naczynia — ukośnie względem tej ściany — fala prostolinjowa; odbija się zaś od ściany również fala prostolinjowa, ale inaczej względem ściany pochylona; ta fala odbita podąża w innym kierunku, aniżeli się posuwała fala ze źródła drgań. Mechanizm danego zjawiska przedstawiony jest na rysunku 377.  $MN$  jest tą prostolinjową falą, która się posuwa ku ścianie  $AB$ , zajmując kolejno położenia  $M_1N_1, M_2N_2$  (rys. 377a). Po odbiciu mamy falę prostolinjową  $PQ$ , która podąża od ściany, zajmując kolejno położenia  $P_1Q_1, P_2Q_2$ . Postępując się zasadą Huygensa, z łatwością możemy sobie zdać sprawę z tego, jak się z fali padającej  $M_2N_2$  tworzy fala odbita  $PQ$ . Oto fala odbita tworzyć się poczyna przedewszystkiem dokoła punktu  $M_2$ ; następnie zaś dokoła dalej położonych punktów ściany między  $M_2$  i  $Q$ , im dalej bowiem od  $M_2$  te punkty leżą, tem później dochodzą do nich zakłócenia, które niesie ze sobą fala padająca. W chwili, gdy punkt  $Q$  zacznie dopiero być źródłem takiej fali cząstkowej, dokoła punktu  $M_2$  zdąży już się wytworzyć fala o promieniu  $M_2P$  (rys. 377 b), który się równa  $N_2Q$ , w tym samym bowiem czasie zakłócenie, niesione przez falę padającą, dochodzi od  $N_2$  do  $Q$ . Do momentu, gdy punkt  $Q$  stanie się źródłem falowania, dokoła punktu  $K$ , leżącego w środku między  $M_2$  i  $Q$ , wytworzy się fala o promieniu 2 razy mniejszym, niż  $M_2P$  i t. d.; innych fal cząstkowych nie rysujemy, by rysunku nie czynić niewyraź-



nym. Fala  $PQ$  jest styczną do tych wszystkich fal cząstkowych o coraz to mniejszych promieniach, utworzonych dokoła punktów, leżących między  $M_0$  i  $Q$ . Zwróćmy teraz uwagę na to, że trójkąty prostokątne  $M_2PQ$  i  $M_2N_2Q$  są równe, mają bowiem wspólną przeciwprostokątną  $M_2Q$  i równe przyprostokątne  $M_2P$  i  $N_2Q$ . Wynika z tego, iż  $\angle N_2M_2Q = \angle PQM_2$ ; jeżeli zaś poprowadzimy  $LM_2 \perp AB$ ,  $\angle MM_2L$  ma ramiona prostopadłe do ramion  $\angle N_2M_2Q$ , zaś  $\angle LM_2P_2$  ma ramiona prostopadłe do ramion  $\angle PQM_2$ , przeto i  $\angle MM_2L = \angle LM_2P_2$ . Pierwszy z tych kątów ( $\angle MM_2L$ ), który tworzy kierunek ruchu fali padającej z prostopadłą do płaszczyzny odbijającej, nazywa się *kątem padania*; drugi kąt ( $\angle LM_2P_2$ ), który tworzy kie-



Rys. 378.



Rys. 379.

runek ruchu fali odbitej z tą prostopadłą, nazywa się *kątem odbicia*. Jak widzimy, odbicie fali zachodzi tak, że *kąt odbicia równa się kątowi padania* (rys. 377c).

Gdybyśmy rozważali rozchodzenie się płaskiej fali w przestrzeni, tobyśmy przedstawili rzecz w przekroju rysunkiem takim, jak rys. 377; rozumowanie pozostałoby bez zmiany, tylko koła zaznaczone kropkami wyobrażałyby tu przekroje kul. Wyżej (ust. 191) wyjaśniliśmy, że zamiast mówić o posuwaniu się fali płaskiej (wzgl. prostolinjowej) wyrazić się możemy tak, iż mamy do czynienia z promieniami równoległymi ( $MM_2, NN_2, \dots$  na rys. 377); wynik otrzymany możemy tedy sformułować w ten sposób, iż przy padaniu promieni równoległych na płaszczyznę odbijającą otrzymujemy po odbiciu również promienie równoległe ( $M_2P_2, QQ_2, \dots$  rys. 377), przytem kąt padania, utworzony przez promienie padające z prostopadłą do płaszczyzny odbijającej, równa się kątowi odbicia, który tworzą promienie odbite z tą prostopadłą.

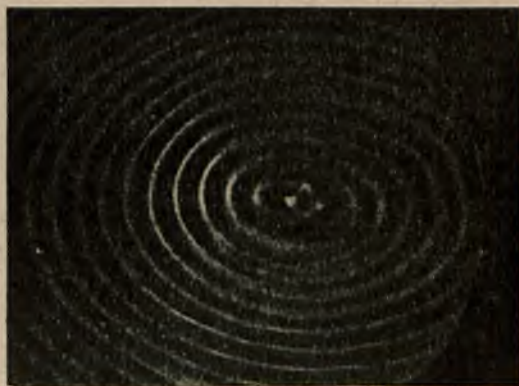
Inny przykład odbijania się fal przedstawia rys. 378. Fale kołowe wytwarzają się na powierzchni wody i odbijają się od ściany mieszczącego wodę naczynia; fale odbite, jak widzimy, są również kołowe i rozchodzą się tak, jakgdyby wychodziły ze źródła, położonego poza ścianą, od której zachodzi odbicie.



Rys. 379 tłumaczy dany przypadek przy pomocy zasady Huygen-  
sa; to samo da się powiedzieć o fali kulistej w przestrzeni. Źródło fali  
kołowej przypada w punkcie  $O$ ; fala najprędzej dobiega do punktu  $A$   
płaszczyzny odbijającej i ten punkt staje się najpierw źródłem fali  
cząstkowej odbitej. Potem stają się źródłami takich fal cząstkowych  
punkty coraz dalej od  $A$  położone (między  $A$  i  $C$  oraz  $A$  i  $C'$ ). W chwili  
gdy punkty  $C$  i  $C'$  zaczynają być źródłami fal cząstkowych odbi-  
tych, dokoła  $A$  powstała już fala cząstkowa odbita o promieniu  $AL$ ;  
dokoła punktu  $B$ , który stał się później niż  $A$  źródłem fali odbitej,



Rys. 380.



Rys. 381.

wytworzyła się fala cząstkowa odbita o mniejszym promieniu i t. d.  
Jako wypadkowa tworzy się fala kulista  $CLC'$ , której środek leży  
w punkcie  $O'$ , jakgdyby stamtąd ta fala odbita przyszła. Gdyby płaszczyzny odbijającej nie było, w tym momencie, gdy się tworzy odbita fala  $CLC'$ , fala z punktu  $O$  doszłaby do położenia  $CFC'$ ; krzywe (wzgl. powierzchnie)  $CLC'$  i  $CFC'$  są oczywiście symetrycznie względem płaszczyzny odbijającej położone. Punkt  $O'$  leży w tej samej odległości od tej płaszczyzny za nią, co punkt  $O$  przed nią. Ten punkt  $O'$ , z którego pozornie biegnie fala odbita, nazywa się *obrazem pozornym* źródła, znajdującego się w punkcie  $O$ .

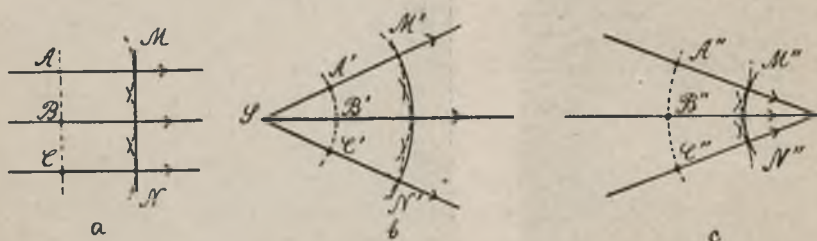
Nazywając, jak wyżej, każdy z kierunków, w których rozchodzi się fala, promieniem (np. promień  $OB$ ), powiemy, iż źródło  $O$  wysyła w danym razie snop promieni *rozbieżnych*; po odbiciu promienie idą jakgdyby z punktu  $O'$ , zachowując swą rozbieżność (promień  $OB$  odbija się jako promień  $BH$ ).

Ciekawe przypadki odbijania się fal przedstawiają rys. 380 i 381; oba te rysunki są fotografiami, podobnie jak rys. 378. Fala prostoliniowa (w przestrzeni odpowiadałaby jej fala płaska) posuwa się od strony lewej ku prawej i odbija się od ściany wklęsłej kołowej; pozostawiamy czytelnikowi rozważanie tego przypadku ze stanowiska zasady Huygen-  
sa; zwracamy tylko uwagę, iż w tym razie tworzy się

fala odbita kołowa (w przestrzeni odpowiadałaby jej kulista), posuwająca się od strony prawej ku lewej, t. j. nie w stronę wypukłości, jak w przypadku na rys. 378 i 379, lecz w stronę wklęsłości; zamiast rozpraszania się energii ruchu falowego, jak tam, mamy tu koncentrowanie się jej w tak zw. ognisku powierzchni odbijającej, lub — o ile każdą taką powierzchnię odbijającą nazwiemy zwierciadłem — w ognisku zwierciadła wklęsłego.

Na rys. 381 odwrotnie źródło ruchu falowego jest właśnie w tem ognisku; rozchodzą się z niego fale kołowe, które po odbiciu stają się prostoliniowymi (w przestrzeni mielibyśmy odpowiednio zmianę fal kulistych na płaskie).

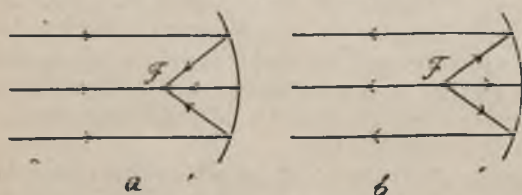
Ruchowi fali prostolinowej (płaskiej) odpowiadają promienie równoległe (rys. 382a); ruchowi fali kołowej (kulistej), poruszającej



Rys. 382.

się w stronę jej wypukłości — *promienie rozbieżne* (rys. 382b). Łatwo pojąć, iż ruch fali kołowej (kulistej) w stronę jej wklęsłości oznacza promienie *zbieżne* (rysunek 382c).

Rozważając rzecz z tego punktu, będziemy mogli przedstawić odbijanie się fal takich, jak na rys. 380 i 381, w sposób następujący. Rys. 383a zaznacza to, co się dzieje w pierwszym przypadku: promienie

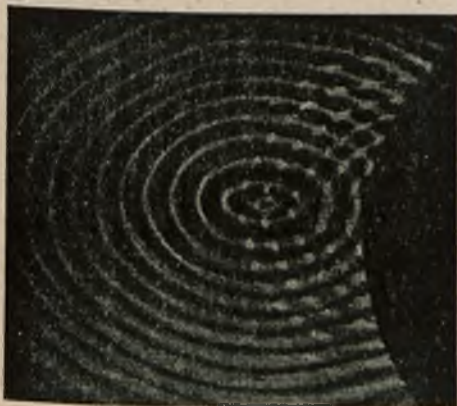


Rys. 383.

równoległe po odbiciu od zwierciadła zbierają się w jego ognisku; natomiast rysunek 383b odpowiada przypadkowi drugiemu: jeżeli źródło promieniowania umieszczamy w ognisku zwierciadła, wychodzące zeń promienie rozbieżne po odbiciu od zwierciadła sta-

ją się równoległymi. Daje to sposób otrzymywania promieni równoległych (fal płaskich, względnie prostoliniowych) (por. uwagę na str. 11). Wreszcie rys. 384 przedstawia odbicie się od zwierciadła wypukłego fali kołowej (w przestrzeni odpowiadałaby jej fala kulista), poruszającej się w stronę swej wypukłości. Fala odbita porusza się również w stronę swej wypukłości, jakgdyby przytem wychodziła z miejsca, położonego za zwierciadłem — i tu więc tworzy się *obraz pozorny*

źródła, nie leży on jednak w tej samej odległości od zwierciadła, co źródło, jak to zachodzi w wypadku zwierciadła płaskiego. Innymi słó-



Rys. 384.



Rys. 385.

wy, promienie rozbieżne, padając na zwierciadło wypukłe, odbijają się jak rozbieżne (rys. 385), wszakże stopień rozbieżności ulega przytem zmianie.

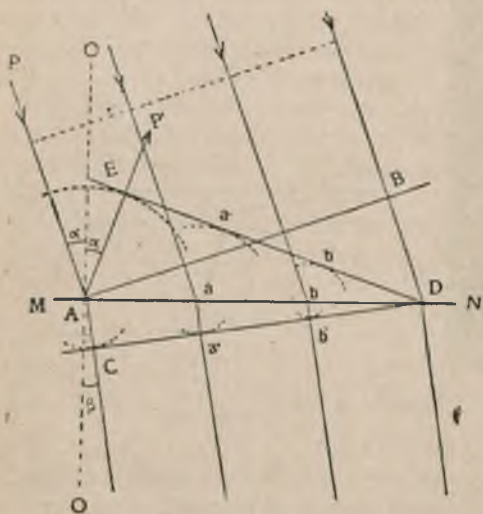
## 196. Przechodzenie fal z jednego ośrodka w drugi.

### Załamywanie się fal.

Powiedzieliśmy już w ustępie poprzednim, że gdy fala, rozchodząca się w pewnym ośrodku, dochodzi do granicy, oddzielającej ten ośrodek od innego, ulega wówczas częściowo odbiciu (ustęp poprzedni poświęciliśmy właśnie temu odbijaniu się fal), częściowo zaś przedostaje się do tego drugiego ośrodka; przytem tworząca się w tym drugim ośrodku fala posiada naogół ruch pod pewnymi względami różny od ruchu w ośrodku pierwszym. Zachodzi tu charakterystyczna zmiana kierunku, w którym fala biegnie, a czynnikiem decydującym o tej zmianie jest różnica prędkości poruszającej się fali w jednym i drugim ośrodku.

Przypuścimy, iż  $MN$  jest prostolinjową (w przestrzeni płaską) granicą między dwoma ośrodkami (rys. 386) i że fala prostolinjowa (wzgl. płaska) posuwa się w pierwszym ośrodku z prędkością  $v$  w kierunku  $PA$  (mówiąc innymi słowy, pada na  $MN$  snop promieni równoległych). Wiemy już z poprzedniego ustępu, że ze spadającej fali  $AB$  utworzy się odbita  $ED$ , która poruszać się będzie w kierunku  $AP'$ ; przytem jeżeli  $AO$  jest prostopadłą do  $MN$ , będziemy mieli  $\angle PAO = \angle OAP'$  (przy  $E, a', b'$ , mamy zaznaczone kropkami fale cząstkowe, wytworzone dokoła punktów  $A, a, b...$ ). Co się dzieć będzie w drugim ośrodku poza granicą  $MN$ ? Przypuścimy, że fala w nim rozchodzi się

z mniejszą prędkością  $v'$ , niż w pierwszym. Wówczas  $A$ ,  $a$ ,  $b...$  staną się kolejno dla drugiego ośrodka źródłami samodzielnymi drgań i dokoła nich powstaną również fale cząstkowe; ale oto w czasie, który



Rys. 386.

upływa między momentem, gdy punkt  $A$  już się stał tem źródłem drgań, a momentem, gdy źródłem tem stanie się punkt  $D$ , fala w pierwszym ośrodku przebiegnie drogę  $BD$ , w drugim droga jej będzie mniejsza, gdyż, jak założyliśmy, prędkość fali w tym drugim ośrodku jest mniejsza. Wobec tego w momencie, gdy punkt  $D$  zacznie dopiero być źródłem drgań, drgania z punktu  $A$  rozejdą się na odległość odpowiednio mniejszą  $AC$ ; dokoła  $A$  wykreślimy tedy falę cząstkową o promieniu  $AC$ , co też na rysunku jest zaznaczone kropkami;

$$\text{oczywiście } \frac{AC}{BD} = \frac{v'}{v}. \quad (1)$$

W tym samym momencie fale cząstkowe, których źródłami są punkty  $a$ ,  $b...$ , będą miały promienie odpowiednio mniejsze, wypadkową zaś tych wszystkich fal cząstkowych będzie fala prostoliniowa (wzgl. płaska)  $CD$ , która już dalej posuwać się będzie z prędkością, odpowiadającą temu drugiemu ośrodkowi w kierunku  $AC$ , innym niż kierunek  $PA$  ruchu fali w ośrodku pierwszym — powiadamy, że zaszło tu *załamanie* fali. Oznaczmy kąt, który tworzy ten nowy kierunek  $AC$  z prostopadłą  $OA$ , t. j.  $\angle OAC$  przez  $\beta$ , nazywając go *kątem załamania* i znajdziemy, w jakim on pozostaje stosunku do kąta padania  $\alpha = \angle PAO$ . Rozumując jak w ust. poprzednim, zauważymy, iż w trójkącie prostokątnym  $ABD$   $\angle BAD = \alpha$ , w trójkącie zaś prostokątnym  $ADC$   $\angle ADC = \beta$  ( $AD \perp AO$ ,  $AB \perp PA$  i  $CD \perp AC$ ). Z pierwszejgo  $\triangle$  mamy

$$\sin \alpha = \frac{BD}{AD} \dots \dots \dots (2)$$

z drugiego

$$\sin \beta = \frac{AC}{AD} \dots \dots \dots (3)$$

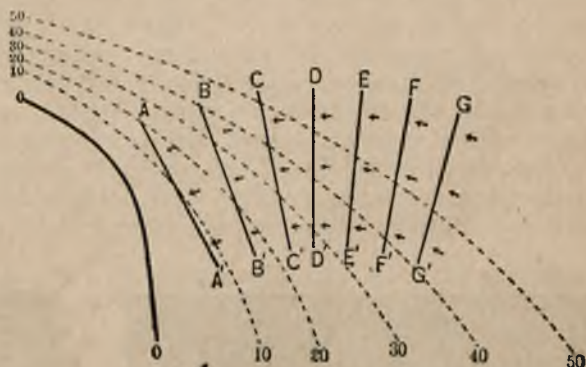
Dzieląc (2) przez (3) i uwzględniając (1), otrzymamy

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{BD}{AC} = \frac{v}{v'} = n \dots \dots \dots (4)$$

Widzimy więc, że, jakkolwiek różnym kątom padania odpowiadać muszą różne kąty załamania, to jednak sinusy tych kątów pozostają w pewnym stałym stosunku, określonym przez stosunek prędkości ruchu fal w obu danych ośrodkach. Ten stały stosunek prędkości jest więc wielkością charakterystyczną dla danych dwu ośrodków i nosi nazwę *spółczynnika załamania*.

Czytelnikowi nasunie się zapewne pytanie, czy np. w dziedzinie tego ruchu falowego, który obserwujemy na powierzchni cieczy i z którego dotychczas czerpaliśmy przykłady, daje się zauważyć podobne zjawisko załamania fali? Istotnie, zauważyć się ono daje, tylko nie w sposób tak prosty jak inne zjawiska, których fotografie zostały przytoczone. Jeżeli, stojąc na brzegu morza będziemy obserwowali fale, podążające ukośnie ku brzegowi i jeżeli woda dalej od brzegu jest znacznie głębsza niż bliżej brzegu, wówczas dostrzeżemy, iż kierunki, w których się układają wały wodne w różnych odległościach od brzegu, są różne nie-

co i w miarę zbliżania się do brzegu zarysowują się mniej więcej tak, jak to przedstawia rysunek 387. Chodzi bowiem o to, że prędkość fal, rozchodzących się na wodzie, zależy od głębokości, a ponieważ stopniowo głębokość ulega tu zmianie, więc i prędkość rozchodzenia się fal jest coraz to inna (linje kropko-



Rys. 387.

wane wyznaczają miejsca o głębokościach, wynoszących odpowiednio 0, 10 m., 20 m. i t. d.). Nie mamy wprawdzie tu dwu ośrodków, którym odpowiadają dwie różne prędkości, ale jakgdyby szereg graniczących ze sobą ośrodków — stąd ta zmiana stopniowa kierunku rozchodzenia się fali. Bądź co bądź poszczególne ogniwa zjawiska zachodzą tu zgodnie z prawem, przed chwilą przez nas podanem.

Inne ważne przykłady stosowności tego prawa poznamy w dalszym ciągu naszych studjów.

### 197. Interferencja fal.

O ile w danym ośrodku rozchodzą się fale z dwu albo większej liczby źródeł, fale te spotykają się, krzyżują, zachodzi t. zw. *interferencja* fal, której charakterystyczne szczegóły zamierzamy omówić. Rys. 388 przedstawia powierzchnię cieczy, na której w dwu miejscach

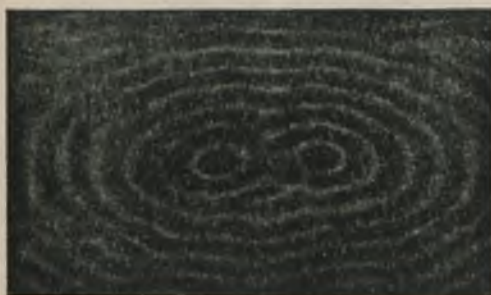
zostały wywołane zakłócenia, skąd rozchodzą się spotykające się ze sobą fale kołowe. Jaki jest skutek tego krzyżowania się fal? Oto, gdy do jakiejś cząsteczki cieczy dojdą obie fale i ona pocnie brać udział w tym ruchu, drgania jej będą wypadkowymi tych drgań, któreby zachodziły w wypadku każdej z tych obu fal oddzielnie. Np. jeżeli



Rys. 388.

w pewnym momencie do tej cząsteczki dojdzie wzniesienie jednego układu fal, a jednocześnie wzniesienie drugiego, to oczywiście cząsteczka ta zostanie wzniesiona ponad poziom normalny o wysokość, równą sumie wzniesień, warunkowanych przez każdy układ oddzielnie; podobnie w miejscu spotkania dwu zagłębień wytworzy się wypadkowe zagłębienie. Jeżeli w miejscu, gdzie leży rozważana cząsteczka, spotka się wzniesienie jednego układu z wgłębieniem

drugiego, wypadkowe wychylenie z położenia równowagi będzie różnicą wychyleń składowych i może się stać, że to wychylenie wypadkowe będzie się równać zeru. Łatwo zdać sobie sprawę, jak się sumują drgania poszczególnie składowe i jak się tworzą z nich drgania wypadkowe w razie krzyżowania się fal różnej długości. Uczynimy to w ust. następnym, tymczasem ograniczymy się do przytoczenia kilku



Rys. 389.



Rys. 390.

jeszcze przypadków interferencji fal na powierzchni cieczy, dających się łatwo otrzymać doświadczalnie.

Rys. 389 przedstawia interferencję dwu jednakowych układów fal, idących z miejsca, gdzie nie zostały tak, jak w wypadku przedstawionym na rys. 388, wytworzone jednorazowe zakłócenia, ale gdzie zakłócenia te powstają perjodycznie (np. przez perjodyczne zanurzanie palca) i fale otrzymują się perjodyczne. Na powierzchni cieczy obserwujemy charakterystyczny desień, utworzony przez góry i doliny, mię-

dzy któremi leżą cząsteczki niewychylone; miejsca, gdzie wychylenia są zerowe, są to miejsca, gdzie się spotykają perjodycznie wgłębienia jednego układu ze wzniesieniami tej samej wartości drugiego.

Jak widzimy tedy, w wypadku rozchodzenia się dwu układów fal, w poszczególnych miejscach ośrodka jedne drgania składowe mogą kasować inne, sprowadzając drganie wypadkowe do zera. Kasowania się drgań nie należy jednak utożsamiać z kasowaniem się fal. Podkreślamy z naciskiem, iż fale, krzyżując się, nie kasują się bynajmniej: każda z nich po spotkaniu biegnie dalej — kasują się jedynie drgania w poszczególnych miejscach ośrodka.

Rys. 390 przedstawia bardziej złożony wypadek interferencji 6 układów fal, wychodzących z 6 miejsc, w których jednocześnie wytwarzają się jednakowe zakłócenia perjodyczne. Tuż przy źródłach krzyżowanie się fal daje obraz zbyt złożony i ma wygląd chaotyczny; cokolwiek jednak dalej zjawisko nabiera prawidłowości — tworzy się wypadkowa fala prostolinjowa z bardziej złożonymi, a symetrycznie z obu stron położonymi odgałęzieniami. Perjodyczne zanurzenie w cieczy pręta całą jego długością, lub krawędzi blachy, przy której to pomocy otrzymywaliśmy wyżej falę prostolinjową (rys. 374, 376), można traktować jako wytwarzanie nieskończonej liczby ułożonych w kierunku prostolinjowym źródeł drgań.

Zaczęliśmy od przykładów interferencji fali na powierzchni wody, gdyż bardzo łatwo w ten sposób zapoznać się z zasadniczymi cechami zjawiska. Powiedziane daje się rozszerzyć na wypadek fal w ośrodku trójwymiarowym.

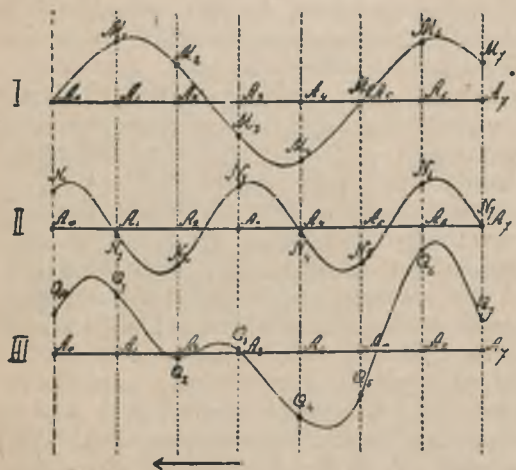
Jeżeli np. w powietrzu mamy dwa źródła fal takich, jak na rys. 370, skąd się rozchodzą fale kuliste zgęszczeń i rozrzedzeń, domyślamy się, że spotkanie się dwu zgęszczeń da w tem miejscu większe zgęszczenie; podobnie rzecz się ma ze spotkaniem dwu rozrzedzeń; w tych miejscach atoli, gdzie zgęszczenia będą się spotykały z rozrzedzeniami, będą się one kasowały nawzajem częściowo lub zupełnie. Obraz w danym razie będzie bardziej złożony, ze względu na to, iż zjawisko zachodzi w przestrzeni, a nie na płaszczyźnie, zasadniczo jednak nie będziemy tu mieli nic nowego.

## 198. Sposób wykreślny sumowania fal; drgania proste i złożone.

Przypuśćmy, iż przez dany ośrodek przebiegają w jednym kierunku z równą prędkością dwie różne fale I i II (rys. 391); przypuśćmy, że obie fale są sinusoidalne, t. j. że powstają z przenoszenia się w ośrodku drgań prostych. Na podstawie tego, co było już powiedziane, niema konieczności rozumienia „grzbietów” i „dolin” tych fal dosłownie; grzbiet może np. oznaczać wychylenie w kierunku rozchodzenia się fali, dolina — wychylenie w kierunku przeciwnym.

Gdyby w ośrodku rozchodziła się tylko fala I, w pewnym momencie mielibyśmy w poszczególnych punktach  $A_0, A_1, A_2, \dots$  wychylenia: zero,  $A_1 M_1, A_2 M_2, A_3 M_3 \dots$  Gdyby przez ośrodek szła tylko fala II,

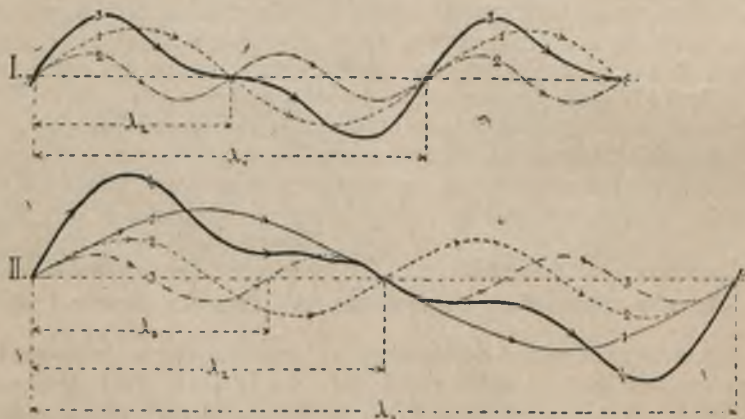
w tym samym momencie w tych samych punktach wychylenia byłyby  $A_0N_0$ ,  $A_1N_1$ ,  $A_2N_2$ ... Jeżeli obie fale idą jednocześnie, wychylenia poszczególne sumują się tak, jak to było wyjaśnione w ust. poprzednim, a więc będą one w tych samych punktach i w tych samych momentach wynosiły odpowiednio  $A_0Q_0 (= 0 + A_0N_0)$ ,  $A_1Q_1 (= A_1M_1 - A_1N_1)$ ,  $A_2Q_2 (= A_2M_2 - A_2N_2)$ ,  $A_3Q_3 (= -A_3M_3 + A_3N_3)$  i t. d.



Rys. 391.

na rys. 391, od prawej strony ku lewej, wówczas w punkcie  $A_0$  kolejno będziemy mieć wychylenia takie, jak w dalej położonych punktach  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ . Wyrysowane krzywe przedstawiają swemi poszcze-

W ten sposób z dwu fal składowych prostych tworzy się fala złożona III, polegająca już nie na przenoszeniu się drgań prostych, lecz złożonych z sumowania się drgań prostych składowych. Jeżeli fale idą tak, jak to zaznaczone jest



Rys. 392.

gólnymi punktami kolejne położenia cząsteczki  $A_0$  ośrodka (porówn. ust. 190). Zatem krzywa III wyobraża drganie wypadkowe zarówno w punkcie  $A_0$ , jak w innych punktach ośrodka, przez które obie fale już przeszły lub przejdą. Nie będzie to już drganie proste, przedsta-



wiane przez sinusoidę — krzywa III jest krzywą bardziej złożonego kształtu. Rys. 392 I przedstawia nam interferencję 2 fal prostych sinusoidalnych, z których jedna jest dwa razy dłuższa niż druga; rys. zaś 392 II daje nam rezultat interferencji 3 fal prostych sinusoidalnych, których długości mają się do siebie, jak 1 : 2 : 3; obszerności drgań składowych są tu różne. W obu razach rezultatem interferencji jest wytworzenie się fali o długości równej długości fali najdłuższej ze składowych, wypadkowe drganie będzie więc miało okres, równy okresowi najpowolniejszego z drgań składowych.

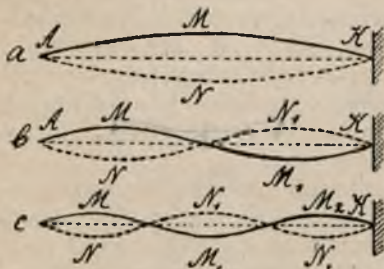
Odwrotnie, gdy w poszczególnych punktach ośrodka mamy drgania złożone, t. j. gdy rozchodzą się fale złożone, możemy się spytać, czy drgania te i fale nie są wynikiem sumowania się drgań i fal prostych; innymi słowy, jeżeli przed chwilą dokonywaliśmy *syntezy* drgań i fal prostych na złożone, czy odwrotnie nie jesteśmy w stanie dokonać *analizy* drgań i fal złożonych. Daje się dowieść (twierdzenie Fouriera), że, o ile fala złożona posiada określoną długość albo, co na jedno wychodzi, drganie złożone posiada wyraźny okres, zawsze możemy takiej analizy dokonać i rozłożyć taką falę i drganie na proste, dające się przedstawić przy pomocy tej czy innej grupy sinusoid.

### 199. Fale stojące.

Szczególny przypadek interferencji fal zachodzi wtedy, gdy fale perjodyczne, podążające ku pewnej granicy ośrodka, spotykają się z odbitemi od tej granicy, idącymi w kierunku wręcz przeciwnym. Tworzą się wówczas t. zw. *fale stojące*.

Fale takie daje się łatwo otrzymać na linie kauczukowej, umocowanej jednym końcem u ściany, gdy drugiemu końcowi liny, trzymanemu w rękę, nadajemy ruch drgający odpowiedniego okresu w kierunku prostopadłym do długości liny. Jeżeli zanotujemy sobie, w jakim czasie na takiej linie powraca do ręki wytworzone przy ręce i przebiegające ku ścianie i z powrotem zakłócenie, np. wzniesienie, wytworzone przez nagłe niewielkie przesunięcie ręki do góry, i następnie będziemy w tym zanotowanym okresie wytwarzali to samo zakłócenie, wykonywając ręką ruch drgający tak, by ręką rytmicznie w tym zanotowanym tempie unosiła się do góry, lina zacznie drgać tak, jak to przedstawia rys. 393a: przy samej ścianie będzie ona nieruchoma — będziemy tam mieli t. zw. *węzeł*; drugi węzeł wytworzy się tuż w pobliżu ręki, lina zaś jako całość, rozpięta między temi węzłami, pocznie drgać, wychylając się to do góry, to na dół, przytem tak, że największa obszerność drgań przypadnie w środku liny, dalej zaś w punktach, coraz bliżej węzłów położonych, będzie ona malała. Jeżeli następnie poruszać będziemy ręką podobnie, lecz w tempie dwa razy prędszem, wytworzy się takie drganie liny, jakie przedstawia rys. 393b — lina podzieli się na dwie części, zawarte między 3 węzłami, z których jeden przypada w środku liny, a dwa w tych miejscach, gdzie były uprzednio; na częściach tych między węzłami będą

się tworzyły kolejno, jak wyżej, góry i doliny, jednak zawsze tak, iż na jednej połowie będziemy mieli górę wtedy, gdy na drugiej wytwo-



Rys. 393.

rzy się dolina, i odwrotnie. Przy okresie drgań ręki 3 razy krótszym od pierwszego powstaną na linie 4 węzły, t. j. lina podzieli się na 3 równe części (rys. 393c), przyczem znowu z doliną będzie zawsze sąsiadowała góra i t. d.

Na linie, drgającej w jeden z powyższych sposobów, widzimy ustalony jakgdyby proces, nie dostrzegając właściwego przebiegania fal w jedną i drugą stronę; stąd właśnie nazwa *fali stojącej*.

Łatwo jest znaleźć związek między prędkością  $v$  rozchodzenia się fali po linie, długością  $\lambda$  tworzącej się fali stojącej, a okresem drgań  $t$  lub, co na jedno wychodzi, częstością drgań  $n$  w jednostce czasu. Weźmy np. przypadek pierwszy (rys. 393 a); w czasie  $t$  fala przebiega wzdłuż liny tam i z powrotem, a więc droga jej wynosi  $\lambda$  (całą falę tworzy góra z doliną; odległość między dwoma sąsiednimi węzłami stanowi połowę fali  $\frac{\lambda}{2}$ );

$$\text{zatem prędkość otrzymujemy } v = \frac{\lambda}{t} \dots \dots \dots (1)$$

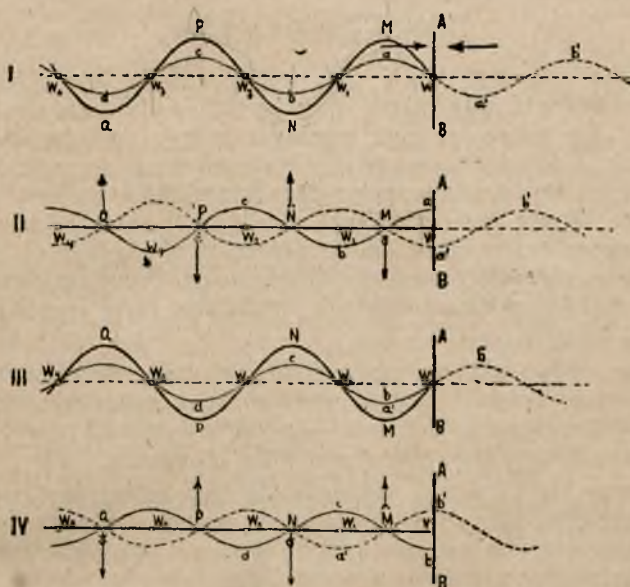
albo, jeżeli zamiast okresu  $t$  weźmiemy jego odwrotność, t. j. częstość drgań  $n = \frac{1}{t}$ ,

$$v = n \lambda \dots \dots \dots (2)$$

Jest to ten sam zasadniczy wzór, który wyprowadziliśmy w ust. 192. W przypadku, przedstawionym na rys. 393b, wzgl. 393c, długość fali jest dwa wzgl. trzy razy mniejsza, natomiast częstość drgań tyleż razy większa; iloczyn zatem  $n \lambda$  pozostaje bez zmiany.

Możemy sobie zdać sprawę z tworzenia się fali stojącej przy pomocy następującego rozumowania. Wiemy, że odbicie fali od ściany nieruchomej zachodzi ze zmianą znaku drgania (ust. 195) — góra odbija się jako dolina i odwrotnie. Zatem, jeżeli biegnie po linie swobodnie fal ku ścianie, fale odbite podążają tak, jakgdyby z poza ściany wybiegały z tą samą prędkością tej samej długości fale, z tą różnicą, że o ile fala czołowa, idąca ku ścianie, dobiega ściany swoją górą, fala czołowa wynurza się jakgdyby z poza ściany swoją doliną. Na rys. 394 z lewej strony mamy właśnie szereg fal, zaznaczonych cieńszą linią ciągłą  $a b c d \dots$ , podążających ku ścianie; z prawej zaś strony te niby wynurzające się z poza ściany fale, zaznaczone kropkami,  $a' b' \dots$ . Zakładamy, iż do chwili, w której to rozpatrujemy, cały szereg fal już

uległ odbiciu, a więc że szereg fal, który wyszedł niby z poza ściany, jest już po lewej stronie ściany i interferuje z układem fal spadających. Rys. I, II, III, IV przedstawiają spotkanie obu układów fal w różnych fazach w miarę posuwania się naprzeciw siebie tych układów. Stosując ten sam sposób rozumowania, co w ust. poprzednim (rys. 391), widzimy, że w punktach  $W, W_1, W_2, \dots$  wypadkowe drganie zawsze się równa zero, zawsze bowiem (jak dla kombinacji, przedstawionych na I, II, III, IV) sumują się w tych punktach równe i wręcz sobie przeciw-



Rys. 394.

ne przesunięcia \*); w tych punktach zatem tworzą się węzły. Natomiast w punktach  $M, N, P, Q$  drgania te albo sumują się tak jak na I, III, albo się kasują tak jak na II, IV, t. j. w miejscach tych tworzą się drgania o obszerności, równej sumie obszerności drgań składowych. W innych punktach sumowanie się zachodzi w sposób podobny i tak tworzy się fala stojąca, zaznaczona na rysunku grubszą linią ciągłą — po takim stanie rzeczy, gdy góry przypadają w  $M$  i  $P$ , doliny zaś w  $N$  i  $Q$ , mamy po upływie  $1/4$  okresu to, co widzimy na rys. II, a mianowicie wszystkie punkty są niewychylone (przechodzą przez położenie równowagi); następnie po upływie  $1/4$  okresu w  $M$  i  $P$  mamy doliny, zaś w  $N$  i  $Q$  góry; jeszcze po upływie  $1/4$  okresu mamy znowu wszystkie punkty niewychylone i t. d.

\*) Zakładamy, że przy przenoszeniu się fali zarówno jak przy odbiciu energia fali nie ulega zmniejszeniu, t. j. że nie ma pochłaniania; tylko w tym razie twierdzić możemy, że w obszerności drgań nie ma przy odbiciu żadnej zmiany.

Jeżeli przez powietrze, zawarte w rurze, będzie przebiegał od jednego jej końca szereg fal podłużnych (porów. ust. 189), które będą się u drugiego końca rury odbijały, utworzy się w rurze przy odpowiedniej wartości okresu przenoszonych drgań fala stojąca podłużna. Rzecz będzie zachodziła podobnie, jak to wyjaśniliśmy na przykładzie fali poprzecznej na linie. Narazie nie będziemy omawiali bliżej zjawiska stojącej fali podłużnej, odkładając to do rozdziału o głosie.

## 200. Uginanie się fal.

Widzieliśmy w ust. 195 i 196, jak dogodnie jest posługiwać się pojęciem *promienia*, gdy mowa o ruchu fali, odbijaniu się jej lub załamaniu. Nie należy jednak wyciągać z tego wniosku, że mamy tu do czynienia z prostoliniowym rozchodzeniem się energii. Gdyby tak było, wówczas w doświadczeniu, przedstawionem na rys. 374, mielibyśmy poza szparą, przepuszczającą falę, tylko rozchodzenie się fali płaskiej, a więc tylko część snopa promieni równoległych, dobiegających z lewej strony do przegrody. Tymczasem (zgodnie z zasadą Huygensa) otrzymujemy tam promienie rozbieżne (falę wypukłą) — fala *uginą się* poza krawędzie szpary.

Podobnie, gdy fala na powierzchni cieczy napotyka przeszkodę w postaci wystającego z cieczy przedmiotu, przedostaje się ona poza ten przedmiot, obiega go dookoła — *uginą się* dookoła niego, jak mówimy, co znowu pozostaje zgodne z zasadą Huygensa.

Zaznaczmy, iż zjawisko uginania się tem mniej jest wyraźne, im mniejsza jest długość fali w stosunku do wymiarów zasłony lub szpary, względem których ma nastąpić to uginanie się. Jeżeli np. fale na powierzchni wody napotykają wystającą z wody wielką skałę, nie przedostają się poza skałę na pewnej od niej odległości, na pewnej tedy przestrzeni poza skałę powierzchnia wody pozostaje w spoczynku; tworzy się tam, jak mówimy, „cień”.

## Cwiczenia i zadania.

243. Dlaczego wysokość wzniesienia lub zagłębienia, wytworzonych na rozpiętym sznurze, jak na rys. 360, zmniejsza się w miarę przenoszenia się coraz dalej po sznurze?

244. Czy w doświadczeniu, przedstawionem na rys. 362, nie dostrzegamy w „zgęszczeniu”, wzgl. w „rozrzedzeniu” jakich zmian, w miarę posuwania się tych odkształceń wzdłuż sprężyny? Czemu należy te zmiany przypisać?

245. Jeżdżący łodzią chętnie podpływają do spotkanego parowca, by się „pohuścić” na wytworzonych przez parowiec falach. Jak sternik winien skierować łódź względem tych fal, by takie huśtanie się nie zakończyło się katastrofą?

246. Punkt zakreśla ruchem jednostajnym tor kołowy o promieniu 8 cm., dokonywając 100 pełnych obiegów na minutę. Jaki jest okres i obszerność drgań rzutu tego punktu na średnicę toru, oraz z jaką prędkością rzut ten przechodzi przez środek swego toru?

247. Narysować wykres ruchu drgającego, o którym mowa w poprzednim zadaniu, przedstawiając na osi odciętych czas = 1 sek. odcinkiem = 2 cm., zaś na osi rzędnych długość = 4 cm. odcinkiem = 1 cm.?

248. Narysować wykres tegoż ruchu, co w zad. 247, nie zmieniając skali odciętych, natomiast zwiększając skalę rzędnych dwukrotnie?

249. Narysować wykres tegoż ruchu, co w zad. 247, nie zmieniając skali rzędnych, natomiast zwiększając skalę odciętych dwukrotnie?

250. W środku wielkiej kuli o mocnych ścianach, wypełnionej powietrzem w zwykłym ciśnieniu, mieści się mały balonik, zawierający gaz, zgęszczony do kilku atmosfer. W pewnym momencie balonik pęka. Opisać, jakie zjawiska pociągnie ten wybuch w powietrzu, wypełniającem kulę.

251. Dokładna obserwacja wskazuje, że przy tworzeniu się fal na wodzie dokoła miejsca, w którym wpadł do wody kamień, w odległościach od tego miejsca, mających się jak  $1^2 : 2^2 : 3^2 \dots$ , obszerność drgań maleje bardziej, niżby tego wymagał stosunek  $1^2 : 2^2 : 3^2 : \dots$ . Czem można to wytłumaczyć?

252. Gdybyśmy wytwarzali fale na powierzchni rtęci w sposób podobny, jak to czyniliśmy z wodą (rys. 376 i inne), zauważylibyśmy, iż rozchodzenie się fal po powierzchni rtęci zachodzi z inną niż na wodzie prędkością. Czem należałoby to przypisać?

253. Podobnie jak w wypadku, przedstawionym na rys. 376, wytwarzamy na wodzie fale przez perjodyczne zanurzanie skrawka blachy kształtu łuku kołowego o promieniu 10 cm. W odległości kilkudziesięciu centymetrów od blachy po stronie jej wklęsłości przypada płaska ściana naczynia, mieszczącego wodę. Jak będzie zachodziło odbijanie się fal od tej ściany?

254. Rozwiązać poprzednie zagadnienie w stosunku do płaskiej ściany naczynia, znajdującej się po stronie wypukłości blachy?

255. Otrzymać metodą wykreślną, podaną w ust. 198, wypadkową dwu fal, podążających w danym ośrodku jednocześnie w jedną i tę samą stronę, jeżeli obszerności drgań w obu są jednakowe, okresy zaś mają się jak  $1 : 4$ ?

256. To samo zadanie, co 255, z tą różnicą, że okresy drgań mają się jak  $4 : 5$ ?

257. To samo zadanie, co 255, z tą różnicą, że okresy drgań są równe, obszerności zaś mają się jak  $2 : 1$ ?

258. To samo zadanie, co 255, z tą różnicą, że obszerności drgań mają się jak  $2 : 1$ , okresy zaś odpowiednio jak  $3 : 2$ ?

259. Czy na powierzchni wody, mieszczącej się w długiej a wąskiej wannie prostokątnej (np. dług. = 200 cm., szer. = 10 cm.), przez zakłócenie powierzchni wody (jak na rys. 376) u jednego końca wanny można otrzymać fale stojące? Jak to uczynić?

260. Wstrząśnienie, wywołane ręką na trzymanym w niej jednym końcu długiej rurki kauczukowej, której drugi koniec umocowany jest przy ścianie, biegnie wzdłuż rurki ku ścianie, a po odbiciu się wraca do ręki, używając na przebycie drogi tam i z powrotem  $\frac{1}{2}$  sek. W jakim tempie poruszać należy ręką, by otrzymać na rurce falę stojącą: a) o dwu węzłach, b) o trzech węzłach, c) czterech węzłach, d) pięciu węzłach?

## CZEŚĆ SZÓSTA.

### O głosie.

#### 201. Znamiona głosu.

Doznając wrażeń słuchowych, oznaczamy je różnemi imionami: mówimy ogólnie o *dźwięku*, *głosie*, lub używamy takich wyrazów, jak *ton*, *szmer*, *szelest*, *świsł*, *huk*, *zgrzyt* i t. p. Mowa potoczna obfituje w te wyrazy, w nauce fizyki atoli wystarczy, jeżeli rozróżnić tylko będziemy *tony* i *szmery*, stosując nazwę tonu do takich dźwięków, w których rozróżniamy wyraźnie określoną *wysokość*, mianując zaś szmerami dźwięki, których wysokość wyraźną nie jest.

Co mianowicie nazywamy wysokością tonu, określić słowami nie-sposób; pragnąc komukolwiek to wytłumaczyć, należy dać mu usłyszeć dwa tony różne, z których o jednym powiemy, że jest *wyższy* od drugiego, względnie że tamten jest *niższy* od pierwszego; należy się uważnie wsłuchać w tę różnicę i w ten sposób tylko pojąć można, co się mianem „wysokość” oznacza. Uderzając kolejno w klawisze fortepianu, coraz dalej na prawo w klawijaturze położone, słyszymy tony coraz wyższe („cieńsze” jak mówią dzieci); przeciwnie, posuwając się coraz dalej ku lewej stronie klawijatury, będziemy otrzymywali tony coraz niższe („grubsze” w terminologii dziecięcej). Słyszac dźwięk skrzypiec, fletu, głos śpiewaka, powiemy, że mamy tu do czynienia z tonami, w każdym bowiem z tych dźwięków rozróżniamy wyraźnie określoną wysokość — ewentualnie do każdego z tych dźwięków dobrać możemy odpowiedni dźwięk fortepianu, uderzając we właściwy klawisz, by otrzymać ton tej samej lub prawie tej samej wysokości. Przypuśćmy jednak, że spada ze stołu obsadka, książka, że ktoś stuknął drzwiami, że słyszymy wystrzał z pistoletu, klaśnięcie w dłoń — czy i w tych wszystkich razach dobrać będziemy mogli tony fortepianu tej samej lub prawie tej samej wysokości? Będzie to trudne lub zgoła niemożliwe. To też tego rodzaju dźwięki, których wysokość nie zaznacza się wyraźnie, nazwiemy ogólnie szmerami. Z drugiej wszakże strony trochę uwagi wystarczy, by spostrzec, że i w szmerach również wysokość w pewnej mierze zarysowuje się — pozwólmy upaść pokolei na stół lub podłogę kilku różnej wielkości obsadkom, ołówkom, różnej wielkości i grubości płytkom drewnianym, szklanym lub metalowym, a w szeregu dosłyszanych szmerów zauważymy natychmiast, iż pewne

z nich są wyższe, wzgl. niższe od innych; stwierdzimy to wszakże tylko, stosując specjalną uwagę, a więc w tych razach cecha, którą nazywamy wysokością, wyraźną nie jest.

Innem znamieniem charakterystycznym każdego dźwięku poza wysokością jest *natężenie*. Uderzmy raz lekko w klawisz fortepianu, a następnie raz jeszcze mocno. W obu razach usłyszymy ton tej samej wysokości, w drugim razem jednak będzie on miał większe natężenie (w mowie potocznej określimy go jako „głośniejszy”).

I wreszcie jeszcze jedno znamię charakterystyczne głosu — *brzmienie*. Oto możemy otrzymać ton określonej wysokości na fortepianie, skrzypcach, czy innym instrumencie, lub też go wyśpiewać. Przypuśćmy, iż ktoś przysłuchuje się tej próbie z drugiego pokoju — wszak będzie wyraźnie rozróżniał, że w pewnym momencie słyszy głos ludzki, to znowu skrzypce lub fortepian. Otóż dla zaznaczenia tych szczególnych różnic, powiadamy, że brzmienie głosu ludzkiego jest inne, niż brzmienie fortepianu lub skrzypiec. Nie należy jednak sądzić, że różnice w brzmieniu są zawsze tak uderzające jak w przytoczonym przed chwilą przykładzie; np. różnice te są znacznie mniejsze dla skrzypiec i altówki, albo dla kilku różnych egzemplarzy tego samego instrumentu, np. kilku skrzypiec.

## 202. Ruch drgający źródeł głosu.

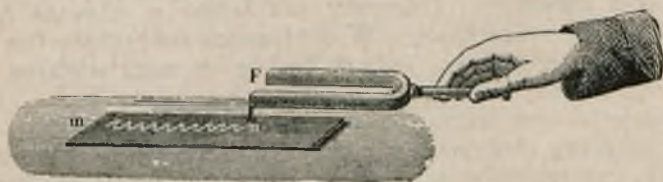
Pragnąc usłyszeć dźwięk struny, musimy ją szarpnąć palcem, uderzyć młotkiem, pociągnąć smyczkiem — słowem, musimy ją tak czy inaczej poruszyć. Jeżeli przyglądać się będziemy dźwięczącej strunie, dostrzeżemy, iż kontury jej nie zarysowują się tak wyraźnie, jak wtedy, gdy nie dźwięczy, dźwięcząc bowiem nie pozostaje w spoczynku. Z drugiej strony, jeżeli dotkniemy dźwięczącej struny ręką, a przez to wykonywany przez nią ruch zatamujemy, dźwięk ustanie.

Jak zobaczymy dalej, to samo, co powiedzieliśmy o strunie, powiedzieć możemy o każdym źródle głosu; ciało, pozostające w spoczynku źródłem głosu nie bywa. Wszakże zarówno struna dźwięcząca, jak dźwięczący dzwon, lub inne jakie źródło, może przyletem nie zmieniać i naogół nie zmienia swego położenia jako całość. Ruch, wykonywany przez źródło głosu, jest *ruchem drgającym* — cząstki dźwięczącego ciała wychylają się z położenia równowagi i drgają dokoła tych położenia na podobieństwo wahadła. Gdy np. palcem szarpniemy strunę, wyprowadzimy w ten sposób ją z położenia równowagi, a zarazem odkształcimy, powstające zaś przytem siły sprężyste warunkują powrót do tego położenia; powrót ten następuje wszakże nie odrazu, ale po sze-



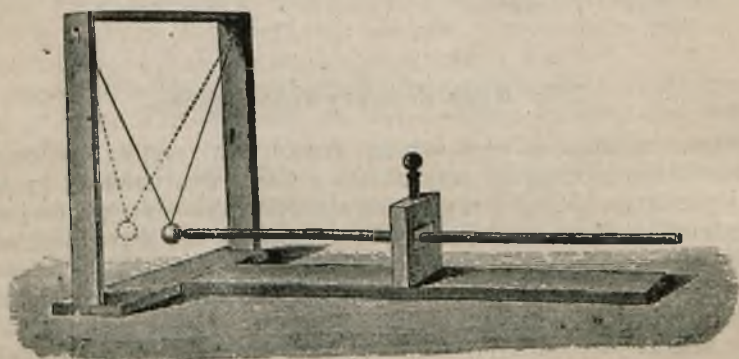
Rys. 395.

regu drgań, wciąż zanikających skutkiem tarcia zewnętrznego i wewnętrznego i udzielania energii ruchu drgającego otaczającemu ośrodkowi; podobnie wahadło, wychylone i puszczone swobodnie, wraca do położenia równowagi po szeregu zanikających wahań.



Rys. 396.

W wielu razach bardzo łatwo wykazać ruch drgający ciała dźwięczącego. Jeżeli np. ramieniem dźwięczącego kamertonu dotkniemy zawieszanej na nitce lekkiej kuleczki (rys. 395), pocznie ona odskakiwać, uwidaczniając tem ruch drgający kamertonu. Jeżeli zaopatrzymy kamerton w ostrze i przesuniemy tem ostrzem, podczas gdy kamer-



Rys. 397.

ton dźwięczy, po okopconem szkłe, ostrze zarysuje linię falistą (rys. 396), co również udowadnia ruch drgający ramienia dźwięczącego kamertonu.

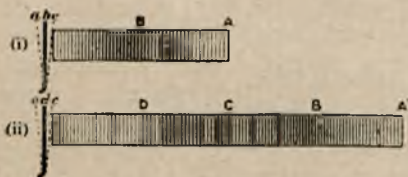
Pręt, zaciśnięty w środku i pocierany podłużnie, daje ostry wysoki ton; zawieszona swobodnie i dotykająca końca pręta kuleczka (rys. 397) odskakuje przytem, wykazując tem drganie podłużne pręta.

### 203. Fale głosowe.

Ciało dźwięczne, drgając, udziela tego ruchu cząsteczkom otaczającego je ośrodka; np. ramię drgającego kamertonu wytwarza w otaczającym powietrzu kolejne zgęszczenia i rozrzedzenia, jak to przed-



stawia rysunek 398 (*a, b, c*, następnie *c, d, e* oznaczają kolejne położenia ramienia. W ten sposób ciało dźwięczące staje się źródłem fali, rozchodzącej się w otaczającym je ośrodku we wszystkie strony (por. ust. 188 — 190). Gdy fala taka dosięga naszego ucha, wprawia w niem drganie błonę bębenkową, oraz szereg złączonych z nią kostek; następnie drgania przenoszą się do t. zw. ucha wewnętrznego, gdzie się



Rys. 398.



Rys. 399.

mieszczą zakończenia nerwu słuchowego; na tem polega fizyczna strona procesu słyszenia.

Gdyby między ciałem drgającym, będącem źródłem głosu, a uchem nie było żadnego ośrodka materjalnego, w którymby się mogła tworzyć fala głosowa, wówczas byłoby niemożliwe otrzymanie wrażenia dźwięku. *Przez próżnię głos się nie przenosi.* Wykazać to możemy w następujący sposób.

Umieścimy pod kloszem pompy powietrznej dzwonek, w który raz po raz uderza młoteczek, poruszany czy to przy pomocy prądu elektrycznego, czy przez jakiegokolwiek urządzenie mechaniczne (rys. 399). Głos dzwonka pod kloszem jest nieco przytłumiony w porównaniu z dźwiękiem tegoż dzwonka nieprzykrytego (dlaczego?); w każdym razie słyszymy go wyraźnie. Gdy jednak poczniemy z pod klosza usuwać powietrze, zauważymy, iż głos staje się coraz słabszy, potęgując się znowu, gdy wpuścimy pod klosz powietrze.

Najpotężniejszy wybuch, któryby zaszedł na słońcu lub na najbliższej planecie, w żadnym razie nie mógłby być przez nas usłyszany, atmosfera bowiem otacza ziemię cienką względnie warstwą, przestrzeń zaś międzyplanetarna jest doskonałą niemal próżnią.

Powietrze jest zazwyczaj tym ośrodkiem, który przynosi do naszego ucha fale głosowe. Fale te jednak tworzą się również w cieczech i ciałach stałych. Połóżmy np. zegarek na końcu długiego stołu tak, by stojąc u drugiego końca nie słyszeć cykania; wystarczy przyłożyć ucho do stołu, a natychmiast chód zegarka usłyszemy — w danym razie drzewo jest ośrodkiem, przenoszącym fale głosowe.

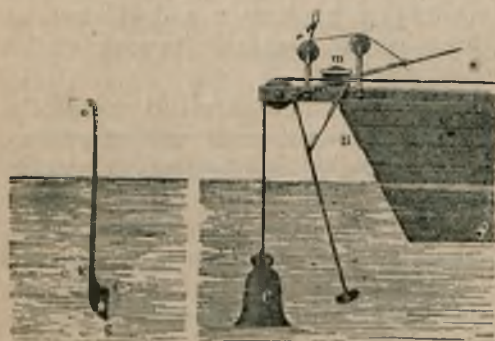
## 204. Prędkość głosu.

Gdy patrzymy z pewnej większej odległości na człowieka, strzelającego ze strzelby lub uderzającego w drzewo siekierą, słyszymy wystrzał lub uderzenie znacznie później, niż widzimy błysk wystrzału, ukazanie się dymu z lufy, lub dostrzegamy wzrokiem, że uderzenie już nastąpiło. Dzieje się tak dlatego, że głos rozchodzi się znacznie powolniej niż światło. Fale głosowe rozchodzą się z różną naogół prędkością w różnych ośrodkach, a w jednym i tym samym ośrodku prędkość ta jest różna w różnych temperaturach.

Wystawmy sobie, że na dwu wzgórzach w pewnej odległości, dającej się dokładnie wymierzyć, a wynoszącej parę kilometrów, ustawione są armaty, przytem z każdego wzgórza można dobrze widzieć, co się dzieje na drugim. Gdy na jednym wzgórzu wystrzela z armaty, obserwator lub obserwatorowie, znajdujący się na drugim, mogą ściśle zanotować podług dokładnego zegara (chronometru), ile sekund upływa od momentu dostrzeżenia wzrokiem wystrzału do momentu usłyszenia huku. To samo uczynić mogą obserwatorowie, znajdujący się na pierwszym wzgórzu, gdy wystrzał dany jest na drugim — pokolei należy dokonywać notowań tego czasu, to na jednym, to na drugim wzgórzu, by wyłaczyć ewentualny, zakłócający wpływ wiatru; w rezultacie znajdziemy pewną średnią wartość. Wobec olbrzymiej prędkości światła (wynosi ona, jak o tem mowa będzie w części następnej naszej książki,  $300000 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ ) czas, w którym światło przebiega drogę

paru kilometrów, jest tak mały, iż przyjąć możemy, że widzimy błysk wystrzału w tym samym momencie, w którym on zachodzi. Możemy więc przyjąć, że czas opóźnienia głosu względem światła jest czasem, w którym głos przebiega odległość między danymi dwiema stacjami obserwacyjnymi. Ze znanej drogi i czasu natychmiast znaleźć możemy prędkość rozchodzenia się fali głosowej w powietrzu w danej temperaturze. W ten sposób istotnie prędkość tę dawniej wyznaczano.

W podobny sposób wyznaczono po raz pierwszy prędkość głosu w wodzie (rys. 400), a działo się to w r. 1827 na jeziorze Genewskim. W nocy na jednej łodzi wywoływano w pewnym momencie wybuch ładunku prochu, a jednocześnie uderzano młotkiem w dzwon, zanurzony w wodzie; z drugiej łodzi obserwowano, jaki czas upływa od chwili ukazania się błysku do chwili usłyszenia,



Rys. 400.

przy pomocy tuby, zanurzonej w wodzie, dźwięku dzwonu (koniec szerokiej tuby był zaciągnięty błoną; fala głosowa, rozchodząca się w wodzie, wprawiała w drganie tę błonę, a za jej pośrednictwem wytwarzała się fala w powietrzu, wypełniającą tubę; u wąskiego wylotu tuby mieściło się ucho obserwatora).

Do wyznaczania prędkości głosu w ciałach stałych posługiwano się najpierw rurami wodociągowymi, z których uprzednio usuwano wodę; w jednym miejscu uderzano w rurę w umówionym czasie, w drugim notowano chwilę usłyszenia sygnału — słychać było przytem dźwięk dwukrotnie, jedną falę bowiem przenosiła rura, drugą — powietrze, wypełniające rurę; ze znanej prędkości głosu w powietrzu można było oczywiście łatwo rozróżnić, który dźwięk której fali należało przypisać. Okazało się, że przez materiał rury głos dochodził znacznie prędzej, niż przez powietrze, w niej zawarte.

Zasada wszystkich tych pomiarów jest bardzo prosta; powyższe jednak sposoby wyznaczania prędkości głosu mają już dziś znaczenie wyłącznie historyczne; dały się one zresztą stosować do takich ciał, które przenosiły fale na znaczną odległość od miejsca wytwarzania fal. Jak zobaczymy niżej, dla znalezienia prędkości głosu w jakimkolwiek materiale, wystarczy rozporządzać niewielkim słupem z tego materiału (niewielkim prętem, o ile jest to ciało stałe).

Oto, jakie znaleziono wartości na prędkość głosu w różnych substancjach, stosując ściślejsze pomiary:

powietrze (0°, 1 Atm.)	331,4	$\frac{\text{m.}}{\text{sek.}}$	stal	5100	$\frac{\text{m.}}{\text{sek.}}$
" (0°, 100 Atm.)	354,0	"	szkło	5060 — 5200	"
" (+ 15°, 1 Atm.)	341,0	"	srebro	2670	"
" (— 79°, 1 Atm.)	279,7	"	ołów	1300	"
woda ( 4°)	1399	"	miedź	3700	"
" (25°)	1457	"	mosiądz	3200	"

W ust. 192 podaliśmy, że prędkość rozchodzenia się fali w ośrodku sprężystym daje się przedstawić zapomocą następującego wzoru:

$$\text{prędkość fali} = \sqrt{\frac{\text{spółcz. spręż.}}{\text{gęstość}}} \dots \dots (1)$$

Znając gęstość i sprężystość określonego materiału, np. stali, możemy drogą rachunku znaleźć wartość prędkości głosu w tym materiale; rezultat takich obliczeń dla ciał stałych i cieczy zgadza się z wynikami doświadczeń. Odwrotnie, wyznaczając prędkość głosu w jakimkolwiek materiale, możemy tą drogą wyznaczyć jego współczynnik sprężystości; metoda ta istotnie znajduje szerokie zastosowanie i bardzo wiele pomiarów prędkości głosu zostało właśnie w tym celu dokonane.

Zauważmy jednak, iż obliczając zapomocą wzoru (1) prędkość głosu w gazach, np. w powietrzu (gęstość powietrza znamy, współczynnik

zaś jego sprężystości, jak wiemy z ust. 106, dany jest przez ciśnienie), nie znajdziemy zgodności z wynikami bezpośrednich pomiarów tej prędkości — liczby, otrzymane z obliczeń, dają wartości mniejsze od rzeczywistych. Fakt ten wszakże daje się wytłumaczyć: oto szybkim, a więc adjabatycznym zmianom gęstości w poszczególnych miejscach powietrza podczas przebiegania przezeń fali głosowej towarzyszą znaczne zmiany temperatury — zgęszczeniu odpowiada wzrost, rozrzedzeniu — obniżenie temperatury. Dla zdania więc sprawy z przebiegu zjawiska należy uwzględnić tę okoliczność. Można dowieść, czego tu czynić nie będziemy, że do obliczania prędkości głosu w gazach należy skutkiem tego stosować wzór cokolwiek odmienny, a mianowicie:

$$v = \sqrt{k \frac{p}{d}} \dots \dots \dots (2)$$

gdzie  $v$  oznacza prędkość głosu,  $p$  ciśnienie (spółcz. sprężystości),  $d$  gęstość,  $k$  zaś stosunek ciepła właściwego gazu pod stałym ciśnieniem do ciepła właściwego w stałej objętości (p. ust. 151). Dla powietrza np.  $k = 1,4$ ; wprowadzając tę poprawkę, uzyskamy zgodność między wartościami prędkości, otrzymanymi z obliczenia i z pomiaru bezpośredniego. Wyznaczanie prędkości głosu w różnych gazach ma nie tyle znaczenie dla badania zjawisk głosowych, ile dla otrzymania tą drogą ważnej z wielu względów liczby  $k$ .

## 205. Natężenie głosu.

Natężenie głosu warunkuje się przez cały szereg okoliczności, dotyczących źródła głosu, ośrodka, przenoszącego fale głosowe, odległości źródła do ucha, oraz własności ucha, odbierającego ostatecznie te fale. O tym ostatnim czynniku natury psychofizycznej mówić tu nie będziemy, — wystarczy przypomnieć znany każdemu fakt, że nie każdy osobnik jest jednakowo wrażliwy na wrażenia dźwiękowe, oraz że jedno i to samo ucho jest na pewne tony (wyższe) wrażliwsze, na inne mniej. Za miarę obiektywną natężenia głosu w danym miejscu ośrodka przyjmujemy ilość energii, przenoszonej w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni (w 1 sek. przez 1 cm.<sup>2</sup>).

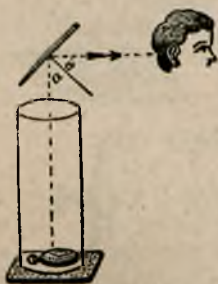
Z tego, co powiedziane było w ust. 193 o energii fali, wypływa bezpośrednio, że przy danym położeniu źródła głosu natężenie w różnych miejscach ośrodka *jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości rozważanego miejsca od źródła* (zakładamy dla uproszczenia, że niema pochłaniania tej energii przez ośrodek). Dalej jest oczywiste, że natężenie przy innych warunkach niezmiennych proporcjonalne jest do energii źródła głosu. Energia ta jest tem większa, im większa masa wykonywa drganie, przytem zachodzi tu stosunek prostej proporcjonalności; co się zaś tyczy obszerności drgań, można dowieść, że energia ta *jest proporcjonalna do kwadratu obszerności*.

Jeżeli wreszcie chodzi o wpływ własności ośrodka, natężenie przy niezmiennej obszerności drgań jest *proporcjonalne do gęstości* (przypomnijmy sobie, jak dobrze rozchodzi się głos w mroźne dni zimowe), a także do *prędkości* rozchodzenia się w nim głosu — wszak im prędkość ta jest większa, tem (przy innych warunkach niezmiennych) więcej przybywa wraz z falą do danego miejsca energii w jednostce czasu.

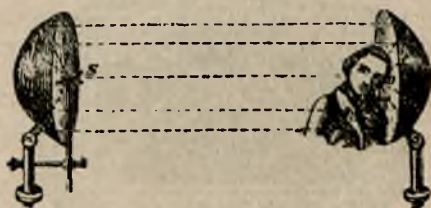
## 206. Odbijanie się głosu. Echo.

Fala głosowa, jak każda fala, ulega na granicy dwu ośrodków odbiciu; zjawisko to zachodzi tak, jak o tem mówiliśmy szczegółowo w ust. 195. W ten sposób głos odbija się od ścian, gór, chmur i t. p. Gdy fala głosowa odbita powraca do tego miejsca, z którego wyszła, otrzymujemy zjawisko *echa*.

Zjawisko odbijania się głosu stwierdzić można przy pomocy następującego prostego doświadczenia (rys. 401). Na dnie naczynia walco-



Rys. 401.



Rys. 402.

wego kładziemy zegarek; umieszczając ucho w pewnej odległości od wylotu naczynia, słyszymy słabe cykanie zegarka; jeżeli jednak nad tym wylotem ustawimy płytkę szklaną, metalową czy drewnianą i pochylimy ją odpowiednio, by fale głosowe, odbite od płytki, jak od *zwierciadła*, skierowały się do ucha, cykanie stanie się natychmiast głośniejsze.

Jeżeli ustawimy dwa wielkie zwierciadła wklęsłe kuliste lub paraboliczne jedno naprzeciw drugiego (rys. 402) i w ognisku jednego z nich umieścimy zegarek, wówczas, trzymając ucho w ognisku drugiego zwierciadła, słyszeć będziemy chód zegarka; wystarczy jednak z tego położenia ucho przesunąć, a natychmiast wrazenie dźwiękowe słabnie lub zgoła ustaje. Rolę zwierciadeł odgrywać mogą sklepienia budowli (rys. 403); w starych kościołach, klasztorach, zamkach znajdujemy ciekawe przykłady tego: słowa, szeptem nawet wymawiane w określonym miejscu sali, wyraźnie dają się słyszeć w innym — również określonym — miejscu.

Pragnąc pokazać zjawisko odbicia głosu naraz większej liczbie osób, możemy użyć t. zw. *plomyka czułego*. Są różne sposoby otrzymani-

wania takich czułych na fale głosowe płomyków; jeden polega na tem, iż nad palnikiem gazowym umieszczamy siatkę (rys. 404) i zapalamy gaz nad siatką (dopływ gazu oraz odległość siatki od wylotu palnika winny być odpowiednio wyregulowane). Fale głosowe, dobiegając do wylotu palnika, warunkują pewne, że się tak wyrazimy, kurczenie się płomyka. Szczególnie płomyki takie są wrażliwe na dźwięki wysokie, szmery, szelesty. Płomyk czuły, umieszczony w ognisku zwierciadła wklęsłego, jak na rys. 402, na miejscu ucha, wykaże zachowaniem się swem wielkiej naraz liczbie osób, że w tem miejscu ześrodkowuje się energia fal głosowych, wysyłanych przez źródło, mieszczące się w ognisku drugiego zwierciadła; przesunięcie płomyka o kilka centymetrów z ogniska odrazu daje zanik reagowania płomyka. Zamiast zegarka w takim razie lepiej jest użyć w tem doświadczeniu świstawki albo innego mocniejszego źródła głosu (doskonale nadaje się do tego t. zw. piszczałka Galtona, o której mowa w ust. 209).

Wystawmy sobie teraz w pokoju mówiącego człowieka. Wytworzone przezeń fale głosowe, rozchodząc się we wszystkie strony, dochodzą



Rys. 403.



Rys. 404.

bezpośrednio do uszu jego własnych, jako też uszu innej osoby lub osób, znajdujących się w pokoju. Jednak do tychże uszu dobiegają (i to po kilkakroć) fale, odbite od podłogi, sufitu, ścian oraz przedmiotów, mieszczących się w pokoju. Oczywiście, jeżeli wymiary pokoju są niewielkie, fale odbite dobiegają w tak krótkim czasie po falach, dochodzących bezpośrednio od źródła głosu, że uwarunkowane przez nie wrażenia słuchowe zlewają się w jedną całość, i osoby, znajdujące się w pokoju, słyszą wymawiane słowa lepiej, aniżeli by słyszały na otwartym powietrzu. Inaczej rzecz się ma, jeżeli wymiary pokoju są wielkie — wtedy fale odbite są znacznie opóźnione w stosunku do dochodzących bezpośrednio i np. gdy fala, idąca bezpośrednio od źródła głosu, przynosi osobie słuchającej pewną sylabę, fale odbite przynoszą sylaby uprzednio już wymówione (na wymawianie sylaby zużywa się normalnie około  $\frac{1}{5}$  sek.); wywołuje to oczywiście zamieszanie we wrażeniu słuchowym i mówimy, że sala jest „nieakustyczna”. Brakowi temu usiłujemy zaradzić, tłumiąc fale odbite przez miękkie meble, kotary, dywany (drżania powietrza, zawartego w fałdach tych przedmiotów, zanikają bardzo prędko); podobną rolę w stosunku do tłumienia

fal odbitych odgrywają ludzie, wypełniający salę, i często bywa, że sala, będąca nieakustyczną, gdy jest pusta, nie zdradza tego braku, gdy się zapełnia ludźmi. Zresztą zagadnienie o akustyczności sal nie jest tak proste; odgrywa tu rolę kształt ścian, zwłaszcza w pobliżu miejsc, gdzie się mieszczą źródła głosu (mówcy, soliści koncertowi, orkiestra); wpływa na to również, co będzie zrozumiałe z poniższego, konstrukcja podestu, na którym te źródła się mieszczą.

Znane dobrze każdemu zjawisko echa warunkuje się odbijaniem fal głosowych od ścian domów, drzew, warstw powietrza w innej temperaturze, niż ta, skąd idzie fala i t. p., przytem konieczne jest oczywiście, by fala odbita wracała do miejsca, gdzie się mieści źródło głosu. Echo może być *jedno-*, *dwu-* i więcej *syłabowe*, zależnie od odległości ściany odbijającej od źródła głosu — np. w wypadku echa dwusylabowego odległość winna być taką, by fala odbita przyniosła nam pierwszą sylabę wymawianego słowa już po wymówieniu całego słowa dwusylabowego. Znane jest również *echo wielokrotne*, powtarzające dany jakiś dźwięk kilka razy. Proponujemy czytelnikowi zastanowić się, samemu, czy w wypadku echa wielokrotnego wystarcza jedna ściana odbijająca, oraz jak ewentualnie dwie lub więcej takich ścian mają być rozmieszczone, by dało się zaobserwować zjawisko takiego echa.

## 207. Uginięcie się głosu. Cień akustyczny.

Na podstawie doświadczenia codziennego wnosić możemy o uginaniu się fal głosowych. Obchodzą one napotykaną na drodze przeszkodę; osoby, znajdujące się w różnych pokojach i nie mogące się nawzajem widzieć, doskonale mogą rozmawiać przy drzwiach otwartych; będąc po jednej stronie pagórka lub budynku, słyszymy wołanie osoby, znajdującej się po stronie drugiej. Wszakże jeżeli *zasłona* jest znacznej wielkości, fale się nie przedostaną na drugą jej stronę — będąc z jednej strony góry, nie usłyszymy wołania ze strony przeciwnej, jakkolwiek odległość od nas do osoby wołającej w prostej linii może być taka, przy której słyszećbyśmy je mogli wyraźnie; tworzy się w tym ostatnim razie tam, gdzie stoimy, „cień akustyczny”.

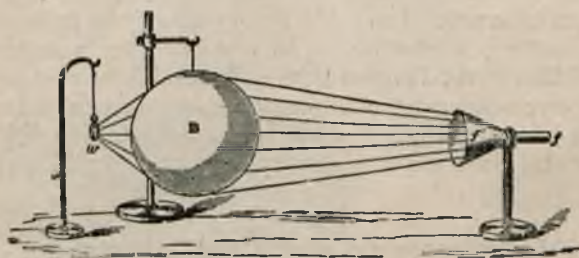
Jak zaznaczyliśmy w ust. 200, tworzenie się cienia zachodzi wtedy, gdy wymiary przedmiotu, względem którego fala się ugina, są znaczne w porównaniu z długością fali. O długości fal głosowych mówić będziemy w ustępie 211; poprzestając tu na wzmiance, że przy tonach bardzo wysokich mamy do czynienia z krótkimi bardzo falami, możemy wykonać proste i łatwe doświadczenie, wykazujące tworzenie się cienia akustycznego. Po jednej stronie zasłony blaszanej lub drewnianej, ok. 1 m.<sup>2</sup> powierzchni, umieszczamy tuż przy niej i przytem koło jej środka źródło głosu, dające wysoki bardzo ton — świstek konduktorski lub jeszcze lepiej piszczałkę Galtona, o której już wzmiankowaliśmy w ust. poprzednim; z drugiej strony zasłony tuż przy niej i również około jej środka umieszczamy czuły płomyk; nie reaguje on na dźwięki użytego źródła, wskazując, że fale stamtąd doń nie docho-

dzą czyli, że w miejscu tem tworzy się cień akustyczny; wystarczy jednak usunąć zasłonę, a płomyk zaczyna gwałtownie się kurczyć na każde odezwanie się piszczałki.

### 208. Załamywanie się fal głosowych.

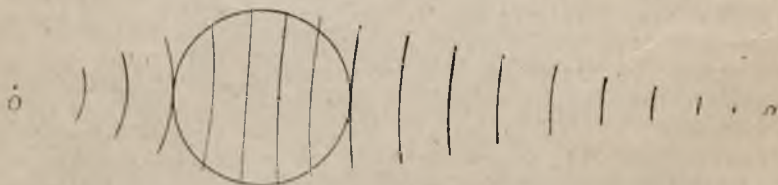
Znakomity uczone i popularyzator angielski, John Tyndall, zrobił następujące piękne doświadczenie, wykazujące zjawisko załamywania się fal głosowych, gdy przechodzą z jednego ośrodka w drugi, w którym prędkość ich rozchodzenia się jest inna.

Brał on balonik kolodjonowy (rys. 405), wypełniony bezwodnikiem węglowym, w którym prędkość głosu jest znacznie mniejsza niż w po-



Rys. 405.

wietrzu. Jeżeli z jednej strony balonika umieszcza się zegarek, daje się stwierdzić, iż z drugiej strony w określonym miejscu chód zegarka wyjątkowo dobrze się słyszy, t. j. że zachodzi w tem miejscu skupianie się energii, wysyłanej przez źródło dźwięku. Rys. 406 tłumaczy, w jaki mianowicie sposób zachodzi w danym razie zmiana fali wypukłej na



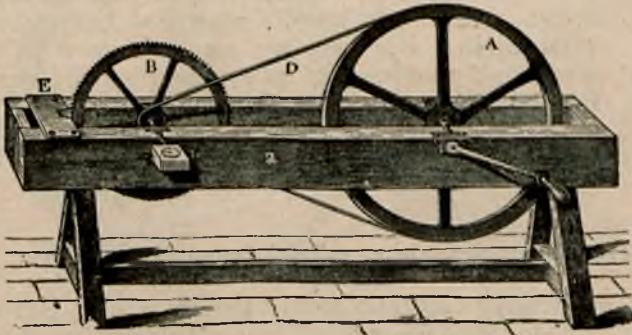
Rys. 406.

wklęsłą, a przez to skupianie się zamiast rozpraszania się energii. W czasie, w którym fala w kierunku  $OO'$  przechodzi przez bezwodnik węglowy, powyżej i poniżej tego miejsca, zarówno jak symetrycznie wszędzie dookoła prostej  $OO'$  rozejdzie się ona na większą odległość, jako że ma mniejszą drogę do przebycia w bezwodniku węglowym, w którym prędkość jej jest mniejsza niż w powietrzu.



## 209. Wysokość dźwięku. Granice słyszalności.

Koło zębate metalowe, znane pod nazwą koła Savarta, wprawiamy przy pomocy wirownicy w ruch obrotowy, przytykając do zębów kawałek tektury (rys. 407). Przy powolnym ruchu słyszymy oddzielne uderzenia zębów o tekturę; przy pewnej dostatecznej prędkości uderzeń oddzielnych nie rozróżniamy, natomiast postrzegamy wyraźny ton, najpierw niski, coraz wyższy jednak, w miarę jak koło obracamy prędszej; o ile prędkość obrotu podtrzymujemy niezmienną, nie zmienia się również wysokość słyszanego tonu. W doświadczeniu tem wywołujemy kolejno powtarzające się wstrząśnienia kawałka tektury i, jeżeli wstrząśnienia te zachodzą perjodycznie w równych odstępach



Rys. 407.

czasu (przy określonej prędkości obrotu), słyszymy ton określonej wysokości; im częstsze są wstrząśnienia, tem ton jest wyższy.

Z tych zarówno jak innych doświadczeń, o których mówimy niżej, wynika, że jakiegokolwiek jest ciało drgające, które stanowi źródło głosu, czy jest to płytka, czy struna, czy słup powietrza, o wysokości słyszanego dźwięku stanowi przy *niezmiennej odległości źródła od ucha* tylko *częstość jego drgań*. *Im drgania są częstsze, im więcej ich przypada w jednostce czasu, tem ton słyszany jest wyższy*. Jeżeli mówimy „im więcej przypada ich w jednostce czasu”, czynimy tak w celu dogodniejszego porównywania tych częstości; drgania nie mają koniecznie trwać całą sekundę, wystarczy pewien ułamek sekundy; odwrotnie jednak nie wynika z tego, że jednego lub dwu drganie źródła wystarczy dla spowodowania wrażenia tonu — liczba ta musi być większa, by nasz organ słuchu zareagował.

Z badań nad wysokością tonów wypływa jeszcze jeden ciekawy fakt, a mianowicie, że jeżeli częstość drgań jest mniejsza lub większa od pewnej wartości granicznej, wówczas wrażenia słuchowego nie otrzymujemy wcale. Tak, niższą *granicę słyszalności* otrzymujemy mniej więcej przy częstości 16 drgań w sekundzie (mówimy „mniej więcej” z powodu, iż pewne wahania zachodzą tu w zależności od indywidualnej wrażliwości ucha obserwatora); trudniej jest podać wyż-

szą granicę słyszalności — dla przeciętnego ucha przypada ona przy 30000 drgań w sekundzie. Przy pomocy koła Savarta lub syreny, o której mówić będziemy w najbliższym ustępie, bardzo łatwo pokazać istnienie niższej granicy słyszalności; co się tyczy granicy wyższej, nadaje się do tego doskonale piszczałka Galtona (rys. 408), o której wspominaliśmy już w ust. 206 i 207. Gdy zadmiemy w nią przy pomocy złączonej z nią pompki gumowej, usłyszymy wysoki ostry ton; przez wkręcanie główki i robienie przez to piszczałki coraz krótszą, czynić możemy ton piszczałki coraz wyższym, ze zmniejszającej się zaś wciąż wysokości zawartego w piszczałce słupka powietrza obliczać możemy odpowiadającą danemu tonowi częstość drgań (o tem mowa będzie, gdy wogóle rozważać będziemy działanie piszczałek). Nie wdając się narazie w te obliczenia, stwierdzić możemy, że gdy przekroczymy pewną wysokość tonu, staje się ona potem coraz mniej wyraźna, wreszcie żadnej zgoła wysokości ocenić nie jesteśmy w stanie.




Rys. 408.

## 210. Wyznaczanie częstości drgań źródeł głosu.

Pragnąc wyznaczyć częstość drgań danego źródła głosu, możemy albo zmusić to ciało drgające do zanotowania w pewien sposób swych drgań, albo uzyskać ton tej samej wysokości przy pomocy odpowiedniego urządzenia, które daje możność rachowania dokonywanych przez nie drgań.

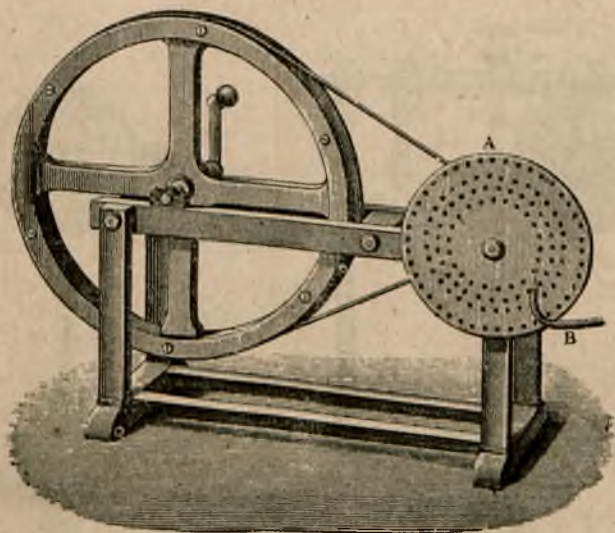
Jeżeli, jak wyżej (rys. 396), do jednego ramienia *widełek strojowych (kamertonu)* przytwierdzimy lekkie ostrze, po wprawieniu zaś widełek w ruch drgający (przez uderzenie, pociągnięcie smyczkiem) przesuniemy je nad szklaną płytką okopconą, by koniec ostrza dotykał płytki, ostrze wykreśli linię falową, znacząc w ten sposób drgania kamertonu. Używając zamiast płytki okopconego walca, obracającego się z wiadomą prędkością, możemy wyznaczyć czas, w którym kamerton kreśli pewną liczbę fal, a stąd znaleźć, ile wykonywa drgań w sekundzie.

Używając w takim samym doświadczeniu dwu kamertonów, z których jeden ma znaną częstość drgań, możemy porównać liczby fal, wykreślonych jednocześnie przez oba kamertony, a stąd wyznaczyć nieznaną częstość drgań drugiego kamertonu.

Zgodnie z umową międzynarodową widełki strojowe, dające t. zw. normalne *a* () , winny wykonywać dokładnie 435 drgań w sekundzie.

Nie każde wszakże ciało drgające potrafi tak znaczyć swe własne drgania, jak to czyni kamerton. Użyć wtedy można innej metody, ko-

rzystając z faktu, że każde inne ciało, dające tej samej wysokości ton, wykonywa drgania tej samej częstości (zakładamy, że oba źródła są nieruchome względem nas, a dlaczego robimy to zastrzeżenie, stanie się dla czytelnika zrozumiałe po przeczytaniu ust. 212). Wprawmy np. w ruch obrotowy znane już nam koło Savarta i doprowadźmy prędkość obrotu do tej wartości, przy której usłyszymy ton tej samej wysokości, co badany przez nas. Gdybyśmy potrafili utrzymać prędkość koła niezmienną, a jednocześnie wyznaczyć, ile obrotów wykonywa koło w określonym czasie, wówczas z tego, oraz ze znanej liczby zębów



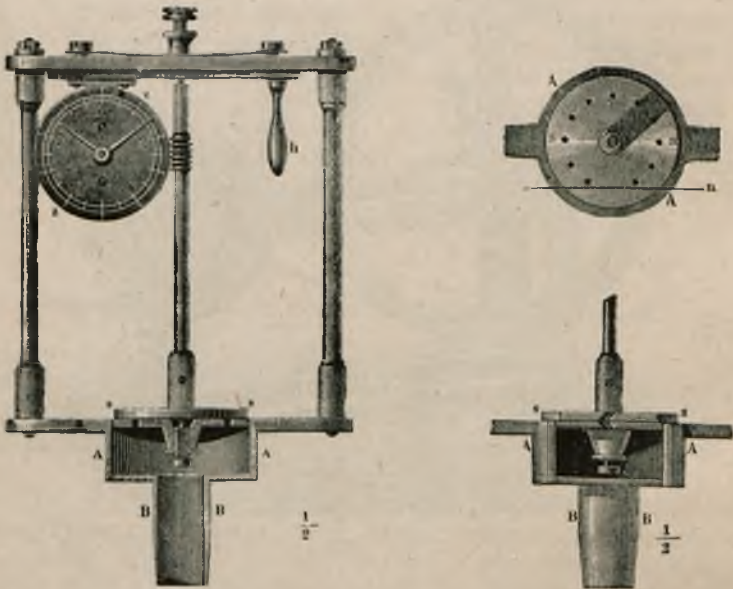
Rys. 409.

na obwodzie koła łatwo byłoby obliczyć, ile drgań w sekundzie odpowiada danemu tonowi.

Zazwyczaj do doświadczenia takiego używa się t. zw. syreny. Rys. 409 przedstawia najprostszej konstrukcji syrenę Seebecka. Jest to krążek z szeregiem lub kilku szeregami otworków, ułożonych w równych odstępach na okręgu koła jednego lub też kilku kół współśrodkowych. Wprawiając w ruch krążek, puszczamy z rurki, skierowanej na otwórki, w jednym szeregu umieszczone, strumień powietrza; przechodzi ono swobodnie przez przesuujące się u wylotu rurki otwórki, zostaje jednak wstrzymywane za każdym razem, gdy przed wylotem rurki staje część krążka, przypadająca między otworkami. Wytwarzamy w ten sposób szereg następujących po sobie periodycznie wstrząśnięć powietrza, tem częstszych, im prędzej obraca się krążek, a tem powodujemy powstanie określonej wysokości tonu. Regulując prędkość obrotu krążka, osiągnąć możemy ton tej wysokości, co badany; z prędkości obrotu krążka, którą winniśmy wyznaczyć, oraz z liczby

otworków na obwodzie, znaleźć możemy liczbę drgań w sekundzie, warunkującą danej wysokości ton.

Rys. 410 przedstawia doskonalszą syrenę Cagnard de Latoura. Powietrze wdmuchuje się przy pomocy odpowiedniego miecha lub pompki do niewielkiego zbiornika metalowego, skąd wydostaje się ono przez otworki w pokrywie, tworzące szereg kołowy lub kilka takich szeregów, jak w syrenie Seebecka. Tuż nad przykrywą osadzony jest na osi pionowej krążek z otworkami, rozmieszczonymi jak w przykrywie, tak że przy pewnych położeniach krążka otworki jego przypadają nad otworkami przykrywy. Otworki w krążku i przykrywie wycięte są nie



Rys. 410.

prostopadle do ich powierzchni, lecz ukośnie, tak, jak to przedstawia rysunek, skutkiem czego pod ciśnieniem wypływającego przez otworki powietrza krążek zostaje wprowadzony w ruch obrotowy, a przez to prąd ów jest perjodycznie przerywany i to tem częściej, im większą jest prędkość obracania się krążka. Działanie tu jest podobne jak w syrenie Seebecka, tylko silniejsze, wobec tego, że mamy nie jeden, ale szereg jednocześnie przerywanych strumieni, wypływających z szeregu otworków. Oś pionowa, na której osadzony jest krążek, powinna się obracać z małym bardzo tarcem, aby po zejściu otworków krążka z ponad otworków przykrywy, ruch krążka mógł skutkiem bezwładności trwać dalej, a przez to by znów otworki krążka mogły przyspaść nad otworkami przykrywy i przerwany chwilowo prąd powietrza mógł znowu się przez otworki wydostać. Na osi krążka widzimy naciętą śrubę bez końca, w której skręty wpadają zęby koła zębatego, stanowiącego część

składową liczydła. Całkowity obrót osi powoduje obrót koła zębatego o jeden ząb, wraz z kołem zaś obraca się wskazówka na podziałce liczydła, umożliwiając w ten sposób notowanie liczby obrotów. Dopływ powietrza do syreny regulujemy tak, by otrzymać ton tej wysokości, co badany; notując następnie liczbę obrotów, dokonanych przez krążek w określonym czasie, możemy z tego oraz z wiadomej liczby otworków obliczyć szukaną częstość drgań.

## 211. Długość fal głosowych.

W ust. 192 podaliśmy bardzo ważny wzór, ustalający zależność między prędkością rozchodzenia się fali ( $v$ ), długością fali ( $\lambda$ ) a częstością drgań źródła ( $n$ ):

$$v = n \lambda \dots \dots \dots (1)$$

Spróbujmy się zorientować, jakiej to długości bywają fale głosowe w powietrzu w temperaturze, dajmy na to, pokojowej? Przyjąć wówczas możemy, iż prędkość głosu jest okragło =  $340 \frac{\text{m.}}{\text{sek.}}$ .

Znajdźmy długość fali, wysyłanej przez kamerton, dający normalne  $a$ . W tym razie  $n = \frac{435}{\text{sek.}}$ ,

a więc 
$$340 \frac{\text{m.}}{\text{sek.}} = \frac{435}{\text{sek.}} \cdot \lambda$$

skąd 
$$\lambda = \frac{340}{435} \text{ m.} = 0,782 \text{ m.} = 78,2 \text{ cm.}$$

W podobny sposób znajdziemy dla tonu, przypadającego na niższej granicy słyszalności  $\left( n = \frac{16}{\text{sek.}} \right)$

$$\lambda = \frac{340}{16} \text{ m.} = 21,25 \text{ m.};$$

dla tonu zaś, leżącego przy wyższej granicy słyszalności  $\left( n = \frac{30000}{\text{sek.}} \right)$

$$\lambda = \frac{340}{30000} \text{ m.} = \frac{34000}{30000} \text{ cm.} = 1,13 \text{ cm.}$$

Jak widzimy więc, długości fal w powietrzu dla tonów, które słyszemy, zawierają się mniej więcej w granicach od 1 cm. do 21 m. Używając w doświadczeniu z uginaniem się fal głosowych (ust. 207) piszczałki Galtona, dającej bardzo wysoki ton, mieliśmy do czynienia z falą o długości ok. 2 cm.; wobec tej długości wymiary zastony o powierzchni 1 m.<sup>2</sup> były istotnie dość wielkie, jak to wówczas podkreślaliśmy.

## 212. Zjawisko Dopplera.

Jeżeli w tym czasie, gdy słuchamy pewnego tonu, odległość między źródłem głosu a uchem naszym ulega zmianie, słyszymy innej wysokości ton, niżbyśmy słyszeli wówczas, gdyby to samo źródło było względem nas nieruchome. Łatwo zdać sobie możemy z tego sprawę. Przypuśćmy, iż źródło głosu, pozostające względem nas w niezmienniej odległości, wykonywa  $n$  drgań w sekundzie, a więc wysyła w kierunku naszego ucha tyleż zgęszczeń, przedzielonych rozrzedzeniami. W ten sposób do błony bębenkowej ucha zgęszczenie za zgęszczeniem dochodzi co  $\frac{1}{n}$  sek. i zostaje ona wprowadzona w drgania o tej samej częstotliwości, co częstość drgań źródła. Przypuśćmy teraz, że odległość między uchem a źródłem ulega zmianie, np. że się zbliżamy do źródła, idąc że tak powiemy, na spotkanie podążającym ku nam falom; w tym razie zgęszczenie po zgęszczeniu dochodzić będzie do błony bębenkowej ucha nie co  $\frac{1}{n}$  sek., lecz częściej, t. j. liczba drgań w sekundzie, w które wprowadzona zostanie błona, będzie większa niż liczba drgań źródła w sekundzie; innymi słowy, słyszeć będziemy w tym razie ton wyższy niż przy niezmienniej odległości ucha od źródła.

Rozumując w ten sam sposób, wytłumaczymy fakt, iż podczas oddalania się od nas źródła głosu wysokość słyszanego tonu jest niższa niż ta, którą postrzegalibyśmy przy odległości stałej.

Zjawisko to, znane pod nazwą zjawiska Dopplera, łatwo daje się dziś obserwować na ulicach większych miast przy coraz większym rozpowszechnieniu samochodów. Przysłuchajmy się uważnie tonowi syreny samochodu, podczas gdy samochód nas mija, a zauważymy odrazu, że ton ten w chwili mijania staje się z wyższego niższy.

Rys. 411 przedstawia zabawkę, której użyć można w celu łatwego zademonstrowania zjawiska Dopplera. Jest to piszczałka, do której przytwierdzony jest pęcherz lub balonik (dziwaczno kształtu); je-

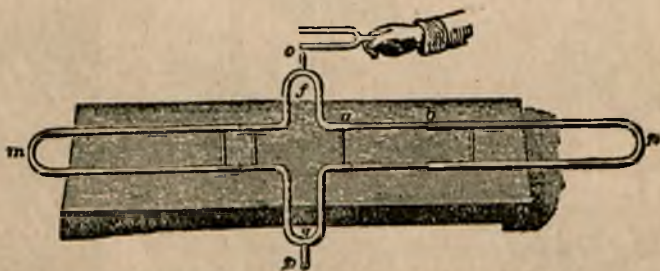
żeli, wdmuchując powietrze, wydmiemy balonik i uczynimy w nim zapas zgęszczonego nieco pod sprężystym uciskiem błony powietrza, to wypływając wprawi ono w drganie blaszkę w piszczałce i usłyszymy zabawny ostry ton. Jeżeli uprzednio przytwierdzimy do tej zabawki sznurek i podczas, gdy zacznie „grać“, zakręcimy nią jak procą, usłyszemy wyraźne periodyczne zmiany wysokości tonu piszczałki, zachodzące w okresie, równym okresowi całkowitego obiegu zabawki dookoła ręki.

## 213. Interferencja głosu. Dudnienia.

O ile w danym ośrodku rozchodzą się fale z dwu lub więcej źródeł głosu albo wytwarzają się przez odbicie dwie lub kilka fal, wów-

czas stwierdzić możemy znane już nam z rozważań w ust. 197 zjawisko interferencji.

Interferencję fal głosowych pokazać można w rozmaity sposób, między innymi przy pomocy rury Quincke'go, przedstawionej na rys. 412. U jednego wylotu rury umieszczamy źródło głosu; fale po przebyciu krótkiego kanału rozgałęziają się i podążają dwoma wygiętymi kanałami, poczem te dwa układy fal spotykają się i biegną na zewnątrz przez drugi krótki kanał, u którego wylotu mieści się ucho obserwatora lub też który się łączy z odpowiednim urządzeniem, mogącem w obserwacji zastąpić ucho. Jedno z wygiętych ramion przyrządu daje się wysuwać i wsuwać po nieruchomych częściach drugiego ramienia, przez co osiągnąć możemy, że drogi, przebyte przez fale w obu ramionach mogą być równe albo różne. O ile drogi te są rów-



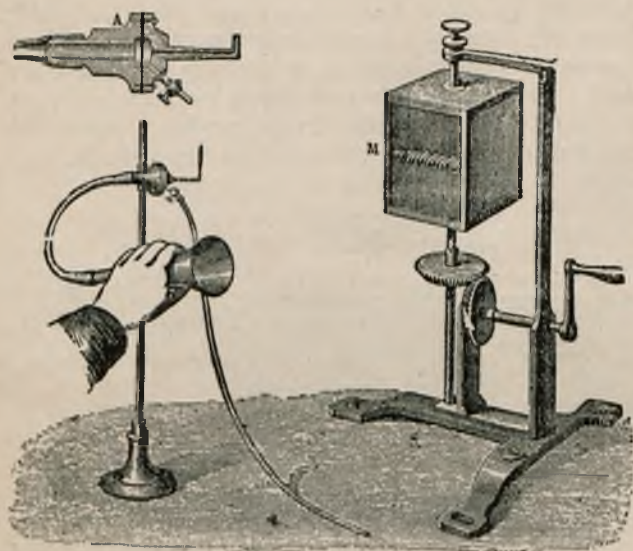
Rys. 412.

ne, fale spotykają się w fazach zgodnych i wzmacniają się; jeżeli jedna z tych dróg jest o pół fali (lub wogóle nieparzystą liczbę półfal) dłuższa, wówczas przy spotkaniu fal drgania się kasują; przy różnicy dróg, wynoszącej całą falę (lub wogóle parzystą liczbę półfal), mamy oczywiście znowu potęgowanie się drgań.

Że istotnie przy rozsuwaniu rury dzieje się tak, jak mówimy, stwierdzić można bezpośrednio uchem, przykładając je do wylotu rury i zatykając jednocześnie drugie ucho, by poprzestać na wrażeniach, wywołanych jedynie przez fale, biegnące przez przyrząd. Należy tylko użyć źródła głosu (np. kamertonu) o tonie dostatecznie wysokim, by mieć do czynienia z falą niezbyt długą; wtedy przy rozsuwaniu rury stwierdzamy kolejne zanikania wrażenia słuchowego, a notując odpowiednie położenia ruchomej części przyrządu na nieruchomej, zmierzyc możemy bezpośrednio długość fali, a stąd według wzoru (1) z ust. 211 znaleźć częstość drgań źródła.

Jeżeli pragniemy pokazać zjawisko większej naraz liczbie osób, użyć możemy t. zw. *plomyka manometrycznego*, który wogóle znajduje wielkie zastosowanie w doświadczeniach akustycznych. Rys. 413 wyjaśnia urządzenie potrzebnego do tego przyrządu. Fale głosowe dochodzą przez kanał do komory, oddzielonej błoną od drugiej komory, przez którą przepływa gaz, zanim zostanie zapalony u wylotu palnika. O ile błona przeegradzająca jest w spoczynku, niema żadnych

wahań w ciśnieniu gazu (zakładamy, że ze zbiornika gaz płynie pod ciśnieniem stałym) i płomyk gazowy ma określoną długość, którą wyregulować możemy przy pomocy kurka w palniku. O ile jednak błona zostaje wprawiona w drgania przez wpadające do komory fale głosowe, wywołuje to perjodyczne zmiany w ciśnieniu, pod którym gaz płynie do palnika i płomyk to się wydłuża, to staje się krótszy. Ob-



Rys. 413.



Rys. 414.

serwując płomyk bezpośrednio okiem, nie dostrzeglibyśmy tych wahań, zachodzą bowiem zbyt często; jeżeli jednak obserwować będziemy obraz płomyka w wirującym zwierciadle, wówczas przy niezmienniej długości płomyka widzicie będziemy w zwierciadle świetną wstęgę wszędzie jednakowej szerokości, natomiast przy drganiach płomyka wstęga będzie zazębiona, jak to przedstawia rys. 414.

Pragnąc zastosować płomyk manometryczny do powyższych doświadczeń z interferencją głosu, należy komorę przyrządu, przeznaczoną do otrzymywania fal, połączyć rurą kauczukową (możliwie szeroką i krótką; dlaczego?) z wylotem rury Quincke'go. Jako źródła głosu użyć należy piszczałki lub trąbki, dającej dość wysoki ton.

Bardzo ciekawy i z wielu względów ważny przypadek interferencji głosu mamy w t. zw. *dudnieniach*. Jeżeli słuchamy naraz dwu tonów, niewiele różniących się wysokością, postrzegamy perjodyczne słabnięcie i potęgowanie się głosu i to tem częstsze, im większa jest różnica wysokości obu źródeł. Takie *dudnienia* usłyszymy z łatwością, gdy szarpniemy dwie struny, lub podniecimy dwa kamertony, dające tony prawie tej samej wysokości (mając dwa kamertony o zupełnie



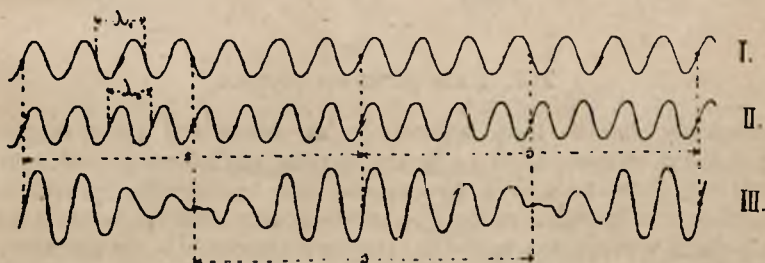
jednakowej wysokości, a więc, jak się mówi, dostrojone do siebie, możemy jeden z nich więcej lub mniej „rozstroić” przez przytwierdzenie do jego ramienia większego lub mniejszego ciężarka lub też umieszczenie jednego i tego samego ciężarka w różnych miejscach ramienia kamertonu, rys. 415); usłyszymy również dudnienia, dmąc w dwie piszczałki o tonach, niewiele się różniących; jeżeli zaś mamy



Rys. 415.

dwie piszczałki o dokładnie jednakowych tonach, ton jednej z nich możemy nieco zmienić, osłaniając ręką jej wylot.

Dla wytłumaczenia tego zjawiska, wystawmy sobie, iż krzywa I (rysunek 416) daje obraz fali, podążającej do naszego ucha od źródła o tonie niższym, krzywa zaś II przedstawia falę, idącą ku nam od źródła o tonie wyższym. Na pewnej drodze zatem, którą właśnie przed-



Rys. 416.

stawia rysunek, mieści się 16 fal krótszych i 14 dłuższych. W rezultacie zachodzącej tu interferencji otrzymamy falę wypadkową, która jest wykreślona według wskazówek, podanych w ust. 198. Z rysunku widzimy odrazu, iż w tym czasie, w którym liczba drgań jednego źródła przewyższa o *dwa* liczbę drgań drugiego (w którym zatem jedno źródło wysyła o *dwie* fale więcej niż drugie), zachodzi *dwa* razy osłabienie głosu. Zatem jeżeli w sekundzie jedno źródło wykonywa  $n_1$ ,

drgań, drugie zaś  $n_2$ , to liczba tych osłabień, a więc liczba dudnień wyniesie w sekundzie  $n_1 - n_2$ .

Oto jedno proste i ciekawe doświadczenie, w którym pokazać możemy jednocześnie i zjawisko dudnień i zjawisko Dopplera, a do którego potrzebne są dwa kamertony o jednakowej dokładnie wysokości, osadzone na t. zw. pudłach rezonansowych jak te, które widzimy na rys. 415 (bez takiego pudła ton kamertonu jest słaby; wytłumaczymy to niżej w ust. 216). Jeden z kamertonów stawiamy na stole, drugi zawieszamy na sznurze o długości 1,5 — 2 m. Podniecamy oba kamertony, by głośno dźwięczały, i stwierdzamy, że gdy oba są w spoczynku, żadnych dudnień nie słysząc, gdy jednak zawieszony kamerton rozbujamy jak wahadło, wyraźnie występują dudnienia, najczęstsze podczas przechodzenia bujającego się kamertonu przez położenie równowagi. Proponujemy czytelnikowi zorientować się bliżej samemu w całym tem zjawisku.

Ze zjawiska dudnień korzystamy, gdy pragniemy dostroić do siebie dwa źródła głosu; dopóki dają się słyszeć dudnienia, częstości drgań nie są równe. Jeżeli syrena daje ton niezupełnie tej samej wysokości, co ton badany, który jednocześnie słyszymy, występują dudnienia; regulując bieg krążka syreny, możemy doprowadzić oba tony do zupełnej zgodności, t. j. do t. zw. *unisonu*. Przy pomiarach wszakże z syreną niema koniecznej potrzeby doprowadzania do unisonu. Przypuśćmy, iż przy osiągniętej i ustalonej prędkości krążka syreny, obliczona częstość drgań wynosi 346 w sekundzie; słuchając zaś syreny i badanego źródła, notowaliśmy dudnienia w liczbie 4-ch na sekundę, przyczem rozróżnialiśmy, że ton syreny jest cokolwiek niższy od tonu badanego. Wówczas oczywiście częstość drgań źródła badanego wynosi 350 w sekundzie  $\left(\frac{350}{\text{sek.}}\right)$ .

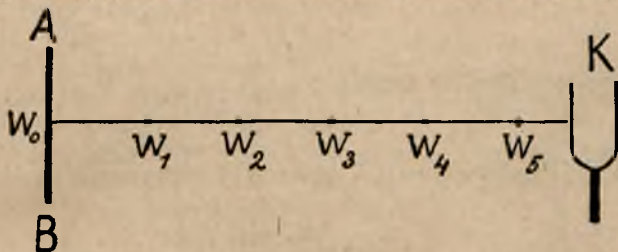
## 214. Fale głosowe stojące.

Umieścimy źródło tonu wysokiego w odległości paru metrów od ściany lub od ustawionego pionowo ekranu metalowego, jakiego używaliśmy do doświadczeń z tworzeniem się cienia akustycznego (ust. 207). Jako źródło głosu może być użyta piszczałka Galtona, a jeszcze lepiej dające wysoki ton widełki strojowe (bez pudła rezonansowego!) o krótkich grubych ramionach, które winny być ustawione w płaszczyźnie prostopadłej do ściany, wzgl. ekranu, jak to przedstawia rys. 417. Fale głosowe będą wówczas biegły między innymi w kierunku  $KW_0$ , prostopadłym do ściany, a po odbiciu będą wracały tą samą drogą. Fale padające wraz z odbitemi będą interferowały i otrzymamy tu przypadek analogiczny do tego, który rozpatrywaliśmy w ust. 199. Jak tam na sznurze, tak tu w powietrzu przy zadośćuczynieniu pewnemu warunkowi, tworzyć się będą *fale stojące*. Istnienie węzłów ( $W_1, W_2, W_3, \dots$ ) wykryć można w danym razie przy pomocy płomyka czulego, który umieszczony w nich zachowuje się spokojnie, gdy natomiast

w miejscach pomiędzy węzłami kurczy się gwałtownie. Z tego, co było powiedziane w ustępie 199 o fali stojącej poprzecznej, rozumiemy, iż i w tym razie, gdy tworzy się fala stojąca podłużna, odległość między kolejno przypadającymi węzłami stanowi połowę długości fali ( $\frac{1}{2}\lambda$ ). W  $W_0$  przy samej ścianie odbijającej musi się oczywiście wytworzyć węzeł, natomiast w  $K$  mieści się drgające ramię kamertonu, a więc miejsce to winno leżeć w odległości od najbliższego węzła równej połowie odległości między węzłami ( $\frac{1}{4}\lambda$ ). Warunkiem zatem niezbędnym, któremu się czynić winno zadość w tem doświadczeniu, jest ten, by odległość kamertonu od ściany równała się nieparzystej liczbie ćwiartek fal, wysyłanych przez kamerton ( $(2n+1)\frac{\lambda}{4}$ , jeżeli  $n$  równa się liczbie całkowitej). Wynajdując bezpośrednio z doświadczenia miejsca węzłów, a więc wyznaczając w ten sposób długość fali  $\lambda$ , możemy według zasadniczego wzoru

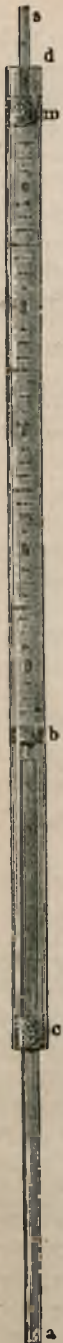
$$v = n\lambda$$

albo obliczyć prędkość głosu w powietrzu, skoro znane jest  $n$  (częstość drgań kamertonu), albo odwrotnie, o ile znamy już  $v$ , znaleźć częstość drgań użytych w doświadczeniu widełek strojowych.



Rys. 417.

Znakomity fizyk niemiecki, Kundt, podał następujący prosty sposób otrzymywania stojących fal głosowych. Przez korek, zamykający jeden koniec położonej poziomo rury szklanej o średnicy kilku centymetrów (rys. 418) przetykamy pręt szklany, by został w ten sposób w swym środku przytrzymany; pocierając wystającą część pręta  $ac$  kawałkiem sukna, zwilżonego alkoholem, wprawiamy pręt w drgania podłużne (por. ust. 202, rys. 397), a zarazem słyszymy wysoki ostry ton. Krążek tekturowy, przytwierdzony do mieszczącego się w rurze końca  $b$  pręta, drga w kierunku długości rury, a wytworzone przez to w powietrzu, wypełniającej rurę, fale odbijają się od powierzchni korka, zatkniętego w drugim końcu rury i dającego się przy pomocy krótkiego pręta  $s$  wsuwać głębiej w rurę lub wysuwać. Tworzą się więc tu, jak w powyższem doświadczeniu, fale stojące, a przesuwanie korka, odbijającego fale, potrzebne jest do tego, by odległość drgającej płytki tekturowej od tego korka uczynić równą nieparzystej liczbie ćwiartek fali, jak to zostało wyżej wyjaśnione. Dla uwidocznienia two-



rzających się węzłów wysypujemy uprzednio do rury i rozmieszczamy wzdłuż całej jej długości nasienie widłakowe (licopodium) albo starty na drobny pyłek korek; spędzany z tych miejsc, gdzie drgania są największe, lekki ten proszek gromadzi się w węzłach, jak to właśnie przedstawione jest na rysunku; mierząc przy pomocy skali milimetrowej odległość między środkami dwu dalej od siebie położonych gromadek proszku i dzieląc tę długość przez liczbę przypadających między temi miejscami półfal, następnie zaś, powtarzając taki pomiar kilkakrotnie, wyznaczyć możemy z dostateczną ścisłością długość  $\lambda$  tworzącej się fali. Jeżeli znamy częstość  $n$  drgań pręta (o tem będziemy jeszcze mówili niżej), znaleźć możemy tą drogą prędkość głosu w powietrzu ( $v = n\lambda$ ). W ten sam sposób moglibyśmy znaleźć prędkość głosu w innym gazie, którym należałoby rurę wypełnić.

Przypuśćmy teraz, iż znamy prędkość głosu w powietrzu  $i$ , posługując się podaną metodą, przy pomocy tego samego pręta, a więc mając to samo  $n$ , znajdujemy w powietrzu długość fali  $\lambda$ , w innym zaś gazie, wypełniającym rurę (np. bezwodniku węglowym)  $\lambda'$ . W takim razie prędkość  $v$  głosu w powietrzu jest

$$v = n\lambda \quad \dots \dots \dots (1)$$

zaś w tym drugim gazie

$$v' = n\lambda' \quad \dots \dots \dots (2)$$

Z podzielenia wzoru (2) przez (1) otrzymujemy

$$\frac{v'}{v} = \frac{\lambda'}{\lambda} \quad \dots \dots \dots (3)$$

t. j. prędkości mają się do siebie jak odpowiednie długości fal.

Z (3) mamy więc na wartość prędkości głosu w użytym gazie

$$v' = \frac{\lambda'}{\lambda} v \quad \dots \dots \dots (4)$$

Metodę Kundta zastosować można i do cieczy, wypełniając niemi rurę i używając odpowiednich proszków do zaznaczania węzłów. Jak zobaczymy niżej, metoda ta pozwala również znaleźć prędkość głosu w materjale użytego pręta, który sporządzić można zarówno dobrze ze szkła, jak ze stali, miedzi i t. p. Słowem, metoda ta daje się zastosować do wszystkich ciał; ją to mieliśmy na myśli, mówiąc w ust. 204, że dziś do wyznaczenia prędkości głosu nie potrzebujemy urządzać doświadczeń na wielkich przestrzeniach, jak to czyniono dawniej.

Rys.  
418.

## 215. I n t e r w a l e.

Gdy słyszymy dwa tony takiej czy innej wysokości, mówimy, że tworzą one ze sobą pewien *interwał*. Jeżeli wysokości obu tonów są jednakowe, powiadamy, że tworzą *unison*; w innych razach interwale oznaczamy mianem *oktawy*, *kwinty*, *kwarty*, *tercji* i t. d.

Wyznaczając częstość drgań obu tonów, tworzących dany interwał, przekonywamy się, że nie zależy on od wartości bezwzględnej tych częstości, jeno od stosunku, w jakim pozostaje częstość drgań jednego do częstości drgań drugiego.

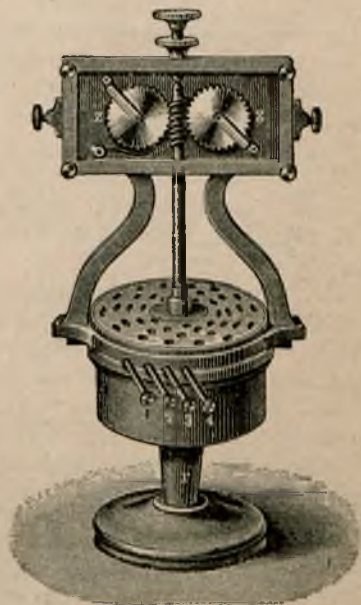
Możemy wykonać ciekawe doświadczenia, rozporządzając kilku kołami Savarta, osadzonemi na wspólnej osi (rys. 419) i mającemi liczby zębów, pozostające w pewnym określonym stosunku. Przypuśćmy, jak zresztą zwykle się robi, że na pierwszym kole mamy

$n$  zębów, na drugim  $\frac{5}{4}n$ , na trzecim  $\frac{3}{2}n$ , na czwartym  $2n$  (np. 60, 75, 90, 120). Do takiegoż doświadczenia użyć można syreny Cagnard de Latoura (rys. 420), zaopatrzonej w cztery szeregi otworków, co do liczby podobnie ustosunkowanych (np. 8, 10, 12, 16).

Wprawiamy koła Savarta w ruch obrotowy i przytykamy dwa skrawki tektury do zębów pierwszego i czwartego koła, albo puszczamy w syrenie prąd powietrza przez pierwszy i czwarty szereg otworków (służą do tego specjalne kłapy). Jeżeli ruch kół, wzgl. krążka syreny czynimy prędszym lub wolniejszym, tony stają się coraz wyższe lub niższe, wszakże w stosunku jednego do drugiego zachodzi niezmiennie pewne powinowactwo, które określamy, mówiąc, że dane dwa tony tworzą *oktawę*. Zauważmy, że przez cały czas częstości drgań, warunkujące dane tony, mają się jak 1 : 2. Gdy to samo doświadczenie powtórzymy, posługując się pierwszym i trzecim kołem Savarta (pierwszym i trzecim szeregiem otworków syreny Cagnard de Latoura), stwierdzimy znowu, że pomimo zmiany wysokości obu tonów, towarzyszących zmianom prędkości ruchu obrotowego, tony te tworzą wciąż pewną charakterystyczną kombinację, a mianowicie tworzą interwał, zwany *kwintą*; w tym razie częstości drgań mają się wciąż jak 2 : 3.



Rys. 419.



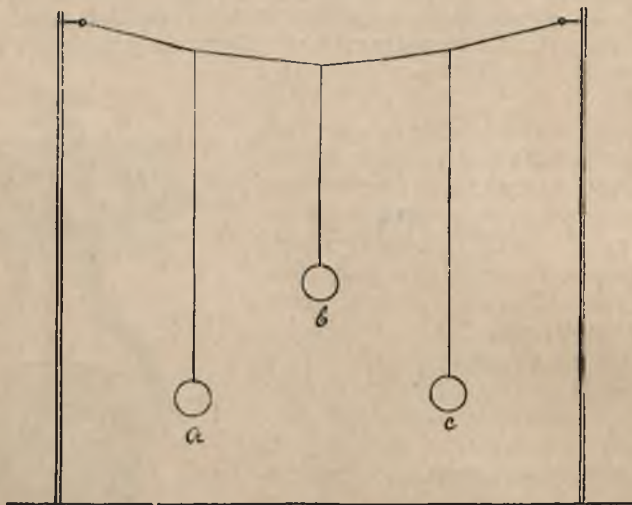
Rys. 420.

W ten sposób przekonywamy się, iż tylko stosunek częstości drgań obu źródeł, które dają tony, stanowi o interwale. Możemy więc ustalić:

unison	1 : 1
oktawa	1 : 2
kwinta	2 : 3
kwarta	3 : 4
tercja wielka	4 : 5 i t. p.

## 216. Rezonans. Drgania własne i podniecane.

Zawieśmy na rozpiętym poziomo sznurze trzy wahadła, utworzone z kulek na nitkach (rys. 421), przytem niech dwa z nich mają długości jednakowe, trzecie zaś niech będzie, dajmy na to, krótsze. Uspokójkmy najpierw wszystkie trzy, aby się zupełnie nie wahały, a następnie wychylmy z położenia równowagi i pozwólmy się wahać jednemu z dwu wahadeł równej długości. Zobaczymy, iż zaczyna na to jak-



Rys. 421.

gdyby odpowiadać drugie wahadło tej samej długości — poczyną się wahać i stopniowo obszerność tych wahań rośnie, podczas gdy obszerność wahań pierwszego wahadła maleje. Wreszcie to wahadło, któreśmy wychylili z położenia równowagi, prawie się zatrzymuje, a drugie wykonywa wachania o obszerności nie wiele mniejszej od tej, z jaką pierwsze rozpoczęło swoje wachania. Teraz role wahadeł się zmieniają: pierwsze zaczyna się znowu wahać, przyczem obszerność jego wahań wciąż rośnie — przejmuje ono jakgdyby na siebie z powrotem wachania drugiego, którego obszerność drgań stopniowo maleje. Wy-

miana taka powtarza się wielokrotnie, przyczem skutkiem nieuniknionego tarcia największe kolejne wychylenia jednego i drugiego wahadła stają się coraz mniejsze, wreszcie zanikają zupełnie. Rzeczą godną uwagi jest, że trzecie wahadło — innej długości niż tamte dwa — pozostaje na to jakgdyby obojętne: od czasu do czasu trochę się porusza, lecz natychmiast znowu się zatrzymuje, tak że naogół powiedzieć możemy, iż na drgania dwu tamtych wahadeł zupełnie nie reaguje.

W doświadczeniu powyższym mamy przykład zjawiska t. zw. *rezonansu mechanicznego*. Mówimy, że wahadło tej samej długości co pierwsze, a więc mające ten sam okres drgań, *rezonuje* na drgania pierwszego; wahadło zaś krótsze (wogóle innej długości), którego okres drgań jest inny niż okres pierwszego, nie rezonuje.

Pragnąc zjawisko to wytłumaczyć, zważmy, że rozbujać wahadło możemy albo przez pojedyncze mocniejsze wytrącenie z położenia równowagi, albo przez stosowanie wielokrotne mniejszej siły, np. lekkie potrącanie pędzelkiem lub dmuchanie. Jedno jest tylko konieczne w tym drugim razie, a mianowicie, aby te drobne poszczególne pchnięcia przychodziły *w porę*. Wie o tem każdy, kto choć raz w życiu huśtał kogoś lub sam się huśtał na huśtawce. Trzeba, by te kolejno po sobie następujące potrącenia w jedną i tę samą stronę zachodziły w odstępach czasu, równych okresowi albo wielokrotnych względem okresu wahań wahadła, które chcemy rozbujać.

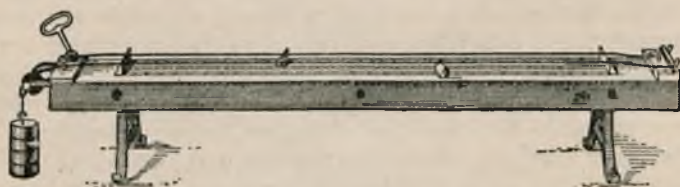
Otóż w powyższym doświadczeniu drgania pierwszego wahadła warunkują wstrząśnienia, przenoszone przez sznur do obu innych wahadeł. Wszakże rytm tych wstrząśnień zgodny jest z okresem drgań wahadła tej samej długości, niezgodny zaś z okresem drgań wahadła krótszego. Oto dlaczego poszczególne te drobne działania na wahadło tej samej długości przy sumowaniu potęgują się i dają widoczne działania wypadkowe, podczas gdy to działanie wypadkowe na wahadło krótsze ostatecznie równa się zeru, poszczególne bowiem działania kasują się nawzajem.

Znany jest zakaz rytmicznego przemarszu większej liczby osób, np. oddziału wojska, przez mosty. Zakaz ten datuje się od zerwania się w Anglii mostu wiszącego podczas przemarszu wojska. Most wprawdzie posiada pokaźną masę i niełatwo go rozbujać; wszakże może on wykonywać drgania o pewnym właściwym jemu okresie i, jeżeli słabe, lecz rytmiczne wstrząśnienia, wywołane przez stąpanie maszerujących, zejdą się zgodnie z okresem drgań własnych mostu, sumowanie się wielkiej liczby tych drobnych działań dać może w wyniku potężną katastrofę, co się też zdarzyło.

Poszczególным przypadkiem rezonansu mechanicznego jest rezonans akustyczny. Jeżeli dwie struny t. zw. *sonometru* (rys. 422) — przyrzędu, o którym jeszcze niżej będziemy mówić, nastroimy na ten sam ton, a następnie jedną z tych strun szarpniemy lub pociągniemy smyczkiem i zaraz potem dotkniemy ręką, by stłumić jej dźwięk, usłyszymy w dalszym ciągu tej samej wysokości ton: to druga struna, nastrojona na unison, *rezonuje*; przekonujemy się o tem, dotykając jej ręką i stwierdzając, że wtedy natychmiast dźwięk ustaje. Pośredni-

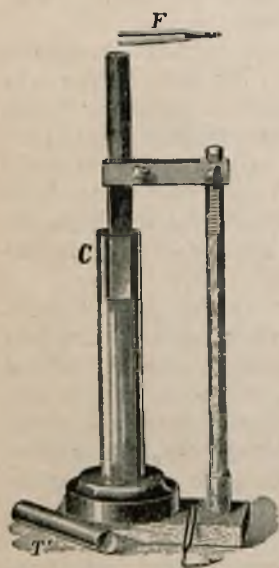
kiem w przenoszeniu drgań jest tu oczywiście powietrze oraz wspólna podstawa drewniana, na której struny są rozpięte.

Gdy postawimy jeden w pobliżu drugiego dwa kamertony na pudłach rezonansowych, dające tony tej samej wysokości, i podniecimy młotkiem lub smyczkiem jeden z tych kamertonów, drugi pocznie re-



Rys. 422.

zonować, o czym tak samo się przekonywamy, jak w powyższem doświadczeniu ze strunami. Następujące doświadczenie wykazuje rezonans słupa powietrza, które drgając staje się źródłem głosu (szczegóły o tem niżej). W cylindrze szklanym mamy wodę (rys. 423), a w niej zanurzony drugi cylinder, otwarty u obu końców; jeżeli nad otworem górnym tego drugiego cylindra umieścimy ramiona drgającego kamertonu i będziemy ów cylinder wysuwać z wody do góry, wzgl. zanurzać głębiej, zmieniając w ten sposób wysokość zawartego w górnej jego części słupa powietrza, spostrzeżemy, iż przy pewnem położeniu cylindra słyszany ton potęguje się znacznie: to słup powietrza danej długości rezonuje na ton kamertonu danej wysokości. Używając kamertonu, który daje ton innej wysokości, zauważymy, iż rezonans występuje przy innem położeniu cylindra, t. j. przy innej długości słupa powietrza, przyczem tonom wyższym odpowiadają słupy krótsze.



Rys. 423.

Kamerton drgający, trzymany za nóżkę w powietrzu, daje ton słaby; wzmacniamy ten ton, opierając nóżkę kamertonu o stół, w tym bowiem razie drgania kamertonu udzielają się płycie stołu, a przez to większej masie powietrza otaczającego. Wszakże jeszcze bardziej spotęgujemy ton kamertonu, jeżeli umieścimy kamerton, jak o tem już zresztą parokrotnie wspominaliśmy, na *pudle rezonansowem* właściwych wymiarów, a więc zawierającym większą lub mniejszą masę powietrza, odpowiednio do wysokości tonu kamertonu, przyczem pudła mniejsze odpowiadają tonom wyższym.

Pod działaniem odpowiednio zmieniających się perjodycznie sił zewnętrznych można każde ciało zmusić do wykonywania wszelkich



drgań; naogół jednak drgania te trwają tylko dopóty, dopóki działają te siły zewnętrzne i zanikają bardzo prędko — niemal niezwłocznie — po ustaniu tego działania. Dzieje się inaczej tylko wtedy, gdy okres zmienności działania zewnętrznego zgodny jest, a więc równy lub wielokrotny okresowi drgań własnych ciała, jak to mieliśmy w rozpatrzonych przed chwilą przykładach, kiedy zachodzi zjawisko rezonansu. Po odjęciu nóżki drgającego kamertonu od stołu dźwięk głośny ustaje; natomiast po zatrzymaniu wahadła, struny, kamertonu, które wzbudziły drgania innego wahadła, innej struny, innego kamertonu, drgania tamtych trwają, zanikając powoli. W pierwszym wypadku mamy do czynienia z drganiami t. zw. *podniecanemi*, w drugim — ze *swobodnemi*. Błona bębnekowa naszego ucha wykonywa drgania podniecane i ucho nasze reaguje w ten sposób na dźwięki w szerokich względnie granicach. Czytelnik może sobie wyobrazić, co by to było, gdyby błona ta miała wyraźny okres drgań własnych, jak ma je np. wahadło lub kamerton.

### 217. Drgania złożone źródeł głosu.

W ust. 202 podaliśmy sposób, przy którego pomocy widełki strojowe same mogą wykreślić swe drgania; uważne badanie wykreślonej krzywej wskazuje, że jest ona niemal dokładną sinusoidą, czyli (por. ust. 190) drganie widełek strojowych jest niemal dokładnie drganiem *prostem* lub *harmonicznem*.

Umiemy zmusić również inne źródła do notowania swych drgań. Tak np. oświetlając określone miejsce drgającej struny, można odfotografować to miejsce na przesuwającej się prędko płycie fotograficznej i wówczas otrzymujemy na tej płycie krzywą linię, przedstawiającą drgania danego miejsca struny. Rys. 424 przedstawia kilka takich fotografii. Jak widzimy, krzywe te bynajmniej nie są sinusoidami.

Możemy wreszcie w celu wykreślnego przedstawiania drgań źródeł głosu skorzystać z pewnej właściwości błon sprężystych, a mianowicie ich podatności do wykonywania bardzo różnych drgań podniecanych. Błona taka, poddana działaniu fali, którą wysyła dane źródło głosu, przejmuje i wykonywa takie same drgania jak to źródło, a jeżeli jest zaopatrzona w kolec (podobnie jak kamerton w doświadczeniu z ust. 202), może te drgania zanotować.

Rys. 425 przedstawia t. zw. *fonautograf*; fale głosowe wpadają do muszli, na której dnie mieści się błona, zaopatrzona w ostrze, dotykające walca, pokrytego sadzą. Gdy błona drga, ostrze kreśli na obracającym się walcu linię krzywą. Na rys. 426 mamy kilka takich krzywych. Jak widzimy, mają one naogół kształt bardzo złożony.

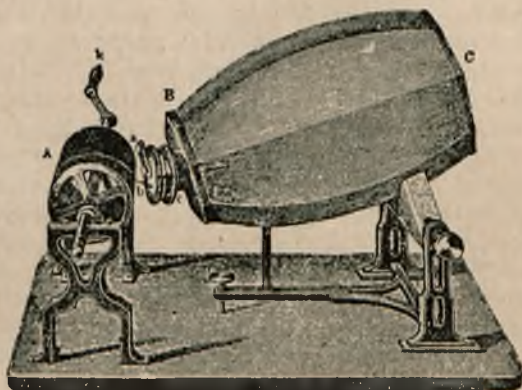
Ta sama zasada wyzyskana jest w tak dobrze dziś znanym każdemu *fonografie* i *gramofonie*. Rys. 427 przedstawia fonograf Edisona w jego pierwotnej postaci, rys. 428 zaś daje przekrój schematyczny tego przyrządu. Fale głosowe, trafiając do muszli drewnianej, wprawiają w drganie osadzoną u jej spodu błonkę metalową lub łyszczkową;

za pośrednictwem cienkich wałeczków kauczukowych, które tłumią drgania własne błony, drgania podniecane, w które jest ona wprowadzona, udzielają się sprężynce, na której końcu mieści się niezbyt ostry kolec. Jeżeli pod kolcem przesuwana się płyta lub walec, pokryte wo-



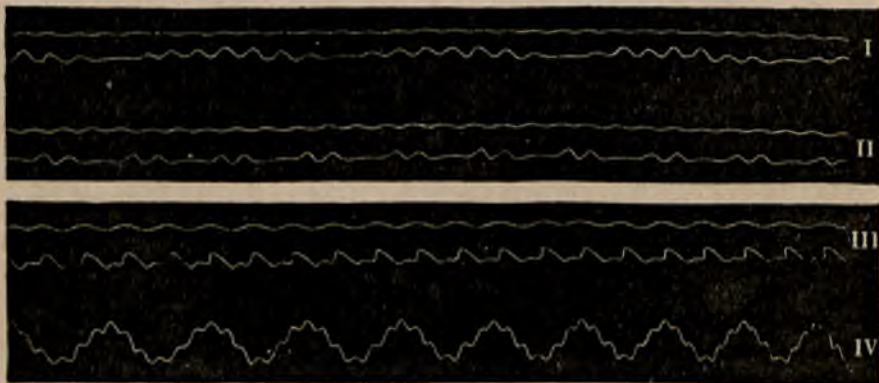
I II III IV

Rys. 424.



Rys. 425.

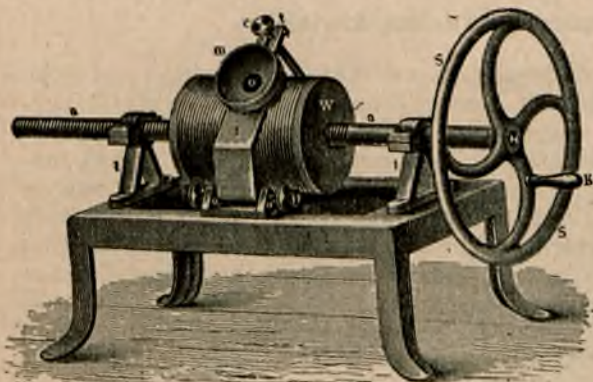
skiem, kolec drgając wyciska w wosku rowek zmiennej głębokości. Rys. 429 przedstawia profile paru takich rowków. Jeżeli następnie płytką lub walec z wyrzeźbioną na nich krzywą przesuwana się będą pod kolcem, by ten pozostawał w rowku zagłębiony, kolec, a następ-



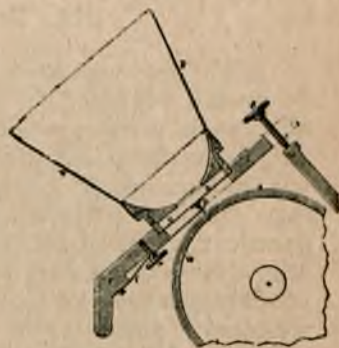
Rys. 426.

nie błona zostaną wprowadzone w takie same drgania, jak te, które uprzednio wykonywało dane źródło głosu: przyrząd powtórzy te dźwięki.

Otóż jest rzeczą godną uwagi, że źródła głosu o różnym brzmieniu dają krzywe różnych kształtów, a zatem między brzmieniem a sposobem drgania źródła głosu zachodzi niewątpliwie jakiś związek.



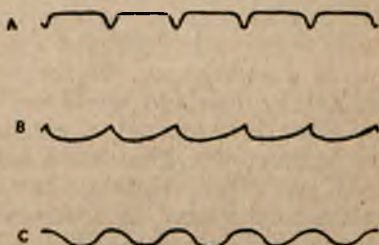
Rys. 427.



Rys. 428.

Podobnie na związek między sposobem drgania źródła głosu a postrzeganym brzmieniem wskazują doświadczenia z płomykiem manometrycznym (ust. 213). Zazębienia smugów świetlnych, obserwowanych w zwierciadle wirującym, wyglądają inaczej dla głosu ludzkiego, inaczej dla trąbki myśliwskiej i t. p.

W ust. 198 mówiliśmy o sumowaniu drgań prostych, przedstawionych przez sinusoidy i widzieliśmy, jak dają się tą drogą otrzymać drgania złożone (rys. 391). To też przyjąć nam może na myśl, że odwrotnie w tych razach, gdy krzywa drgań przedstawia się jako złożona, można ją uważać za wypadkową pewnej liczby sinusoid, t. j. że dane drgania złożone dają się rozłożyć na składowe drgania proste.



Rys. 429.

Że istotnie wszelki ruch perjodyczny można otrzymać przez składowanie pewnej liczby ruchów drgających prostych, dowiódł tego matematyk francuski Fourier. Obszerność drgań, zarówno jak fazy tych składowych drgań prostych muszą być odpowiednio dobrane, częstości zaś winny być całkowitymi wielokrotnościami częstości najmniejszej (jeżeli zatem tę częstość najmniejszą oznaczymy przez  $n$ , inne

częstości mogą być wzięte jedynie z szeregu:  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$ ,  $5n$ ... i t. d.). Na pytanie to w stosunku do drgań głosowych otrzymać możemy jeszcze odpowiedź twierdzącą na drodze doświadczalnej, o czym mowa będzie w ust. 218, a w ten sposób rozstrzygnąć zagadnienie, na czym polegają różnice w brzmieniu.

## 218. Brzmienie. Analiza dźwięków.

Wielu zapewne czytelnikom znany jest fakt, że, przykładając ucho do muszli większego rozmiaru, słyszymy nieustanny charakterystyczny dźwięk, w którym dość wyraźnie rozróżnić możemy wysokość; przytem, im muszla jest większa, tem niższy postrzegamy ton. Dzieci mówią, iż muszla „gra”. Otóż bardziej uważna obserwacja poucza nas, że tego grania czy śpiewania muszli nie stwierdzimy, jeżeli dokoła nas panuje zupełna cisza, o którą tak trudno w dzień, zwłaszcza w mieście. Zjawisko to daje się tem tłumaczyć, że zawarta w muszli masa powietrza może być wprawiona w drganie, którego częstość zależy od wymiarów muszli; powietrze zatem, zawarte w muszli, jest ciałem, któremu właściwy jest pewien okres drgań, i, jeżeli w otaczającej muszle powietrzu rozchodzą się fale głosowe, co naogół dzieje się zawsze, z wyjątkiem tych niezwykłych okoliczności, które cechują zupełną ciszę, muszla rezonuje na drgania, odpowiadające jej okresem, takie bowiem zazwyczaj się znajdują w tym chaosie drgań.

Znakomity fizyk niemiecki H. Helmholtz wykazał, że bardzo wybitny ton własny posiada powietrze, zawarte w naczyniach kulistych szklanych lub metalowych, jakie wyobraża rys. 430. Przyrządy te, zwane *rezonatorami Helmholtza*, zaopatrzone są w dwa otwory: szerszy zwracamy do źródła głosu, wąskie lejkowate zakończenie wkładamy do ucha. Jeżeli częstość drgań źródła głosu równa się częstości drgań własnych zawartego w rezonatorze powietrza, przyrząd *rezonuje*; o ile częstość drgań źródła głosu jest nieodpowiednia, rezonansu nie stwierdzamy. Wysokość tonu, właściwego danemu rezonatorowi, zależy od jego wielkości oraz średnicy szerszego otworu — im mniejszy jest rezonator, tem wyższym tonem odpowiada.

Zamiast przykładać do ucha rezonator, można wąski jego otwór połączyć z przyrządem, który opisaliśmy w ust. 213, i w ten sposób zamiast ucha użyć do obserwacji oka, co tem bardziej jest dogodnie, że obserwacja naraz może być dokonana przez większą liczbę osób — jeżeli rezonator na dany dźwięk nie reaguje, płomyk manometryczny daje w obracającym się zwierciadle świetlną wstęgę bez zazębień, w razie zaś zachodzącego rezonansu smuga świetlna jest zazębiona.

Postępując się kompletem rezonatorów Helmholtza różnej wielkości, a więc odpowiadających różnym wysokościami, potwierdzić możemy bardzo ważny fakt, na który zwróciliśmy uwagę w ustępie poprzednim, że naogół źródła dźwięków dają tony nie proste, lecz złożone; na ton prosty reagowałby jeden i tylko jeden rezonator. Natomiast stwierdzamy, że na ton określonej wysokości tego czy innego instru-

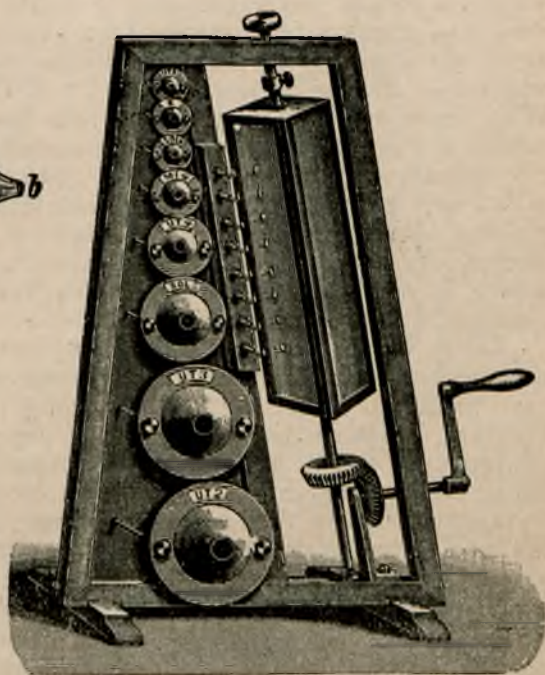
mentu, np. skrzypiec, fletu, fortepianu, głosu ludzkiego, rezonuje nie jeden, ale cały szereg rezonatorów. Potwierdza to, że drganie każdego z tych źródeł jest złożone, a mianowicie wypadkowe z szeregu drgań prostych różnej częstości. Co więcej, częstości drgań tych tonów prostych, składających się na dany ton złożony, pozostają w pewnym charakterystycznym do siebie stosunku, przytem różnym dla tonów różnego brzmienia. Słowem, na tej drodze udaje się nam rozwią-



Rys. 430.

zać ostatecznie w drodze doświadczalnej zagadnienie co do fizycznej podstawy różnic brzmienia.

Na rys. 431 przedstawiony jest komplet rezonatorów Helmholtza. Każdy z tych rezonatorów połączony jest rurką kauczukową z odpowiadającym jemu płomykiem manometrycznym; wszystkie zaś płomyki manometryczne mogą być obserwowane naraz w jednym dostatecznie wysokim zwierciadle wirującym. Jeżeli przed takim przyrządem umieścimy badane źródło głosu i jeżeli drgania, przez to źródło wytworzone, zawierać będą jako składowe drgania o częstościach właściwych poszczególnym rezonatorom, wówczas rezonatory te zareagują, co poznamy po zazębieniach na odpowiadających im smugach świetlnych w zwierciadle wirującym. Przy pomocy takiego przyrządu stwierdzić możemy, czy w danym tonie złożonym źródła głosu zawarty jest, czy nie, ten lub inny ton prosty, innymi słowy, możemy zanalizować, z jakich tonów prostych składa się dany ton złożony. Przyrząd, przedstawiony na rys. 431, nazywa się wobec tego *analizatorem dźwięku*.



Rys. 431.

I oto do jakich wniosków prowadzi nas analiza dźwięków. Jeżeli analizujemy, jak już wspomnieliśmy, kilka tonów tej samej wysokości, które dają różne instrumenty, najsilniej reaguje zawsze rezonator o tej częstotliwości drgań, która cechuje wysokość danego tonu — ten najniższy prosty ton, zawarty w tonie badanym, nazywamy tonem *zasadniczym*. Poza tem jednak reagują rezonatory o częstotliwości dwa, trzy, cztery i t. d. razy większej, niż częstotliwość tonu zasadniczego. Te proste tony, zawarte w złożonym i towarzyszące tonowi zasadniczemu, nazywają się tonami *harmonicznymi*; przytem ten, którego częstotliwość jest dwa razy większa od częstotliwości tonu zasadniczego, nazywa się *pierwszym harmonicznym*; ten, którego częstotliwość jest odpowiednio 3 razy większa — *drugim harmonicznym*, i t. d. Okazuje się, że skoro mamy kilka tonów tej samej wysokości, lecz dawanych przez różne instrumenty, a więc mających różne brzmienie, danemu tonowi zasadniczemu towarzyszą różne naogół tony harmoniczne, przytem natężenie tych tonów harmonicznych (odpowiadająca im obszerność drgań) jest również naogół różne (przeważnie dalej w szeregu położone tony harmoniczne posiadają mniejsze natężenie, chociaż zdarza się, iż którykolwiek z dalszych tonów jest głośniejszy; tak dzieje się np. w trąbach — stąd ich szorstkie poniekąd brzmienie).

Zatem każdy ton tego czy innego instrumentu składa się z *tonu zasadniczego* o pewnej częstotliwości  $n$  oraz kilku lub kilkunastu tonów harmonicznych z szeregu  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$ ... i t. d. (porówn. twierdzenie Fouriera, o którym mówiliśmy w ust. poprzednim). Zależnie od tego, ile jest tych tonów harmonicznych, które mianowicie oraz jakie jest ich względne natężenie — zależnie więc od tego, jaka jest, że się tak wyrazimy, budowa danego tonu złożonego, brzmienie jego jest takie lub inne. Z badań przeprowadzonych wypływa, że tą właśnie budową tonów tłumaczy się więcej lub mniej nas zadowalające brzmienie różnych instrumentów. Tak np. bogatsze brzmienie skrzypiec zawdzięcza się większej liczbie, a więc większemu bogactwu tonów harmonicznych; ubogi ton fletu tłumaczy się ubogim również jego składem. Podobny skład posiadają tony głosu ludzkiego oraz wszelkich instrumentów muzycznych, nadających się mniej lub więcej do gry solowej, t. j. do odtworzenia większych lub mniejszych samodzielnych ustępów muzycznych. Wszakże orkiestra posługuje się nie tylko takimi instrumentami; używa bębna, talerzy, dzwonów i t. p. Otóż, analizując dźwięki takich instrumentów pomocniczych, stwierdzamy również, że i one są naogół dźwiękami złożonymi, wszakże w nich tonowi zasadniczemu towarzyszą tony nieharmoniczne, t. j. częstotliwości drgań tych tonów towarzyszących nie leżą koniecznie w szeregu, utworzonym na podobieństwo szeregu liczb naturalnych — częstotliwość drgań któregośkolwiek z tych tonów może być *niecałkowitą* liczbą razy większa od częstotliwości tonu zasadniczego. Zauważmy, iż tonowi zasadniczemu kamertonu towarzyszą tony nieharmoniczne, znacznie wyższe, a skutkiem tego tak słabe, że, praktycznie biorąc, możemy powiedzieć, iż kamerton daje niemal ton prosty (drgania niemal dokładnie sinusoidalne).

## 219. Synteza dźwięków.

Skoro, mając jakąś rzecz złożoną, umiemy ją rozłożyć na części proste, t. j. możemy ją zanalizować, mimowoli nasuwa się pytanie o czynności odwrotnej — o syntezie, t. j. otrzymaniu całości, złożonej ze znanych składników prostych. Jeżeli, analizując ton skrzypiec, stwierdzamy, z jakich tonów prostych się składa, to czy nie możliwe jest np. przez kombinację takich właśnie tonów prostych otrzymanie dźwięku o brzmieniu skrzypiec? Zagadnienie o takiej syntezie dźwięku zostało rozwiązane w drodze doświadczalnej znacznie wcześniej, aniżeli poznaliśmy, na czym polega fizyczna strona brzmienia. Zagadnienie to mianowicie rozwiązano przy budowie najdoskonalszego i najbogatszego instrumentu muzycznego, a mianowicie organów.

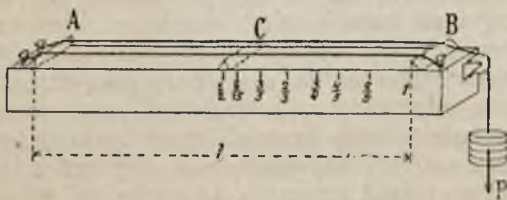
Organy składają się z wielkiej liczby piszczałek, dźwięczących na podobieństwo fletu (niżej powiemy jeszcze kilka słów o funkcjonowaniu piszczałek, które są przedstawione na rys. 440—444). Piszczałki te są albo otwarte na końcu, jak na rys. 441, albo zamknięte, jak na rys. 440, mają różne przekroje, długości. Niektóre są zrobione z drzewa, inne z metalu. Każda z piszczałek daje określonej wysokości ton o określonym brzmieniu, t. j. o określonej budowie. Uwagę każdego, kto słyszał organy, zwłaszcza dobre, musiało uderzyć, jak ładząco daje się słyszeć podczas gry na nich to dźwięk trąbki, to fletu, to dźwięki skrzypiec lub wiolonczeli, to niemal zupełnie wyraźnie śpiew ludzki. Skąd to bogactwo brzmień, podczas gdy tam przecie tylko „gwizdzą” piszczałki? Odpowiedź jest nietrudna. Oto organista, chcąc otrzymać dźwięk tego lub innego brzmienia, nie posługuje się pojedynczymi piszczałkami, ale naraz zadyma w cały ich szereg, odpowiednio łączący się w takie czy inne kombinacje. Naciskając klawisz, puszcza on powietrze, zgęszczone przez odpowiednio funkcjonujące miechy, do tej czy innej kombinacji piszczałek, a wybiera taką czy inną kombinację przez wysunięcie odpowiedniej, wiadomej jemu zasuw, których ma nad klawiaturą cały szereg. Specjaliści od budowy organów doszli do tej sztuki przez próby i doświadczenia; my zaś z łatwością dziś możemy rzecz całą wyjaśnić fizycznie. Oto gdy np. zanalizujemy dźwięk organów, podczas gdy imitują one skrzypce, okaże się, że dźwięk ten istotnie składa się prawie dokładnie z tych prostych składowych tonów, jakie są właściwe skrzypcom; wszakże tam dźwięczą tylko piszczałki, które są naogół biedne w tony harmoniczne — otóż nie wytwarzamy w danym razie tonu złożonego z tonów prostych, lecz ze złożonych, ale dobieramy je tak, aby w całokształcie zawarte były wszystkie niezbędne składniki proste z odpowiadającymi im natężeniami. Innej zatem kombinacji piszczałek trzeba, aby całość ta złożyła się na imitację dźwięku skrzypiec, innej — dla dźwięku tej samej wysokości fletu lub waltorni. Kombinacje te przytem muszą być gotowe, aby przez proste wysunięcie tej czy innej zasuw osoba grająca mogła od razu otrzymać ton pożądany. Można tedy przewidzieć, że organy zawierać muszą znaczną liczbę piszczałek; to też największe organy mają ich około dziesięciu tysięcy.

Instrumentem, podobnym do organów, jest fisharmonja; i na niej można w szerokich granicach zmieniać brzmienie otrzymywanych tonów; to też budowa fisharmonji opiera się na tej samej zasadzie, tylko zamiast piszczałek dźwięczą w niej wprawiane w drganie przez prąd powietrza „języczki” sprężyste różnych wymiarów.

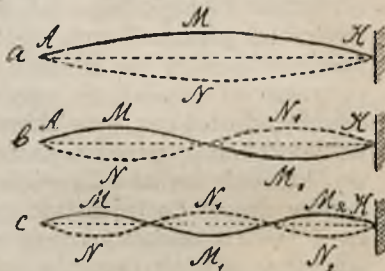
H. Helmholtz analizował również dźwięki mowy ludzkiej i doszedł, między innymi, do ciekawego wniosku, że poszczególne samogłoski cechują pewne charakterystyczne tony harmoniczne. Najbiedniejszą budowę posiada dźwięk *u*; potem idą samogłoski, mające coraz wyższe tony harmoniczne, w takim porządku: *o*, *a*, *e*, *i* (Niech czytelnik spróbuje sobie uprzytomnić, jak trudno jest wyśpiewać na wysoką nutę samogłoskę „u”, przeciwnie, jak trudno jest wyśpiewać „i” na nutę niską). Helmholtz zbudował bardzo interesujący przyrząd, przy którego pomocy, kombinując dźwięki odpowiednio dobranych kamertonów, można dokonywać syntezy samogłosek — stosownie do zyczenia, przyrząd śpiewa nam „a” albo „o”, albo „i”.

## 220. Drgania strun.

Przy pomocy sonometru (rys. 432; por. rys. 422 ust. 216) zbadać możemy bliżej drgania strun. Używając strun różnej grubości z różnych materiałów, obciążając je rozmaicie, a przez to zwiększając ich napięcie, a także zmieniając długość, ku czemu służy dająca się przesuwać podstawka *C* (długością struny będzie odległość od krawędzi



Rys. 432.



Rys. 433.

tej podstawki do miejsca przytwierdzenia struny z tej strony względem podstawki, z której ją potracamy palcem, czy też pociągamy smyczkiem), dochodzimy do wniosku, że częstość drgań (*n*) struny, a więc wysokość danego przez nią tonu daje się przedstawić, jak następuje:

$$n = \frac{k \sqrt{f}}{l \sqrt{\delta}}; \dots \dots \dots (1)$$

częstość ta jest proporcjonalna (*k* — spółcz. proporcjonalności) do pierwiastka kwadratowego z napięciem struny *f*, odwrotnie proporcjo-

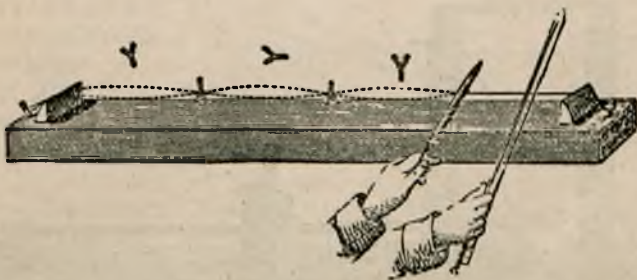


nalna do długości  $l$  i pierwiastka kwadratowego z t. zw. gęstości linjowej  $\delta$  (stosunek masy struny do jej długości).

Im struna jest krótsza, tem wyższy ton daje przy pozostałych warunkach niezmiennych. Nawijając jeden koniec struny na dający się obracać kołek albo na obracany przy pomocy odpowiedniej korby pręt metalowy, zmieniamy napięcie struny, a tem i wysokość jej tonu — w ten sposób stroimy skrzypce, fortepian.

Pomyślmy teraz nad tem, jaki mianowicie jest mechanizm drgania struny, rozpiętej, jak na sonometrze, i czy to szarpniętej palcem, czy pociągniętej smyczkiem. W miejscu potrącenia wytwarzamy na strunie zakłócenie, jak na rozpiętej linie (por. ust. 189, 195, 199); zakłócenie to przebiega wzdłuż struny do jej końców, tam się odbija, poczem fale odbite u obu końców podążają sobie na spotkanie. W rezultacie zachodzącej w ten sposób interferencji tworzy się na strunie fala stojąca na podobieństwo tych, które poznaliśmy w ust. 199. Struna drga jako całość, będąc nieruchomą w węzłach na jej końcach i mając największe wychylenie w środku (rys. 433a).

Dotknijmy lekko palcem lub piórką tak rozkołysanej struny w jej środkowym punkcie; usłyszymy w tej chwili inny ton, a mianowicie



Rys. 434.

oktawę wyższą tego tonu, który mieliśmy uprzednio. Tu przytrzymując palcem strunę w środku, wytworzyliśmy w tem miejscu węzeł; teraz struna drga, jak to wskazuje rys. 433 b — fala, wytworzona na strunie, stała się dwa razy krótsza niż była poprzednio (odległość od węzła do węzła jest = pół fali); zgodnie więc z tem, na co zwracaliśmy uwagę w ust. 199, częstość drgań jest teraz dwa razy większa ( $v = n\lambda$ ; prędkość zaś rozchodzenia się fali pozostała oczywiście ta sama).

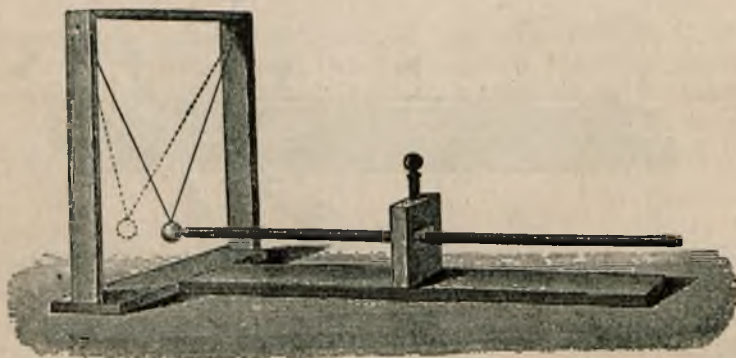
Szarpnąwszy na nowo tę samą strunę, jak poprzednio, dotknijmy jej palcem w odległości  $\frac{1}{3}$  od końca; teraz znowu otrzymamy inny jeszcze wyższy ton — kwintę w stosunku do otrzymanego, gdy dotykaliśmy środka — tu bowiem wytworzyliśmy węzeł w odległości  $\frac{1}{3}$  długości struny, przez co przyczyniliśmy się do podzielenia tej struny na 3 części między czterema węzłami (rys. 433, c). Jest to znowu zgodne z poprzednimi rozważaniami — długość fali ma się tu do poprzedniej jak 2 : 3, a ten właśnie stosunek częstości drgań cechuje kwintę.

Dla przekonania się, że istotnie we wskazanych miejscach tworzą się węzły, można zawiesić w nich, jak na innych miejscach struny, skrawki papieru (rys. 434); pospadają one z wyjątkiem skrawków, przypadających w węzłach.

Analizując dźwięk struny, gdy daje najniższy właściwy jej ton, t. j. gdy nie przytrzymując jej nigdzie, potrącimy ją jako całość i gdy drga tak, jak to przedstawia rysunek 433, *a*, stwierdzamy, że w tonie tym zawarte są tony wyższe, które odpowiadają drganiom takim, jak na rys. 433, *b*, *c* i t. d. Dowodzi to, że właściwie drgania struny są złożone i że jednocześnie cały szereg takich fal stojących wytwarza się na niej, co właśnie decyduje o jej brzmieniu.

## 221. Drgania prętów.

Pręt, zaciśnięty w środku i pocierany podłużnie, zostaje wprowadzony w drgania podłużne i daje wysoki ton (rys. 435), (szklany pręt dobrze jest pocierać kawałkiem płótna lub sukna, zwilżonych alkoholem;

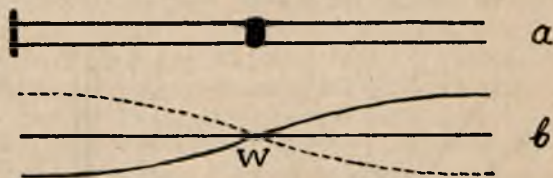


Rys. 435.

do pocierania pręta metalowego dobrze jest użyć kawałka sukna, posypanego sproszkowaną kalafonją). Drgania podłużne pręta uwiadczenia odskakująca od końca pręta kulka; tu tworzą się fale stojące w pręcie podobnie jak w powietrzu w rurze w doświadczeniu Kundta (ust. 214).

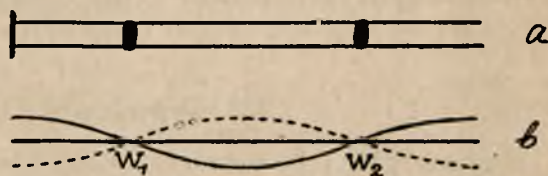
Mechanizm drgania pręta jest tegoż rodzaju, co mechanizm drgania strun. Zakłócenie, wywołane w jednym miejscu pręta, przebiega wzdłuż niego w obu kierunkach, a fale, odbite u końców, spotykają się, wytwarzając falę stojącą. Podobnie jak na strunie może się wytworzyć różna liczba węzłów (na strunie najmniej może ich być dwa — na końcach), tak i tu; w miejscu umocowania pręta w każdym razie musi być węzeł; natomiast swobodne końce mogą wykonywać największe drgania. Zatem najdłuższą możliwie falę stojącą na takim

pręcie przedstawić można zapomocą rys. 436, *b*, gdzie wychylenia po-  
dłużne przedstawione są jako poprzeczne; w środ-  
ku (*w*) przypada węzeł; oba końce zaś posiadają  
jednocześnie wychylenia wręcz przeciwne: pręt  
kolejno wydłuża się i skraca, drgając.



Rys. 436.

Gdybyśmy pręt za-  
cisnęli w dwu miej-  
scach, z których każde odległe jest o  $\frac{1}{4}$  długości pręta od końca, fale  
stojącą przedstawiłby rys. 437, *b*. W tym razie długość fali byłaby  
dwa razy mniejsza; odpowiednio usłyszeliśmy ton dwa razy wyż-  
szy, t. j. oktawę wyż-  
szą tonu poprzedniego.  
Doświadczenie daje to  
nam istotnie.



Rys. 437.

Powróćmy na chwi-  
lę do doświadczenia  
Kundta, któreśmy opi-  
sywali w ust. 214. Z te-  
go, co zostało przed  
chwilą powiedziane, wy-  
pada, że, o ile prędkość fali głosowej w pręcie oznaczymy przez  $v'$ ,  
w powietrzu zaś przez  $v$ , wówczas mierząc długość pręta  $l'$  oraz odle-  
głość  $l$  między węzłami, wytworzonymi w powietrzu, wypełniającem  
rurę i dającym ton tej samej wysokości, będziemy mieli

$$v' = 2 l' n$$

$$v = 2 l n$$

skąd

$$v' : v = l' : l . . . . . (1)$$

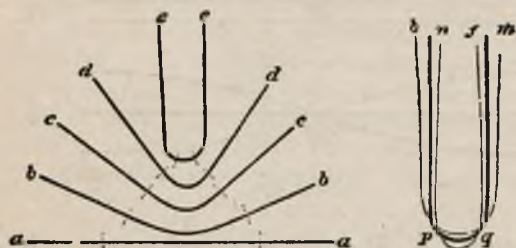
W rzeczy samej długość pręta, gdy drga tak, jak to jest przedsta-  
wione na rys. 436, daje nam długość półfali, powstającej w pręcie; po-  
dobnie odległość między węzłami w rurze stanowi półfalę w powie-  
trzu. Droga tą wyznaczyć możemy prędkość głosu  $v'$  w materiale prę-  
ta, skoro znamy tę prędkość w powietrzu.

Pręty, umocowane w środku lub inaczej, wprawić można również  
w drgania poprzeczne, uderzając w nie młotkiem lub pociągając  
smyczkiem. Znajdzie w tym razie pod tym względem różnica, że ton  
pręta będzie inny, inna bowiem jest prędkość przenoszenia się tego  
rodzaju odkształcenia niż podłużnego; w ogólności jednak to, co po-  
wiedzieliśmy o tworzeniu się węzłów, pozostaje w mocy.

Ciekawym i ważnym przykładem poprzecznego drgania prętów jest  
drganie widełek strojowych (kamertonu). Na rys. 438 przedstawiony

jest pręt, zginany stopniowo tak, że wkońcu tworzy on widełki strojowe. Nie wdając się w dość złożone szczegóły, poprzestańmy na zaznaczeniu, iż przy takim zgi-

naniu dwa węzły stopniowo się do siebie zbliżają i wkońcu zajmują miejsca po obu stronach nóżki kamertonu. Kamerton więc drga w ten sposób, iż ramiona jego zbliżają się do siebie i oddalają kolejno, a przytem część środkowa, gdzie jest nóżka, drga w kierunku poprzecznym do



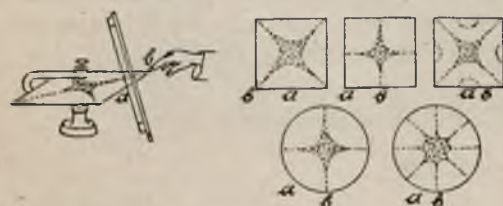
Rys. 438.

kierunku drgań ramion. O ile zatem oprzemy nóżkę o stół lub pudło rezonansowe, udzielimy drgań tym ciałom.

## 222. Drgania płyt i błon.

Drgania płyt i błon przedstawiają wiele ciekawego, ze względu zwłaszcza na znaczenie, jakie mają te ciała w różnych zastosowaniach (błona bębnekowa w uchu, błony gramofonowe i t. p.). Naogół mamy tu do czynienia ze zjawiskiem bardzo złożonym; poprzestaniemy tylko na zaznaczeniu, że i w tym razie mamy do czynienia z tworzeniem

się fal stojących w tych ciałach. Tak np. płyta metalowa, osadzona, jak to przedstawia rys. 439, może dawać różne tony, zależnie od podniecenia jej poprzecznego w tem czy innym miejscu smyczkiem, jednocześnie zaś przytrzymanie we właściwym miejscu palcem. Na płycie tworzą się wówczas *linje węzłowe* bardzo rozmaitych kształtów, które



Rys. 439.

uwidocznic można, ustawiając płytę poziomo i posypując ją piaskiem: piasek zbiera się w linjach węzłowych i znaczy ich kształt. Rysunek przedstawia kilka takich figur, otrzymanych na płytach kwadratowej i kołowej; figury te znane są pod nazwą figur Chladni'ego \*).

## 223. Drgania słupów powietrza.

Pozostaje nam jeszcze omówić funkcjonowanie piszczałek. Rys. 440 i 441 przedstawiają t. zw. *piszczałki fletowe*, z których pierwsza jest

\*) Chladni, muzyk i fizyk niemiecki (1756—1827).

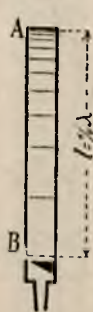
zamknięta, druga otwarta (na końcu przeciwnym otworowi, przez który wdmuchuje się powietrze). Sposób pobudzania tych piszczałek do dźwięczenia polega na tem, że wdmuchiwany prąd powietrza napotyka ostrą krawędź, co powoduje szmer, wynikający z chaotycznego drgania powietrza w tem miejscu. Słup powietrza, zawarty w piszczałce, rezonuje na właściwe mu drgania, które znajdują się w tym chaosie; działanie jest takie, jak powietrza, zawartego w muszli.

Rozpatrzmy wszakże tę rzecz dokładniej, biorąc najpierw piszczałkę zamkniętą. Zakłócenie, wywołane u ostrej krawędzi, na którą wpada prąd wdmuchiwanego powietrza, daje początek fali, przebiegającej wzdłuż rury do jej końca, gdzie się odbija i podąża z powrotem, spotykając fale, wciąż dalej ku końcowi rury podążające. I tu więc, podobnie jak na sznurze, umocowanym jednym końcem u ściany, którego drugi koniec rytmicznie wstrząsamy, powstają fale stojące (tylko nie poprzeczne a podłużne). I tu, jak w wypadku struny, jest cały szereg fal, dających się ułożyć na długości danego słupa powietrza w piszczałce. Jaka jest fala najdłuższa, a zarazem, jaka jest najniższy ton, który piszczałka daje? Oczywiście, że tam, gdzie jest ściana, a więc przy końcu piszczałki może powstać tylko węzeł, tu bowiem przylegająca do ściany warstwa powietrza swobody drgań nie posiada; przeciwnie, miejsce, które jest źródłem zakłócenia, a więc początek piszczałki — jest miejscem największych drgań. Na całej tedy długości piszczałki mieścić się może część fali od węzła do miejsca największych drgań, czyli  $\frac{1}{4}$  fali. Przedstawia to rys. 442 a. W razie fal krótszych, któreby mogły powstać i istotnie powstają w piszczałce (podobnie jak na strunie) przy ścianie, zamykającej piszczałkę, musi być zawsze węzeł, na początku zaś piszczałki zawsze musi przypadać miejsce największych drgań. Słowem, rozmieszczenie węzłów może być albo takie, jak na rys. 442 b, albo na rys. 442 c i t. p.; innymi słowy, długości fal, tworzących się w piszczałce zamkniętej, pozostają do siebie w stosunku

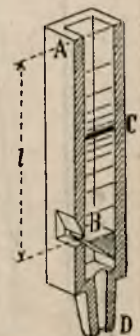
$$\frac{1}{4} : \frac{3}{4} : \frac{5}{4} \text{ czyli } 1 : 3 : 5 \dots \dots \dots (1)$$

jak szereg liczb nieparzystych; w tym też stosunku pozostają wysokości tonów harmonicznycy, towarzyszących (najniższemu) tonowi zasadniczemu.

W piszczałce otwartej mechanizm tworzenia się fali stojącej jest podobny, lecz tu odbicie zachodzi od otwartego końca piszczałki (wprawdzie za powietrzem, mieszczącym się w piszczałce, mamy tu powietrze otaczające, a więc, zdawałoby się, ten sam ośrodek; wszakże musimy to swobodne powietrze zewnętrzne uważać za inny ośrodek

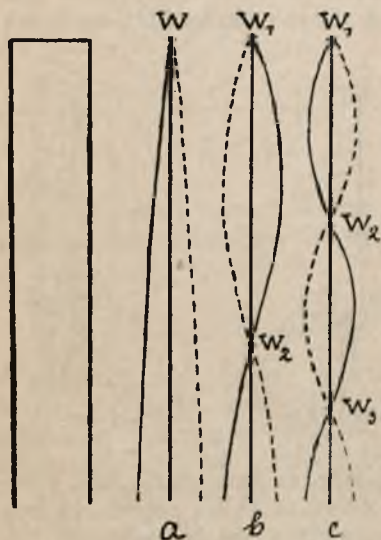


Rys. 440.

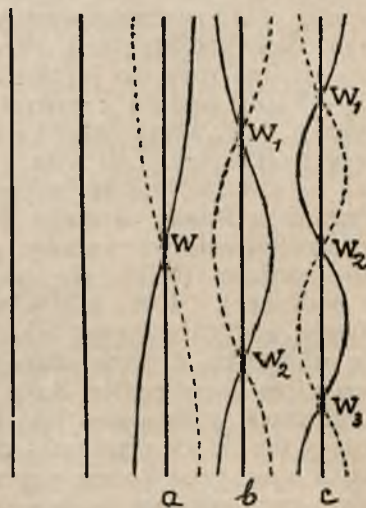


Rys. 441.

w stosunku do powietrza, ograniczonego ścianami piszczałki); mamy tu odbicie fali jakgdyby od bardziej podatnego ośrodka (porówn. ust. 195, rys. 375). Zatem w tym razie zarówno na końcu piszczałki jak jej początku przypadają muszą miejsca największych drgań; węzeł — w najmniejszej liczbie jeden — może się wytworzyć tylko w środku piszczałki (rys. 443 a) — na całej długości piszczałki mieści się zatem  $\frac{1}{2}$  fali. Krótsze fale mogą się tworzyć, czyniąc zadość wymaga-



Rys. 442.



Rys. 443.

niom, by na obu końcach przypadają miejsca największych drgań; mogą więc wytworzyć się albo 2 węzły, każdy w odległości  $\frac{1}{4}$  długości piszczałki od jej końca (rys. 443 b), albo trzy węzły (rys. 443 c) i t. d. Tu zatem długości fal i odpowiednio częstotliwości drgań harmonicznym pozostają do siebie w stosunku:

$$\frac{1}{2} : \frac{2}{4} : \frac{3}{4} \dots = 1 : 2 : 3 \dots \dots \dots (2)$$

t. j. mają się do siebie jak szereg liczb naturalnych.

Zadymając coraz mocniej w piszczałki, możemy otrzymać te tony harmoniczne i sprawdzić, że w wypadku piszczałki otwartej pierwszy harmoniczny tworzy oktawę wyższą względem zasadniczego; drugi harmoniczny — kwintę wyższą względem pierwszego, trzeci harmoniczny — kwartę wyższą względem drugiego i t. d. (por. ust. 215); natomiast w piszczałce zamkniętej brak pierwszego harmonicznego, trzeciego i t. d. Tłumaczy to nam, że brzmienie piszczałki otwartej jest pełniejsze, bogatsze od brzmienia piszczałki zamkniętej.

Rys. 444 przedstawia piszczałkę otwartą z 3 płomykami manometrycznymi, rozmieszczonemi: w środku i w odległościach  $\frac{1}{4}$  długości piszczałki od obu jej końców. Po zapaleniu i wyregulowaniu płomy-

ków, których komory gazowe przedzielone są błonkami od wnętrza piszczałki, zadymamy ostrożnie, by otrzymać zasadniczy ton piszczałki; środkowy płomyk gaśnie, dwa inne płoną dalej. Zapalamy znowu środkowy i zadymamy mocno, by odrazu otrzymać zamiast zasadniczego pierwszy ton harmoniczny; teraz płomyk środkowy pozostaje, dwa skrajne gasną. Z obu stron węzła warstwy powietrza poruszają się zawsze w przeciwne strony, stąd zachodzą w węzle zmiany gęstości powietrza, co uwidocznią płomyk manometryczny. Doświadczenie to właśnie udowadnia niezbicie, że w przypadku tonu zasadniczego tworzy się jeden węzeł w środku piszczałki (rys. 443 a), natomiast przy pierwszym tonie harmonicznym dwa węzły (rys. 443 b).

Z powyższych rozważań wynika, że im krótsza jest piszczałka fletowa, tem krótsza jest powstająca w niej fala głosowa (tonu zasadniczego), tem wyższy jest jej ton zasadniczy. Piszczałka Galtona, którą posługiwaliśmy się wyżej (rysunek 408, ust. 209), jest właśnie krótką zamkniętą piszczałką, której długość można zmieniać przez pokręcanie główki, przesuwającej dno piszczałki. Ponieważ prędkość głosu w powietrzu jest znana, długość zaś piszczałki daje w tym razie  $\frac{1}{4}$  długości fali tonu otrzymywanego, przeto ze wzoru zasadniczego

$$v = \lambda n$$

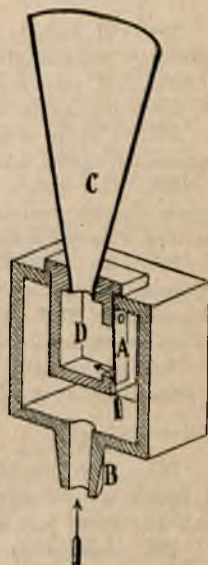
łatwo jest obliczyć częstość drgań tego tonu; piszczałka Galtona zaopatrzona jest właśnie w skalę milimetrową, pozwalającą na wymierzanie jej długości przy każdym położeniu główki. Tą drogą, między innymi, wyznacza się wyższa granica słyszalności.

Wymiary przekroju piszczałki, o ile przekrój ten na całej długości jest foremny i jednakowy i nie jest zbyt mały, oraz materiał, z którego zrobione są ściany, nie mają wpływu na wysokość tonu, jeno tylko na brzmienie piszczałki. Nie można tego wszakże powiedzieć o piszczałkach kształtów innych, np. stożkowych, ostrosłupowych i t. p.

Rys. 445 przedstawia w przekroju inny rodzaj piszczałek — piszczałkę t. zw. *języczkową*. Wdmuchiwany prąd powietrza wprawia w drganie języzek sprężysty, który jest tu właściwem ciałem drgającym.



Rys. 444.



Rys. 445.

Piszczalki, zwane fletowemi, zawdzięczają swą nazwę temu, iż do tej kategorii piszczałek należy flet; klarnet natomiast jest piszczałką języczkową. Róg myśliwski, trąby wszelkiego rodzaju są również piszczałkami języczkowemi. Rola języczka przypada tu wargom osoby grającej.

### Ćwiczenia i zadania.

261. W doświadczeniu, przedstawionem na rys. 399, nie udaje się otrzymać *zupelnego* zaniku głosu. Dlaczego?

262. W jakiej odległości winniśmy stanąć od ściany, odbijającej fale głosowe, by echo mogło nam wyraźnie powtórzyć słowo trzysylabowe?

263. Czy w wypadku echa jedno i trzysylabowego należy jednakowo głośno wymawiać słowa, które mają być powtórzone przez echo?

264. Czy przez zwiększanie odległości od ściany, odbijającej głos, można dowolnie daleko posunąć się w otrzymywaniu liczby sylab powtarzanych? Czy echo może powtórzyć dłuższy ustęp mowy lub wiersz? Jeżeli nie, dlaczego?

265. Na odcinkach dwu krzywych, wykreślonych jednocześnie przez dwa drgające kamertony na przesuwałcej się pod niemi płytce okopconej, mieści się odpowiednio 27 i 18 fal; częstość drgań kamertonu, dającego ton wyższy, wynosi 435 na sekundę. Ile drgań w sekundzie wykonywa drugi kamerton?

266. Jak zmienia się wysokość źródła głosu, mającego częstość 500 drgań w sekundzie, przy zbliżaniu się, wzgl. oddalaniu się jego od obserwatora z prę-

kością  $12 \frac{\text{m}}{\text{sek.}}$ ?

267. Czy drgania kamertonu zanikają jednakowo prędko, gdy trzymamy go za nóżkę w powietrzu i gdy opieramy tę nóżkę o stół (zakładając, iż w obu razach kamerton jest podniecony jednakowo)?

268. Jak sobie tłumaczymy znane zjawisko, iż przy uderzeniu określonego klawisza na fortepianie brzęczy profitka na lichtarzu albo szyba w oknie?

269. Coby było, gdyby błona bębenkowa ucha ludzkiego miała wybitnie zaznaczający się okres drgań własnych?

270. Chcąc przesłać wołanie na większą odległość, posługujemy się tubą, a w braku takowej własnymi rękami, składając je odpowiednio przy ustach. Wy-tłumaczyć, co się tu dzieje?

271. Jakiej długości jest fala w powietrzu ( $20^{\circ}$ ), wytworzona przez kamerton o częstości drgań 550 w sekundzie?

272. Jakiej długości fala wytworzy się w (wielkiej) płycie szklanej, o którą oprzemy nóżkę kamertonu z poprzedniego doświadczenia?

273. Obracając w palcach dźwięczący kamerton o wysokim tonie dokoła osi, przechodzącej przez jego nóżkę, stwierdzamy, że słyszany ton zanika w momentach, gdy ucho, którem słuchamy, znajduje się w kierunku, tworzącym kąt mniej więcej  $45^{\circ}$  z płaszczyzną ramion kamertonu. Wy-tłumaczyć to zjawisko, pamiętając, że fale idą tu od dwu ramion kamertonu?

274. Dlaczego w doświadczeniu z rezonansem kamertonów dobrze jest zwrócić ku sobie otworami pudła rezonansowe, na których spoczywają kamertony?

275. Gdy do butelki, dzbanka, beczki nalewamy cieczy lub gdy z nich ją wlewamy, stwierdzamy charakterystyczną zmianę wysokości słyszanego przytem dźwięku; im pełniejsze jest naczynie, tem dźwięk jest wyższy, natomiast im mniej cieczy zawiera, tem jest niższy. Wy-tłumaczyć to zjawisko?

276. Uderzmy mocno parokrotnie w którykolwiek klawisz fortepianu, po-łożwszy uprzednio ostrożnie palec na klawiszu oktawy wyższej odpowiadającego



mu tonu, tak aby młoteczek został uniesiony do góry, lecz nie uderzył w strunę (zostanie przez to usunięty ze struny tłumik, krępujący jej drganie). Usłyszymy wyraźnie, że ta oktawa wyższa rezonuje głośno na ton, odpowiadający pierwszemu klawiszowi. Podobnie przekonamy się, że rezonuje wyższa kwinta tej wyższej oktawy. Po paru próbach słyszeć będziemy bezpośrednio oba te wyższe dźwięki, towarzyszące temu, który wytwarzamy przez uderzenie klawisza. Wytłumaczyć te zjawiska?

277. Jeżeli otworzymy wieko fortepianu i naciśniemy pedał (prawy), aby drgania strun nie były tłumione, następnie zaś, pochyliwszy się nad strunami, wyśpiewamy głośno w jakiegokolwiek nucie tę czy inną samogłoskę (np. „o” lub „a”), fortepian wyraźnie tę samogłoskę powtórzy. Wytłumaczyć to zjawisko?

278. Jeżeli do piszczałki otwartej wsuniemy tłok, by doszedł do środka piszczałki i w ten sposób otrzymamy piszczałkę zamkniętą, dwa razy krótszą od otwartej, jak będą się miały do siebie wysokości tonów, dawanych przez piszczałkę otwartą i w ten sposób zamkniętą? (Są piszczałki, mające szparę w środku, przez którą daje się wsunąć zasuwka, zamykająca piszczałkę w środku i zastępująca ewent. tłok).

279. Przez szarpanie palcem nitki, której jeden koniec trzymamy w zębach, drugi zaś w rękę, otrzymać możemy różnej wysokości tony. Od jakich czynników tony te zależą?

## CZĘŚĆ SIÓDMA.

# O promieniowaniu.

### ROZDZIAŁ I.

#### PROMIENIOWANIE JAKO ODREBNY RODZAJ ENERGJI.

##### 224. Promieniowanie ciemne i jasne (niewidzialne i widzialne).

Rozważając w części IV naszej książki, w jaki to sposób ciała tracą ciepło, udzielając go innym ciałom, zaznaczyliśmy, iż dzieje się to albo na drodze bezpośredniej, kiedy ciepło z danego ciała uchodzi *przewodzone* przez dotykający je ośrodek lub *unoszone* przez powstające w tym ośrodku prądy, albo na drodze pośredniej, kiedy energia cieplna danego ciała przeistacza się w odmienny zgoła rodzaj energii — *energję promienistą*, poczem to promieniowanie, pochłonięte przez inne ciało, przeistacza się znowu w ciepło. Ciało, mieszczące się w próżni, nie może tracić ciepła czyli stygnąć, zarówno jak go zyskiwać, przez przewodnictwo lub unoszenie (konwekcję), niema bowiem dokoła niego *materjalnego* ośrodka, w którym dwa te procesy mogą się odbywać. Co innego promieniowanie; zachodzi ono i w próżni, ba, nawet zachodzi tam najswobodniej, w ośrodkach bowiem materjalnych zawsze jest mniej lub więcej pochłaniane. Ciało zatem nawet w próżni traci ciepło promieniując; to, co z ciała uchodzi — energia promienista, rozbiegająca się z olbrzymią prędkością we wszystkie strony, to już nie ciepło, jeno coś swoistego, co kosztem ciepła powstaje i co ewentualnie znów w ciepło może się przeistoczyć. Tak np. słońce traci nieustannie ciepło, wysyłając we wszystkie strony dokoła olbrzymie ilości energii promienistej, przebiegającej próżną przestrzeń wszechświatową. W pewnych kierunkach promieniowanie to napotyka na swej drodze mieszczące się w tej przestrzeni ciała, między innymi naszą ziemię; dobiegając do ziemi, przechodzi ono najpierw przez otaczającą ziemię atmosferę, która jest względnie bardzo *przezroczysta* dla tego promieniowania i nieznaczną zaledwie część jego na tej drodze pochłania, w pozostałej części dochodzi do ziemi i tu częściowo zostaje odbite, częściowo przenika w głąb ziemi, ulegając pochłanianiu i przeobrażając się znowu w ciepło. Tą drogą właśnie ziemia zyskuje ciepło od słońca, pomimo iż bezpośrednio słońce ziemi ciepła jako takiego udzielić nie może.

Stojąc w pobliżu ogrzanego pieca, czujemy, iż jest on ciepły, nie dotykając go wcale; dzieje się to na skutek tego, że i piec *promieniuje* (niezależnie od tego traci ciepło przez zetknięcie z powietrzem, w któ-

rem powstają unoszące ciepło prądy). O ile między nami a piecem umieszczamy *nieprzezroczystą* zasłonę, przestajemy odczuwać to, cośmy odczuwali. I tu kosztem ciepła, którego zasób w piecu się zmniejsza, powstaje swoista energia promienista, która przechodzi przez bardzo przezroczyste dla niej powietrze, a dochodząc do naszego ciała, częściowo ulega na jego powierzchni odbiciu, częściowo przezeń jest pochłaniana; promieniowanie pochłonięte przeistacza się znów w ciepło, które właśnie odczuwamy.

Ogrzejmy kawał żelaza do czerwoności albo białości; promieniowanie jego, podobnie jak promieniowanie słońca, wywołuje pewne wrażenie wzrokowe — mówimy, że żelazo *świeci*, czyli *wysyła światło*; wszakże i ręką wyczuwamy z pewnej odległości, że ono *promieniuje*, o ile między ręką a żelazem niema żadnej nieprzezroczystej zasłony. Dajmy żelazu ostygnąć nieco; przestanie już świecić, a pomimo to wciąż ręką z odległości stwierdzac jeszcze będziemy wyraźnie, że promieniuje, jakkolwiek coraz słabiej.

Z zestawienia powyższych uwag nasuwa się nam myśl, że *świecenie* i *promieniowanie* są to jakieś bliskie sobie zjawiska. Domyśliłyśmy się w nich jakichś różnic raczej ilościowych niż jakościowych.

Istotnie, bliższa znajomość tych zjawisk doprowadza nas do wniosku, że światło jest szczególnym rodzajem *energji promienistej*. O świetle możemy zawsze powiedzieć, iż jest promieniowaniem, nie każde jednak promieniowanie nazywamy światłem. Dowiemy się niżej, że rozchodzenie się energii promienistej polega na rozchodzeniu się szczególnych fal, które na podobieństwo fal głosowych bywają krótsze i dłuższe; podobnie jak fale głosowe zależnie od długości wywołują wrażenia słuchowe lub ich nie wywołują, tak fale energii promienistej zależnie od ich długości wywołują wrażenia wzrokowe lub ich nie wywołują.

Mówić będziemy w tej części książki o promieniowaniu wogóle, rozpatrując zarówno promieniowanie nie wywołujące jak i wywołujące wrażenia wzrokowe i nazywając w skróceniu te rodzaje jednej i tej samej postaci energii promieniowaniem ciemnym i jasnym, albo niewidzialnym i widzialnym \*).

## 225. Aktinometr.

W tych razach, gdy mamy do czynienia z promieniowaniem jasnym czyli światłem, posługiwać się możemy bezpośrednio wrażeniami wzrokowymi i tą drogą badać zjawisko. Lecz nie każde promieniowanie jest światłem; należy więc rozporządzać jakimś przyrządem, któryby reagował jednakowo na wszelkie rodzaje promieniowania. Najprostszym takim przyrządem może być zwykły termometr, którego naczyn-

\*) Widzimy właściwie tylko te lub inne przedmioty, od których promieniowanie dochodzi do naszych oczu; używamy zwrotu „promieniowanie widzialne” tylko dla skrócenia mowy, zamiast mówić „promieniowanie, wywołujące wrażenie wzrokowe”.

ko pokryte jest warstewką sadzy. Umieścimy taki termometr w niewielkiej odległości od płomienia świecy, a zauważymy, że słupek termometryczny zaczyna się podnosić i w końcu zatrzymuje się przy pewnej podziałce, trwając tam dopóty, dopóki warunki doświadczenia pozostają bez zmiany. Umieścimy taki lub ten sam termometr w pobliżu ogrzanego pieca, imbryka z gorącą wodą i t. p.; stwierdzimy to samo, tylko wzniesienie słupka będzie za każdym razem odpowiednio inne.

Objaśniamy rzecz w sposób następujący. Od tego czy innego źródła dochodzi promieniowanie (mniejsza o to, jasne czy ciemne) do kuleczki termometru; gładka, połyskująca powierzchnia szkła odbijałaby, jak dobre zwierciadło, padające na nią promienie. Dla uniknięcia tego właśnie, pokrywamy kuleczkę warstewką sadzy, w której głąb promieniowanie się przedostaje i jako w ciele nieprzezroczystem zostaje pochłonięte, przeistaczając się w ciepło — stąd ciecz termometryczna ogrzewa się i słupek się wznosi. Wszakże ogrzewający się termometr traci również ciepło, raz przez zetknięcie z otaczającym powietrzem, powtórnie promieniując (termometr pod tym względem nie różni się zasadniczo od pieca lub imbryka, wysyłających promienie ciemne). Zatem zachodzi tu jednocześnie zyskiwanie i utrata ciepła przez termometr — tem większa przypuszczalnie utrata, im bardziej się termometr w stosunku do swego otoczenia ogrzeje. Może więc nastąpić moment, gdy termometr będzie tyleż w pewnym czasie zyskiwać ciepła, ile traci; w tym momencie słupek jego przestanie się wznosić.

A więc termometr z okopconą kuleczką odegrać może rolę oka w szerszym znaczeniu. Można oczywiście używać termometrów różnej czułości i niekoniecznie tego codziennego typu; można użyć np. bardzo czułego termometru elektrycznego, którego działanie poznamy z czasem, a który, wystawiony na działanie promieni księżycy lub nawet gwiazd, reaguje bardzo wyraźnie, pomimo iż zdawałoby się, że otrzymywane wtedy przez ten przyrząd ilości energii promienistej są znikomą małą.

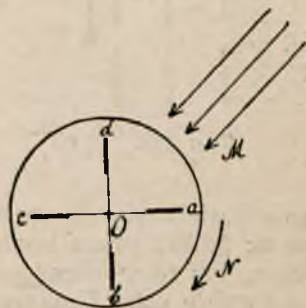
Przyrządy, które są tak urządzone, by przez pochłanianie padającej na nie energii promienistej mogły nas pouczać o ilościowej stronie promieniowania, noszą ogólną nazwę *aktinometrów*; przyrządy, które pozwalają tylko jakościowo rzecz badać i zgruba jedynie wnosić o stronie ilościowej, nazywają się *aktinoskopami*. Termometr z okopconą kuleczką jest właściwie aktinoskopem, o ile zwłaszcza poprzedzamy na prostym notowaniu, czy wskazywana przezeń temperatura ulega zmianie, czy nie.

Godnym uwagi jest inny aktinoskop, doskonale nadający się do celów pokazowych. Jest to t. zw. *radjometr* Crookesa (czyt. Kruksa; rys. 446). W bani szklanej, w której powietrze jest bardzo rozrzedzone, mieści się lekki młynek o skrzydełkach z miki; każde skrzydełko jest z jednej strony poczernione sadzą, z drugiej czyste połyskujące; przytem na skrzydełkach sąsiednich są zwrócone do siebie zawsze czarna powierzchnia jednego do jasnej drugiego, jak to schematycznie przedstawia rys. 447. Jeżeli z którejkolwiek strony dochodzi do młynka promieniowanie, zaczyna on wirować wolniej lub prędzej tak, jak-

gdyby promieniowanie padające popychało poczernioną powierzchnię skrzydełka. Rzecz się ma, jak następuje: promieniowanie jest pochłaniane w warstewce sadzy na skrzydełku *a*, odbija się natomiast od połyskującej powierzchni skrzydełka *d*. Pochłonięte w sadzy promieniowanie przemienia się w ciepło, co wywołuje rozprężenie się w tym miejscu powietrza, pozostałego jeszcze w bani (w próżni działania tego nie byłoby); oto skąd powstaje ciśnienie na poczernioną powierzchnię skrzydełka. Gdy skrzydełko *a* zostanie odsunięte w kierunku, wskaza-



Rys. 446.



Rys. 447.

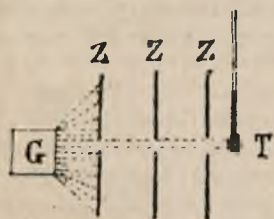
nym przez strzałkę, miejsce jego zajmie skrzydełko *d*, które znowu będzie zwrócone do źródła promieniowania swoją poczernioną stroną, podczas gdy sąsiednie skrzydełko *c* (na miejscu, gdzie poprzednio było *d*) zwrócone będzie do źródła swoją powierzchnią połyskującą.

Wystarczy zbliżyć do radjometru palącą się świecę, lampę, zapalnik, kawałek ogrzanego, ale nie świecącego jeszcze żelaza, a młynek poczyna wirować; jak zgóry można przewidzieć, płomień lampy naftowej z większej odległości działa tu tak samo, jak płomień świecy z mniejszej.

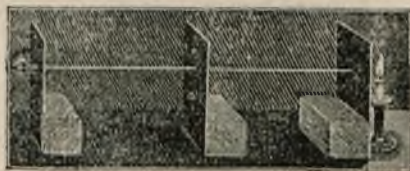
## 226. Twierdzenie przybliżone o prostoliniowym rozchodzeniu się promieniowania. Uginanie się promieniowania.

Umieścimy między źródłem promieniowania i aktinoskopem kilka nieprzezroczystych zasłon z małymi otworkami tak, by, jak to przedstawia rys. 448, wszystkie otworki przypadły w kierunku prostej, prowadzącej do tej części aktinoskopu, która pochłania promieniowanie. Aktinoskop reaguje, jeżeli dla danej odległości od źródła jest dość czuły. Jeżeli teraz jedną z zasłon przesuniemy tak, by jej otworek znalazł się, krótko mówiąc, nie na jednej prostej z innymi otworkami, aktinoskop reagować nie będzie. Podobnie, jeżeli zamiast aktinoskopu użyjemy oka, źródło zaś dawać będzie promieniowanie jasne,

będziemy je widzieli tylko w razie, gdy otworki w zasłonach będą rozmieszczone tak jak na rys. 449. Gotowi jesteśmy z takich obserwacji wyciągnąć wniosek, że promieniowanie rozchodzi się po liniach prostych. W przekonaniu tem może nas również umocnić tworzenie się cieniów, kształtem przypominających tworzące je ciała — poza nieprzezroczystym ciałem (rys. 450) promieniowanie, idące ze źródła *P*,

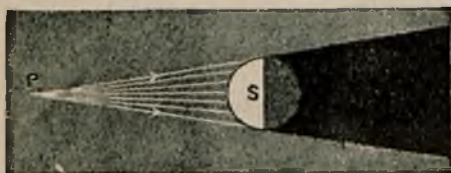


Rys. 448.

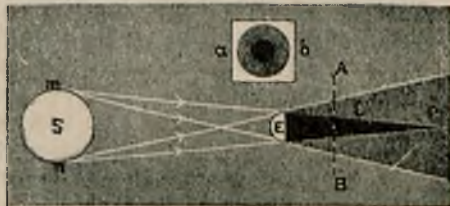


Rys. 449.

nie przedostaje się do stożka, ograniczonego przez proste, poprowadzone ze źródła przez kontur ciała. Ponieważ źródło nigdy nie bywa punktem, jak to wyobrażone jest na rys. 450, przeto kontury cieniów nie są zwykle ostre i mamy tam stopniowe przejście od ciemności do jasności. Zakładając, iż promieniowanie rozchodzi się prostoliniowo, wytłumaczymy to z łatwością tem, że źródło uważać można jako zbiór niezliczonej liczby punktów promieniujących — do miejsca *C* (rys.



Rys. 450.

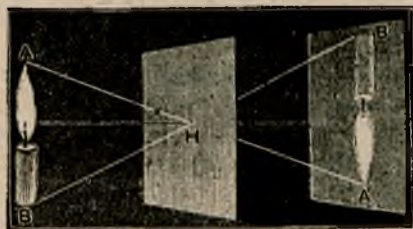


Rys. 451.

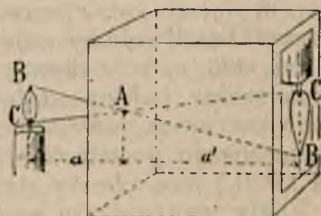
451) nie dochodzi np. promieniowanie od punktu *n*, dochodzi natomiast od punktu *m*. O ile za przedmiotem, rzucającym cień, ustawimy zasłonę *AB*, cień zarysuje się na niej tak, jak to przedstawia oddzielnie rys. *ab*; przytem wymiary cienia i półcienia otrzymują się zgodne z podanym sposobem ich tworzenia się. Cień można obserwować nie tylko okiem ale i aktinoskopem, co ma te dobre strony, że można użyć źródła, niekoniecznie dającego promienie jasne. Aktinoskop, umieszczony w cieniu, nie reaguje; można tą drogą zatem wyznaczyć granice cienia.

Jeszcze jednym zjawiskiem, stwierdzającym jakgdyby prostoliniowe rozchodzenie się promieniowania, jest tworzenie się obrazów przy pomocy małych otworków. Jeżeli w ciemnym pokoju z jednej

strony nieprzezroczystej zasłony z małym otworkiem  $H$  (rys. 452) umieścimy np. palącą się świecę, z drugiej białą tablicę (ekran), ujrzymy na tablicy odwrócony obraz palącej się świecy; rysunek tłumaczy wyraźnie jak się to dzieje — np. z punktu  $A$  promieniowanie, biegnąc między innymi w kierunku  $AH$ , daje odpowiednio jasną plamkę  $A'$  na tablicy i t. d. Wielkości obrazu  $A'B'$  i przedmiotu  $AB$  mają się przytem do siebie istotnie jak ich odległości od zasłony z otworkiem.



Rys. 452.



Rys. 453.

Jeżeli przed małym otworkiem  $A$  w ścianie zamkniętego szczelnie pudełka, tworzącego tak zw. ciemnię optyczną, umieścimy źródło promieniowania, np. tenże płomień świecy (rys. 453), na przeciwległej ścianie zarysuje się odwrócony obraz tego źródła; umieszczając tam kliszę fotograficzną, można tą drogą otrzymać fotografię; rys. 454 przedstawia właśnie widoczek, którego zdjęcie dokonane zostało przy pomocy aparatu fotograficznego tak prostej konstrukcji.

Dokładniejsze obserwacje wskazują nam wszakże, iż twierdzenie o prostoliniowym rozchodzeniu się promieniowania słuszne nie jest. Przedewszystkiem przyjrzyjmy się tworzeniu się obrazów przy pomocy małych otworków. Oczywiście z punktu świecącego  $A$  (rys. 452) promieniowanie mogłoby podążać ku tablicy nie po jednej linii prostej, lecz po niezliczonej ich liczbie, mieszczących się w stożku lub ostrosłupie, którego wierzchołek jest w  $A$ , ściany zaś określa kontur otworka (kołowy, owalny, kwadratowy etc.); moglibyśmy powiedzieć tedy, że snop promieni, wychodzący z punktu  $A$ , daje na tablicy plamkę, której kształt warunkuje się przez kształt otworka w zasłonie. Takie plamki dają również in-



Rys. 454.

ne punkty, należące do danego źródła promieniowania. Te plamki układają się jedne na drugich, całość zaś tworzy na tablicy obraz źródła. Wynikałoby stąd, że im większy jest otworek, tem mniej wyraźne winny być kontury obrazu; natomiast obraz winien być tem ostrzejszy, im mniejszy jest otworek (w tym ostatnim przypadku musi obraz być mniej jasny, gdyż przez mniejszy otworek przedostaje się mniej światła). Okazuje się istotnie, że w miarę zmniejszania się otworka obrazy stają się ostrzejsze, wszakże tylko do pewnej granicy, poczem dalsze zmniejszanie otworka powoduje coraz mniej wyraźne obrazy! Jeżeli robimy zdjęcia fotograficzne przy pomocy aparatu, jak na rys. 453, ostrość obrazu zyskuje najpierw w miarę, jak otworek  $A$  zmniejszamy (odpowiednio tylko trzeba zwiększać czas naświetlania, albowiem przez mniejszy otworek mniej przechodzi w tym samym czasie energii promienistej); jednak gdy otworek ma średnicę mniejszą niż 0,5 mm, obrazy stają się coraz gorsze!

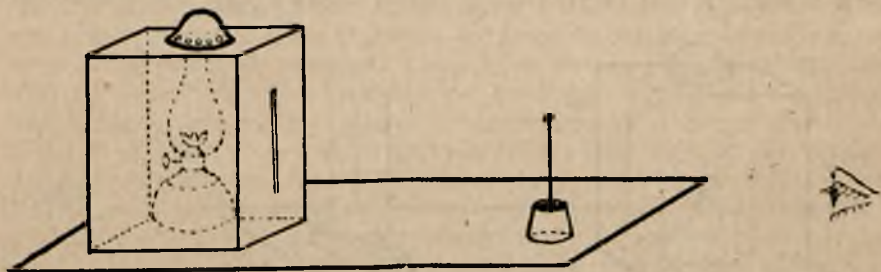
Fakty tego rodzaju zaprzeczają słuszności twierdzenia o prostoliniowym rozchodzeniu się światła i wogóle promieniowania. To też rzecz przedstawią się, jak następuje. Dawniej przypuszczano, że ciała świecące wyrzucają ze siebie we wszystkich kierunkach drobniutkie cząsteczki, które lecą prostoliniowo z ogromną prędkością; wpadając do oka, cząsteczki te wywołują pewne podrażnienie, którego wynikiem jest wrażenie wzrokowe. Zwolennikiem tej t. zw. *emisyjnej* teorii światła był między innymi znakomity Newton, który wielkim swym autorytetem sprawił, że zapatrywanie powyższe było niemal powszechne. Wszakże współczesny Newtonowi uczone holenderski Huygens, którego wymienialiśmy już przy wykładzie o ruchu falowym, wypowiedział myśl, iż rozchodzenie się światła wytłumaczyć można podobnie jak rozchodzenie się głosu; wystawić sobie tylko należy, iż w źródłach światła zachodzą pewne drgania, które dają początek szczególnym falom, posiadającym zdolność rozchodzenia się zarówno w ośrodkach materialnych jak w próżni; ponieważ zaś trudno wyobrazić sobie mechanizm tworzenia się fal w próżni, uczynić można przypuszczenie, iż próżni w dosłownem znaczeniu niema, że zarówno przestrzeń międzyplanetarną i międzygwiazdową, jak poszczególne ciała materialne, przenika pewna substancja, t. zw. *eter wszechświatowy*, tak subtelna, że w doświadczeniu utożsamiać ją musimy z próżnią, mającą wszakże własność przenoszenia fal świetlnych. Podobnie zatem jak głos z danego źródła rozchodzi się we wszystkie strony, a każdy z kierunków, w którym podąża fala głosowa, nazywamy promieniem, tak i tu promieniem jest każdy kierunek, w którym podąża fala świetlna. Sposób widzenia Huygensa znalazł narazie mało zwolenników, tem bardziej, że poza decydującym wpływem opinii Newtona wiele znanych podówczas zjawisk świetlnych można było wytłumaczyć i zapomocą teorii emisyjnej i zapomocą tej teorii *falowej*. Jednak w stosunku do innych zjawisk teorie te były sprzeczne i tu tylko doświadczenie mogło rozstrzygnąć, która z teoryj posiada wyższość. Huygens nie doczekał się triumfu swojej teorii, triumf ten nastąpił bowiem dopiero w wieku 19-tym. Nie należy wszakże lekcewa-



żyć idei teorii emisyjnej, jakkolwiek w zastosowaniu do zjawiska światła i promieniowania ciemnego poniosła ona klęskę. Zobaczymy potem, że w innej zupełnie dziedzinie idea ta odżyła, świecąc nie mniejsze triumfy, niż tu teoria Huygensa.

Jeżeli zatem rozchodzenie się promieniowania, w szczególności światła, polega na rozchodzeniu się pewnych szczególnych fal, muszą w tej dziedzinie zachodzić te zjawiska, które są właściwe dziedzinie ruchu falowego, a więc np. zjawisko uginania się, interferencji i t. p. Istotnie doświadczenie najzupełniej to potwierdza.

W ust. 200 rozważaliśmy zjawisko uginania się i podkreślaliśmy, iż zachodzi ono w zależności od tego, czy wymiary zastłon lub otworów, dokoła których lub przez które fale przechodzą, są mniej lub więcej zbliżone do długości fali, czy nie. Jeżeli są zbliżone, zjawisko to jest dostrzegalne; jeżeli są znacznie większe, jest ono niedostrzegalne, na-



Rys. 455.

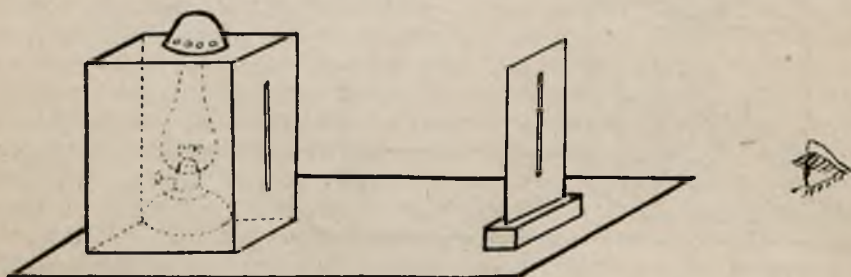
tomiał wyraźne jest tworzenie się „cieniów”. Otóż, jak się dowiemy dalej, długości fal świetlnych są bardzo małe — wynoszą ułamki mikrona; przedmioty, z którymi mamy w życiu codziennym do czynienia, są naogół bardzo wielkie w stosunku do tej długości, stąd to wyraźne tworzenie się cieniów. Wszakże dobierając odpowiednie warunki doświadczenia, stwierdzamy zjawisko uginania się fal energii promienistej. Tak np. jeżeli użyjemy jako źródła światła wąskiej szpary, oświetlonej przez umieszczoną za nią lampę (rys. 455), dalej postawimy równoległe do szpary osadzoną na korku cienką igłę, a jeszcze dalej w odległości od igły parokrotnie większej, niż odległość igły od szpary, umieścimy oko, bynajmniej nie dostrzeżemy takiego cienia igły, jakiegobyśmy mogli oczekiwać, zakładając, iż światło rozchodzi się prostoliniowo; w tym ostatnim bowiem razie musielibyśmy dostrzec ciemną pojedynczą smugę — cień, natomiast stwierdzamy, że smuga ta w środku jest przedzielona wąskim jasnym pasem — przedostaje się więc tam światło, uginając się dokoła igły, podobnie jak fale wodne uginają się dokoła napotkanej niewielkiej skały. Poza tem gdybyśmy obserwowali cień nie gołym okiem, a przy pomocy dającej znaczne powiększenie lupy, dostrzegliibyśmy oprócz tego przedzielonego jasną smugą cienia z obu jego stron symetrycznie rozmieszczone inne

ciemne prążki (rys. 456), których powstanie zgoła z prostolinjowego rozchodzenia się światła nie wynika. Jeżeli na miejscu igły umieścimy drugą wąską szparę, równoległą ustawioną do pierwszej (rys. 457), nie dostrzeżemy jednej jasnej smugi tej szerokości, jakiej moglibyśmy oczekiwać zgodnie z zasadą prostolinjowego rozchodzenia się światła; smuga ta będzie znacznie szersza; poza tem, o ile obserwujemy zjawisko przy pomocy dobrej lupy, widzimy z obu stron tej jasnej smugi symetrycznie rozmieszczone jasne i ciemne prążki (rys. 458), których powstania również z prostolinjowego rozchodzenia się bynajmniej wyprowadzić nie możemy.



Rys. 456.

Zatem twierdzenie o prostolinjowym rozchodzeniu się światła, powiemy ogólniej o prostolinjowym rozchodzeniu się energii promienistej, ściśle nie jest. Wyobrażenie takie nasuwa nam doświadczenie



Rys. 457.

życia codziennego jedynie dlatego, że tu mamy zazwyczaj do czynienia z przedmiotami, których wymiary są olbrzymie w porównaniu z wymiarami fal energii promienistej. Możemy co najwyżej powiedzieć, iż w tem codziennem doświadczeniu dzieje się tak, *jakgdyby* promieniowanie rozchodziło się prostolinjowo.



Rys. 458.

Niemniej jednak często bardzo i to właśnie w zagadnieniach praktycznych możemy się posługiwać twierdzeniem przybliżonem o prostolinjowym rozchodzeniu się promieniowania. Niżej poznamy cały szereg zagadnień, których rozwiązanie przy-

bliżone jest dla nas najzupełniej wystarczające, a zarazem ogromnie proste, o ile posługujemy się tem właśnie twierdzeniem.

## 227. Przezroczystość; różnorodność promieniowania.

Posługując się jakimkolwiek aktinoskopem, np. radjometrem Crookesa, możemy znacznie rozszerzyć to pojęcie o przezroczystości, które wytwarzamy sobie na podstawie praktyki życiowej w stosunku do

światła wyłącznie. Praktyka ta uczy nas, iż ciała bardzo nawet przezroczyste w niezbyt grubych warstwach, tem mniej są przezroczyste, im grubość ich jest większa. Tak np. woda w szklance wydaje się nam bardzo przezroczysta; jakże inaczej się przedstawia, gdy patrzymy przez nią w wielkiem akwarjum. Albo złożymy dziesięć lub więcej cienkich płytek szklanych i porównajmy, jak się przez nie widzi dany przedmiot, a jak się go widzi przez pojedynczą płytkę. Odwrotnie, substancje, o których zwykliśmy mówić, że są zupełnie nieprzezroczyste, stają się przezroczystymi, o ile je bierzemy w bardzo cienkiej warstwie; złotnicy np. umieją sporządzać cieniutkie blaszki złota grubości  $0,1 \mu$  —  $1 \mu$ ; światło przez takie blaszki przechodzi, jakkolwiek niecałkowicie.

Jeżeli radjometr Crookesa poddajemy działaniu promieniowania lampy elektrycznej łukowej, młynek zaczyna się gwałtownie obracać; przez zwiększanie odległości radjometru od lampy możemy osiągnąć, że ten ruch obrotowy będzie dostępny obserwacji. Gdy się ruch młynka ustali, wsunmy pomiędzy lampę a radjometr naczynie szklane o płaskich ścianach równoległych, wypełnione wodą; młynek zaczyna obracać się wolniej, prędkość zaś obrotu maleje jeszcze w większym stopniu, jeżeli naczynie wypełnimy wodnym roztworem alunu (dla oka roztwór taki będzie niemal tak przezroczysty jak czysta woda). A teraz umieścimy na drodze promieni, idących z lampy ku radjometrowi, inne naczynie, wypełnione roztworem jodu w dwusiarczku węgla; niechby warstwa takiego roztworu nasyconego miała jeden, dwa centymetry grubości, a już przez nią nie byłibyśmy w stanie dojrzeć światła lampy; to też w mowie potocznej nazywamy taki roztwór zupełnie nieprzezroczystym. Tymczasem przekonywamy się, że radjometr bardzo mało zwalnia biegu w stosunku do tego, jak się porusza, gdy promieniowanie przechodzi tylko przez powietrze.

Jakie wnioski możemy wyprowadzić z tych doświadczeń? Oto przedewszystkiem, że dane źródło nie daje nam wyłącznie promieniowania takiego, które działa na zmysł wzroku, a które umówiliśmy się nazywać promieniowaniem jasnym; jego promieniowanie ciemne przechodzi przez nieprzezroczysty dla światła roztwór jodu w dwusiarczku węgla i działa na radjometr; przeciwnie, to promieniowanie ciemne zostaje w bardzo znacznym stopniu pochłonięte przez wodę lub roztwór wodny alunu, które to substancje względnie nieznacznie pochłaniają promieniowanie jasne.

Zatem promieniowanie tego źródła (a naogół i innych) nie jest jednorodne. Prócz tego, jak widzimy, przezroczystość jest pojęciem względnem — ciała dla pewnych promieni przezroczyste, mogą być dla innych bardzo nieprzezroczyste i odwrotnie; czarny niemal roztwór jodu w dwusiarczku węgla wypadnie nazwać przezroczystym, skoro mowa o promieniowaniu ciemnym, natomiast w stosunku do tego promieniowania wypadnie nazwać wodę bardzo nieprzezroczystą. W dalszym wykładzie omówimy szerzej tę sprawę; tu poprzestaniemy na uwadze, że niema ciał doskonale przezroczystych; każdy ośrodek materjalny w większym lub mniejszym stopniu pochłania te lub

inne rodzaje promieniowania. Sadze pod tym względem wyróżniają się z pośród innych ciał silnem pochłanianiem wszystkich rodzajów promieniowania — jest to więc ciało najbardziej nieprzezroczyste.

## 228. Dzielnosc promieniowania. Natężenie promieniowania.

Jak już podkreślaliśmy kilkakrotnie, jedną z podstaw fizyki, jak i całego przyrodoznawstwa, jest zasada zachowania energii. Jeżeli zachodzi przemiana jednej postaci energii w drugą, zawsze występują obie w ilościach równoważnych. Jeżeli, promieniując w ciągu określonego czasu, ciało stygnie, tracąc przytem jedną kalorję, i jeżeli mamy podstawy doświadczalne do twierdzenia, iż z tego utraconego ciepła nic poza promieniowaniem nie powstaje, wówczas mówimy, że ilość energii promienistej, którą w danym czasie dane ciało wysłało, równa się  $4,19 \cdot 10^7$  ergów (jedna kalorja =  $4,19 \cdot 10^7$  ergów). Przypuśćmy, że przebieg powyższej przemiany trwał 1 minutę; w takim razie średnia dzielnosc promieniowania wynosi za ten czas

$$\frac{4,19 \cdot 10^7 \text{ erg.}}{60 \text{ sek.}} = \frac{4,19 \text{ dżul.}}{60 \text{ sek.}} = 0,07 \text{ watów.}$$

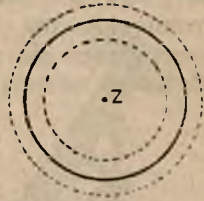
Przypuśćmy teraz, że mamy źródło promieniowania o nieznaney dzielnosci; otoczmy je ze wszystkich stron zasłoną nieprzezroczystą, któraby pochłaniała całe idące ze źródła promieniowanie; przypuśćmy dla uproszczenia, iż żadnych innych procesów w danym razie niema. Wówczas z tego, o ile się dana osłona ogrzeje, z tego, ile kaloryj powstanie w danym czasie z pochłoniętego promieniowania, wywnioskujemy o dzielnosci promieniowania źródła. Przypuśćmy np., iż ta zmierzona w jakiś sposób ilość ciepła równa jest 4 wielkim kalorjom i czas trwania opisanego procesu wynosi 15 sek. Wówczas dzielnosc źródła jest

$$\frac{4.426,8 \text{ kgm.}}{15 \text{ sek.}} = \frac{4.426,8}{15.75} \text{ HP} = 1,52 \text{ HP.}$$

Zatem energję promienistą, jak każdą inną energję, mierzymy w jednostkach pracy (erg, dżul, kilogrammetr), dzielnosc zaś promieniowania, jak dzielnosc wogóle w  $\frac{\text{erg.}}{\text{sek.}}$ , w watach lub koniach parowych. Sposób pomiaru polega na wyznaczaniu ilości ciepła, które z danej ilości energii promienistej powstało przy całkowitem pochłonięciu tego promieniowania, względnie tej ilości ciepła, z której dany zasób energii promienistej powstał.

Otoczmy więc jakiegokolwiek źródło promieniowania nieprzezroczystą zasłoną kulistą (rys. 459) i wyznaczmy w sposób wskazany dzielnosc promieniowania źródła. Czy wynik pomiaru będzie inny, jeżeli zasłona kulista będzie miała promień większy lub mniejszy? Oczywiście

ste, że nie; chyba, że zachodzi pochłanianie w ośrodku, wypełniającym naczynie kuliste. Załóżmy, w celu uniknięcia tej komplikacji, że w każdej z tych kul jest doskonała próżnia. Powiemy tedy, że z danego źródła w równych czasach dochodzą równe ilości energii promienistej do każdej, otaczającej je powierzchni kulistej. Wszakże w stosunku do jednostki powierzchni ilość ta będzie różna dla kul o różnym promieniu. Oznaczmy dzielność promieniowania danego źródła przez  $w^*$ ) i przypuśćmy, iż raz umieszczamy je w środku kuli o promieniu  $r_1$  i powierzchni  $s_1 = 4\pi r_1^2$ , drugim razem w środku kuli o większym promieniu  $r_2$  i powierzchni  $s_2 = 4\pi r_2^2$ . W równych czasach do każdego centymetra kwadratowego tej drugiej kuli będzie dochodziło mniej energii promienistej, niż do każdego centymetra kwadratowego powierzchni pierwszej. Stosunek  $\frac{w}{s_1}$ , względnie  $\frac{w}{s_2}$ , t. j. stosunek, wskazujący liczbowo, ile energii promienistej przypada w jednostce czasu na jednostkę powierzchni jednej i drugiej kuli, nazywamy natężeniem promieniowania u jednej i drugiej powierzchni, t. j. natężeniem promieniowania w odległości  $r_1$  i  $r_2$  od źródła. Oznaczając to natężenie przez  $I_1$ , wzgl.  $I_2$ , będziemy mieli



Rys. 459.

$$I_1 = \frac{w}{s_1} = \frac{w}{4\pi r_1^2} \dots \dots \dots (1)$$

oraz

$$I_2 = \frac{w}{s_2} = \frac{w}{4\pi r_2^2} \dots \dots \dots (2)$$

skąd

$$I_1 : I_2 = r_2^2 : r_1^2 \dots \dots \dots (3)$$

t. j. natężenie promieniowania w różnych odległościach od źródła zmienia się *w stosunku odwrotnym do kwadratów odległości*. Otrzymujemy znaną już nam skądinąd zależność (por. ust. 193 i 205); pamiętajmy tylko, iż założyliśmy, że promieniowanie na drodze od źródła do miejsca, gdzie rozważamy natężenie, pochłanianiu nie podlega.

Przypuśćmy, iż w próżni mieści się źródło Z, promieniujące jednakowo na wszystkie strony. Możemy je w myśli otoczyć szeregiem kul współśrodkowych, w których wspólnym środku ono przypada. Energia promienista, nieustannie wysyłana przez źródło, nieustannie też przechodzi przez każdą z tych powierzchni kulistych, podążając coraz dalej. Możemy mówić o natężeniu promieniowania w tem czy innym miejscu, t. j. w tej czy innej odległości od źródła; będzie ono malało w stosunku wskazanym przez wzór (3).

Inaczej rzeczby się przedstawiała, gdyby promieniowanie rozchodziło się nie w próżni; ponieważ każdy materialny ośrodek jest mniej

\*) Zakładamy, że dzielność ta jest niezmienna.

lub więcej nieprzezroczysty, ulegałoby tam ono pochłanianiu. Wówczas nie moglibyśmy powiedzieć, że w równych czasach ilości energii promienistej, przebiegającej przez powierzchnie pomyślane 1, 2, 3... są równe, im dalej bowiem od źródła, tem ilości te byłyby mniejsze. Inny również byłby przebieg zjawiska, gdyby ośrodek dokoła źródła promieniowania był niejednorodny; wówczas energia promienista, rozchodząca się ze źródła we wszystkie strony, ulegałaby w różnych miejscach ośrodka różnemu pochłanianiu. Niemniej i tu możemy rozważać natężenie promieniowania w poszczególnych miejscach ośrodka, rozumiejąc przez to *stosunek energii promienistej, przenikającej w jednostce czasu przez daną powierzchnię prostopadłe do niej, do wielkości tej powierzchni*; liczbowo stosunek ten wskazuje, ile energii promienistej przechodzi w danym miejscu w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni, ustawioną prostopadłe do kierunku rozchodzenia się promieniowania.



Rys. 460.

Podając wyżej sposób mierzenia dzielności promieniowania, zakładaliśmy, iż źródło jest ze wszech stron otoczone zasłoną nieprzezroczystą, pochłaniającą promieniowanie. Nie jest to jednak ani konieczne, ani naogół możliwe: w jaki sposób np. moglibyśmy osłonić ze wszystkich stron słońce, aby wyznaczyć dzielność jego promieniowania. Radzimy sobie w sposób następujący. Mierzmy, ile energii promienistej z danego źródła Z (rys. 460) dochodzi w pewnym czasie do pewnej (małej) powierzchni s, mieszczącej się w określonej odległości r od źródła i ustawionej prostopadłe do promieni, czyli wyznaczamy natężenie promieniowania u powierzchni s. Jeżeli mamy dane do przypuszczenia, że źródło promieniuje jednako we wszystkie strony, oraz że pochłanianie w ośrodku, oddzielającym źródło Z od powierzchni s, jest tak znikome, że można nie brać go pod uwagę, wówczas znajdziemy łatwo dzielność promieniowania źródła, obliczając, ile energii promienistej przechodzi w jednostce czasu przez powierzchnię kulistą o promieniu r (= odległości źródła od s), mającą środek w Z. Jeżeli natężenie promieniowania na powierzchni s jest I, wówczas oczywiście dzielność źródła jest

$$4 \pi r^2 I \dots \dots \dots (4)$$

Rys. 461 przedstawia jeden z rodzajów aktinometrów, t. zw. *pirheljometr*; przyrząd ten służy do badania natężenia promieniowania słonecznego. Płaska puszka blaszana A, wypełniona wodą, wystawia się okopconem denkiem na promieniowanie słońca tak, aby promienie padały na nie prostopadłe; temperatura wody podnosi się w określonym czasie (np. w ciągu 5 minut) o pewną liczbę stopni, co wyznaczamy przy pomocy wstawionego do puszki termometru T. Znając ilość wody, zawartej w przyrządzie, który, mówiąc właściwie, jest kalorymetrem, oraz równoważnik wodny samej puszki A, wyznaczamy, ile ka-

loryj powstaje w danym czasie z pochłoniętej energii promienistej \*). Przypuśćmy, iż w ten sposób otrzymaliśmy  $q$  kaloryj w ciągu  $t$  sekund, oraz że powierzchnia denka pirheljometru wynosi  $s$  cm<sup>2</sup>; wówczas natężenie promieniowania słonecznego u powierzchni ziemi jest

$$\frac{q \text{ kal.}}{t \text{ sek. } s \text{ cm.}^2} = \frac{q \cdot A \text{ ergów}}{t \text{ sek. } s \text{ cm.}^2},$$

gdzie  $A$  oznacza dynamiczny równoważnik ciepła.

Jak już wspominaliśmy wyżej, atmosfera ziemską nie jest zupełnie przezroczysta i część promieniowania słonecznego zostaje w niej pochłonięta. Wyznaczając natężenie promieniowania słonecznego na wysokich górach, gdzie strata przez pochłanianie promieniowania w powietrzu jest znacznie mniejsza, i wyprowadzając stąd wniosek co do owego pochłaniania promieniowania w atmosferze, można wyznaczyć tak zwaną stałą słoneczną, którem to mianem oznaczamy natężenie promieniowania słonecznego na granicy naszej atmosfery. Stała ta wynosi

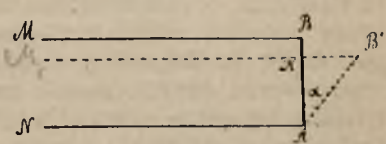
$$\text{ok. } 0,05 \frac{\text{kal.}}{\text{sek. cm.}^2} \dots \dots (5)$$



Rys. 461.

Znając odległość ziemi od słońca (okrągłe 15.10<sup>7</sup> km), obliczyć możemy, jaka jest dzielnosc promieniowania słońca. Proponujemy czytelnikowi samemu dokonać tego rachunku.

Zastanówmy się jeszcze chwilę nad jednym szczegółem powyższego pomiaru. Powiedzieliśmy, że denko pirheljometru ustawiamy prostopadłe do kierunku, w którym pada do nas promieniowanie słońca. Szczegół ten jest bardzo ważny. Pamiętajmy przedewszystkiem, że odległość słońca od ziemi jest tak wielka, iż dochodzące do pirheljometru fale energii promienistej uważać możemy za płaskie, promienie zatem padające za równoległe (porównaj ustęp 191). Przy położeniu denka  $AB$  (rys. 462), prostopadłym do kierunku promieni, dochodzi do niego energia, poruszająca się wewnątrz słupa  $MNAB$ ; gdy pochylimy denko do położenia  $AB'$ , część tej energii, a mianowicie zawarta w czę-



Rys. 462.

1) Należy tu jeszcze uwzględnić fakt, że przyrząd, ogrzewając się, jednocześnie stygnie; niezbędną poprawkę wyznacza się, osłaniając pirheljometr (po uprzednim jego ogrzaniu) przed promieniami słonecznymi i obserwując, jak temperatura spada w pewnym określonym czasie.

ści  $MM'KB$  przeleci obok denka, na nie zaś trafi jedynie energja, poruszająca się wewnątrz słupa  $M'NAK$  o mniejszym przekroju.

Jakikolwiek jest kształt denka, przy położeniu jego pochyłym, jak na rys. 462, o ilości dochodzącej doń w jednostce czasu energii decyduje wielkość rzutu denka na płaszczyznę prostopadłą do kierunku promieni. Ten rzut, jeżeli pole denka oznaczymy przez  $s$ , wychylenie zaś denka w stosunku do pierwotnego położenia przez  $\alpha$ , da się przedstawić tak:

$$s' = s \cdot \cos. \alpha. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Im większy jest kąt  $\alpha$ , t. j. im bardziej pochyło padają promienie na daną powierzchnię, tem mniej w tym samym czasie dochodzi do tej powierzchni energii.

Pragnąc w myśl schematu, zaznaczonego na rys. 460, wyznaczyć dzielność promieniowania słońca, musimy oczywiście ustawiać denko pirheljometru prostopadle do promieni słonecznych.

## 229. Dzielność promieniowania jasnego. Fotometry.

Umieścimy w niezbyt wielkiej odległości od płomienia świecy jakiś najprostszy aktinoskop — np. termometr z okopconą kuleczką i zanotujemy, jak on reaguje na promieniowanie. Następnie, nie zmieniając odległości między świecą a termometrem, wstawmy pomiędzy nie naczynko szklane o ścianach równoległych, zawierające całkiem nieprzezroczysty dla światła roztwór jodu w dwusiarczku węgla, tak by światła świecy do termometru nie dopuścić. Zobaczymy, że termometr jednak reaguje, jakkolwiek słabiej nieco, niż poprzednio. Jak o tem była już mowa w ust. 227, część promieniowania zostaje tu pochłonięta (naturalnie nie możemy twierdzić, że dotyczy to tylko promieniowania jasnego; możemy przypuszczać, że częściowo jest tu również pochłonięte promieniowanie ciemne). Doświadczenie to przypomina nam, że światło, wysyłane przez dane źródło (płomień świecy), stanowi tylko pewną część ogółu wysyłanej przez nie energii promienistej.

Wszakże jeżeli z danego źródła chcemy korzystać tylko jako ze źródła światła, a często tak bywa, interesować nas może nie całkowita dzielność promieniowania tego źródła, ale tylko ta część, która dotyczy promieniowania jasnego, t. j. światła. Teoretycznie łatwo wskazać drogę do takiego wyznaczenia. Najpierw należy przepuścić promieniowanie danego źródła przez taki filtr, któryby pochłonął całkowicie promieniowanie ciemne, a przepuścił tylko jasne, a następnie to jasne promieniowanie poddać badaniu przy pomocy aktinometru. Praktycznie jednak rzecz ta nie jest tak łatwa; wystarczy zresztą zaznaczyć, że umiemy przewycięzać nasuwające się przytem trudności. Otóż kłopotliwe dość badanie, których szczegółów przytaczają będziemy, wykazują, iż światło stanowi naogół małą część tej całej energii promienistej, którą wysyłają poszczególne źródła. Tak np.



dla świecy stearynowej z całkowitej energii promienistej, wysyłanej przez płomień, zaledwie  $\frac{1}{80}$  stanowi promieniowanie jasne. O ile uwzględnimy, że przy spalaniu świecy, jak to wykazują ściśle pomiary, promieniowanie jej stanowi zaledwie  $\frac{1}{10}$  całkowitej zyskiwanej przez nas energii, resztę zaś otrzymujemy w postaci ciepła, wypadnie, że w stosunku do tej całkowitej energii światła stanowi  $\frac{1}{800}$ . Dla żarówki starego typu wypada ta liczba korzystniej, a mianowicie 3%; dla żarówki nowego typu oraz dla lampy łukowej dosięga ono 21%. Z tych danych wynika, że źródła światła, któremi się w życiu codziennym posługujemy, są bardzo mało ekonomiczne, dostarczają nam bowiem przy energii świetlnej bezporównania więcej energii cieplnej oraz promieniowania ciemnego, którego od nich, jako od źródeł światła, wcale nie pragniemy. Otrzymanie odpowiednio ekonomicznych źródeł stanowi jedno z najważniejszych zagadnień praktycznych, które ma do rozwiązania nauka i technika. Zauważmy przy sposobności, że oprócz świecenia ciał w wysokiej temperaturze, co nazywamy ogólnie *jarzeniem się* tych ciał, stwierdzamy też świecenie w temperaturze niskiej, t. zw. *jarzenie się* (luminescencja); przykładem świecenie robaczków świętojańskich, świecenie gazów rozrzedzonych podczas zachodzącego w nich wyładowania elektrycznego, zorza biegunowa, świecenie uprzednio naświetlonych substancyj (fosforescencja), któremi np. pokrywają zapalniczki, tarcze zegarków i t. p., by w nocy były dostrzegalne w ciemnym pokoju. W zjawisku jarzenia się stosunek energii świetlnej do ogółu wydzielanej energii jest korzystniejszy, niż w wypadku jarzenia się; technika zatem oświetlenia ma przed sobą jakgdyby wskazane szukanie t. zw. zimnych źródeł światła.

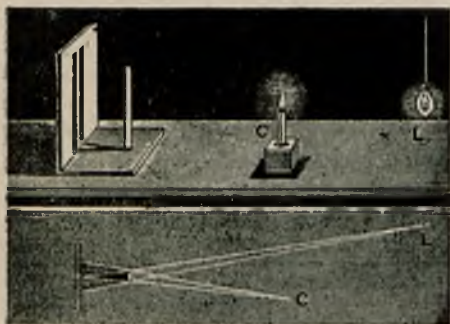
Wracając do pytania o dzielności promieniowania jasnego, musimy zauważyć, iż rozwiązanie jego w powyższy sposób, najzupełniej poprawne pod względem naukowym, nie wystarczałoby i byłoby niewygodne w życiu codziennym, w którym odwołujemy się do innych punktów wyjścia. Mianowicie, w życiu codziennym zwykliśmy, o ile chodzi o źródła światła, wyrażać ich dzielność inaczej, a to przez porównanie z dowolnym źródłem, którego dzielność przyjmujemy za jednostkę. Za takie źródło jednostkowe bieramy t. zw. *normalną* świecę albo lampę. Świeca normalna posiada budowę taką samą, jak każda świeca, zrobiona jest tylko ze ściśle przepisanych materiałów, posiada ściśle przepisane wymiary i winna mieć tak przystrzyżony knot, by wysokość płomienia była również przepisana. Rys. 463 przedstawia lampę normalną Hefnera-Altenecka; budową przypomina ona lampę spirytusową. Jako ciecz jest tu użyty octan amylový; knot reguluje się tak, by wysokość płomienia, mierzona przy pomocy widocznego na rysunku dioptru, wynosiła dokładnie 40 mm. (patrząc przez dioptr., widzimy kreskę w środku pola widzenia; knot podkręcamy tak, by płomień sięgał na wysokość kreski).



Rys. 463.

Niesposób jest oczywiście zbudować takiej normalnej świecy lub lampy, któraby idealnie odpowiadała wymaganiom — zawsze promieniowanie ich będzie ulegało pewnym wahaniom, które jednak w życiu praktycznym są do pominięcia. Te czy inne źródła światła porównujemy ze świecą normalną (lampą) i wynik porównania wyrażamy, mówiąc, że dane źródło wynosi tyle a tyle świec normalnych. Porównania dokonywamy zapomocą przyrządów, zwanych *fotometrami*, z których omówimy tu jedynie najprostsze, pozwalające zrozumieć samą zasadę pomiaru.

Rys. 464 przedstawia niezmiernie prosty fotometr Rumforda. Dwa źródła światła (żarówkę i świecę) ustawiamy tak, by dwa cienie pionowego słupka na białej tablicy były zupełnie jednakowo intensywne; jeżeli którykolwiek z cieniów jest ciemniejszy, odsuwamy jedno źródło lub przysuwamy inne, by cienie stały się jak najdokładniej jednakowymi.

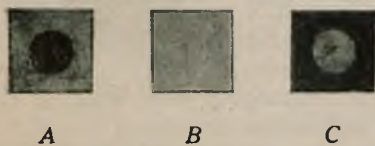


Rys. 464.

To miejsce tablicy, gdzie tworzy się cień od żarówki, oświetlone jest *przez świecę i tylko przez świecę*; to miejsce zaś tablicy, gdzie przypada cień od świecy, oświetlone jest *tylko przez żarówkę*. Gdyby dzielność promieniowania (jasnego) obu źródeł była jednakowa, wówczas musiałyby one stać w równych odległościach od oświetlonych przez nie miejsc, aby *natężenie* światła, dawane przez nie w tych miejscach, było jednakowe; jeżeli dzielność źródeł jest różna, źródło silniejsze trzeba postawić dalej. Zaniedbując pochłanianie światła w powietrzu, do czego mamy zupełne prawo ze względów praktycznych, i pamiętając o zmianach natężenia promieniowania w zależności od odległości

rozważanego miejsca od źródła (prawo odwrotności względem kwadratów z odległości), łatwo dokonamy porównania. Tak np., jeżeli się okaże, że żarówkę trzeba będzie postawić 4 razy dalej, niż świecę, świadczyć to będzie, że dzielność promieniowania żarówki jest  $4^2 = 16$  razy większa od dzielności świecy, innymi słowy, że dana żarówka jest 16-to-świecowa.

Równie prostą zasadę posiada fotometr Bunsena. Na kawałku papieru zrobiona jest tłusta plama; o ile patrzymy na papier z tej strony, gdzie mieści się źródło światła, plama zarysowuje się jako *ciemna* na jasnym tle (rys. 465, A); przeciwnie, jeżeli źródło światła umieścimy z przeciwnej strony papieru, niż ta, z której patrzymy, ujrzymy



Rys. 465.

Równie prostą zasadę posiada fotometr Bunsena. Na kawałku papieru zrobiona jest tłusta plama; o ile patrzymy na papier z tej strony, gdzie mieści się źródło światła, plama zarysowuje się jako *ciemna* na jasnym tle (rys. 465, A); przeciwnie, jeżeli źródło światła umieścimy z przeciwnej strony papieru, niż ta, z której patrzymy, ujrzymy

jasną plamę na ciemnym tle (rys. 465, B). Ustawmy z obu stron tego ekranu z tłąstą plamą dwa źródła światła. Jeżeli natężenie światła, uwarunkowane przez oba źródła na powierzchni ekranu, którego grubość zaniedbujemy, jest jednakowe, wówczas nie będziemy z żadnej strony dostrzegali tej plamy, ani jako jasnej na ciemnym tle, ani jako ciemnej na jasnym tle (rys. 465, C); należy więc, przesuając jedno, podczas gdy drugie jest nieruchome, uregulować odległość źródeł tak, by plama *znikła*. Wtedy ze stosunku odległości źródeł od ekranu, odczytanych na skali, wnioskujemy o stosunku dzielności obu źródeł, jak wyżej. Zauważyć trzeba, że „znikanie” plamy zależy nieco od kierunku patrzenia na ekran; przy pomiarze zatem trzeba zawsze umieszczać oko z jednej i drugiej strony ekranu w tem samym położeniu względem, aby uniknąć przypadkowych zakłócających wpływów. Nie należy też nigdy poprzestawać na jednym nastawieniu, natomiast dokonać kilku i wziąć średnią wartość z odczytanych za każdym razem odległości.

Pomiary fotometryczne wtedy są względnie nietrudne (jakkolwiek ściśle ich wykonanie wymaga wielkiej wprawy); jeżeli porównywane źródła dają światło jednakowej barwy; jeżeli barwy są różne, pomiar staje się niełatwym; czytelnik bez wahania odpowiedziałby na pytanie, która z dwu czerwonych lampek świeci jaśniej, natomiast byłby w pewnym kłopotcie, gdyby chodziło o porównanie jasności lampek, z których jedna jest czerwona, druga zaś niebieska. Tu wchodzi w grę różna wrażliwość oka na barwy i stąd wynika, że zagadnienie staje się bardziej złożone.

### Ćwiczenia i zadania.

280. Obrazy, otrzymywane przy pomocy małych otworków, nie zależą od kształtu otworków; dlaczego tak się dzieje?

281. W doświadczeniu, wyobrażonem na rys. 452, odległość świecy od zasłony z otworkiem wynosi 20 cm., odległość zaś tej zasłony od tablicy jest 35 cm. Czy otrzymany na tablicy obraz świecy jest zmniejszony, czy zwiększony, przytem w jakiej mierze?

282. Jak należy w doświadczeniu z zad. 281 ustawić świecę, zaslonę z otworkiem i tablicę, by obraz świecy był: a) dwukrotnie zmniejszony, b) trzykrotnie powiększony?

283. Łuk świetlny latarni elektrycznej, oświetlającej w nocy ulicę, mieści się na wysokości 4 m. ponad powierzchnią chodnika, na którym w odległości 230 cm. od latarni stoi człowiek wysokości 165 cm. Jaka jest długość cienia tego człowieka na chodniku?

284. Trzy palące się jednakowe świece umieszczone są w środku pokoju w szeregu jedna tuż przy drugiej tak, że ich płomień przypadają na jednakowej wysokości; innych źródeł światła w pokoju niema. Pręt, trzymany pionowo, obnosimy dokoła świec, by zakreślał mniej więcej drogę kołową o promieniu 25 cm. dokoła świecy środkowej. Wytłumaczyć, dlaczego przy pewnych położeniach pręta otrzymuje się ostry jego cień na ścianie, przy innych położeniach nieostry; kiedy mianowicie zachodzi jedno, a kiedy drugie?

285. Wytłumaczyć przy pomocy rysunku, dlaczego ostry cień przedmiotu, otrzymany na ścianie czy na tablicy od małego płomyka gazowego, staje się nieo-

stry, gdy płomień znacznie powiększymy, nie zmieniając położenia przedmiotu i źródła światła względem ściany (tablicy)?

286. Zaćmienie księżycza zachodzi, gdy księżyc przypada w stożku cienia, rzucanego przez ziemię. Wytlumaczyć przy pomocy rysunku, jak winny być rozmieszczone słońce, ziemia i księżyc podczas zaćmienia księżycza? Obliczyć, jakie długości tworzy się stożek cienia ziemi, jeżeli promień słońca = 697130 km., promień ziemi = 6367 km., odległość zaś słońca od ziemi =  $15 \cdot 10^7$  km.?

287. Jaki jest wymiar natężenia promieniowania w układzie C. G. S.?

288. Stała słoneczna wynosi ok.  $0.05 \frac{\text{kal.}}{\text{sek. cm}^2}$ ; przyjmując, że odległość ziemi od słońca =  $15 \cdot 10^7$  km., znaleźć dzielnosć promieniowania słońca?

289. Dlaczego w zimie działanie promieni słonecznych jest słabsze, niż w lecie; z rana i wieczorem słabsze, niż w południe; w pasie umiarkowanym słabsze, niż w zwrotnikowym?

290. W jakiej odległości powiesić należy ponad książką, leżącą na stole, 50-świecową żarówkę, aby uwarunkowane przez nią oświetlenie książki było takie, jakie daje lampa 16-świecowa, zawieszona na wysokości 75 cm. ponad tą książką?

291. W jakim miejscu pomiędzy żarówkami 16-świecową a 25-świecową, znajdującymi się w odległości 2 m. jedna od drugiej, umieścić należy ekran z tłustą plamą, jakiego używa się w fotometrze Bunsena, by plama była niedostrzegalną?

292. Czy dla dwu żarówek o tej dzielnosći i tak względem siebie położonych, jak podaje zad. 291, istnieje tylko jedno miejsce, w którym obie one dają równe natężenie światła? Jeżeli nie, wskazać te inne miejsca i podać sposób doświadczalnego stwierdzenia tego faktu?

293. Z jednej strony ekranu z tłustą plamą mieści się lampa normalna, z drugiej strony w odległości 130 cm. lampka żarowa; plama jest przytem niedostrzegalna. Żarówkę osłaniamy bibułką, lub papierem woskowym, wówczas plama staje się widzialną, znika jednak, gdy zbliżymy osłoniętą żarówkę na odległość 90 cm. od ekranu. Obliczyć w procentach straty, które warunkuje osłona?

## ROZDZIAŁ II.

### ODBIJANIE SIĘ PROMIENIOWANIA. ZWIERCIADŁA.

#### 230. Zwierciadła płaskie.

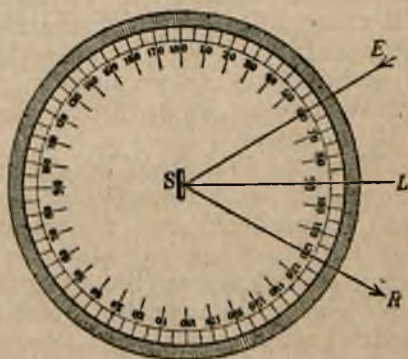
Trudno o bardziej pospolity i rozpowszechniony przyrząd fizyczny, niż zwierciadło płaskie. Poza zwierciadłami, któremi się posługujemy w życiu codziennem, każda płytka szkła (nie matowego), wypolerowana płytka metalu, spokojna powierzchnia rtęci, wody i t. p., słowem, każda możliwie dokładna powierzchnia płaska tego czy innego ciała zachowuje się w podobny sposób względem padającego na nią promieniowania. Na czemże to zachowanie się polega?

Gdy dziecko bawi się zwierciadłem, odbijając niem promienie słoneczne w dowolnym kierunku, korzysta z zasadniczego prawa, które poznaliśmy jeszcze w ust. 195.

Rzućmy na zwierciadło płaskie snop promieni równoległych, czy to idących z bardzo odległego źródła, np. słońca, czy jakoś inaczej otrzymanych (o czem niżej); promienie ulegną przytem odbiciu.

Bieg promieni, padających na zwierciadło i odbitych, łatwo uwidocznimy, puszczając na ich drogę trochę dymu, albo ustawiając w ich płaszczyźnie białą tablicę, na której one znaczą tę drogę. Umieszczając na drodze promieni odbitych okopconą kuleczkę termometru, dostrzeżemy, że termometr będzie reagował nawet wtedy, gdy promienie, padające na zwierciadło, przepuścimy przez roztwór jodu w dwusiarczku węgla — w ten sposób uwidocznimy, że tak samo odbijają się i promienie ciemne.

Wystawiając prostopadłą do powierzchni zwierciadła w miejscu padania promieni i mierząc otrzymane kąty padania i odbicia, jak to np. objaśnia rys. 466 (por. ust. 195), stwierdzamy, że zawsze *kąt padania równa się kątowi odbicia* oraz że *promienie padające i odbite*



Rys. 466.

leżą w jednej płaszczyźnie z prostopadłą, wystawioną do powierzchni zwierciadła w miejscu padania i odbicia. Ustalenie tego faktu w drodze doświadczalnej należy do najdawniejszych zdobyczy nauki fizyki, a więc sięga czasów, gdy mowy jeszcze o żadnej teorii falowej promieniowania nie było; gdy wszakże założymy, że rozchodzenie się energii promienistej polega na przenoszeniu się pewnego ruchu falowego, to, według ust. 191, promienie równoległe rozumiemy tak, że ku zwierciadłu podążają w danym kierunku nieprzerwanym ciągiem fale płaskie i fale te właśnie, zgodnie z prawem, które daje doświadczenie, ulegają odbiciu.

Równość kątów padania i odbicia wykazać można przy pomocy następującego prostego doświadczenia (rys. 467). Na arkuszu papieru, rozpiętym na stole, ustawiamy pionowo zwierciadło płaskie (ewentualnie płytkę szklaną)  $AB$ .



Rys. 467.

W punktach  $P$  i  $Q$ , nie leżących na prostopadłej do zwierciadła, wpinamy dwie szpilki, widząc zaś obrazy obu tych szpilek w zwierciadle, wpinamy jeszcze dwie szpilki  $R$  i  $S$  tak, by przypadają w jednym kierunku z obrazami pierwszych dwu szpilek, a zatem, by zaznaczały kierunek, w którym odbija się promieniowanie, biegnące ku

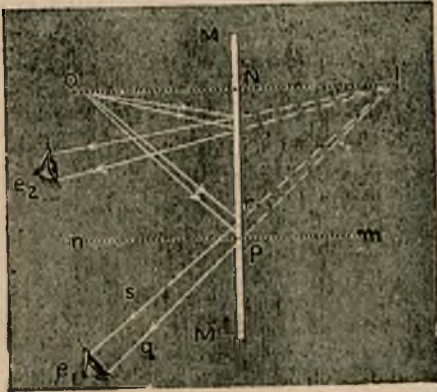
zwierciadłu wzdłuż  $PQ$ . Zaznaczymy ołówkiem na papierze krawędź  $AB$  zwierciadła oraz kierunki  $PQ$  i  $RS$ , które przedstawiają promienie padający i odbity. Po usunięciu zwierciadła i szpilek wykreślimy prostopadłą do  $AB$  w punkcie, gdzie się przecinają proste  $PQ$  i  $RS$ ; przekonamy się, że kąty, utworzone z tą prostopadłą przez proste  $PQ$  i  $RS$ , są równe.

Wszakże, jakkolwiekbyśmy mierzyli kąty padania i odbicia, chcąc wnioskować o ich równości, zawsze będziemy mieli do czynienia z błędami doświadczalnymi; to też przy najdokładniejszych nawet pomiarach kąty te mogą wypadać nie doskonale równymi, co albo przypiszemy nieuniknionym błędom pomiaru, albo będziemy tłumaczyć nieścisłością prostego prawa, które pragniemy tu ustalić. To też daleko bardziej przekonującym dowodem na rzecz słuszności omawianego prawa jest to, że, wyciągając zeń w najrozmaitszych przypadkach wnioski, nie znajdujemy w doświadczeniu zaprzeczenia tym wnioskowi. Taką metodę ustalania słuszności twierdzenia, które z pewnych faktów wysnuwamy, przez sprawdzanie doświadczalne wyprowadzanych z twierdzenia wniosków, stosujemy w fizyce bardzo często.

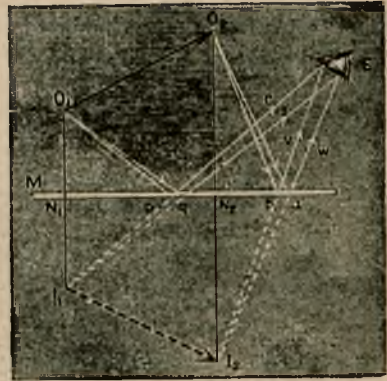
Wyżej zaznaczyliśmy, że, jakkolwiek nie jest ściśmem twierdzenie o prostolinjowym rozchodzeniu się promieniowania, jednak w wielu razach względny praktyczny usprawiedliwiają posługiwanie się tem twierdzeniem przybliżonem. Zjawisko odbijania się promieniowania, w szczególności własności zwierciadeł, przedstawiają dziedzinę,

w której stosowanie tego twierdzenia ogromnie upraszcza orjentowanie się.

Oto np. jak się prosto tłumaczy tworzenie się obrazów w zwierciadłach płaskich. (W ust. 195 podaliśmy tłumaczenie, które tu można zastosować, skoro mamy podstawy do rozważania promieniowania jako szczególnego rodzaju ruchu falowego). Na rysunku 468 w  $O$  mie-



Rys. 468.



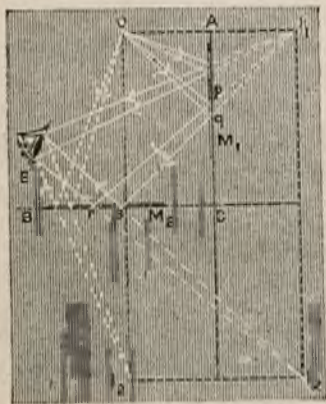
Rys. 469.

ści się przed zwierciadłem płaskim źródło promieniowania; wymiary tego źródła zakładamy tak małe, iż przedstawiamy je dla uproszczenia jako punkt<sup>\*)</sup>). Oko, umieszczone np. w  $e_1$ , dostrzeże obraz tego źródła w  $I$  poza zwierciadłem; w tym samym miejscu dostrzeże ten obraz oko, umieszczone gdziekolwiek indziej, np. w  $e_2$ . Istotnie promień  $Op$  odbija się w kierunku  $pq$  ( $\angle Opn = \angle npq$ ); podobnie promień  $Or$  odbija się w kierunku  $rs$ ; promienie odbite  $rs$  i  $pq$  są rozbieżne i idą tak, jakby wychodziły z  $I$  — w  $I$  zatem przypada obraz *pozorny* źródła  $O$ . Z rysunku widać również, jak się rzecz przedstawia dla oka, umieszczonego w  $e_2$ . Łatwo dowieść, że obraz  $I$  leży na prostopadłej, poprowadzonej z  $O$  do zwierciadła, w tej samej odległości  $MI$  od zwierciadła, co źródło ( $ON$ ). W rzeczy samej trójkąty prostokątne  $ONp$  i  $INp$  są równe, jako mające wspólną przyprostokątną  $Np$  i kąty równe  $\angle NpO = \angle NpI$ ; wynika z tego, że  $ON = NI$ . Oczywiście, nie jest konieczne, by prostopadła  $ON$  przecinała samo zwierciadło, może ona przecinać jego przedłużenie.

Jeżeli w doświadczeniu, przedstawionem na rys. 467, użyjemy jako zwierciadła przezroczystej płytki szklanej i wepniemy z jednej strony płytki w pewnej od niej odległości jedną szpilkę, wówczas z drugiej strony płytki można wpiąć w miejscu, gdzie widzimy obraz

<sup>\*)</sup> Rozważamy odbicie, zachodzące na tylnej, pokrytej amalgamatem powierzchni zwierciadła; przednia powierzchnia daje również obraz, lecz bezporównania słabszy.

pierwszej szpilki, szpilkę drugą; zaznaczając w ten sposób miejsce tworzącego się obrazu, można zmierzyć odległość przedmiotu i obrazu od zwierciadła.



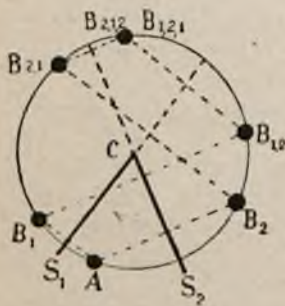
Rys. 470.

Rys. 469 tłumaczy, jak tworzy się w zwierciadle płaskim obraz przedmiotu o wymiarach, nie dających się zaniedbać, a więc takiego, który możemy rozpatrywać jako układ niezliczonej liczby punktów — obrazy skrajnych punktów  $O_1$  i  $O_2$ , przypadają w  $I_1$  i  $I_3$ , przytem tak, że  $O_1N_1=N_1I_1$  oraz  $O_2N_2=N_2I_2$ . Oczywiście jest, iż obraz pozorny jest tej samej wielkości, co przedmiot.

Rys. 470 tłumaczy, co widzicie będziemy, umieszczając źródło promieniowania przed dwoma ustawionemi prostopadle jedno do drugiego zwierciadłami płaskimi  $M_1$  i  $M_2$ ; ujrzymy wtedy trzy obrazy:  $I_1$  i  $I_2$  jako bezpośrednie obrazy źródła  $O$  w jednym i drugim zwierciadle, oraz  $I_{12}$ , który można rozpatrywać jako przypadający

w jednym miejscu obrazu  $I_1$  w zwierciadle  $M_2$  oraz obrazu  $I_2$  w zwierciadle  $M_1$ . Obraz  $I_{12}$  tworzy się, jak to wyraźnie widać z rysunku, po odbiciu promieni od obu zwierciadeł.

O ile zwierciadła  $M_1$  i  $M_2$  pochylimy jedno względem drugiego pod innym kątem, zmieni się liczba obrazów; tak np. jeżeli kąt między zwierciadłami jest  $60^\circ$ , będziemy mieli 5 obrazów. Łatwo uzasadnić i spamiętać, że jeżeli kąt między zwierciadłami wynosi  $n$  stopni, przyczem 360 dzieli się przez  $n$ , to widzicie będziemy tyle obrazów, iż łącznie z samym źródłem liczba ta wyniesie  $\frac{360}{n}$  (jeżeli więc  $n=90$ , mamy ogólną



Rys. 471.

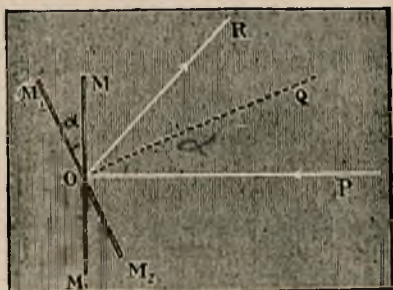
liczbę 4:  $O, I_1, I_2, I_{12}$ ). W pięknej zabawce, zwanej *kalejdoskopem* (rys. 471), wyzyskujemy zjawisko tworzenia się obrazów w zwierciadłach, pochyłonych do siebie wzajemnie: każda z bryłek ( $A$ ) barwnego szkła, umieszczonych między zwierciadłami, daje określoną przez kąt między zwierciadłami liczbę obrazów; stąd deseni, ułożony z tych bryłek, powtarza się kilkakrotnie, tworząc gwiazdę

o liczbie promieni, zależnej od kąta między zwierciadłami; wstrząsając lub obracając przyrząd, by się bryłki inaczej ułożyły, otrzymamy zmianę tego gwiazdźstego deseni, przyczem powtórzenie się raz widzianego już deseni uważać można praktycznie za niemożliwe.

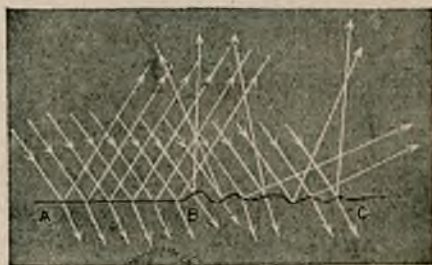
Przypuśćmy, iż na zwierciadło  $MM$  pada snop światła  $PO$  prostopadle do zwierciadła; promienie odbijają się wstecz w tym samym kie-



runku (kąty padania i odbicia równają się w tym razie zero). Jeżeli zwierciadło obrócimy o kąt  $\alpha$  do położenia  $M_1M_2$ , snop  $PO$  odbije się w kierunku  $OR$ ; ponieważ zaś  $\angle QOP$ , utworzony przez prostopadłe do  $MM$  i  $M_1M_2$ , równa się  $\alpha$ , więc i kąt odbicia  $\angle QOR = \alpha$ , przeto  $\angle POR = 2\alpha$ ; zatem obrót zwierciadła o pewien kąt warunkuje odchylenie promienia odbitego od zwierciadła o kąt dwa razy większy. Ni-



Rys. 472.



Rys. 473.

żej poznamy urządzenia, w których wyzyskujemy tę ważną własność zwierciadła płaskiego w celu mierzenia małych kątów.

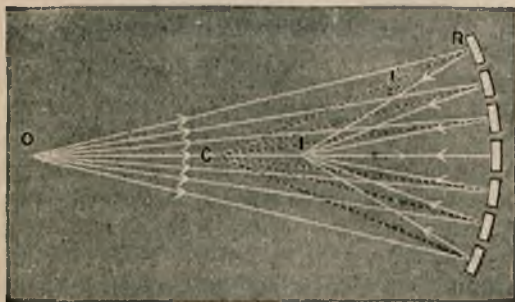
Promieniowanie, padające na matową szybę, na arkusz białego papieru, ulega również odbiciu, wszakże ciał tych zwierciadłami nie nazywamy, przy ich pomocy nie tworzą się obrazy umieszczonych przed nimi źródeł promieniowania. Dzieje się tak dlatego, iż powierzchnie te posiadają takie nierówności, które nie pozwalają ich nawet w znaczeniu praktycznym nazywać płaskimi. To, co się tutaj dzieje, przedstawić usiłuje rys. 473, na którym część powierzchni odbijającej jest płaska, część zaś posiada nierówności — promienie równoległe odbijają się od pierwszej części w sposób prawidłowy, jako promienie równoległe, od drugiej zaś rozpraszają się w różne strony. Arkusz papieru, płyta szklana matowa są właśnie ciałami, rozpraszającymi we wszystkie strony padające na nie promienie; stąd niemożliwość otrzymania przy ich pomocy obrazów. Same te powierzchnie są dobrze widoczne, od wszystkich bowiem ich punktów we wszystkie strony podają promieniowanie odbite; natomiast dobre zwierciadła, dając dobre obrazy, same są niedostrzegalne; dostrzegamy je tylko dlatego, iż z postrzeganych przy ich pomocy obrazów wnosimy o ich obecności; wystawmy sobie np. ścianę lustrzaną, jakie bywają czasem w sklepach, restauracjach — człowiek roztargniony, nieświadomy, że widzi w niej obrazy otaczających go przedmiotów, może jej nie dostrzec, dopóki nie uderzy o nią lub nie zacznie sam swemu własnemu ciałowi ustępować z drogi.

Każde ciało o powierzchni nie polerowanej, a większość ciał jest taka, rozprasza we wszystkie strony padające na nie promieniowanie; dlatego właśnie ciała te widzimy, jakkolwiek ani się one żarzą, ani ja-

rzą; dla widzenia ich konieczna jest obecność samodzielnego źródła światła i „pociemku” nie widzimy ich wcale. W stosunku do procesu widzenia, czy też w stosunku do zjawisk, dawanych przez zwierciadła, jest rzeczą obojętną, czy promienie, idące z danego ciała, są odbite, czy wysyłane przez nie bezpośrednio; przedmioty więc (źródła), których obrazy oglądamy w zwierciadłach, nie necessarily mają być samoświecącami.

### 231. Zwierciadła kuliste.

To wszystko, co powiedziane zostało w ust. poprzednim o zwierciadłach płaskich, pozostaje w zupełnej zgodzie z rozważaniami ust. 195, gdzie mowa była o odbijaniu się fal od zwierciadeł płaskich. Przemawia to na korzyść, a już w żadnym razie nie przeczy pogładowi, że rozchodzenie się promieniowania jest rozchodzeniem się pewnego szczególnego ruchu falowego. Zgodność tę otrzymamy również, jeżeli przejdziemy do rozważania zjawiska odbijania się promieniowania od zwierciadeł krzywych — wypukłych i wklęsłych.



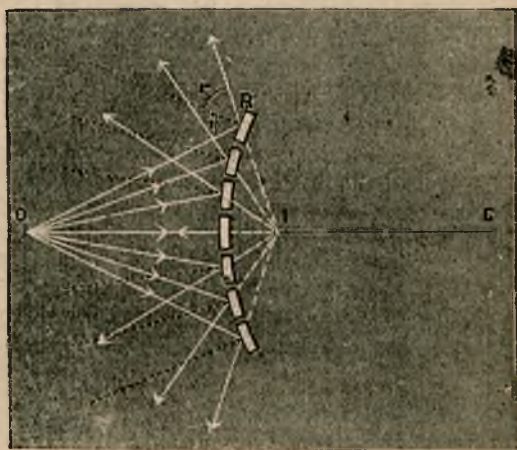
Rys. 474.

Ponieważ powierzchni krzywych może być wielka różnorodność, ograniczymy się przeto tylko do rozpatrywania zwierciadeł kulistych, t. j. takich, których powierzchnia — wklęsła albo wypukła — stanowi część powierzchni kuli o tym lub innym promieniu.

Zwierciadło krzywe możemy sobie wyobrazić, jako złożone z niezliczonej liczby małych części, które, im będą mniejsze, tem z większym prawem mogą być uważane za elementy płaskie. W ten sposób, stosując do tych elementów prawo o równości kątów padania i odbicia, możemy sobie wyobrazić rzecz tak mniej więcej, jak to schematycznie przedstawiają rys. 474 i 475. Pierwszy z nich tłumaczy, jak zwierciadło wklęsłe przeistacza padający na nie snop promieni rozbieżnych, wychodzących ze źródła *O*, w promienie zbieżne, skupiając odbitą od zwierciadła energję promienistą w *I* (obraz rzeczywisty źródła); drugi rysunek w podobny sposób wyjaśnia, jak promienie rozbieżne, idące ze źródła *O*, po odbiciu się od zwierciadła wypukłego stają się jeszcze bardziej rozbieżnymi i podążają tak, jak gdyby wychodziły z poza zwierciadła z obrazu pozornego *I* (por. ust. 195).

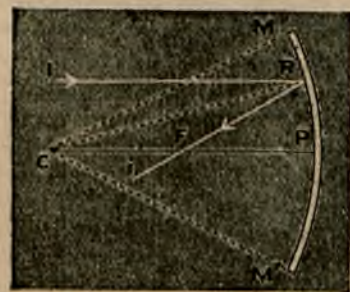
Zacznijmy teraz od bliższego rozważania zwierciadeł kulistych wklęsłych. Przypuśćmy, że *MM'* (rys. 476) przedstawia przekrój zwierciadła metalowego, którego wypolerowana strona wklęsła sta-

nowi część powierzchni kulistej, której środek przypada w  $C$ ; punkt  $C$ , t. j. środek tej kuli, której część powierzchni tworzy powierzchnię odbijającą zwierciadła, nazywamy *środkiem krzywizny* danego zwierciadła. Prosta, przechodząca przez środek krzywizny  $C$  zwierciadła oraz środek  $P$  samego zwierciadła, nazywa się *osią główną* zwierciadła, promień zaś  $CP$  nazywamy *promieniem krzywizny* zwierciadła. Jeżeli równoległe do osi głównej skierujemy na zwierciadło snop promieni równoległych, np. promieni słonecznych, po odbiciu się od zwierciadła cała energia promieniasta ześrodkuje się w jednym miejscu, t. zw. *ognisku* zwierciadła (rys. 477, por. ust. 195 i 206); na umieszczonym tam przedmiocie ujrzymy bardzo jasną plamkę; jeżeli przedmiot ten jest palny, zacznie się tlić, a nawet się zapali, co zajdzie i w tym razie, gdy promienie, podążające do zwierciadła, przepuścimy przez znany nam już roztwór jodu w dwusiarczku węgla.

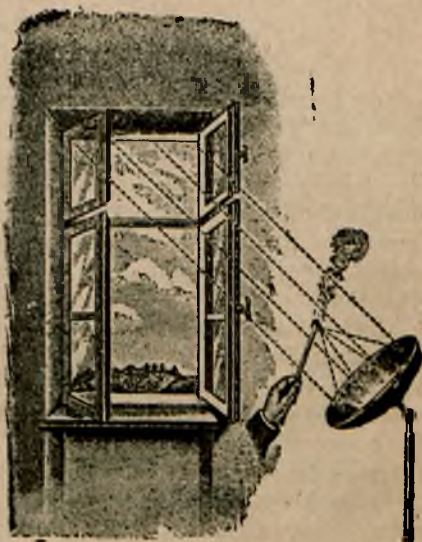


Rys. 475.

Rozważmy dwa promienie, padające na zwierciadło—jeden idący wzdłuż osi głównej  $CP$  oraz drugi  $IR$  równoległy do osi (rys. 476). Pierwszy, skierowany wzdłuż promienia zwierciadła, a więc idący prostopadłe do powierzchni zwierciadła, odbije się wzdłuż tej samej



Rys. 476.



Rys. 477.

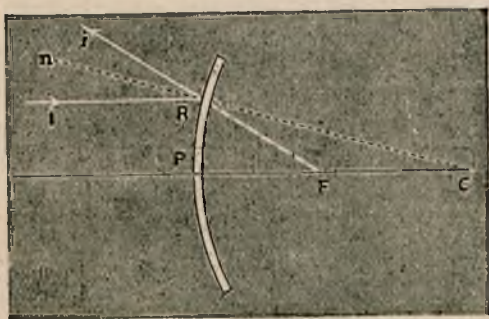
prostej  $PC$  wstecz; drugi odbije się w kierunku  $Ri$ , przytem tak, że  $\angle IRC = \angle CRi$  (promień  $CR$  jest prostopadły do powierzchni zwierciadła w punkcie  $R$ ). Oba promienie odbite przetną się w punkcie  $F$ . Gdyby wszystkie promienie, równoległe do osi głównej, podążały po odbiciu się od zwierciadła ku punktowi  $F$ , punkt ten byłby właśnie wspomnianem ogniskiem. Wszakże łatwo zrozumieć, iż tak być nie może. Istotnie, rozważmy trójkąt  $CRF$ ; jest on równoramienny, albowiem z jednej strony  $\angle IRC = \angle CRF$ , z drugiej ten sam  $\angle IRC = \angle RCF$  ( $CR$  przecina proste równoległe  $IR$  i  $CP$ ), skąd  $\angle CRF = \angle RCF$ . Im bliżej osi głównej leży promień  $IR$ , t. j. im punkt  $R$  przypada bliżej punktu  $P$ , tem punkt  $F$  leży bliżej środka odcinka  $CP$ ; przeciwnie im dalej jest  $R$  od  $P$ , tem dalej od środka odcinka  $CP$  przecina się promień odbity z osią główną. Niema zatem takiego punktu, w którymby się przecinały wszystkie promienie, równoległe do osi głównej, po odbiciu się od zwierciadła. Te wszystkie punkty przecięć przypadają w pewnej okolicy ogniskowej; własność tę zwierciadła kulistego, pod wielu względami dla nas niepożądaną, nazywamy *aberracją sferyczną* zwierciadła. Niemniej w wielu zagadnieniach uproszczonych, zwłaszcza gdy posługujemy się tylko niewielką częścią środkową powierzchni zwierciadła (częścią, przypadającą w pobliżu punktu  $P$  na rysunku), możemy mówić w przybliżeniu o ognisku głównem zwierciadła, jako o *punkcie, leżącym na osi głównej w odległości od zwierciadła, równej połowie jego promienia krzywizny*; odległość ta ( $FP$ ) nazywa się *odległością ogniskową* danego zwierciadła i oznacza się zazwyczaj literą  $f$ . Jeżeli promień krzywizny oznaczymy przez  $r$ , to z uwzględnieniem uczynionego przed chwilą zastrzeżenia napisać możemy

$$f = \frac{r}{2} \dots \dots \dots (1)$$

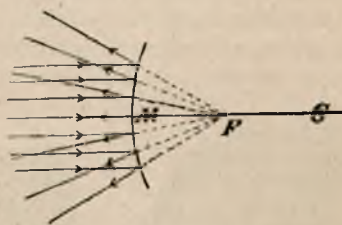
Każdą prostą, przecinającą powierzchnię zwierciadła kulistego i przechodzącą przez jego środek krzywizny, nazywamy osią (oś główna przechodzi przez środek zwierciadła); czytelnik z łatwością powinien zrozumieć, że skierowując na zwierciadło promienie równoległe do którejkolwiek osi, otrzymamy zjawisko, podobne do opisanego przed chwilą — na każdej z tych osi możemy wyznaczyć ognisko; dlatego właśnie ognisko, mieszczące się na osi głównej, nazwaliśmy *ogniskiem głównem*.

Zwierciadło kuliste wypukłe, podobnie jak wklęsłe, posiada swój środek krzywizny  $C$  (rys. 478); i tu prostą, przechodzącą przez środek  $P$  zwierciadła i środek krzywizny  $C$ , nazywamy osią główną zwierciadła. Rzucmy na zwierciadło wypukłe snop promieni, równoległych do osi głównej; jak łatwo to uwidocznić zapomocą niewielkiej ilości dymu, puszczonego w pobliżu powierzchni zwierciadła (cząsteczki dymu, kurzu rozpraszają padające na nie światło: w ten sposób promienie znaczą tu swą drogę), odbijają się one jako rozbieżne (rys. 479), *jakgdyby* wychodziły z określonego miejsca poza zwierciadłem. Miejsce to przez analogię do poprzedniego nazywamy *głównem ogniskiem*

pozornem (w przeciwieństwie do ogniska rzeczywistego zwierciadła wklęsłego, gdzie rzeczywiście skupia się energia promieniasta). Z rys. 478, odpowiadającego w zupełności rysunkowi 476, czytelnik sam z łatwością wywnioskuje, że i zwierciadłu wypukłemu właściwa jest aberacja sferyczna i że z takim samym zastrzeżeniem, jak w stosunku do zwierciadła wklęsłego, można powiedzieć, iż główne ognisko pozor-



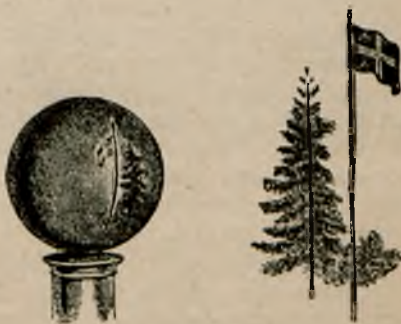
Rys. 478.



Rys. 479.

ne zwierciadła kulistego wypukłego mieści się na osi głównej, z tej samej strony, co środek krzywizny, w odległości od zwierciadła, równej połowie promienia krzywizny. Odległość ogniskową ( $PF$ ) uważać w tym razie będziemy za *ujemną* ze względu na to, iż ognisko przypada z przeciwnej strony zwierciadła, niż ta, z której mieścić się mogą przed nim źródła promieniowania.

Każdy bodaj z czytelników miał możność oglądania obrazów, tworzących się w posrebrzanych lub pozłacanych kulach szklanych (np. używanych do zdobienia choinek). Każdy też przypomina sobie zapewne, iż w kuli takiej, która jest wszak zwierciadłem wypukłym kulistym, z nadzwyczajną wyrazistością odzwierciadlająca się wszystkie otaczające przedmioty; obrazy poszczególnych ciał są zmniejszone i to tem bardziej, im dalej te ciała się znajdują od powierzchni kuli; w kuli takiej widzimy np. w znacznym zmniejszeniu (nie jednakowem dla poszczególnych przedmiotów) cały otaczający krajobraz (rys. 480). Obrazy te przypominają pod pewnym względem te, które zwykliśmy widzieć w zwierciadłach płaskich; przedewszystkiem widzimy je z tamtej strony powierzchni zwierciadła, gdzie się promieniowanie nie przedostaje, a więc są to obrazy *pozorne*: następnie w stosunku do samych przedmiotów są



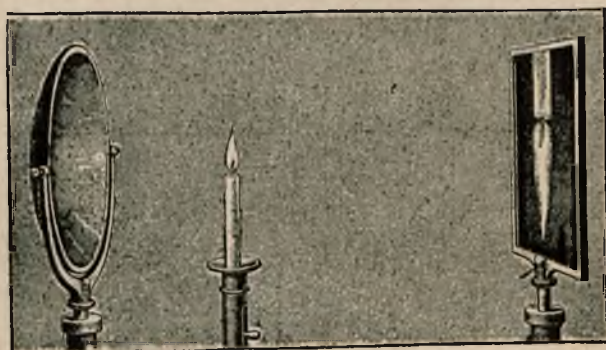
Rys. 480.

one o tyle zmienione, że np. prawa strona twarzy jest lewą i odwrotnie, wszakże górne części przedmiotów widziane są na obrazach również w górze, dolne zaś w dole — obrazy są, jak powiadamy, *proste*. Różnica polega na tem, że w zwierciadle płaskim obrazy są tej samej wielkości co przedmioty, w wypukłym są one *zmniejszone*.

Inaczej rzecz się przedstawia dla zwierciadeł wklęsłych. I w nich możemy dostrzec obrazy pozorne, ale tylko wtedy, gdy przedmiot mieści się blisko zwierciadła, a mianowicie bliżej, niż wynosi odległość ogniskowa; chcąc ujrzeć np. w zwierciadle wklęsłym obraz świecy, którą w zwierciadle wypukłym widzimy z każdej odległości, musimy ją we wskazany sposób zbliżyć do zwierciadła i wtedy zobaczymy jej obraz *pozorny, prosty* lecz *zwiększony* (rys. 481) w stopniu różnym,



Rys. 481.



Rys. 482.

zależnie od odległości świecy od zwierciadła. Jeżeli w momencie, gdy udało się nam zaobserwować obraz świecy, zaczniemy zwierciadło odsuwać, obraz zacznie się powiększać i zniknie wreszcie przy pewnym oddaleniu zwierciadła.

Wszakże, posługując się zwierciadłem wklęsłym, możemy otrzymać jeszcze inne obrazy, których nie daje ani zwierciadło wypukłe, ani płaskie. Umieszczając świecę przed zwierciadłem wklęsłym w odległości większej, niż ogniskowa (rys. 482), otrzymujemy jej obraz na tablicy, ustawionej w odpowiedniej odległości. Obraz ten jest *zwiększony*, w stosunku do samego przedmiotu, nie jest, jak wyżej, prosty, lecz *odwrócony*, ale — co najważniejsze — nie jest on pozorny, lecz *rzeczywisty*, skoro bowiem na tablicy zarysowuje się plama świetlna określonego kształtu, dowodzi to, że promienie, idące rozbieżnie od źródła ku zwierciadłu, po odbiciu się od zwierciadła stają się zbieżnymi, skupiając się w miejscu, gdzie się tworzy obraz. Jeżeli cokolwiek odsuniemy świecę od zwierciadła, obraz na tablicy stanie się nieostry; wszakże zaraz otrzymamy obraz ostry, jeżeli nieco zbliżymy

tablicę do zwierciadła; zauważymy przytem, iż obraz się cokolwiek zmniejszył, pozostając jednak w dalszym ciągu zwiększonym względem samego źródła. Możemy dalej odsuwać świecę, natomiast odpowiednio tablicę coraz bardziej przysuwać; obraz, że tak powiemy, posuwa się na spotkanie przedmiotu, dążąc jednocześnie do stania się tej samej wielkości co przedmiot. Wreszcie zrównanie to następuje, gdy przedmiot i obraz przypadają w jednej i tej samej odległości od zwierciadła (równej, jak zobaczymy, promieniowi krzywizny zwierciadła, albo, co na jedno wychodzi, podwójnej odległości ogniskowej). Gdy w dalszym ciągu odsuwać będziemy świecę od zwierciadła, obraz poczyni się tworzyć bliżej zwierciadła (jakgdyby się tu role zmieniły!)\*), będzie w dalszym ciągu *rzeczywisty* i *odwrócony*, ale już zmniejszony i tem będzie mniejszy, im dalej odsuniemy świecę od zwierciadła.

Umieszczając tam, gdzie przypada obraz rzeczywisty płomienia świecy, aktinoskop (okopconą kuleczkę termometru, radjometr Crookesa), będziemy mogli tą drogą również wykazać, że po odbiciu się od zwierciadła energia promienista ulega w tem miejscu skupieniu. Co więcej, przepuszczając promieniowanie świecy, podążające w kierunku zwierciadła przez roztwór jodu w dwusiarczku węgla, a więc zatrzymując w tym roztworze „światło”, stwierdzimy w dalszym ciągu reagowanie aktinoskopu, wykazując w ten sposób, że między odbijaniem się promieniowania ciemnego a jasnego niema żadnej zasadniczej różnicy.

Po zanotowaniu powyższych faktów, spróbujmy w nich bliżej się zorientować, uzasadniając je i wskazując możność dokładnego przewidywania.

Przypuśćmy, że przed zwierciadłem wklęsłym, którego środek krzywizny jest w  $C$ , ognisko główne w  $F$  — umieścimy (rys. 483) przedmiot  $OB$ ; obraz dokładny utworzyłby się w takim jedynie razie, gdyby wszystkie promienie, wychodzące z któregośkolwiek punktu przedmiotu, po odbiciu się od zwierciadła zbierały się w jednym punkcie — wszystkim poszczególnym punktom przedmiotu odpowiadałyby poszczególne punkty obrazu. W rzeczywistości tak nie jest: promienie, wychodzące z jednego punktu, po odbiciu się od zwierciadła



Rys. 483.

\*) Naturalnie uważać należy przy doświadczeniu, by tablica nie przeszkadzała światłu dochodzić do zwierciadła, albo więc teraz użyjemy odpowiednio małego ekraniku, albo, co wygodniej — umieszczać należy źródło światła nie na osi głównej, lecz nieco z boku — wtedy obraz będzie również przesunięty względem osi głównej, lecz w przeciwną stronę.

bynajmniej nie przecinają się w jednym punkcie, co łatwo jest wyka-  
 zać w podobny sposób, jak to zrobiliśmy wyżej, mówiąc o ognisku,  
 a co stanowi właśnie aberację sferyczną zwierciadła; wszakże im mniej-  
 szą częścią zwierciadła w okolicy jego środka  $P$  będziemy się posługi-  
 wali (osłaniając resztę jego powierzchni), tem więcej będziemy mieli  
 prawa twierdzić, iż w przybliżeniu obrazem każdego punktu jest rów-  
 nież punkt. Z tem zastrzeżeniem wystarczy dla znalezienia obrazu któ-  
 regokolwiek punktu przedmiotu znaleźć miejsce, w którym się przecina-  
 ją po odbiciu się od zwierciadła *dwa* promienie, idące z tego punktu  
 (w tem samym miejscu przetną się inne); te zaś dwa promienie mo-  
 żemy odpowiednio wybrać. W danym razie przedmiot—odcinek  $OB$ —  
 jednym swoim punktem środkowym  $O$  opiera się na osi głównej, do  
 której jest prostopadły; znajdziemy przedewszystkiem obraz punktu  $B$ :  
 w tym celu rozważmy, gdzie się przetną po odbiciu od zwierciadła  
 dwa promienie, idące z  $B$ , z których jeden jest równoległy do osi  
 głównej ( $BR$ ), drugi zaś przechodzi przez środek krzywizny zwiercia-  
 dła  $BC$ . Pierwszy z nich po odbiciu się od zwierciadła pójdzie, jak  
 wiemy, ku ognisku głównemu  $F$ ; drugi, jako padający prostopadle na  
 powierzchnię zwierciadła, odbije się wstecz wzdłuż tej samej prostej;  
 punktem przecięcia obu tych odbitych promieni będzie punkt  $M$ , któ-  
 ry też będzie obrazem punktu  $B$ . Z symetrii zwierciadła względem osi  
 głównej wynika, że obraz punktu  $O$ , leżącego na osi głównej, musi  
 również przypadać na osi głównej. Obrazem tedy odcinka  $OB$ , pro-  
 stopadłego do osi głównej, będzie odcinek  $MI$ , również prostopadły do  
 osi głównej. Obraz będzie *rzeczywisty, odwrócony, zmniejszony*.

A co byłoby, gdyby na danym rysunku odcinek  $IM$  wyobrażał ten  
 przedmiot, którego obrazu szukamy? Zakładając, że w tym razie  
 z punktu  $M$  wychodzą teraz te dwa promienie, które poprzednio ku  
 niemu podążały, znajdziemy oczywiście ich punkt przecięcia  $B$  jako  
 obraz punktu  $M$ ; nie powtarzając szczegółów rozumowania, powiemy,  
 że obrazem przedmiotu  $IM$  byłby obraz  $OB$  — również *rzeczywisty,*  
*odwrócony ale zwiększony*. Przedmiot i obraz mogą zatem jakgdyby  
 zmieniać wzajemnie swe role.

Rozpatrzmy teraz pewną prostą zależność geometryczną, pamię-  
 tając, iż zakładamy niewielkie wymiary zwierciadła, przyczem spo-  
 dek  $D$  (rys. 483) prostopadłej  $RD$  do osi możemy uważać za bardzo  
 bliski punktu  $P$ .

Z podobieństwa trójkątów  $OBC$  i  $CIM$  mamy

$$\frac{OC}{CI} = \frac{OB}{IM} \dots \dots \dots (2)$$

Z podobieństwa trójkątów  $IMF$  i  $FDR$  mamy

$$\frac{FD}{IF} = \frac{RD}{IM} = \frac{BO}{IM} \dots \dots \dots (3)$$

Stąd możemy napisać

$$\frac{OC}{CI} = \frac{FD}{IF} \dots \dots \dots (4)$$



Oznaczmy odległość  $OP$  przedmiotu  $OB$  od zwierciadła przez  $a$ , zaś odległość  $IP$  obrazu  $IM$  od zwierciadła przez  $b$ ; oznaczmy dalej promień krzywizny  $CP$  danego zwierciadła przez  $r$ , odległość zaś ogniskową  $FP$  przez  $f$ , przyczem zgodnie z powiedzianem wyżej  $f = \frac{r}{2}$ .

Zaniedbując odcinek  $DP$ , jako bardzo mały, możemy napisać  $OC = a - r = a - 2f$ ;  $CI = r - b = 2f - b$ ;  $FD = f$ ;  $IF = b - f$ .

Podstawiając te wielkości do (4), otrzymamy:

$$\frac{a - 2f}{2f - b} = \frac{f}{b - f}$$

Skąd po sprowadzeniu do wspólnego mianownika i pomnożeniu przezeń obu części równości będziemy mieli

$$bf + af = ab,$$

po podzieleniu zaś obu części przez  $abf$  otrzymamy ostatecznie

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (5)$$

Oto wzór zasadniczy, wyrażający  $a$  jako funkcję  $b$  lub odwrotnie, t. j. pozwalający z danej odległości przedmiotu od zwierciadła znaleźć odległość obrazu od zwierciadła,  $f$  bowiem — odległość ogniskowa zwierciadła — jest wielkością stałą, dla danego zwierciadła charakterystyczną.

Zauważmy jeszcze, iż wzór (2) możemy napisać tak:

$$\frac{IM}{OB} = \frac{IC}{OC} \dots \dots \dots (6)$$

Lecz  $IC = r - b$ , zaś  $CO = a - r$ , zatem

$$\frac{IM}{OB} = \frac{IC}{OC} = \frac{r - b}{a - r} \dots \dots \dots (7)$$

Ze wzoru (5)  $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} = \frac{2}{r}$

możemy napisać  $\frac{1}{b} - \frac{1}{r} = \frac{1}{r} - \frac{1}{a}$ ,

czyli  $\frac{r - b}{br} = \frac{a - r}{ar}$ ,

skąd  $\frac{r - b}{a - r} = \frac{br}{ar} = \frac{b}{a}$ ;

a zatem  $\frac{IM}{OB} = \frac{b}{a} \dots \dots \dots (8)$

Dochodzimy więc do wniosku, iż stosunek wymiarów linjowych obrazu i przedmiotu, co jest miarą t. zw. *powiększenia linjowego*, jest ten sam, co stosunek odległości obrazu i przedmiotu od zwierciadła. Możemy krótko powiedzieć, że to, co jest dalej od zwierciadła, jest większe: obraz przypada dalej, niż przedmiot — obraz jest powiększony; obraz jest bliżej, niż przedmiot — obraz jest zmniejszony; obraz i przedmiot przypadają w jednakowych odległościach od zwierciadła — wielkości ich są równe.

Przedyskutujmy teraz wzór zasadniczy (5). Przedewszystkiem zauważmy, że jest on symetryczny względem zmiennych  $a$  i  $b$  — nie zmieni się, jeżeli na miejsce  $a$  napiszemy  $b$  i odwrotnie. Pozostaje to w zgodzie zarówno z tem, co nam daje doświadczenie, jak z tem, co wywnioskowaliśmy, rozważając rys. 483: jeżeli na miejsce obrazu umieścimy przedmiot, obraz przetrzuci się w to miejsce, gdzie był przedtem przedmiot.

Przypuśćmy teraz, iż przedmiot umieszczać będziemy w różnych odległościach od zwierciadła, poczynając od nieskończenie wielkiej i zbliżając stopniowo coraz więcej do zwierciadła; rozpatrzmy kilka ważniejszych położzeń, wyznaczając dla nich ze wzoru (5) odpowiednie odległości obrazu.

1) Jeżeli  $a = \infty$ , to  $b = f$ , t. j. jeżeli przedmiot jest w nieskończenie wielkiej odległości od zwierciadła, obraz jego przypada w ognisku; ze wzoru (8) wypada, że wielkość obrazu w tym razie  $= 0$ , czyli że obrazem tak odległego przedmiotu jest punkt. Podkreślaliśmy wyżej na str. 102, mówiąc o ognisku, że nie jest to ściśle (ze względu na aberację sferyczną); wszakże ten przybliżony wynik, dopuszczalny praktycznie, warunkuje się tem, że wyprowadzenie naszego wzoru było przybliżone (założyliśmy, że punkt  $D$  schodzi się z  $P$ ) (rys. 483).

2) Jeżeli  $a > 2f$ , to  $b < 2f$ , w rzeczy samej jeżeli  $a = cf$ ,

$$\text{to} \quad b = \frac{c}{c-1} f; \dots \dots \dots (9)$$

o ile  $c > 2$ , ułamek  $\frac{c}{c-1} < 2$ . Oznacza to, że, o ile przedmiot mieści się w odległości od zwierciadła większej, niż dwukrotna odległość ogniskowa, czyli większej, niż promień krzywizny, obraz przypada między ogniskiem a środkiem krzywizny, t. j. w odległości większej, niż ogniskowa, mniejszej, niż dwukrotna ogniskowa — tem bliżej przystem środka krzywizny, im bliżej środka krzywizny leży przedmiot. Z wyrażenia (8) na powiększenie wynika, że obraz jest wtedy zmniejszony, tem mniej różniący się wielkością od przedmiotu, im bliżej przypada środka krzywizny.

Jako przypadek graniczny mamy:

3) jeżeli  $a = 2f$ ,  $b = 2f$ , t. j. przedmiot i obraz są wielkości jednakowej (obraz tylko odwrócony) i leżą w równych odległościach od zwierciadła — pokrywają się zatem, jeżeli przedmiot przypada na osi głównej; jeżeli natomiast źródło leży na osi bocznej, to odpowiednio

i obraz przypada na osi bocznej ze strony przeciwnej względem osi głównej;

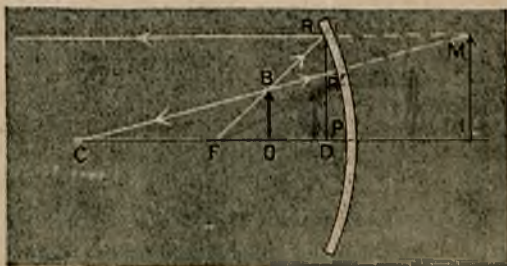
4) jeżeli  $a < 2f$ ,  $b > 2f$ ; wynika to z (9), gdzie założymy  $c < 2$ .

Gdy więc przedmiot mieści się między środkiem krzywizny a ogniskiem, czyli w odległości od zwierciadła większej od ogniskowej, mniejszej zaś od dwukrotnej ogniskowej, obraz przypada dalej, niż środek krzywizny, t. j. w odległości większej, niż dwukrotna odległość ogniskowa. Z wyrażenia (8) na powiększenie wynika, że teraz obraz jest powiększony. Obraz będzie tem dalej leżał od zwierciadła i będzie tem większy, im bliżej ogniska leży przedmiot.

Jako przypadek graniczny:

5) jeżeli  $a = f$ ,  $b = \infty$ , t. j. przy umieszczeniu przedmiotu w ognisku zwierciadła obraz otrzymujemy w nieskończenie wielkiej odległości; jest on nieskończenie wielki w stosunku do wielkości przedmiotu. W przypadku, gdyby przedmiot był świecącym punktem, leżącym na osi głównej, powiedzielibyśmy, zaniedbując zjawisko aberacji sferycznej, iż po odbiciu od zwierciadła wszystkie promienie byłyby równoległe do osi głównej. Używając źródeł promieniowania niewielkich rozmiarów, możemy w przybliżeniu otrzymać snop promieni równoległych, umieszczając takie źródło w ognisku wklęsłego zwierciadła kulistego:

6) jeżeli  $a < f$ ,  $b < 0$ ; wynika to z wyrażenia (9); jeżeli założymy, że  $c < 1$ . Cóżby to miało oznaczać, że odległość obrazu od zwierciadła jest ujemna? Oczywiście to, że obraz przypada z innej strony zwierciadła. Istotnie doświadczenie nam wykazało, że przy pewnej dość bliskiej odległości przedmiotu od zwierciadła otrzymujemy obraz pozorny; zachodzi to mianowicie wtedy, gdy przedmiot jest w odległości od zwierciadła mniejszej, niż odległość ogniskowa. Rys. 484 objaśnia powstawanie takiego obrazu pozornego; i tu, jak wyżej (porów. rys. 483), dla znalezienia obrazu punktu  $B$  szukamy, gdzie się przecinają 2 promienie: jeden  $BR$  o kierunku, przechodzącym przez ognisko główne, staje się po odbiciu równoległym do osi głównej, drugi  $BR'$  o kierunku, przechodzącym przez środek krzywizny, odbija się w kierunku środka krzywizny; odbite promienie są rozbieżne, jakgdyby podążały z punktu  $M$ , który leży za zwierciadłem i jest obrazem pozornym punktu  $B$ . Resztę rozumowania zechce sobie czytelnik sam dokończyć; obraz tworzy się pozorny, prosty i powiększony. Porównywając wielkość



Rys. 484.

obrazu  $MI$  i przedmiotu  $BO$ , mamy tu znany już stosunek  $\frac{MI}{BO} = \frac{IC}{OC}$

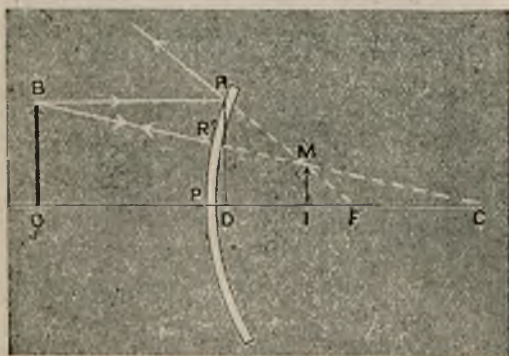
(por. wzór (7)). Im przedmiot leży bliżej ogniska, tem dalej od zwierciadła otrzymujemy obraz i tem jest on większy w stosunku do przedmiotu. Przeciwnie, im bliżej zwierciadła przysuwamy przedmiot, tem bliżej zwierciadła przypada obraz i tem mniej jest powiększony. Wreszcie:

7) jeżeli  $a = 0$ ,  $b = 0$ ; obraz, że się tak wyrazimy, spotyka się u powierzchni zwierciadła z przedmiotem i wtedy jest równy co do wielkości przedmiotowi.

Powtórzmy raz jeszcze w krótkości, jakie tworzą się obrazy w zwierciadle wklęsłym kulistym, kiedy przedmiot zajmuje jedno z możliwych położeń w odległościach od zwierciadła, zmieniających się w granicach od nieskończoności do zera. Przypuśćmy, że przedmiot przypada na osi głównej i wzdłuż niej się zbliża. Gdy przedmiot jest w nieskończenie wielkiej odległości, obraz przypada w ognisku i jest bardzo zmniejszony (gdyby nie zjawisko aberacji sferycznej, byłby punktem). W miarę, jak przedmiot posuwa się, zbliżając się z nieskończoności do środka krzywizny zwierciadła (do odległości dwukrotnej w stosunku do odległości ogniskowej), obraz rzeczywisty i odwrócony posuwa się na spotkanie przedmiotu na odcinku między ogniskiem a środkiem krzywizny, stopniowo się zwiększając, pozostając jednak wciąż zmniejszonym w stosunku do przedmiotu. W środku krzywizny, t. j. w odległości od zwierciadła dwukrotnej względem odległości ogniskowej, obraz z przedmiotem się spotykają i są wielkości jednakowej. Gdy teraz przedmiot przebiega krótki odcinek od środka krzywizny do ogniska, obraz od środka krzywizny oddala się do nieskończoności, stając się w miarę oddalania się coraz bardziej powiększonym. Przekroczeniu przedmiotu przez ognisko towarzyszy zmiana obrazu z rzeczywistego na pozorny i z odwróconego na prosty; obraz przytem pozostaje powiększony. Dalsze zbliżanie się przedmiotu do zwierciadła pociąga za sobą również zbliżanie się obrazu pozornego do zwierciadła i coraz mniejsze jego powiększenie. Wreszcie po raz drugi

przedmiot i obraz spotykają się u samej powierzchni zwierciadła, będąc wtedy równej wielkości. Zauważmy, iż w rozważanym teraz zwierciadle wklęsłym obrazu nie otrzymujemy nigdy pomiędzy ogniskiem a zwierciadłem.

Zbadajmy teraz w podobny sposób, jak to uczyniliśmy ze zwierciadłem wklęsłym, zwierciadło wypukłe i poszukajmy dla niego wzoru, ustalającego zależność wzajemną odie-



Rys. 485.

głości przedmiotu i obrazu od zwierciadła. Właściwie zgóry może się nam tu narzucać myśl, że wzór winien być podobny, jeżeli nie ten sam; wyprowadzimy go wszakże w sposób niezależny. Wiemy już z doświadczenia, iż w zwierciadle wypukłym tworzą się tylko obrazy pozorne, proste i zmniejszone. Spróbujmy metodą wyżej stosowaną obraz taki wykreślić. Przypuśćmy, że przed zwierciadłem kulistym wypukłym (rys. 485), którego środek krzywizny jest w  $C$ , ognisko zaś pozorne w  $F$  ( $FP = \frac{CP}{2}$ ,  $f = \frac{r}{2}$ ), mieści się jako przedmiot odcinek  $BO$ ,

prostopadły do osi głównej i opierający się końcowym punktem  $O$  o tę oś. Dla znalezienia obrazu punktu  $B$  kreślimy z niego dwa promienie: jeden  $BR'$  skierowany ku środkowi krzywizny—ten promień, jako prostopadły do powierzchni zwierciadła w punkcie  $R'$ , odbija się wzdłuż tej samej prostej; drugi  $BR$ , równoległy do osi głównej, odbija się wzdłuż prostej, przechodzącej przez ognisko pozorne  $F$ ; promienie odbite będą zatem rozbieżne, jakgdyby wychodziły z punktu  $M$ , w którym przecinają się ich przedłużenia; punkt  $M$  zatem będzie obrazem pozornym punktu  $B$ . Obrazem więc prostym, pozornym i zmniejszonym danego przedmiotu będzie odcinek  $MI$ , prostopadły do osi głównej i opierający się na osi swym końcem w punkcie  $I$ , będącym obrazem punktu  $O$ .

Z podobieństwa trójkątów  $OBC$  i  $IMC$  mamy

$$\frac{IM}{OB} = \frac{IC}{OC}; \dots \dots \dots (10)$$

dalej z podobieństwa trójkątów  $DRF$  i  $IMF$  ( $RD$  jest prostopadłą, poprowadzoną z  $R$  do osi głównej):

$$\frac{IM}{RD} = \frac{IF}{DF}; \dots \dots \dots (11)$$

ponieważ  $RD = BO$ , mamy przeto z porównania (10) i (11)

$$\frac{IC}{OC} = \frac{IF}{DF}; \dots \dots \dots (12)$$

Wprowadźmy, jak wyżej, oznaczenie przez  $a$  odległości przedmiotu od zwierciadła ( $OP$ ), przez  $b$  odległości obrazu od zwierciadła ( $IP$ ). Jeżeli odległość przedmiotu od zwierciadła traktować będziemy jako wielkość dodatnią, odległość obrazu, zarówno jak odległość ogniskową, uważać musimy za wielkości ujemne, jako iż obraz i ognisko przypadają tu po przeciwnej stronie zwierciadła, niż przedmiot. Uwzględniając to oraz zaniedbując, jak wyżej, bardzo mały odcinek  $PD$ , będziemy mogli napisać:

$$\begin{aligned} IC &= -2f - (-b) = -2f + b \\ IF &= -f - (-b) = -f + b \\ OC &= a + (-2f) = a - 2f \\ DF &= PF \text{ (w przybliżeniu!) } = -f. \end{aligned}$$

Podstawiając te wartości do (12), otrzymujemy:

$$\frac{-2f + b}{a - 2f} = \frac{-f + b}{-f}$$

co po sprowadzeniu do wspólnego mianownika i pomnożeniu obu części równości przez ten mianownik daje:

$$bf + af = ab \dots \dots \dots (13)$$

Dzieląc wreszcie obie części ostatniej równości (13) przez  $abf$ ,

otrzymujemy 
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (14)$$

Wzór zatem na zwierciadło wypukłe jest istotnie identyczny ze wzorem na zwierciadło wklęsłe.

Ze wzoru tego mamy 
$$b = \frac{af}{a - f};$$

ponieważ tu  $a > 0$ , zaś  $f < 0$ , przeto dla wszelkich  $a$  wypada  $b < 0$ , t. j. gdziekolwiek umieszczamy przedmiot przed zwierciadłem, obraz (pozorny) otrzymujemy z przeciwnej strony zwierciadła. Obraz pozorny przedmiotu, mieszczącego się w nieskończenie wielkiej odległości od zwierciadła, przypada w ognisku; jeżeli zaś przedmiot zbliżamy do zwierciadła, obraz jego, zawsze zmniejszony (co wynika z tego, iż zawsze tu  $\frac{CI}{CO} < 1$ ), leży między ogniskiem a zwierciadłem. Przypadek graniczny stanowi położenie przedmiotu tuż przy samej powierzchni zwierciadła ( $a = 0$ ); wówczas i  $b = 0$ , t. j. obraz przypada również w tym miejscu i jest tej samej wielkości, co przedmiot.

Jak widzimy tedy, obrazy w zwierciadle wypukłym dla wszelkich możliwych położań powstają tylko między ogniskiem a zwierciadłem. Godne jest zaznaczenia, iż, jak widzieliśmy wyżej, w zwierciadłach wklęsłych właśnie między ogniskiem a zwierciadłem obrazów nigdy nie otrzymujemy.

Tak się więc ogólnie przedstawia uproszczona teoria zwierciadeł kulistych wklęsłych i wypukłych. Oprócz kulistych, mogą być jeszcze inne zwierciadła krzywe, np. paraboliczne, eliptyczne, hiperboliczne, cylindryczne, stożkowe i t. d. Zwierciadła paraboliczne nie dają zjawiska aberacji sferycznej; promienie, skierowane równoległe do osi głównej zwierciadła parabolicznego, zbierają się po odbiciu od zwierciadła dokładnie w ognisku; również promienie, idące ze źródła promieniowania, umieszczonego w ognisku, są dokładnie równoległe po odbiciu od zwierciadła. Nie trzeba tu się ograniczać do małych tylko środkowych części powierzchni zwierciadła, jak to należy czynić ze zwierciadłami kulistymi, by się możliwie uniezależnić od aberacji sferycznej, a im większa jest powierzchnia zwierciadła, tem większy jest zasób odbijanej energii promienistej; wynikają z tego ważne zastosowania zwierciadeł parabolicznych.

## Ćwiczenia i zadania.

294. Źródło światła umieszczamy między dwoma równoległymi zwierciadłami płaskimi. Ile tworzy się obrazów? Jakiej wielkości są te obrazy w stosunku do wymiarów źródła?

295. Wykreślić wszystkie obrazy punktu świetlnego, mieszczącego się między dwoma zwierciadłami płaskimi, pochyłonymi względem siebie pod kątem  $45^{\circ}$ .

296. Wytłumaczyć przy pomocy rysunku, w jaki sposób można widzieć w zwierciadle płaskim przedmioty, znajdujące się w innym pokoju, niż zwierciadło? (rozpatrzyć kilka możliwych przypadków).

297. Wytłumaczyć przy pomocy rysunku, dlaczego w miarę zbliżania się do zwierciadła płaskiego dostrzegamy w nim coraz więcej otaczających nas przedmiotów?

298. Snop równoległych promieni pada na zwierciadło płaskie pod kątem  $70^{\circ}$ . O jaki kąt zostaje skutkiem tego snop odchylony od kierunku pierwotnego?

299. Czy zwierciadło płaskie musi być tej samej wysokości, co osoba, pragnąca dojrzeć w niem cały swój obraz? Jeżeli nie, jakie wymiary najmniejsze winno mieć zwierciadło, by podobne przejrzenie się w niem było możliwe?

300. Jak można, nie dotykając zwierciadła, poznać, czy jest to zwierciadło płaskie, wklęsłe, czy wypukłe?

301. W jakiej najmniejszej odległości od zwierciadła kulistego wklęsłego umieścić należy przedmiot, by otrzymać: a) obraz rzeczywisty tego przedmiotu, b) obraz zmniejszony, c) obraz pozorny?

302. Punkt świetlny mieści się na osi głównej zwierciadła kulistego wklęsłego: a) w środku między ogniskiem głównym a środkiem krzywizny, b) w środku między ogniskiem głównym a środkiem zwierciadła. Gdzie w obu tych przypadkach leżą obrazy?

303. Jak wyznaczyć można doświadczalnie odległość ogniskową i promień krzywizny danego zwierciadła kulistego a) wklęsłego, b) wypukłego?

304. Igła długości 5 cm. ustawiona jest przed zwierciadłem kulistym wklęsłym o promieniu krzywizny 15 cm. prostopadle do osi głównej w odległości 10 cm. od zwierciadła. Jakiego rodzaju i jakiej wielkości obraz igły otrzymujemy?

305. Opisać, co się dzieje z obrazem, gdy przedmiot z pewnej odległości zbliżamy, wzgl. oddalamy od zwierciadła a) płaskiego, b) kulistego wklęsłego, c) kulistego wypukłego?

306. Wklęsłe zwierciadło kuliste ma promień 30 cm. Gdzie umieścić należy przed tem zwierciadłem przedmiot, by otrzymać trzykrotnie powiększony obraz a) rzeczywisty, b) pozorny?

307. Z doświadczeń wyznaczamy następujące wartości na odległość (*b*) obrazu rzeczywistego od zwierciadła kulistego wklęsłego, odpowiadające odległościom (*a*) przedmiotu:

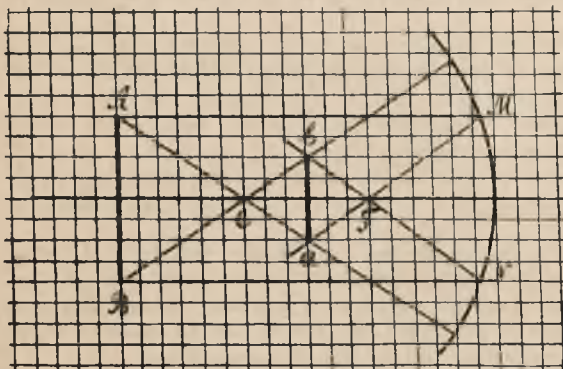
$a =$	27 cm.	30 cm.	40 cm.	50 cm.	60 cm.	80 cm.	100 cm.	120 cm.
$b =$	77 cm.	60 cm.	40 cm.	33 cm.	30 cm.	26,7 cm.	25 cm.	24 cm.

Przy pomocy wykresu, traktując *a* i *b* jako spólrzędne, podać położenie obrazów, jeżeli przedmiot umieścimy w następujących odległościach od zwierciadła:  $a = 35$  cm.,  $= 45$  cm.,  $= 70$  cm.,  $= 90$  cm.,  $= 110$  cm.?

308. Narysować wykres odwrotności *a* i *b* z poprzedniego zadania.

309. Nie uciekając się do pomocy wzoru zasadniczego dla zwierciadeł kulistych, podać bezpośrednio z danych tabelki zad. 307, jaka jest wartość promienia krzywizny oraz odległości ogniskowej użytego w tem zadaniu zwierciadła?

310. Czy i jak można z promieniowaniem jasnym, wzgl. ciemnym wykonać doświadczenie, analogiczne do doświadczenia z falami głosowymi, przedstawionego na rys. 402?



Rys. 486—I.

311. Przy pomocy rozumowania, jak na str. 106, wyprowadzić wzór zasadniczy dla zwierciadła kulistego wklęsłego w przypadku tworzenia się obrazu pozornego (rys. 484).

312. Czy wzór zasadniczy dla zwierciadeł kulistych daje się zastosować do zwierciadła płaskiego?

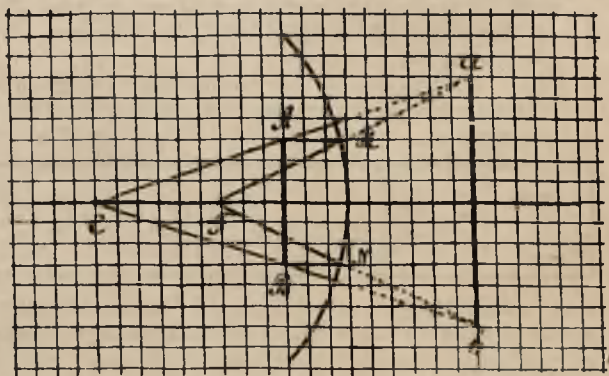
313. Na rys. 484 kreśliłmy obraz punktu  $B$ , biorąc dwa promienie o kierunkach, przechodzących przez  $F$  i  $C$ . Czy nie można byłoby użyć do tego celu innych promieni, a mianowicie

takich, jakimi posługiwaliśmy się, kreśląc rysunek 483?

314. Rys. 486 (I, II) przedstawia wykreślone na kratkowanym papierze obrazy, które otrzymujemy przy pomocy zwierciadła kulistego wklęsłego. Używając tej wykreślnej metody, rozwiązać poniższe zadania i porównać wyniki z rezultatami rozwiązania rachunkowego przy pomocy zasadniczego wzoru na zwierciadła kuliste:

- znaleźć odległość obrazu ( $b$ ) oraz powiększenie ( $k$ ), jeżeli odległość przedmiotu ( $a$ ) wynosi 30 cm., promień zaś krzywizny  $r = 50$  cm.
- znaleźć  $b$  i  $k$ , jeżeli  $a = 100$  cm. i  $r = 50$  cm.
- „  $b$  i  $k$ , „  $a = 15$  cm. i  $r = 50$  cm.
- „  $b$  i  $k$ , „  $a = 50$  cm. i  $f = 25$  cm.
- „  $b$  i  $k$ , „  $a = 40$  cm. i  $f = -25$  cm.

315. Zginając w rękach polerowaną blachę, możemy otrzymać zwierciadło wklęsłe i wypukłe o powierzchni mniej więcej cylindrycznej. Przyjrzyjmy się obrazom własnej naszej twarzy w tych zwierciadłach. Spróbujmy wytłumaczyć, jak tworzą się te obrazy, uwzględniając, iż przekrój płaski każdego z tych zwierciadeł w pewnych kierunkach daje linię prostą, w innych — linię krzywą.



Rys. 486—II.



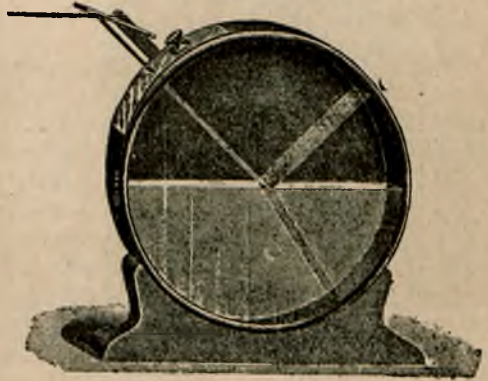
### ROZDZIAŁ III.

## ZAŁAMYWANIE SIĘ PROMIENIOWANIA. SOCZEWKI.

### 232. Spółczynnik załamania.

Zwracaliśmy już wyżej uwagę na to, iż droga światła w powietrzu zupełnie czystym jest niedostrzegalna; cząsteczki kurzu, dymu, zawieszony w powietrzu, rozpraszając przebiegające przez nie światło, pozwalają mu w ten sposób znaczyć swą drogę. Podobnie dostrzec możemy przebieganie światła w cieczy np. w wodzie, jeżeli zawiera ona odpowiednią zawiesinę; wystarczy wpuścić do wody parę kropel mleka, rozpuścić trochę octanu ołowiu, albo jeszcze lepiej fluoresceiny (w tym ostatnim przypadku nie mamy do czynienia z prostem rozpraszaniem światła, ale o tem będzie mowa w innym miejscu).

Skierujmy snop promieni równoległych (słonecznych lub z innego źródła) tak, by wchodziły z powietrza do wody, padając ukośnie na jej powierzchnię (rys. 487). Jeżeli powietrze zawiera dym z papierosa, woda zaś fluoresceinę, zobaczymy, jak to przedstawia rysunek, iż światło częściowo odbija się od powierzchni wody, częściowo zaś przechodzi z powietrza do wody, przyczem zmienia kierunek swego rozchodzenia się, czyli ulega t. zw. *załamaniu*.



Rys. 487.

Rozważmy bliżej to zjawisko, posługując się wygodnem, jak widzieliśmy, pojęciem promienia. Poprowadźmy w miejscu, gdzie na granicy dwu danych ośrodków zachodzi załamanie, prostopadłą  $MM'$  do powierzchni granicznej (rys. 488). Promień padający tworzy z tą prostopadłą *kąt padania* (porów. ust. 196), promień zaś załamany  $OR$  tworzy z tą prostopadłą *kąt załamania*. Oznaczmy pierwszy z tych kątów przez  $\alpha$ , drugi przez  $\beta$ . Zmieniając kąt padania

i otrzymując odpowiednio coraz to inny kąt załamania, a jednocześnie mierząc za każdym razem oba te kąty, ustalić możemy następujące fakty:

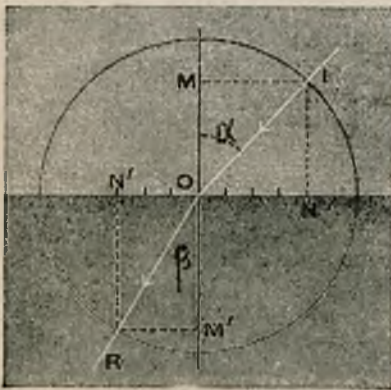
1) Promień padający i załamany leżą w jednej płaszczyźnie z prostopadłą, poprowadzoną w miejscu padania do powierzchni granicznej dwu danych ośrodków;

2) Stosunek sinusów obu kątów jest dla danych dwu ośrodków wielkością stałą tak, że możemy napisać

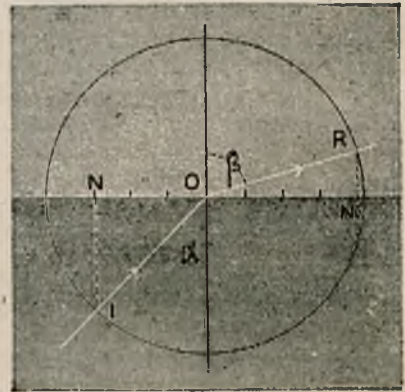
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \dots \dots \dots (1)$$

Ową wielkość stałą  $n$  nazywamy *spółczynnikiem załamania* ośrodka drugiego względem pierwszego. W przypadku, przedstawionym na rys. 488  $n = \frac{4}{3}$ ; taki mniej więcej jest współczynnik załamania wody względem powietrza pod zwykłym ciśnieniem \*).

Jeżeli, jak w danym razie, kąt załamania jest mniejszy od kąta padania, t. j. promień po załamaniu zbliża się do prostopadłej, popro-



Rys. 488.



Rys. 489.

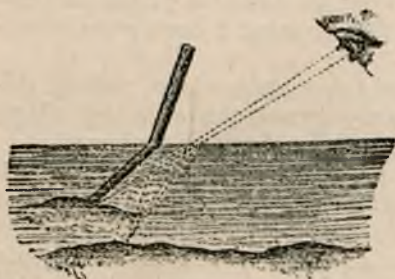
wadzonej w miejscu padania, powiadamy, że promień przechodzi z ośrodka mniej gęstego optycznie do bardziej gęstego. Gdyby odwrotnie promień wychodził z tego drugiego ośrodka do pierwszego (np. z wody do powietrza), kąt załamania byłby większy od kąta padania—

\*) Jak zobaczymy niżej, są ośrodki t. zw. *podwójnie łamiące*, w których z jednego promienia padającego tworzy się dwa załamane; patrząc przez płytkę z takiej substancji, np. przez kryształ szpatu wapiennego na pismo, druk, widzimy każdą literę podwójnie. Tymczasem mówić będziemy jedynie o zjawisku załamania pojedynczego.

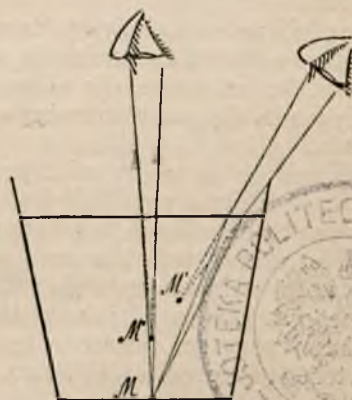
promień po załamaniu odchyliłby się od prostopadłej, poprowadzonej do powierzchni granicznej w miejscu padania. Przedstawia to rys. 489. W tym razie  $n' = \frac{3}{4}$ ; taki jest mniej więcej współczynnik załamania powietrza pod zwykłym ciśnieniem względem wody. Oczywiście, uwzględniając wzór (1), możemy tu napisać

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n' = \frac{1}{n}.$$

Patrząc na przedmiot, zanurzony częściowo w wodzie, np. na pal, wbity w dno rzeki (rys. 490), widzimy ten przedmiot jakgdyby prze-



Rys. 490.



Rys. 491.

łamany w miejscu, gdzie go przecina powierzchnia wody. Części przedmiotu, zanurzone w wodzie, zdają się być wyżej, niż są w rzeczywistości, promienie bowiem świetlne, dobiegające od tych części do obserwującego oka, ulegają na granicy wody i powietrza załamaniu, dając kąt załamania większy od kąta padania.

Podobnie rys. 491 tłumaczy, w jakim miejscu oko, umieszczone ponad naczyniem z wodą, widzi przedmiot  $M$ , leżący na dnie naczynia; przedmiot ten zdaje się być położony bliżej powierzchni wody, niż jest w rzeczywistości. To też, spoglądając przez przezroczystą wodę rzeki na jej dno, nie doceniamy należycie jej głębokości — wydaje się nam zawsze płytszą, niż jest w istocie.

### 233. Prędkość rozchodzenia się promieniowania.

Zjawisko załamania się promieniowania przy przejściu z jednego ośrodka do innego bardzo prosto tłumaczy teoria falowa. Widzieliśmy w ust. 196, że jeżeli fale, rozchodzące się w jakimkolwiek ośrodku, dobiegają granicy drugiego ośrodka, wówczas częściowo ulegają na tej granicy odbiciu według prawa, że kąt padania równa się kątowi

odbicia, częściowo zaś przenikają w ten drugi ośrodek, przyczem kierunku rozchodzenia się ich ulega zmianie według prawa

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n = \frac{v_1}{v_2}$$

gdzie  $\alpha$  oznacza kąt padania,  $\beta$  — kąt załamania,  $n$  zaś stanowi właśnie t. zw. współczynnik załamania drugiego ośrodka względem pierwszego, określony przez stosunek prędkości  $v_1$  rozchodzenia się fali w pierwszym ośrodku do prędkości  $v_2$  rozchodzenia się fali w ośrodku drugim.

Jeżeli zatem założymy, że rozchodzenie się promieniowania polega na rozchodzeniu się szczególnych fal, przyczem prędkość tego rozchodzenia się jest różna dla różnych ośrodków, to potrafimy zjawisko załamania się promieniowania bardzo dobrze ująć z tego punktu widzenia.

Wszakże na to, by mieć prawo zająć takie stanowisko, należy dowiedzieć, iż istotnie prędkość rozchodzenia się promieniowania jest różna w różnych ośrodkach, a zatem należy tę prędkość umieć zmierzyć.

Jest rzeczą zupełnie zrozumiałą, iż próby bezpośredniego pomiaru prędkości rozchodzenia się promieniowania dotyczyły promieniowania jasnego, t. j. światła, jako najlepiej nadającego się do obserwacji. Napotkano przytem poważne trudności, a to ze względu na olbrzymią wartość tej prędkości, która, jak dziś wiemy, wynosi dla próżni (a w przybliżeniu i dla powietrza pod zwykłym ciśnieniem)  $300000 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$

Między innemi Galileusz napróżno usiłował tę prędkość wymierzyć, posługując się metodą przesyłania sygnałów świetlnych na możliwie wielkie odległości, nie mając wszakże sposobu zmierzenia tych bardzo krótkich czasów, w których sygnały, użyte w doświadczeniu, przebiegały owe odległości. Pierwsze pomyslnie wyniki otrzymał pod tym względem astronom duński Olaf Römer w r. 1676, posługując się olbrzymią przestrzenią międzyplanetarną naszego układu słonecznego. Rys. 492 tłumaczy zasadę tego doniosłego pomiaru.

Widzimy tu słońce S, dokoła niego zaś drogę ziemi Z oraz część drogi największej planety naszego układu — Jowisza (*J*), obiegającego słońce dokoła w czasie, wynoszącym mniej więcej 12 naszych lat. Dokoła Jowisza krążą jego księżycy. Jeden z najbliższych zaznaczony jest na rysunku; droga jego przypada prawie w płaszczyźnie drogi Jowisza dokoła słońca, to też raz jeden podczas całkowitego o-



Rys. 492.

biegu księżyc wchodzi w stożek cienia, rzucanego przez Jowisza, skutkiem czego dla obserwatora ziemskiego następuje zaćmienie tego księżycza. Po wynurzeniu się z cienia i ponownym całkowitym obiegu księżycza dokoła Jowisza następuje znowu zaćmienie i t. d.

Uwzględniając, że w tym czasie i Jowisz i ziemia zmieniają swe położenia względem słońca, można obliczyć czas całkowitego obiegu księżycza dokoła Jowisza. Otóż, znając ten czas, można dostrzec rzecz następującą. Przypuśćmy, iż ziemia zajmuje położenie  $Z_1$ , Jowisz zaś położenie  $J$ ; przypuśćmy, iż w pewnym momencie obserwator nasz notuje początek zaćmienia księżycza  $K$ . Znając czas obiegu księżycza dokoła Jowisza, zgóry można obliczyć, kiedy ma nastąpić drugie z rzędu, trzecie i t. d. zaćmienie. Obliczmy np. chwilę początku zaćmienia, które będzie miało nastąpić po upływie paru miesięcy, gdy ziemia będzie zajmowała położenie  $Z_2$ , Jowisz zaś — położenie  $J_2$ . Otóż, gdy czekać będziemy tego zaćmienia i zanotujemy sobie jego początek, okaże się, iż nastąpiło ono później, niż oczekiwaliśmy. Römer, któremu znane było to zjawisko, zupełnie słusznie wytłumaczył opóźnienie tą okolicznością, iż teraz światło, dobiegające do nas od księżycza  $K$ , ma dłuższą drogę do przebycia (możemy wszak zaćmienie traktować jako sygnał świetlny, wysłany do nas z księżycza). Znając wymiary drogi ziemskiej i drogi Jowisza, możemy obliczyć ten przyrost drogi światła, a notując obserwowane opóźnienie, znaleźć, z jaką prędkością biegnie światło w próżnej przestrzeni międzyplanetarnej.

Gdybyśmy rachunek odpowiedni przeprowadzili dla przypadku, gdy ziemia i Jowisz inaczej są położone względem słońca tak, że w przeznaczonym na oczekiwanie czasie odległość między Jowiszem a ziemią uległaby zmniejszeniu, a nie zwiększeniu (np. ziemia, przechodzi nie z położenia  $Z_1$  do  $Z_2$ , ale z położenia  $Z_3$  do  $Z_4$ ), wówczas, jak wykazuje obserwacja, nastąpiłoby zaćmienie nie w momencie przewidzianym, lecz nieco wcześniej, co znowu pozwoliłoby nam ze znanej zmiany odległości i odpowiadającego jej zmniejszenia czasu wnosić o prędkości rozchodzenia się światła.

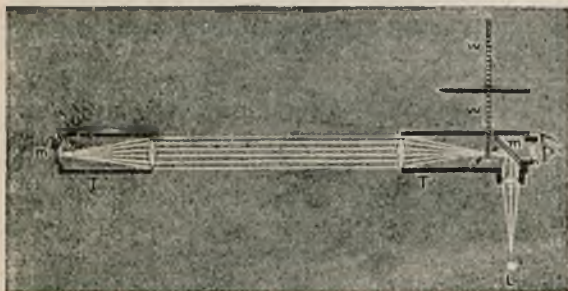
Z tego rodzaju pomiarów wypada, że na przebycie drogi, równej średnicy drogi ziemskiej, światło zużywa okrągło 1000 sekund. Ponieważ promień drogi ziemskiej wynosi średnio  $15 \cdot 10^7$  km., a więc średnica ta  $= 30 \cdot 10^7$  km., otrzymujemy na prędkość światła

$$\frac{30 \cdot 10^7 \text{ km.}}{10^3 \text{ sek.}} = 30 \cdot 10^4 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}} = 300000 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$$

Z pomiarów i obliczeń samego Römera wypadło nieco mniej, a mianowicie  $297000 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ .

Pierwszego udatnego pomiaru prędkości światła na powierzchni ziemi, a więc bez uciekania się do przestrzeni międzyplanetarnej, dokonał fizyk francuski M. Fizeau w r. 1849. Rys. 493 tłumaczy sposób pomiaru; oprócz zwierciadeł używa się tu jeszcze soczewek, o których funkcjonowaniu mówić będziemy w następnym rozdziale, a które po-

dobnie jak zwierciadła służą do tego, by nadać promieniom bieg pożądanym. Z potężnego źródła światła  $L$  przy pomocy soczewki i pochylonej pod kątem  $45^\circ$  przezroczystej płytki szklanej, działającej jak zwierciadło płaskie, promienie kierują się tak, by się skupiały w  $f$  na obwodzie koła zębatego  $W$ , które może być wprawione w szybki ruch obrotowy dokoła osi. To miejsce  $f$  ześrodkowania promieni może przypadać albo na którymkolwiek zębie koła, albo w przerwie między dwoma zębami, zależnie od położenia koła; w przypadku pierwszym dalszy bieg promieni jest zatrzymany, w drugim—rozchodzą się one dalej wewnątrz rury  $T$ , padają na soczewkę, która czyni je równoległymi, dalej jako równoległe podążają ku soczewce, osadzonej w innej rurze  $T'$ , zostają skupione na powierzchni zwierciadła  $m'$ , skąd po



Rys. 493.

odbiciu się podążają tą drogą, którą przyszły, ku obwodowi koła zębatego  $W$ , a napotykając, o ile koło się nie porusza, tę samą szparę między zębami, idą ku płytce  $m$ , częściowo się odbijają w stronę źródła światła  $L$ , częściowo zaś przechodzą przez płytkę i trafiają do oka obserwatora, który w

ten sposób postrzega światło. Przypuśćmy, że koło zębate obraca się z taką prędkością, iż światło, przedostawszy się w  $f$  przez szparę między zębami, ma, że tak powiemy, czas przebiec ku  $m'$  i wrócić, przechodząc przez tę samą szparę ku oku obserwatora. Po chwili ząb na obwodzie koła zajmie miejsce szpary: światło wcale nie podaży ku  $m'$ , a więc i do oka obserwatora się nie dostanie; zaraz wszakże potem przypadnie w  $f$  sąsiednia szpara, a wtedy obserwator znowu dostrzeże światło. Oko ludzkie posiada tę właściwość, iż wrażenie świetlne trwa około 0,1 sek. po zniknięciu podniety. Jeżeli zatem obrót koła zachodzi z taką prędkością, iż światło dochodzi do oka obserwatora w przerwach mniejszych od 0,1 sek., wrażenie świetlne jest ciągłe — obserwator widzi bez przerwy światło. Gdyby jednak koło zębate obracało się z taką prędkością, iż w czasie, gdy światło przebiega od  $f$  ku  $m'$  i z powrotem, w miejscu  $f$ , zamiast tej samej jeszcze szpary, napotykałoby sąsiedni ząb, który zajął już miejsce szpary, wówczas dalszy bieg światła ku oku obserwatora zostałby zatrzymany i, jakkolwiek w chwilę potem światło, idące ze źródła  $L$ , przedostałoby się przez następną szparę i pomknęłoby ku  $m'$ , to jednak po powrocie znalazłoby w  $f$  znowu tamę w postaci następnego zęba i t. d. W rezultacie obserwator przez cały czas nie dostrzegałby światła. W dalszym ciągu moglibyśmy powiększyć prędkość obrotową koła zębatego tak, by w czasie,

w którym światło biegnie od  $f$  ku  $m'$  i z powrotem, na miejsce szpary, przez którą światło się przedostało, stała następna szpara; wówczas oczywiście powracające światło trafiłoby do oka obserwatora, znowu więc on postrzegł nieprzerwanie światło.

Pomiar, o którym teraz mówimy, polegał właśnie na tem, iż koło zębate było wprawiane w ruch obrotowy i utrzymywane czas pewien przy określonej prędkości, poczem prędkość tę powiększano i znowu czas pewien podtrzymywano ją bez zmiany. Obserwator mógł stwierdzić, iż z początku światło widać było bez przerwy; potem przy pewnej prędkości obrotowej koła zębatego światło stawało się niedostrzegalne; następnie przy odpowiednim powiększeniu prędkości obrotowej światło znowu było widać bez przerw i t. d., co pozostaje w zgodzie z podanem wyżej rozumowaniem. Przypuśćmy, iż wtedy, gdy po raz pierwszy obserwator przestał postrzegać światło, zmierzono prędkość obrotową koła zębatego i okazało się, że wykonywa ono  $n$  obrotów w sekundzie. Przypuśćmy dalej, iż na obwodzie koła mieści się  $k$  zębów; zatem czas, w którym na miejsce szpary staje ząb, stanowi  $\frac{1}{2kn}$  sek. W tym czasie światło przebiega drogę od  $f$  do  $m'$  i z powrotem. Mierząc tę odległość  $l$ , mamy drogę  $2l$ , przebieganą przez światło w tym czasie. Stąd otrzymujemy prędkość światła

$$v = \frac{2l}{\frac{1}{2kn}} = 4lkn. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Jeżeli ponowne ukazanie się światła zachodzi przy  $n'$  obrotach koła w sekundzie, wówczas czas, w którym przypada na miejsce szpary następna szpara, wynosi  $\frac{1}{kn'}$ , a więc odpowiednio na prędkość światła otrzymujemy

$$v = \frac{2l}{\frac{1}{kn'}} = 2lkn' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

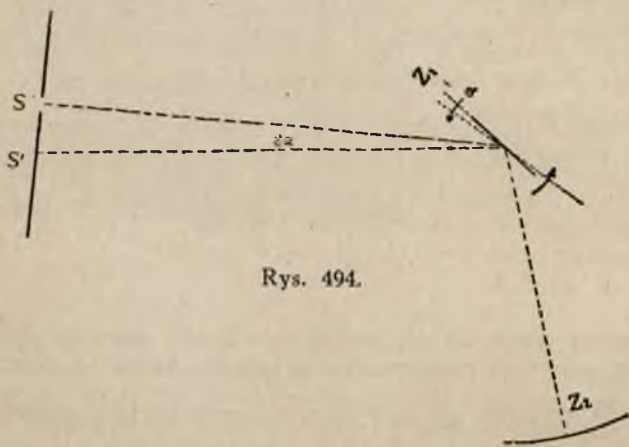
Oczekiwać należy, iż  $n' = 2n$ ; doświadczenie potwierdza to. Całego szeregu takich wyznaczeń dokonywamy w celu wyrugowania wpływu nieuniknionych niedokładności doświadczalnych.

W doświadczeniu Fizeau koło miało 720 zębów, odległość zaś od  $f$  do  $m'$  wynosiła 8633 m.; najmniejsza liczba obrotów koła, przy której obserwator nie postrzegał światła, wynosiła 756 na minutę; dawało to  $v = 313300 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$  W pomiarach, dokonanych przez innego fizyka, Cornu (r. 1872 — 74), według tejże metody z zastosowaniem pewnych technicznych udoskonaleń, odległość  $l$  zwiększona została najpierw do 10310 m., potem do 22910 m. Znacznie też powiększono prędkość obro-

ową koła zębatego: w ten sposób udało się obserwować 20 z rzędu zanikań i ukazywań się światła. Na wartość prędkości światła otrzymano  $300400 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ .

Można sobie wyobrazić, jak kłopotliwe było celowanie z jednego miejsca do drugiego, odległego o 8 — 22 km., jak zatem kłopotliwe było wyznaczenie tą drogą prędkości światła w powietrzu. Niemniej jednak przy należytej wprawie i zręczności eksperymentatorów potrafiono przezwyciężyć trudności.

Inny genialny eksperymentator francuski, Foucault, o którym mówiliśmy już w ust. 83, obmyślił jeszcze lepszą metodę mierzenia prędkości światła. Metoda Fizeau wymagała wielkiej odległości; pozwalała mierzyć prędkość światła w powietrzu, nie dawała się zaś zastosować do innych ośrodków. Do ustawienia pomiaru według Foucaulta wystarcza niewielki nawet pokój. Rys. 494 wyjaśnia zasadę tego po-



Rys. 494.

miaru. Promienie ze źródła światła S podążają ku małemu płaskiemu zwierciadłu  $Z_1$ , dającemu się wprawić w bardzo prędkie ruchy obrotowe (ok. 800 obrotów w sekundzie) dokoła osi, prostopadłej do płaszczyzny rysunku. Przy pewnym położeniu zwierciadła odbite przezeń promienie padają na zwierciadło wklęsłe  $Z_2$ , od którego po odbiciu się wracają tą samą drogą, którą przyszły \*). Gdyby w tym czasie, w którym światło przebiega drogę od zwierciadła płaskiego do zwierciadła wklęsłego i z powrotem, zwierciadło nie zmieniło swego położenia, światło po ponownym odbiciu się od tego zwierciadła podążyłoby w stronę źródła, z którego przyszło. Jeżeli jednak w tym czasie zwierciadło zmieniło swe położenie, co zaznaczone jest na rysunku kreskami, wówczas światło po odbiciu się od zwierciadła nie podąży już dokładnie w stronę źródła, lecz nieco zbacza ku  $S'$ , gdzie je przy

\*) Odległość między obu zwierciadłami równa się promieniowi krzywizny zwierciadła wklęsłego.



pomocy odpowiedniego urządzenia dostrzegamy. Podczas każdego całkowitego obrotu zwierciadła raz jeden przybiera ono to położenie, przy którym promienie, od niego odbite, biegną do zwierciadła wklęsłego, czemu odpowiada — przy niezmienniej prędkości obrotu zwierciadła — powrót światła ku  $S'$ . Jakkolwiek światło w  $S'$  ukazuje się perjodycznie w rytmie obrotu zwierciadła, zachodzi to z taką częstością, iż oko obserwatora tych przerw dostrzec nie jest w stanie i obserwator widzi nieustannie w  $S'$  światło. Im większa jest prędkość obrotu zwierciadła, tem większe jest przesunięcie  $SS'$ . Mierzając tę długość  $SS'$  oraz odległość od  $S$  do wirującego zwierciadła, znajdujemy kąt  $2\alpha$ , który, jak wiemy z ust. 230, równa się dwukrotnie wziętemu kątowi obrotu ( $\alpha$ ) zwierciadła; znając zaś prędkość ruchu obrotowego zwierciadła, co trzeba oczywiście zmierzyć, znajdziemy czas obrotu zwierciadła o kąt  $\alpha$ . W czasie tym światło przebiega drogę od zwierciadła płaskiego do wklęsłego i z powrotem. Mierzając jeszcze i tę drogę, mamy dane do znalezienia prędkości światła w ośrodku, znajdującym się między zwierciadłkiem a zwierciadłem wklęsłym. Okazuje się, iż przy dostatecznie prędkim wirowaniu zwierciadła wystarczy, by odległość ta wynosiła około 4 m., by otrzymać dostateczne do zaobserwowania przesunięcie  $SS'$ , czyli że do wykonania doświadczenia potrzeba względnie niewielkiego pomieszczenia. Z całego szeregu pomiarów Foucault otrzymał na prędkość światła w powietrzu wartość  $v = 298000 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ .

Wszakże, używając tej metody, można zastąpić powietrze innym ośrodkiem — np. można wstawić pomiędzy oba zwierciadła rurę, oszkloną na końcach i wypełnioną jakimkolwiek gazem, albo jakąkolwiek cieczą (np. wodą). W ten sposób np. Foucault wykazał bezpośrednio, że w wodzie prędkość światła jest mniejsza, niż w powietrzu, co pozostaje w zgodzie z faktem, że przy przejściu z powietrza do wody promienie załamują się, dając kąt załamania mniejszy od kąta padania \*).

Metodę Foucaulta udoskonalili technicznie badacze amerykańscy Michelson (czyt. Majkelson) i Newcomb (czyt. Njukomb). Pomiary ich są najbardziej dokładne. Michelson otrzymał dla powietrza  $v = 299850 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ , według Newcoma  $v = 299860 \frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ . Pomiar prędkości światła w wodzie, dokonany przez Michelsona, wykazał, że jest ona 1,33 razy mniejsza, niż w powietrzu, co odpowiada dobrze podanej wyżej wartości współczynnika załamania światła w wodzie.

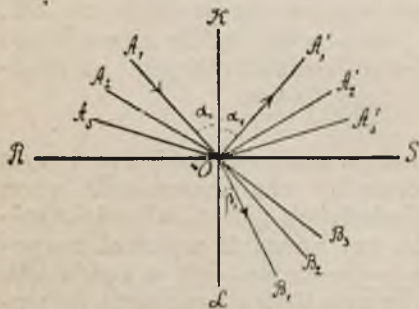
Jednak nietylko w różnych ośrodkach prędkość rozchodzenia się światła jest różna; w jednym i tym samym ośrodku prędkość ta jest różna, zależnie od barwy źródła — inna jest dla światła czerwonego, inna dla niebieskiego. Niżej zapoznamy się z tem dokładniej, badając

\*) Zjawisko załamania tłumaczyła również teoria emisyjna, jednak wymagała ona założenia, iż prędkość rozchodzenia się światła w wodzie jest większa niż w powietrzu.

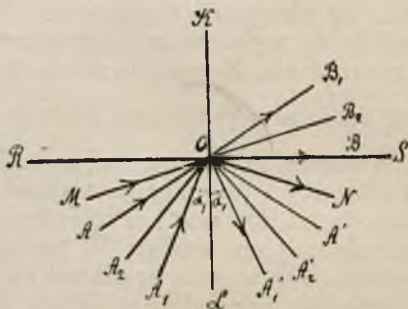
szczegóły zjawiska załamania; tutaj wystarczy zaznaczyć, iż niema konieczności robienia bezpośrednich pomiarów prędkości różnych rodzajów promieniowania w różnych ośrodkach. Skoro bowiem uzasadniamy słuszność teorii falowej rozchodzenia się promieniowania, mierzenie współczynników załamania prowadzi nas od razu do wyznaczenia tych prędkości.

### 234. Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia.

Przypuśćmy, iż na granicę dwu ośrodków skierowujemy promienie świetlne pod coraz większymi kątami  $\alpha_1 = A_1OK$ ,  $\alpha_2 = A_2OK$  i t. d. (rys. 495); jeżeli promienie, załamując się, zbliżają się do prostopadłej, wystawionej do powierzchni granicznej w miejscu padania, to, jak już powiedzieliśmy w ust. 232, drugi ośrodek nazywamy optycznie gęstszym od pierwszego; tak. np. szkło jest optycznie gęstsze od wody, woda od powietrza i t. d. \*). Z tego, co już zostało powiedziane, wypływa, iż dany ośrodek nazywamy optycznie gęstszym od innego, je-



Rys. 495.



Rys. 496.

żeli prędkość rozchodzenia się w niem promieniowania jest mniejsza, niż prędkość w tym innym. Coraz większym kątom padania  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  będą odpowiadały coraz większe kąty załamania  $\beta_1 = LOB_1, \beta_2 = LOB_2$  i t. d. Oprócz zjawiska załamania będzie tu jeszcze zachodziło częściowe odbicie, przyczem, jak zawsze, kąty odbicia będą odpowiednio równe kątom padania  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ .

Przypuśćmy teraz, iż odwrotnie promieniowanie przechodzi z ośrodka bardziej gęstszego optycznie do mniej gęstszego (rys. 496), np. ze szkła lub wody do powietrza. I wtedy na granicy obu ośrodków zachodzą dwa zjawiska: odbicie i załamanie, przyczem kąt odbicia zawsze będzie równy odpowiedniemu kątowi padania, kąty zaś

\*) Nie należy utożsamiać pojęcia gęstości optycznej z pojęciem gęstości, podanem w ust. 12. Alkohol np. jest optycznie gęstszy od wody, pomimo iż gęstość alkoholu jest mniejsza od gęstości wody.

załamania będą większe od kątów padania — promienie załamane nie będą się zbliżały, lecz oddalały od prostopadłej, poprowadzonej w miejscu padania do powierzchni granicznej. Tak więc promieniowanie, padające w kierunku  $A_1O$  pod kątem  $\alpha_1$ , częściowo się odbije w kierunku  $OA'_1$ , częściowo zaś po załamaniu się podąży w kierunku  $OB_1$ . Wszakże w tym razie wobec tego, iż kąt załamania zawsze jest większy od kąta padania, znajdzie się zawsze taki kąt padania (na rysunku  $\angle AOL$ ), któremu odpowiadać będzie kąt załamania  $= 90^\circ$  ( $\angle KOB$ ); promień załamany pójdzie w kierunku  $OB$ , t. j. wzdłuż płaszczyzny granicznej. Jak zawsze przytem, część podążającej w kierunku  $AO$  energii promienistej zostanie odbita w kierunku  $OA'$ .

Co będzie jednak, gdy promień skierujemy według  $MO$ , t. j. gdy kąt padania stanie się jeszcze większy? Kąt załamania osiągnął swą możliwie największą wartość przy kącie padania  $\alpha = \angle AOL$ ; zatem przy kącie padania jeszcze większym zjawiska załamania wogóle nie otrzymamy; natomiast zjawisko odbicia pozostanie, tylko tym razem odbitą zostanie w kierunku  $ON$  nie część, jak przedtem, padającej energii promienistej, lecz całkowita jej ilość, dochodząca do płaszczyzny granicznej — nic z tej energii nie przedostanie się do rzadszego optycznie ośrodka. Zjawisko opisane nosi z tego powodu nazwę *całkowitego wewnętrznego odbicia*.

Łatwo jest podać graniczną wartość kąta padania  $\alpha$ , powyżej której promieniowanie padające ulegnie całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Jeżeli przez  $n$  oznaczymy współczynnik załamania użytego w doświadczeniu ośrodka gęstszego względem rzadszego, to dla rozważanego przypadku granicznego mieć będziemy (porów. ust. 232).

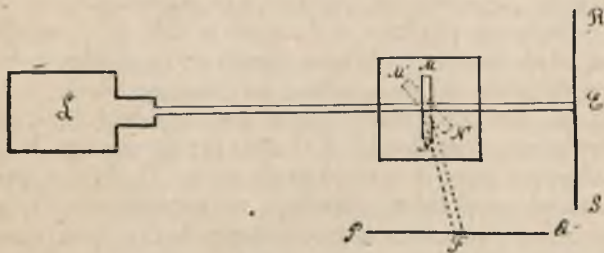
$$\frac{\sin \alpha}{\sin 90^\circ} = \frac{1}{n},$$

czyli 
$$\sin \alpha = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (1)$$

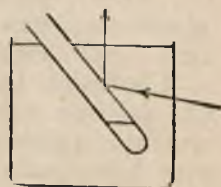
Zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia łatwo pokazać przy pomocy następującego doświadczenia, wyobrażonego schematycznie na rysunku 497.

Z latarni  $L$  skierowujemy snop światła przez dość wielkie naczynie szklane w kształcie prostopadłościanu, wypełnione wodą. W naczyniu tem mieści się inne wąskie naczynko szklane  $MN$ , mające również kształt prostopadłościanu i nie zawierające wody, tylko powietrze (oczywiście brzegi naczynka wystają ponad poziom wody w naczyniu zewnętrznym). Naczynko  $MN$  ustawiamy najpierw ścianą większą prostopadle do biegu promieni i wtedy na tablicy  $RS$  zarysowuje się plama świetlna  $E$ . Jeżeli następnie przekreść będziemy  $MN$  stopniowo w położenie  $M'N'$ , zaznaczone na rysunku kropkami, tak by promienie dosięgały ukośnie warstwy zawartego w tem naczynku powietrza, to przy pewnem przekreśczeniu spostrzemy, że plama w  $E$  zniknie, natomiast ukaże się w  $F$  na innej, z boku ustawionej, tablicy

PQ. W tym razie poprzez warstewkę szkła światło przechodzi z wody do powietrza, a więc z ośrodka gęstszego do mniej gęstego optycznie; jeżeli kąt padania staje się większy od granicznego, zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie i promienie do warstwy powietrza i dalej w kierunku tablicy RS wcale się nie przedostają. Wystarczy jednak wtedy wlać do naczynka MN wody, a natychmiast plama w E się ukaże.



Rys. 497.

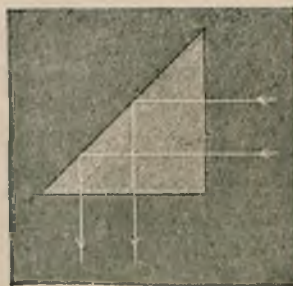


Rys. 498.

Zanurzając pustą probówkę w naczyniu szklanym z wodą i patrząc na probówkę z góry, otrzymujemy wrażenie, jakgdyby część probówki, znajdująca się pod wodą, wypełniona była rtęcią. Metaliczny połysk zawdzięcza się tu zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia: do oka (rys. 498) trafiają promienie, odbite całkowicie od zawartego w probówce powietrza, jako padające pod dość wielkim kątem, więk-



Rys. 499.



Rys. 500.

szym od granicznego. To proste doświadczenie wykazuje zarazem, że powierzchnie metalowe, jakkolwiek są bardzo dobrymi zwierciadłami, odbijają jednakowoż część tylko padającego na nie promieniowania. Jeżeli do probówki wlejemy trochę rtęci, jak to wskazane jest na rys. 498, to dolna część probówki wyda się nam szarą w porównaniu z doskonale błyszczącą częścią, gdzie jest powietrze — na granicy powietrza bowiem zachodzi odbicie *całkowite*.

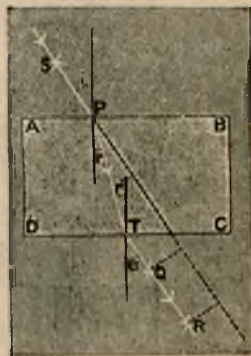
Rys. 499 przedstawia t. zw. pryzmat szklany. Jeżeli pryzmat ma przekrój równoramiennego trójkąta prostokątnego (rys. 500), to pro-

mienie, skierowane prostopadłe do jednej ze ścian przyprostokątnych pryzmatu, wchodzi do pryzmatu bez załamania, na granicy powietrza u ściany przeciwprostokątnej ulegają całkowitemu wewnętrznemu odbiciu (padają bowiem pod kątem większym od granicznego), poczem znów podążają prostopadłe do drugiej ściany przyprostokątnej i już bez zmiany kierunku idą dalej w powietrze. Takimi pryzmatami, całkowicie odbijającymi, posługujemy się często jako doskonałymi zwierciadłami, gdy chodzi o zmianę kierunku promieni. Dla orientacji przytaczamy w zaokrągleniu wartość kątów granicznych dla kilku substancyj.

Woda . . . . .	48°
Szkło potasowe (crown) . . . . .	42°
Szkło ołowiowe (flint) . . . . .	30°—36°
Diamant . . . . .	24°

### 235. Przechodzenie promieniowania przez płyty o ścianach równoległych.

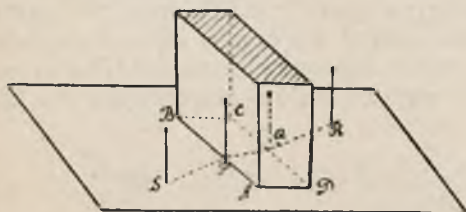
Patrząc przez trzymaną w rękę płytę szklaną (kawał grubej szyby, przycisk szklany w kształcie prostopadłościanu) na otaczające nas przedmioty, zauważamy z łatwością, iż w razie, gdy promienie światła, idące od tych przedmiotów, padają nie prostopadłe, lecz ukośnie do powierzchni płyty, przedmioty te jakgdyby przesuwają się nieco względem ich prawdziwego położenia w bok, w górę, w dół — zależnie od nachylenia płyty. Spróbujmy wytłumaczyć to bardzo powszednie zjawisko. Przypuśćmy, iż w kierunku  $SP$  (rys. 501) pada snop światła na ścianę  $AB$  płyty szklanej o ścianach równoległych  $AB$  i  $CD$ . Snop ten załamuje się zgodnie z prawem zasadniczym załamania i wewnątrz płyty podąża według  $PT$ . Ściany  $DC$  dosięga on oczywiście pod kątem  $r' = r$ , wychodząc zaś w powietrze, tworzy z prostopadłą do powierzchni granicznej kąt  $e = i$  (dlaczego?). Po wyjściu zatem z płyty snop idzie w kierunku  $TR \parallel SP$ . Stąd właśnie to pozorne przesunięcie.



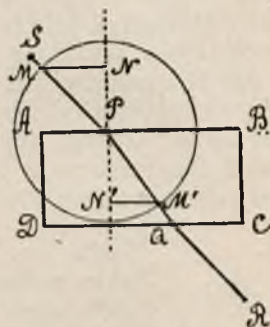
Rys. 501.

Możemy zrobić następujące proste i pouczające doświadczenie. Na arkuszu papieru, leżącego na stole, ustawiamy przycisk szklany kształtu prostopadłościanu (rys. 502). Z jednej strony przycisku w  $S$  wpinamy szpilkę, drugą szpilkę wpinamy tuż przy ścianie naszej bryły szklanej tak, by prosta  $SP$  nie była prostopadłą do tej ściany. Patrząc ze strony przeciwnej na te dwie szpilki, wpinamy trzecią w  $Q$  i czwartą w  $R$  tak, by wszystkie cztery szpilki zdawały się nam ustawionemi w kierunku jednej prostej. Zaznaczymy ołówkiem na papierze krawę-

dzi podstawy  $ABCD$  przycisku, usuńmy przycisk i szpilki, przez miejsca zaś nakłuć poprowadźmy ołówkiem proste  $SP$ ,  $PQ$  i  $QR$ . Otrzy-



Rys. 502.

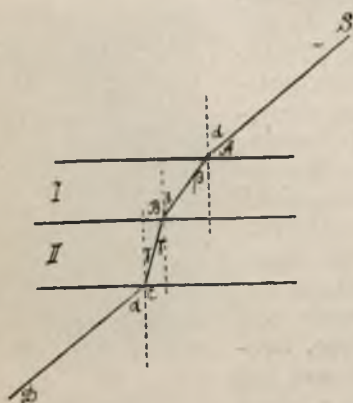


Rys. 503.

mamy w ten sposób rys. 503, który będzie właśnie tłumaczył, że pozornie na jednej prostej wpięte szpilki w rzeczywistości mieszczą się na dwu prostych równoległych, a więc że zachodzi tu przesunięcie, o którym przed chwilą mówiliśmy.

Wszakże doświadczenie to daje nam coś więcej. Wyrysujmy na rysunku naszym z punktu  $P$  koło dowolnym promieniem. Oczywiście stosunek prostokątnych do  $NN'$  odcinków  $MN$  i  $M'N'$  ( $NN' \perp AB$ ) stanowi stosunek sinusów kąta padania i załamania

$$\frac{MN}{M'N'} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \text{ a zatem}$$



Rys. 504.

daje wartość współczynnika załamania szkła względem powietrza. W ten sposób bardzo łatwo znajdujemy przybliżoną wartość tego współczynnika. Biorąc, zamiast przycisku szklanego, naczynie szklane o ścianach równoległych, wypełnione wodą, alkoholem lub jeszcze inną cieczą, możemy, stosując tę samą metodę, znaleźć przybliżoną wartość współczynników załamania tych cieczy względem

powietrza. Doświadczenie uczy nas również, że jeżeli w powietrzu rzucimy pod jakimkolwiek kątem  $\alpha$  snop światła na jedną z dwu płytek o ścianach równoległych, zrobionych z różnych substancji przezroczystych i złożonych razem, jak to wskazuje rys. 504, snop ten wyjdzie z drugiej płytki pod tym samym kątem, t. j. że taka płytka złożona przesuwają tylko w bok padające na nią promienie, nie zmieniając ich kierunku ( $CD \parallel SA$ ).

Oznaczając przez  $n_1$  współczynnik załamania substancji pierwszej płytki względem powietrza, przez  $n_2$  współczynnik załamania substancji drugiej płytki względem powietrza, przez  $n_{1,2}$  współczynnik załamania substancji drugiej płytki względem substancji płytki pierwszej, możemy napisać

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_1 \quad \dots \quad (1)$$

$$\frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = n_{1,2} \quad \dots \quad (2)$$

$$\frac{\sin \gamma}{\sin \alpha} = \frac{1}{n_2} \quad \dots \quad (3)$$

Z pomnożenia (1) przez (2) otrzymujemy:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_1 \cdot n_{1,2}$$

z (3) zaś 
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_2$$

Porównanie obu ostatnich wzorów daje

$$n_1 \cdot n_{1,2} = n_2$$

skąd 
$$n_{1,2} = \frac{n_2}{n_1} \quad \dots \quad (4)$$

Oznaczając prędkość rozchodzenia się promieniowania w powietrzu przez  $v$ , w pierwszej płytce przez  $v_1$ , w drugiej przez  $v_2$  i pamiętając, co oznacza współczynnik załamania, będziemy mieli według wzoru (4) tożsamość

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_2}{v} : \frac{v_1}{v}$$

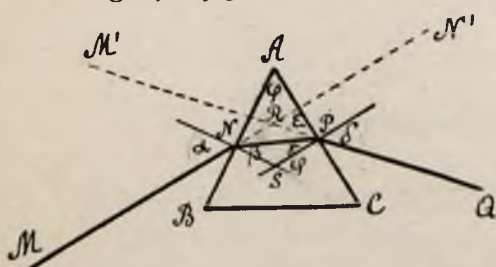
co usprawiedliwia teoretycznie wynik doświadczenia.

Wzór (4) posiada wielkie znaczenie. Według niego, mając współczynniki załamania dwu substancji względem jakiegoś określonego ośrodka, np. powietrza, obliczyć możemy wartość współczynnika załamania jednej z tych substancji względem drugiej. Np. współczynnik załamania wody względem powietrza jest około  $\frac{4}{3}$ , szkła zaś względem powietrza około  $\frac{3}{2}$ ; stąd współczynnik załamania szkła względem wody jest ok.  $\frac{3}{2} : \frac{4}{3} = \frac{9}{8}$ . Bezwzględnym współczynnikiem załamania danej substancji nazywa się współczynnik załamania jej względem próżni. Jeżeli zatem we wzorze (4) przyjmiemy np., że  $n_1$  jest bezwzględny współczynnik załamania powietrza pod zwykłym ciśnieniem,  $n_2$  bezwzględny współczynnik załamania szkła, zaś  $n_{1,2}$  współczynnikiem załamania szkła względem powietrza, to, jak widać, wy-

starczy znaleźć tylko jeden współczynnik bezwzględny, np.  $n_1$ , by potem według  $n_{1,2}$  obliczyć ze wzoru (4)  $n_2$ . Tak samo, jak dla szkła, można, znając bezwzględny współczynnik załamania powietrza, znaleźć bezwzględny współczynnik załamania każdej innej substancji, nie uciekając się do pomiarów w próżni.

### 236. Przechodzenie promieniowania przez pryzmat.

Rzućmy na pryzmat szklany, wyobrażony na rys. 499, snop światła czerwonego \*) , by padał na jedną ze ścian pryzmatu w ten sposób, jak



Rys. 505.

to przedstawia schematycznie rys. 505. Snop ten  $MN$ , padając pod kątem  $\alpha$  na szkło, załamuje się w kierunku  $NP$ , tworząc kąt załamania  $\beta$ ; padając na drugą ścianę pryzmatu  $AC$  pod kątem  $\gamma$  i wychodząc z pryzmatu do powietrza, snop światła idzie w kierunku  $PQ$ , tworząc kąt załamania  $\delta$ . Jeżeli oznaczymy przez  $n$  współczynnik za-

łamania szkła danego pryzmatu względem powietrza, możemy napisać:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad \frac{\sin \gamma}{\sin \delta} = \frac{1}{n}, \quad \text{albo} \quad \frac{\sin \delta}{\sin \gamma} = n. \quad (1)$$

Widzimy tedy, że po przejściu przez pryzmat snop światła zmienia kierunek  $MN$  na  $PQ$ , odchylając się o kąt  $\epsilon$ . Gdybyśmy więc np. trzymając oko w  $Q$ , patrzyli przez pryzmat na płomień świecy, mieszczący się w  $M$ , widzielibyśmy ten płomień w  $M'$ . Kierując snop światła czerwonego wzdłuż powierzchni białej tablicy tak, by znaczyło swoją drogę na tablicy (por. ust. 230) i przystawiając do tablicy na drodze tych promieni pryzmat, spostrzeżemy, jak snop ten zostaje przez pryzmat załamany i odchylony od kierunku pierwotnego.

Oznaczmy przez  $\varphi$  kąt łamiący pryzmatu ( $\angle BAC$ ); oczywiście prostopadłe do ścian pryzmatu  $NS$  i  $PS$  tworzą ze sobą ten sam kąt  $\delta$ . Rozpatrzmy trójkąt  $NRP$ .  $\angle RNP = \alpha - \beta$ ,  $\angle RPN = \delta - \gamma$ . Zna-  
na własność kątów zewnętrznych w trójkącie pozwala nam napisać:

$$\epsilon = (\alpha - \beta) + (\delta - \gamma) = \alpha + \delta - (\beta + \gamma) \quad (2)$$

Podobnie z trójkąta  $NSP$  napiszemy:

$$\varphi = \beta + \gamma \quad (3)$$

Podstawiając tę ostatnią wartość do (2), otrzymamy

$$\epsilon = \alpha + \delta - \varphi \quad (4)$$

\*) W tym celu światło, idące z latarni, przepuszczamy przez czerwoną płytkę szklaną, albo przez blaszkę zabarwioną na czerwono żelatyny.



Łatwo przekonać się z doświadczenia, że wartość odchylenia  $\varepsilon$  jest naogół różna dla różnych kątów padania  $\alpha$ . Wszakże istnieje pewne *minimum* tego odchylenia; tę najmniejszą wartość odchylenia otrzymuje się wtedy, gdy promień, padający na pryzmat, oraz promień, wychodzący z pryzmatu, tworzą równe kąty z odpowiadającymi im ścianami pryzmatu, t. j. gdy  $\delta = \alpha$  (oczywiście wtedy również  $\beta = \gamma$ ).

W przypadku owego najmniejszego odchylenia wzór (3) napiszemy tak:

$$\varphi = 2\beta. \quad \dots \quad (5)$$

skąd 
$$\beta = \frac{\varphi}{2}; \quad \dots \quad (6)$$

zaś ze wzoru (4) otrzymamy

$$\varepsilon_{\min.} = 2\alpha - \varphi \quad \dots \quad (7)$$

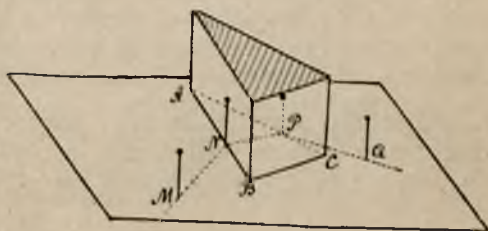
skąd 
$$\alpha = \frac{\varphi + \varepsilon_{\min.}}{2} \quad \dots \quad (8)$$

Podstawiając znalezione w ten sposób wartości  $\alpha$  i  $\beta$  do wzoru (1), będziemy mieli

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \varepsilon_{\min.}}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \quad \dots \quad (9)$$

Jest to zasadniczy wzór dla pryzmatu. Jak widzimy, pozwala on znaleźć wartość współczynnika załamania materiału, z którego zrobiony jest pryzmat, skoro zmierzmy kąt łamiący  $\varphi$  pryzmatu oraz znajdziemy wartość *najmniejszego* dawanego przez pryzmat odchylenia  $\varepsilon_{\min.}$

Posługując się metodą szpilek, zarówno możemy zaobserwować bieg promieni podczas przejścia przez pryzmat, jak dokonać przybliżonego pomiaru współczynnika załamania. Ustawmy w tym celu na papierze pryzmat szklany, o przekroju trójkąta równoramiennego albo równobocznego, by przekrój jego zarysowywał się jako trójkąt  $ABC$  (rys. 506). Wepnijmy jedną szpilkę w  $M$ , drugą w  $N$  tuż przy krawędzi  $AB$ . Patrząc ze strony przeciwnej pryzmatu, wepnijmy tuż przy krawędzi  $AC$  trzecią szpilkę w  $P$  i czwartą w  $Q$  tak, by widzieć wszystkie cztery szpilki w kierunku jednej linii prostej. Po zaznaczeniu na papierze ołówkiem krawędzi pryzmatu  $AB$  i  $AC$  usuńmy pryzmat



Rys. 506.

i szpilki, przez miejsca zaś nakłuć poprowadzmy ołówkiem proste  $MN$ ,  $NP$ ,  $PQ$ . Otrzymamy rysunek taki, jak 505; widzimy tam, jaki jest przebieg promieni, przedłużając zaś odcinki  $MN$  i  $PQ$ , stwierdzamy odchylenie, uwarunkowane przez pryzmat.

Pragnąc dokonać pomiaru współczynnika załamania, znaleźć należy odchylenie najmniejsze. W tym celu powtórzmy doświadczenie, pamiętając, że w tym razie winno być  $\alpha = \delta$ , t. j., co na jedno wychodzi,  $NB = PC$ . Wepnijmy więc dwie szpilki tuż przy ścianach pryzmatu, tworzących kąt łamiący pryzmatu, w równych odległościach od wierzchołków  $B$  i  $C$ . Następnie, patrząc od strony ściany, dającej na papierze ślad  $AC$ , wepnijmy trzecią szpilkę z przeciwnej, czwartą zaś z tej strony, z której patrzymy, tak, by wszystkie szpilki zdawały się przypadać w kierunku jednej prostej. Wykreślając rysunek jak przedtem, znajdziemy przy pomocy kątomierza wartość  $\varepsilon_{\min}$ . Zmierzywszy jeszcze  $\angle BAC = \varphi$ , będziemy mieli wszystkie niezbędne dane do znalezienia  $n$ .

Używając pryzmatów tego samego kształtu (najlepiej o przekroju trójkąta równobocznego), ale z różnych gatunków szkła, stwierdzimy różne wartości  $\varepsilon_{\min}$ , a więc przekonamy się o różnych wartościach współczynnika załamania tych gatunków szkła. Używając szklanego naczynka pryzmatycznego, którego ściany boczne utworzone są z trzech pod kątem  $60^\circ$  względem siebie pochyłych płytek szklanych, i wypełniając to naczynko różnemi cieczami, przeprowadzić możemy takie same pomiary i znaleźć współczynniki załamania tych cieczy (zawsze względem powietrza).

Stosując opisaną metodę szpilek do pryzmatów, zrobionych z jednego gatunku szkła, lecz mających różnej wielkości kąty łamiące, przekonać się możemy, że wartość  $\varepsilon_{\min}$  zależy od kąta łamiącego  $\varphi$ , co wpływa również ze wzoru (9), jeżeli założymy w nim  $n = \text{const}$ . W miarę zmniejszania się  $\varphi$ , zmniejsza się również  $\varepsilon_{\min}$ . Dla dość małych wartości  $\varphi$  i  $\varepsilon_{\min}$  możemy wziąć, zamiast stosunku sinusów, stosunek kątów, a zatem ze wzoru (9) otrzymamy

$$n = \frac{\varphi + \varepsilon_{\min}}{\varphi},$$

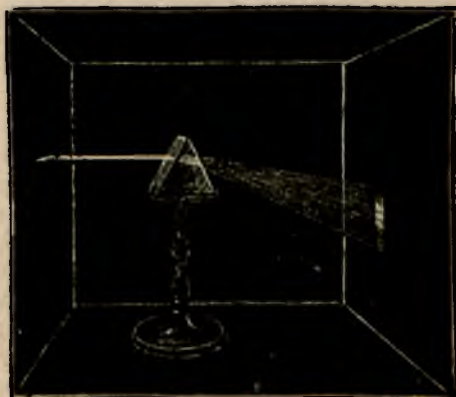
skąd  $\varepsilon_{\min} = \varphi (n - 1)$ . . . . . (10)

t. j. możemy przyjąć, że przy bardzo małych kątach łamiących pryzmatu najmniejsze odchylenie jest względem tego kąta proporcjonalne. Wzór (10) przyda się nam niżej.

### 237. Zjawisko rozszczepienia promieniowania.

Mówiąc w ustępie poprzednim o przechodzeniu promieniowania przez pryzmat, nie powiedzieliśmy jeszcze wszystkiego. Czytelnik może zauważyć, iż podając sposoby wyznaczania współczynnika załamania przy pomocy szpilek, podkreślaliśmy *przybliżoność* tego rodzaju

pomiarów; zauważył również, być może, iż w doświadczeniu z załamywaniem się światła w pryzmacie używaliśmy czerwonego, a nie białego światła. Miało to oczywiście swoje uzasadnienie, co zaraz wyjaśnimy. Otóż, kierując na pryzmat snop światła białego, jak to wskazuje rysunek 507, stwierdzamy nie proste odchylenie tego snopa w kierunku przeciwnym kątowemu łamiącemu pryzmatu (ku podstawie pryzmatu, jak się zwykle mówi), lecz bardziej złożone zjawisko — na tablicy, umieszczonej na drodze wychodzących z pryzmatu promieni, zarysowuje się nie jedna biała plama, lecz szereg plam barwnych, stopniowo przechodzących jedna w drugą, w tym porządku, jak to widzimy w tarczy. Na tablicy otrzymujemy t. zw. widmo, w którym rozróżniamy kolory: czerwony, pomarańczowy, żółty, zielony, jasno - niebieski, ciemno - niebieski, fioletowy, przytem z niezliczonymi odcieniami, stanowiącymi przejścia od jednego z tych kolorów do następnego (p. tablicę na początku książki). Zauważamy przytem, iż promienie czerwone są tu najmniej odchyłone od kierunku promieni, biegnących ku pryzmatowi, fioletowe zaś najbardziej odchyłone ku podstawie pryzmatu.



Rys. 507.

Jeżeli na drodze promieni, biegnących do pryzmatu, stawiamy szkło czerwone, wówczas znikają wszystkie inne barwy na tablicy, pozostaje tylko smuga czerwona. Używając, zamiast szkła czerwonego, odpowiedniego szkła niebieskiego, stwierdzamy, że pozostaje na tablicy smuga niebieska, inne barwy przytem znikają. Dzieje się więc tak, jakgdyby promienie różnych barw załamywały się niejednakowo — najmniej czerwone, najbardziej fioletowe, przytem jakgdyby wszystkie barwy, które uwidocznia nam pryzmat, zawarte już były w świetle białym. W ten właśnie sposób rzecz tę dawniej traktowano. Przy współczesnym stanie fizyki pogląd ten wypadło zmienić. Jak dowiemy się niżej, umiemy mierzyć długości tych fal, których rozchodzenie się stanowi rozchodzenie się promieniowania. Pomiary długości fal wykazują, że tak, jak tonom różnych wysokości odpowiadają fale różnej długości, tak różne barwy widma polegają na rozchodzeniu się fal różnej długości w jednym i tym samym ośrodku.

Jeżeli na drodze promieni, biegnących do pryzmatu, stawiamy szkło czerwone, wówczas znikają wszystkie inne barwy na tablicy, pozostaje tylko smuga czerwona. Używając, zamiast szkła czerwonego, odpowiedniego szkła niebieskiego, stwierdzamy, że pozostaje na tablicy smuga niebieska, inne barwy przytem znikają. Dzieje się więc tak, jakgdyby promienie różnych barw załamywały się niejednakowo — najmniej czerwone, najbardziej fioletowe, przytem jakgdyby wszystkie barwy, które uwidocznia nam pryzmat, zawarte już były w świetle białym. W ten właśnie sposób rzecz tę dawniej traktowano. Przy współczesnym stanie fizyki pogląd ten wypadło zmienić. Jak dowiemy się niżej, umiemy mierzyć długości tych fal, których rozchodzenie się stanowi rozchodzenie się promieniowania. Pomiary długości fal wykazują, że tak, jak tonom różnych wysokości odpowiadają fale różnej długości, tak różne barwy widma polegają na rozchodzeniu się fal różnej długości w jednym i tym samym ośrodku.

Tak samo, jak o wysokości tonu, dawanego przez źródło głosu, stanowi częstotliwość drgań tego źródła, o barwie wysyłanego przez źródło światła stanowi częstotliwość tych swoistych drgań, które dają początek falam energii promienistej. W dziedzinie promieniowania zachowuje swą wartość znana nam zależność  $v = n\lambda$  (ust. 192). W próżni wszystkie fale energii promienistej rozchodzą się z jednakową prędkością;

w każdym ośrodku materjalnym drgania różnej częstości rozchodzą się z różną prędkością (coraz to inną dla każdego ośrodka \*), przytem naogół częstościom większym odpowiada prędkość mniejsza i odwrotnie.

Jak wykazemy niżej, fale światła czerwonego są dłuższe, niż światła zielonego, te zaś dłuższe, niż fioletowego — stąd najmniejsze załamanie promieni czerwonych widma, większe zielonych, jeszcze większe fioletowych (ust. 249). Światło białe jest chaosem, w którym przytrafiają się fale najrozmaitszej długości; przy przejściu przez pryzmat zachodzi w tym chaosie pewne uporządkowanie — tworzą się fale o rozmaitych, wszakże oznaczonych długościach, z których każda długość stanowi o określonej barwie odpowiedniego promienia; otrzymane w ten sposób barwy nazywają się skutkiem tego jednorodnemi \*\*). Owo uporządkowanie stanowi właśnie istotę rozszczepienia. Nie można jednak mówić, że te barwy jednorodne są już zawarte w świetle białem, tak samo, jak nie można mówić, że w bryle marmuru zawarta jest rzeźba, którą z niej można wyrzeźbić. Marmur jest tym materiałem, któremu rzeźbiarz potrafi nadać odpowiednie kształty, tworząc w ten sposób rzeźbę. Podobnie światło białe, ów chaos wszelkich fal, jest tym materiałem, z którego odpowiedni rzeźbiarz — pryzmat — potrafi wydobyć uporządkowane co do długości fale energii promienistej.

W ust. 209 poznaliśmy t. zw. granice słyszalności — nie każdej długości fala głosowa działa na nasze nerwy słuchowe, wywołując wrażenia dźwiękowe; istnieją niższa i wyższa granice słyszalności. Podobnie rzecz się ma i z falami energii promienistej. Możemy się przekonać, że obserwowane przy rozszczepianiu przez pryzmat widmo nie zaczyna się i nie kończy tam, gdzie nam to wskazuje oko. Używając zamiast oka czułego termometru (elektrycznego), przekonywamy się, że termometr reaguje nie tylko w miejscach, gdzie okiem dostrzegamy na tablicy barwy widma, lecz stwierdza jeszcze istnienie części niewidzialnych widma, gdzie mamy do czynienia z owem promieniowaniem ciemnym, o którym wyżej była mowa, a mianowicie poza czerwona granicą t. zw. *podczerwonej* części widma, poza fioletową granicą — części *nadfioletowej*. Do wykrycia tych części widma użyć można papieru fotograficznego zamiast termometru czułego; umieszczając kawałek tego papieru na tablicy w miejscu, gdzie tworzy się widmo, zobaczymy, że czernieje nie tylko tam, gdzie się zaznaczają barwy, ale również dalej poza fioletową granicą widma. Do tego samego celu posługiwać się można t. zw. ekranem fluoryzującym — kawałkiem tektury, pokrytej platynocyjankiem baru. Na ekranie tym promieniowanie wzbudza szczególne świecenie, o którym niżej będziemy jeszcze mówić; chwytając widmo na taki ekran, dostrzegamy, iż świecenie to występuje nie tylko w miejscach, gdzie się zarysowuje widmo widzial-

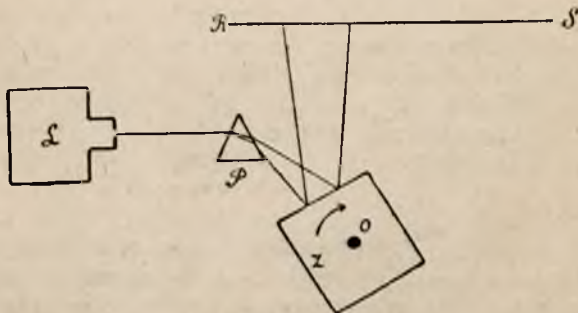
\*) Gdy zatem fale energii promienistej przechodzą z jednego ośrodka w inny, długość ich ulega zmianie.

\*\*\*) Zobaczymy niżej, że nie zawsze daje się stosować do barw nazwa jednorodności.

ne, ale też — i to bardzo wyraźnie — poza granicą fioletową. Odpowiednio uciulone klisze fotograficzne oraz odpowiednie ekrany fosforyzujące pozwalają w podobny sposób wykazać istnienie podczerwonej części widma.

Notując sobie narazie bez bliższych wyjaśnień powyższe spostrzeżenia, czytelnik zechce uważać część podczerwoną widma za dziedzinę fal energii promienistej o długości większej, niż fale światła czerwonego, część zaś nadfioletową za dziedzinę fal krótszych od fal światła fioletowego.

A teraz jeszcze jedno. Jeżeli z chaosu, którym jest światło białe, daje się wydobyć cała ta prawidłowa różnorodność fal, wywołujących wrażenie barw, to czy odwrotnie nie można otrzymać światła białego, tworząc mieszaninę wszystkich jednorodnych barw widma? Doświadczenie daje na to pytanie odpowiedź twierdzącą i jest kilka sposobów otrzymywania tej t. zw. syntezy światła białego. Jeden ze sposobów podaje schematycznie rys. 508. Snop światła białego ulega rozszczepieniu przez pryzmat, poczem pada na zwierciadło wirujące, jakiego uży-



Rys. 508.

waliśmy w doświadczeniach akustycznych (ust. 213), po odbiciu się zaś od niego daje widmo na białej tablicy. Dopóki zwierciadło pozostaje w spoczynku, plamę barwną widać w oznaczonym miejscu tablicy. Jeżeli zaczniemy zwierciadło obracać powoli, plama poczęnie się powoli przesuwać po tablicy, przyczem wyraźnie rozróżnić będziemy poszczególne barwy. Jeżeli wszakże wprawimy zwierciadło w szybki ruch obrotowy, ujrzymy na tablicy nieprzerwaną smugę *białą*. Tu na jednym i tem samym miejscu tablicy bardzo szybko po sobie ukazują się wszystkie barwy widma; wobec znanej już nam właściwości oka zachowywania mniej więcej przez 0,1 sek. wrażenia po zniknięciu podniety wzrokowej, otrzymamy wrażenie, będące syntezą tych poszczególnych podniety.

Mniej dokładne jest doświadczenie z t. zw. krążkiem Newtona; nazywamy tak krążek, którego wycinki pomalowane są na barwy tęczy. Osadzając krążek na wirownicy i obracając go powoli, widzimy oddzielne jego barwy; natomiast przy szybkim ruchu obrotowym krążka barw nie rozróżniamy, krążek wydaje się zupełnie bezbarwnym, rzadko kiedy naprawdę białym, zazwyczaj szarym. To ostatnie stąd pochodzi, że barwy, które mamy na takim krążku, nie są, jak zobaczymy, czystymi barwami widma.

Tejże syntezy można dokonać jeszcze inaczej, zbierając rozszczepione przez pryzmat promienie przy pomocy odpowiedniego zwierciadła wklęsłego, lub używając do tego celu zamiast zwierciadła soczewki wypukłej, o której mówimy niżej w ust. 239. Wynikiem takiego skupienia jest *biała* plama, którą otrzymujemy na ustawionej odpowiednio tablicy.

Z rozważań tego ustępu wynika, że, o ile mówimy o współczynniku załamania tej czy innej substancji, podawać należy rodzaj promieniotworzenia (barwę, albo długość fali), którego ta wartość współczynnika dotyczy. Ograniczając się narazie do skrajnych barw widma — fioletowej i czerwonej, bez bliższego ich określania, przytaczamy dla przykładu wartości odpowiednich współczynników  $n_f$  i  $n_c$  dla kilku substancji (względem powietrza).

	$n_f$	$n_c$	$n_f - n_c$
Szkło potasowe (crown) . . . . .	1,533	1,513	0,020
Szkło ołowiowe (flint) . . . . .	1,653	1,613	0,040
Woda . . . . .	1,343	1,330	0,013
Dwusiarczek węgla . . . . .	1,704	1,618	0,086
Diamant . . . . .	2,464	2,407	0,057.

Różnice współczynników załamania mniej więcej skrajnych promieni widzialnej części widma, zawarte w ostatniej kolumnie tej tablicy, stanowią miarę zdolności, rozszczepiającej przytoczonych substancji. Im większa jest ta różnica, tem bardziej się rozbiegają te promienie skrajne po przejściu przez pryzmat, tem dłuższe się otrzymuje widmo przy pozostałych warunkach niezmiennych.

Według cyfr tej tablicy ułożyć można dokładniejsze wartości kątów granicznych dla zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia (ust. 234)

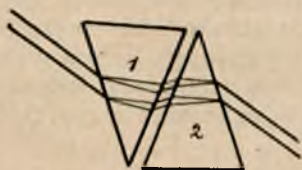
$$\left( \sin \alpha = \frac{1}{n} \right).$$

### 238. Pryzmat achromatyczny; pryzmat nieodchylający.

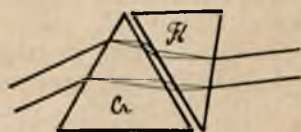
Jeżeli za pryzmatem (1) umieścimy drugi (2) o tym samym kącie łamiącym i zrobiony z tego samego gatunku szkła, co pierwszy, tak, jak to przedstawia rys. 509, aby pryzmat (2) był zwrócony krawędzią w przeciwną stronę, niż pryzmat (1), i aby całkowite promieniowanie, wychodzące z pierwszego, trafiało na drugi, to promienie, rozszczepione w pierwszym pryzmacie, po przejściu przez drugi utworzą snop światła białego; łatwo się o tem przekonamy, kierując ten snop na białą tablicę, lub wzdłuż białej tablicy, na której mógłby znaczyć swą drogę. Drugi z tych pryzmatów działa wręcz odwrotnie, niż pierwszy i znosi jego działanie. Dwa te pryzmaty, przystawione jeden do drugiego, tworzą płytę o ścianach równoległych; jedynem działaniem ta-

kiej płyty, jak już wiemy z ust. 235, jest przesunięcie równoległe padającego na nią promieniowania bez zmiany kierunku jego rozchodzenia się.

Rzecz przedstawiałaby się inaczej, gdyby drugi pryzmat, mając tej samej wielkości kąt łamiący, był zrobiony z innego gatunku szkła, albo, będąc zrobiony z tego samego gatunku szkła, miał inny kąt ła-

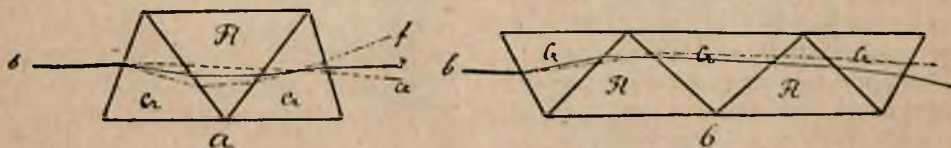


Rys. 509.



Rys. 510.

miący, albo wreszcie różnił się od pierwszego i materiałem, z którego jest zrobiony, i wartością kąta łamiącego. Tak np. szkło ołowiowe (t. zw. *flint*) daje mniej więcej dwa razy większe rozszczepienie, niż szkło potasowe (t. zw. *crown*): otrzymane na tablicy przy pomocy pryzmatu z flintu widmo jest mniej więcej dwa razy dłuższe, niż widmo, otrzymane przez pryzmat z crownu o tym samym kącie łamiącym, ustawiony na tem samym miejscu, co tamten. Natomiast odchylenie średnie przez pryzmat z flintu promieni od kierunku początkowego jest niewiele większe, niż przez pryzmat z crownu. Na to więc, by przy pomocy pryzmatu z flintu usunąć rozszczepienie pryzmatu z crownu, trzeba wziąć pryzmat z flintu o kącie łamiącym mniejszym, niż kąt łamiący pryzmatu z crownu. Rys. 510 wyjaśnia w sposób przybliżony tę kombinację pryzmatów: z pryzmatu flintowego wychodzi snop mieszających się ze sobą, równoległych promieni różnobarwnych, dają-



Rys. 511.

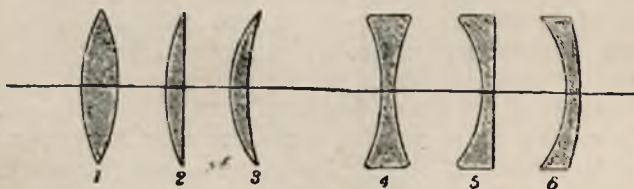
cych w syntezie światło białe. Wszakże przy zupełnem usunięciu rozszczepienia niesposób jest przy pomocy pryzmatu o mniejszym kącie usunąć odchylenia, wywołanego przez pryzmat o kącie większym; promienie, wychodzące z tego pryzmatu złożonego, pozostają odchyłone od kierunku, w którym ku pryzmatowi biegły. Taki układ pryzmatów, dających odchylenie bez rozszczepienia, a więc bez wytworzenia barw, nosi nazwę pryzmatu achromatycznego (po grecku  $\chi\rho\acute{o}\mu\alpha$ , czyt. chroma = barwa, a — przedrostek, oznaczający przeczenie). Układ taki

zwykle tworzy jedną całość: oba pryzmaty skleja się przy pomocy przezroczystego kitu (balsamu kanadyjskiego).

Łącząc w podobny sposób z pryzmatem z crownu pryzmat z flintu o odpowiednim kącie łamiącym, usunąć możemy odchylenie (całkowicie tylko dla jednej barwy; dlaczego?), natomiast pozostanie rozszczepienie, wywołane przez flint, rozszczepiający silniej od crownu. Otrzymamy wtedy układ pryzmatów, nie odchylający względem pierwotnego kierunku padających nań promieni, dający jednak rozszczepienie. Układ taki tworzy t. zw. *pryzmat nieodchylający*. Zazwyczaj do budowy takich pryzmatów używa się albo dwu crownów i jednego flintu, albo trzech crownów i dwu flintów, jak to przedstawia rys. 511.

### 239. Soczewki.

Soczewkami nazywamy bryły, ograniczone z dwu przeciwległych sobie stron powierzchniami krzywymi; w przypadkach szczególnych jedna z tych stron może być płaska. Rys. 512 przedstawia w przekroju kilka soczewek *wypukłych* i *wklęsłych*; z tych (1) jest dwuwypukła, (2) płaskowypukła, (3) wklęsłowypukła, (4) dwuwklęsła, (5) płaskowklęsła, (6) wypukłowlęsła. Soczewki, zrobione przeważnie, jak-



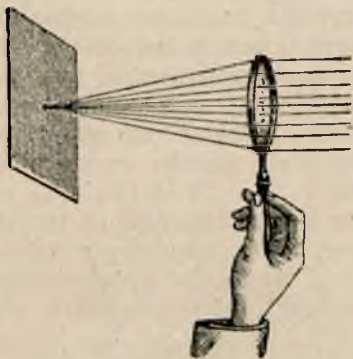
Rys. 512.

kolwiek nie wyłącznie, ze szkła, znajdują wielkie zastosowanie; bywają one różnej wielkości, średnica ich waha się w granicach od kilku milimetrów do 1 metra. Powierzchnie ich krzywe mogą być rozmaite, wszakże najwięcej używane są kuliste i cylindryczne. My tutaj poprzestaniemy na rozpatrzeniu wyłącznie soczewek szklanych kulistych, przyczem, mówiąc o wypukłych, mieć będziemy na myśli dwuwypukłe, o wklęsłych zaś — dwuwklęsłe.

Jeżeli na soczewkę wypukłą kierujemy snop promieni równoległych, np. idących od słońca, albo z odpowiednio urządzonej latarni, stwierdzamy, że po przejściu przez soczewkę promienie stają się zbieżnymi (rysunek 513). Na trzymanej w odpowiedniej odległości tablicy tworzy się niewielka jasna plamka; o ile na drodze promieni znajduje się dym z papierosa, dostrzegamy, jak słup świetlny po jednej stronie soczewki przechodzi w stożek po drugiej, co świadczy właśnie o tej zbieżności. Posługując się jako źródłem promieniowania słońcem, przekonywamy się o znacznej ilości skupianej tu przez soczewkę energii promienistej, albowiem w miejscu, gdzie się tworzy jasna plamka, papier zaczyna się tlić, albo się zapala (rys. 514). Przypomina to



nam doświadczenie ze zwierciadłem wklęsłym. Rolę soczewki odegrać może kulista kolba szklana, wypełniona wodą (rys. 515). Jeszcze ciekawsze jest doświadczenie z taką kolbą, wypełnioną roztworem jodu w dwusiarczku węgla; pozornie nieprzezroczysta soczewka daje nie mniej piękny efekt, wykazując, jak to już podkreślaliśmy w ust. 227,



Rys. 513.



Rys. 514. -

iz pojęcie o przezroczystości, które zdobywamy z doświadczenia codziennego, winno być odpowiednio rozszerzone.

Przypominając sobie to, czego nauczyliśmy się w ust. 231 o zwierciadle wklęsłym, jego osi optycznej i ognisku głównym, zastosujemy te terminy do soczewki. Prosta, przechodząca przez środki krzywizny obu powierzchni soczewki, nazywać będziemy *główną osią optyczną soczewki* \*), miejsce zaś, w którym soczewka skupia promienie równoległe, biegnące ku niej w kierunku osi głównej, *ogniskiem głównym soczewki*. Jest to ognisko rzeczywiste, istotnie bowiem zachodzi w niem skupienie energii promieniastej. Oczywiście, soczewka ma dwa ogniska — po jednej i drugiej stronie, gdyż zarówno z tej jak tamtej strony mogą na soczewkę padać promienie.



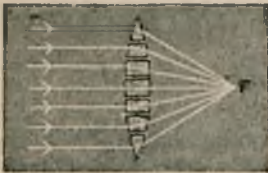
Rys. 515.

Jeżeli teraz snop promieni równoległych rzucimy w kierunku osi głównej na soczewkę wklęsłą, zamiast skupienia energii promienistej otrzymamy jej rozproszenie. Jeżeli przez okopconą (w celu zabezpieczenia wzroku przed zbyt sil-

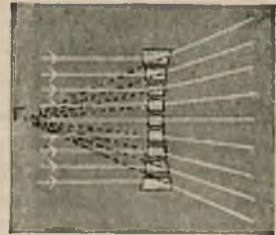
\*) Na rys. 512 przeprowadzona linja prosta jest wspólną osią główną dla wszystkich przedstawionych tam soczewek.

nym blaskiem) soczewkę wklęsłą patrzeć będziemy na słońce, dostrzeżemy poza soczewką w mniejszej lub większej odległości, zależnie od krzywizny jej powierzchni, małą plamkę świetlną, która, że już użyjemy właściwej nazwy, odwołując się do tego, co wiemy o zwierciadłach — będzie obrazem *pozornym* słońca, podczas gdy przy pomocy soczewki wypukłej otrzymywaliśmy na papierze obraz *rzeczywisty*. Będzie się nam wydawało, że wszystkie promienie biegną do naszego oka z tej plamki świetlnej, w której pozornie skupia się cała energia promienista, rozchodząc się dalej snopem promieni rozbieżnych. Miejsce tego pozornego skupienia energii promienistej nazwiemy dla wyjaśnionych już powodów *głównem ogniskiem pozornem* soczewki. Oczywiście, soczewka wklęsła ma dwa ogniska pozorne — z jednej i drugiej strony soczewki.

Dzieląc w myśli soczewkę wypukłą na części tak, jak to przedstawia rys. 516, możemy uważać ją za utworzoną jakgdyby z niezliczonej liczby pryzmatów, zwróconych kątami łamiącymi ku obwodowi soczewki. Każdy z padających promieni równoległych odchyła się



Rys. 516.



Rys. 517.

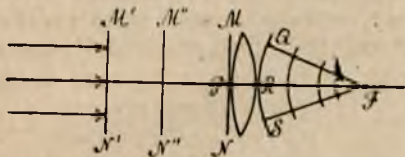
przez odpowiedni pryzmat ku jego podstawie, jak to przedstawia rysunek; rezultatem jest skupianie się energii promienistej *w ognisku rzeczywistym*.

Rozważając w ten sposób soczewkę wklęsłą (rys. 517), widzimy, iż tu te pryzmaty, składające się na soczewkę, zwrócone są swymi podstawami ku obwodowi soczewki — stąd rozbieżność promieni po przejściu przez soczewkę: promienie biegną dalej tak *jakgdyby* wyszły z *F*, z *ogniska pozornego*.

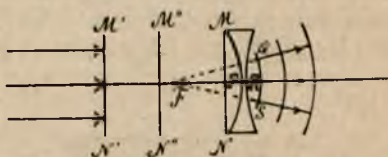
Rozważmy teraz omawiane własności soczewek ze stanowiska teorii falowej promieniowania. W ust. 231, gdzie mowa o zwierciadłach kulistych, odwoływaliśmy się do ustępu 195 o falach wogóle, wykazując, iż tworzenie się obrazów przy pomocy zwierciadeł, przekształcanie się promieni rozbieżnych na zbieżne, rozbieżnych na równoległe, równoległych na zbieżne lub rozbieżne, wreszcie rozbieżnych na jeszcze bardziej rozbieżne, że wszystko to daje się ująć ze stanowiska teorii falowej; wystarczy pamiętać, iż snop promieni równoległych to posuwanie się fali płaskiej, promienie rozbieżne — to rozchodzenie się fali krzywej (kulistej w ośrodkach równokierunkowych) w stronę

jej wypukłości, promienie zbieżne — to ruch fali krzywej w kierunku jej wklęsłości. Rzecz tę w ust. 195 ilustrowały przykłady odbijania się fal, rozchodzących się po powierzchni wody.

Przypuśćmy teraz, że w kierunku osi głównej soczewki (rys. 518) posuwa się fala płaska, której czoło zajmuje kolejno położenia  $M' N'$ ,  $M'' N''$ , wreszcie  $MN$ , poczem przy  $P$  fala przenika do soczewki, gdzie ma w tym miejscu do przebycia najgrubszą część soczewki, dookoła zaś osi im dalej od  $P$ , tem fala ma coraz to krótszą drogę w soczewce, reszta tej drogi przypada w ośrodku, z którego fala przechodzi do soczewki. Przypuśćmy, że w materiale, z którego zrobiona jest soczewka, prędkość rozchodzenia się fali jest mniejsza, niż w ośrodku otaczającym; w takim razie w tym czasie, w którym fala przejdzie w środku soczewki od  $P$  do  $R$ , w miejscach położonych dalej od osi, fala dosięgnie dalej położonych punktów i to tem dalej, im krótsza przypada



Rys. 518.



Rys. 519.

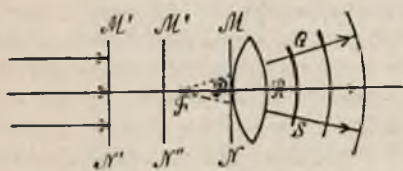
jej droga w soczewce ( $MQ > PR.....$ ). W ten sposób powierzchnia fali, po przejściu jej przez soczewkę, przekształci się z płaskiej na krzywą, posuwającą się w stronę wklęsłości, czego wynikiem będzie skupianie się energii fali w  $F$  (w ognisku rzeczywistym).

Podobnie, zakładając w przypadku soczewki wklęsłej (rys. 519), że prędkość rozchodzenia się fali w materiale soczewki jest mniejsza, niż w ośrodku otaczającym, widzimy, że fala płaska przekształca się w tym razie na krzywą, podążającą w stronę wypukłości, co oznacza rozpraszanie się energii, pozornie skupionej w  $F$  (ognisku pozornym). W tym przypadku w środku soczewki fala ma najkrótszą drogę do przebycia przez soczewkę, im dalej zaś od osi, tem droga ta jest dłuższa; na osi zatem fala przebiegnie większą drogę, posunie się do  $R$ , w tym samym czasie, gdy dalej od osi droga ta będzie mniejsza.

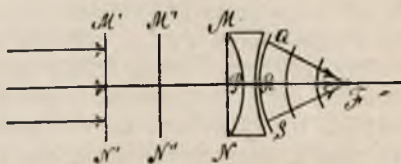
O ile rozpatrujemy rzecz ogólnie, musimy uważać za możliwy i ten przypadek, gdy prędkość fali w materiale soczewki jest większa, niż w ośrodku otaczającym. W takim razie dział się będzie odwrotnie, jak to bez bliższych omówień wyjaśniają rysunki 520 i 521. Soczewka wypukła będzie rozpraszająca, jej ognisko będzie pozornym; soczewka wklęsła będzie zbierająca, jej ognisko będzie rzeczywistym.

Możemy zrobić doświadczenie, które w zupełności potwierdza powyższe rozumowanie; schemat doświadczenia podaje rys. 522. Sporządzamy najpierw soczewkę wypukłą, sklejąc na obwodzie dwa większe szkiełka zegarkowe (rys. 522a); będzie to soczewka powietrzna — cienka względnie warstewka szkła służy tu jedynie do nadania kształ-

tu zawartemu w szkłe powietrzu. Dla zrobienia wklęsłej soczewki powietrznej trzeba umocować szczelnie na końcach niedługiej metalowej rury (rys. 522b) dwa takie same szkiełka, zwrócone do siebie stronami wypukłemi. Tak sporządzone soczewki wstawiamy do szkla-

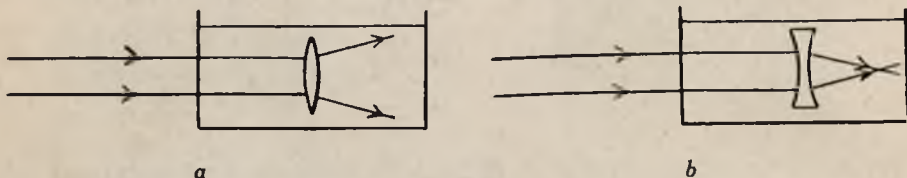


Rys. 520.



Rys. 521.

nego naczynia z wodą, zabarwioną fluoresceiną, jak to właśnie wskazuje schematycznie rys. 522. Skierujemy przez naczynie snop promieni równoległych (słonecznych lub z latarni) tak, by przechodziły przez te soczewki; w roztworze tym promienie wyraźnie znaczą swą drogę.



Rys. 522.

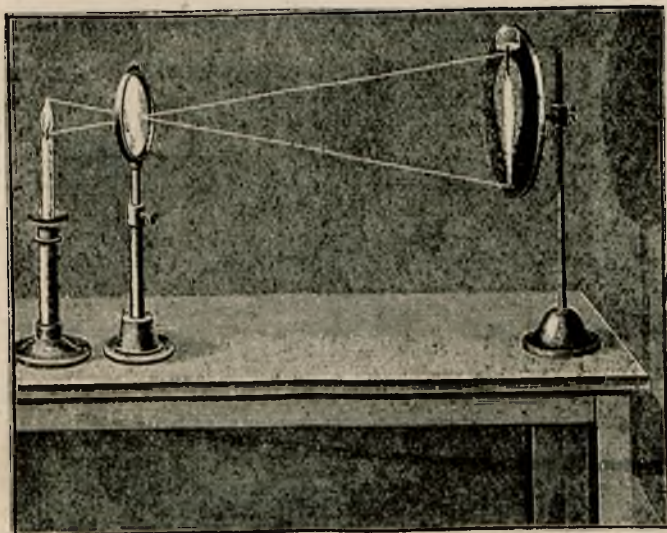
Otóż dostrzegamy odrazu, że snop promieni równoległych przeistacza się przy pomocy soczewki wypukłej w snop rozbieżny, przy pomocy zaś soczewki wklęsłej — w snop zbieżny. Powietrznych soczewek używamy tu dlatego, że, jak już wiemy, w powietrzu prędkość rozchodzenia się światła jest większa, niż w wodzie.

W olbrzymiej jednak większości przypadków, nieomal zawsze, posługujemy się soczewkami ze szkła, kwarcu, soli kamiennej, i t. p., umieszczonemi w powietrzu; w materiale soczewki zatem prędkość rozchodzenia się światła jest mniejsza, niż w otaczającym ośrodku. Oto dlaczego, praktycznie rzecz biorąc, możemy nazywać soczewki wypukłe zbierającemi, wklęsłe — rozpraszającemi. Zauważyć jednak już tutaj należy, że o ile soczewka wklęsła istotnie (w tej większości przypadków) rozprasza, o tyle soczewka wypukła nie zawsze zbiera, a czasem również rozprasza; podobnie wklęsłe zwierciadło kuliste, które mamy prawo nazywać zbierającym, w pewnych przypadkach rozprasza promieniowanie, dając obrazy pozorne (rys. 481).

## 240. Soczewki (ciąg dalszy).

To, co powiedzieliśmy w ustępie poprzednim o soczewkach, mogło nasunąć czytelnikowi myśl, że między działaniem soczewek a działa-

niem zwierciadeł krzywych zachodzi podobieństwo; przytem soczewka wypukła, mieszcząca się w ośrodku o mniejszej gęstości optycznej, działa tak, jak zwierciadło wklęsłe; natomiast soczewka wklęsła, mieszcząca się w ośrodku o mniejszej gęstości optycznej, działa jak zwierciadło wypukłe. Oczekiwać tedy należy, że przy pomocy soczewek otrzymywać będziemy obrazy, jakie otrzymywaliśmy zapomocą zwierciadeł. Istotnie, patrząc przez soczewkę wklęsłą na przedmioty otaczające, widzimy je zawsze zmniejszone; wyglądają one mniej więcej tak, jak widziane w zwierciadle wypukłym. Przeciwnie, patrząc przez soczewkę wypukłą na przedmiot, blisko soczewki położony, widzimy go powiększonym; ale gdy przedmiot ten odpowiednio oddali-



Rys. 523.

my od soczewki, nie będziemy go już widzieli, jak poprzednio, po tamtej stronie soczewki, natomiast na tablicy, ustawionej po tej stronie, z której patrzyliśmy, będziemy mogli chwycić obraz przedmiotu odwrócony i to albo zmniejszony, albo zwiększony, albo tej samej wielkości co przedmiot. Rys. 523 pokazuje, jak do tego ustawić należy przedmiot (świecę), soczewkę i tablicę. Przesuwając soczewkę w stronę tablicy i nie ruszając świecy i tablicy, zobaczymy najpierw, że obraz na tablicy się rozplynie, potem zaś przy odpowiednim położeniu soczewki, ukaże się znowu, tym razem zmniejszony. Przekonamy się przytem, że zajdzie to wtedy, gdy odległość soczewki od tablicy stanie się taka, jaka przedtem była jej odległość od świecy. Przypomina to nam doświadczenie ze zwierciadłem wklęsłym, wyobrażeniem na rys. 482. W obu razach otrzymujemy obrazy *rzeczywiste*, w miejscu bowiem, gdzie się tworzy obraz na tablicy, muszą się istotnie zbie-

rać promienie — jak tam przez zwierciadło odbite, tak tu przez soczewkę przepuszczone i załamane. Podczas gdy obraz rzeczywisty, utworzony przy pomocy zwierciadła wklęsłego, przypada z tej samej strony zwierciadła, z której mieści się przedmiot, soczewka wypukła daje obraz rzeczywisty ze strony przeciwnej. Odwrotnie, to, co widzimy przez soczewkę wklęsłą zawsze, przez wypukłą zaś wtedy, gdy przedmiot obserwowany znajduje się blisko soczewki, to są obrazy *pozorne* — widzimy je po tej samej stronie soczewki, gdzie są przedmioty, zatem do oczu naszych trafiają promienie rozbieżne, *jakgdyby* wychodzące stamtąd, gdzie są te obrazy. Jeszcze raz przytem stwierdzamy, że obrazy rzeczywiste zawsze są odwrócone, pozorne zaś — proste.

Zatem soczewka wklęsła, mieszcząca się w ośrodku mniej gęstym optycznie, daje nam obrazy pozorne, proste, zmniejszone (jak zwierciadło wypukłe); soczewka wypukła, mieszcząca się w ośrodku mniej gęstym optycznie, daje obrazy albo rzeczywiste, odwrócone, zwiększone, zmniejszone lub tej samej wielkości co przedmiot, albo pozorne, proste, zwiększone (jak zwierciadło wklęsłe). Nasuwa to nam pytanie, czy wobec powyższego do soczewek nie da się zastosować zasadniczy wzór, jaki wyprowadziliśmy dla zwierciadeł, mianowicie

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (1)$$

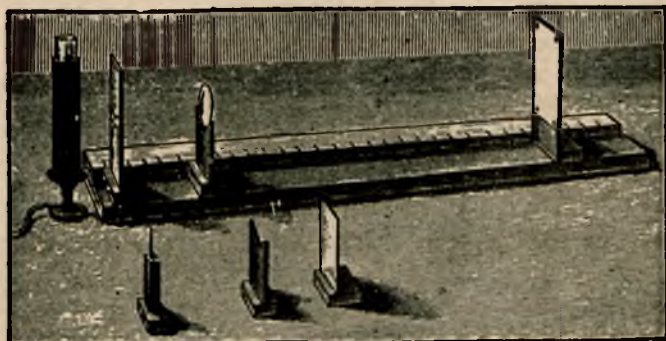
gdzie  $f$  oznaczałoby odpowiednią odległość ogniskową soczewki (dla soczewek cienkich, a tylko o takich tu mówimy, odległość tę brać można od ogniska głównego wzdłuż osi głównej do powierzchni soczewki),  $a$  i  $b$  zaś byłyby odpowiednimi odległościami przedmiotu i obrazu od soczewki. Ustawiając w doświadczeniu, wyobrażonem na rys. 523, soczewkę w różnych odległościach od świecy i odpowiednio dobierając położenie tablicy, by się na niej zarysowywał obraz ostry, następnie zaś wymierzając za każdym razem odległości  $a$  i  $b$ , przekonywamy się, iż istotnie czynią one zadość temu wzorowi, do którego na  $f$  wstawić możemy wartość, wyznaczoną uprzednio z doświadczenia, przedstawionego na rys. 513. Pomiary  $a$  i  $b$  będą dokładniejsze, jeżeli źródło światła, soczewkę i tablicę umieścimy na t. zw. *ławie optycznej*, która pozwala te odległości dogodnie mierzyć (rys. 524), (za źródło bierze się tu jakakolwiek w tekturze wyciętą szparę, oświetloną przez ustawioną za nią lampę).

Zakładając słuszność wzoru (1), można się nim posługiwać do wyznaczenia nieznaney odległości ogniskowej soczewki wypukłej; wymierzając odległości obrazów, odpowiadających różnym odległościom przedmiotów, podstawiając te wartości do wzoru (1) i rozwiązując za każdym razem otrzymane równanie, znajdziemy  $f$ . Przekonywamy się, że wartość ta zgadza się z wynikiem pomiaru bezpośredniego (rys. 513).

Byłoby wszakże rzeczą pożyteczną wyprowadzić ten wzór dla soczewki, opierając się na tem, czego dowiedzieliśmy się dotychczas

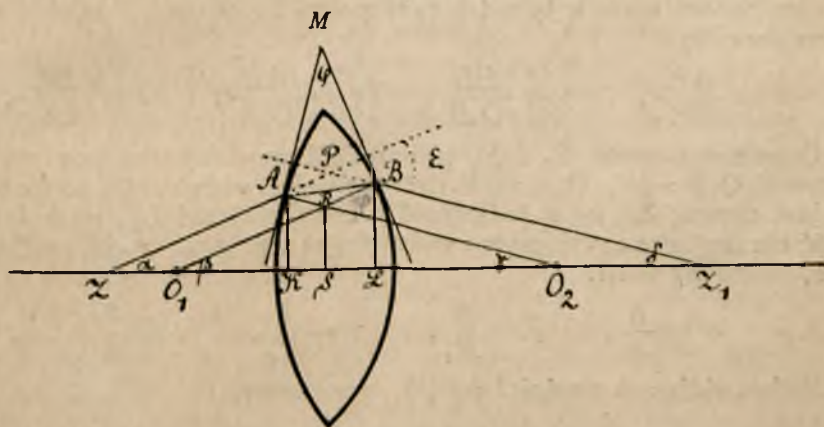
o zjawisku załamania. Uczyńmy więc to, uciekając się do pewnych uproszczeń.

Przypuśćmy, że w punkcie  $Z$  na osi głównej soczewki wypukłej (rysunek 525) mieści się punkt świetlny, z drugiej zaś strony soczew-



Rys. 524.

ki w  $Z_1$  przypada obraz tego punktu. Zakładamy dla ogólności, iż powierzchnie soczewki mają niejednakową krzywiznę;  $O_1$  i  $O_2$  są środkami krzywizny obu tych powierzchni. Skoro w  $Z_1$  tworzy się obraz punktu  $Z$ , przeto promienie wychodzące z  $Z$  po przejściu przez soczewkę schodzą się w  $Z_1$ . Zobaczymy, że ściśle tak nie jest, że soczew-



Rys. 525.

ka posiada, podobnie jak zwierciadło, t. zw. aberację sferyczną; narazie pominiemy ten szczegół, przyjmując, że dla znalezienia obrazu  $Z_1$  wystarczy znaleźć miejsce, gdzie się spotykają po przejściu przez soczewkę dwa jakiegokolwiek promienie, wychodzące z  $Z$ . Weźmy jeden z tych promieni, zgodny z kierunkiem osi głównej; ten przejdzie przez

soczewkę bez wszelkiej zmiany kierunku, jako padający na powierzchnie graniczne pod kątem prostym. Drugi promień ZA niech tworzy jakiś mały kąt  $\alpha$  z osią główną; ten promień załamie się w soczewce wzdłuż  $AB$ , po wyjściu zaś z soczewki pójdzie w kierunku  $BZ_1$ , tworząc z osią główną kąt  $\delta$  i odchylając się od kierunku początkowego o kąt  $\varepsilon$ . Prowadząc w punktach  $A$  i  $B$  płaszczyzny styczne  $AM$ ,  $BM$  do powierzchni soczewki, rozpatrywać możemy załamanie w danym miejscu soczewki jako załamanie w pryzmacie o kącie łamiącym  $AMB = \varphi$ . Ponieważ, jakżeśmy zastrzegli, bierzemy tu pod uwagę jedynie soczewki cienkie\*), przeto kąt  $\varphi$  jest mały, a zatem możemy tu zastosować wzór (10) z ust. 236 i napisać

$$\varepsilon = \varphi (n - 1) \dots \dots \dots (2)$$

gdzie  $n$  oznacza współczynnik załamania materiału soczewki.

Z trójkąta  $ZPZ_1$  mamy  $\varepsilon = \alpha + \delta \dots \dots \dots (3)$

Z trójkąta  $O_1RO_2$   $\varphi = \beta + \gamma \dots \dots \dots (4)$

(wszak  $O_1B \perp BM$ ,  $O_2A \perp AM$ ).

Podstawiając te wartości do (2), otrzymujemy

$$\alpha + \delta = (\beta + \gamma) (n - 1) \dots \dots \dots (5)$$

Zakładając dalej, że punkty  $A$  i  $B$  leżą blisko środka soczewki, a posługiwanie się wyłącznie prawie temi centralnemi promieniami wskazane jest, jak niżej uzasadnimy, w celu uniknięcia aberacji sferycznej (podobnie jak w zwierciadłach), będziemy mogli utożsamiać w rachunku bardzo małe kąty z ich tangensami i sinusami, skutkiem czego napiszemy:

$$\alpha = \frac{AK}{ZK}, \quad \beta = \frac{BL}{O_1B}, \quad \gamma = \frac{AK}{O_2A}, \quad \delta = \frac{BL}{LZ_1}.$$

Oznaczając przez  $R_1$  i  $R_2$  promienie krzywizny obu powierzchni soczewki  $O_1B = R_1$ ,  $O_2A = R_2$ ; kładąc dalej, wobec tego, że soczewka jest cienka,  $ZK = a$  (odległość przedmiotu) zaś  $LZ_1 = b$  (odległość obrazu), oraz przyjmując wobec tegoż warunku, że  $AK = BL = h$ , będziemy mieli:

$$\alpha = \frac{h}{a}, \quad \beta = \frac{h}{R_1}, \quad \gamma = \frac{h}{R_2}, \quad \delta = \frac{h}{b} \dots \dots (6)$$

Podstawiając te wartości do (5), otrzymamy:

$$\frac{h}{a} + \frac{h}{b} = \left( \frac{h}{R_1} + \frac{h}{R_2} \right) (n - 1),$$

po podzieleniu zaś przez  $h$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (7)$$

\*) Na rysunku soczewka jest gruba, lecz zależy nam na wyrazistości rysunku i dlatego umyślnie przedstawiliśmy soczewkę nieco przesadnie.



Jeżeli teraz założymy:

$$(n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (8)$$

to wzór (7) przekształci się w następujący

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \dots \dots \dots (9)$$

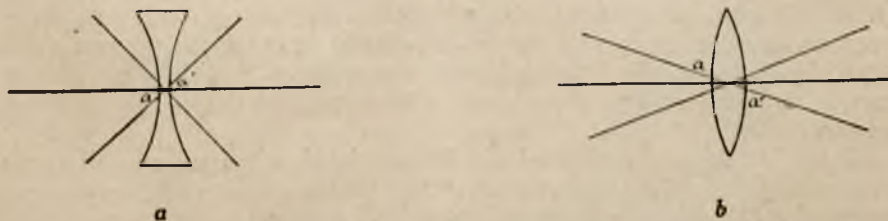
t. j. otrzymamy właśnie ów zasadniczy wzór, o który nam chodzi.

Wzór (8) określa nam wartość odległości ogniskowej soczewki. Dla zwierciadła kulistego wartość ta, jak widzieliśmy, równa się połowie promienia krzywizny; dla soczewki, jak wynika ze wzoru (8) odległość ogniskowa zależy od promieni krzywizny obu jej powierzchni, poza tem od współczynnika załamania materiału soczewki. Jest to zresztą zupełnie zrozumiałe.

Proponujemy czytelnikowi wyprowadzić samemu ten wzór dla soczewki wklęsłej, posługując się temi uproszczeniami, któreśmy tu zrobili. Pamiętajmy, iż  $a$  i  $b$  brać należy oba dodatnie, jeżeli przedmiot i obraz leżą po obu stronach soczewki; zatem odległość obrazu pozornego traktować trzeba jako ujemną. Podobnie, jeżeli już przyjęliśmy odległość ogniskową w przypadku ogniska rzeczywistego (soczewka wypukła) za dodatnią, odległość tę w przypadku ogniska pozornego brać należy za ujemną.

Wszystkie wnioski, które płyną z dyskusji wzoru zasadniczego i które wyciągnęliśmy na str. 108—110 w stosunku do zwierciadeł, są ważne i tutaj. Proponujemy czytelnikowi przeprowadzić tę dyskusję samodzielnie.

Metoda wykreślna, którą stosowaliśmy do zwierciadeł w celu wyznaczania miejsca i wielkości obrazów, znajduje zastosowanie przy

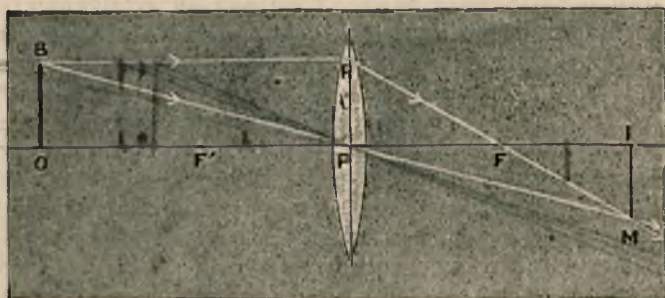


Rys. 526.

soczewkach. Podobnie jak tam, do znalezienia obrazu punktu kreślimy tutaj z tego punktu dwa tylko promienie: jeden prowadzimy równoległe do osi głównej i ten po załamaniu się w soczewce wypukłej przechodzi przez jej ognisko główne (rzeczywiste), po przejściu zaś przez soczewkę wklęsłą biegnie, jakgdyby wyszedł z ogniska pozornego; drugi promień prowadzimy przez t. zw. środek optyczny soczewki — tak nazywamy punkt, przez który promienie, tam skierowane,

przechodzą bez zmiany kierunku. W soczewkach cienkich dwuwypukłych lub dwuwklęsłych punkt ten przypada w środku geometrycznym soczewki; nie wdając się w bliższe szczegóły, które wymagałyby znacznego rozszerzenia wykładu o soczewkach, odwołać się możemy dla uzasadnienia tego do rys. 526; symetria w pochyłości ścian soczewki względem tego środka jest taka, że każdy przezeń przechodzący promień jakgdyby biegł przez płytę o ścianach równoległych.

Rys. 527 przedstawia wykreślenie tworzenie się obrazu  $IM$  przedmiotu  $OB$ , jednym swym końcem opierającego się na osi głównej so-



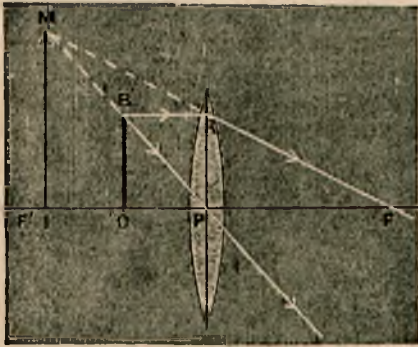
Rys. 527.

czewki. Dla uproszczenia nie rysujemy załamania promienia  $BR$  na obu ścianach soczewki, a tylko prowadzimy prostą do przecięcia  $RP$ , które przepoławia soczewkę, od punktu zaś  $R$  kreślimy promień przez ognisko  $F$ , przez które rzeczywiście załamany promień przechodzi. Drugi promień z  $B$  prowadzimy przez środek optyczny  $P$  soczewki — bez wszelkiego załamania. Punkt przecięcia  $M$  obu promieni jest obrazem rzeczywistym punktu  $B$ . Prosta  $BPM$  nazywać możemy osią boczną (w odróżnieniu od głównej). Obraz punktu świecącego, leżącego na osi bocznej, przypada również na tej osi. Obraz przedmiotu powstaje rzeczywisty, odwrócony i zmniejszony (przedmiot znajduje się od soczewki w odległości większej, niż podwójna ogniskowa (p. dyskusję na str. 108)).

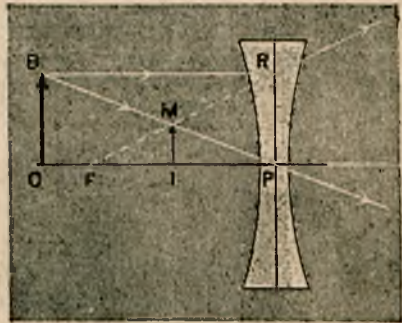
Rys. 528 wyjaśnia wykreślenie tworzenie się obrazu pozornego, powiększonego i nieodwróconego przy pomocy soczewki wypukłej; przedmiot  $OB$  mieści się w odległości od soczewki mniejszej, niż odległość ogniskowa; po przejściu przez soczewkę promienie, idące np. z  $B$ , są rozbieżne i podążają tak, jakgdyby wychodziły z punktu  $M$ , który jest skutkiem tego obrazem pozornym punktu  $B$ .

Na rys. 529 mamy tworzenie się obrazu przy pomocy soczewki wklęsłej. Tu promień  $BR$ , równoległy do osi głównej, po załamaniu się w soczewce idzie tak, jakgdyby wyszedł z ogniska pozornego. Drugi promień  $BP$  przechodzi przez środek optyczny  $P$  soczewki bez zmiany kierunku. Pozorne miejsce przecięcia  $M$  promieni rozbieżnych, które tworzą się po przejściu przez soczewkę, jest obrazem pozornym

punktu *B*. Gdziekolwiek umieścimy przedmiot, soczewka wklęsła da zawsze obraz prosty, pozorny i zmniejszony, przytem zawsze obraz będzie się mieścił między soczewką a ogniskiem (w soczewce wypu-



Rys. 528.

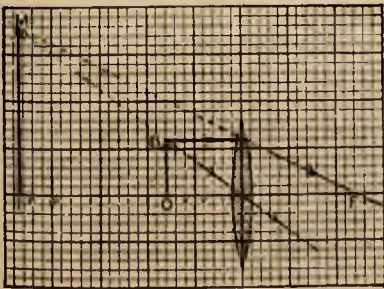


Rys. 529.

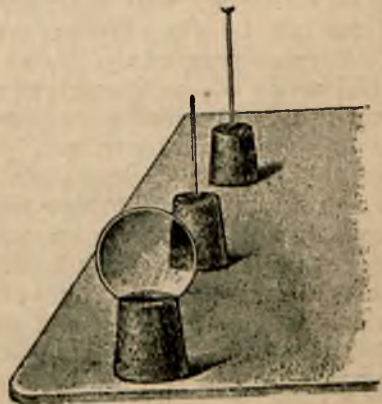
kiej obraz między soczewką a ogniskiem nie tworzy się nigdy; por. ust. 231, str. 110 i 112).

Wygodnie jest wykonywać takie wykreślanie obrazów na papierze kratkowanym (rys. 530), gdzie mamy odrazu skalę.

Do praktycznego zaznajomienia się z własnościami soczewek i oswojenia się ze stosowaniem wzoru zasadniczego ogromnie przy-



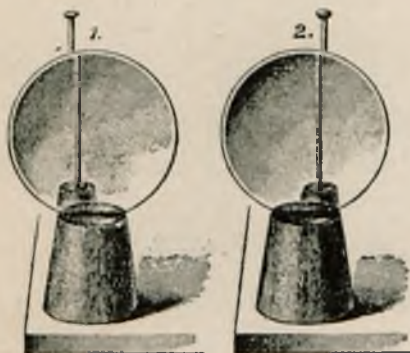
Rys. 530.



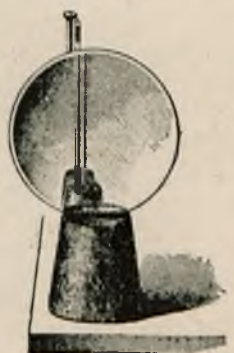
Rys. 531.

czynić się może „metoda szpilek”, którą posługiwaliśmy się już wyżej. Soczewkę badaną, oraz jedną szpilkę i jedną igłę, obie mające większą długość, niż średnica soczewki, umocowujemy na korkach tak, jak to wskazuje rys. 531.

Przypuśćmy, że robimy doświadczenie z soczewką wklęsłą. Patrząc przez soczewkę na ustawioną poza nią w kierunku osi głównej szpilkę, widzimy jej obraz (pozorny), ponad soczewką zaś górną część szpilki (z główką). Jeżeli najpierw ustawimy oko tak, by część szpilki z główką, widziana ponad soczewką, stanowiła przedłużenie obrazu, postrzeganego przez soczewkę, a następnie przesuniemy oko to na lewo, to na prawo, ujrzymy wówczas, że i główka szpilki przesunie się za każdym razem w tę samą stronę, co i oko, t. j. na lewo, to na prawo (rys. 532 (1) i (2)). Pozwala to nam wnosić, że obraz szpilki przy-



Rys. 532.



Rys. 533.

pada bliżej soczewki, niż sama szpilka. Dla przekonania się o słuszności tego wniosku postawmy pionowo dwa ołówki i patrzmy najpierw tak, by dla obserwującego oka jeden ołówek zakrywał drugi, a następnie przesuniemy oko na prawo i na lewo — ołówek ustawiony dalej wyda się przesuniętym w tę samą stronę, w którą przesunęliśmy oko. Spróbujemy teraz, patrząc wciąż przez soczewkę i widząc poza nią obraz szpilki, postawić igłę, której uszko widać ponad soczewką, tak, by przypadła ona na miejscu obrazu (rys. 533); uszko igły przy przesuwaniu oka na prawo lub na lewo będzie się względem obrazu szpilki przesunowało w tę samą stronę lub w przeciwną, zależnie od tego, czy wpieliśmy igłę za blisko, czy za daleko. Po szeregu prób osiągniemy wreszcie, że przy każdym położeniu oka uszko igły będzie przypadło na przedłużeniu obrazu szpilki. Pozostaje wtedy zmierzyć odległość szpilki i igły od soczewki, a będziemy mieli  $a$  i  $b$  ze wzoru zasadniczego (1).

Pozostawiamy czytelnikowi zastanowienie się nad stosowaniem tej metody do soczewek wypukłych i bardzo doradzamy przerobienie szeregu takich pomiarów w celu sprawdzenia np., że suma odwrotności odległości obrazu i przedmiotu od soczewki jest zawsze wielkością stałą, w celu wyznaczenia tą drogą odległości ogniskowej soczewki lub po takim wyznaczeniu w celu sprawdzenia, że przewidziane ze wzoru zasadniczego miejsce obrazu dla danego położenia przedmiotu doświadczenie potwierdza.

## 241. Soczewki (dokończenie).

*Powiększeniem linjowem* obrazu, otrzymanego przy pomocy soczewek, nazywamy tak samo jak w przypadku zwierciadeł — stosunek wymiarów linjowych obrazu i przedmiotu. Z wykreśleń obrazów, podanych w ustępie poprzednim, np. z rys. 527 lub 528 wynika, że i tu stosunek ten zawsze równa się stosunkowi odległości obrazu od soczewki do odległości przedmiotu od soczewki, przyczem znak *minus* odpowiada obrazom pozornym. A więc według naszego znakowania powiększenie

$$k = \frac{b}{a} \dots \dots \dots (1)$$

Czasem wygodniej wyrazić to powiększenie przy pomocy odległości ogniskowej, wielkości charakterystycznej dla danej soczewki, oraz odległości przedmiotu wzgl. obrazu. W tym celu wszystkie wyrazy równania zasadniczego

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

mnożymy przez *a*; otrzymujemy

$$1 + \frac{a}{b} = \frac{a}{f},$$

skąd

$$\frac{a}{b} = \frac{a-f}{f};$$

zatem

$$k = \frac{f}{a-f} \dots \dots \dots (2)$$

Albo wszystkie wyrazy równania zasadniczego mnożymy przez *b* i otrzymujemy

$$\frac{b}{a} + 1 = \frac{b}{f},$$

skąd

$$\frac{b}{a} = \frac{b-f}{f};$$

zatem

$$k = \frac{b-f}{f} \dots \dots \dots (3)$$

Przy obliczaniu powiększenia według tych wzorów należy konsekwentnie posługiwać się znakami (odległość obrazu pozornego brać należy za ujemną, podobnie odległość ogniskową w przypadku ogniska pozornego).

Wyznaczanie odległości ogniskowej soczewek jest jedną z czynności podstawowych; dlatego jeszcze trochę czasu poświęcimy tej sprawie. Jak powiedzieliśmy wyżej, najprościej dokonać tego przy pomocy

doświadczenia, przedstawionego na rys. 513. Snop promieni równoległych (np. słonecznych) pada w kierunku osi głównej na soczewkę; na tablicy, umieszczonej z drugiej strony soczewki, otrzymujemy plamkę świetlną i dobieramy takie położenie tablicy, by plamka ta była jak najmniejsza („punktu świetlnego“ tutaj, tak samo jak w przypadku zwierciadła, nie otrzymamy, a to skutkiem aberacji sferycznej, o której będziemy za chwilę mówić); mierzymy teraz odległość znalezionej w ten sposób ogniska od soczewki.

W braku źródła, dającego promienie równoległe, można pomiaru dokonać inaczej, zważywszy, iż skoro promienie równoległe po przejściu przez soczewkę zbierają się w jej ognisku, to odwrotnie, umieszczając w ognisku soczewki źródło promieniowania, uczynimy snop promieni rozbieżnych po przejściu przez soczewkę snopem promieni równoległych. Rys. 534 tłumaczy tę inną metodę bezpośredniego wyznaczania odległości ogniskowej.



Rys. 534.

Przed wąską niedługą szparą, wyciętą w tekturze, ustawiamy możliwie silne źródło światła *S*, które, oświetlając szparę, czyni z niej właściwy „przedmiot“. Przy pomocy soczewki *L* i tuż za nią ustawionego zwierciadła płaskiego *M* otrzymujemy na tekturze, w której szpara jest zrobiona, ostry jej obraz; w

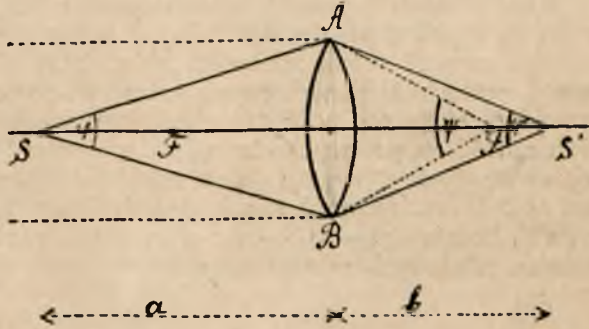
tym celu należy oczywiście dobrać odpowiednio odległość soczewki od szpary. Skoro jest to osiągnięte, odległość soczewki od tablicy stanowi szukaną odległość ogniskową. W rzeczy samej, skoro szpara jest w ognisku soczewki, snop promieni rozbieżnych po przejściu przez soczewkę staje się snopem promieni równoległych, które po odbiciu się od zwierciadła płaskiego wracają, skąd przysły, a po przejściu przez soczewkę zbierają się znów w odległości ogniskowej soczewki. Przez niewielkie pochylenie zwierciadła *M* kierujemy wracające promienie cokolwiek w bok, by obraz szpary otrzymać na tekturze obok szpary, gdyż o ile przypadłby na samej szparze, nie moglibyśmy ocenić jego ostrości; szczególnie ten nie wpływa na dokładność pomiaru.

Inny sposób wyznaczania odległości ogniskowej, sposób pośredni, polega na wyzniesieniu równania zasadniczego soczewek. Ustawiając (najlepiej na ławie optycznej — rys. 524) badaną soczewkę między źródłem światła (oświetloną szparą, oświetlonym krzyżem i t. p.) a białą tablicą raz tak, by się otrzymany na tablicy ostry obraz powiększony, to znów zmniejszony (*a* i *b* mogą wszak zmieniać swe role!), mierząc za każdym razem odległość przedmiotu i obrazu od soczewki i powtarzając następnie takie pomiary przy innej odległości między źródłem światła a tablicą, możemy z równania zasadniczego

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$
 znaleźć szereg wartości na *f*, wkońcu zaś otrzymać jako wynik ostateczny wartość średnią.

Podane metody bezpośrednio i ta pośrednia dają się stosować przy otrzymywaniu obrazów *rzeczywistych*. Co robić jednak w przypadku soczewki wklęsłej, która obrazów rzeczywistych nie daje? Prawda, metoda szpilek, o której mówiliśmy w końcu ustępu poprzedniego, pozwala wyznaczyć miejsce obrazu pozornego, jednak, gdy chodzi o pomiar dokładny, łatwo w niej dojrzeć źródło nieuniknionych błędów. To też użyć możemy innego sposobu, który wymaga wprowadzenia pewnych nowych pojęć.

Przypuśćmy, iż na soczewkę wypukłą  $AB$  (rys. 535) z punktu  $S$ , leżącego na osi głównej, pada snop rozbieżnych promieni, a miarą tej rozbieżności jest kąt  $\varphi$ ; po przejściu przez soczewkę snop ten zmienia się na snop zbieżny, dający obraz  $S'$  — miarą zbieżności, albo, co na jedno wychodzi, rozbieżności ujemnej, jest kąt  $\varphi'$ . Snop promieni równoległych do osi głównej (zaznaczony na rysunku kropkami) zmieniłyby się na snop zbieżny, skupiający się w ognisku  $F$ ; kąt  $\varphi$ , dla danej soczewki charakterystyczny,



Rys. 535.

stanowi miarę  $t$ . zw. zdolności zbierającej soczewki. W razie soczewki rozpraszającej zdolność tę należałoby brać jako wielkość ujemną.

Piszemy wzór zasadniczy dla soczewki

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

i mnożymy wszystkie wyrazy przez długość  $m = AB$ , stanowiącą średnicę podstaw stożków, wytworzonych przez promienie, przechodzące przez soczewkę. Otrzymujemy

$$\frac{m}{a} + \frac{m}{b} = \frac{m}{f}$$

Jak już zaznaczyliśmy, a do czego jeszcze za chwilę wrócimy, posługujemy się przeważnie promieniami centralnymi, t. j. przechodzącymi blisko środka soczewki w celu uniknięcia wpływu aberacji sferycznej; skutkiem tego wszystkie zaznaczone tu kąty są małe. Możemy więc przyjąć

$$\frac{m}{a} = \varphi, \quad \frac{m}{b} = \varphi', \quad \frac{m}{f} = \varphi, \quad \dots \dots \dots (4)$$

co nam daje  $\varphi + \varphi' = \varphi \dots \dots \dots (5)$

Wzór ten lepiej napisać inaczej, traktując zbieżność jako rozbieżność ujemną, a\* zatem kładąc  $\varphi' = -\chi$ ; wtedy otrzymujemy

$$\varphi - \chi = \varphi \dots \dots \dots (6)$$

skąd

$$\chi = \varphi - \varphi \dots \dots \dots (7)$$

Ten ostatni wzór odczytać należy tak: rozbieżność snopa obrazowego równa się rozbieżności snopa przedmiotowego, zmniejszonej o zdolność zbierającą soczewki. Soczewki zbierające ( $\varphi > 0$ ) zmniejszają rozbieżność, rozpraszające ( $\varphi < 0$ ) — zwiększają.

Dwie cienkie soczewki, złożone razem tak, iż ich osie główne zlewają się w jedną prostą, działają jak jedna soczewka o zdolności zbierającej, równej sumie zdolności zbierającej obu soczewek. W rzeczy samej, jeżeli rozbieżność snopa promieni, padających na pierwszą soczewkę, jest  $\varphi$ , zdolność zaś zbierająca pierwszej soczewki jest  $\varphi_1$ , to rozbieżność snopa, wychodzącego z pierwszej i padającego na drugą soczewkę, jest  $\varphi - \varphi_1$ ; jeżeli zdolność zbierająca drugiej soczewki jest  $\varphi_2$ , to rozbieżność snopa promieni, wychodzących z drugiej soczewki, będzie  $\varphi - \varphi_1 - \varphi_2$ ; albo, jeżeli zdolność zbierająca obu soczewek, złożonych razem, oznaczymy przez  $\varphi$ , rozbieżność ta będzie  $\varphi - \varphi$ ;

stąd

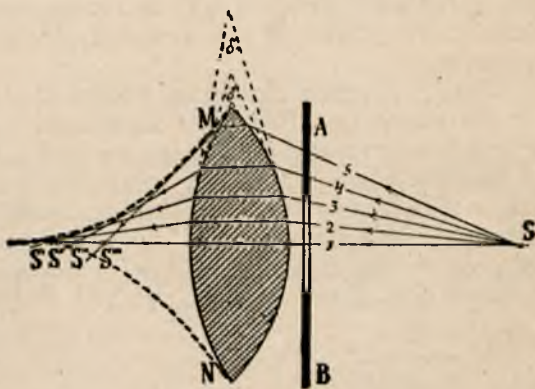
$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \dots \dots \dots (8)$$

Jako miarę praktyczną rozbieżności przyjmuje się nie kąt  $\varphi$ , lecz stosunek  $\frac{\varphi}{m}$  (jak wyżej,  $m$  oznacza średnicę podstawy stożka promieni u powierzchni łamiącej, rys. 535) — jest to t. zw. *dioptrja*. Ze wzoru (4) wynika, że miarą tą jest  $\frac{1}{a}$ . Podobnie  $\frac{\chi}{m} = -\frac{1}{b}$ . Zdolność zbierająca soczewki również mierzy się w dioptrjach  $\left(\frac{\varphi}{m} = \frac{1}{f}\right)$ .

Przyjęte jest przytem odległości  $a, b, f$  mierzyć w metrach. Zamiast tedy mówić, że soczewka ma odległość ogniskową  $f$ , zmierzoną w metrach, powiemy, że soczewka ma  $\frac{1}{f}$  dioptryj. Np. soczewka wypukła o odległości ogniskowej 25 cm. =  $\frac{1}{4}$  m., ma 4 dioptrje; soczewka wklęsła o odległości ogniskowej (ognisko pozorne!) — 10 cm. =  $-\frac{1}{10}$  m., ma — 10 (minus dziesięć) dioptryj. Zamiast wzoru (8) napisać możemy  $D = D_1 + D_2$ , gdzie  $D_1, D_2, D$  oznaczają odpowiednio dioptrje dwu soczewek oddzielnie i obu ich razem. Składając więc dwie cienkie soczewki, z których jedna ma 3 dioptrje, druga 5 dioptryj, otrzymujemy układ soczewek o 8 dioptrjach, t. j. o odległości ogniskowej  $\frac{1}{8}$  m. = 12,5 cm. Składając razem soczewkę wypukłą o 6 dioptrjach z soczewką wklęsłą o — 3 dioptrjach, otrzymujemy układ soczewek o 3 dioptrjach, t. j. o odległości ogniskowej  $\frac{1}{3}$  m. = 33,(3) cm.



Po tych wyjaśnieniach podać możemy, jak się mierzą odległości ogniskowe soczewek wklęsłych. Do danej soczewki wklęsłej dobiera się taką soczewkę wypukłą, by się otrzymał układ zbierający (o dioptrji dodatniej). Przy pomocy łąwy optycznej mierzy się odległość ogniskowa tego układu, a więc i jego dioptrja. Mierzy się następnie odległość ogniskowa, a więc i dioptrja dodanej soczewki wypukłej. Według znanej sumy i jednego znanego składnika oblicza się wreszcie drugi składnik nieznaną, t. j. dioptrja (ujemną) soczewki wklęsłej, a stąd wyznacza się jej odległość ogniskowa.



Rys. 536.

Pozostaje jeszcze omówić te braki soczewek, które noszą nazwę *aberracyj*, a których rozróżniamy dwie. O jednej z nich, *aberracji sferycznej*, wspominaliśmy już parokrotnie, odwołując się do wiadomości, zaczerpniętych z rozpatrywania zwierciadeł. Z rys. 536 widać, że promienie, biegnące z punktu świecącego *S*, leżącego na osi, pod różnymi kątami względem osi głównej, po przejściu przez soczewkę przecinają się z osią nie w jednym punkcie, lecz w całym szeregu punktów. Uwarunkowane to jest tem, że kąty łamiące tych elementarnych przyzmatów, z których możemy sobie wyobrazić złożoną soczewkę, nie są jednakowe, lecz różnią się dla miejsc soczewki, bliżej i dalej względem osi położonych. Zatem obrazem punktu świetlnego nie jest tu punkt. Im bardziej będziemy się posługiwali się do części środkowej soczewki, t. j. im bardziej będziemy się posługiwali promieniami centralnymi, tem bardziej obraz punktu świetlnego zbliżony będzie do punktu; tem ostrzejszy obraz będzie dawała soczewka, każdy przedmiot bowiem uważać możemy za zbiór punktów. W celu posługiwania się wyłącznie częścią środkową soczewki używamy t. zw. *diafragma* — nazwę tę noszą zasłony, ustawione przed soczewką i zaopatrzone w niewielkie otworki, przypadające przed częścią środkową soczewek. Na rys. 536 *AB* przedstawia schematycznie diafragma.

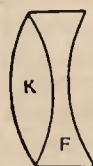
*Aberacja sferyczna* jest ilościowo różna w soczewkach różnych kształtów, zależy też u soczewek, ograniczonych z obu stron różnymi powierzchniami, od tego, z której strony padają na nią promienie. Tem się tłumaczy, że z dwu soczewek o jednakowej zdolności zbierającej płasko wypukła daje obrazy lepsze, niż dwuwypukła; ta sama soczewka płaskowypukła daje lepsze obrazy, gdy zwrócona jest do przedmiotu stroną wypukłą, nie zaś płaską. *Aberacja sferyczna* pojedynczej soczewki jest większa, niż kombinacji kilku słabszych, dają-

cych razem tę samą zdolność zbierającą, co tamta jedna. Przez odpowiedni dobór kształtu i materiału soczewek, tworzących taką kombinację, daje się nawet aberację sferyczną zupełnie usunąć. O ile przytem układ soczewek jest taki, że otrzymywany przy jego pomocy obraz przedmiotu płaskiego jest również płaski, układ nosi nazwę *aplana-tycznego*.

Oprócz aberacji sferycznej soczewki posiadają inny brak — aberację chromatyczną. Każdemu załamaniu się promieniowania niejednorodnego towarzyszy jego rozszczepienie. Jeżeli promienie białe padają snopem równoległym na soczewkę, ulegają w niej rozszczepieniu jak w układzie pryzmatów, skutkiem czego poza soczewką biegną już promienie jednobarwne, z których czerwone, jako mniej łamliwe, zbierają się w innym ognisku (dalej położonem od soczewki), niebieskie w innym (bliżej położonem), rys. 537. Przekonać się o tem łatwo, usta-



Rys. 537.



Rys. 538.

wiając na drodze promieni, wychodzących z soczewki, tablicę białą; jeżeli tablica przypada w ognisku dla promieni niebieskich (*N* na rysunku) lub jeszcze bliżej soczewki, zarysuje się na niej plama biała z obwódką czerwoną; jeżeli ustawimy tablicę w ognisku dla promieni czerwonych (*C* na rysunku) lub dalej, plama będzie miała obwódkę niebieską. W rzeczywistości więc soczewka w przypadku przedmiotu, wysyłającego światło białe, daje nie jeden lecz szereg obrazów barwnych, które się nie pokrywają w zupełności, co powoduje pewne zabarwienie na brzegach obrazu — to właśnie nazywamy aberacją chromatyczną soczewki. W celu uniknięcia aberacji chromatycznej budujemy soczewki t. zw. *achromatyczne*, które dają obrazy bez tych zabarwień. Soczewka achromatyczna składa się z soczewki zbierającej ze szkła potasowego i przyklejonej do niej (rys. 538) balsamem kanadyjskim soczewki rozpraszającej ze szkła ołowiowego (flintu). Przypominając sobie to, co już wiemy o budowie pryzmatów achromatycznych (ust. 238), powinniśmy się i tutaj łatwo zorientować. Soczewka rozpraszająca znosi w pewnej mierze działanie soczewki zbierającej; ponieważ flint i crown dają rozszczepienie różne przy jednakowem mniej więcej odchyleniu załamanych promieni, przeto, dobierając odpowiednio krzywiznę soczewki z flintu, możemy usunąć rozszczepienie, uwarunkowane przez soczewkę z crownu, nie znosząc w zupełności odchylenia. Układ tych dwu soczewek będzie zatem układem zbierającym, jakkolwiek o zdolności zbierającej mniejszej, niż pojedyncza soczewka wypukła ze szkła potasowego, użyta w układzie.

## Cwiczenia i zadania.

316. W naczyniu mieści się woda, a na niej warstwa dwusiarczku węgla. Patrzymy z boku ponad krawędzią naczynia na monetę metalową, leżącą na dnie naczynia. Wyrysować bieg promieni, dochodzących do oka?

317. Zakładając w poprzednim zadaniu, że w dnie naczynia jest otwór, przez który ciecz wypływa, opisać zmiany, jakim będzie ulegało widzenie leżącej na dnie monety?

318. Patrzymy na pionowo rozpięty drut tak, że część jego widzimy przez grubą pionowo ustawioną płytę szklaną. Opisać, co widzicie będziemy, gdy płyta obracać się będzie dokoła osi pionowej.

319. Sześciąt szklany leży na papierze i przykrywa plamkę z atramentu. Opisać metodą wykreślną, jak widzicie będziemy tę plamkę, patrząc z określonego miejsca z góry, z boku?

320. Do wewnętrznej strony ściany bocznej szklanego naczynia kształtu prostopadłościanu przytwierdzona jest płytka blaszana, sięgająca od dna naczynia do wysokości 15 cm. Naczynie stoi na podstawie poziomej, ze strony zaś osłoniętej ścianą pada światło tak, iż płytka daje na dnie naczynia cień długości 18,2 cm., o ile naczynie zawiera powietrze. Jeżeli teraz wlewamy do naczynia cieczy do wysokości 15 cm., t. j. do górnej krawędzi blaszanej płytki, to cień ma inną długość, a mianowicie: w przypadku a) wody 10,65 cm., b) alkoholu 10,3 cm., c) eteru 10,4 cm., d) benzolu 9,0 cm. Jakie są współczynniki załamania tych cieczy względem powietrza?

321. W zadaniu 320 źródło światła ustawione jest inaczej, tak, że cień na dnie naczynia, wypełnionego powietrzem, ma długość 9,3 cm. Ciecz nalewamy powyżej górnej krawędzi płytki blaszanej i wówczas cień ma długość w przypadku: a) wody 18,1 cm., b) aniliny 23,6 cm., c) dwusiarczku węgla 24,3 cm. Jakie są współczynniki załamania tych cieczy względem powietrza?

322. Jaka jest pozorna głębokość rzeki, jeżeli prawdziwa głębokość = 1 m., i jeżeli spoglądamy na powierzchnię wody pod kątami  $\alpha = 1^\circ, = 5^\circ, = 10^\circ, = 20^\circ, = 50^\circ, = 80^\circ, = 89^\circ?$  ( $n = \frac{4}{3}$ ).

323. Jakiemu przesunięciu ulegnie promień, przechodząc przez płytę szklaną grubości 5 cm., jeżeli pada na płytę pod kątem  $30^\circ$ , współczynnik zaś załamania szkła jest  $n = 1,5?$

324. Kąt graniczny, warunkujący zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia, wynosi dla pewnej substancji w stosunku do powietrza  $45^\circ$ . Jaka jest wartość współczynnika załamania tej substancji względem powietrza?

325. W jakiej mierze całkowite wewnętrzne odbicie zależy od różnicy wartości współczynników załamania dla poszczególnych rodzajów promieniowania?

326. W jaki sposób można było zaobserwować całkowite wewnętrzne odbicie promieni podczerwonych?

327. Warstwa wody grubości 5 cm. spoczywa na płycie szklanej tej samej grubości, której dolna powierzchnia jest posrebrzona. Wykreślić dokładnie bieg promieni, padających w powietrzu na powierzchnię wody pod kątem  $45^\circ$ , przyjmując, że współczynnik załamania szkła i wody względem powietrza wynosi odpowiednio  $\frac{3}{2}$  i  $\frac{4}{3}$ .

328. Szklane naczynie pryzmatyczne o przekroju trójkąta równobocznego wypełnione jest dwusiarczkiem węgla. Snop światła czerwonego pada na jedną ze ścian pryzmatu pod kątem  $30^\circ$ . Wykreślić dalszy bieg promieniowania przez pryzmat?

329. Szklane, hermetycznie zamknięte naczynie pryzmatyczne wypełnione jest powietrzem. Pryzmat ten wstawiamy do większego naczynia szklanego z wodą. Wyrysować bieg promieni, przechodzących w wodzie przez pryzmat?

330. Na papierze zrobiona jest plamka z atramentu. Jeżeli plamkę tę przykryjemy pryzmatem szklanym, by spoczywała na papierze jedna ze ścian bocznych pryzmatu, dojrzymy przy pewnym położeniu oka dwie plamki. Wytlumaczyć to zjawisko.

331. Pryzmat z cieczą o kącie łamiącym  $60^\circ$  daje najmniejsze odchylenie  $30^\circ$ . Jaki jest współczynnik załamania danej cieczy dla danego promieniowania?

332. Szklane naczynie pryzmatyczne o przekroju trójkąta równobocznego wypełnione jest gliceryną. Znaleźć wartość najmniejszego odchylenia przez pryzmat snopu promieni, dla których współczynnik załamania gliceryny wynosi 1,47?

333. Dlaczego nie dostrzeżemy przesunięcia, o którym mowa na początku ust. 235, jeżeli użyjemy w doświadczeniu cienkiej płytki szklanej.

334. W jakiej mierze przesunięcie, o którym mowa na początku ustępu 235, zależy od kąta padania  $\alpha$ ?

335. Na rys. 501 przedstawiony jest bieg promieni w płycie o ścianach równoległych. Rysunek ten jest ściśły dla promieni jednorodnych. Jak należy wykreślić rysunek dla światła białego, uwzględniając zachodzące przy załamaniu rozszczepienie?

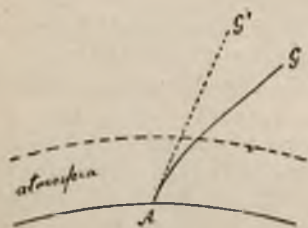
336. Pryzmat szklany został uszkodzony w ten sposób, iż odbito część, zawierającą krawędź kąta łamiącego. Czy pryzmatem takim można się w dalszym ciągu posługiwać?

337. W doświadczeniu, podanem na rys. 497, gdy po osiągnięciu całkowitego wewnętrznego odbicia, a zatem zniknięciu plamy świetlnej w  $E$  i ukazaniu się jej w  $F$ , wlewamy do naczynia  $MN$  wody, plama w  $E$  zaraz się ukazuje, jednak plama w  $F$  nie znika, tylko staje się znacznie słabszą. Jak to należy wytłumaczyć?

338. Wytłumaczyć, posługując się danymi dla współczynników załamania szkła (str. 136), że istotnie w przypadku, przedstawionym na rys. 500, zachodzić winno całkowite wewnętrzne odbicie?

339. Wartość kąta granicznego, warunkująca zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia, jest dla szkła zwykłego ok.  $42^\circ$ , dla diamentu zaś ok.  $24^\circ$ . Zastanówić się, w jakiej mierze fakt ten łącznie ze znaczną zdolnością rozszczepiającą diamentu (porów. tablicę na str. 136), tłumaczy grę światła w diamentach szlifowanych, t. j. w brylantach?

340. Światło, podążające do nas od gwiazd, słońca, księżycy, przechodzi z warstw powietrza rzadszych do coraz gęstszych, położonych bliżej ziemi. Skutkiem tego zachodzi stopniowe załamywanie się promieni w atmosferze ziemskiej, tak iż droga światła w powietrzu jest krzywa, jak to przedstawia rys. 539. Kierunek promieni, dochodzących np. do oka obserwatora, znajdującego się w  $A$ , od gwiazdy  $G$  jest taki, jakgdyby gwiazda mieściła się w  $G'$ , t. j. wyżej nieco nad poziomem, niż jest w rzeczywistości. Zjawisko to znane jest pod nazwą *refrakcji astronomicznej*. W jakiej mierze to pozorne wzniesienie gwiazdy zależy od rzeczywistego położenia gwiazdy względem poziomu? Przy jakim położeniu gwiazdy zjawiska tego nie ma wcale?



Rys. 539.

341. Dotykając palcami powierzchni soczewki o znacznej krzywiznie, z łatwością poznajemy, czy jest wklęsła, czy wypukła. Wszakże przy krzywiznie nieznacz-

nej sąd nie jest tak łatwy. Czy można inaczej (bez dotykania) wynioskować o kształcie soczewki?

342. Metodą szpilek wyznaczamy, że, patrząc przez daną soczewkę na przedmiot, znajdujący się w odległości 12 cm. od soczewki, widzimy obraz w odległości 6 cm. od soczewki, przytem obraz prosty i zmniejszony. Jaka jest soczewka i jaka jest jej odległość ogniskowa?

343. Podobnie, jak to wskazane jest na rys. 530, wykreślić dla soczewki wypukłej ( $f = 10$  cm.) obrazy przedmiotu, umieszczonego kolejno w odległości 5 cm., 15 cm., 30 cm. od soczewki?

344. To samo, co w zadaniu 343, uczynić dla soczewki wklęsłej ( $f = -10$  cm.)?

345. Przy pomocy ławy optycznej stwierdzamy, że, o ile umieszczamy przedmiot w odległości 25 cm. od danej soczewki, otrzymujemy obraz rzeczywisty, odwrócony o dwukrotnem powiększeniu linjowem. Jaka jest soczewka i jaka jest jej odległość ogniskowa? Rozwiązać zadanie rachunkowo i wykreślić na papierze kratkowanym.

346. Soczewka wypukła o tej samej odległości ogniskowej, co zwierciadło wklęsłe, ustawiona jest tak przed zwierciadłem w miejscu jego środka krzywizny, że ich osie optyczne przypadają na jednej prostej. Promienie wychodzą z ogniska soczewki, położonego po stronie przeciwnej, niż zwierciadło. Narysować ich całkowity bieg.

347. Rozwiązać zadanie 346, zakładając, że środek soczewki przypada w ognisku zwierciadła.

348. Płomień świecy przypada w odległości 2 m. od ściany. W jakim miejscu między płomieniem a ścianą umieścić należy soczewkę wypukłą odległości ogniskowej 20 cm., by powstał na ścianie ostry obraz płomienia?

349. Przedmiot, widziany przez soczewkę wklęsłą, wydaje się dwukrotnie linjowo zmniejszony, gdy odległość przedmiotu od soczewki wynosi 1 m. Jaka jest odległość ogniskowa soczewki?

350. Jakie są dioptrye soczewek, których odległości ogniskowe wynoszą odpowiednio:  $f = 20$  cm.;  $= 15$  cm.;  $= 5$  cm.;  $= -5$  cm.;  $= -15$  cm.;  $= -20$  cm.?

351. Soczewka wypukła daje w odległości 2 m. od soczewki ostry obraz przedmiotu, znajdującego się w odległości 60 cm. od soczewki. Ta sama soczewka razem z przystawioną do niej soczewką wklęsłą daje ostry obraz w odległości 160 cm., kiedy odległość przedmiotu od soczewki wynosi 100 cm. Jaka jest odległość ogniskowa soczewki wklęsłej?

352. Dwie zupełnie jednakowego kształtu soczewki zrobione są ze szkła potasowego i ołowiowego. Odległość ogniskowa soczewki z crownu wynosi 25 cm. Czy odległość ogniskowa soczewki z flintu jest taka sama, mniejsza, czy większa? Podać przybliżoną wartość tej odległości ogniskowej? (p. tabl. na str. 136).

353. Zbieżny snop promieni pada na soczewkę rozpraszającą tak, że oś stożka padających promieni zlewa się z osią główną soczewki. W jakich warunkach po przejściu przez soczewkę otrzyma się snop promieni zbieżnych, kiedy — równoległych, a kiedy — rozbieżnych?

354. Na ławie optycznej mieści się przy kresce zerowej pionowo ustawiona siatka druciana, oświetlona przez lampę, osłoniętą matowym szkłem; przy kresce 1000 stoi biała tablica do chwytania obrazu siatki. Jeżeli stawiamy soczewkę wypukłą przy kresce 146,5, na tablicy otrzymuje się ostry obraz powiększony siatki. Znaleźć: a) jaka jest odległość ogniskowa soczewki, b) jak przesunąć należy soczewkę na ławie, by otrzymać na tablicy ostry obraz zmniejszony siatki, c) jaki jest współczynnik załamania szkła, z którego zrobiona jest soczewka, jeżeli promień krzywizny obu jej powierzchni wynosi 145 mm.?

355. Prostopadle do biegu promieni słonecznych ustawiamy: a) pręt szklany o przekroju kołowym ( $2r = 0,8$  cm.,  $n = 1,62$ ), b) probówkę o średnicy wewnętrznej 1,8 cm. wypełnioną wodą ( $n = 4/3$ ). W jakiej odległości od geometrycznej osi tych ciał przypada ich *linja ogniskowa* i dlaczego w tym razie mówimy o linii ogniskowej, a nie wprost o ognisku? Czy w sformułowaniu tego zadania niema jakich niedokładności?

356. Jak ustawić należy soczewkę o odległości ogniskowej  $f = 25$  cm. względem zwierciadła wklęsłego o promieniu krzywizny  $r = 30$  cm. i gdzie umieścić należy źródło światła, aby otrzymać możliwie najlepszy reflektor, dający snop promieni równoległych?

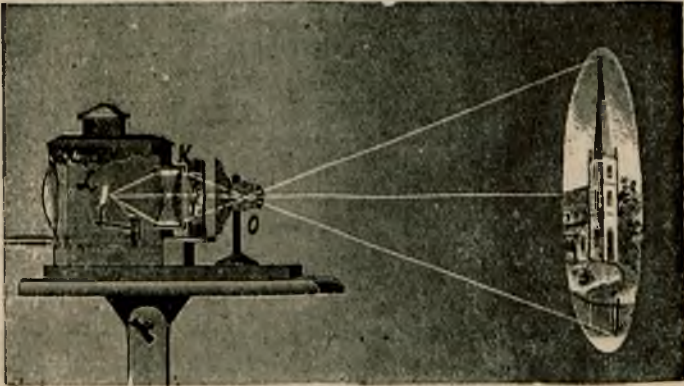
357. Soczewka jest z jednej strony wklęsła, z drugiej wypukła; promienie krzywizny wynoszą odpowiednio  $r_1 = -20$  cm.,  $r_2 = 15$  cm.; współczynnik załamania szkła, z którego soczewka jest zrobiona,  $n = 1,5$ . Jaka jest odległość ogniskowa tej soczewki i jakie ona może dawać obrazy?

## ROZDZIAŁ IV.

### WAŻNIEJSZE PRZYRZĄDY I URZĄDZENIA OPTYCZNE.

#### 242. Latarnia projekcyjna.

Latarnia projekcyjna, dawniej zwana magiczną, służy do rzucania obrazów na tablicę, w celu umożliwienia ich widoku większej naraz liczbie osób. Światło z lampy ( $L$ ) naftowej, gazowej lub elektrycznej (rys. 540) ześrodkowuje się przy pomocy t. zw. *kondensatora* ( $K$ ) — soczewki lub układu soczewek o krótkiej odległości ogniskowej — na *przezroczu*, które chcemy rzucić na tablicę. W ten sposób silnie oświe-



Rys. 540.

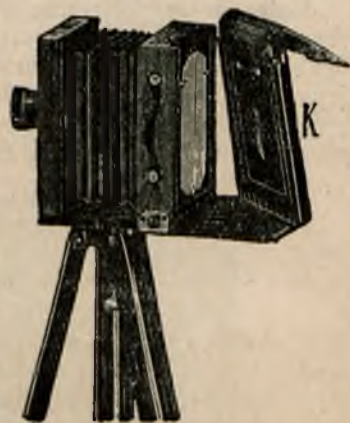
tlone przezrocze staje się tym przedmiotem, którego obraz rzeczywisty, odwrócony i zwiększony, otrzymujemy na tablicy przy pomocy soczewki zbierającej lub układu zbierającego soczewek ( $O$ ), stanowiących t. zw. *objektyw* latarni. Obiektyw przysuwa się bliżej lub dalej do przezrocza, aby powstał na tablicy obraz ostry. Oczywiście na to, aby np. widok wypadł na tablicy „prosto”, należy przezrocze umieścić odwrócone („do góry nogami”, jakby powiedziało dziecko). Latarnia projekcyjna służy zresztą nie tylko do rzucania przezroczy. W poszczególnych miejscach naszej książki przytaczaliśmy już i jeszcze przytoczymy inne przykłady jej zastosowania.

### 243. Kamera fotograficzna.

Rys. 541 przedstawia budowę tego tak rozpowszechnionego dziś przyrządu. Ma on dwie przeciwległe ściany sztywne, połączone ze sobą rodzajem harmonijki ze skóry lub innego odpowiedniego nieprzezroczystego materiału. Na jednej z tych ścian sztywnych mieści się szkło matowe; w drugiej osadzony jest *objektyw* (zazwyczaj nie pojedyncza soczewka wypukła, a układ zbierający soczewek, pozbawiony tych braków, które właściwe są pojedynczym soczewkom). Całość mieści się na poziomej sztywnej podstawie, przytem tak, że ściana z matówką, prostopadła do podstawy, jest nieruchoma, ściana zaś, gdzie tkwi obiektyw, może być, dzięki owej harmonijce, zbliżana lub oddalana w stosunku do tej ściany nieruchomej. Odległość dobiera się tak, by na matówce obiektyw dawał ostry obraz *ab* (rzeczywisty i odwrócony) przedmiotu *AB*, który chcemy sfotografować. Po takim nastą-



Rys. 541.



Rys. 542.

wieniu zasłaniamy obiektyw, na miejscu matówki umieszczamy *kliszę* — płytkę szklaną, pokrytą cienką warstwą żelatyny, zawierającej zawiesinę soli srebra — i, odsłaniając na krócej lub dłużej obiektyw, *eksponujemy*, jak się mówi, wytwarzając na ten czas krótszy lub dłuższy obraz przedmiotu na owej warstewce żelatyny, która jest czuła na światło. Zazwyczaj kliszę mieści się przytem w t. zw. *kasetce* — drewnianej lub metalowej osłonie, która ma po czulej stronie kliszę ścianę, dająca się usuwać na czas naświetlania. (Na rys. 542 widzimy wyjętą z aparatu kasetkę *K* z podniesioną zastoną). Na naświetlonej w ten sposób kliszę występuje przy *wywoływaniu*, polegającym na umieszczeniu kliszę w odpowiedniej kąpeli, obraz, a to w ten sposób, iż wydzielające się z soli w postaci ciemnego proszku srebro tworzy plamy tem ciemniejsze, im silniejsze było naświetlenie. W ten sposób otrzymuje się t. zw. *negatyw*, na którym ciemniejsze miejsca przedmiotu wypadają jako jaśniejsze i odwrotnie. Negatyw po wywołaniu



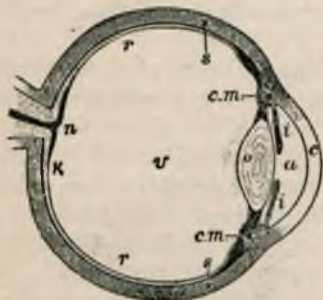
utrwała się w kąpiel, rozpuszczającej, a więc usuwającej w ten sposób resztę soli srebra, która nie uległa działaniu światła — chodzi bowiem o zapobieżenie temu działaniu na potem. Po dobrym wypłókanu w czystej wodzie i wysuszeniu negatywu można z niego otrzymać *pozytyw* na papierze lub szkłe, pokrytych czułą warstewką soli srebra. W tym celu w specjalnej ramce przykładają się negatyw do czulej warstwy na szkłe lub papierze i wystawia się na światło; przez miejsca ciemne negatywu przedostaje się mniej światła, skutkiem czego te miejsca na pozytywie czernieją mniej niż te, które przypadają pod miejscami jasnymi negatywu. Na pozytywie zatem jasne miejsca przedmiotu są jasne, ciemne miejsca — ciemne.

Pomijając tu cały szereg szczegółów natury chemicznej, dotyczących wywoływania i utrwalania negatywów, jako też otrzymywania odbitek, zwrócimy uwagę na jedno, a mianowicie, że skoro w czulej warstwie fotograficznej zachodzi zmiana (rozpad soli srebra i wydzielanie się srebra), dzieje się to kosztem tej energii promienistej, która zostaje przez tę warstwę pochłonięta. Gdyby bowiem tego pochłaniania nie było, gdyby warstwa fotograficzna była dla padającego na nią promieniowania zupełnie przezroczystą, wypadaloby przypuścić, że zmiany w tej warstwie zachodzą z *niczego*, co byłoby sprzeczne z zasadą zachowania energii. Otóż, różne rodzaje promieniowania nie są tu w równej mierze pochłaniane, np. promienie czerwone znacznie mniej, niż niebieskie. Oto dlaczego używa się w praktyce fotograficznej lamp czerwonych. Oto dlaczego również światłocienie na fotografii niezupełnie odpowiadają światłocieniom fotografowanego przedmiotu — miejsca czerwone przedmiotu wychodzą czarne, niebieskie — białe. Istnieje sposób czynienia warstwy fotograficznej przez dodawanie do niej odpowiednich barwników jednakowo czułą na różne barwy; otrzymuje się w ten sposób t. zw. klisze *ortochromatyczne* i *panchromatyczne*, na których zdjęcia dają obrazy o światłocieniach, odpowiadających dokładniej rzeczywistości.

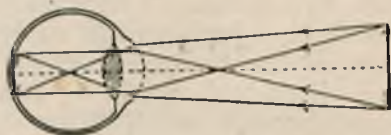
#### 244. O k o.

Budowa oka ludzkiego jest w pewnej mierze taka jak kamery fotograficznej. Rys. 543 przedstawia schematyczny przekrój poziomy gałki ocznej. Jest ona osłonięta błoną *s*, widoczną, jako t. zw. *białko* oka. Przednia część *c* tej błony, mająca większą krzywiznę niż część pozostała, jest przezroczysta i nazywa się *rogówką*. Za rogówką mieści się komora *a*, wypełniona płynem *wodnistym*; za kurczliwą błoną *i*, zwaną *tęczówką*, zabarwioną rozmaicie u różnych ludzi i mającą w środku otwór, t. zw. *żrenicę*, mieści się soczewka *o*, ciało chrząstkowate, przezroczyste i zwrócone ku żrenicy swoją mniej wypukłą stroną. Reszta wnętrza *v* gałki ocznej wypełniona jest galaretowatą przezroczystą masą, t. zw. płynem *szklistym*. Dno oka wyściela t. zw. *siatkówka* *r*, stanowiąca rozgałęzienie nerwu wzrokowego, wchodzącego do gałki ocznej w *n* w splocie naczyń krwionośnych. Siatkówka jest

wrażliwą na podmiety świetlne, najczulszem zaś jej miejscem jest t. zw. *plamka żółta k*, leżąca naprzeciwko źrenicy cokolwiek bliżej skroni. Miejsce *n*, gdzie wchodzi nerw wzrokowy, jest zupełnie na światło niewrażliwe i tworzy t. zw. *plamkę ślepą*. Wszystkie ośrodki przezroczyste, z których tworzy się wnętrze oka, działają razem, jak jedna soczewka zbierająca, skutkiem czego na siatkówce tworzą się obrazy rzeczywiste, zmniejszone i odwrócone tych przedmiotów, które się mieszczą przed okiem (rysunek 544), dzieje się więc tu podobnie,



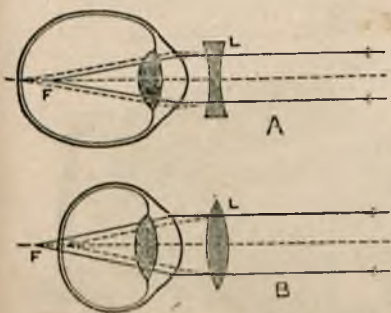
Rys. 543.



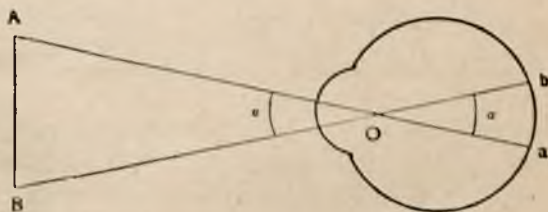
Rys. 544.

jak w kamerze fotograficznej. Utworzony na siatkówce, w szczególności na żółtej plamce, obraz jest tą fizyczną podniętą, która warunkuje widzenie; naturalnie wchodzi tu jeszcze w grę czynniki natury fizjologicznej i psychicznej, których dotykać nie będziemy. Natężenie tej podniety zależy od ilości wpadającej do oka energii świetlnej; tę ilość reguluje wielkość źrenicy, zmieniająca się bez udziału naszej świadomości. Gdyby odległość ogniskowa oka była wielkością stałą, wówczas obraz *ostry* przedmiotu na siatkówce — a tylko taki warunkuje dobre widzenie — powstawałby wyłącznie przy pewnej określonej odległości przedmiotu od oka, nie widzielibyśmy wówczas wyraźnie przedmiotów bliższych i dalszych. Wszakże ta odległość ogniskowa nie jest stałą; soczewka *o* jest ciałem, poddającym się pewnym odkształceniom przy pomocy utrzymujących ją mięśni; czyniąc w ten sposób soczewkę — stosownie do potrzeby — mniej lub więcej wypukłą, a także zmieniając nieco jej położenie, *akomodujemy* ją na różne odległości i w ten sposób widzieć wyraźnie możemy przedmioty, znajdujące się bliżej i dalej. *Akomodacja* oka ma jednak pewne granice. Najbliższy punkt, na który możemy oko akomodować, nazywa się *punktem bliskim*; osiągamy to z pewnym wysiłkiem, czyniąc soczewkę najbardziej wypukłą; najdalszy, gdy soczewka jest najmniej wypukłą, a więc gdy jej wcale nie akomodujemy — *punktem dalekim*. Dla oka normalnego punkt daleki mieści się w nieskończoności — snop promieni równoległych, wpadających do oka przez źrenicę, zbiera się przy zupełnym braku akomodacji na siatkówce. Różnicę między oczami t. zw. *krótkowidzów* i *dalekowidzów* tłumaczy rys. 545. Gałka oka krótkowzrocznego (A) jest zbyt długa, skutkiem czego wiązka promieni rów-

nieległych skupia się *przed siatkówką*, na siatkówce tedy może się wytworzyć obraz ostry tylko przedmiotów bliskich; dopomóc oku takiemu w widzeniu przedmiotów dalekich można przy pomocy soczewki wklęsłej (okulary), przesuwaną obraz dalej na siatkówkę. Wręcz przeciwnie rzecz się ma z okiem dalekowzrocznym: tu snop promieni równoległych skupia się *za siatkówką*; jeżeli akomodacja nie wystarcza do przesunięcia obrazów na siatkówkę, zaradzić temu można przy pomocy soczewki wypukłej, jak to tłumaczy rys. 545 B. Odległość, z której przy odpowiedniej akomodacji widzi się przedmioty z największą dokładnością, wynosi dla oka normalnego od 25 cm. do 30 cm. Oczom wadliwym dopomagamy zastosowaniem szkieł w ten sposób, by osiągnąć z tej samej odległości najdokładniejsze widzenie. Zdolność akomodacyjna zatracą się z wiekiem; tem się tłumaczy, że ludzie o zupełnie normalnym oku muszą na starość posługiwać się szklami przy czytaniu. Znany jest fakt, że w celu odczytania druku czy pisma



Rys. 545.



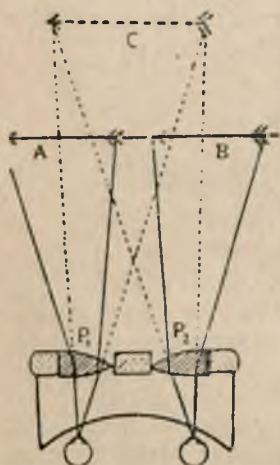
Rys. 546.

ludzie ci muszą rzecz czytaną trzymać zdaleka od oczu. Proponujemy czytelnikowi rozstrzygnąć, jakich szkieł potrzeba dla takich oczu.

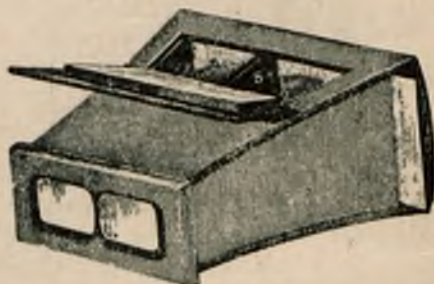
Dokładność widzenia szczegółów oglądanego przedmiotu zależy od t. zw. *kąta widzenia*. Nazywa się tak kąt, zawarty między skrajnymi promieniami, tworzącymi obraz (kąt  $\alpha$  na rys. 546). Oczywiście, przedmioty bliskie widzimy pod względnie większymi kątami widzenia. Skutkiem niejednorodnej budowy siatkówki, składającej się z oddzielnych elementów nerwowych, skutkiem aberacji sferycznej oka oraz zjawiska uginania się światła, o którym już wspominaliśmy i do którego jeszcze powrócimy, rozróżnimy wyraźnie dwa blisko siebie położone punkty tylko wtedy, gdy ich obrazy leżą na siatkówce w odległości nie mniejszej niż  $5 \mu$ , czemu odpowiada kąt widzenia około  $1'$ . O ile odległość punktu bliskiego dla danego oka wynosi 20 cm., t. j. maximum akomodacji odpowiada tej odległości oglądanego przedmiotu (tak jest mniej więcej dla normalnego oka), kątowi  $1'$  odpowiada na przedmiocie 0,06 mm. Jest to więc najmniejszy rozmiar, który normalne nieuzbrojone oko może rozpoznać. U krótkowidzów punkt bliski leży nieco bliżej, przeto krótkowidze mogą rozpoznawać jeszcze nieco drobniejsze rozmiary. Gdy chodzi o przedmioty jeszcze drobniejsze, należy się

uciekać do środków pomocniczych, o których wkrótce będziemy mówili (lupy, mikroskopy).

Pozostaje jeszcze nadmienić o widzeniu dwoma oczami. Patrząc na jakikolwiek przedmiot, ustawiamy gałki oczne tak, by obrazy w obu oczach tworzyły się na plamach żółtych, względnie w miejscach siatkówek, jednakowo względem plamek tych położonych. Wtedy i tylko wtedy widzimy przedmiot pojedynczo. Spróbujmy np., patrząc na cokolwiek, pocisnąć palcami jedną z gałek ocznych, by ją z właściwego położenia ruszyć, a natychmiast ujrzymy obserwowany przedmiot podwójnie. Wszakże obrazy jednego i tego samego przedmiotu w obu oczach nie są jednakowe — jedno oko obejmuje nieco więcej z jednej



Rys. 547.



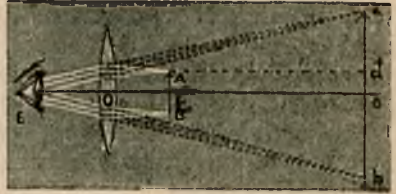
Rys. 548.

strony, drugie — z drugiej, stąd wrażenie *plastyki*, t. j. przestrzennego rozmieszczenia szczegółów przedmiotu. To wrażenie plastyki otrzymać można, oglądając zamiast samego przedmiotu dwa takie jego obrazy, jakie się przedstawiają prawemu i lewemu oku, przytem tak, by pierwszy z tych obrazów był oglądany prawem okiem, drugi — lewem. Do tego służy t. zw. *stereoskop*, przyrząd, wynaleziony przez Brewstera i przedstawiony schematycznie na rys. 547. Dwa wspomniane obrazy A i B, które tworzą np. dwa zdjęcia fotograficzne — jedno wzięte z lewej, drugie z prawej strony — oglądamy przez pryzmaty  $P_1$  i  $P_2$ , oddzielnie lewem i prawem okiem tak, że oba te obrazy zdają się być w jednym miejscu w C.

Wygląd zewnętrzny stereoskopu podaje rys. 548. Na odstępniętej na rysunku przykrywce mieści się zwierciadło, które pochyla się odpowiednio przy oglądaniu obrazów, by te obrazy oświetlać.

Oglądając nieuzbrojonym okiem mały przedmiot, umieszczamy go w punkcie bliskim, wtedy bowiem widzimy go wyraźnie pod największym kątem. Przy pomocy soczewki wypukłej jesteśmy w stanie kąten powiększyć; użyta w tym celu soczewka wypukła nosi nazwę lupy lub szkła powiększającego.

Rys. 549 tłumaczy, co się wtedy dzieje. Przedmiot  $AB$  umieszczamy między soczewką a jej ogniskiem (porów. rys. 528) i otrzymujemy obraz  $ab$  pozorny, prosty i powiększony. O ile trzymamy oko tuż przy soczewce, widzimy obraz pod kątem największym, jeżeli odległość  $Oc$  obrazu równa jest odległości punktu bliskiego. Przy takim położeniu oka przez źrenicę przechodzą niemal wyłącznie promienie środkowe, a zatem najmniej obraz cierpi skutkiem aberracji sferycznej. Użycie lupy pozwala zatem na takie zbliżenie przedmiotu do oka, przy którym bez lupy jużbyśmy nie mogli go widzieć wyraźnie.



Rys. 549.

Oznaczmy przez  $l$  odległość punktu bliskiego dla danego oka; w takim razie  $Oc = l$ ; stosując wzór zasadniczy soczewki i pamiętając, że w tym razie odległość obrazu traktować należy jako ujemną, będziemy mieli

$$\frac{1}{OC} - \frac{1}{Oc} = \frac{1}{f},$$

$$\text{skąd} \quad \frac{1}{OC} = \frac{1}{f} + \frac{1}{Oc} = \frac{Oc + f}{Oc \cdot f} = \frac{l + f}{f \cdot l} \dots (1)$$

Powiększenie linjowe stanowi

$$\frac{ab}{AB} = \frac{Oc}{OC}$$

co po uwzględnieniu wzoru (1) przekształca się na

$$\frac{ab}{AB} = \frac{l + f}{f} \dots (2)$$

Jak widzimy, powiększenie lupy jest odwrotnie proporcjonalne do jej odległości ogniskowej, a więc wprost proporcjonalne do jej dioptrji. Poza tem to powiększenie nie jest jednakowe dla każdego oka, zależy bowiem od położenia jego punktu bliskiego. Zdawałoby się, iż przez używanie soczewek o coraz to mniejszej odległości ogniskowej można osiągnąć dowolnie wielkie powiększenie. Tak wszakże nie jest, a to z powodu, że wraz ze wzrostem krzywizny soczewek, co idzie w parze ze zmniejszaniem się odległości ogniskowej, rośnie szkodliwy wpływ aberracji. Osiągalne powiększenie nie przekracza 8—10-krotnie-

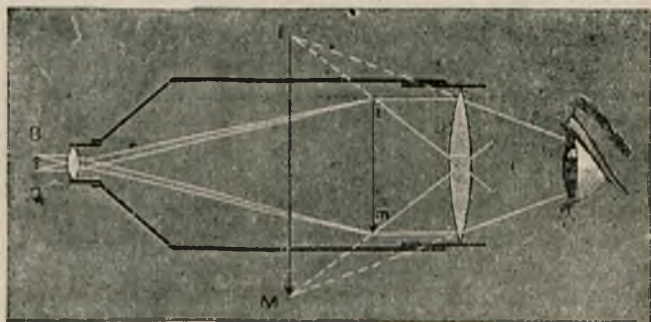
go dla lupy prostej. Znaczniejsze (30-krotne) powiększenie osiąga się przy pomocy lup złożonych, które tworzą układy soczewek, dające obrazy nieszszecone przez aberację.

## 246. Mikroskop.

Bezporównania znaczniejsze powiększenie, gdyż dochodzące do 3000-krotnego, dają mikroskopy (rys. 550). Mikroskop składa się z dwu zasadniczych części: 1) *objektywu* (*B*), pod którym umieszcza się przedmiot obserwowany, oświetlony przy pomocy zwierciadła *C*; czasem do oświetlania służy jeszcze dodatkowa soczewka, skupiająca na przedmiocie promienie, idące od zwierciadła; 2) *okularu* (*A*), przez który się patrzy. Objektyw i okular mieszczą się na końcach rury, dającej się zbliżyć do rozpatrywanego przedmiotu lub oddalać od niego. Objektyw i okular mogą tworzyć w najprostszym przypadku pojedyn-



Rys. 550.



Rys. 551.

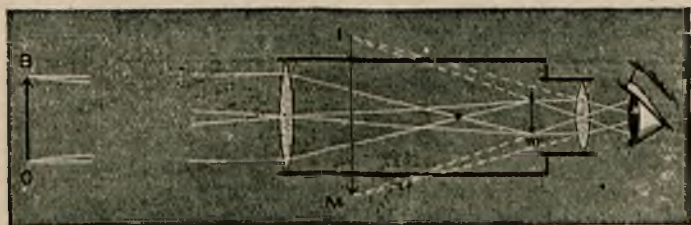
cze soczewki wypukłe, zazwyczaj jednak są to układy soczewek, dające poprawniejsze obrazy. Rys. 551 tłumaczy tworzenie się obrazu w mikroskopie najprostszego typu. Rozpatrywany mały przedmiot *OB* przypada przed obiektywem, w odległości cokolwiek większej od jego odległości ogniskowej, co warunkuje powstanie obrazu *i m* rzeczywistego, odwróconego i powiększonego przed okularom w odległości mniejszej, niż odległość ogniskowa okularu. Oglądamy zatem obraz *i m* jak przez lupę i widzimy obraz *IM* tego obrazu — pozorny, prosty i jeszcze bardziej powiększony. Czytelnik powinien się zorientować bez trudu, dlaczego obiektyw mikroskopu musi być krótkoogniskowy, oraz dlaczego średnica soczewek obiektywu jest mniejsza od średnicy soczewek okularu.

## 247. Luneta.

Do oglądania przedmiotów daleko położonych służą lunety. Luneta każda składa się z *objektywu* i *okularu*, osadzonych na końcach

metalowej zazwyczaj rury. Schematycznie budowę lunety oraz tworzenie się w niej obrazu przedstawia rys. 552.

Przedmiot *OB* przypada tu w znacznej odległości od obiektywu, który daje obraz *im* rzeczywisty, odwrócony i zmniejszony w odległości od okularu mniejszej, niż jego odległość ogniskowa; obraz ten zatem oglądamy przez okular jak przez lupę i widzimy obraz *IM* tego obrazu pozorny, prosty i powiększony. Na rysunku obiektyw i okular tworzą pojedyncze soczewki; w rzeczywistości części te są złożone dla tych samych powodów, co w mikroskopie. Zwracamy uwagę, iż rysunek jest schematyczny i ma na celu tylko wyjaśnienie zasady przyrządu; nie można z niego wyciągać wniosków ilościowych, gdyż z konieczności przedmiot jest narysowany nieproporcjonalnie blisko lunety. Obraz rzeczywisty, dawany przez obiektyw, jest zawsze zmniejszony, zwiększenie tego obrazu przez okular nigdy naogół nie pokrywa tego pierwszego zmniejszenia; w rezultacie zawsze widzimy obraz zmniejszony w stosunku do samego przedmiotu; jest on prócz tego w stosunku do przedmiotu odwrócony. W mikroskopie obiektyw



Rys. 552.

w stosunku do okularu jest małych wymiarów — jest to zupełnie zrozumiałe ze względu na przeznaczenie jego i sposób użycia. W lunecie rozmiary obu części mają się odwrotnie: okular, rzecz prosta, musi być wielkością dostosowany do oka, co do obiektywu, pożądany jest wymiar jak największy, tem więcej wtedy energii świetlnej przezeń przechodzi, a co zatem idzie, obraz otrzymujemy jaśniejszy. Zależnie od tego, do jakiej obserwacji służy luneta, rozmiary jej oraz obiektywu bywają różne. Najpotężniejsze lunety używają się do spostrzeżeń astronomicznych. Rys. 553 przedstawia jeden z największych *refraktorów* astronomicznych, znajdujący się w amerykańskim obserwatorium Yerkesa. Obiektyw jego ma około 1 metra średnicy. (Nazwa refraktora pochodzi od słowa refrakcja, co oznacza po polsku załamanie — wszak obrazy tworzą się przez załamanie promieni w soczewkach).

Nie od rzeczy będzie zauważyć, że pierwsze lunety, które zastosowano do obserwacji astronomicznych, urządzone były nieco inaczej niż obecne. Wynalazcą owych lunet był pewien optyk holenderski, a niezależnie od niego Galileusz, który, posłyszawszy o tym wynalazku, doszedł sam do zbudowania lunety, noszącej potem jego imię. Lu-

neta Galileusza składa się ze szkła wypukłego, jako obiektywu, i wklęsłego, grającego rolę okularu. Rys. 554 przedstawia przebieg promieni w takiej lunecie. Soczewka  $C$  (obiektyw), wzięta pojedynczo, tworzyłaby obraz  $A'B'$  zmniejszony, rzeczywisty odległego przedmiotu  $AB$ ; soczewka wklęsła  $D$ , ustawiona na drodze zbieżnych promieni, czyni je rozbieżnymi i w ten sposób np. promienie, podążające

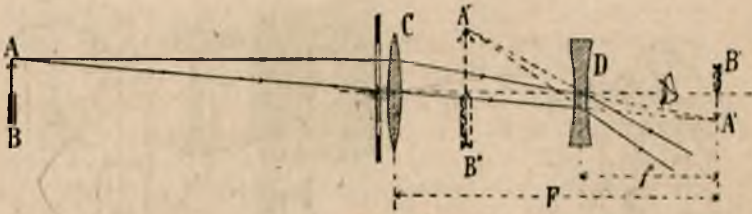


Rys. 553.

ku  $A'$ , przebiegają po przejściu przez soczewkę  $D$  tak, jakgdyby wychodziły z punktu  $A''$ ; oko zatem, umieszczone przed soczewką  $D$ , postrzega obraz  $A''B''$  przedmiotu pozorny i zwiększony w stosunku do obrazu rzeczywistego  $A'B'$ , oraz względem tego obrazu odwrócony, w stosunku zaś do samego przedmiotu prosty. I ten rysunek, podobnie jak rys. 552, niech nie wprowadza czytelnika w błąd, iż luneta daje jakgdyby obraz większy od przedmiotu — rysunek jest schematyczny



i przedmiot narysowany jest zbyt blisko. Obrazy widziane zawsze są mniejsze od przedmiotów, powiększone jedynie w stosunku do obrazów, dawanych przez obiektyw. Jeżeli mówimy o powiększeniu lunety, rozumiemy je jako stosunek kąta widzenia, pod którym widzimy ostatecznie obraz w lunecie do kąta widzenia, pod którym widzieliśmy ten sam przedmiot z tej samej odległości gołym okiem.



Rys. 554.

Powiększenie, które daje luneta Galileusza, jest nieznaczne, to też w obserwacjach astronomicznych ustąpiła ona miejsca wynalezionej później lunecie tego typu, który jest przedstawiony na rys. 552. Luneta Galileusza ma tę zaletę, że daje obrazy proste, a nie odwrócone, jak tamte; dla obserwacji ciał niebieskich odwrócenie obrazu nie ma znaczenia; gdy się jednak patrzy na przedmioty ziemskie, niewygodnie jest widzieć wszystko „do góry nogami”. Oto dlatego układ szkieł, pomyślany przez Galileusza, znajduje i dziś zastosowanie w lornetkach teatralnych — lornetka taka stanowi połączenie (dla dwu oczu) dwu lunet Galileusza.

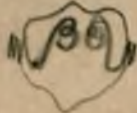
Można zbudować lunetę ziemską, t. j. przeznaczoną do obserwacji przedmiotów na ziemi i dającą obrazy proste, używając okularu tego typu, co na rys. 552; tylko w takim razie dodać trzeba w środku lunety soczewkę, któraby odwracała obraz, dawany przez obiektyw. Można np. zbudować lunetę ziemską tak, jak to przedstawia rys. 555.



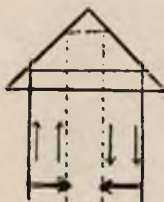
Rys. 555.

Obraz odwrócony  $A'B'$  odległego przedmiotu  $AB$ , dawany przez obiektyw  $C$ , zostaje raz jeszcze odwrócony przy pomocy soczewki  $D$  i dopiero ten drugi obraz  $A''B''$  rzeczywisty, zmniejszony i już prosty, oglądany jest przez lupę  $E$ , dzięki czemu widzi się ostatecznie obraz  $A'''B'''$ .

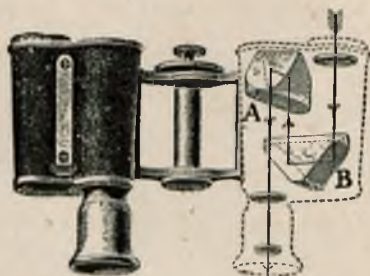
Odwrócenia, wyprostowującego obraz, można dokonać jeszcze inaczej bez pomocy soczewek, posługując się pryzmatem o całkowitem



odbiciu wewnętrznym (p. ust. 234). Rys. 556 wyjaśnia, jak promienie, idące od przedmiotu (na rys. strzałka), po odbiciu w pryzmacie przyjmują bieg odwrotny — prawy snop staje się lewym i odwrotnie. Stosując dwukrotnie takie odbicie w t. zw. lunetach pryzmatycznych, odwracamy obraz, odwrócony przez obiektyw — górę odwracamy na



Rys. 556.

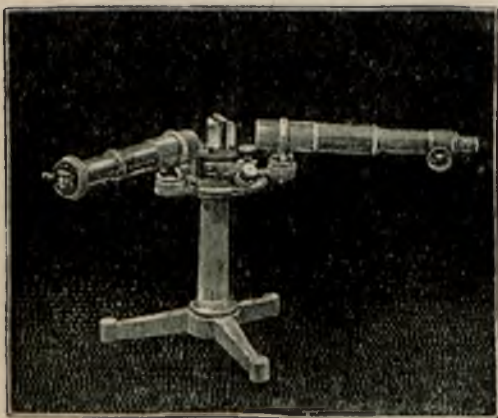


Rys. 557.

dół, prawą stronę na lewą — i otrzymujemy obraz prosty. Można połączyć dwie takie lunety w lornetkę pryzmatyczną (rys. 557). Jak widać na rysunku, bieg promieni zachodzi tu po linii łamanej; stąd unika się niewygodę, którą posiadają lunety ziemskie typu, przedstawionego na rys. 555, a mianowicie ich znacznej względnie długości.

## 248. Spektrometr.

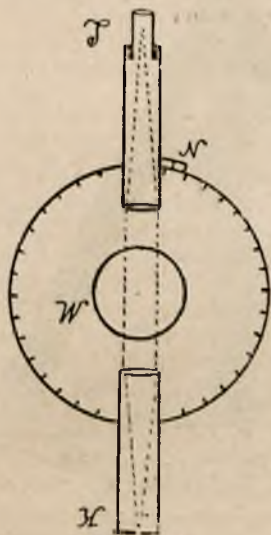
Rys. 558 przedstawia *spektrometr* najprostszej budowy. Przyrząd ten ma bardzo liczne zastosowania. Na trójnogu wspiera się słup pionowy, utrzymujący poziome koło z podziałką na stopnie, względnie jego części. W samym środku tego koła mieści się stolik, na którym



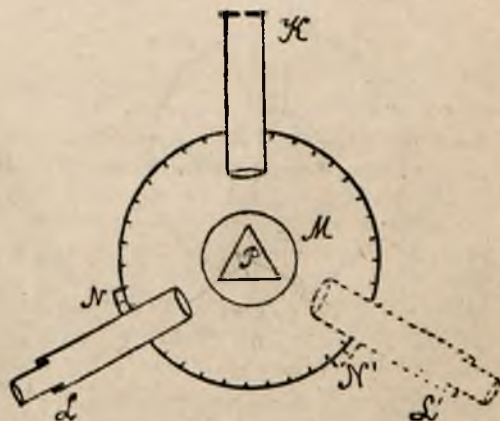
Rys. 558.

stawia się np. pryzmat. Do koła wspólnej osi koła z podziałką i stolika mogą się obracać osadzone na odpowiednich trzymadłkach t. zw. *kolimator* i *luneta*. Rys. 559 przedstawia schematycznie widziany z góry spektrometr, gdy luneta *L* ustawiona jest nawprost kolimatora *K*, na stoliku zaś *M* nic nie stoi. Kolimator jest to rura, na której jednym końcu mieści się szpara, dająca się oświetlić przez ustawione tuż za nią źródło światła (np. płomień gazowy, zabarwiony na żółto

przez wprowadzenie doń kawałka azbestu, nasyconego solą kuchenną); na drugim końcu rury znajduje się soczewka wypukła; szpara przypada od soczewki w odległości równej odległości ogniskowej, skutkiem czego snop promieni rozbieżnych, wychodzących ze szpary, staje się po wyjściu z kolimatora snopem promieni równoległych. Promienie te, wpadając do lunety, zbierane są przez obiektyw lunety w jego ognisku i dają tam obraz rzeczywisty szpary, który oglądamy przy pomocy okularu. W miejscu, gdzie się tworzy obraz szpary, przypada w lunecie krzyż z nitek pajęczych lub z cieniutkich rys, zrobionych na szkłe; luneta ustawia się tak, by widać było szparę na przecięciu nitek. Umieścimy na stoliku  $M$  pryzmat tak, jak to przedstawia rys. 560. Promienie równoległe, wychodzące z kolimatora, padają na ściany pryzmatu i ulegają odbiciu. Aby po odbiciu od jednej ściany promie-



Rys. 559.

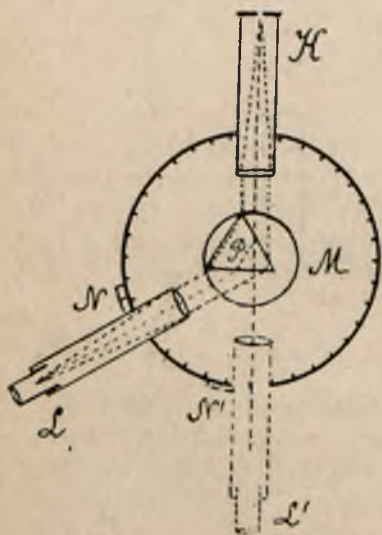


Rys. 560.

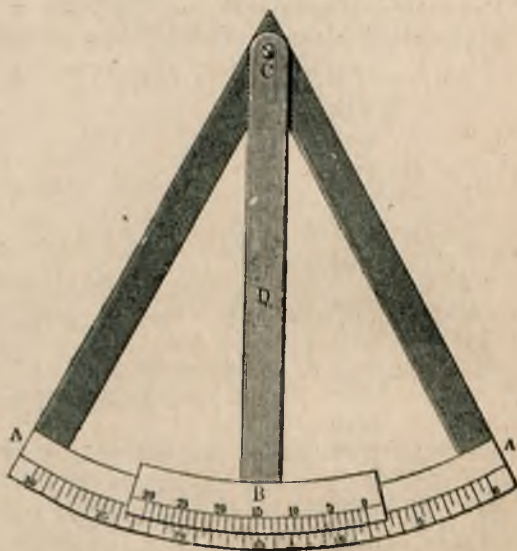
nie trafiły do lunety, należy ją ustawić w położeniu  $L$ ; na to zaś, by do lunety trafiły promienie, odbijające się od drugiej ściany, należy postawić lunetę w położeniu  $L'$ . Na kole z podziałką odczytamy kąt, który tworzą ze sobą kierunki osi lunety w obu tych położeniach  $L$  i  $L'$ . Kąt ten, jak łatwo dowieść, co pozostawiamy czytelnikowi, równa się podwójnej wartości kąta pryzmatu, utworzonego przez te dwie ściany, od których się promienie odbijają. Samo przez się rozumie się, że w tej obserwacji kolimator i stolik z pryzmatem pozostają nieruchome, podczas gdy luneta ustawia się najpierw w jednym, potem w drugim położeniu. W ten sposób spektrometr służy do wyznaczania kąta łamiącego pryzmatu.

Postawmy teraz pryzmat na stoliku  $M$  tak, by promienie ulegały załamaniu w pryzmacie, jak o tem była mowa w ust. 236 (por. rys. 505); względne położenie kolimatora, pryzmatu i lunety przedstawia

rys. 561. Obracając stolik z pryzmatem, a jednocześnie zmieniając położenie lunety, tak wszakże, by widzieć cały czas szparę na przecięciu nitek krzyża, osiągniemy wreszcie takie położenie pryzmatu, przy którym odchylenie promieni przez pryzmat w stosunku do kierunku, w którym bieżą z kolimatora, będzie najmniejsze. Kąt, który tworzą ze sobą kierunki osi lunety w tem położeniu  $L$ , gdy się osiąga najmniejsze odchylenie, i położeniu  $L'$ , gdy w nieobecności pryzmatu na stoliku oglądamy szparę na temże przecięciu krzyża, stanowi właśnie kąt  $\varepsilon_{\min}$ . ze wzoru (9) na str. 131.



Rys. 561.



Rys. 562.

W ten sposób spektrometr służy do mierzenia współczynników załamania. Przy powyższych czynnościach należy odczytywać położenie lunety na skali kołowej. W najprostszy sposób można to zrobić, zapatrując ruchome trzymadło, unoszące lunetę, w kreskę, która się przy ruchach lunety przeszuwa obok podziałek skali. Dokładniej da się rzecz zrobić, jeżeli zamiast takiej pojedynczej kreski mieć będziemy nonjusz kołowy. Rysunek 562 przedstawia model podziałki kołowej wraz z przylegającym do niej nonjuszem. Pamiętając zasadę nonjusza linjowego (Tom I, ust. 3, rys. 3), czytelnik powinien z łatwością się zorientować w odczytywaniu nonjusza kołowego. Na modelu podziałka koła  $= \frac{1}{2}^{\circ} = 30'$ , przyczem 29 podziałek koła równa się 30 podziałkom nonjusza, czyli nonjusz pozwala odczytywać minuty.

## Cwiczenia i zadania.

358. Latarnia projekcyjna posiada obiektyw o odległości ogniskowej  $f=20$  cm. Jeżeli przy pomocy tej latarni rzucamy obrazy (diapozytywy) na ekran, odległy o 6 m. od obiektywu latarni, jakie się otrzymuje powiększenie? Jak zmienić należy odległość od diapozytywu do obiektywu, by móc przy pomocy tejże latarni rzucić obraz na ekran, odległy od obiektywu o 14 m.? Jakże się wtedy otrzyma powiększenie? Jaka winna być odległość ogniskowa obiektywu, by przy 14 m. odległości od ekranu dało się otrzymać takie samo powiększenie, jak przy pomocy obiektywu o odległości ogniskowej  $f = 20$  cm. na ekranie odległym o 6 m.?

359. Obiektyw aparatu fotograficznego ma odległość ogniskową  $f = 15$  cm. i daje obraz dostatecznie ostry, jeżeli obraz punktu na kliszy podczas naświetlania nie ulega większemu przesunięciu, niż 0,1 mm. Jaki winien być czas ekspozycji, jeżeli sфотографować chcemy przedmiot, odległy o 10 m. od obiektywu i poruszający się w kierunku prostopadłym do osi obiektywu z prędkością  $= 1 \frac{\text{m}}{\text{sek.}}$ ? Jaki winien być czas ekspozycji, jeżeli przy pomocy tego aparatu sфотографować chcemy przedmiot odległy o 100 m. z okna pociągu, poruszającego się w kierunku prostopadłym do osi obiektywu z prędkością  $72 \frac{\text{km}}{\text{godz.}}$ ?

360. Jaka jest odległość punktu dalekiego dla oka krótkowzrocznego, jeżeli oko takie, uzbrojone w soczewkę rozpraszającą o 6 dioptrjach, widzi dobrze najodleglejsze przedmioty?

361. Dalekowidz widzi wyraźnie przedmioty, znajdujące się co najmniej w odległości 50 cm. od oka. Jaka winna być dioptria szkieł, używanych przez takiego dalekowidza, by mógł czytać druk z odległości 20 cm. od oka?

362. Krótkowidz jest w stanie przeczytać druk, mieszczący się w odległości 15 cm. od oka. Jakich szkieł winien on użyć, by móc czytać, trzymając ten druk w odległości 25 cm. od oka?

363. Człowiek, który widzi dokładnie z odległości 20 cm., stwierdza, że dana soczewka wypukła, trzymana tuż przy samym oku, daje mu sześciokrotne powiększenie linjowe oglądanych drobnych przedmiotów. Jaka jest odległość ogniskowa tej soczewki?

364. Dalekowidz, posługując się soczewkami wypukłymi o dioptrji  $= 2,5$ , może czytać wygodnie druk, trzymany nie bliżej niż o 30 cm. od oka. Jaka jest odległość punktu bliskiego dla oczu tego człowieka?

365. Punkt daleki danego oka krótkowzrocznego przypada w odległości 55 cm. od oka. Jaka soczewka pozwoli temu oku wyraźnie widzieć najodleglejsze przedmioty, jeżeli soczewka ta mieści się w odległości 0,5 cm. od oka? Jaka soczewka, trzymana w odległości 0,5 cm. od oka, którego punkt bliski leży w odległości 55 cm., pozwoli temu oku widzieć dobrze druk z odległości 25 cm. od oka?

366. Soczewka z jednej strony płaska, z drugiej wypukła, redukuje wyraźne widzenie z odległości 50 cm. na wyraźne widzenie z odległości 25 cm. Jaki jest promień krzywizny wypukłej strony tej soczewki, jeżeli współczynnik załamania szkła soczewki  $n = 1,5$ ?

367. Soczewka, której współczynnik załamania jest  $n = 1,5$  jest z jednej strony wklęsła, z drugiej wypukła; promień krzywizny strony wklęsłej wynosi 20 cm., strony wypukłej 15 cm. Jaka jest odległość ogniskowa oraz dioptria tej soczewki? Czy nadaje się ona na okulary dla krótkowidza czy dalekowidza?

368. Obiektyw najprostszego mikroskopu (rys. 551) ma odległość ogniskową  $f_1 = 0,6$  cm.; odległość ogniskowa okularu wynosi  $f_2 = 2,4$  cm.; przedmiot oglądany mieści się w odległości 0,61 cm. od optycznego środka obiektywu. Dać odpowiedź na następujące pytania: 1) w jakiej odległości od obiektywu tworzy się da-

wany przezeń obraz rzeczywisty przedmiotu? 2) Jakie jest powiększenie linjowe obiektywu? 3) W jakiej odległości od okularu winien przypadać ten obraz rzeczywisty, by tworzący się tu obraz pozorny leżał w odległości wyraźnego widzenia, przyjętej za  $= 25$  cm.? 4) Jakie jest powiększenie linjowe okularu? 5) Jakie jest całkowite powiększenie linjowe mikroskopu? 6) Jaka jest długość mikroskopu?

369. Odległość między obiektywem a okulem najprostszego mikroskopu (rys. 551) wynosi  $180$  mm., odległość ogniskowa obiektywu jest  $f_1 = 0,5$  cm. Jaka winna być odległość ogniskowa  $f_2$  okularu, by dla odległości wyraźnego widzenia, przyjętej za  $= 25$  cm., dawał powiększenie 500-krotne?

370. Odległość ogniskowa obiektywu refraktora najprostszej konstrukcji wynosi  $f_1 = 240$  cm., odległość ogniskowa okularu jest  $f_2 = 1,6$  cm. Jaka winna być odległość między okulem a obiektywem, by dalekovidz, dla którego odległość wyraźnego widzenia jest  $35$  cm., mógł przez ten refraktor obserwować gwiazdy? Jaka winna być ta odległość dla krótkowidza, dla którego odległość wyraźnego widzenia jest  $12$  cm. Jakie jest powiększenie linjowe danego refraktora?

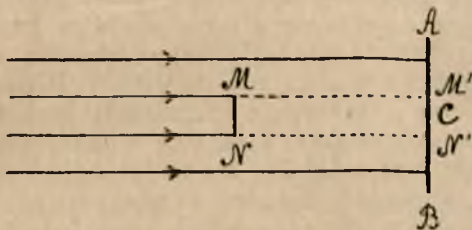
371. Gdy spoglądamy przez lornetkę teatralną, odwróciwszy ją do oczu obiektywami, widzimy przedmioty, jakgdyby były bardzo od nas odległe. Wytłumaczyć to zjawisko.

## ROZDZIAŁ V.

### INTERFERENCJA I UGINANIE SIĘ PROMIENIOWANIA.

#### 249. Doświadczenia T. Younga \*).

W ust. 226 podaliśmy opis zjawiska uginania się światła. Odwołując się do takiegoż zjawiska z dziedziny głosu (ust. 207), oraz wogóle ruchu falowego (ust. 200), uzasadnialiśmy pogląd, iż rozchodzenie się energii promienistej można rozważać jako rozchodzenie się jakiegoś swoistego ruchu falowego. Zapoznając się dalej ze zjawiskami odbicia i załamania promieniowania, widzieliśmy, iż dają się one dobrze wytłumaczyć przy pomocy tej teorii falowej. Wszakże, stojąc na stanowisku tej teorii, należy oczekiwać, że i inne szczegóły, cechujące ruch



Rys. 563.



Rys. 564.

falowy, winne być dostrzeżone w dziedzinie promieniowania. Tak np. oczekiwać należy zjawiska interferencji w przypadku, gdy będą się fale spotykały, podobnie, jak się to dzieje na powierzchni wody, gdy się spotykają ze sobą układy fal, lub w powietrzu przy krzyżowaniu się fal głosowych. Badacz angielski Tomasz Young pierwszy wykonał doświadczenia, świetnie potwierdzające takie przewidywania. Przypuścmy, że wiązka jednorodnych promieni równoległych podąża ku białej tablicy  $AB$ , napotykając na swej drodze wążutką zasłonę  $MN$  (np. igłę). Na rys. 563, wyobrażającym układ doświadczenia w przekroju, prostopadłym do długości zasłony, zasłona ta przedstawiona jest umyślnie w znacznym powiększeniu (por. doświadczenie, wyobrażone na rys. 455). Gdyby światło rozchodziło się dokładnie prostoli-

\* ) Czyt. Junga.

njowo, wówczas na tablicy  $AB$  zarysowałyby się ostry cień  $M'N'$  tej zastony. Wszakże na miejscu cienia dostrzegamy przy pomocy lupy szereg jasnych i ciemnych prążków (rys. 564), równoległych do krawędzi zastony, i właśnie w samym środku tej okolicy ( $C$  na rys. 563) przypada smuga jasna. Dowodzi to, że światło ugina się u krawędzi zastony i przedostaje się w obręb oczekiwanego cienia — upoważnia to nas właśnie do twierdzenia, iż dzieje się tak, jakgdyby rozchodzenie się światła polegało na rozchodzeniu się jakichś fal, które uginają się u krawędzi napotkanej na drodze przeszkody.

Stając na takim stanowisku, musimy jednocześnie założyć, że w źródłach promieniowania zachodzą jakieś drgania, dające początek tym falom, i że drgania te posiadają określoną częstość, fale zaś określoną długość. Co do samej istoty tych drgań oraz fal, nic nas nie upoważnia narazie do czynienia takich czy innych przypuszczeń. Wystarczy oto poprostu założyć ogólnie, iż w źródle promieniowania zachodzą z określoną częstością pewne zmiany perjodyczne, czemu towarzyszą również perjodyczne zmiany w przestrzeni, otaczającej to źródło, z tem większem w poszczególnych miejscach opóźnieniem, im dalej od źródła te miejsca przypadają. Dla uzmysłwienia sobie tego procesu możemy odwołać się do obrazu rozchodzenia się fal po powierzchni wody i wyobrażać sobie przebieganie przez dowolny punkt przestrzeni, gdzie się rozchodzi promieniowanie, szeregu kolejno po sobie następujących *gó* i *dolin*. Jednakowoż nie trzeba obrazu tego brać dosłownie, jakgdyby tu naprawdę zachodziły jakieś drgania mechaniczne w rodzaju tamtych na wodzie. Cóżby miała w tym razie oznaczać *długość* fali, t. j. odległość między kolejno po sobie przypadającymi w określonym kierunku górami lub dolinami? Tylko to, iż w punktach, odległych od siebie o tę długość fali, zmiany perjodyczne, na których przenoszeniu się polega fala, zachodzą zupełnie zgodnie, z tą różnicą, iż w punkcie, bliższym źródła, zmiana ta odbywa się po raz — dajmy na to —  $n$ -ty, w punkcie dalszym zaś po raz  $(n-1)$ -szy. Pojęcie zatem długości fali może być tu zupełnie określone i mamy wszelkie prawo szukać w doświadczeniu odpowiedzi na pytanie, z jakimi też długościami fal mamy tu do czynienia.

Podobnież ma zupełnie określone znaczenie pytanie o częstości drgań w źródle, wysyłającym te fale. Czemkolwiek są te drgania, między częstością ich  $n$  a długością  $\lambda$  tworzącej się fali oraz prędkością  $v$  jej rozchodzenia się, istnieć musi zasadnicza zależność (por. ust. 192).

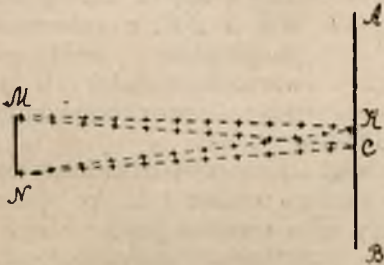
$$v = n \cdot \lambda \dots \dots \dots (1)$$

Otóż doświadczenie, naszkicowane na rys. 563, prowadzi nas do rozstrzygnięcia pytania o długości fali energii promienistej. Rozpatrzmy rzecz szczegółowiej. W przypadku tym posuwa się ku zastonie snop promieni równoległych, a więc szereg fal płaskich. Powoduje to u krawędzi zastony w  $M$  i  $N$  „drgania” (w tem znaczeniu ogólnem, jak wyjaśniliśmy przed chwilą), zgodne w fazach; posługując się wygodnym obrazem ruchu falowego na wodzie, powiemy, iż w  $M$  i  $N$  jednocześnie tworzą się „góry” i „doliny”, dające w myśl zasady

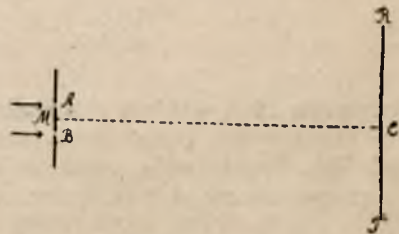


Huygensa początek dalej poza zasłoną rozchodzącym się i interferującym falom. Zarówno od  $M$  jak od  $N$  podążają te fale między innymi ku  $C$ , zaznaczającemu w przekroju miejsce na tablicy, symetrycznie położone względem krawędzi  $M$  i  $N$  zasłony. Ponieważ drogi  $MC$  jak  $NC$  są równe, na drogach tych mieszczą się równe liczby fal, skutkiem czego biegnące w obu tych kierunkach fale wywołują w  $C$  drgania w zgodnych fazach, a więc potęgujące się. Uzmysławia to rys. 565, gdzie krzyżykami i kreskami zaznaczone są owe przerośnie wzięte „góry” i „doliny” — odległość zatem od krzyżyka do następnego krzyżyka wyobraża tu długość fali, również odległość od kreski do następnej kreski. Podobnie na powierzchni wody w tym miejscu, gdzie dobiegają jednocześnie wzniesienia, względnie zagłębienia, podążających z dwu stron fal, tworzą się większe wzniesienia, wzgl. zagłębienia. Oto, w jaki sposób tworzy się w  $C$  jasna smuga.

Rozpatrzmy teraz inne miejsce  $K$  tablicy, nie położone tak jak  $C$  symetrycznie względem krawędzi zasłony. Odległości od  $M$  i  $N$  do  $K$



Rys. 565.

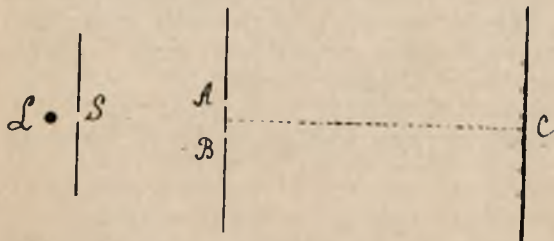


Rys. 566.

nie są równe, przeto na drogach  $MK$  i  $NK$  mieści się już niejednakowa liczba fal. Jeżeli liczba ta się różni o jedną falę, dwie fale i wogóle o parzystą liczbę półfal  $\left(2n \cdot \frac{\lambda}{2}\right)$ , to oczywiście fale te spotykają się w  $K$  swymi fazami zgodnymi („góra” z „góram”, względnie „dolina” z „doliną”), co powoduje potęgowanie się działań, przynoszonych przez oba układy fal i tworzenie się w  $K$  również smugi jasnej. Jeżeli jednak różnica dróg  $MK$  i  $NK$  wynosi pół fali, półtora fali i wogóle nieparzystą liczbę półfal  $\left((2n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}\right)$ , a ten właśnie przypadek zaznaczony jest na rys. 565, wówczas w  $K$  schodzą się fale swymi fazami przeciwnymi („góra” z „doliną”), czego wynikiem jest zniszczenie się działań obu fal i powstanie w tym miejscu prążka ciemnego.

Posuwając się od  $C$  w stronę krawędzi  $A$  zarówno jak krawędzi  $B$  tablicy, przechodzimy kolejno przez miejsca, dla których różnice odpowiednich dróg, przebywanych przez fale świetlne, ugięte u krawędzi zasłony  $MN$ , rosną, poczynając od zera i osiągając stopniowo wartości  $\frac{1}{2}\lambda$ ,  $2 \cdot \frac{1}{2}\lambda$ ,  $3 \cdot \frac{1}{2}\lambda$ , i t. d. W myśl wyjaśnienia powyższego w miej-

scach, którym odpowiadają parzyste liczby półfal, przypadają jasne smugi, w miejscach zaś pośrednich, którym odpowiadają nieparzyste liczby półfal — prążki ciemne. W ten sposób tłumaczy się powstanie układu prążków interferencyjnych, przedstawionego na rys. 564. O ile do doświadczenia użyte jest światło ściśle jednorodne, np. żółte lub czerwone, dla którego możemy podać ściśle określoną wartość na współczynnik załamania w tej czy innej substancji, wówczas prążki interferencyjne zarysowują się bardzo wyraźnie. Pozwala to nam wnosić, że owa jednorodność polega na tem, iż danemu rodzajowi promieniowania odpowiada ściśle określona długość fali. Gdybyśmy zdołali

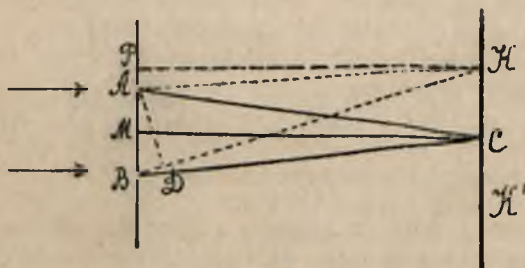


Rys. 567.

zmierzyć odległości  $MK$  i  $NK$ , wówczas, notując sobie, który to z rzędu prążek przypada w  $K$  względem środkowej jasnej smugi  $C$ , a wnosząc z tego, o ile półfal różnią się te odległości  $MK$  i  $NK$ , z łatwością moglibyśmy obliczyć wartość długości fali danego promieniowania.

Pomiarów tych właśnie dokonał T. Young.

Uczony ten podał inną jeszcze metodę, którą przedstawiamy na rys. 566. W zasłonie zrobione są dwie bardzo wąskie i blisko siebie położone szpary  $A$  i  $B$ , które oświetlamy albo snopem jednorodnych



Rys. 568.

promieni równoległych, skierowanych prostopadle do zasłony, jak to właśnie przedstawione jest na rysunku, albo rzucając na nie snop rozbieżnego światła jednorodnego, idący ze szpary  $S$ , symetrycznie położonej względem szpar  $A$  i  $B$ , oświetlanej odpowiedniemi źródłami światła  $L$  (rys. 567). Przez takie o-

świetlenie szpar  $A$  i  $B$  osiągamy to, że mamy w nich w każdym momencie zgodne fazy drgań świetlnych. Fale świetlne rozchodzą się dalej ze szpar  $A$  i  $B$ , podążając ku tablicy, interferując i dając na tablicy układ prążków, równoległych względem szpar  $A$  i  $B$  i symetrycznie rozmieszczonych względem jasnej smugi centralnej  $C$ . Tworzenie się tych prążków zachodzi tak samo, jak w przypadku, przed chwilą przez nas rozpatrzonym: w  $C$  (rys. 568) mamy jasny prążek, gdyż  $AC=BC$ ; w  $K$  tworzy się jasny lub ciemny prążek w zależności od tego, czy różnica odległości  $BK$  i  $AK$  wynosi parzystą czy nieparzystą liczbę półfal.

Rys. 568 tłumaczy, w jaki sposób z danych doświadczenia znaleźć można długość fali użytego do doświadczenia światła jednorodnego (na rysunku tym odległość między szparami  $A$  i  $B$ , jako też prążka  $K$  od środkowej smugi  $C$  są przesadnie wielkie w stosunku do odległości zasłony od tablicy — zrobione to jest w celu dogodniejszego wyjaśnienia zachodzących tu zależności liczbowych). Przypuśćmy, że  $K$  jest  $n$ -tym z rzędu prążkiem ciemnym, licząc od środkowego prążka jasnego  $C$ ; odległość  $CK = d$  wymierzyć można bezpośrednio, lub też biorąc połowę odległości między  $n$ -tym prążkiem ciemnym ( $K$ ) z jednej strony jasnej smugi centralnej a  $n$ -tym prążkiem ciemnym ( $K'$ ) ze strony drugiej. Za różnicę odległości  $BK$  i  $AK$  przyjąć można z dostatecznym przybliżeniem odcinek  $BD$ , prowadząc z  $A$  prostopadłą  $AD$  do  $BK$ . Odległość  $a$  między szparami  $A$  i  $B$  jako też odległość  $l$  od zasłony do tablicy również można zmierzyć. Poprowadźmy  $PK \perp MP$ . Trójkąty  $ADB$  i  $PKB$  są podobne, a zatem

$$\frac{BD}{AB} = \frac{PB}{BK},$$

skąd

$$BD = n \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{AB \cdot PB}{BK} \dots \dots \dots (2)$$

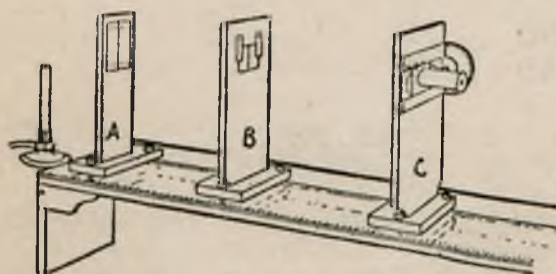
Lecz  $AB = a$ ,  $PB = PM + MB = KC + MB = d + \frac{a}{2}$ ,  $BK$  zaś znajdziemy, mając  $PK = l$  oraz  $PB = d + \frac{a}{2}$  (zresztą wobec znacznej długości  $PK$  w stosunku do innych długości, które mamy w tej zależności, można przyjąć z dostatecznym przybliżeniem, że  $BK = l$ ). Wszystkie zatem wielkości w równaniu (2) są znane z wyjątkiem  $\lambda$ , które można tą drogą znaleźć.

Rys. 569 pokazuje proste urządzenie na ławie optycznej, pozwalające dokonać opisanego pomiaru. Na podstawie  $A$  mieści się szpara, oświetlona np. przy pomocy płomienia gazowego, zabarwionego na żółto przez wprowadzenie doń kawałka azbestu, nasyconego roztworem soli kuchennej. Na podstawie  $B$  przytwierdzić możemy igłę cienką albo zasłonę z dwiema, blisko siebie położonymi szparami. Wreszcie na podstawie  $C$  — lupę, przy której pomocy obserwujemy prążki interferencyjne. Lupa daje się przesuwac w kierunku poziomym przy pomocy śruby mikrometrycznej, zaopatrzonej w główkę z podziałką (podobnie jak w mikrometrze lub sferometrze). Lupę z mieszczącą się w jej oprawie nitką pionową przesuwamy, nastawiając nitkę na ten czy inny prążek i odczytując na śrubie mikrometrycznej dokonane przy tem przesunięcie.

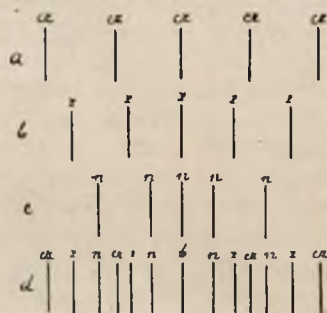
Oświetlmy szparę, która służy w doświadczeniach według schematu z rys. 567 za źródło światła, lampą, dającą światło białe, i umieśćmy między lampą a szparą szkło ciemno-czerwone, by dojrzec przez lupę układ prążków czerwonych, przedzielonych ciemnymi. Zmierzywszy odległość między nimi, przekonamy się, że leżą one

dalej od siebie, niż poprzednio leżały żółte prążki, dawane przez światło sodu. Ustawmy następnie na miejscu szkła czerwonego odpowiednio dobrane szkło niebieskie, by widzieć prążki niebieskie, poprzedzielane ciemnymi. Okazuje się, że te przypadają w mniejszych odległościach od siebie, niż żółte. Wyniki tych obserwacji przedstawić można schematycznie przy pomocy rys. 570, gdzie szereg *a* przedstawia układ prążków czerwonych, *b* — żółtych, *c* — niebieskich. Wszystkie te układy rozmieszczają się symetrycznie względem prążka centralnego. Wnosimy z tego, że długości fal świetlnych są tu różne, a z pomiarów znajdujemy, że długość fal światła czerwonego wynosi ok.  $0,7 \mu$ , żółtego ok.  $0,6 \mu$ , niebieskiego ok.  $0,4 \mu$ .

Używając natomiast w tem doświadczeniu światła białego, stwierdzamy, że symetrycznie względem centralnej białej smugi układają



Rys. 569.



Rys. 570.

się z jednej i drugiej strony szeregi widm coraz dłuższych i zwróconych fioletowymi końcami ku białemu środkowemu prążkowi. Zjawisko to tłumaczymy sobie podobnie, jak tworzenie się widm przy załamaniu w pryzmacie. Oto z chaosu fal, wysyłanych przez źródło światła białego i uginających się po przejściu przez dwie blisko siebie położone szpary, interferują ze sobą i tworzą w odpowiednich miejscach ciemne i jasne prążki fale określonej długości. W to bezładne zjawisko, jakim jest światło białe, wprowadza się przez to pewien ład — wyodrębniają się z chaosu poszczególne rodzaje promieniowania jednorodnego. W miejscach, symetrycznie położonych względem obu szpar, wszystkie te układy fal różnej długości tworzą białą smugę, będącą syntezą wszystkich barw widma. Z jednej i drugiej strony względem tego prążka centralnego przypadają już barwne prążki, ale niepokrywające się nawzajem, jak to objaśnia rys. 570, *d*. Tak tworzą się owe widma, we wskazany sposób zwrócone i tem dłuższe, im dalej przypadają względem prążka środkowego.

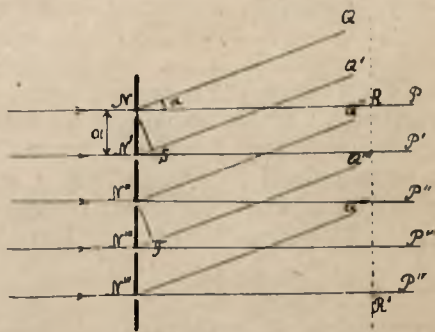
Na zakończenie jedna uwaga. Podkreśliliśmy już wyżej, że, używając jako źródeł promieniowania dwu oświetlonych szpar, doprowadzamy do nich światło z jednego źródła (szpary *S* na rys. 567) i w ten sposób przy dokładnie równej odległości *A* i *B* od *S* osiągamy w *A* i *B* dokładną zgodność faz; przy zupełnie równych odległo-

ściach  $SA$  i  $SB$  mielibyśmy pewną różnicę faz w  $A$  i  $B$ , różnica ta jednak byłaby stała, co wpłynęłoby jedynie na inne rozmieszczenie prążków, ale nie zmieniłoby istoty doświadczenia. Gdy jednak spróbujemy oświetlić każdą ze szpar  $A$  i  $B$  przy pomocy innego źródła, żadnych prążków nie otrzymamy. Fakt ten wskazuje na to, że wysyłanie promieniowania przez źródło nie odbywa się jednolitym ciągiem, ale w sposób przerywany, dzięki czemu niema możliwości otrzymania stałej różnicy faz (w szczególności równej zeru) w dwu oddzielnych źródłach promieniowania.

## 250. Siatka dyfrakcyjna.

Jeżeli na płytce szklanej uczynimy przy pomocy ostrza szereg równoległych prostolinjowych rys w równych odległościach, pozostałe między rysami przezroczyste części płytki będą tworzyły dla przepuszczanego przez taką płytkę światła układ wąskich szparek, przez które światło się będzie przedostawało. Otrzymamy w ten sposób *siatkę dyfrakcyjną*, zwaną tak na skutek zachodzącego w niej uginania się energii promienistej, nazywanego inaczej dyfrakcją. W poszczególnych siatkach nacięcia te przypadają w większych i mniejszych odległościach, poczynając od kilkudziesięciu na jednym milimetrze, a kończąc na blisko 2000.

Przypuśćmy, iż na siatkę taką (rys. 571), gdzie szparki, przedstawione w znacznym powiększeniu, przypadają jedna od drugiej w odległości  $= a$ , pada prostopadle do jej powierzchni snop jedno-rodnych promieni równoległych, innymi słowy fale płaskie energii promienistej, dochodzące jednocześnie do wszystkich szparek siatki i powodujące w nich zgodne w fazach drgania. Po przejściu przez szparki promieniowanie podążać będzie zarówno w tym samym kierunku ( $NP$ ), jak — skutkiem uginania się — we wszelkich innych kierunkach. Aby nie czynić rysunku zbyt



Rys. 571.

złożonym, wykreśliliśmy jeden snop promieni równoległych ugiętych, podążających w kierunku  $NQ$  i tworzących z kierunkiem  $NP$  kąt  $\alpha$ .

Gdyby uginania się nie było, mielibyśmy po przejściu promieniowania przez siatkę tylko snop promieni równoległych do  $NP$ . W pomysłanej gdziekolwiek prostopadłej do  $NP$  płaszczyźnie  $RR'$  mielibyśmy w każdej chwili drgania w zgodnych fazach. Umieszczona wówczas na drodze tych promieni soczewka zbierająca skupiłaby w ognisku swoim wszystkie te promienie, dając na tablicy, ustawionej od niej w tej odległości ogniskowej, jasną smugę, równoległą do szpar

w siatce, — jasną dlatego, że spotkałyby się tam drgania w zgodnych fazach. Skoro jednak oprócz tego snopa jest cały szereg snopów ugiętych, przeto i te będą się skupiały przez soczewkę na tablicy; jednak nie we wszystkich kierunkach będą podążały snopy, których zebranie przez soczewkę da w wyniku również jasną smugę; będzie to zależało od tego, czy się będą schodziły ze sobą drgania poszczególne w zgodnych, czy przeciwnych fazach. Ostatecznie ujrzymy na tablicy symetrycznie z obu stron smugi jasnej środkowej, jak w doświadczeniu, opisanem w ust. 249, szereg smug jasnych, przypadających w większych od siebie odległościach w przypadku, gdy użyte jest w doświadczeniu światło czerwone, mniejszych, gdy mamy do czynienia z jednolodnym światłem żółtem, jeszcze mniejszych w świetle niebieskiem.

Dla wytłumaczenia sobie tego oraz dla zdania sprawy, czy w obranym np. kierunku  $NQ$  otrzymamy na tablicy jasną smugę, czy też wynikiem interferencji będzie tu ciemne miejsce na tablicy, spróbujmy rozważyć w sposób następujący. Co się stanie w wyniku skupienia przez soczewkę dwu skrajnych promieni  $NQ$  i  $N'Q'$ , wychodzących z 1-ej i 2-ej szpary? Poprowadźmy  $NS \perp$  do  $NQ$ . Gdyby w  $N$  i  $S$  zachodziły drgania w zgodnych fazach, przenosząc się dalej wzdłuż  $NQ$  i  $SQ'$ , wówczas spotkanie tych promieni, uskutecznione przy pomocy soczewki, byłoby spotkaniem się drgań również w fazach zgodnych, a więc wynikiem interferencji stałoby się wzmożone drganie. Ponieważ we wszystkich szparach, a więc w  $N$  i  $N'$  zachodzą drgania w fazach zgodnych, zgodność drgań w  $N$  i  $S$  może zajść tylko wówczas, gdy  $NS = \lambda$ , albo  $2\lambda$  i t. d. wogóle parzystej liczbie półfal danego rodzaju światła. To, co się mówi o promieniach  $NQ$  i  $N'Q'$ , da się oczywiście powiedzieć o każdej parze promieni, przedzierających się przez pierwszą i drugą szparę w kierunku tym samym i jednakowo położonych względem krawędzi szpar. To samo da się również powiedzieć o promieniach  $N''Q''$  i  $N'''Q'''$  i innych odpowiednich parach promieni, przedzierających się przez trzecią i czwartą szparę w tym samym kierunku ( $N'''T = NS$ ) i t. d. Jasne więc jest, że warunek  $NS = \lambda$ , albo  $2\lambda$ , lub wogóle  $2n \cdot \frac{\lambda}{2}$ , gdzie  $n$  jest dowolną liczbą całkowitą, jest warunkiem, iż w kierunku, tworzącym kąt  $\alpha$  z kierunkiem padających na siatkę promieni, otrzyma się na tablicy prążek jasny, tam bowiem będą się schodziły drgania w zgodnych fazach i będą się nawzajem wzmacniały.

Wręcz co innego będzie, gdy  $NS = \frac{\lambda}{2}$ , albo  $3 \cdot \frac{\lambda}{2}$ , albo wogóle  $= (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$ , t. j. nieparzystej liczbie półfal. Wówczas w  $N$  i  $S$  będziemy mieli drgania w fazach wręcz przeciwnych, podobnie w  $N''$  i  $T$  i t. d., a więc skupione przez soczewkę także pary promieni jak poprzednio będą dawały w wyniku interferencji znoszenie się drgań, czyli w zaznaczonym kierunku na tablicy otrzymamy miejsce ciemne.

Warunki te możemy wyrazić inaczej, zważywszy, że  $\angle N'NS = \alpha$ , oraz  $N'S = NN' \sin \alpha = a \sin \alpha$ , a mianowicie w pierwszym przypadku

$$a \cdot \sin \alpha = 2n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \dots \quad (1)$$

w drugim

$$a \cdot \sin \alpha = (2n + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \dots \quad (2)$$

Im większa jest długość fali światła, użytego do doświadczenia, tem większy, jak widać ze wzoru (1), kąt  $\alpha$  winien odpowiadać pierwszemu, drugiemu i t. d. jasnemu prążkowi na tablicy, tem dalej zatem te jasne prążki będą rozstawione. Im mniejsze jest  $a$  (odległość między szparami), tem odpowiednio dla danej wartości  $\lambda$  musi być większy kąt  $\alpha$ , t. j. tem dalej od siebie przypadają prążki na tablicy.

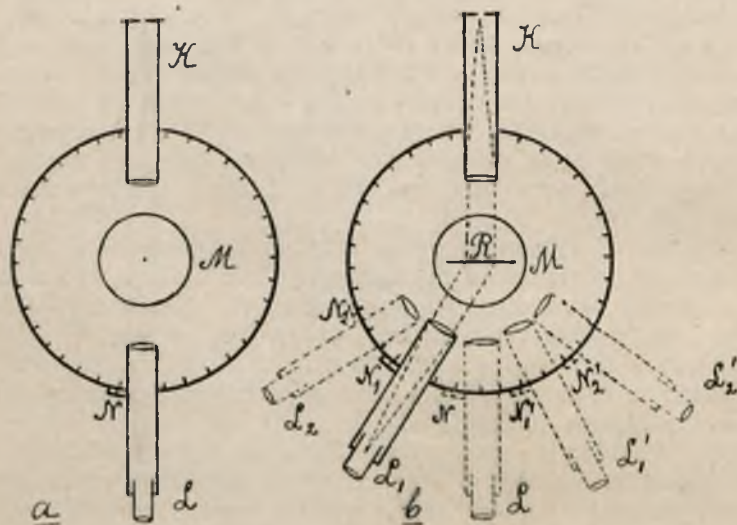
W przypadku światła białego rzecz się będzie działa tak, jak to przedstawiliśmy na rys. 570. Wówczas w kierunku tym, w którym biegą promienie ku siatce, otrzymamy na tablicy białą smugę, symetrycznie zaś z jednej i z drugiej strony mieć będziemy szereg widm; pierwsze widma, najbliżej smugi środkowej położone, nazywamy widmami pierwszego rzędu, następne — widmami drugiego rzędu i t. d.; im wyższego rzędu są widma, tem one są dłuższe, jak to widoczne jest odrazu z rys. 570.

W widmie, otrzymanem przez załamaniem promieni w pryzmacie, najbardziej odchyłonymi od początkowego kierunku są promienie fioletowe, najmniej czerwone. Tu, jak widzimy, odwrotnie — najmniej odchyłone są fioletowe, najbardziej czerwone; co więcej, odchylenie poszczególnych promieni wzrasta tu wraz z długością odpowiadającej im fali. Stąd nazywamy widmo, otrzymywane przy pomocy siatki dyfrakcyjnej, *widmem normalnem*.

Widmo dyfrakcyjne pokazać możemy na tablicy większej liczbie osób w sposób następujący. W zaciemnionym pokoju rzucamy na tablicę przy pomocy soczewki obraz wąskiej szpary, mocno oświetlonej przy pomocy lampy (najlepiej elektrycznej). Gdy tuż za soczewką ustawimy siatkę dyfrakcyjną, zrobioną na szkle, promienie się ugną i na tablicy ujrzymy z jednej i drugiej strony białego obrazu szpary, który pozostaje w tem samym miejscu, gdzie był, gdy siatka nie była ustawiona, widma pierwszego, drugiego i wyższych rzędów.

Oprócz siatek dyfrakcyjnych przezroczystych, zrobionych na szkle, sporządzane są też siatki na metalu; tak samo prowadzi się ostrzem na płaskiej lub wklęsłej powierzchni zwierciadlanej szereg blisko siebie położonych rys. Wąziutkie paski polerowane, leżące między matowemi rysami, odgrywają tu rolę szparek; tu tylko promieniowanie się odbija i przytem ulega ugięciu. Siatki dyfrakcyjne na zwierciadłach wklęsłych czynią zbytecznemi soczewki, które służyć mają do otrzymania obrazu szpary, będącej źródłem promieniowania. Szczególną sławę w sporządzaniu metalowych siatek dyfrakcyjnych zdobył fizyk amerykański Rowland.

Używając spektrometru i siatki dyfrakcyjnej, możemy bardzo dokładnie wymierzyć długości fal świetlnych. Oświetlmy np. szparę kolimatora  $K$  (rys. 572,  $a$ ) światłem jednorodnym, np. płomieniem gazowym, zabarwionym na żółto sodem (jak wyżej), i ustawmy lunetę naprost kolimatora tak, by widzieć wyraźnie szparę na przecięciu nitek. Następnie postawmy na stoliku  $M$  siatkę dyfrakcyjną  $\perp$  do biegu promieni, wychodzących z kolimatora. Ujrzymy wówczas w lunecie, oprócz obrazu, widzianego poprzednio, szereg obrazów dyfrakcyjnych tej szpary, symetrycznie rozmieszczonych względem tego obrazu środkowego. Przesuwając lunetę, jak to wskazuje rys. 572,  $b$ , nastawić ją możemy tak, by na przecięciu nitek przypadł pierwszy obraz dyfrakcyjny z jednej i z przeciwnej strony. Odczytania na kole spektrometru przy obu tych położeniach lunety ( $L_1$  i  $L'_1$ ) dadzą nam podwójną wartość kąta  $\alpha_1$ , wyrażającego właśnie wartość zachodzącego tu ugięcia.



Rys. 572.

Potem musimy odpowiednio z jednej i z drugiej strony ustawić lunetę w położenie  $L_2$  i  $L'_2$ , celując na drugie z rzędu obrazu dyfrakcyjne, co pozwala wyznaczyć odpowiednio wartość kąta  $\alpha_2$  i t. d.

W myśl danego przed chwilą wyjaśnienia, jeżeli oznaczymy przez długość danej w doświadczeniu fali świetlnej, będziemy mogli napisać według wzoru (1)

$$a \cdot \sin \alpha_1 = \lambda$$

$$a \cdot \sin \alpha_2 = 2\lambda \text{ i t. d.}$$

Znając  $a$  — odległość między szparami siatki i wyznaczając z doświadczenia  $\alpha_1, \alpha_2$  i t. d., otrzymać możemy szereg wartości na  $\lambda$ , z których średnia da nam szukaną długość fali. Odległość  $a$  możemy mieć



podaną przez tego, kto sporządzał siatkę i oczywiście wiedział, w jakiej odległości robił nacięcia, albo też możemy ją poznać przez specjalny pomiar mikroskopowy. Wobec tego, że długości fali poszczególnych rodzajów światła zostały już dobrze wymierzone, można odwrotnie ze wzorów tych przy znajomości  $\lambda$  znaleźć ewentualnie nieznaną  $a$ .

Oświetlając szparę światłem białym, otrzymamy symetrycznie w obie strony ugięte widma pierwszego rzędu, drugiego i t. d., zwrócone fioletowymi końcami ku środkowemu białemu obrazowi szpary. Możemy wtedy np. wymierzyć długość najkrótszej fioletowej, względnie najdłuższej czerwonej fali świetlnej i t. d.

Do pomiarów tych jeszcze wrócimy w następnym rozdziale.

### Ćwiczenia i zadania.

372. W doświadczeniu na ławie optycznej (rys. 569) w trzymadle  $B$  mamy igłę o średnicy 0,4 mm. Szpara  $A$  oświetlona jest światłem jednorodnym żółtym, dla którego  $\lambda = 0,589 \mu$ . Trzymadło, unoszące lupę, mieści się w odległości 50 cm. od trzymadła  $B$ . W jakiej odległości od siebie przypadają prążki interferencyjne?

373. W doświadczeniu na ławie optycznej (rys. 569) w trzymadle  $B$  mamy szparę szerokości 0,5 mm. w trzymadle  $C$ , ustawionem w odległości 3,5 m. od  $B$  mieści się zamiast lupy ekran, na którym zarysowują się dwa prążki interferencyjne w odległości 3,2 mm. jeden od drugiego. Światło, użyte do doświadczenia, jest jednorodne. Jaka jest jego długość fali?

374. Siatka dyfrakcyjna ma sto kresek na długości 1 mm. Światło, użyte do doświadczenia, jest białe. Na tablicy, ustawionej w odległości 2 m. od siatki, obserwujemy widmo dyfrakcyjne. Znaleźć rozmieszczenie na tablicy granic fioletowej i czerwonej tego widma, jeżeli wiadomo, że odpowiednie długości fal świetlnych są  $0,397 \mu$  i  $0,760 \mu$

375. Siatka z poprzedniego zadania użyta jest do spektrometru. Jakie mają być nastawienia kolejne lunety w razie, gdy szparę oświetlimy jednorodnym światłem zielonym, użytym w zadaniu 373.

376. Przy użyciu światła sodu ( $\lambda = 0,589 \mu$ ) nastawienia lunety spektrometru z siatką dyfrakcyjną wynoszą odpowiednio względem położenia środkowego  $5^{\circ}4'10''$  oraz  $10^{\circ}10'40''$ . Ile kresek na 1 mm. przypada w użytej do doświadczenia siatce?

## ROZDZIAŁ VI. ANALIZA WIDMOWA.

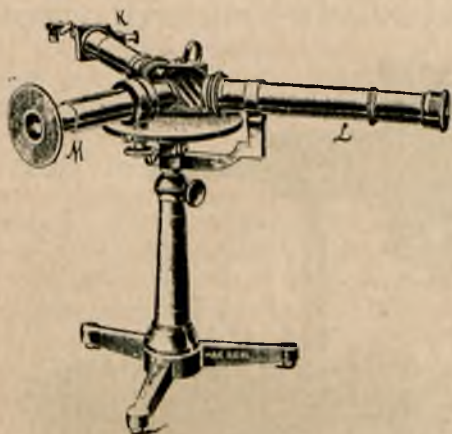
### 251. Widmo ciągłe i widmo linjowe.

Posługując się rozszczepieniem promieniowania, otrzymanem przy pomocy pryzmatów oraz siatek dyfrakcyjnych, stwierdzić możemy różnice w promieniowaniu, dawanem przez rozmaite źródła. Jeżeli dokonamy doświadczeń według schematów, przedstawionych na rys. 507, 561 i 572, używając jako źródła promieniowania jakiegokolwiek rozżarzonego do białości ciała stałego, np. rozżarzonych przez prąd elektryczny węgli lampy łukowej, otrzymamy, jak już mówiliśmy, widmo, zwane *ciągłym* ze względu na ciągłość przechodzenia jego części barwnych jednych w drugie. Już w ust. 237 podkreślaliśmy, że widmo to nie ogranicza się do części widzialnej; stosując bowiem do badań odpowiedni aktinometr, stwierdzić możemy, iż widmo się rozpościera w sposób ciągły dalej poza granicę czerwoną — ta niewidzialna część widma nazywa się wobec tego *podczerwoną*, oraz poza granicę fioletową, gdzie mamy t. zw. część *nadfioletową* widma. Uwidocznienie nadfioletowej części oraz bliższe jej badanie dokonane być może przez rzucenie widma nie na zwykłą tablicę białą, lecz na t. zw. ekran fluoryzujący, gdzie owa część nadfioletowa daje ślad na skutek działań, o których niżej będziemy mówili, albo na kliszę fotograficzną, na której po wywołaniu dostrzeżemy, że działanie promieniowania sięgało — i to w sposób ciągły — daleko poza miejsce, gdzie przypadał koniec fioletowej części widma.

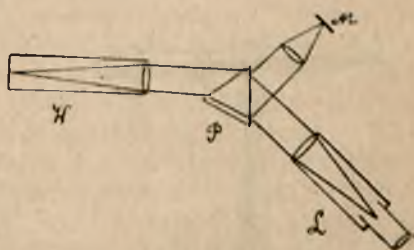
Przekonywamy się przy pomocy wielu doświadczeń, że ilekroć za źródło światła służy jakiegokolwiek rozżarzone do białości ciało stałe lub ciekłe, otrzymane przez rozszczepienie widmo posiada ów charakter ciągły.

Inaczej rzecz się ma, jeżeli źródłem promieniowania jest para lub gaz. Tak np., gdy pomiędzy rozżarzone węgle lampy łukowej podczas obserwacji dawanego przez nią widma wsuwamy koniec pręta szklanego, szkło poczyną się natychmiast topić i parować, na tle zaś utworzonego już widma ciągłego zarysowuje się parę wybitnie jasnych oddzielnych linii, między którymi jest jedna o barwie żółtej. Po usunięciu pręta czas pewien jeszcze linje te dają się widzieć, stopniowo jednak poczynają zanikać, aż znikają wreszcie zupełnie.

Gdy powtórzymy to doświadczenie, wprowadzając między węgle szczyptę soli kuchennej, dostrzeżemy w żółtej części widma zaobserwowaną już jasną linię, która stopniowo zniknie, o ile nie będziemy wprowadzać między węgle nowych porcji soli. Wsuwając między węgle lampy pręciki z różnych metali, z których natychmiast utworzy się tam świecąca w wysokiej temperaturze para, dostrzeżemy za każdym razem coraz to inne ugrupowania jasnych linii na tle różnych części widma ciągłego, a rozciągając przy pomocy aktinometru, ekranu fluorescującego lub kliszy fotograficznej obserwację na część podczerwoną i nadfioletową widma, stwierdzić możemy, iż i tam tworzą się owe linje.



Rys. 573.



Rys. 574.

Wygodniej i dokładniej rzeczy te można obserwować i badać, posługując się *spektroskopami* i *spektrografami*.

Opisany w ust. 248 (rys. 558) spektrometr służyć może za spektroskop, zwłaszcza gdy zaopatrzymy go w pewne dodatkowe urządzenie, które wyobrażone jest na rys. 573 i 574. Mamy tam, oprócz kolimatora (*K*) i lunety (*L*), jeszcze jedną rurkę (*M*), na której jednym końcu mieści się skala, oświetlana przez ustawiane za nią źródło światła i przypadająca w odległości ogniskowej soczewki, mieszczącej się na drugim jej końcu. Na schemacie 574 widać, iż promienie, idące od skali po odbiciu się od ściany pryzmatu, trafiają do lunety, jako snop promieni równoległych, a co zatem idzie, dają obraz skali w tem samym miejscu, gdzie się tworzy widmo z tych promieni, które idą ze szpary kolimatora. W ten sposób przez lunetę obserwujemy widmo na tle skali. Jeżeli szparę kolimatora oświetlimy płomieniem świecy lub lampy naftowej, w którym mamy żarzące się cząsteczki węgla, albo żarówką, w której żarzy się włókno, ujrzymy na tle skali widmo ciągłe.



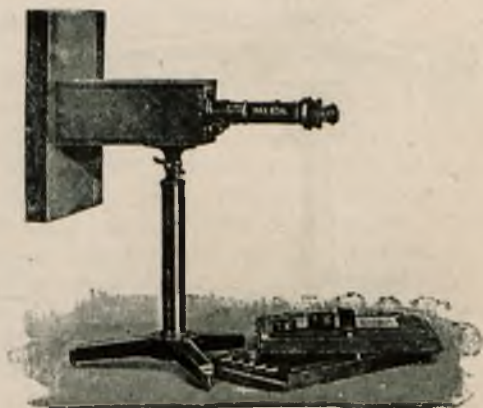
Rys. 575.

Jeżeli natomiast szparę oświetlimy płomieniem gazowym, do którego wprowadzimy sól \*) (azbest, nasycony wodnym roztworem soli kuchennej), wówczas zobaczymy ostro zarysowaną linię żółtą, przypadającą na określonym miejscu skali \*\*) . Wprowadzając do płomienia gazowego na druciku platynowym sole innych metali, np. strontu, miedzi, postrzegamy inne układy jasnych linii, przypadających w różnych miejscach skali. Co jednak jest godne uwagi, to że, gdy ustawimy skalę tak, by za każdym razem linia żółta sodu przypadała na tej samej podziałce skali, linie, które dają inne metale, przypadają na innych, lecz zawsze tych samych podziałkach.

Przy pomocy odpowiednich urządzeń, o których mówić będziemy w części, poświęconej elektryczności, otrzymać możemy wyładowanie



Rys. 576.



Rys. 577.

elektryczne w gazach rozrzedzonych, wypełniających rurki szklane kształtu, przedstawionego na rys. 575. Gaz, zawarty w rurce, świeci wówczas; nie ma on wysokiej temperatury, nie nazywamy więc tego zjawiska żarzeniem się, lecz *jarzeniem* się. Inną barwą świeci wodór, inną hel lub tlen. Umieszczając takie rurki Geisslerowskie \*\*\*) przed szparą kolimatora, stwierdzamy, że po rozszczepieniu otrzymuje się tu jak w przytoczonych przypadkach żarzenia się par *widmo liniowe*, składające się z pewnej liczby oddzielnych jasnych linii.

\*) Płomień gazowy palnika Bunsenowskiego jest niemal bezbarwny, gdyż skutkiem mieszania się w nim przed spalaniem gazu z powietrzem zachodzi niemal całkowite spalanie; niema więc w nim żarzących się cząsteczek węgla, jak w płomieniu świecy lub lampy naftowej.

\*\*) Ściśle biorąc, są to dwie blisko siebie położone linie, jak o tem można się przekonać, stosując większe rozszczepienie np. przy pomocy odpowiedniej siatki dyfrakcyjnej.

\*\*\*) Szklarz niemiecki Geissler zasłynął z wyrobu takich rurek; stąd ta nazwa. Nazywają je też rurkami Plücker'a — badacza niemieckiego, dla którego Geissler te rurki sporządził.

Rys. 576 przedstawia spektroskop z pryzmatem nieodchylającym. Na jednym końcu oprawy metalowej mieści się szpara, którą się zwraca do badanego źródła promieniowania; na drugim końcu okular, przez który się patrzy; w środku — soczewki oraz pryzmat nieodchylający (ust. 238, rys. 511). Spektroskopy te są bardzo wygodne i rozpowszechnione.

Jeżeli w tem miejscu spektroskopu, gdzie się tworzy widmo, zrobimy takie urządzenie, by można było tam umieścić kliszę fotograficzną, to po odpowiednio długim jej naświetleniu przez promienie widma i po wywołaniu kliszy otrzymamy na niej obraz widma, czy to ciągłego, czy linjowego, tem różniącego się od widma bezpośrednio widzianego okiem, że nie ogranicza się ono wyłącznie do części widzialnej. W ten sposób urządzone przyrządy nazywamy *spektrografami*; znajdują one bardzo ważne zastosowania przy badaniach widmowych. Rys. 577 przedstawia jeden z typów spektrografu.

Spektroskopy i spektrografy mogą posiadać zamiast pryzmatów siatki dyfrakcyjne. Szczegółów wszelkich takich urządzeń nie mamy tu potrzeby podawać. Nie podajemy też opisu tych aktinometrów elektrycznych, które służą do studjowania widm; wzmiankę o tem uczynimy jeszcze w swoim czasie, rozpatrując zjawiska elektryczne. Zauważmy jeszcze, iż ze względu na to, że różne substancje w rozmaitym stopniu pochłaniają różne rodzaje promieniowania, soczewki i pryzmaty, używane przy badaniach widmowych, robi się nie zawsze ze szkła, lecz albo z kwarcu, gdy chodzi o nadfiołkową część widma, albo np. z soli kamiennej, gdy badamy część podczerwoną.

I jeszcze jedną musimy tu uczynić uwagę. Mówiąc o widmie *ciągłym* i *linjowym*, wprowadzamy tylko zasadniczą klasyfikację do tej dziedziny zjawisk. Klasyfikacja ta jednak nie wyczerpuje sprawy. Zabarwiając np. płomień bunsenowski solami potasu, obserwujemy dwie linje — czerwoną i fioletową na tle słabego widma ciągłego. Zabarwiając płomień bunsenowski solami (np. chlorkami) metali ziem jak wapnia, strontu, baru, otrzymujemy widma, złożone z ostrych linii i szerszych znacznie prążków. Widmo azotu, wypełniającego pod małym ciśnieniem rurkę Geisslera, składa się z szeregu pasm, ostro zarysowanych na jednym końcu i słabnących stosunkowo ku drugiemu końcowi; przy silniejszym rozszczepieniu pasm rozpadają się one na wielką liczbę oddzielnych linii. Wreszcie, jedna i ta sama substancja, wprowadzona do płomienia bunsenowskiego, daje inne widmo, niż będąc wprowadzona do łuku lampy elektrycznej; w tym drugim przypadku mamy do czynienia z wyższą temperaturą. Jak wszędzie przeważnie, tak i w tej dziedzinie, im dokładniejsze i dalej idące są badania, tem większą dostrzegamy różnorodność i złożoność zjawisk.

## 252. Analiza widmowa. Widmo emisyjne.

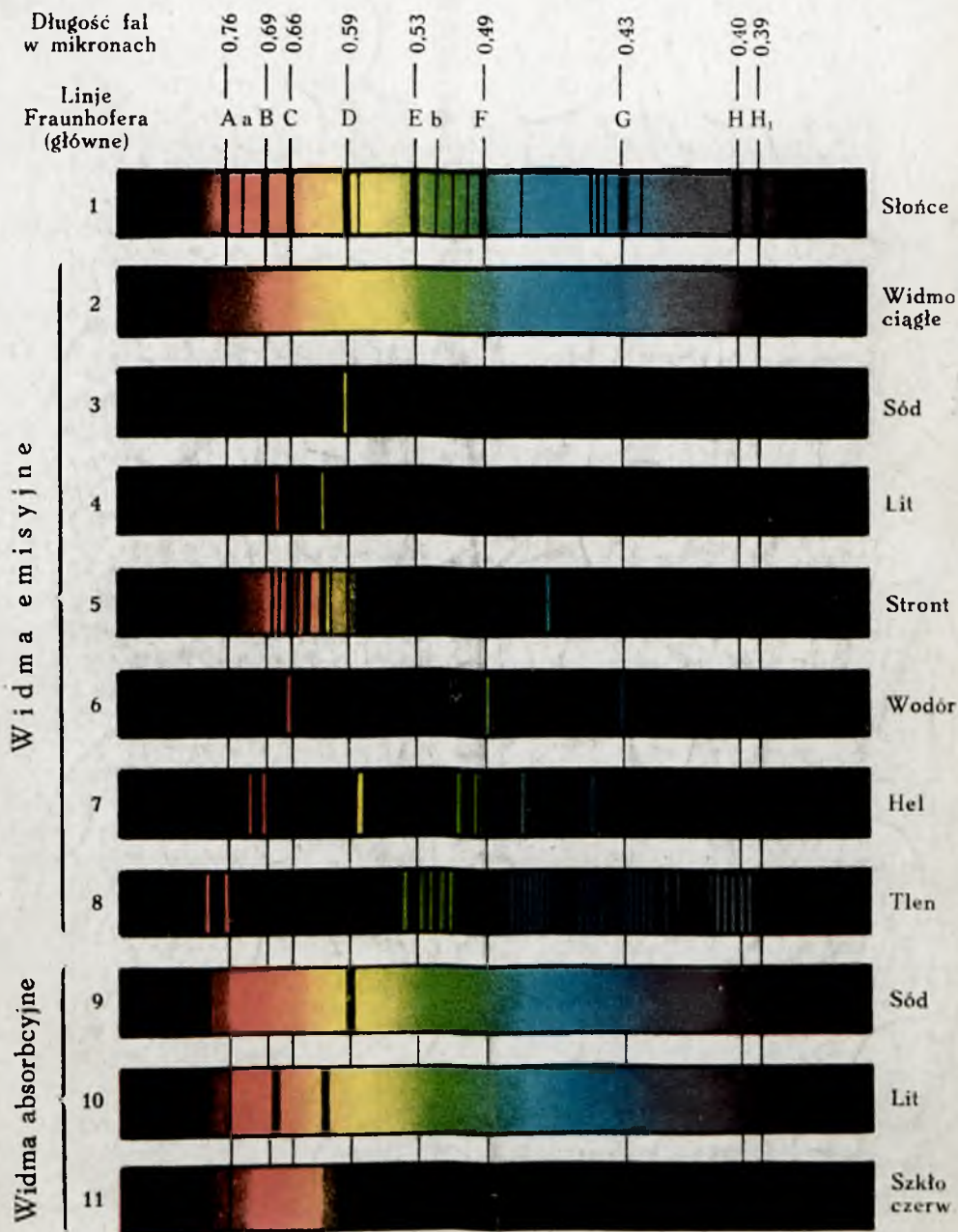
Spróbujmy teraz zestawić ważniejsze wyniki, do których doprowadziły badania widm ciągłych i linjowych.

O ile chodzi o widmo ciągłe, które, jak wspominaliśmy, dają wszystkie żarzące się i świecące skutkiem wysokiej temperatury ciała stałe i ciekłe, stwierdzamy nawet przy pobieżnej obserwacji, że widmo to zależy od temperatury ciała promieniującego. Tak np., gdy badamy promieniowanie kawałka żelaza, stopniowo ogrzewanego, stwierdzamy, że zanim jeszcze zacznie świecić, promieniuje, wysyłając długie fale z dziedziny części podczerwonej widma. Gdy temperatura się podnosi do t. zw. czerwonego żaru, wówczas dostrzegamy przy badaniu spektroskopem czerwoną część widma, w miarę zaś wzrostu temperatury ukazują się stopniowo dalsze części widma, aż wreszcie przy t. zw. białym żarze otrzymujemy pełne widmo wraz z częścią nadfioletową.

Bardzo ciekawe i ważne jest badanie poszczególnych części widma ciągłego przy pomocy odpowiedniego wąskiego aktinometru, co pozwala ustalić rozkład energii promienistej w widmie, t. j. wyznaczyć, jaka część całkowitej energii, wysyłanej przez ciało promieniujące, przypada na fale tej czy innej długości, w szczególności na które fale przypada maximum tej energii. Tak np. okazuje się, że w promieniowaniu elektrycznej lampy łukowej maximum natężenia promieniowania przypada na fale podczerwone, znacznie mniejsze jest w części czerwonej widma, jeszcze mniejsze w niebieskiej (uciekając się do mowy potocznej, powiemy, że światło to jest bogatsze w promienie czerwone, niż w niebieskie). W świetle słonecznym maximum natężenia promieniowania leży w części żółtej widma. Wogóle położenie tego maximum zależy od temperatury źródła; niżej sprawę tę omówimy obszerniej, poprzestając tu na wskazaniu, że po ustaleniu zależności między promieniowaniem ciała a jego temperaturą można wnosić o temperaturze ciała, badając jego promieniowanie. Ma to ogromne znaczenie w nauce i technice. Badając promieniowanie słońca i gwiazd, wyciągamy wnioski o ich temperaturze. Chcąc wyznaczyć temperaturę pieca, możemy poprzestać na zbadaniu danego przezeń promieniowania przy pomocy specjalnie zbudowanego pirometru optycznego.

Badanie widm linjowych świecących par i gazów prowadzi do nie mniej ważnych wyników. Oto okazuje się, że widma poszczególnych pierwiastków, jak: wodoru, helu, sodu, miedzi, litu i t. d., posiadają zupełnie określoną budowę, t. j. składają się z określonej liczby linii, przypadających w określonych miejscach widma (włączając w to części podczerwoną i nadfioletową); pewne zmiany w tej budowie zachodzą przy zmianach temperatury i ciśnienia. W ten sposób podać możemy, że widmo sodu składa się z dwu blisko siebie położonych linii— żółtej i pomarańczowo-żółtej, które przy niewielkiem rozszczepieniu wydają się jakgdyby jedną linią. Widmo litu składa się z dwu linii: pomarańczowo-żółtej, przypadającej bliżej czerwonego końca widma, niż linje sodu, i czerwonej. W widmie wodoru występują głównie trzy linie: czerwona, zielona i fioletowa. Widma niektórych pierwiastków składają się z tak wielkiej liczby linii, że przy słabym rozszczepieniu zlewają się one, dając pozory pewnej ciągłości; tak np. w widmie żelaza mamy przeszło 6000 linii. Co jednak najciekawsze, że linie te

# TABLICA WIDM



w widmach różnych pierwiastków nigdy się nie powtarzają. Obserwując widma zawsze na tej samej skali, wycechowanej tak, by pewna określona linja, np. linja sodu, przypadała na raz już ustalonej kresce, przekonywamy się, że wprawdzie w widmach innych pierwiastków mogą być linje również w żółtej części widma, ale nigdy nie przypadają one w tem samym miejscu, a więc nie odpowiadają falom tej samej długości fali, co linja sodu. Dla poszczególnych tedy pierwiastków te linje i odpowiadające im długości fal są charakterystyczne, przytem, jeżeli w źródle promieniowania zawarte są naraz różne pierwiastki, widmo każdego z nich ukazuje się niezależnie od widma drugiego i niezależnie od tego, z jakimi innymi pierwiastkami tworzy on związek. Wystudjowawszy więc widma tych pierwiastków i posługując się zanotowanym materiałem, możemy później badać przy pomocy spektroskopu nieznanne co do składu chemicznego źródła promieniowania, a według dostrzeżonych linii wnosić o składowych jego częściach. Metoda ta nosi nazwę *analizy widmowej* i jest niezmiernie czuła: wystarczy np. wprowadzić do bezbarwnego płomienia gazowego  $\text{H}_2$  1 mg. sodu, by dostrzec w widmie charakterystyczną linję żółtą.

Jak już wspomnieliśmy w ustępie poprzednim, oprócz widm w ścisłym słowa znaczeniu linjowych, dostrzegamy w pewnych razach także *prążkowe*, złożone z szerszych prążków czy pasm. Tego rodzaju widma również są charakterystyczne dla określonych ciał, cechując pewne związki chemiczne, np. tlenki metali.

Gdybyśmy, badając widmo, dostrzegli linje lub ich ugrupowania, które nie są znane, byłoby to wskazówką, że możemy w tym razie mieć do czynienia z jakimś nieznanem ciałem. Naturalnie wnioskowanie to musi być bardzo ostrożne — pamiętajmy chociażby o wspomnianej już zależności wyglądu widm od ciśnienia i temperatury! Tą drogą istotnie został odkryty szereg pierwiastków. Znany już nam z nazwiska uczonej niemiecki Bunsen, który wraz z Kirchhoffem był właściwym twórcą analizy widmowej, odkrył tą drogą nieznanne do tego czasu pierwiastki cez i rubid. Tą samą drogą inni badacze odkryli tal, ind, gal, hel i inne.

Wysyłanie przez ciała energii promienistej nazywa się *emisją*; stąd widma, które rozważaliśmy dotychczas, noszą nazwę *widm emisyjnych*. Na tablicy barwnej, mieszczącej się na początku książki, mamy kilka przykładów takich widm.

Stwierdzając w ust. 217 i 218, że wszystkie niemal postrzegane przez nas dźwięki są złożone, wykazaliśmy, iż dają się one rozłożyć na składowe części proste. Analiza dźwięków, dokonana przy pomocy rezonatorów, doprowadziła do wniosku, iż w poszczególnym tonie jakiegokolwiek instrumentu zawiera się zasadniczy ton prosty (najniższy o wysokości równej wysokości tonu postrzeganego) oraz szereg towarzyszących mu tonów wyższych harmonicznym; w innych znów przypadkach zasadniczemu tonowi towarzyszą wyższe tony nieharmoniczne.

Analiza widmowa wykazuje złożoność promieniowania, wysyłanego przez poszczególne źródła. Poznanie widm linjowych musiało



nasunąć myśl, czy w ich budowie nie da się wykryć jakiej prawidłowości. Czy np. długości fal (wzgl. częstości drgań), odpowiadające poszczególnym linjom tego czy innego widma, nie pozostają w takim stosunku do długości jego fali najdłuższej, jak tony harmoniczne do tonu zasadniczego? Okazało się, że tak prostej zależności jak w dziedzinie dźwięków, która dała się wyrazić poprostu szeregiem naturalnych liczb, tutaj niema. Niemniej jednak cierpliwe poszukiwania dały wynik pomyślny i pierwszy Balmer, fizyk szwajcarski, wykrył prawidłowość w budowie widma wodoru, a następnie inni badacze, wśród których wymienić należy przede wszystkim Rydberga, Kaysera i Rungego, potwierdzili słuszność odkrycia Balmera w stosunku do innych pierwiastków. Okazało się, że grupy linii widmowych tworzą t. zw. *serje*; poszczególne linie każdej takiej serji czynią zadość prawu, wyrażonemu przez wzory następujących typów:

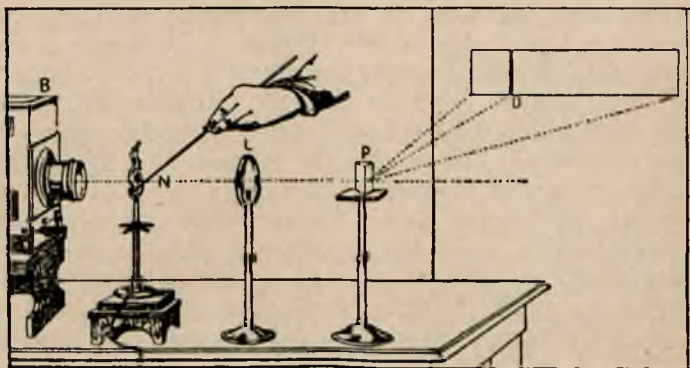
$$\frac{1}{\lambda} = A - \frac{B}{k^2} - \frac{C}{k^4} \quad \text{albo} \quad \frac{1}{\lambda} = A - \frac{B}{k^2} - \frac{C}{k^5} \quad \dots \quad (1)$$

$\lambda$  oznacza tu długość fali;  $A$ ,  $B$ ,  $C$  są to pewne wielkości stałe dla danej serji; zakładając na  $k$  pokolei szereg liczb naturalnych, otrzymamy według tych wzorów odwrotności długości fal (jest to wielkość, proporcjonalna do częstości drgań!), odpowiadających linjom poszczególnej serji. Zazwyczaj widma linjowe zawierają po kilka seryj, z których każdej właściwe są wartości stałe  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ; z tych seryj jedne mają linje jaśniejsze, inne słabsze — stąd rozróżnianie seryj głównych i pobocznych. Niekiedy widma zawierają parokrotnie powtarzające się jednakowe ugrupowania linii, tak że różnica częstości drgań dla odpowiadających sobie w tych układach linii jest w danem widmie wielkością stałą; takie ugrupowania linii noszą nazwę dubletów, w razie gdy ich przypada po dwie lub trypletów, gdy ich przypada po trzy. Należy podkreślić, że dziś badania widmowe należą do najbardziej aktualnych, z nich bowiem między innymi odślania się przed nami stopniowo tajemnica budowy materji. Naturalnie, że powyższych kilka uwag daje tylko pobieżną pierwszą znajomość naszych zdobyczy w tej dziedzinie, która kryje dotychczas jeszcze wiele zagadek nierozwiązanych oraz wiele zawiłych szczegółów, w które tutaj wdawać się nie możemy.

### 253. Widma absorbcyjne.

Analizując przy pomocy spektroskopu światło słoneczne, dostrzegamy widmo ciągłe, na którego tle zarówno w części widzialnej, jak niewidzialnej mieści się szereg ciemnych linii, równoległych do kierunku szpary. Linje te, dostrzeżone w roku 1802 przez Wollastona, pierwszy systematycznie badał Fraunhofer (r. 1814); stąd nazywają się one linjami Fraunhofera. Na tablicy barwnej, umieszczonej na początku książki, mamy widmo słoneczne z wyraźniejszymi linjami Fraunhofera, oznaczonemi przez litery alfabetu; linje  $A$ ,  $B$  przypadają w czerwonej części widma,  $D$  — w żółtej,  $H$  — w fioletowej i t. d.

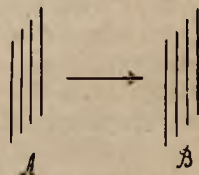
W celu wyjaśnienia, jak się tworzą linje Fraunhofera, wykonać możemy doświadczenie, przedstawione na rys. 578. W znany już sposób przy pomocy pryzmatu otrzymujemy widmo ciągłe na tablicy białej, używając jako źródła światła szpary, oświetlonej przy pomocy elektrycznej lampy łukowej. Na drodze promieni umieszczamy płomień gazowy, zabarwiony mocno na żółto przez wprowadzenie doń na żelaznej łyżeczce kawałka sodu (osłaniamy z boków ten płomień, co



Rys. 578.

nie jest na rysunku zaznaczone, by nie mieć w pokoju za wiele światła — inaczej widmo na tablicy stanie się mało wyraźnym). Natychmiast ukazuje się na tle widma ciągłego ciemna linja i to w tym właśnie miejscu, gdzie obserwujemy jasną żółtą linję sodu, gdy w doświadczeniu, opisanem w ust. 251, wprowadzamy między węgle lampy sól kuchenną albo koniec pręta szklanego. W ten sposób wytwarzamy w widmie linję ciemną, podobną do tych, które obserwujemy w widmie słonecznym.

Wytlumaczyć to zjawisko możemy w sposób następujący, uciekając się do pewnej analogji. Przypuśćmy, iż mamy w *A* kilka rozpiętych strun, dających ton określonej wysokości (rys. 579). Struny te, drgając, wysyłają fale w otaczającym je powietrzu we wszystkie strony, między innymi w kierunku *B*, gdzie mieści się również kilka podobnych strun. Jeżeli struny w *B* są dostrojone do strun w *A*, czyli mają ten sam okres drgań, wówczas będą rezonować i poczną drgać; wszakże na rozkołysanie ich pójdzie część energii, którą w tym kierunku przyniosły fale, idące z *A*. Zatem przejściu fal przez *B* będzie towarzyszyło ich osłabienie i powiemy, iż fale te zostały częściowo przez układ strun *B* pochłonięte. Jeżeli struny w *B* nie są dostrojone do strun w *A*, rezonans zachodzić nie będzie i żadnego pochłaniania fal podczas ich przejścia



Rys. 579.

przez  $B$  nie będzie. W przypadku więc pochłaniania fal mamy bardzo charakterystyczną rzecz do zanotowania — oto przez układ strun  $B$  zachodzi może tylko pochłanianie takich samych fal, jakie sam ten układ może wysłać.

W przypadku, który mamy w doświadczeniu, przedstawionem na rys. 578, płomień sodu jest źródłem, wysyłającym promieniowanie określonej długości fali (około  $0,59 \mu$ ). Przez płomień ten przechodzi promieniowanie ze źródła światła białego i ulega częściowo pochłonięciu. Mamy wszelkie dane do przypuszczenia, że dzieje się tu, jak w przytoczonym przed chwilą przykładzie ze strunami: z chaosu fal, które przebiegają przez płomień, zostają w nim pochłonięte tylko te, których długość wynosi tyleż, co długość fal własnych płomienia zabarwionego (t. j. około  $0,59 \mu$ ); zachodzi więc tu jakgdyby przypadek *optycznego rezonansu*. Zdawałoby się jednak, że gdy fale te są pochłonięte, lecz wzamian płomień sodu wysyła swoje takie same, w całości kształcie fal, biegnących dalej, niema żadnej zmiany. Tak jednak nie jest. Temperatura węgla lampy łukowej jest znacznie wyższa, niż temperatura płomienia gazowego; stąd natężenie promieniowania żółtego, wysyłanego przez płomień sodu, jest mniejsze, niż natężenie takiegoż promieniowania, idącego z lampy łukowej i pochłoniętego przez płomień. W widmie więc, które się tworzy na tablicy, nie brak jest tej żółtej linii, która właściwa jest sodowi, tylko linja ta przez kontrast jako słabsza zarysowuje się na tle pozostałej części widma jako ciemna na jasnym tle.

W widmie słonecznym dwie blisko siebie położone linje Fraunhofera, oznaczone literą  $D$ , mieszczą się właśnie w tem miejscu, gdzie otrzymujemy ciemną linję w doświadczeniu powyższem (w doświadczeniu mamy niewielkie rozszczepienie, tak że linje te zlewają się w jedną). Są to linje charakterystyczne sodu. Wytlumaczyć ich obecność w widmie słonecznym możemy w sposób następujący. Słońce posiada część centralną, mającą wyższą temperaturę i otoczoną atmosferą w temperaturze niższej. Skutkiem panującego w tej centralnej części słońca wysokiego ciśnienia, promieniowanie jej daje po rozszczepieniu widmo ciągłe. Lecz promienie, idące z tej centralnej części, przechodzą przez atmosferę słoneczną i tam ulegają częściowemu pochłonięciu. Jeżeli w tej atmosferze jest para sodu, podobnie jak w płomieniu gazowym z doświadczenia poprzedniego, zostają pochłonięte właśnie te żółte promienie, które są właściwe sodowi, i w widmie tworzy się owa linja  $D$  (ściśle biorąc dwie blisko siebie położone linje). Inne linje wytłumaczymy obecnością w atmosferze słonecznej innych pierwiastków, którym te linje odpowiadają. W ten sposób linje Fraunhofera informują nas o pierwiastkach, znajdujących się na słońcu, a więc o budowie słońca.

Zjawisko pochłaniania nazywa się *absorbcją*. Widmo, otrzymane dzięki pochłanianiu, nosi z tego powodu nazwę *absorbcyjnego*. Podobnie jak światło słońca, tak światło niektórych gwiazd po rozszczepieniu daje widmo absorbcyjne. Z linii, podobnych do linii Fraunho-

fera, dowiadujemy się o pierwiastkach chemicznych, wchodzących w skład tych gwiazd.

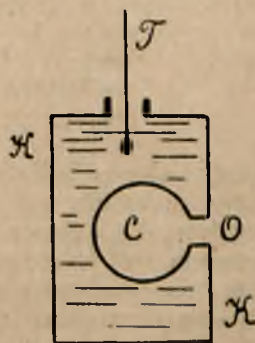
## 254. Prawo Kirchhoffa.

Poznany z ustępu poprzedzającego fakt, iż świecąca para sodu pochłania te właśnie promienie, które sama wysyła, stanowi przypadek szczególny, uzasadniający doświadczalnie słusność t. zw. prawa Kirchhoffa, któremu ten ustęp poświęcamy.

Jak już mówiliśmy wyżej (ust. 227), niema ciał doskonale przezroczystych — wszystkie mniej lub więcej pochłaniają przechodzące przez nie promieniowanie, przytem zachodzi przeważnie przemiana tej energii pochłoniętej na ciepło. Nie znamy też ciał, któreby całkowicie pochłaniały padające na nie promieniowanie. By dokładnie to zrozumieć, uprzytomnić sobie należy, iż, gdy na jakie ciało pada promieniowanie, zachodzą przytem naogół zjawiska następujące: promieniowanie częściowo zostaje *odbite*, częściowo *rozproszone*, częściowo *pochłonięte*, częściowo *przepuszczone*. Ułamek, wskazujący, jaką część padającego promieniowania ciało odbija, nazywa się *spółczynnikiem odbijania*; podobnie określamy *spółczynniki rozpraszania*, *pochłaniania (absorbcji)* i *przezroczystości*. Doskonałym zwierciadłem byłoby ciało, którego współczynnik odbijania byłby  $= 1$ ; takie ciało wcaleby nie rozpraszało, nie pochłaniało i nie przepuszczało padającego na nie promieniowania; ciała takiego nie znamy, najbliższem zaś niego jest polerowane srebro (por. ust. 176, t. I, gdzie mowa o naczyniach Dewara). Ciałem doskonale pochłaniającem, albo, jak je inaczej nazywamy, ciałem *doskonale czarnem* \*) byłoby ciało o współczynniku



Rys. 580.



Rys. 581.

absorbcji  $= 1$ ; ciało takie nie odbijałoby wcale, nie rozpraszało i nie przepuszczało padającego na nie promieniowania; i takiego ciała nie znamy, najbliższą zaś niego jest, jak już wzmiankowaliśmy, sadza.

\*) Bliższe uzasadnienie tej nazwy znajdziemy w rozdziale „O barwach”.

Możemy wszakże sztucznie wytworzyć ciało, które, praktycznie biorąc, będzie miało własności ciała doskonale czarnego, i porównywać z niem doświadczalnie ciała rzeczywiste. W tym celu wystarczy wziąć bryłę z substancji nieprzezroczystej z wydrążeniem, do którego prowadzi z zewnątrz wążutki otworek (rys. 580). Snop promieni, wpuuszczony przez ten otworek, ulega na ścianie wydrążenia wielokrotnemu odbiciu i towarzyszącemu każdemu odbiciu pochłanianiu; praktycznie biorąc, nic z tego promieniowania, które się dostało do wnętrza, nie wyjdzie z powrotem przez otworek nazewnątrz — wnętrze zatem takiego ciała będzie miało własności ciała doskonale czarnego.

Zróbmy np. tak, jak to przedstawia rys. 581. Mamy tam naczynie blaszane *KK* o podwójnych ścianach, wypełnione wodą. Wydrążenie *C* odgrywa właśnie rolę ciała doskonale czarnego. Promieniowanie, przedostające się przez otwór *O* do tego wydrążenia, całkowicie będzie tam pochłonięte, przez co woda w naczyniu *KK* się ogrzeje; wskaże to zanurzony w wodzie termometr. Badając tedy pochłanianie promieniowania przez różne substancje i porównując je z pochłanianiem doskonałym, dla którego współczynnik = 1 dla promieni o wszelkiej długości fali, stwierdzamy, że współczynnik ten dla różnych ciał jest różny, przytem dla jednej i tej samej substancji różny dla różnych długości fal. Zestawień tedy cyfrowych należy, ściśle biorąc, dokonywać dla jakiegoś określonego promieniowania. Badając np. pochłanianie promieniowania, wysyłanego przez naczynie okopcone, wypełnione wrzącą wodą (ciałem promieniującym tu jest węgiel, ogrzany do temperatury 100°), otrzymujemy w wyniku pomiarów, których szczegółów nie podajemy, następujące wartości na współczynniki absorbcji:

ciało doskonale czarne . . . . .	1
sadza . . . . .	0,98
szkło . . . . .	0,89
wapno . . . . .	0,76
platyna . . . . .	0,32 i t. d.

Z drugiej strony badać możemy *emisję* różnych ciał, co do której już wiemy, iż zależy od temperatury, a mianowicie wzrasta wraz z temperaturą. I to zjawisko traktować należy porównawczo i znowu punkt oparcia dać nam może ciało doskonale czarne. Jeżeli np. użyjemy naczynia, wyobrażonego na rys. 581, i, umieściwszy w niem wrzącą wodę, ustawimy przed otworem *O* aktinometr, wówczas promieniowanie, dochodzące do aktinometru, będzie promieniowaniem ciała doskonale czarnego w temperaturze 100°.\*) Dla zbadania promieniowania innych ciał w tejże temperaturze można np. użyć t. zw. sześcianu Lesliego (rys. 582). Jest to metalowe naczynie sześciennie, którego ściany boczne są pokryte badanymi substancjami, np. jedna jest okopcona, druga jest posrebrzona, trzecia oklejona białym papierem i t. p.

\*) Dla uproszczenia zakładamy oczywiście, iż wrzenie zachodzi pod ciśnieniem normalnem.

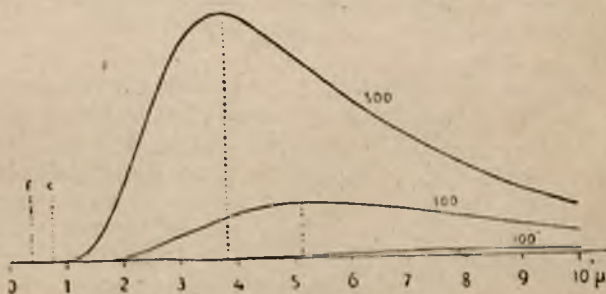
Zwracając ten sześcián, podczas gdy w nim mieści się woda wrząca, różnemi bokami w stronę aktinometru, badać możemy promieniowanie tych różnych substancyj, porównywając ilości wypromieniowywanej przez nie w 100° energii. Nie wdając się w opis pomiarów ściślej-szych, podać możemy ich wyniki dla tych samych ciał, dla których podaliśmy wyżej wartości współczynników absorbcyj. I oto okazuje się, że gdy przez 1 oznaczymy emisję ciała doskonale czarnego, dla innych otrzymamy wartości następujące:

ciało doskonale czarne . . . . .	1
sadza . . . . .	0,98
szkło . . . . .	0,89
wapno . . . . .	0,76
platyna . . . . .	0,32 i t. d.

Uderzyć nas musi, że w obu tablicach, wyrażających zdolności absorbcyjne i emisyjne ciał w tej samej temperaturze, dane cyfrowe są dokładnie te same. Rozszerzając zakres badań na różne temperatury,



Rys. 582.



Rys. 583.

dochodzimy do takich samych wyników, potwierdzających słusność prawa, które daje się również uzasadnić teoretycznie, że *zdolność emisyjna jakiegokolwiek ciała równa się jego zdolności absorbcyjnej w tej samej temperaturze*. Jest to właśnie prawo Kirchhoffa.

Zatem dobre zwierciadła jako ciała, mało pochłaniające, są ciałami słabo promieniującymi. Podobnie słabo promienią ciała przezroczyste. Szkło np. jest dla promieni widzialnych przezroczyste, to też ogrzane nawet do wysokiej temperatury świeci słabo. Sadza jest ciałem silnie chłoniącym energję promienistą, a zarazem silnie promieniującym (niech sobie czytelnik przypomni, co mówiliśmy o świeceniu płomieni świec, lamp naftowych). Najlepiej promieniuje, czyli — jak się mówi — jest najlepszym *radjatorem*, ciało doskonale czarne. Badania nad promieniowaniem ciała doskonale czarnego w różnych temperaturach prowadzą do następujących wyników, dotyczących rozmieszczenia energii w widmie tego promieniowania w temperaturach

100°, 300° i 500°, które przedstawia wykreślenie rys. 583, gdzie na osi odciętych odmierzone są długości wysyłanych fal, na osi rzędnych odpowiadająca danej długości fali energia promieniowania (granice części widzialnej widma zaznaczone są przez  $c$  i  $f$ ). Jak widzimy, każdej z tych temperatur odpowiada pewne maximum promieniowania, przypadające na określoną długość fali; im temperatura jest wyższa, tem bardziej to maximum przesuwa się ku falom coraz krótszym, a, jak się okazuje, długość fali tego maximum jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury bezwzględnej promieniującego ciała doskonale czarnego. Stanowi to t. zw. prawo Wiena. Wyznaczając z doświadczeń współczynniki proporcjonalności, możemy to prawo wyrazić wzorem:

$$\lambda_m = \frac{2940}{T}, \quad \dots \dots \dots (1)$$

przyczem długość fali ( $\lambda_m$ ) podana będzie w mikronach ( $T$  oznacza temperaturę bezwzględną).

Poza tem widzimy z krzywych na rys. 583, że zaledwie w temperaturze około 500° ciało doskonale czarne zaczyna wysyłać promienie widzialne, a więc żadne inne ciało nie może zacząć się świecić, mając temperaturę niższą (co innego zjawisko jarzenia się, o czem jeszcze niżej).

W ust. 252 mówiliśmy, jak można wyznaczyć długość fali, na którą przypada maximum promieniowania słonecznego; wynosi ona  $\lambda_m = 0,62 \mu$ . Według wzoru (1) można obliczyć, iż ciało doskonale czarne winnoby mieć temperaturę bezwzględną 4742°, czyli w skali Celsjusza 4469°, by maximum jego promieniowania przypadało na tę długość fali. Temperatura ta byłaby zatem temperaturą słońca (zewnątrznej jego warstwy), gdyby słońce było ciałem doskonale czarnem. Tak wszakże nie jest, a zatem temperatura słońca jest wyższa. Oto jakimi drogami dochodzimy do pewnego wniosku o temperaturze słońca, którą oceniamy, uwzględniając jeszcze inne przesłanki, na 6000° C.

## 255. Zjawisko Dopplera w dziedzinie promieniowania.

Gdy źródło głosu do nas się zbliża, słyszymy ton wyższy, niż w rzeczywistości ono wydaje; natomiast gdy się oddala, — słyszymy ton niższy (ust. 212). Tonom wyższym odpowiadają fale krótsze, niższym — dłuższe. W dziedzinie promieniowania barwa oznacza to, co w dziedzinie głosu wysokość; w dziedzinie widzialnej widma „tony wyższe” to promieniowanie bliższe fioletowego końca widma, „tony niższe” — promieniowanie bliższe końca czerwonego. Przypuśćmy, iż źródło promieniowania jednorodnego, np. kula, utworzona ze świecącej pary sodu, zbliża się ku nam ze znaczną prędkością, podczas gdy ją obserwujemy. Wówczas powinniśmy postrzegać nie tę jej barwę żółtą, którąbyśmy postrzegali przy niezmienniej jej względem nas odległości, lecz inną, położoną w widmie bliżej fioletowego końca —

powiedzmy, byłaby to już inna „żółtość”, bardziej zbliżona do części zielonej widma. Przeciwnie przy odpowiednio prędkim oddalaniu się tej kuli, widzielibyśmy barwę cokolwiek bardziej pomarańczową. Wobec wielkiej prędkości światła kula ta musiałaby się poruszać z olbrzymią prędkością, by zasłyły rażące zmiany w obserwowanej barwie. Lecz i przy mniejszych prędkościach, np. wynoszących kilka lub kilkanaście kilometrów na sekundę, a tem bardziej kilkadziesiąt kilometrów na sekundę, moglibyśmy zjawisko to dostrzec, posługując się spektroskopem, zaopatrzonym w wycechowaną skalę. Wówczas dwie charakterystyczne linje sodu widzielibyśmy nie na ich właściwym miejscu na skali, lecz mniej lub więcej przesunięte ku jednemu lub drugiemu końcowi skali, zależnie od tego, czy mamy do czynienia ze zbliżaniem się, czy oddalaniem źródła.

Obserwacja widmowa gwiazd wykazuje czasem istotnie takie przesunięcia linii widmowych, których całe ugrupowanie nie pozwala wątpić, że należą do jakiegoś znanego pierwiastka, a które przypadają wszystkie przesunięte w jedną stronę na wycechowanej skali. Świadczy to, że obserwowana gwiazda nie pozostaje w stałej od nas odległości, lecz albo się zbliża, albo oddala. Co więcej, z wartości przesunięcia linii można wynioskować, z jaką prędkością ruch ten się odbywa. Analiza widmowa, jak widzimy, nie tylko odślania przed nami tajemnicę budowy gwiazd, ale też informuje nas o takich ruchach w kierunku promienia widzenia, którychbyśmy inaczej poznać nie byli w stanie (co innego ruch w kierunku prostopadłym do promienia widzenia — ten daje się wykryć ze zmian odległości kątowej między gwiazdami). Bywa, iż widzimy dwie gwiazdy blisko siebie tylko dlatego, że obie przypadają mniej więcej w tym samym kierunku, jakkolwiek są bardzo od siebie odległe i nie tworzą ze sobą żadnego układu. Bywają jednak gwiazdy t. zw. *podwójne* — te tworzą ze sobą układ, poruszają się np. obie dokoła jakiegoś wspólnego punktu, albo jedna z nich krąży dookoła drugiej. Bywają też jeszcze bardziej złożone układy gwiazd. Jeżeli gwiazda podwójna jest bardzo od nas daleko, najsilniejszy nawet teleskop nie jest w stanie jej rozdzielić — widzimy jeden tylko punkcik świetlny. Zdarzało się jednak, że analiza widmowa promieniowania, wysyłanego przez taką pozornie pojedynczą gwiazdę, wykrywała rozdwanie się perjodyczne linii widmowych z przesunięciem ich na wycechowanej skali w dwie przeciwne strony. Świadczyło to, że w obserwowanym punkcie świetlnym nie mieliśmy do czynienia z pojedynczą gwiazdą, a z podwójną — rozdwanie się linii obserwujemy, gdy jedna z nich od nas oddala się, a druga zbliża podczas ich obiegu dokoła jakiegoś środka. Z okresu, w którym powtarza się podobne rozdwanie się linii, można wnieść o okresie obiegu tych gwiazd. Czy nie jest istotnie zadziwiająca rola spektroskopu, który tam, gdzie już nam odmawia bezpośrednia obserwacja przez teleskop, pozwala nie tylko rozpoznać w punkcie świetlnym więcej niż jedno ciało, ale poinformować w pewnej mierze o zachodzących w tym odległym układzie ruchach!



## Ćwiczenia i zadania.

377. Jakie widmo obserwować będziemy, analizując przy pomocy spektroskopu światło, które daje płomień świecy?

378. Co spostrzeżemy w obserwowanym w zad. 377 widmie, gdy do płomienia świecy wprowadzimy na druciku trochę soli kuchennej?

379. Zaprojektować najprostsze urządzenie, przy którego pomocy dałoby się obserwować widmo ciągłe?

380. Posługując się w przenośni akustycznym terminem „interwału” w zastosowaniu do zjawiska promieniowania, powiedzieć, w jakim interwale mieści się widzialna część widma?

381. W widmie mgławicy obserwujemy układ linii, charakterystyczny dla wodoru. Wszakże na skali, wycechowanej według linii sodu, linje te przypadają nie w tych miejscach, gdzie widzimy linje wodoru, świecącego w rurce Geisslera, lecz nieco przesunięte ku fioletowemu końcowi widma. Jak to możemy wytłumaczyć?

382. W przypadku, którego dotyczy zadanie poprzednie, okazało się, że położenie linii fioletowej odpowiada długości fali  $485,63 \mu\mu$  zamiast  $486,15 \mu\mu$ . Co można z tego wynioskować o ruchu mgławicy?

383. Badanie widmowe gwiazdy wykazuje obecność w niej sodu. Wszakże z badań tych wypada na długość fali, odpowiadającej jaśniejszej z obu linii sodu, nie  $589,0186 \mu\mu$ , jak to jest nam znane, lecz nieco więcej, przyczem nie zawsze jednakowo. Przeciętna wartość roczna tej różnicy wynosi  $0,0957 \mu\mu$ . Jaki z tego wyciągamy wniosek?

---

## ROZDZIAŁ VII.

### B A R W Y C I A Ł.

#### 256. Barwy ciał żarzących się.

Jak wiemy już, wszystkie ciała we wszelkich temperaturach promieniują. W temperaturach niższych od  $500^{\circ}$  promieniowanie ciał jest t. zw. ciemne. Dopiero powyżej tej temperatury ciała poczynają, jak mówimy, żarzyć się i stają się źródłami promieniowania jasnego. Podczas gdy żar przechodzi stopniowo z czerwonego przez żółty do białego, promieniowanie staje się coraz bogatsze, co udowadnia analiza widmowa tego promieniowania. Promieniowanie to jest więc naogół złożone; gdy np. zanalizujemy promieniowanie żelaza, rozżarzonego do barwy żółtej, to się okaże, że w widmie mamy nie tylko część żółtą, lecz i czerwoną, i pomarańczową (zależnie od odcienia żółtego żaru), a także dalej położone części widma; a więc ta żółta barwa nie jest barwą czystą, jaką mamy w widmie i której odpowiadają fale określonej długości; jest ona jakgdyby syntezą określonej liczby barw widma w tem samym znaczeniu, w jakim możemy barwę białą nazywać syntezą wszystkich barw widma. Gdy żarzące się ciało stałe lub ciekłe dosięga temperatury, w której analiza widmowa jego promieniowania wykazuje wszystkie części widma widzialnego, a następnie tę temperaturę przekracza, wówczas możemy się przekonać, że zależnie od temperatury barwa ciała ulega pewnym zmianom, a zarazem ulega zmianom natężenie poszczególnych części widma; że się tak wyrazimy, poszczególne barwy występują w rozmaitej, zależnej od temperatury, obfitości. Tak np. różni się barwa płomienia świecy (świecą tam żarzące się cząsteczki węgla w temperaturze nieco wyższej od  $1000^{\circ}$ ) i barwa światła lampy łukowej (temp. ok.  $3000^{\circ}$ ).

Gdy zabarwimy płomień bezbarwny dobrego gazowego palnika bunsenowskiego przez wprowadzenie doń na druciku platynowym odpowiedniej soli, otrzymamy różne naogół zabarwienie, zależnie od metalu, zawartego w soli: sód daje zabarwienie żółte, lit czerwone, miedź zielone. Analizując światło tych par, stwierdzamy, że para sodu daje istotnie światło żółte, natomiast w widmie litu widzimy linię czerwoną i żółtą (w innym miejscu położoną niż linię sodu!), czyli barwa czerwona par y litu nie jest czystą: oko nasze tego nie widzi, dla niego

istnieje pewne wypadkowe wraźnie; oko, że tak powiemy, otrzymuje syntezę tych barw czystych, które mamy w widmie litu. Widmo pary miedzi składa się z bardzo wielu linii — z tych naintensywniejsze są zielone, wszakże tej gołym okiem obserwowanej zielonej barwy płomienia nie możemy nazwać barwą czystą, tylko syntezą pewnej kombinacji barw.

Poza tem o postrzeganiu barw decyduje nie tylko to, jakiego rodzaju fale świetlne wysyła źródło promieniowania, ale i własności oka. Podobnie o postrzeganiu tonów nie decydują wyłącznie drgania źródeł głosu, ale i własności ucha. Dla głuchego niema tonów, dla ślepego niema barw, pomimo że w otoczeniu pierwszego mogą się znajdować źródła głosu, w otoczeniu drugiego źródła światła. Bywają pewne anomalje, stany chorobowe, które uszczuplają znacznie normalne postrzeganie. Tak np. istnieje choroba, zwana daltonizmem<sup>\*)</sup>; dotknięci nią albo wcale nie postrzegają barw, rozróżniając tylko światłocienie, albo postrzegają nie wszystkie barwy — sąd takich ludzi o barwie tego czy innego źródła światła wypada zupełnie inaczej niż sąd człowieka o t. zw. normalnem widzeniu.

## 257. Barwy ciał t. zw. przezroczystych.

Rzućmy w zaciemnionym pokoju snop światła z latarni na białą tablicę. Ujrzymy na tablicy białą plamę. Gdy przed obiektywem latarni umieścimy pokolei kilka barwnych szkieł, plama na tablicy będzie kolejno żółta, czerwona, zielona i t. p. Niewątpliwie przy przechodzeniu przez barwne szkła promieniowanie, którego źródłem jest latarnia, ulega jakiejś zmianie. Jakiej mianowicie, dowiedzieć się możemy, analizując to światło przy pomocy pryzmatu. Zróbmy tak, by światło latarni, rozszczepione przez pryzmat (por. ust. 237) dało widmo na tablicy, a następnie ustawiajmy na drodze promieni barwne szkła i uważajmy, jakie zachodzą zmiany w widmie. Okazuje się, iż wstawieniu tej czy innej płytki barwnej towarzyszy zniknięcie pewnych części widma; gdy użyjemy płytki czerwonej, widzimy na tablicy tylko czerwoną część widma; przy zielonej płytce znika niemal zupełnie część czerwona i fioletowa, bardzo jaskrawo zarysowuje się część zielona, słabiej żółta i niebieska; przy płytce ciemno niebieskiej niemal wyłącznie widzimy część niebieską i fioletową widma. Wyciągamy z tego wnioski następujące: 1) promieniowanie, przechodząc przez każdą z tych płytek, ulega pochłanianiu, przytem w różnych płytkach pochłaniane są różnej długości fale świetlne; 2) o barwie tej czy innej płytki decyduje to promieniowanie, które nie zostało pochłonięte lecz przepuszczone przez płytkę; 3) jednobarwność płytek jest naogół po-

<sup>\*)</sup> Nazwa stąd pochodzi, iż cierpiał na tę chorobę znakomity chemik i fizyk Dalton. Przypominam prawo Daltona w części I Fizyki (ust. 107). Ze współczesnych uczonych cierpiał na daltonizm niedawno zmarły Röntgen.

zorna, barwa ich nie jest czystą barwą widmową, lecz syntezą tych barw czystych, które postrzegamy, poddając to barwne światło analizie widmowej. Barwnik, przy którego pomocy otrzymujemy szkła czerwone, przepuszcza promienie najbardziej zbliżone do jednorodnych, jakkolwiek fakt, że część czerwona widma, którą wtedy otrzymujemy, jest dość szeroka, przemawia za tem, iż mamy tu właściwie całą rozmaitość odcieni czerwonej barwy, składających się na pewną wypadkową całość.

To, co powiedzieliśmy o szklach barwnych, stosuje się do wszelkich ciał, wykazujących barwy w świetle przechodzącem — np. do roztworów różnych barwników. Badając zapomocą pryzmatu promieniowanie przepuszczonego przez roztwór światła białego, otrzymujemy typ widma *absorbcyjnego* — powstałego na skutek pochłaniania (absorbcji) pewnych rodzajów promieniowania w roztworze. W pewnych razach w tem widmie absorbcyjnym figurują tylko szersze smugi ciemne na miejscach tych czy innych części widma; w innych razach oprócz szerszych smug występują linje absorbcyjne jak w widmie słonecznym. Po tych charakterystycznych widmach absorbcyjnych można nawet pewne barwniki poznawać. Ilustrują to przykłady na tablicy barwnej, mieszczącej się na początku książki.

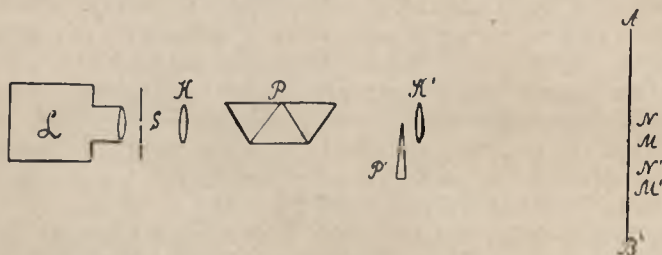
Wszystkie zatem ciała „przezroczyste” właściwie niemi nie są: część przechodzącej przez nie energii promienistej zostaje pochłonięta, zmieniając się przytem na ciepło. Ciałem zupełnie nieprzezroczystem dla światła byłoby takie, któreby pochłaniało wszystkie fale energii promienistej o długości między  $0,76 \mu$  i  $0,4 \mu$ . Ciałem zupełnie nieprzezroczystem wogóle byłoby takie, któreby pochłaniało falę energii promienistej wszelkiej długości. Możemy z dwu ciał, częściowo przezroczystych dla światła, utworzyć ciało zupełnie nieprzezroczyste; osiągniemy to, składając razem np. dwie płytki szklane, z których jedna jest czerwona, druga zielona — przez takie dwie płytki światło z latarni nie przedostaje się wcale do tablicy: płytka zielona nie przepuszcza promieni czerwonych, czerwona zaś pochłania wszystkie z wyjątkiem czerwonych, t. j. każda z płytek pochłania to promieniowanie, które inna przepuszcza.

Zróbmy jeszcze jedno doświadczenie. Złożmy razem płytki żółtą i niebieską i przez te dwie płytki rzućmy światło latarni na tablicę. Ujrzymy na niej plamę zieloną. Analizując światło, przepuszczone przez każdą z tych płytek, przekonywamy się, iż jedna i druga przepuszcza promienie zielone, poza tem każda pochłania resztę promieni, które inna przepuszcza; przez obie płytki, złożone razem, przechodzi tylko promieniowanie zielone, którego żadna z nich nie pochłania. Tym sposobem sporządzać możemy t. zw. filtry barwne, przepuszczające tylko określone promieniowanie, składając razem kilka płytek, z których każda oddzielnie jednobarwną nie jest, jakkolwiek taką się wydaje. Posługując się w podobnych doświadczeniach cienkimi blaszkami metalowymi, przekonać się możemy, że blaszki takie są częściowo przezroczyste, przyczem różne metale pochłaniają światło różnej barwy.

## 258. Barwy dopełniające.

W ust. 237 podaliśmy opis doświadczenia, wykazującego syntezę światła białego. Jeżeli w snopie rozszczepionym między pryzmatem a zwierciadłem wirującym umieścimy wąską zasłonę równoległą do krawędzi pryzmatu, któraby nie dopuściła do zwierciadła wirującego promieni pewnej barwy, to podczas prędkiego ruchu obrotowego zwierciadła widzicie będziemy na tablicy już nie smugę białą, ale barwną.

Synteza wszystkich barw widma z wyjątkiem którejkolwiek z nich nie daje już światła białego. I tak np. gdy zasłonimy czerwoną część widma, otrzymamy na tablicy smugę barwy niebieskawo-zielonej; gdy zasłonimy część żółtą, barwa ta będzie niebieską i t. p. Tę niebieskawo-zieloną barwę nazywamy dopełniającą do czerwonej, razem bowiem z czerwoną dałyby one w syntezie białą; podobnie niebieską barwę nazywamy dopełniającą względem żółtej. Jeżeli użyjemy większej zasłony albo tę samą zasłonę umieścimy inaczej, tak by zasłonić



Rys. 584.

kilka barw, np. całą część widma, poczynając od barwy czerwonej do żółtej włącznie, i zanotujemy sobie, jaką barwę będzie miała smuga na tablicy, następnie zaś zasłonimy tę część, która uprzednio była niezasłonięta, i zanotujemy sobie, jaką barwę daje synteza barw widma, poczynając od czerwonej do żółtej włącznie, to w obu razach poznamy nową parę barw dopełniających. Wogóle zatem barwami dopełniającymi nazywamy takie, które zanalizowane dają razem wszystkie barwy widma, a które w syntezie dopełniają się nawzajem do barwy białej. Oczywiście, można równie dobrze mówić o trzech barwach dopełniających, np. czerwonej, fioletowej i tej, którą otrzymamy przez syntezę reszty barw widma (będzie to również barwa zielona szczególnego odcienia). Rys. 584 przedstawia układ doświadczenia, bardzo dogodnie wykazującego barwy dopełniające. Z latarni  $L$  oświetlamy szparę  $S$ , której obraz rzucamy przy pomocy soczewki  $K$  na białą tablicę  $AB$ . Po ustawieniu pryzmatu nieodchylającego  $P$  otrzymujemy na tablicy widmo. Wtedy umieszczamy na drodze rozszczepionego snopa soczewkę cylindryczną  $K'$ , która skupia rozszczepione promienie i daje na tablicy białą smugę kształtu szpary; w ten sposób dokonujemy syntezy światła białego, nie tak wprawdzie dokładnie jak

przy pomocy zwierciadła wirującego (nie pozwala bowiem na to aberacja chromatyczna soczewki). Jeżeli teraz w pobliżu soczewki  $K'$  ustawimy pryzmacik  $P'$  o małym kącie łamiącym, krawędzią równoległą do szpary  $S$ , wsuwając go głębiej lub mniej głęboko w snop idącego ku soczewce światła, część światła zostanie uchylona ku podstawie pryzmatu  $P$ ; soczewka będzie zbierała dwa oddzielone od siebie snopy promieni i na tablicy zarysuje się już nie jedna prostokątna smuga biała, jeno dwie barwne o barwach dopełniających. Zmieniając położenie pryzmatu  $P'$ , otrzymamy szereg takich par barwnych, z których każda przedstawia właśnie barwy dopełniające.

## 259. Barwy ciał, rozpraszających światło przez odbicie.

Ciała nieświejące, a więc nie wysyłające fal energii promienistej o długości, zawartej między  $0,4 \mu$  i  $0,76 \mu$ , widzimy na skutek rozpraszania przez nie padającego na nie promieniowania ciał świejących. W świetle dziennem (słonecznym), w świetle lampy lub świecy widzimy otaczające nas przedmioty dzięki promieniowaniu tych źródeł, rozproszonemu od powierzchni widzianych ciał (p. ust. 230, gdzie porównywaliśmy pod tym względem dobre zwierciadła i przedmioty o niegładkiej, rozpraszającej powierzchni). Otóż, odbijanie się promieniowania nie zachodzi tu naogół u samej powierzchni ciał, lecz po przedostaniu się nieco w głąb ich powierzchniowej warstwy. Odbijmy w ciemnym pokoju przy pomocy zwierciadła płaskiego rzucony z latarni snop światła białego na biały sufit lub białą tablicę, używając jako zwierciadła cienkiej płytki szklanej; bez względu na to czy płytka będzie bezbarwna, czy też ze szkła czerwonego, niebieskiego lub zielonego, plama na suficie lub tablicy będzie biała. Tu właśnie promieniowanie odbija się u samej powierzchni zwierciadła i materiał tego ostatniego nie wywiera wpływu na zmianę promieniowania. Użyjmy jednak w tem doświadczeniu zwierciadła metalowego, np. polerowanej płytki miedzianej lub mosiężnej, a otrzymamy na suficie lub tablicy plamę barwną — czerwonawą w przypadku miedzi, żółtą w przypadku mosiądzu. W tym razie nie możemy przypuszczać, że odbicie zachodzi u samej powierzchni; musi się ono przedostawać cokolwiek w głąb metalu (porów. co było powiedziane w ust. 257 o przechodzeniu światła przez cienkie blaszki metalowe), przyczem zachodzi częściowe pochłanianie promieniowania, skutkiem czego światło odbite nie jest już takie, jak padające. Fakt ten tłumaczy nam właśnie barwy różnych metali — czerwonawą barwę miedzi, żółtą barwę mosiądzu, innego odcienia barwę żółtą złota, białą — srebra i t. p. Naturalnie z tego, cośmy powiedzieli w ust. 257, wypływa, że o barwie decyduje zespół tych promieni, które pochłonięciu nie ulegają i w syntezie dają barwę postrzeganą.

Gdy pokrywamy papier jakakolwiek farbą, rozpuszczamy najpierw odpowiedni barwnik w wodzie lub oleju. Barwnik tworzy w cieczy drobniutką zawiesinę. Gdy na pomalowany papier pada światło białe,

przedostaje się ono w głąb powierzchniowej warstwy i z jej wnętrza zostaje odbite w różnych kierunkach czyli rozproszone; przechodzi ono przytem przez te drobnutki bryłki barwnika, w których ulega częściowemu pochłanianiu, skutkiem czego właśnie rozprasza się już nie światło białe, lecz barwne. Barwa i tu, jak w przypadku szkielek barwnych, zależy od tego promieniowania, które nie uległo pochłonięciu. W ten sposób dokładnie czerwonym przedmiotem byłby ten, któryby rozpraszał tylko promieniowanie czerwone, pochłaniając wszelkie inne. Rzucając na taki przedmiot widmo ciągłe, widzielibyśmy na nim wyraźnie zarysowaną czerwoną część widma, reszty widma nie widzielibyśmy, gdyż wszelkie promieniowanie poza czerwonym ulegałoby w powierzchniowej warstwie tego przedmiotu pochłanianiu.

Używając kawałków barwnego sukna lub kretonu (za każdym razem w jednym jakimś kolorze), możemy łatwo się przekonać, że ich barwy nie są naogół jednorodnymi, podobnie jak przekonał się wyżej o niejednorodności barw szkielek. Wystarczy w tym celu na każdy z tych kawałków rzucić jak na ekran widmo ciągłe. Podczas gdy na białym ekranie wszystkie barwy widma pięknie się wyodrębniają, na tych barwnych ekranach części widma znikają częściowo lub całkowicie; świadczy to o pochłanianiu większym lub mniejszym tych czy innych promieni. Jeżeli np. na zielonem suknie zarysowuje się wyraźnie zielona część widma, ale poza tem widać znacznie słabiej zarysowaną część czerwoną, żółtą i niebieską, świadczy to, że owa dla oka naszego „zielona” barwa sukna nie jest czystą, jeno syntezą wszystkich tych barw, które w opisanem doświadczeniu dostrzegamy na suknie.

Co jednak będzie, gdy owe „barwne” przedmioty oglądać będziemy nie w świetle białem, ale również barwnem? Bardzo efektowne jest doświadczenie, gdy pokój, w którym są szczelnie zasłonięte okna (o ile robi się doświadczenie w dzień), oświetlimy płomieniem gazowym, zabarwionym na żółto przez wprowadzony doń sód (ewentualnie sól kuchenną). W świetle tem nie dostrzegamy żadnych barw z wyjątkiem żółtej oraz widzimy tylko w tym żółtym kolorze światłocienie — plamy jaśniejsze, ciemniejsze, czarne. Użyte poprzednio kawałki barwnego sukna, barwne papiery i inne przedmioty są w tem świetle albo żółte, albo szare, albo czarne; twarze osób, znajdujących się w pokoju, woskowo żółte, jakgdyby martwe. Zapalmy jednak lampę elektryczną lub odstońmy okna, by wpuścić światło dzienne, a w tej chwili mimowoli uśmiechniemy się do tej gry barw, któremi się pokój ożywi. O barwie zatem ciał w świetle rozproszonym decyduje nie tylko ich własność pochłaniania pewnych rodzajów promieniowania, ale i to, jakie światło daje źródło promieniowania. Dla lepszego poznania tej kwestji dobrze jest przyjrzeć się barwom różnych ciał (np. tych samych kawałków sukna lub kretonu), gdy ciała te oświetlamy z latarni, przepuszczając jej światło przez różnobarwne szkła i analizując za każdym razem użyte promieniowanie przy pomocy pryzmatu.

Wynika z tego wszystkiego, że ciałem doskonale białem nazwalibyśmy takie, któreby żadnych padających na nie promieni nie pochła-

niało, a tylko rozpraszało. Przeciwnie, ciałem doskonale czarnem nazwalibyśmy takie, któreby pochłaniało wszelkie padające na nie promieniowanie (porównaj ust. 254). Nie znamy ani ciał doskonale białych, ani doskonale czarnych. Najbliższym, że tak powiemy, ciałem jest świeżo spadły śnieg, najbardziej zbliżonym do doskonale czarnego — sadza. Jeżeli na kawał czarnego aksamitu rzucimy widmo, zobaczymy odrazu, jak bardzo różni się to ciało od naprawdę czarnego; gdy to samo widmo rzucimy na tablicę, pokrytą warstwą sadzy, zobaczymy, iż i tu nie mamy do czynienia z ciałem doskonale czarnem.

## 260. Fluorescencja i fosforescencja.

Parokrotnie wyżej posługiwaliśmy się zjawiskiem fluorescencji. Tak np. w ust. 237 używaliśmy ekranu fluoryzującego w celu wykazania nadfioletowej części widma; w ust. 232 używaliśmy roztworu fluoresceiny w celu znaczenia drogi, przebieganej przez światło w cieczy.

Wróćmy do tych doświadczeń, szukając w nich tym razem czegoś innego. A więc rzućmy znowu na ekran, pokryty platynocyjankiem baru, widmo. Uderzyć nas winno, że w widmie tem, widzialnem daleko poza granicą fioletowej części, dostrzegalnej na zwykłym białym ekranie, nie widać wcale ani niebieskiej, ani fioletowej części — miejsca te są zielone; natomiast części widma: czerwona, pomarańczowa, żółta, zarysowują się tak samo wyraźnie, jak na zwykłym ekranie białym. Zatem przez tę warstwę z platynocyjanku baru światło czerwone, pomarańczowe, żółte, zielone jest rozproszone tak, jak przez białe płótno, biały papier: natomiast światło niebieskie, fioletowe rozpraszane nie jest — tutaj jakgdyby pod wpływem tego promieniowania platynocyjanek baru świeci zielono; co więcej, to świecenie występuje i w tych miejscach, do których dochodzą promienie nadfioletowe, nie wywołujące już, jak wiemy, wrażeń wzrokowych.

Wykonajmy inne jeszcze doświadczenie. Rzućmy poprostu z latarni snop światła białego na ów ekran z platynocyjanku baru. Widzimy, że jest on zielony i moglibyśmy powstanie tej barwy tłumaczyć tak, jak wyżej tłumaczyliśmy barwę sukna czy papieru, t. j. że owa zielona barwa jest syntezą niepochłoniętego przez daną substancję promieniowania. Ale osłońmy obiektyw latarni pokolei szkłem czerwonym, zielonym i niebieskiem, by za każdym razem oświetlać ekran temi barwnymi promieniami. I co się okazuje? W świetle czerwonym ekran widzimy czerwony, t. j. czerwone promienie nie są tu pochłaniane, tylko rozpraszane. W świetle zielonym ekran jest zielony, zatem i tu dzieje się podobnie (jeżeli, dodajmy, nie będziemy zwracali pilniejszej uwagi na odcienie owej zieloności). Ale w świetle niebieskiem ekran bynajmniej nie jest niebieski, tylko zielony! Światło niebieskie nie jest więc tu rozpraszane; jeżeli ekran widzimy jako zielony, dowodzi to, że substancja, pokrywająca go — platynocyjanek ba-



ru — pochłaniając promieniowanie niebieskie, wysyła wzamian promieniowanie zielone. Na tem właśnie polega istota fluorescencji \*).

Z pochłoniętej energii promienistej, jak już wiemy, tworzy się naogół energia cieplna; ciała, pochłaniające promieniowanie, ogrzewają się. Tutaj mamy przykład przestaczania się pochłoniętej energii promienistej również w energję promienistą (nie mamy prawa twierdzić, że zamiana jest całkowita; część pochłoniętego promieniowania może się przytem przestoczyć w ciepło).

Zróbmy inne doświadczenie z roztworem fluoresceiny. Skierujmy z latarni szeroki snop światła do naczynia szklanego większego rozmiaru, wypełnionego tym roztworem, za naczyniem zaś ustawmy białą tablicę, na którą padało promieniowanie po przejściu przez roztwór. Używając światła białego, widzimy wyraźnie w cieczy zielono znaczoną drogę przenikającego przez roztwór promieniowania; na tablicy zaś światło, po przejściu przez ciecz, daje plamę żółto zieloną, co świadczy, że promieniowanie uległo w cieczy częściowemu pochłanianiu. Osłońmy jednak objektyw latarni pokolei różnemi barwnemi szklami. W świetle czerwonym ciecz wydaje się nam w bardzo słabym stopniu czerwoną; dowodzi to, że czerwone światło jest tu co najwyżej rozpraszane przez nieuniknione pyłki, zawieszone w cieczy; na tablicy bardzo wyraźnie rysuje się plama czerwona, co świadczy, że to promieniowanie czerwone niemal całkowicie przechodzi przez ciecz, nie ulegając w niej pochłanianiu. Jakże inaczej rzecz się przedstawi, gdy użyjemy światła niebieskiego! W cieczy dostrzegamy ten sam jakskrawo zarysowany snop zielony, jaki widzieliśmy w świetle białym, ale na tablicy plama niebieska zarysowuje się bardzo słabo. Zatem światło niebieskie ulega tu pochłanianiu, ale jego kosztem tworzy się promieniowanie zielone fluorosceiny. Słowem, wnioskujemy to samo, co wyżej z doświadczenia z platynocyjankiem baru.

Zauważmy, że nie wszystkie ciała fluoryzujące wykazują barwę zieloną. Np. nafta fluoryzuje niebieskawo; również w barwie niebieskiej, lecz innego odcienia, fluoryzuje roztwór chininy; roztwór chlorofilu w alkoholu daje fluorescencję krwisto-czerwoną; roztwór lakmu — pomarańczową i t. p. W każdym atoli przypadku nie wszystkie naogół, lecz określone tylko promienie wywołują fluorescencję; najsilniej przytem działają te, które są najbardziej pochłaniane. W celu dokładniejszego zbadania, które mianowicie promienie są w poszczególnych razach pochłaniane, należy obserwować widmo absorbcyjne badanych substancyj. Zgóry można przewidzieć, że te substancje fluoryzujące, które są niemal bezbarwne, jak np. roztwór chininy albo nafta, a zatem które pochłaniają skrajnie tylko promienie fioletowe oraz nadfioletowe, fluoryzują pod wpływem tychże promieni o krótkich falach. Koralowej barwy roztwór eozyny pochłania zielone promienie i przez te właśnie zielone promienie pobudzany jest do zielonej również (innego odcienia) fluorescencji. Roztwór chlorofilu podniecany jest do

\*) Sama nazwa fluorescencji wzięta jest od nazwy fluorku wapnia, mineralu, w którym zjawisko to obserwowano.

fluorescencji przez promienie jasno czerwone, które są przezeń pochłaniane. Te fakty pozwalają nam wnioskować, że możemy wywoływać fluorescencję przez podniecanie danej substancji najbardziej dla niej czynnymi promieniami jednorodnymi, i tu okazuje się rzecz ciekawa, że światło fluorescencji może być wówczas złożone. Tak np. światło, którem fluoryzuje nafta, naświetlona skrajnymi promieniami fiołkowymi, daje po rozszczepieniu widmo, zawierające wszystkie barwy, jednakowoż w takiej proporcji, że synteza ich daje wzmiankowaną barwę niebieskawą.

Stokes (czyt. Stoks) podał prawo, noszące jego imię, że promieniowanie, wysyłane przez ciała fluoryzujące, jest zawsze o dłuższej fali niż promieniowanie, wywołujące fluorescencję (np. wywołują fluorescencję promienie fiołkowe, a ciała fluoryzują zielono). Prawo to jednak nie jest ściśle i co najwyżej daje się stosować do substancyj fluoryzujących prawie bezbarwnych (w świetle białem oczywiście). Natomiast, jeżeli ciało fluoryzujące zaznacza się wybitną barwą, z czem idzie w parze brak w jego widmie absorbcyjnym mniej łamliwych części, może się dziać odwrotnie. Np. t. zw. czerwień naftalinowa, pobudzona przez promienie czerwone i pomarańczowe, daje fluorescencję, w której widmie zawarte są promienie zielone, a więc o krótszej fali. Bądź co bądź, charakterystyczne jest w zjawisku fluorescencji, że fale pochłanianej energii promienistej są innej długości, niż fale energii wypromieniowywanej—zachodzi więc tu, jak już powiedzieliśmy, przestaczenie się energii promienistej również w promieniowanie, ale inne co do długości fali. Wszakże do zupełnie nowych faktów doprowadzają badania fluorescencji par i gazów; nietrudno np. pokazać, że para jodu, pobudzana światłem zielonym, daje fluorescencję pomarańczowej barwy. Słynny fizyk amerykański Wood (czyt. Uud), badając bardzo zresztą złożoną fluorescencję pary sodu, wykazał, że podniecanie jej promieniowaniem charakterystycznym dla sodu ( $D$ ), a więc naświetlanie jej przez światło sodu wywołuje fluorescencję, której światło, rozszczepione przez pryzmat, daje również te same charakterystyczne linie  $D$ . W tym przypadku mamy najczystsza postać *rezonansu optycznego*.

Fluorescencja trwa dopóty, dopóki ciała fluoryzujące naświetlamy. Gdy naświetlanie przerywamy, fluorescencja ustaje, ale nie w tym samym momencie, jeno z pewnem, naogół małym opóźnieniem. Są jednak ciała, które po przerwaniu naświetlania czas dłuższy promieniają. Zjawisko to, zwane fosforescencją, występujące wybitnie w siarczkach baru, wapnia, strontu (zawierających domieszki innych metali) oraz w szeregu innych ciał, nie różni się zasadniczo od fluorescencji — różnica jest raczej ilościowa. Ciała fosforyzują w różnych barwach i każdemu znane są przypadki wyzyskiwania tego zjawiska w celu uwidocznienia pociemku przedmiotów, naświetlonych uprzednio światłem dziennym. (Przykładem zapalniczki, tarcze zegarków i t. p.).

Fluorescencja i fosforescencja stanowią przypadki szczególne t. zw. *luminescencji*; mamy w nich przykład świecenia ciał w niskiej

temperaturze czyli t. zw. *jarzenia się*. Znane są inne przypadki luminescencji np. przy pewnych procesach chemicznych: świecenie fosforu \*) skutkiem powolnego utleniania, świecenie drzewa spróchniałego, gnijących ryb, robaczków świętojańskich; luminescencję obserwujemy czasem przy tarceniu, łamaniu (np. łamaniu kawałka cukru pociemku), przy wykryszalaniu się pewnych substancji, wreszcie przy przechodzeniu wyładowań elektrycznych w gazach rozrzedzonych. Tęgo wszystkiego omawiać tu nie będziemy, a do wyładowań elektrycznych w gazach rozrzedzonych w swoim czasie wrócimy.

Zjawisko fosforescencji zależy bardzo od temperatury. Niektóre ciała, fosforyzujące w temperaturze pokojowej, po zanurzeniu w odpowiedniej mieszaninie oziębiającej przestają świecić, lecz poczynają znowu, gdy powrócą do temperatury pierwotnej; przeciwnie w temperaturze wyższej, np. po zanurzeniu do wrzącej wody, świecą intensywniej, niż w temperaturze pokojowej. Znane są jednak inne ciała, które fosforyzują po uprzednim oziębieniu, np. po zanurzeniu w ciekłym powietrzu. Czas trwania świecenia bez ponownego naświetlania zależy w każdym razie od prędkości, z którą dane ciała wydatkują swoje zapasy energii promienistej; skoro np. w wyższej temperaturze fosforescencja jest intensywniejsza, ustaje prędzej niż w temperaturze niższej.

Zasługuje na uwagę następujące doświadczenie, które nietrudno jest wykonać. Rzucmy w ciemnym pokoju widmo ciągłe na ekran, pokryty substancją fosforyzującą (np. t. zw. farbą Balmaina albo siarczkiem cynku) po uprzednim naświetleniu tego ekranu światłem dziennym \*\*). Jeżeli po kilku minutach zgasimy lampę, przy której pomocy otrzymywaliśmy widmo, ujrzemy na tle świecącego ekranu znacznie jaśniej świecące miejsca tam, gdzie przypadały niebieskie i fioletowe części widma, natomiast zarysowujące się jako ciemne na jasnym tle ekranu te miejsca, gdzie leżały pozostałe części widma. Zatem bardziej łamliwe części widma podniecają jakgdyby fosforescencję, natomiast mniej łamliwe ją gaszą. Najciekawsze w doświadczeniu jest to, że owa ciemna smuga rozciąga się dalej poza granicę, gdzie padał czerwony koniec widma. Obserwowanie tego „gaszącego” działania promieni podczerwonych jest bardzo wygodnym sposobem doświadczenia wykazania istnienia podczerwonej części widma.

Na czymże może polegać owo działanie gaszące? Na tem, że pod działaniem tych promieni substancja naświetlona wydaje swoje zasoby energii promienistej prędzej. To też, przyglądając się uważnie ekranowi fosforyzującemu, na który rzucamy widmo, stwierdzamy na nim czas pewien wzmoczone świecenie poza granicą, gdzie się kończy czer-

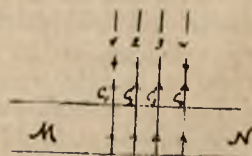
\*) Stąd pochodzi nazwa fosforescencji, którym to terminem dawniej obejmowano więcej, niż dzisiaj to my czynimy; dziś oznaczamy tem mianem promienowanie, wywołane przez naświetlanie i trwające po ustaniu naświetlania (naświetlanie pojmujemy w znaczeniu najszerszem, a więc niekoniecznie przez promienowanie jasne).

\*\*) Ekran taki w ciemnym pokoju wydaje się jednolicie świecącym na całej powierzchni.

wona część widma i w ten sposób również wykazujemy istnienie jego części podczerwonej.

## 261. Barwy interferencyjne.

Znana jest każdemu piękna gra kolorów na bańkach mydlanych. Niemniej piękną grę barw dostrzec możemy na powierzchni kałuż, gdy są pokryte warstewką tłuszczu, nafty. Wogóle cienkie warstewki różnych substancyj wykazują tego rodzaju zabarwienie. W celu wyjaśnienia, jak ono powstaje, przypuśćmy, iż na mieszczącą się w powietrzu cienką warstewkę  $MN$  np. mydlin, której grubość jest na rys. 585 bardzo powiększona, pada prostopadłe do jej powierzchni snop jednolitych promieni równoległych, oznaczonych na rysunku przez 1, 2, 3, 4; innymi słowy padają jedna za drugą fale płaskie energii promienistej. Fale te odbijają się częściowo u pierwszej powierzchni warstewki i podążają po odbiciu w tę stronę, z której przyszły, częściowo zaś wchodzi w głąb warstewki, odbijają się również częściowo u drugiej powierzchni, a wracając do powierzchni pierwszej, znowu częściowo wychodzą w powietrze i podążają tam dalej w tym samym kierunku, w którym biegą fale odbite od powierzchni pierwszej. Oczywiście wewnątrz warstewki może zachodzić odbijanie się u powierzchni wielokrotnie, ale do zrozumienia istoty zjawiska wystarczy rozpatrzenie wyniku odbijania się fal w powietrzu od powierzchni pierwszej  $C_1 C_2 C_3 C_4$  oraz pierwszego ich odbijania się w cieczy od powierzchni drugiej  $A_1 A_2 A_3 A_4$ . I te i tamte fale podążają w tę stronę, z której przyszły, a więc w kierunku, zaznaczonym przez 1, 2, 3, 4. W każdym momencie, gdy od powierzchni  $C_1 C_2 C_3 C_4$  odbija się jedna z fal padających, schodzi się z nią i podąża razem inna fala, która przedtem przybyła i już zdążyła przebiec w warstewce cieczy drogę między jej powierzchniami tam i z powrotem. Obie te fale interferują i wyniki interferencji wypadają rozmaicie, zależnie od tego, w jakich fazach — zgodnych czy niezgodnych — spotykają się u powierzchni  $C_1 C_2 C_3 C_4$  drgania dwu tych fal. Podobnie jak wyżej i w tem samym znaczeniu (porów. ust. 249) mówić tu będziemy o „górach” i „dolinach”. Przypuśćmy więc, że w pewnym momencie do przedniej powierzchni  $C_1 C_2 C_3 C_4$  naszej warstewki dobiega „góra”, grubość zaś warstewki równa się połowie długości fali danego promieniowania w substancji warstewki; \*) droga więc fali w warstewce tam i z powrotem wynosi całą falę, a zatem w momencie, gdy do powierzchni  $C_1 C_2 C_3 C_4$  dobiega, jak powiedzieliśmy, któraś z rzędu „góra” padających na tę powierzchnię fal, schodzi się z nią również



Rys. 585.

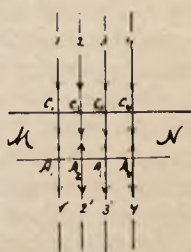
\*) Przypominamy (porów. ust. 237), że długość fali tego samego rodzaju promieniowania jednorodnego jest naogół różna w różnych ośrodkach.

górze poprzedniej fali, która już zdążyła przebiec grubość warstewki i wrócić do  $C_1, C_2, C_3, C_4$ . Zdawałoby się wobec tego, iż obie fale, które razem teraz będą podążać od powierzchni  $C_1, C_2, C_3, C_4$  w stronę, z której przyszły, schodzą się w zgodnych fazach, a zatem wynikiem zachodzącej tu interferencji jest wzmocnienie drgań, innymi słowy odbijanie się padającego promieniowania od warstewki. Tak jednak nie jest. Zwróćmy uwagę, iż odbicie fal na przedniej ( $C_1, C_2, C_3, C_4$ ) i tylnej ( $A_1, A_2, A_3, A_4$ ) powierzchni warstewki zachodzi nie w jednakowych warunkach; u pierwszej odbijają się fale w powietrzu od cieczy, a więc od gęstszego optycznie ośrodka, u drugiej zaś w cieczy od powietrza, t. j. od rzadszego optycznie ośrodka. Dzieje się więc tu tak, jak w przypadku odbijania się fal mechanicznych, rozchodzących się w pewnym ośrodku, na granicy ośrodka więcej lub mniej bezwładnego (por. ust. 195). Skutkiem tego „górze” odbija się u powierzchni  $C_1, C_2, C_3, C_4$  cieczy jako „dolina”, podczas gdy u powierzchni  $A_1, A_2, A_3, A_4$  zmiana ta nie zachodzi; ostatecznie zatem skutkiem tego przy danej grubości warstewki u powierzchni  $C_1, C_2, C_3, C_4$  schodzą się drgania nie w zgodnych lecz we wręcz przeciwnych fazach i znoszą się nawzajem. W tych warunkach więc padające na warstewkę promieniowanie nie odbija się wcale i to samo oczywiście zachodzić będzie, jeżeli grubość warstewki będzie równa nie jednej, lecz jakiegokolwiek całkowitej liczbie półfal danego promieniowania jednorodnego w materjali warstewki. Jeżeli jednak grubość warstewki równać się będzie ćwiartce fali, lub trzem, pięciu — wogóle nieparzystej liczbie — ćwiartek fali, tak że droga fali w warstewce w jedną i drugą stronę wyniesie pół fali, półtora fali i t. d., to oczywiście z uwzględnieniem wszystkiego, co tu zostało powiedziane, winniśmy zrozumieć, iż zachodzić będzie wzmocnianie się drgań przy interferencji, a więc padające promieniowanie będzie się odbijać od warstewki. Pomijam inne możliwości, gdy odpowiednio do grubości warstewki różnica faz przy spotykaniu się fal będzie inna, a więc zachodzić będzie częściowe wzmocnianie się, względnie częściowe znoszenie się drgań.

Jeżeli grubość warstewki jest taka, że padające na nią jednorodne promieniowanie (np. żółte) ulega odbiciu, i jeżeli te odbite promienie dochodzą do oka obserwatora, stwierdza on, iż warstewka jest odpowiednio zabarwiona (np. że jest żółta). Jeżeli grubość jest inna i promieniowanie się nie odbija, warstewka zabarwienia nie wykazuje. Przypuśćmy jednak, że na warstewkę, która, że się tak wyrazimy, „gasi” promieniowanie żółte, pada snop nie jednorodnych żółtych, lecz białych promieni. Wówczas z tego chaosu fal, które podążają ku warstewce, zostają przez nią wybrane i zgaszone właśnie fale światła żółtego, reszta się odbija. W świetle odbitem postrzegamy więc już nie barwę białą, lecz dopełniającą do żółtej, której brakuje — warstewka wydaje się nam w świetle białem niebieską. Podobnie — przy innej grubości — warstewka ukaże się nam w świetle białem jako zabarwiona, ale na inny kolor.

Warstewka taka nie tylko w świetle odbitem, ale i przechodzącym winna wykazać zabarwienie, co też istotnie zachodzi. Tłumaczy to ry-

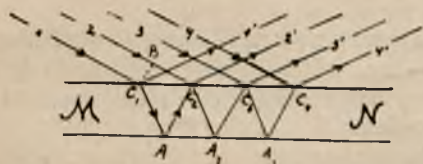
sunek 586. Fale, dobiegając prostopadle do warstewki, częściowo przez nią przechodzą, poza tem jednak w kierunku tych samych prostych  $1' . 2' . 3' . 4' \dots$  podążają fale, które w warstewce odbijają się od powierzchni  $A_1 A_2 A_3 A_4$ , następnie zaś od powierzchni  $C_1 C_2 C_3 C_4$ . Fale, idące bezpośrednio przez warstewkę oraz podążające również w tamtą stronę po takim dwukrotnem (a także cztero, sześciokrotnem i t. d.) odbiciu interferują ze sobą i wynik tej interferencji zależy również od grubości warstewki. Proponujemy czytelnikowi samemu dowieść, że w świetle przechodzącem barwy ukazywać się będą wręcz odwrotnie niż w świetle odbitem (odbijanie się promieniowania zachodzi tu u obu powierzchni warstewki w zupełnie jednakowych warunkach!).



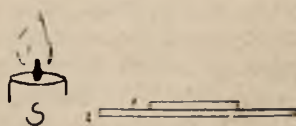
Rys. 586.

Naogół biorąc, promieniowanie padać może na warstewkę niekoniecznie prostopadle, jak to założyliśmy, pragnąc sobie ułatwić wyjaśnienie zachodzącego tu zjawiska. W przypadku padania ukośnego rzecz się przedstawia tak, jak to tłumaczy rys. 587. Np. w kierunku (2) podąża tu po odbiciu się od przedniej powierzchni warstewki promień, oznaczony przez (2); w tym samym kierunku (2) podąża promień (1) po przebyciu w warstewce drogi  $C_1 A_1 C_2$ . Podobnie u punktu  $C_3$  w kierunku (3) podąża odbity tam promień (3), a także promień (2) po przebyciu w warstewce drogi  $C_2 A_2 C_3$  i t. d.

Powtarzać całego przytoczonego wyżej rozumowania nie potrzebujemy. Tu oczywiście różnica dróg  $C_1 A_1 C_2 - BC_2$ , przebytych przez



Rys. 587.



Rys. 588.

promieniowanie w warstewce i w powietrzu, ma to samo znaczenie, co na rys. 585 droga od  $C_1$  do  $A_1$  i z powrotem (wzgl. od  $C_3$  do  $A_2$  i z powrotem i t. d.). Zależnie więc od tego, ile ćwiartek fal danego promieniowania będzie wynosiła ta różnica, padające na warstewkę promieniowanie zostanie odbite lub też częściowo albo całkowicie zgąszone.

Czytelnik zechce sobie sam przeprowadzić odpowiednie rozumowanie dla przypadku tworzenia się barw takich warstewek w świetle przechodzącem i padającym ukośnie na warstewkę.

Piękna gra barw, którą obserwujemy w bańkach mydlanych w świetle białem (dziennem), znajduje więc wyjaśnienie, skoro zechcemy uwzględnić różną grubość ścianek poszczególnych baniek, różną grubość ścianek w poszczególnych miejscach jednej i tej samej

bańki (pod wpływem ciężaru ciecz, zawarta między dwiema ograniczającymi ją powierzchniami, sływa nieustannie ku dołowi), a także różne kąty, pod którymi na różne miejsca baniek pada promieniowanie. Ta piękna gra ustaje jednak, gdy oglądamy bańkę mydlaną w świetle jednorodnym, np. w pokoju, oświetlonym przez żółte światło sodu; na bańce ukazują się wtedy jedynie światłocienie. Dlaczego?

Cienka warstewka, wykazująca barwy interferencyjne, niekoniecznie musi być utworzona z materiału optycznie gęstszego niż otaczający ośrodek. Chodzi tylko o to, by ta gęstość optyczna była inna aniżeli gęstość ośrodka. Jeżeli złożymy dwie pierwsze lepsze płytki szklane, nigdy nie będą one miały powierzchni tak doskonale płaskich, by mogły szczelnie przystać jedna do drugiej. Między płytkami zawierać się będzie warstewka powietrza. Jeżeli tak, jak to przedstawia rys. 588, umieścimy w  $S$  źródło światła białego, np. płomień świecy, obserwator, którego oko przypada w  $O$ , dostrzeże barwy interferencyjne w tej warstewce. Jeżeli źródło światła  $S$  dawać będzie światło jednorodne, np. będzie to płomień gazu, zabarwiony sodem na żółto, dostrzeżemy liczny układ jasnych (żółtych) oraz ciemnych prążków interferencyjnych, przeważnie krzywych. Powstają te prążki przez interferowanie światła odbitego od obu powierzchni warstewki powietrznej, zawartej między płytkami: „gaszenie” tego światła w różnych miejscach tej warstewki, zależnie od jej grubości i kierunku przebiegających przez nie promieni, czytelnik sobie łatwo wytłumaczy; promienie będą się odbijać również od górnej powierzchni z wierzchu leżącej płytki oraz dolnej powierzchni płytki leżącej u spodu, dając obraz płomienia w płytkach, jak w zwierciadłach, ale ten szczegół nie zaciemnia istoty doświadczenia, przeciwnie na tle tego obrazu prążki znakomicie się zarysowują.

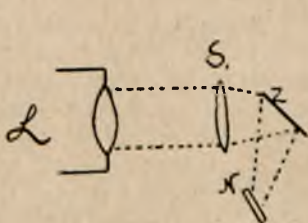
Newton podał następujący sposób otrzymywania barw i prążków interferencyjnych w warstewce powietrza. Na płytkę szklaną  $AB$  o ścianach płaskich równoległych (rysunek 589) kładziemy drugą płytkę szklaną  $CD$ , z jednej strony płaską, z drugiej kulistą tak, by powierzchnia kulista tej drugiej płytki przypadła na pierwszej. Między płytkami tworzy się warstewka powietrza o grubości coraz większej ku obwodowi płytek. Jeżeli płytki są dobrze oszlifowane, tak że stykające się powierzchnie płytek są jak najdokładniej płaska i kulista, wówczas rzucając na dany układ od strony  $CD$  snop światła jednobarwnego, dostrzegamy obraz taki, jak widzimy na rysunku 589 — układ pierścieni jasnych i ciemnych, znanych pod nazwą pierścieni Newtona. Są to właśnie prążki interferencyjne, których powstawanie łatwo możemy wytłumaczyć na podstawie powyższych wyjaśnień. Grubość warstewki przy doskonałych powierzchniach płytek wzrastałaby jednakowo we wszystkich kierunkach; stąd kształt kołowy prążków (o ile powierzchnie są niedokładnie oszlifowane, pierścienie są owalne albo zgoła nieprawidłowego kształtu krzywemi zamkniętymi). Znając promień krzywizny powierzchni kulistej płytki górnej, możemy obliczyć, jaka jest grubość warstewki powietrza w miejscu pierwszego, drugiego prążka i t. d. i tą drogą obliczyć, na podstawie

rozumowania przytoczonego wyżej (rys. 585) długość fali użytego w doświadczeniu promieniowania.

Przez to doświadczenie uzasadnia się założenie, które uczyniliśmy co do odbijania się promieniowania na granicy ośrodka bardziej gęstego optycznie i mniej gęstego. Nie robiąc takiego założenia, nie potrafilibyśmy wytłumaczyć, dlaczego w środku układu pierścieni widzimy plamę ciemną — wszak tam grubość warstewki powietrznej jest niemal równą zeru. Posługując się światłem jednorodnym różnej długości fali (np. czerwonym i niebieskim), oczekiwać możemy, że odległości między prążkami w obu razach nie będą jednakowe; w przypadku dłuższej fali trzeba będzie większej zmiany grubości warstewki, by grubość ta wzrosła o  $\frac{1}{2} \lambda$ , niż w przypadku krótszej fali; w przy-



Rys. 589.



Rys. 590.

padku zatem dłuższej fali (światła czerwonego) prążki będą bardziej rozsunięte, niż w przypadku fali krótszej (światła niebieskiego). Używając światła białego, obserwujemy pierścienie barwne; tworzenie się barw uzasadniamy tak samo jak zabarwienie baniek mydlanych, gdy są oświetlone światłem białym.

Pragnąc pokazać pierścienie Newtona większej naraz liczbie osób, wykonać można doświadczenie, rzucając te pierścienie na białą tablicę według schematu, podanego na rys. 590. Z latarni rzucamy snop światła zleżka zbieżnego i przy pomocy zwierciadła Z skierujemy go na układ N płytek, które mają dać pierścienie; następnie przy pomocy soczewki  $S_2$  rzucamy obraz pierścieni na tablicę TT. Umieszczając między latarnią a soczewką  $S_1$  płytki ze szkła czerwonego lub niebieskiego, wykażemy, że większa jest odległość między pierścieniami w świetle czerwonym niż w niebieskim, co przemawia za większą długością fali światła czerwonego. O ile nie umieścimy żadnego barwnego filtru na drodze promieni, a rzucimy na N światło białe, pierścienie na tablicy ukażą się zabarwione na barwy tęczy.

Układ płytek Newtona pozwala obserwować również pierścienie w świetle przechodzącym, są one jednak znacznie słabsze i mniej się nadają do demonstrowania większej naraz liczbie osób. Doświadcze-



nie Newtona zasługuje ze względów historycznych na szczególną uwagę. Z niego bowiem Newton wyznaczył wielkości charakterystyczne, które my nazywamy długościami fal świetlnych, a które on, twórca i zwolennik teorii emisyjnej, rozumiał i ujmował inaczej.

Ponieważ długości fal świetlnych wynoszą ułamki mikrona, przeto najmniejsze zbliżenie lub oddalenie płytek, między którymi mieści się warstewka powietrza, i towarzysząca temu zmiana grubości tej warstewki wpływa niezwłocznie na zmianę układu prążków interferencyjnych. Znajduje to zastosowanie przy bardzo ścisłych pomiarach długości (p. zadania).

Pozostaje jeszcze omówić pytanie, dlaczego barwy interferencyjne występują w cienkich blaszkach, a nie w dowolnie grubych. Wszak, zdawałoby się, dla danej długości fali rozumowanie, przeprowadzone w stosunku do tego, co wyobrażają rys. 585 — 587, jest słuszne przy każdej grubości płytki. To też istotnie w świetle jednorodnym prążki interferencyjne dają się obserwować i w grubych płytkach; czytelnik jednak zechce, opierając się na podanych wyżej rysunkach, wywnioskować, jak zmienia się odległość między prążkami wraz ze wzrostem grubości płytek. Co innego, jeżeli używamy w doświadczeniu światła białego. Wszak im cieńsza płyta, tem dokładniejszą wielokrotnością będzie jej grubość względem jakiejś jednej określonej długości fali;

np. jeżeli grubość warstewki jest  $0,972 \mu$ , wówczas  $0,972 \mu = 9 \frac{0,432 \mu}{4}$ ,

t. j. = nieparzystej liczbie ćwiartek fali  $0,432 \mu$ , co stanowi fale światła niebieskiego; ten zaś warunek wyznacza odbijanie się tego rodzaju promieniowania od warstewki. Dla innych długości fal z dziedziny widzialnej części widma tej ścisłej zależności nie będzie, inne więc rodzaje promieniowania będą całkowicie albo w znacznej mierze zgaszone, skutkiem czego dana warstewka ukaże się nam w świetle białym niebieską. Natomiast, jeżeli np. warstewka ma grubość  $0,972 \text{ mm}$ ,

wówczas  $0,972 \text{ mm} = 9000 \cdot \frac{0,432 \mu}{4}$ ,  $0,972 \text{ mm} = 7200 \cdot \frac{0,540 \mu}{4}$ ,

$0,972 \text{ mm} = 6000 \cdot \frac{0,648 \mu}{4}$  i t. d., słowem, grubość warstewki jest

parzystą wielokrotnością całego szeregu ćwiartek fal, odpowiadających wszystkim częściom widma. Czytelnik może sobie sam tę listę uzupełnić. Co z tego wynika? Oto, że fale najrozmaitszej długości, przypadające we wszystkich częściach widma, będą tu w jednakowej mierze zgaszone; w świetle zatem odbitem od płytki będzie brakowało w jednakowej mierze różnych barw, żadna natomiast nie będzie w szczególności wzmocniona; otrzymamy zatem wrażenie, że płytka jest bezbarwna. Słuszność takiego wyjaśnienia potwierdza analiza widmowa światła, odbitego od takiej płytki — we wszystkich częściach widma dostrzegamy mnóstwo wążutkich prążków absorbcyjnych.

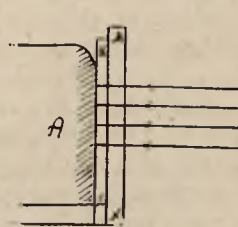
## 262. Fale świetlne stojące.

W ust. 199 rozważaliśmy przypadek tworzenia się fal stojących na sznurze, zaś w ust. 214 tworzenie się fal stojących głosowych. Poznaliśmy w tem zjawisku szczególnie przypadek interferencji, gdy fale, rozchodzące się w jakimkolwiek ośrodku, spotykają się z odbitymi od granicy tego ośrodku i biegnącymi im na spotkanie; fale, padające na tę granicę, winny podążać wtedy ku niej prostopadle. Skoro rozchodzenie się promieniowania jest również zjawiskiem ruchu falowego, oczekiwać należy i tu możliwości tworzenia się fal stojących i to w przypadku, gdy promieniowanie pada na zwierciadło płaskie prostopadle, przyczem oczywiście promieniowanie odbite podąży na spotkanie padającemu. Jeżeli promienie padające są jednorodne, oczekiwać należy zjawiska analogicznego do przytoczonych w ust. 199 i 214, a zatem utworzenia się płaszczyzn węzłowych, przypadających od siebie w odległościach równych połowie długości fali użytego w doświadczeniu promieniowania. Powstać tylko może pytanie, czy wobec tak małych odległości dadzą się te płaszczyzny węzłowe w jakimkolwiek sposób wykryć?

Można zrobić doświadczenie według schematu następującego, wyobrażonego na rys. 591. *MN* wyobraża płytkę szklaną, narysowaną przesadnie grubą, *KL* zaś również wyobrażoną przesadnie grubą, w rzeczywistości zaś bardzo cienką, czułą warstewkę fotograficzną.

Ta „klisza fotograficzna” tworzy ścianę boczną częściowo wyobrażonego na rysunku naczynia *A*, wypełnionego rtęcią. Prostopadle na *MN* padające promienie równoległe (a więc fale płaskie energii promienistej  $\parallel MN$ ) przechodzą przez płytkę szklaną, następnie przez tę cienką czułą warstewkę fotograficzną, odbijają się od powierzchni rtęci jak od zwierciadła płaskiego i kierują się nazwewnątrz tą samą drogą,

którą przyszły. Mamy zatem tu przypadek spotkania się ze sobą fal padających z odbitymi, interferowanie tych fal i tworzenie się właśnie owych fal stojących. Cienka dla naszego oka warstewka *KL* jest bardzo gruba w stosunku do długości fal świetlnych i jeżeli, np., promieniowanie padające jest jednorodne, a długość fali  $0,58 \mu$  (światło żółte), to w warstewce tej tworzy się szereg równoległych płaszczyzn węzłowych, przypadających w odległości  $0,29 \mu$  jedna od drugiej; pomiędzy temi płaszczyznami przypadają miejsca największych drgań. Działanie przechodzącego przez warstewkę promieniowania na zawarte w warstewce sole srebra będzie najsilniejsze tam, gdzie przypadają największe drgania; działania tego natomiast nie będzie w płaszczyznach węzłowych. Po wywołaniu takiej płytki srebro metaliczne wy-



Rys. 591.



Rys. 592.

dzieli się cienkimi warstewkami, przypadającymi jedna od drugiej w odległościach, równych połowie długości fali, t. j. w danym razie 0,29  $\mu$ . Badanie naświetlanych w ten sposób warstewek fotograficznych, a mianowicie zastosowanie t. zw. mikrofotografji, t. j. dokonywanie mikroskopowych zdjęć ich przekrojów wykazało, iż istotnie tworzy się tam subtelne uwarstwienie srebra, co schematycznie wyobraża rys. 592. Tą drogą zyskujemy jeszcze jeden dowód na rzecz teorii falowej promieniowania.

### 263. Zasady fotografji barwnej.

Znakomity fizyk francuski Lippmann, któremu zawdzięczamy pomysł podanego w poprzednim ustępie doświadczenia<sup>\*)</sup>), użył tej metody w celu uzyskania zdjęć fotograficznych w barwach naturalnych. Aby to zagadnienie zrozumieć, przypuścmy, że na gotową już, a więc wywołaną i utrwaloną po wykonaniu wymienionego doświadczenia płytkę *MN* i warstewkę *KL* pada w kierunku do nich prostopadłym snop takich samych promieni równoległych o tej samej długości fali. Padające promieniowanie częściowo przechodzi przez każdą z cieniutkich blaszek srebrnych, mieszczących się w *KL*, częściowo zaś się odbija. W kierunku zatem, prostopadłym do płytki *MN*, podążają fale energii promienistej, odbite od szeregu tych blaszek, a zatem interferujące, jak to objaśniliśmy w ust. 261 (rys. 585), gdzie mowa była o barwach cienkich płytek. Czytelnik, który uważnie przestudjował tamten ustęp i który zechce uwzględnić, iż na każdej z blaszek zachodzi tu odbicie w warunkach jednakowych (a więc niema tu potrzeby uwzględniania zmiany fazy przy odbiciu), zrozumie, że w tym razie, gdy połowa długości fali promieniowania padającego wynosi w warstewce tyle, ile odległość między blaszkami srebra, wynikiem interferencji będzie wzmocnienie drgań, a więc padające na płytkę *MN* promieniowanie zostanie odbite, a umieszczone na jego drodze oko dostrzeże płytkę *MN* w jednorodnej barwie, odpowiadającej danej długości fali<sup>\*\*)</sup>). Jeżeli jednak na płytkę *MN* rzucimy światło innej długości fali, wynikiem interferencji będzie „zgaszenie” tego promieniowania — nie zostanie ono od płytki odbite. Cóż teraz będzie, gdy na płytkę rzucimy w podobny sposób światło białe? Wówczas z chaosu fal, które tworzą światło białe, zostaną odbite tylko te, które odpowiadają długością odległościom między blaszkami srebra w warstewce *KL*, inne będą zgaszone; innymi słowy, płytka, naświetlona uprzednio np. promieniowaniem żółtem, w świetle białym będzie potem żółta.

Gdybyśmy do naświetlania użyli promieniowania innej barwy, np. czerwonej, płytka nabrałaby własności odbijania tylko promieni czerwonych i w świetle białym byłaby czerwona. Naturalnie w tym przy-

<sup>\*)</sup> Lippmann nie był bynajmniej jedynym fizykiem, który badał tworzenie się fal świetlnych stojących.

<sup>\*\*)</sup> Płytkę *MN* trzymać wtedy należy na ciemnym tle, by uniknąć komplikującego wpływu światła przechodzącego.

padku wytworzyłyby się w warstewce *KL* blaszki srebra w innych (większych) jedna od drugiej odległościach. Gdyby wreszcie na poszczególne miejsca płytki *MN* padały promienie różnych barw, t. j. różnej długości fale, odpowiednio miejsca odbijałyby potem odpowiednie promieniowanie i w świetle byłyby tej samej barwy, co promienie naświetlające je. Osiągamy w ten sposób możliwość otrzymywania obrazów fotograficznych w barwach naturalnych. Podaliśmy oczywiście w powyższym opisie samą zasadę tej metody, nie dotykając szczegółów; chodzi nam jednak tylko o zasadę ze względu na jej związek z teorią falową promieniowania.

Są jeszcze inne sposoby otrzymywania barwnych zdjęć fotograficznych, ale opierają się one, podobnie jak druk kolorowy, na innej zasadzie, a mianowicie na odpowiednim mieszaniu barwników — trzech t. zw. zasadniczych barw. W ust. 258 mówiliśmy o możliwości dobrania trzech barw, dopełniających się razem do białego. Krążek, którego odpowiednie wycinki będą miały tylko te trzy barwy, obracając się prędko na wirownicy, wyglądać będzie jakgdyby był biały. Mieszając wszakże dwie z tych barw, nie otrzymamy już białej; podobnie nie otrzymamy białej, jeżeli jednej z barw składowych będzie, że się tak wyrazimy, za mało albo za wiele (na krążku wycinek, zabarwiony nią, będzie za mały albo za wielki). Mieszanie w odpowiedniej proporcji tych trzech barw zasadniczych umożliwi otrzymanie wszelkich barw. Wyzyskujemy tu niedokładność naszego oka, które nie rozróżnia barw czystych od złożonych. Wyciskając na jednym i tem samym miejscu papieru odbitki trzech odpowiednio sporządzonych klisz drukarskich, wyobrażających — dajmy na to — portret czy widok i zabarwionych odpowiedniami farbami, otrzymujemy barwne odbitki nieraz wysokiej wartości artystycznej. Podobnie, a jednak nieco inaczej, wykonywane są barwne zdjęcia fotograficzne. Klisze do takich fotografii przygotowują się w specjalny sposób: na płytce szklanej mieści się „filtr” barwny, złożony z drobnutkich plamek w trzech zasadniczych barwach (czerwonej, zielonej i niebieskiej odpowiednich odcieni), tak drobnych, że ich gołym okiem prawie nie widać i tak pomieszanych, iż płytka w świetle przechodzącem wydaje się biała \*); dopiero na tym filtrze znajduje się czuła warstewka fotograficzna. Kliszę taką zakłada się do kasety nie czułą warstwą, ale przeciwnie szkłem na wierzch tak, że światło od fotografowanego przedmiotu, zanim się przedostanie do czułej warstewki, musi przejść przez ów filtr. Przepuścimy, iż fotografujemy przedmiot czerwony dokładnie tej barwy, co barwa czerwonych plamek filtru. Wówczas światło przechodzi przez plamki czerwone, dochodzi do czułej warstewki i wywołuje znane działanie (warstewka musi być panchromatyczna, t. j. reagować na wszystkie barwy — por. ust. 243, str. 163); przez inne miejsca filtru światło nie

\*) Słynna firma Lumière'a w Paryżu robi te plamki, pokrywając płytkę szklaną cienką warstewką przezroczystego kleju, posypując ją potem mieszaniną drobnutkich bryłek krochmalu, zabarwionych na wskazane barwy i zmieszanych w takiej proporcji, że mieszanina wydaje się białą, oraz rozgniatając następnie te bryłki, a zarazem przyklejając je do szkła przy pomocy kauczukowego walca.

przechodzi i na czułą warstewkę nie działa. Po wywołaniu kliszy czernieją te tylko miejsca, do których doszły promienie przez czerwone plamki filtru; reszta kliszy pozostaje biała. Tu poddaje się kliszę kąpieli, pod której wpływem otrzymany negatyw staje się pozytywem — miejsca czarne kliszy stają się przezroczyściami, białe — ciemnymi \*). Po wypłokaniu i wysuszeniu kliszy mamy fotografię barwną skończoną. W świetle białym przechodzącym widzimy sfotografowany czerwony przedmiot: światło przedostaje się tylko przez przezroczyste miejsca pozytywu, a ponieważ tam przypadają czerwone plamki filtru, widzimy układ drobniutkich plamek czerwonych, razem tworzących obraz fotografowanego przedmiotu (plamki te są tak blisko jedne drugich, iż gołym okiem oddzielnie ich nie widzimy, jakkolwiek przez lupę doskonale je rozpoznajemy).

Gdybyśmy fotografowali przedmiot zielony dokładnie tej barwy, co barwa zielonych plamek filtru, tę samą rolę, co w poprzednim przykładzie czerwone plamki filtru, tu odegrałyby plamki zielone. Jeżeli fotografujemy przedmiot biały, światło przedostaje się przez wszystkie plamki filtru, gdzie przypada obraz, wszędzie klisza czernieje, a następnie przy odwracającej kąpieli staje się przezroczystą. W świetle przechodzącym mamy niezliczoną liczbę plamek wszystkich trzech barw jedne obok drugich w takiej proporcji, że postrzegamy barwę białą. Wreszcie, jeżeli fotografujemy przedmiot różnobarwny, przez różne plamki filtru przedostają się rozmaite ilości energii promienistej, zależnie od tego, czy w miejscu danej plamki działa promieniowanie, które jest przez nią przepuszczane czy też częściowo lub całkowicie pochłaniane. Dalszy przebieg łatwo już sobie czytelnik na podstawie poprzedniego uzupełni.

Otrzymane w sposób powyższy fotografie barwne mają tę wadę, że można je tylko oglądać w świetle przechodzącym. Odbijać się na papierze nie dają. W każdym razie wygodniejsze są do oglądania niż fotografie Lippmanna, na które patrzeć należy tylko w określonym kierunku „pod światło”. Niemniej sposób Lippmanna jest pod względem reprodukcji barw bardziej poprawny, otrzymujemy bowiem tu istotnie czyste barwy o określonej długości fali, podczas gdy fotografie Lumière'owskie wyzyskują tę niedoskonałość naszego oka, iż ono wielu rzeczy nie dostrzega, nie rozróżnia, a zatem daje się w pewnej mierze oszukać.

### Ćwiczenia i zadania.

384. Jak można, rozporządzając szklami barwnymi, sporządzać filtry naprawdę jednobarwne?

\*) Z negatywu zostaje usunięte przez kąpiel, zawierającą kwas siarkowy i nadmanganian potasowy, srebro metaliczne; im ciemniejsze jest miejsce negatywu (im więcej tam tego srebra), tem jaśniejsze, tem bardziej przezroczyste staje się to miejsce po owej kąpieli. Czynności tej dokonywa się w świetle dziennym, które działa na pozostałą na kliszy sól srebra; po powtórnym wywołaniu te miejsca białe negatywu, gdzie jeszcze sól srebra pozostawała, czernieją.

385. Jeżeli odbijamy snop światła od płytki szklanej, jak to jest opisane w doświadczeniu na str. 207 (ust. 259), czy odbicie zachodzi tylko na jednej powierzchni? Jeżeli nie, czym możemy wytłumaczyć, że barwa szkła użytej płytki nie wpływa tu w sposób widoczny?

386. Dlaczego trudno jest dobierać kolory przy sztucznym świetle, natomiast łatwo to uczynić w świetle dziennym? Dlaczego pewne przedmioty barwne (np. suknie) wyglądają inaczej w świetle dziennym, inaczej przy oświetleniu gazowym lub naftowym?

387. Jak wytłumaczyć pozorną sprzeczność, że barwy żółta i niebieska są dopełniające, zmieszanie zaś farb żółtej i niebieskiej daje barwę zieloną?

388. Czy wskazane jest trzymać w pudełku zamkniętym zegarek o tarczy, pokrytej warstewką fosforującą?

389. W doświadczeniu (rys. 589) z pierścieniami Newtona średnica trzeciego z rzędu prążka ciemnego wynosi w świetle sodu ( $\lambda = 0,59 \mu$ ) 2 cm. Jaki jest promień krzywizny powierzchni kulistej?

390. Robiąc doświadczenie według schematu, wskazanego na rys. 590, gdy rzucimy na ekran barwy błonki mydlanej, rozpiętej na drucianym pierścieniu i umieszczonej w  $N$  (na miejscu przyrządu do pierścieni Newtona), barwny obraz na tablicy nie będzie stały; poszczególne miejsca będą zmieniać barwy, przytem utworzą się barwne pasy, położone poziomo. Jeżeli podstawa, utrzymująca pierścień, zostanie lekko potrącona, dostrzeżemy gwałtowne barwne wiry na obrazie. Jak to wszystko wytłumaczymy?

391. Czy amator puszczania baniek mydlanych będzie miał więcej różnorodności wrażeń, robiąc to przy dziennym, czy przy sztucznym świetle?

392. Jeżeli, obserwując prążki interferencyjne metodą, wskazaną w ustępie 261 (rys. 588), dotkniemy zlekka palcem górnej płytki, zaobserwujemy gwałtowne drgnięcie i przesunięcie się prążków. Dlaczego to zachodzi?

393. Jedna płytka szklana umocowana jest nieruchomo. Druga, równoległa do pierwszej i bardzo blisko niej położona, osadzona jest na pręcie i przy pomocy śruby mikrometrycznej, połączonej z prętem, może być przysuwana, względnie oddalana od pierwszej. Jak może być wyzyskane zjawisko interferencji światła w celu zaobserwowania bardzo małych przesunięć drugiej płytki względem pierwszej?

394. Myśl, wyrażoną w zadaniu poprzednim, zastosować do obserwacji bardzo małych zmian długości, wywołanych np. przez zmianę temperatury. Zaprojektować urządzenie optyczne, któreby mogło służyć do kontroli, czy np. długość danego pręta nie ulega zmianie?

395. Przy sporządzaniu mieszaniny barwnych bryłek krochmalu do filtru, używanego w kliszach barwnych Lumière'a, wzięto za wiele ziaren czerwonych. Jaki tego będzie skutek?

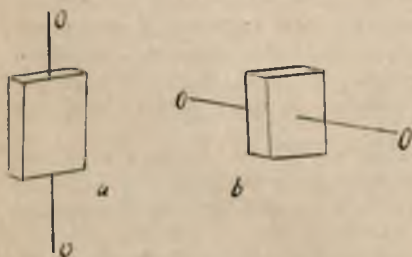
## ROZDZIAŁ VIII.

### POLARYZACJA I PODWÓJNE ZAŁAMANIE.

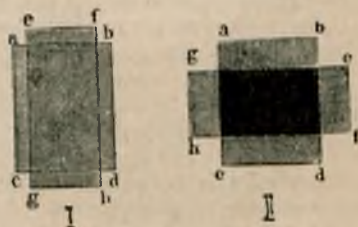
#### 264. Pojęcie o promieniowaniu spolaryzowanym. Fale energii promienistej są falami poprzecznymi.

Istnieje minerał, zwany turmalinem; kryształy jego mają postać sześciościennych słupków. Ze słupków tych można wycinać płytki albo równoległe do ich osi (rys. 593 *a*), albo prostopadłe (rys. 593 *b*), albo jeszcze inaczej. Płytki takie wykazują w świetle przechodzącym, gdy używamy światła białego, barwę żółtozieloną albo brunatną, są więc tylko częściowo przezroczyste czyli zachodzi w nich pochłanianie (absorbacja) światła.

Mając dwie prostokątne płytki z turmalinu, wycięte równoległe do osi, przytem tak, by kierunek osi był zgodny z kierunkiem ich kra-



Rys. 593.

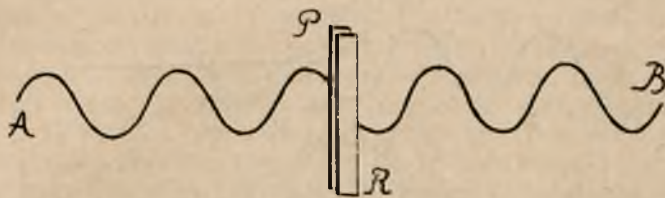


Rys. 594.

wędzi (rys. 593 *a*), zrobić możemy doświadczenie, z którego nie potrafimy sobie zdać sprawy, opierając się na tem tylko, co poznaliśmy dotychczas. Jeżeli mianowicie ustawimy obie płytki jedną za drugą tak, by ich większe powierzchnie były do siebie równoległe, rzucimy na nie prostopadłe do tych powierzchni snop światła białego, a następnie, pozostawiając jedną płytkę nieruchomą, drugą będziemy obracali w jej płaszczyźnie<sup>\*)</sup>, stwierdzimy, iż światło przechodzi przez obie płytki przy pewnych ich położeniach względnych, przy innych nie przechodzi wcale, jeszcze przy innych przechodzi częściowo. Prze-

<sup>\*)</sup> Kierunek osi obrotu będzie tu zatem zgodny z kierunkiem padającego na płytki promieniowania.

konamy się przytem, że, jeżeli ustawimy płytki tak, by otrzymane w świetle pole było najjaśniejsze, co zachodzi przy równoległym położeniu krawędzi, zgodnych z kierunkiem osi kryształu (rysunek 594, I), obrócenie jednej z płytek o kąt  $90^{\circ}$  względem tego położenia (rys. 594, II), co odpowiada skrzyżowaniu tych krawędzi, powoduje zaciemnienie pola, dalszy zaś obrót o  $90^{\circ}$ , t. j. obrót o  $180^{\circ}$  względem pierwotnego położenia, daje znów największą jasność; innym kątom między krawędziami płytek, a więc i między osiami, odpowiada jasność pośrednia pola, zmieniająca się stopniowo w miarę obrotu jednej z płytek. Przepuszczanie natomiast światła, idącego bezpośrednio z jakiegokolwiek źródła, np. z latarni, przez jedną tylko płytkę i obra-



Rys. 595.

canie tej płytki podobnie jak to przed chwilą zostało powiedziane, nie daje żadnych zmian w świetle, przechodzącym przez płytkę \*). Płytką z turmalinu zatem, przygotowaną i użyta w podany sposób, nie zdoła „gasić” światła, idącego bezpośrednio ze źródła, natomiast może „gasić” światło, które przeszło już przez taką samą płytkę. Światło, przepuszczone przez płytkę turmalinową, ma zatem jakieś własności, odróżniające je od światła, które bezpośrednio idzie ze źródła, ma ono jakgdyby różne własności w różnych płaszczyznach, które można poprowadzić przez kierunek rozchodzenia się promieniowania. Powiadamy, że taka płytką turmalinu *polaryzuje* światło, albo, że światło po przejściu przez tę płytkę staje się *spolaryzowane*.

W celu lepszego zorientowania się w zaobserwowanym zjawisku wykonajmy pewne doświadczenie mechaniczne, które posłuży nam tu za drogowskaz. Umocujmy sznur kauczukowy jednym końcem przy ścianie, by móc przez potrząsanie drugiego końca wytworzyć na sznurze fale poprzeczne. Ustawmy dwie deski *PR* (dwa pręty, dwa statywy) pionowo, by tworzyły szparę, przez którą sznur przechodzi, jak to przedstawia rys. 595. Potrząsając końcem *A* sznura w płaszczyźnie pionowej, zobaczymy, iż otrzymane na sznurze fale poprzeczne przechodzą przez szparę, kierunkiem swym zgodną z kierunkiem drgań. Jeżeli jednak wytworzymy na sznurze drgania poprzeczne pionowe, szparę zaś ustawimy poziomo (rysunek 596), poza deski (pręty), tworzące szparę, fale się nie przedostaną. Zatem fale poprzeczne, wytworzone na sznurze, przechodzą lub nie przechodzą przez szparę, zależ-

\*) Naturalnie przy ustawieniu dwu płytek na największą jasność pole otrzymujemy ciemniejsze niż w przypadku jednej tylko z obu płytek; jest to zrozumiałe ze względu na zachodzącą tu absorbcję światła.



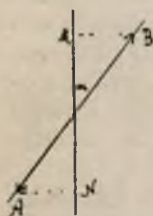
nie od tego, czy kierunek szpary zgadza się z kierunkiem drgań, czy jest doń prostopadły. Przy innym kącie niż  $0^\circ$  lub  $90^\circ$  między kierunkiem drgań poprzecznych na sznurze a kierunkiem szpary fale przechodzą częściowo przez szparę — tem mniej jednak, im bliższy jest ten kąt kąta prostego. W celu zorientowania się, jaka będzie w tym przypadku obszerność drgań, zachodzących w kierunku  $AB$  i przepuszczonych przez szparę  $MN$ , uciec się należy do znanego sposobu rozkładania danego ruchu na składowe w kierunkach do siebie prostopadłych; obszerność ta będzie oczywiście rzutem obszerności drgań, dobiegających do szpary, na kierunek szpary — rzut ten będzie pro-



Rys. 596.

porcjonalny do  $\cos \alpha$  (rys. 597). Gdybyśmy wytwarzali na sznurze drgania podłużne zamiast poprzecznych, pociągając rytmicznie sznur w kierunku jego długości, fale wytworzone przechodziłyby zawsze przez ustawioną na ich drodze szparę bez względu na to, czy szpara przypadłaby pionowo czy poziomo, czy jeszcze inaczej.

Wystawmy teraz sobie, iż mamy ustawione dwie pary desek (prętów) jak wyżej, tak, by tworzyły dwie szpary, z których jedna jest



Rys. 597.



Rys. 598.

pionowa, druga zaś pozioma (rys. 598). Przez obie szpary przewleczony jest sznur kauczukowy, którego jeden koniec  $B$  jest umocowany u ściany, drugi zaś  $A$  trzymany w ręku. Jeżeli w  $A$  wytwarzać będziemy drgania poprzeczne, zachodzące coraz to w innych płaszczyznach<sup>\*)</sup>, z drgań tych tylko te przejdą przez pierwszą szparę, których kierunek całkowicie lub częściowo (przez rzut) zgadza się z kierunkiem szpary, t. j. podczas gdy na części sznura, mieszczącej się między  $A$  a pierwszą szparą  $PR$ , będą przebiegały fale, przypadające w najrozmaitszych płaszczyznach, ze szpary  $PR$  będą już szły tylko fale

<sup>\*)</sup> Są one zaznaczone na rys. 598 linjami kropkowanymi (1, 2, 3), przypadającymi w różnych płaszczyznach.

w płaszczyźnie pionowej. Ta szpara zatem wyklucza pewne drgania, wciąż dobiegające od strony A, a mianowicie te, które częściowo lub całkowicie przypadają prostopadle do jej kierunku, skutkiem czego chaotycznie przed szparą zachodzące drgania stają się uporządkowanymi po przejściu przez szparę i zachodzą dalej już tylko w kierunku szpary. Powiadamy, że szpara *polaryzuje* \*) dochodzące do niej drgania i nazywamy wobec tego tę szparę *polaryzatorem*. O ile dalej za szparą, polaryzującą drgania, mamy drugą szparę, do niej prostopadłą,  $P' R'$ , to spolaryzowane drgania nie przejdą przez tamtą — możemy się wyrazić obrazowo, że będą „zgaszone”; ustawiając tamtą drugą szparę równoległe do pierwszej, damy możliwość drganiom spolaryzowanym przejść przez tamtą szparę. Szpara zatem, która służyć może nam jako *polaryzator*, może też służyć do stwierdzenia, czy dochodzące do niej drgania są spolaryzowane czy nie; skoro bowiem przy takim obrocie szpary, o jakim mówiliśmy, będziemy mogli znaleźć położenie, przy którym przez nie drgania przechodzić nie będą, wskaże to, że drgania są spolaryzowane; o ile jednak takiego położenia znaleźć nie będzie można, świadczyć to będzie, że drgania, dochodzące po sznurze do szpary, nie są spolaryzowane. Szpara więc może odegrywać rolę „*analizatora*”, t. j. przyrządu, stwierdzającego, czy dane drgania są spolaryzowane oraz w jakiej odbywają się płaszczyźnie. Płaszczyznę, prostopadłą do płaszczyzny drgań, nazywamy *płaszczyzną polaryzacji*. Jeżeli zatem przy pomocy szpary polaryzującej otrzymujemy na sznurze, przeciągniętym przez nią, drgania, odbywające się w płaszczyźnie pionowej, to powiadamy, że są one spolaryzowane w płaszczyźnie poziomej.

Kończąc opis polaryzacji drgań mechanicznych, powtórzmy raz jeszcze z naciskiem: gdybyśmy na sznurze, przeciągniętym przez szparę, wytwarzali drgania nie poprzeczne, lecz *podłużne* (pociągając periodycznie sznur i zluźniając go następnie w kierunku jego długości), położenie prostopadłej do sznura szpary dla takich drgań byłoby zupełnie obojętne — nie zdołalibyśmy otrzymać owej nadanej drganiom przez szparę kierunkowości. Krótko mówiąc, przy drganiach podłużnych opisanego zjawiska polaryzacji pomyślećby się nie dało.

Po wykonaniu tych doświadczeń mechanicznych trudno się oprzeć wrażeniu, iż w doświadczeniu z promieniowaniem, przechodzącym przez płytkę z turmalinu, dzieje się coś podobnego. Światło, przepuszczone przez płytkę turmalinową, nabiera szczególnych własności, ujawniających się w tem, iż przechodzi przez drugą taką samą płytkę tylko przy określonym ustawieniu tej płytki względem pierwszej; obrót tej drugiej płytki o  $90^\circ$ , t. j. skrzyżowanie jej względem pierwszego położenia „gasi” to światło. Podobnie w doświadczeniu mecha-

---

\*) W słowie obcego dla nas pochodzenia „polaryzacja” pierwiastek „pol” oznacza biegun; biegunowość jest równoznaczna określonej kierunkowości — jak igielka magnesowa ustawia się w określonym kierunku, co jest właśnie wyrazem biegunowości, tak tu drgania zachodzą w określonej płaszczyźnie. Narazie ograniczamy się do tego wyjaśnienia, jakkolwiek później dowiemy się, iż wprowadzone tu pojęcie polaryzacji trzeba będzie rozszerzyć.

nicznych — przy równoległych szparach drgania idą dalej, przy skrzyżowanych nie idą. Światło, idące bezpośrednio ze źródła, nie zdradza tych własności — obracanie płytki turmalinowej dokoła kierunku snopa promieni jak dokoła osi nie daje żadnego zaciemnienia pola. Porównanie to wyjaśnia, dlaczego powiadamy, że płytkę turmalinową *polaryzuje* padające na nią promieniowanie, dlaczego płytkę taką nazywamy *polaryzatorem*, a zarazem dlaczego płytki takiej użyć możemy jak *analyzera* w celu przekonania się, np., iż promieniowanie, idące bezpośrednio ze źródła, spolaryzowane nie jest, przepuszczone zaś przez płytkę turmalinową jest spolaryzowane.

Czytelnik może zrobić słuszną uwagę, że doświadczenie wykonaliśmy ze światłem, a tu jakgdyby rzecz uogólniamy, mówiąc o polaryzowaniu się promieniowania wogóle. Ale można wykonać doświadczenie z promieniami ciemnymi i przekonać się, że ulegają one tak samo polaryzacji; w tym celu wystarczy promienie z latarni przepuścić, zanim jeszcze padną na płytki turmalinowe, przez znany nam już roztwór jodu w dwusiarczku węgla, poza płytkami zaś umieścić czuły termometr — termometr ten będzie reagował przy płytkach „równoległych”, nie będzie reagował przy „skrzyżowanych”.

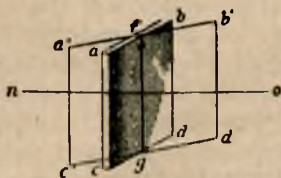
Jeżeli uprzednio ustaliliśmy słusność założenia, iż rozchodzenie się promieniowania polega na rozchodzeniu się pewnych fal, doświadczenia, które teraz poznaliśmy, rzucają nam nowe światło na rodzaj tego ruchu falowego. Przemawiają one za tem, iż fale energii promienistej są falami *poprzecznymi*; tylko bowiem przy drganiach poprzecznych daje się pomyśleć zjawisko, poznane tutaj i nazwane polaryzacją. Musimy tu raz jeszcze uczynić jedną uwagę (por. ust. 249, str. 178) w celu zapobieżenia nieporozumieniom. Przytaczając zjawisko mechaniczne, analogiczne do optycznego, nie widzimy w tem bynajmniej wskazania, że drgania, na których rozchodzeniu się polega rozchodzenie się energii promienistej, są drganiami mechanicznymi. Kierunkowość tych drgań, ich poprzeczność rozumiemy w ten sposób, iż te zmiany perjodyczne, które właśnie nazywamy drganiami, nie są bezkierunkowe, jak np. byłyby niemi perjodyczne zmiany temperatury, ale kierunkowe w rodzaju np. perjodycznych zmian namagnesowania igiełki magnesowej, której to jeden koniec stanowi t. zw. biegun północny, to znów koniec drugi \*).

Przypuszczać należy, że czytelnikowi narzuca się sama przez się myśl, że kierunek tych drgań spolaryzowanych, które otrzymujemy, przepuszczając promieniowanie przez płytkę turmalinową, jakoś się wiąże z kierunkiem jej osi, o której wzmiankowaliśmy. Istotnie tak się dzieje i o tem niżej powiemy dokładniej. Turmalin należy do ciał różnokierunkowych (p. ust. 116), t. j. każdy kawałek tego minerału nie posiada we wszystkich kierunkach własności jednakowych. Odkładając bliższe omówienie tej różnokierunkowości na później, zauważmy, że z pośród wszystkich kierunków, jakie dają się w każdej

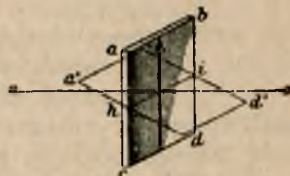
\*) Jakkolwiek o zjawiskach magnetyzmu będzie mowa dopiero niżej, pojęcie o igielce magnesowej nie jest czytelnikowi zapewne obce.

takiej bryle pomyśleć, jeden wyróżnia się w pewien szczególny sposób — stanowi on właśnie tę oś, którą nazywamy osią główną, a zarazem osią optyczną. W pewnym prawidłowym rozmieszczeniu cząsteczek, jakie cechuje dany minerał, podobnie jak inne ciała krystaliczne, oś ta jest jakgdyby kierownicą tego rozmieszczenia.

Szukając związku między kierunkiem drgań spolaryzowanego przez płytkę turmalinową promieniowania a kierunkiem osi tej płytki, możemy wykonać doświadczenie, które daje co do tego w pewnej mierze wskazówkę. Jeżeli mianowicie, patrząc przez płytkę turmalinową  $abcd$  (rys. 599) w kierunku  $on$  na białą powierzchnię (np. arkusz białego papieru) obracać będziemy płytkę dokoła osi, zgodnej z jej osią



Rys. 599.



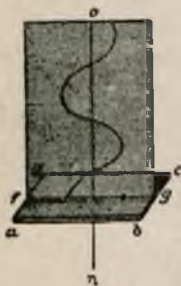
Rys. 600.

główną  $gf$  \*) tak, jak to właśnie przedstawia rysunek, to znowu obracać ją będziemy dokoła osi  $hi$ , prostopadłej do osi głównej (rys. 600), w pierwszym z tych przypadków nie dostrzeżemy zmian w jasności pola obserwowanego, w drugim — pole będzie się stopniowo zaciemniać, w miarę jak płytkę będziemy coraz więcej z jej położenia  $abcd$ , prostopadłego względem  $on$ , pochylali do  $a' b' d' c'$ , tworzącego coraz mniejszy kąt z  $on$ . Jeżeli drgania świetlne, wychodzące z płytki, są prostopadłe do osi optycznej minerału, to zarówno w pierwszym przypadku obrotu płytki (rys. 599), jak drugim (rys. 600) prostopadłość drgań, podążających do oka, względem osi płytki zostaje zachowana; robiąc takie założenie, nie potrafilibyśmy na niem oprzeć wyjaśnienia różnicy, zaobserwowanej w obu doświadczeniach. Przeciwnie, jeżeli założymy, że drgania świetlne, wychodzące z płytki, zachodzą równoległe do osi optycznej minerału, to w przypadku pierwszym (rys. 599), równoległość ta zostaje zachowana, natomiast w przypadku drugim (rys. 600) kąt między kierunkiem drgań, podążających ku naszemu oku, mieszczącemu się w  $O$ , a kierunkiem osi optycznej rośnie w miarę pochylania płytki. Przy drugim zatem założeniu znajdujemy uzasadnienie co do różnicy, notowanej w obu doświadczeniach. To też przyjmujemy wraz z Fresnelem \*\*) , że płaszczyzna drgań promieniowania, spolaryzowanego przez płytkę turmalinową, zgodna jest z kierunkiem jej osi optycznej. Wyobraża to rysunek 601, na którym  $fg$

\*) Podkreślamy, że osią główną nie nazywamy jakiegś jednej określonej prostej, jeno *kierunek*.

\*\*) Znakomity fizyk francuski (1788 — 1827), zasłużony zwłaszcza na polu optyki.

oznacza kierunek osi optycznej płytki turmalinowej  $abcd$ , przez którą przechodzi promieniowanie w kierunku  $no$ . Zgodnie z uczynioną umową powiemy, iż płytka turmalinowa polaryzuje przechodzące przez nią promieniowanie w płaszczyźnie prostopadłej do jej osi optycznej.



Rys. 601.

Na podstawie zdobytych teraz faktów możemy założyć, iż rozchodzenie się promieniowania niespolaryzowanego, np. idącego bezpośrednio z latarni, jest rozchodzeniem się pewnych drgań poprzecznych, zachodzących w najrozmaitszych płaszczyznach; z tych wszystkich drgań przedostają się przez płytkę turmalinową tylko drgania, zachodzące w kierunku jej osi optycznej — na tem polega właściwie polaryzacja przez płytkę turmalinową; od tego zależy też konieczność ustawienia drugiej płytki „równoległej” do pierwszej, t. j. tak, by kierunki ich osi były równoległe, jeżeli to spolaryzowane światło ma przejść przez tamtą płytkę. Słuszność takiego poglądu potwierdza doświadczenie, polegające na tem, iż płytkę turmalinową, służącą za polaryzator, wprawiamy w bardzo prędkie ruchy obrotowe w jej płaszczyźnie. Wtenczas przechodzące przez nie promieniowanie, badane przez drugą płytkę (analyzer), wykazuje własności światła niespolaryzowanego — tu bowiem do analizatora dochodzą drgania, zachodzące w coraz to innych płaszczyznach.

Dodajmy do powyższego, że opisane w tym ustępie zjawisko polaryzacji nazywamy *polaryzacją prostolinjową*. Z poznanego zjawiska wysnuwamy wnioski, iż 1) drgania, na których rozchodzeniu się polega rozchodzenie się energii promienistej, są drganiami *poprzecznymi*; 2) drgania światła niespolaryzowanego, t. j. idącego bezpośrednio ze źródła, zachodzą w rozmaitych płaszczyznach, a więc w poszczególnych punktach promienia zachodzą one po liniach prostych, prostopadłych do promienia; 3) przepuszczanie promieniowania przez płytkę turmalinową powoduje pewne uporządkowanie drgań przepuszczonych — zachodzą one już w jednej płaszczyźnie. Jak zobaczymy później, znamy też inne przypadki podobnego uporządkowania, gdy drgania nie stają się bynajmniej prostolinjowymi. Stąd ta dodatkowa nazwa, którą podaliśmy.

## 265. Polaryzacja promieniowania przez odbicie.

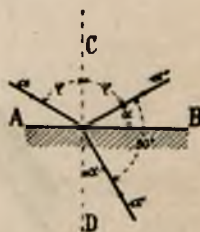
Rzućmy wąski snop światła z latarni na płytkę szklaną tak, by po odbiciu się od płytki trafił na tablicę, dając tam jasną plamę. Na drodze światła, odbitego od płytki, ustawmy płytkę turmalinową i przez obracanie jej, jak to czyniliśmy wyżej, spróbujmy zbadać, czy to światło odbite jest spolaryzowane, czy nie jest. Okazuje się, że przy tym obrocie płytki turmalinowej, której tu używamy jako analizatora, plamka na tablicy staje się to jaśniejsza, to ciemniejsza, przyczem najwięk-

szej jasności i największej ciemności odpowiadają położenia analizatora, różniące się o kąt  $90^\circ$ ). Rzucając snop światła na zwierciadło pod różnymi kątami, stwierdzimy, iż zależnie od tego kąta padania zmienia się różnica pomiędzy minimum a maximum światła, dochodzącego do tablicy. Jeżeli ten kąt padania uczynimy mniej więcej  $= 56\frac{1}{2}^\circ$ , będziemy mogli zgoła „zgasić” światło przy pomocy analizatora — na tablicy wówczas plama przy pewnych położeniach płytki turmalinowej znikać będzie zupełnie, największą zaś jasność otrzymywać będziemy po obrocie płytki z tego położenia o  $90^\circ$ .

Wnosimy stąd, że przez odbicie od płytki szklanej światło się polaryzuje, przyczem przy pewnym określonym kącie padania polaryzacja jest *całkowita*, przy innych kątach tylko *częściowa*.

Wszystkie ciała przezroczyste zachowują się podobnie jak szkło. Przy określonym kącie padania na nie promieniowanie odbite staje się całkowicie spolaryzowane. Zwierciadła metalowe zjawiska tego nam nie dają; zachodzą tu rzeczy, w których roztrząsanie narazie wdawać się nie będziemy.

Uczony angielski Brewster podał następujące prawo co do owego kąta padania, przy którym otrzymuje się całkowita polaryzacja promieni odbitych. Wystawmy sobie, iż na bryłę z substancji przezroczystej pada snop światła (rys. 602). Część promieniowania ulega odbiciu, część — załamaniu. Otóż jeżeli promień odbity tworzy z załamanym kąt  $= 90^\circ$ , wówczas zachodzi całkowita polaryzacja. Na tem właśnie polega *prawo Brewstera*. Jeżeli kąt padania oznaczymy przez  $\varphi$ , załamania przez  $\alpha$ , wówczas mamy znaną zależność:



Rys. 602.

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} = n; \dots \dots \dots (1)$$

lecz w przypadku całkowitej polaryzacji  $\alpha = 90^\circ - \varphi$ , zatem wzór (1) przeistacza się w następujący

$$\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \operatorname{tg} \varphi = n. \dots \dots \dots (2)$$

Zatem kątem całkowitej polaryzacji jest taki, którego tangens równa się współczynnikowi załamania danej substancji. Widać z tego, że o ściślejszej wartości tego kąta polaryzacji całkowitej mówić można tylko w stosunku do promieniowania jednorodnego, dla którego współczynnik załamania jest wielkością ściśle określoną.

Skoro, jak wyjaśniliśmy w ust. poprzednim, polaryzator może być użyty w roli analizatora, przeto przypuszczać należy, że i płytka szkla-

\*) Podajemy opis doświadczenia, pozwalający większej naraz liczbie osób obserwować zjawisko. Poszczególny obserwator może, trzymając przed okiem płytkę turmalinową, patrzeć przez nią na zwierciadło i, obracając płytkę, stwierdzić to stopniowe rozjaśnianie się i zaciemnianie pola.

na może być użyta w ten sam sposób. Wykazać to można, posługując się przyrządem, składającym się z dwu zwierciadeł (rys. 603), z których jedno lub oba dają się tak obracać, że nie zmienia się przytem kąt padania skierowanych na nie promieni. Jeżeli na dolne zwierciadło pada promień  $ab$  pod kątem odpowiednim, promieniowanie całkowicie spolaryzowane zostaje skierowane wzdłuż  $bc$  na zwierciadło górne, na które pada pod takim samym kątem i następnie odbija się wzdłuż  $cd$  na ścianę, gdzie daje jasną plamę. Otóż okazuje się, że ta plama na ścianie posiada zmienną jasność, jeżeli przy nieruchomem dol-



Rys. 603.

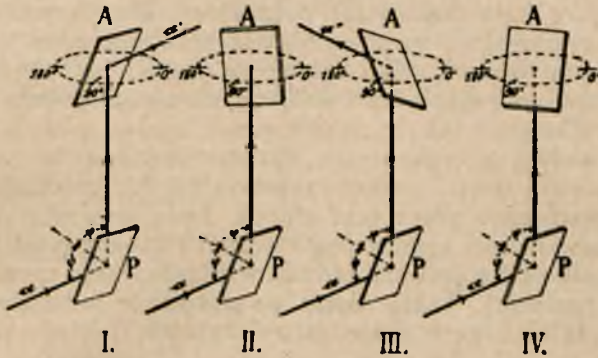


Rys. 604.

nem zwierciadło obracamy górne dokoła osi  $bc$ . Rys. 604 przedstawia fotografię przyrządu, który doskonale się do tego nadaje. Bieg promieni jest tu dla dogodności doświadczeń cokolwiek inny niż na rys. 603, ale istota rzeczy pozostaje ta sama. Promienie padają w kierunku  $ab$  na przezroczystą płytkę szklaną  $AB$  (polaryzator) pod kątem całkowitej polaryzacji<sup>\*)</sup>. Część promieniowania przechodzi przez płytkę, reszta (spolaryzowana) zostaje odbita na poziome płaskie zwierciadło  $c$ , padając na nie prostopadle i odbijając się stamtąd pionowo do góry na płytkę ze szkła czarnego  $S$  (analizator). Płytkę  $S$ , która daje się w swej oprawie obracać dokoła osi pionowej, pochylamy tak, by kąt padania skierowanych na nią z dołu promieni, był również równy kątowi całkowitej polaryzacji. Obracając analizator  $S$ , możemy go rozmaicie ustawić względem polaryzatora i obserwować przytem jasność plamy, utworzonej przez promienie odeń odbite na ścianie lub tablicy. Okazuje się, że największą jasność plama posiada wtedy, gdy

<sup>\*)</sup> Dogodność tego urządzenia polega na tem, iż się tu kieruje promienie z góry, a nie z dołu, co wymagałoby bardziej kłopotliwego ustawienia przyrządu.

płaszczyzny padania na oba zwierciadła są zgodne, t. j. gdy zwierciadła są do siebie równoległe (rys. 605, I) albo zwierciadło górne jest względem tego położenia obrócone o kąt  $180^\circ$  (rys. 605, III). Natomiast plama znika zupełnie, gdy płaszczyzny padania promieni na oba zwier-

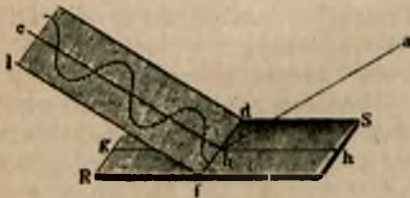


Rys. 605.

ciadła tworzą ze sobą kąt  $90^\circ$  (rys. 605, II i IV); powiadamy wtedy, że zwierciadła są *skrzyżowane*.

Mając płytkę turmalinową, w której znany jest kierunek osi optycznej, a zatem kierunek przepuszczanych przez nią drgań promieniowych, zbadać możemy w opisany wyżej sposób, w jakiej płaszczyźnie zachodzą drgania w promieniu, spolaryzowanym przez odbicie od zwierciadła. Okazuje się, że *płaszczyzna tych drgań jest prostopadła do płaszczyzny padania*, jak to wyobraża rys. 606, gdzie *ab* jest promieniem padającym, *bc* odbitym (spolaryzowanym), *abc* wyznacza płaszczyznę padania, zaś *dfl* jest płaszczyzną prostopadłą do płaszczyzny padania. O świetle, spolaryzowanym przez odbicie od zwierciadła, mówimy tedy, że jest ono *spolaryzowane w płaszczyźnie padania*.

Stwierdzając, iż promieniowanie polaryzuje się przez odbicie od szkła \*) oraz innych ciał przezroczystych, a także uwzględniając fakt, że odbijaniu się od takich ciał przezroczystych towarzyszy zawsze przechodzenie przez te ciała reszty promieniowania, zadać sobie możemy pytanie, czy to promieniowanie, które jest przepuszczane, nie



Rys. 606.

jest również spolaryzowane? Badanie tych promieni, przepuszczonych przez płytkę szklaną, przy pomocy płytki turmalinowej daje na to py-

\*) Płytki szklane, służące jako polaryzatory, zazwyczaj są zacernione z drugiej strony albo sporządzane są ze szkła czarnego (zawierającego odpowiedni barwnik); robi się to w celu usunięcia obcego, niespolaryzowanego światła, które może się przez płytkę przedostawać i utrudniać obserwację.



tanie odpowiedź twierdzącą. Okazuje się, że to promieniowanie przepuszczone jest zawsze częściowo spolaryzowane, przytem w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny polaryzacji promieni odbitych, a więc w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania (drżania więc zachodzą tu w płaszczyźnie padania). Im bliższy jest kąt padania promieni na płytkę kąta całkowitej polaryzacji dla promieni odbitych, w tem większym stopniu promieniowanie przepuszczone jest spolaryzowane, wszakże zawsze tylko częściowo. Jeżeli jednak złożymy razem kilka jednakowych płytek i rzucimy na nie promienie pod kątem polaryzacji całkowitej tak, by, częściowo ulegając odbiciu pokolei na powierzchni każdej z tych płytek, promieniowanie to przechodziło w pozostałej swej części przez wszystkie płytki, to ostatecznie promienie, przepuszczane przez taki słupek, będą w większym znacznie stopniu spolaryzowane, a przy dostatecznej liczbie płytek nawet spolaryzowane całkowicie (zawsze jednak w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania). Takie zatem uwarstwienie jednakowych przezroczystych płytek służyć może za polaryzator, jak również za analizator.

## 266. Podwójne załamanie. Polaryzacja przy podwójnem załamaniu.

Bardzo ciekawe doświadczenie wykonać można, rozporządzając kawałkiem minerału, zwanego *szpatem wapiennym*. Piękne okazy przezroczyste tego minerału znajdują się na Islandji, stąd nazwa *szpatu islandzkiego*, aczkolwiek taki sam gatunek szpatu wapiennego znajduje się nie tylko na Islandji. Otóż, jeżeli płytką szpatu wapiennego przykryjemy jakiś znak lub litery na papierze, zobaczymy je poprzez płytkę podwójnie, jak to przedstawia rys. 607.



Rys. 607.

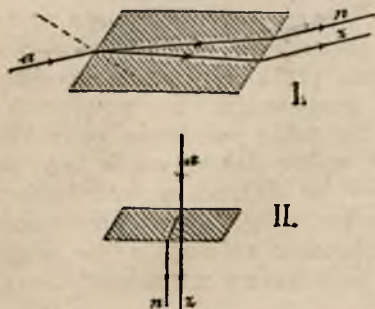
Jeżeli z latarni puścimy wąski snop światła tak, by dał niewielką jasną plamkę na tablicy, następnie zaś na drodze promieni, między latarnią a tablicą umieścimy kawałek szpatu wapiennego, wówczas na tablicy ukażą się zamiast jednej dwie plamki świetlne. Zjawisko zaobserwowane nosi nazwę *załamania podwójnego* \*), o którym

uczyniliśmy wzmiankę w ust. 232. Snop promieni, przechodząc przez kryształ szpatu wapiennego, załamuje się w nim nie tak, jak np. w wodzie lub innych ciałach, w których załamanie rozpatrywaliśmy w rozdziale III; z promienia, padającego na szpat wapienny, tworzą się przy załamaniu *dwa* promienie (rys. 608, I). Jeżeli wąski snop równoległych promieni skierujemy na kryształ szpatu wapiennego prostopadle do jego powierzchni, jak to przedstawia rys. 608, II, wówczas stwierdzimy naogół, że jeden z dwu snopów, które powstają przy

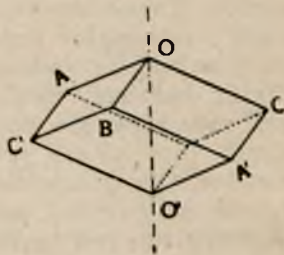
\*) Odkrył je fizyk duński Erazm Bartolin w wieku XVII.

przejściu przez minerał, stanowi jakgdyby ciąg dalszy snopa padającego, t. j. przechodzi bez załamania, jakby to uczynił w wodzie lub szkłe<sup>\*)</sup>), drugi natomiast zostaje w dziwny dla nas narazie sposób przesunięty w bok skutkiem zachodzącego tu nieoczekiwanie załamania w szpacie. Wobec tego pierwszy z tych snopów nazywamy promieniowaniem *zwyczajnym*, drugi — *nadzwyczajnym*.

Jeżeli kawałek szpatu wapiennego, przedstawiony na rys. 608, II, zaczniemy obracać w jego płaszczyźnie dokoła kierunku padających nań promieni jak dokoła osi, wówczas snop promieni nadzwyczajnych



Rys. 608.



Rys. 609.

będzie się obracał dokoła snopa zwyczajnego, a jeżeli snopy te dają plamki na tablicy, jedna z tych plamek będzie zakreślała przy całkowitym obrocie szpatu drogę zamkniętą dokoła drugiej.

Na tem jednak nie koniec. Jeżeli każdy ze snopów (zwyczajny i nadzwyczajny) poddamy znanemu badaniu przy pomocy jakiegokolwiek analizatora (płytki turmalinowej, zwierciadła), przekonamy się, że oba są spolaryzowane, przytem w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Jeżeli mianowicie oba snopy, biegnące ku tablicy, będą jednocześnie przechodziły przez płytkę turmalinową, wówczas przy obrocie analizatora jedna z plam na tablicy będzie przygasała, podczas gdy druga stawać się będzie coraz jaśniejszą; jedna z nich zniknie zupełnie, gdy druga będzie najjaśniejsza; natomiast, jeżeli po osiągnięciu tego stanu rzeczy pokręcimy analizator o kąt  $90^{\circ}$ , zniknie ta plama, która przed chwilą osiągnęła maximum jasności, ta zaś, która wtedy stała się niewidoczną, teraz będzie najjaśniejszą. Kryształy szpatu wapiennego posiadają kształt t. zw. *rombościanów*. Rys. 609 przedstawia formę regularną takiego kryształu. Godnym uwagi jest tu kierunek prostej  $OO'$ , przechodzącej przez tępe naroża kryształu, w których schodzą się trzy równe sobie kąty płaskie rozwarte jego ścian, i tworzącej z temi ścianami równe kąty. Kierunek ten, któremu tu więcej uwagi będziemy musieli poświęcić, stanowi oś *główną* albo

\*) Wszak w tym przypadku kąt padania = 0.

inaczej oś optyczną tego kryształu. Łupliwość szpatu wapiennego, jak każdego kryształu, jest największa w kierunkach jego płaszczyzn naturalnych; wszakże przecinać możemy dany kryształ, aczkolwiek z większym nieco trudem, i w innych kierunkach. Możemy w ten sposób sporządzać ze szpatu wapiennego płytki wycięte prostopadłe albo równoległe do osi (porów. ust. 264), albo pryzmaty o krawędzi łamiącej równoległej, względnie prostopadłej do osi. Jeżeli posiadamy płytkę ze szpatu wapiennego o ścianach równoległych, prostopadłych do osi, i jeżeli na płytkę taką prostopadłe do tych ścian skierujemy snop światła, wówczas nie dostrzeżemy podwójnego załamania, tak jak w doświadczeniu na rysunku 608, II; po drugiej stronie płytki otrzymamy jeden tylko snop promieni, będący przedłużeniem snopa padającego. Robiąc doświadczenie z płytką jakkolwiek względem osi wyciętą i zmieniając najrozmaiciej położenie płytki względem promieni padających, by niekoniecznie były one prostopadłe do powierzchni płytki, będziemy mogli zawsze natrafić na takie położenie, przy którym załamania podwójnego nie będzie. Uważne dokonywanie tego rodzaju doświadczeń prowadzi do wniosku, że *ilekroć promieniowanie rozchodzi się w szpacie wapiennym w kierunku, zgodnym z kierunkiem zaznaczonej wyżej osi optycznej, podwójnemu załamaniu nie ulega*. Wniosek ten jest bardzo ważny i niżej poświęcimy mu więcej uwagi.

## 267. Podwójne załamanie (ciąg dalszy).

Oś główna albo oś optyczna szpatu wapiennego (a podobnie i innych kryształów) jest kierunkiem, który, według wskazówek ust. poprzedniego, daje się rozpoznać w danej bryle minerału. Jeżeli rozporządzamy okazem o naturalnym kształcie krystalicznym, a więc mającym ściany, pochylone względem siebie tak, jak to przedstawia rys. 609, wówczas, wyszukawszy naroże, ograniczone ścianami o rozwartych kątach, znajdziemy w myśl podanych uprzednio wskazówek kierunek osi głównej lub optycznej. Jeżeli posiadany przez nas kawałek szpatu wapiennego nie ma dla jakichkolwiek powodów (np. działań mechanicznych) kształtu naturalnego kryształu, wtedy sposobem optycznym znaleźć możemy kierunek osi głównej, stosując metody, które opierają się na bliższym poznaniu własności ciał podwójnie łamiących. Słowem, z większym czy mniejszym zachodem, zawsze możemy znaleźć kierunek osi głównej.

Raz jeszcze przypominamy czytelnikowi, że osią główną czy optyczną nie nazywamy tu bynajmniej jakiejś jednej prostej, ale *kierunek*. Znalazłszy np. według naroża kryształu naturalnie uformowanego, jak o tem była przed chwilą mowa, kierunek prostej  $OO'$  (rys. 609), będziemy uważali wszystkie proste do niej równoległe za równoważne — według wszystkich tych prostych będzie się promieniowanie rozchodziło w minerale zupełnie jednakowo.

Zrozumiawszy, co się nazywa osią optyczną szpatu wapiennego, spamiętajmy jeszcze jedno określenie, które będzie nam przydatne,

a mianowicie pojęcie t. zw. *przecięcia głównego*. Mianem tem oznaczamy każdą płaszczyznę, w której przypada oś optyczna kryształu. Naturalnie, przecięć takich w danym kryształe pomyśleć można nieskończoną liczbę. Przecięciem głównym, odpowiadającym danemu promieniowi, biegnącemu w szpacie, jest zatem płaszczyzna, przechodząca przez ten promień oraz w którymkolwiek jego punkcie poprowadzoną prostą, kierunkiem swym zgodną z kierunkiem osi.

Obserwując przy pomocy znanego nam analizatora (płytki turmalinowej, zwierciadła) promieniowanie zwyczajne i nadzwyczajne, otrzymane przy przejściu energii promienistej poprzez bryłę szpatu wapiennego, stwierdzamy, jak wiadomo, że dwa te rodzaje promieni są spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Możemy jednak głębiej jeszcze sięgnąć w to zjawisko, uwzględniając, w jakiej płaszczyźnie zachodzące drgania są przez dany analizator przepuszczane (turmalin) albo odbijane (zwierciadło). Tą drogą przekonywamy się, że *promieniowanie zwyczajne jest spolaryzowane w przecięciu głównym* (drgania są tu prostopadłe do przecięcia głównego), *promieniowanie nadzwyczajne jest spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do przecięcia głównego* (drgania zachodzą w przecięciu głównym).

Z drugiej strony wyznaczenie współczynnika załamania promieni zwyczajnych i nadzwyczajnych w przypadkach, gdy promieniowanie przechodzi przez szpat wapienny w najrozmaitszych kierunkach względem osi, prowadzi do wniosku, iż, podczas gdy współczynnik załamania promieni zwyczajnych nie zależy wcale od tego kierunku, współczynnik załamania promieni nadzwyczajnych jest naogół mniejszy, ale niejednakowy dla różnych kierunków. Im bliższy jest mianowicie kierunku osi optycznej kierunek rozchodzenia się promieniowania w szpacie, tem mniejsze zachodzą różnice pomiędzy wartością współczynnika załamania promieni zwyczajnych i nadzwyczajnych; gdy promienie rozchodzą się w kierunku osi optycznej, różnicy niema wcale (niema podwójnego załamania); największe różnice stwierdzamy dla kierunku prostopadłego względem osi optycznej.

Względnie łatwy jest pomiar największej różnicy między współczynnikiem załamania promieni zwyczajnych i nadzwyczajnych przy pomocy pryzmatu ze szpatu o krawędzi łamiącej, co do kierunku zgodnej z kierunkiem osi optycznej, jeżeli snop padających na pryzmat promieni leży w płaszczyźnie dokładnie prostopadłej do krawędzi pryzmatu. Obserwując przy pomocy spektrometru (ust. 248) przez taki pryzmat szparę, oświetloną światłem sodu, widzimy dwa obrazy szpary — obraz bardziej odchylony utworzony jest przez promienie zwyczajne, mniej odchylony — przez nadzwyczajne. Naogół jednak mierzenie tych współczynników dla wszelkich kierunków jest rzeczą dość kłopotliwą; to też w szczególności się tutaj nie wdajemy.

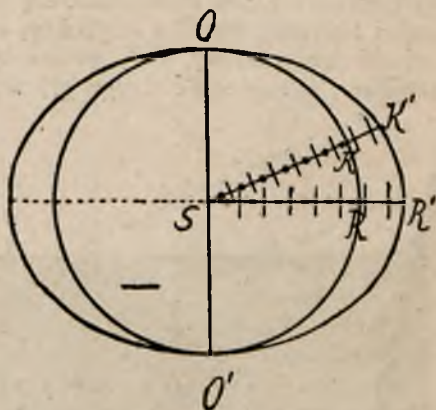
Dla światła sodu współczynnik załamania w szpacie wapiennym promieni zwyczajnych wynosi  $n_z = 1,6585$ , najmniejsza wartość tego współczynnika dla promieni nadzwyczajnych  $n_n = 1,4864$ .

## 268. Mechanizm rozchodzenia się promieniowania w ciałach podwójnie łamiących. Kryształy dodatnie i ujemne. Kryształy jednoosiowe i dwuosiowe.

Zjawisko załamania na granicy dwu ośrodków zależy, jak wiemy (ust. 196 i 233), od różnicy prędkości rozchodzenia się promieniowania w obu ośrodkach. Jeżeli w szpacie wapiennym z jednego promienia padającego tworzą się dwa załamane — zwyczajny i nadzwyczajny, wskazuje to, iż owo promieniowanie zwyczajne i nadzwyczajne rozchodzi się z różną naogół prędkością w tym ciele; jedynie w kierunku osi optycznej nie zaznacza się swoistość tych dwu rodzajów promieniowania. Na czemże właściwie polegać może różnica promieniowania zwyczajnego i nadzwyczajnego? Domyślać się możemy, że prawidłowa budowa kryształu warunkuje rozchodzenie się w tem ciele tylko drgań, określonych przez tę budowę. Jakość tych drgań wiązać się przytem winna z kierunkiem osi głównej, wyróżniającej się wybitnie w kryształach, jak to już wyżej wyjaśniliśmy, względnie z kierunkiem przecięć głównych, których określenie nierozzerwalnie wiąże się z określeniem osi głównej. Wszak musi się z tem wiązać jakiś fakt, że płaszczyzny polaryzacji promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego są do siebie prostopadłe, przyczem pierwsza z nich przypada w przecięciu głównym, druga w płaszczyźnie prostopadłej do przecięcia głównego. Zresztą znamy wiele ciał podwójnie łamiących, podobnie jak szpat wapienny; w nich przy załamaniu otrzymują się promienie zwyczajne i nadzwyczajne — zawsze są one spolaryzowane i zawsze płaszczyzna polaryzacji promienia zwyczajnego przypada w przecięciu głównym, nadzwyczajnego w płaszczyźnie prostopadłej do przecięcia głównego.

By móc zdawać sobie sprawę ze zjawisk omawianych, które zachodzą w szpacie wapiennym i w innych podobnych ciałach, wystarczy zrobić jedno zasadnicze założenie i założenia tego konsekwentnie się trzymać, a mianowicie, że w ciałach tych mogą się rozchodzić fale energii promienistej jedynie o drganiach prostolinjowych, zachodzących tylko w przecięciach głównych oraz w płaszczyznach, prostopadłych do przecięć głównych. Dla promienia, idącego w kierunku osi głównej, wszystkie przechodzące przezeń płaszczyzny są przecięciami głównymi; natomiast dla każdego innego kierunku zaznaczają się te dwa rodzaje drgań i prędkość rozchodzenia się ich jest różna, przytem tem bardziej różna, im bliższy prostopadłej do osi głównej jest kierunek rozchodzenia się promieniowania. Wystawmy więc sobie, że w punkcie  $S$  (rys. 610), przypadającym wewnątrz kawałka szpatu wapiennego, mieści się źródło promieniowania. Przypuśćmy, że  $OO'$  oznacza oś główną czyli optyczną kryształu, płaszczyzna zaś rysunku wobec tego jest jednym z przecięć głównych. Przez prostą  $OO'$  poprowadzić można wiele takich przecięć, ale oczywiście wystarczy zrozumieć, co się dzieje w jednym z tych przecięć, wyobrażonem na rysunku. W kierunku  $SO$  oraz  $SO'$  (w kierunku osi) rozchodzą się tu drgania prostolinjowe, zachodzące w najrozmaitszych płaszczyznach, między

innemi w płaszczyźnie rysunku i płaszczyźnie prostopadłej — wszak każda płaszczyzna, poprowadzona przez  $OO'$ , jest przecięciem głównym; we wszystkich innych kierunkach ( $SR, SK, \dots$ ) mogą się rozchodzić ze źródła: 1) drgania prostopadłe do płaszczyzny rysunku, a więc do przecięcia głównego (*kropki* na rysunku) — będą to promienie spolaryzowane w przecięciu głównym, t. j. promienie zwyczajne, 2) drgania, przypadające w przecięciu głównym (*kreski* na rys.), będą to promienie spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do przecięcia głównego, t. j. promienie nadzwyczajne. Że zawsze drgania te są prostopadłe do kierunku rozchodzenia się promieniowania, to już czytelnik dobrze powinien pamiętać na podstawie poprzedniego. Otóż prędkość rozchodzenia się drgań, prostopadłych do przecięcia głównego (*kropki*), jest jednako-  
kowa we wszystkich kierunkach, jednocześnie więc dobiegają one do wszystkich punktów koła, zakreślonego promieniem  $SO$ . Obwód tego koła przedstawia zatem przekrój kulistej powierzchni fali, którą otrzymamy obracając ten obwód dokoła  $OO'$  jako osi. Jest to właśnie powierzchnia fali promieniowania zwyczajnego. Prędkość rozchodzenia się drgań, leżących w danym przecięciu głównym (*kreski*), jest taka sama jak zachodzących do

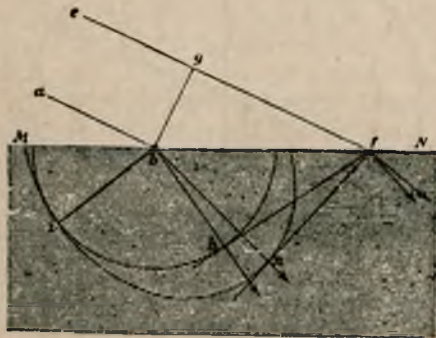


Rys. 610.

niej prostopadłe tylko w kierunku osi głównej  $OO'$ ; jednocześnie więc z tamtymi i te drgania dobiegną z  $S$  do punktów  $O$  i  $O'$ . W każdym atoli innym kierunku prędkości te są różne, największa zaś różnica przypada w kierunku prostopadłym do osi, przyczem w przypadku szpatu wapiennego, o którym tu mówimy, prędkość rozchodzenia się drgań, leżących w przecięciu głównym, t. j. promieniowania nadzwyczajnego, jest większa niż zwyczajnego. Gdy zatem promieniowanie zwyczajne dochodzi z  $S$  do  $K$ , w tym samym kierunku rozchodzące się promieniowanie nadzwyczajne dochodzi z  $S$  do  $K'$ ; w czasie, w którym promieniowanie zwyczajne dochodzi z  $S$  do  $R$ , w tym samym kierunku rozchodzące się promieniowanie nadzwyczajne dochodzi z  $S$  do  $R'$ . Dokładne pomiary wykazują, że przekrojem powierzchni fali promieniowania nadzwyczajnego nie jest koło lecz elipsa, sama zaś powierzchnia fali nie jest kulą lecz elipsoidą obrotową, powstającą przez obrót elipsy  $OK'R'O'$  dokoła  $OO'$  jako osi. Zatem, podczas gdy w ciałach pojedynczo łamiących prędkość rozchodzenia się promieniowania jest jednakowa we wszystkich kierunkach i powierzchnie fal energii promienistej posiadają kształt kulisty, w ciałach podwójnie łamiących, takich jak szpat wapienny, oprócz fal kulistych (promieniowanie zwyczajne) rozchodzą się fale kształtu elipsoidy obrotowej, styczne z ku-

listemi w miejscach przecięcia ich osią główną (promieniowanie nadzwyczajne).

W ust. 196 (rys. 386) wyjaśniliśmy, jak wyznaczyć można, opierając się na zasadzie Huygensa, zmianę kierunku rozchodzenia się fali przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego, innymi słowy jak można tą drogą znaleźć kierunek promieni załamanych na granicy dwu ośrodków. Tę samą metodę zastosować możemy do przypadku załamania podwójnego. Przypuśćmy, że snop promieni równoległych ( $abef$ ) czyli fala płaska ( $bg$ ) dochodzi do granicy płaskiej  $MN$  szpatu wapiennego (rys. 611). Przypuśćmy, że w danej bryle szpatu  $bi$  wyznacza kierunek osi optycznej, a więc dwie fale energii promienistej (zwyczajna i nadzwyczajna), które rozchodzą się będą w kryształach, będą miały kształt kuli i stycznej do niej elipsoidy, a w przekroju rysunku koła i stycznej do niego elipsy. Gdy promieniowanie w ośrodku, graniczącym ze szpatem, przebiegnie drogę  $gf$ , wewnątrz szpatu dojdzie ono do po-



Rys. 611.



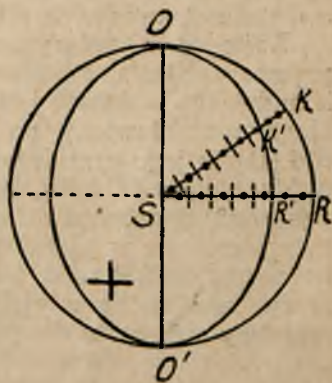
Rys. 612.

wierzchni kuli, wyobrażonej na rysunku przekrojem  $ih$  (promieniowanie zwyczajne) oraz do powierzchni elipsoidy, przedstawionej na rysunku przekrojem  $in$  (promieniowanie nadzwyczajne). Zatem styczna do koła  $th$  przedstawia w przekroju falę płaską załamaną promieniowania zwyczajnego; styczna  $tn$  do elipsy — falę płaską załamaną promieniowania nadzwyczajnego. Promieniowanie, padające na granicę  $MN$  w kierunku  $ab$ , w szpacie przeistacza się w dwa snopy załamane; w kierunku  $bh$  podąża promieniowanie zwyczajne, w kierunku  $bn$  — promieniowanie nadzwyczajne. Jak widzimy, promienie nadzwyczajne są tu załamane mniej niż promienie zwyczajne; zatem współczynnik załamania dla promieni nadzwyczajnych jest mniejszy niż dla promieni zwyczajnych, o czym wyżej już była mowa. Różnica wartości tych współczynników zależy, jak od razu widać na rysunku, od względnego ustosunkowania kierunku promieni padających oraz kierunku osi optycznej kryształu. Proponujemy czytelnikowi przekonać się o tem przez wykreślenie podobnego rysunku, jak rysunek 611, zakładając inny kierunek osi optycznej, w szczególności prostopadły do płaszczyzny rysunku.

Rys. 612 wyobraża model przestrzenny dwu układów fal w szpacie wapiennym. W dwu prostopadłych do siebie przekrojach pionowych tego modelu mamy to samo, co wyobraża rys. 610 (koło wewnątrz elipsy). W przekroju poziomym widzimy tam dwa koła współśrodkowe; rozchodzenie się promieniowania w tej płaszczyźnie (prostopadłe do kierunku osi) odpowiada właśnie przypadkowi wyznaczania współczynników załamania promieniowania zwyczajnego i nadzwyczajnego przy pomocy pryzmatu o krawędzi równoległej do osi optycznej (zmieniony rys. 611, odpowiadający przypadkowi, gdy oś jest prostopadła do płaszczyzny rysunku).

Jest cały szereg kryształów, załamujących podwójnie jak szpat wapienny. Dla wszystkich tych ciał współczynniki załamania promieni nadzwyczajnych są mniejsze niż współczynniki załamania promieni zwyczajnych; wartość współczynnika załamania promieni nadzwyczajnych dla tych ciał otrzymać można z wartości współczynnika załamania promieni zwyczajnych, *odejmując* odeń pewną liczbę; dlatego wszystkie podobne minerały nazywamy *ujemnymi* (czytelnik widzi na rysunku 610 znak *minus*). Oprócz minerałów, podwójnie łamiących tak, jak to czyni szpat wapienny, są minerały podwójnie łamiące, w których wszystko dzieje się podobnie, z tą jednak różnicą, że współczynniki załamania promieni nadzwyczajnych są tam większe niż współczynniki załamania promieni zwyczajnych. Przykładem takich minerałów, zwanych  *dodatnimi*, jest lód. W ciałach takich, podobnie jak w kryształach ujemnych, tylko w kierunku osi optycznej nie zaznacza się różnica, cechująca promieniowanie zwyczajne i nadzwyczajne. W każdym innym kierunku prędkość rozchodzenia się promieniowania nadzwyczajnego (spolaryzowanego w płaszczyźnie, prostopadłej do przecięcia głównego) jest mniejsza niż prędkość rozchodzenia się promieniowania zwyczajnego (spolaryzowanego w przecięciu głównym). Największa różnica tych prędkości przypada w kierunku prostopadłym do osi głównej. Rys. 613 wyobraża przekrój w przecięciu głównym powierzchni fal: kulistej promieniowania zwyczajnego (drżania prostopadłe do przecięcia głównego — na rysunku kropki) i elipsoidy obrotowej, zawartej w kuli i stycznej do niej, promieniowania nadzwyczajnego (drżania w przecięciu głównym — kreski na rysunku). Proponujemy czytelnikowi przeprowadzić w stosunku do kryształów dodatnich rozumowanie, przytoczone wyżej dla kryształów ujemnych.

Oprócz takich ciał podwójnie łamiących, jak przed chwilą opisane, które nazywamy ogólnie  *jednoosiowymi*, istnieją jeszcze ciała podwójnie łamiące, zwane  *dwuosiowymi*. W każdym z tych ciał istnieją dwa kierunki (dwie osie), według których rozchodzące się promienio-



Rys. 613.



wanie podwójnemu załamaniu nie ulega. Zjawiska są tu bardziej złożone, bardziej złożonym też jest kształt powierzchni falowej rozchodzącego się w takim cieple promieniowania. W kryształach jednoosiowych jeden promień (zwyczajny) załamuje się zawsze zgodnie z podanymi wyżej (ust. 232) dla ciał, łamiących pojedynczo, prawami Snelliusa, drugi (nadzwyczajny) stosuje się do tych praw jedynie, gdy leży w płaszczyźnie prostopadłej do osi (w przekroju poziomym modelu, przedstawionego na rys. 612, gdzie ślady powierzchni fal są kołami spółśrodkowemi). W kryształach dwuosiowych dwa promienie, powstające przy załamaniu, są spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych, ale żaden z nich naogół nie stosuje się do praw Snelliusa. Jako przykłady kryształów dwuosiowych wymienić możemy: gips, topaz, saletrę, cukier.

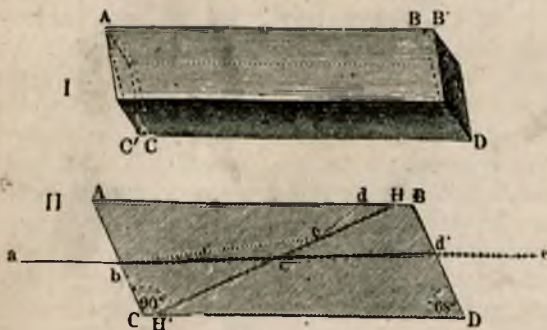
## 269. Polaryzatory i analizatory z ciał podwójnie łamiących. Nikole.

Turmalin, z którym zapoznaliśmy się na początku nauki o polaryzacji, jest również ciałem podwójnie łamiącym i to tego rodzaju, co szpat wapienny. Jest on więc minerałem ujemnym. Rozchodzące się w nim prostopadle do kierunku osi promieniowanie składa się zatem z promieniowania zwyczajnego, spolaryzowanego w przecięciu głównym, oraz z promieniowania nadzwyczajnego, spolaryzowanego w płaszczyźnie, prostopadłej do przecięcia głównego. Ciało to jednak posiada, jak wiemy, pewne zabarwienie, czyli pochłania pewne rodzaje promieniowania. Otóż ma ono tę ciekawą własność, że bardziej pochłania promieniowanie zwyczajne niż nadzwyczajne<sup>\*)</sup>; przy dostatecznie grubej warstwie promieniowanie zwyczajne wcale się przez ten minerał nie przedostaje (jest pochłonięte). Na tem polega sporządzanie płytek turmalinowych, wyciętych równoległe do osi, jako polaryzatorów i analizatorów. Muszą być one dostatecznej grubości; przedostaje się przez nie wyłącznie promieniowanie nadzwyczajne, spolaryzowane w płaszczyźnie, prostopadłej do przecięcia głównego o drganiach, zgodnych z kierunkiem osi (patrz rys. 601).

Najlepszymi polaryzatorami zarówno jak analizatorami są t. zw. pryzmaty Nicola, lub krótko *nikole*. Sporządzane są one ze szpatu islandzkiego w sposób następujący: podłużny kryształ szpatu islandzkiego, przedstawiony na rys. 614 (I) w perspektywie, na rys. zaś 614 (II) w jego przecięciu głównym, podpiłowuje się tak na ścianach poprzecznych  $AC$  i  $BD$ , mających kształt rombów, by kąty  $BAC$  i  $CDB$  wynosiły  $68^\circ$  zamiast  $71^\circ$ , jak w kryształach naturalnych. Następnie bryła ta przecina się w płaszczyźnie  $HH'$ , prostopadłej do przecięcia głównego oraz do ścian  $AC$  i  $BD$ , poczem oba kawałki skleja się przy pomocy balsamu kanadyjskiego, którego współczynnik załamania jest mniejszy niż szpatu dla promieni zwyczajnych, większy zaś niż szpatu

<sup>\*)</sup> Wogóle pochłanianie rozchodzących się w minerałach drgań optycznych zależy od kąta, który tworzy kierunek tych drgań z osią optyczną.

dla promieni nadzwyczajnych. Całość umocowuje się przy pomocy korka w uczernionej wewnątrz rurce metalowej, tak że odsłonięte są tylko ściany  $AC$  i  $BD$ , przez które wchodzi i wychodzi z nikola promieniowanie. Rys. 615 przedstawia właśnie nikol od strony tych ścian w jego przekroju romboidalnym. Promieniowanie, padające na nikol wzdłuż  $ab$ , załamuje się u ściany  $AC$  podwójnie: promień zwyczajny  $bc$ , dla którego współczynnik załamania wynosi ok. 1,66, ulega na granicy warstewki balsamu kanadyjskiego (dla którego współczynnik zała-



Rys. 614.



Rys. 615.

mania jest ok. 1,53) całkowitemu wewnętrznemu odbiciu, albowiem pada on na tę warstewkę pod kątem większym od kąta granicznego. Biegając dalej w kierunku  $ed$ , promieniowanie to zostaje pochłonięte w czarnej warstewce barwnika, który pokrywa ściany boczne i osłonę nikola. W ten sposób pozbywamy się promieni zwyczajnych. Promień nadzwyczajny  $bc$ , dla którego współczynnik załamania jest ok. 1,49, przechodzi przez warstewkę balsamu kanadyjskiego i wychodzi z nikola w kierunku  $d'e'$ . Z padającego zatem na nikol promieniowania przedostaje się przezeń tylko promieniowanie nadzwyczajne, spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do przecięcia głównego (do płaszczyzny rysunku); drgania świetlne, wychodzące z nikola, leżą zatem w przecięciu głównym (kreski na rysunku) — ich kierunek zgadza się z kierunkiem mniejszej przekątnej rombów, ograniczających z dwu przeciwnych stron nikol (rys. 615).

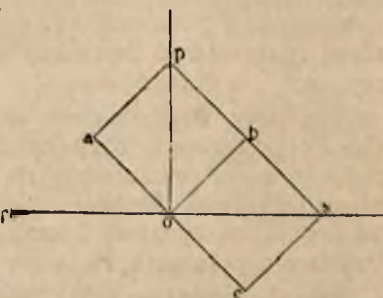
## 270. Rozpoznawanie podwójnego załamania przy pomocy przyrządów polaryzacyjnych. Przypadki szczególne załamania podwójnego.

Wykazanie załamania podwójnego w ten sposób, jak to uczyniliśmy w ust. 266 (podwójne litery, dwie plamki świetlne na tablicy), możliwe jest o tyle, o ile rozporządzamy kawałkiem podwójnie łamiącego minerału wystarczającej wielkości. Czytelnik powinien sam zrozumieć, dlaczego przez bardzo mały kawałek szpatu wapiennego nie dostrzemy np. podwójnych liter, jak na rys. 607. Zachodzić jednak może

potrzeba rozpoznawania na bardzo małych okazach, czy są one podwójnie łamiące. Wszystkie ciała różnokierunkowe, a więc wszystkie kryształy, z wyjątkiem równoosiowych, jak np. sól kamienna, krystalizująca się w sześciianach, wykazują tę własność załamывania podwójnie światła. Rozpoznawanie minerałów obejmuje konieczność stwierdzenia tej własności. Następujące proste doświadczenie daje wskazówkę, jak można poznać ciało podwójnie łamiące bez uciekania się do spostrzegania przezeń podwójnie przedmiotów. Ustawmy na drodze promieni, idących z latarni, polaryzator i analizator, np. dwie płytki turmalinowe, dwa nikole, i „skrzyżujmy” je, by na tablicy, w której kierunku puszczane jest światło, było ono „zgaszone”. Jeżeli posługujemy się nikolami, skrzyżowanie to zajdzie, gdy mniejsze przekątne ścian rombów polaryzatora i analizatora będą do siebie prostopadłe. Jeżeli wtedy między polaryzator i analizator wstawimy ciało przezroczyste, załamujące pojedynczo, np. kawałek szkła, pole na tablicy pozostanie ciemne. Jeżeli jednak między skrzyżowane polaryzator i analizator wstawimy kawałek szpatu wapiennego albo innego ciała podwójnie łamiącego, pole naogół się rozświetli i tylko przy pewnych szczególnych warunkach, których niżej częściowo dotknijemy, może pozostać ciemne. W sposób subiektywny można to samo stwierdzić, patrząc na źródło światła przez dwie płytki turmalinowe lub dwa nikole, ustawione jeden za drugim, krzyżując je, by zgasło światło, i wstawiając następnie między polaryzator i analizator dane ciało, które, w razie jeżeli jest podwójnie łamiące, wywoła rozświetlenie pola. Cienkie blaszki, wycięte z kryształów podwójnie łamiących równoległe do ich osi optycznych, dają piękne barwy po ustawieniu między dwa skrzyżowane nikole, gdy używamy światła białego. Doskonale nadają się do sporządzania takich blaszek łuszczek (mika) albo gips krystaliczny, dające się łatwo łupać. Grubsze płytki, rozświetlając w tych samych warunkach pole, nie dają zjawiska barw \*). Jeżeli obserwacji dokonywamy w świetle jednorodnym, np. żółtem świetle sodu, wówczas w tej samej barwie zachodzi rozświetlenie pola. Wszakże, gdy ustawioną między skrzyżowane nikole taką blaszkę kręcimy w jej płaszczyźnie (t. j. dookoła osi zgodnej z kierunkiem padającego na blaszkę światła), natrafiamy na takie dwa jej położenia, różniące się od siebie o  $90^{\circ}$ , przy których pole pozostaje ciemne. Spróbujmy na podstawie poznanego wyżej zdać sobie sprawę z tego zjawiska. Przypuśćmy, iż płaszczyzna drgań polaryzatora jest pionowa (mniejsza przekątna przekroju nikola jest pionowa). Światło — założmy narazie jednorodne, wychodzące z polaryzatora, zostaje zgaszone przez analizator, którego płaszczyzna drgań jest pozioma (mniejsza przekątna przekroju nikola leży poziomo). Wstawiamy blaszkę np. z miki między skrzyżowane polaryzator i analizator, przyczem pole się rozświetla i obracamy we wspomniany sposób blaszkę dopóty, dopóki pole

\*) Czytelnikowi mogą się tu przypomnieć barwy interferencyjne cienkich warstewek, o których była mowa w ust. 261; grubsze warstwy barw takich nie wykazują; podaliśmy tam wyjaśnienie, dlaczego.

znowu nie stanie się ciemne. Jak wiemy z poprzedniego, w blaszce takiej możliwe jest rozchodzenie się drgań, zachodzących w dwu prostopadłych do siebie kierunkach; nazywa się je *kierunkami głównymi*. Jeżeli nastawimy blaszkę tak, iż jeden z tych kierunków będzie pionowy, a drugi poziomy, pole oczywiście pozostanie ciemne; wszak drgania pionowe, wychodzące z polaryzatora, przechodzą przez blaszkę przy takim jej położeniu, lecz zostają zgaszone przez analizator. Obrót blaszki o kąt  $90^\circ$  da znowu pole ciemne — w tem nowem położeniu drugi kierunek główny w blaszce będzie zgodny z kierunkiem drgań polaryzatora, drgania wobec tego przejdą przez blaszkę i znowu przez analizator będą zgaszone. Przypuśćmy jednak, że kierunki główne blaszki inaczej są położone względem kierunków drgań w polaryzatorze i analizatorze, np. tworzą z temi kierunkami kąty  $45^\circ$ , jak to przedstawia rys. 616. Na rysunku tym



Rys. 616.

op przedstawia obszerność drgań, wychodzących z polaryzatora i zachodzących pionowo; analizator jest względem polaryzatora skrzyżowany, a więc przezeń mogłyby tylko przechodzić drgania, zachodzące w kierunku poziomym (*os*). Kierunki główne blaszki miki lub gipsu, wstawionej między polaryzator i analizator, wskazane są na rysunku przez proste *oa* i *ob*, tworzące z *op* kąty  $= 45^\circ$ . Podobnie, jak to czyniliśmy wyżej, rozkładamy drganie *op* na dwie prostopadłe do siebie składowe, przypadające w kierunkach głównych blaszki. Odcinki *oa* i *ob* przedstawiają tedy obszerności drgań świetlnych, które przechodzą przez blaszkę. Gdyby jedno i drugie drgania przebiegały przez blaszkę z jednakową prędkością, mielibyśmy takie same ich ustosunkowanie względem siebie po przejściu przez blaszkę, jak przed wejściem w nią. Przez analizator drgania te nie przedostałyby się, gdyż rzuty *oa* i *ob* na poziomą płaszczyznę (*os*) drgań analizatora byłyby równe i wręcz sobie przeciwne, czyli w sumie dałyby drganie obszerności równej zeru. Ale drgania, zachodzące w kierunkach głównych blaszki, rozchodzą się z różnymi prędkościami w blaszce, przeto jedna z tych fal po przejściu przez blaszkę będzie opóźniona względem drugiej — może się wytworzyć różnica faz. Opóźnienie to zależy od grubości blaszki. Jeżeli wyniesie ono jedną lub kilka całkowitych fal, różnicy faz po przejściu przez blaszkę nie będzie (porów. ust. 261). Jeżeli jednak wyniesie ono  $\frac{1}{2} \lambda$  lub wogóle nieparzystą liczbę połówek fali, co właśnie mamy na rys. 616, wychyleniu *ob* jednej z fal po przejściu przez blaszkę będzie odpowiadało już nie wychylenie *oa* drugiej fali, lecz wręcz jemu przeciwne wychylenie *oc*, rzuty zaś *ob* i *oc* na kierunek drgań analizatora dadzą w tym kierunku wypadkowe drganie *os*, które przez analizator przejdzie — pole się rozświetli. Wszystko zatem zależy, jak widzimy, od wyniku interferencji dwu układów drgań, zachodzą-

cych w płaszczyźnie drgań analizatora. Proponujemy czytelnikowi uzasadnić, że gdybyśmy po osiągnięciu stanu rzeczy, który przedstawia rysunek 616, obrócili analizator o  $90^{\circ}$ , t. j. ustawili go równoległe do polaryzatora, pole stałoby się ciemne; doświadczenie istotnie to wykazuje.

Ograniczając się do rozpatrzenia przedstawionego na rys. 616 przypadku, przypuścimy jeszcze, iż do doświadczenia używamy nie światła jednorodnego o określonej długości fali, lecz światła białego. Przypuścimy, iż przy danym położeniu nikoli i kierunków głównych blaszki oraz danej grubości blaszki zostaje zgaszone dokładnie światło żółte długości fali światła sodu. Dla wszelkich innych długości fal zgaszenia tego mieć nie będziemy, wobec czego blaszka zagra barwą dopełniającą do żółtej. Przy pokręceniu analizatora o kąt  $= 90^{\circ}$  otrzymamy oczywiście pole żółte. I wogóle przy równoległym położeniu analizatora i polaryzatora, gdy między nimi ustawiona jest taka blaszka, obserwować będziemy barwę dopełniającą do tej, którą widzimy przy ich skrzyżowaniu.

Radzimy czytelnikowi dla lepszego opanowania rzeczy, przed chwilą wyłożonej, rozpatrzyć samodzielnie przypadek tego samego rodzaju, co przedstawiony na rys. 616, z tą różnicą, że kierunki główne *oa* i *ob* płytki krystalicznej tworzą inne kąty niż  $45^{\circ}$  z płaszczyznami drgań polaryzatora i analizatora, oraz uzasadnić, że maximum rozświetlenia pola otrzymuje się właśnie przy kątach  $45^{\circ}$ .

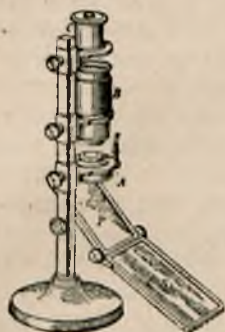
Do studjowania opisanych przed chwilą oraz innych szczegółów zjawiska polaryzacji służą przyrządy polaryzacyjne, z których każdy zawiera polaryzator i analizator. Najprostszym takim przyrządem są t. zw. *szczypcy turmalinowe* (rys. 617); dwie płytki turmalinowe osadzone są w oprawach, mieszczących się na końcach drutu, zgiętego w postaci, przypominającej szczypcy. Obserwowane w świetle spolaryzowanym ciało wsuwa się między płytki turmalinowe. Niewielki ten przyrządek nadaje się doskonale do obserwacji subiektywnej; trzymając w jednej ręce oprawę drucianą i patrząc przez obie płytki turmalinowe na jakiegokolwiek źródło światła (w dzień wystarcza światło dzienne rozproszone; nie potrzeba wcale patrzeć na słońce), obracamy jedną z płytek turmalinowych i krzyżujemy je, osiągając zupełną ciemność pola, poczem wstawiamy pomiędzy nie minerał.

Przyrząd, przedstawiony wyżej na rys. 604, także jest przyrządem polaryzacyjnym; badane ciało umieszcza się na pierścieniu, który widzimy w środkowej części przyrządu między polaryzatorem i analizatorem. Bardziej złożonym, ale też bardziej dokładnym jest mikroskop polaryzacyjny, przedstawiony na rys. 618, pozwalający na badanie bardzo małych ciał. W oprawach *A* i *B* mamy tam odpowiednie układy soczewek, pomiędzy nimi umieszcza się badany przedmiot, np. blaszka krystaliczna. Za polaryzator służy tu odpowiednio pochylone czarne zwierciadło szklane *P*, na które rzuca się rozproszone światło dzienne przy pomocy dającego się też pochylać odpowiednio zwierciadła zwykłego *S*; analizatorem jest tu nikol *C*.

Dziedzina, o której obecnie mówimy, jest bardzo obszerna; to też poprzestać chcemy na podaniu czytelnikowi wiadomości wstępnych, podstawowych, nie wdając się w szczegóły, które będzie mógł ewentualnie poznać na studjach wyższych. Nadmienimy tylko, że do wielu doświadczeń i obserwacji dobrze jest posługiwać się w przyrządach polaryzacyjnych promieniami równoległymi, wiele natomiast ciekawych i ważnych szczegółów dostarcza badanie w promieniach zbieżnych. Przyrząd mikroskopowy, przedstawiony na rys. 618, właśnie jest przeznaczony do takich obserwacji w promieniach zbieżnych, wy-



Rys. 617.



Rys. 618.



Rys. 619.



Rys. 620.

tworzonych przez mieszczące się tam soczewki. Płytki z kryształów jednoosiowych, wycięte prostopadłe do osi, wykazują w świetle zbieżnym (co daje się również demonstrować przy pomocy latarni większej naraz liczbie osób) ciekawe (barwne w świetle białym) figury interferencyjne, które wyobrażone są na rys. 619; rysunek górny, na którym mamy układ pierścieni przeciętych czarnym krzyżem, odpowiada umieszczeniu takiej płytki pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorem i analizatorem; rysunek dolny odpowiada równoległemu ustawieniu analizatora względem polaryzatora — otrzymuje się tu figura jakgdyby dopełniająca do tamtej. Rys. 620 przedstawia znów obraz, który w takich samych warunkach daje nam płytka z kryształu dwuosowego, wycięta prostopadłe do prostej, symetrycznie położonej względem obu osi. Widzimy tam dwa układy pierścieni, z których każdy otacza jedną oś kryształu. Dalej od osi położone pierścienie zlewają się tu, tworząc krzywe, zwane lemniskatami, które obejmują już obie osi. Rys. 620 A obserwujemy, gdy tak umieszczamy płytkę między skrzyżowane polaryzator i analizator, iż przecięcie główne, przechodzące przez obie osi, przypada w kierunku drgań polaryzatora albo analizatora; obrócenie z tego położenia płytki o kąt  $45^\circ$  daje zmianę obrazu, przedstawioną na rysunku 620 B — znika tu ciemny krzyż, zjawiają się natomiast łuki ciemne kształtu hiperbolicznego. Figury

przedstawione na rys. 619 i 620 — są typowe dla kryształów jednoosiowych i dwuosiowych; po tych figurach można te kryształy odróżniać.

Jak powiedzieliśmy wyżej, zjawisko załamania podwójnego wykazują wszystkie kryształy z wyjątkiem równoosiowych, jak np. sól kamienna. Kryształ soli kamiennej ma kształt sześcianu; w trzech do siebie prostopadłych kierunkach, wskazanych przez krawędzie sześcianu, ciało to ma zupełnie jednakowe własności; stąd zachowanie się jego takie, jak ciała izotropowego. Co innego kryształy innych układów, krystalizujących się w innych postaciach, np. w postaci słupka sześciosięciennego, jak turmalin, albo rombościanów, jak szpat wapienny. Tu własności ciała w kierunku jednej jego osi (osi słupka turmalinu, osi  $OO'$  szpatu na rys. 609) są inne, aniżeli w kierunkach do nich prostopadłych. Jeszcze bardziej złożone jest zjawisko w kryształach dwuosiowych. Bądź co bądź jasne jest, że zjawisko załamania podwójnego uwarunkowane jest pewną budową ciała, w której to budowie wyróżniają się w pewien szczególnie sposób niektóre kierunki od innych. O ile budowa ciała jest taka, iż żaden z kierunków się nie wyróżnia, ciało we wszystkich kierunkach ma własności jednakowe i, między innymi, zjawiska podwójnego załamania nie wykazuje.

Jednakowoż w ciałach izotropowych, mających we wszystkich kierunkach własności jednakowe, możemy zakłócić tę izotropowość i to w rozmaity sposób, między innymi w sposób mechaniczny. Jeżeli np. ciało takie ściśniemy albo rozciągniemy, wytworzą się w niem napięcia w pewnych kierunkach, które spowodują, że w tych kierunkach własności będą nie takie jak w innych. To też okazuje się, że zjawisko podwójnego załamania otrzymać można w ciałach, zazwyczaj załamujących pojedynczo, jeżeli je poddamy odkształceniu. Szkło, powoli studzone (a zwykle szkło w ten sposób się studzi), jest ciałem, jak wiemy, załamującym pojedynczo. Jeżeli pomiędzy skrzyżowane nikielki wstawimy kawałek takiego szkła, pole pozostanie ciemne, jakkolwiekbyśmy ten kawałek między nikielkami ustawiali. Jeżeli jednak kawałek ten umieścimy w oprawie, przedstawionej na rys. 621, gdzie możemy nań wywrzeć ciśnienie przy pomocy śruby, to się okaże po wstawieniu teraz szkła między skrzyżowane nikielki, że natychmiast po wywarciu ciśnienia przy pomocy śruby pole się rozświetli, tem silniej, im silniejszy będzie ucisk; natomiast po odkręceniu śruby, t. j. po usunięciu odkształcenia szkła znowu pole stanie się ciemne. Nadajemy więc tu w ten sposób przemijającą własność załamania podwójnego ciału, które wogóle własności tej nie posiada. Z czasem dowiemy się o innych przypadkach takiego przemijającego załamania w różnych ciałach nie tylko stałych, ale nawet ciekłych i gazowych \*).

Jeżeli kawałek szkła ogrzejemy do wysokiej temperatury, a potem poddamy prędkiemu oziębieniu, wówczas wytworzą się w niem pewne

\*) Brak miejsca i czasu nie pozwala tu podać opisu bardzo ciekawych faktów, świadczących, że cały szereg ciał ciekłych wykazuje własności krystaliczne. Czytelnik, interesujący się podobnymi rzeczami, potrafi z łatwością znaleźć w literaturze mniej lub więcej popularnej wiadomości o tych t. zw. ciekłych kryształach.

stałe napięcia skutkiem niejednostajnego kurczenia się w różnych jego częściach i ciało to nabierze własności podwójnego załamania. W ten sposób przygotowana płytką szklana kształtu kołowego wykazuje między skrzyżowanymi nikolami pierścienie, przecięte ciemnym krzyżem, jak płyta z kryształu jednoosiowego, wycięta prostopadle do osi. Płytką szklaną kształtu kwadratowego, poddana uprzednio takiemu prędkiemu studzeniu, daje po wstawieniu między skrzyżowane nikole obraz krzyża ciemnego (rys. 622), na rogach zaś barwne owale, przypominające te, które obserwujemy na pawich piórach. Podkreślić należy, że takie kawałki szkła szybko studzonego nie wykazują ściśle takich własności jak prawdziwe kryształy — nie mają one tak prawidłowej budowy, a więc tylko własnościami przypominają tamte.



Rys. 621.



Rys. 622.

### 271. Polaryzacja światła rozproszonego. Światło tak zwane zwyczajne.

Wiemy już, że odbijaniu się promieniowania towarzyszy częściowa, a w pewnych razach całkowita jego polaryzacja. Rozpraszanie promieniowania jest również odbijaniem się jego. Światło, rozproszone przez kawałek papieru lub inny przedmiot, jest światłem, odbitem bezładnie w najrozmaitszych kierunkach od powierzchni tych ciał, pełnej nierówności. Droga światła dostrzegalna jest w dymie, kurzu, dzięki rozpraszaniu, t. j. odbijaniu bezładnie w różne strony tego światła przez drobne cząsteczki, zawieszone w powietrzu. Na powierzchni różnych przedmiotów, np. stołów, szaf, dostrzegamy często przy dzieńnym albo sztucznym świetle jaśniejsze plamy, uwarunkowane określonym położeniem tych miejsc względem źródeł światła. Mając nikol albo płytkę turmalinową, zrobić możemy ciekawe spostrzeżenie. Patrząc mianowicie przez nikol lub płytkę turmalinową na taką plamę i obracając dany analizator w znany sposób, stwierdzamy, iż plamy te stają się jaśniejsze i ciemniejsze, nie znikając naogół nigdy w zupełności. Dowodzi to, iż światło rozproszone przez te miejsca przedmiotów, na które patrzymy (dzięki temu rozproszeniu właśnie je widzimy), jest częściowo spolaryzowane. Inne doświadczenie również jest godne uwagi. Rzućmy snop światła z latarni na naczynie szklane, wypełnione wodą, do której wpuszczono kilka kropel mleka lub roztworu octanu ołowiu. W tej mętnej wodzie doskonale widoczna jest jasna smuga, znacząca drogę promieni. Patrząc przez nikol na tę smugę w kierunku prostopadłym do jej biegu i obracając nikol, stwierdzamy, że smuga ta przy pewnych położeniach nikola zarysowuje się najjaśniej, przy pokręceniu o  $90^\circ$  z tego położenia przygasa; a więc to rozproszone przez zawiesinę w wodzie światło jest spolaryzowane. Do-



świadczenie to można zmienić nieco tak, by naraz pokazać zjawisko większej liczbie osób, które nie mogą wszystkie być uzbrojone w niko-  
le. W tym celu przez to samo naczynie puścić można snop światła z la-  
tarni, po uprzednim przepuszczeniu jego przez nikol, zawieszony zaś  
w wodzie użyć nie jako polaryzatora, lecz analizatora (wyżej wyja-  
śnialiśmy, że każdy polaryzator może być użyty w charakterze anali-  
zatora). Jeżeli nikol, przez który przechodzi światło, zanim dojdzie  
do wody z zawieszoną, zaczniemy obracać a wraz z tem zmieniać bę-  
dziemy płaszczyznę polaryzacji promieni, wchodzących do wody, do-  
strzeżemy, patrząc na smugę światła gołym okiem, jak kolejno jasność  
jej wzrasta się i maleje.

Światłem zwyczajnem nazywamy światło rozproszone, przede-  
wysytkiem dzienne; tem światłem rozproszonem posługujemy się  
w całym naszym życiu. Ale wszak rozpraszaniu światła, jak wykaza-  
liśmy, towarzyszy polaryzowanie się jego, co najmniej częściowe. To  
też istotnie to światło, które nazywamy zwyczajnem, jest zawsze czę-  
ściowo spolaryzowane. Jeżeli np. popatrzymy przez nikol na t. zw. nie-  
bo lub chmury i zaczniemy nikol obracać, dostrzeżemy kolejne przy-  
ciemnianie się i rozjaśnianie pola widzenia; w ten sposób stwierdza-  
my, że światło, rozproszone w atmosferze, jest częściowo spolaryzo-  
wane. Dlatego wyżej celowo nie przeciwstawialiśmy światłu spolary-  
zowanemu światła t. zw. zwyczajnego, lecz światło niespolaryzowane  
(idące bezpośrednio ze źródła, jak płomień świecy, lampy, włókno za-  
rowe, węgiel lampy łukowej i t. d.). Radzimy też czytelnikowi zacho-  
wać tę samą poprawność w mowie.

## 272. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji.

Skierujmy snop światła jednorodnego przez dwa niko-  
le (polaryzator i analizator) na tablicę i zgaśmy światło przez obrót analizatora.  
Wstawmy wtedy między polaryzator i analizator szklane naczynko  
kształtu prostopadłościanu (albo rurkę, zamkniętą na końcach płytkami  
szklanymi), wypełnione stężonym roztworem cukru w wodzie. Na-  
tychmiast pole się rozjaśni i moglibyśmy sądzić, że mamy tu do czy-  
nienia ze zjawiskiem takim samem, jakie obserwowaliśmy, wkłada-  
jąc między skrzyżowane niko- le ciało podwójnie łamiące. Powtarza-  
jąc doświadczenie wymienione z roztworem oraz kawałkiem szpatu  
wapiennego, zauważymy poważną różnicę. Oto, gdy między nikolami  
mamy szpat, kręcenie analizatora nie pozwala nam osiągnąć tego, co  
możemy, mając na miejscu szpatu roztwór cukru. Mianowicie po wsta-  
wieniu tego roztworu i rozjaśnieniu się pola, możemy znowu światło,  
dochodzące do tablicy, zgaścić przez obrót analizatora o pewien kąt.  
Gdy natomiast wtedy, gdy plama świetlna na tablicy zniknie, usunie-  
my naczynie z roztworem cukru, plama się ukaże i teraz w celu zga-  
szenia światła trzeba będzie obrócić analizator o taki sam kąt w stronę  
przeciwną. Mówimy, że roztwór cukru *skręca płaszczyznę polaryzacji*.

Jeżeli np. płaszczyzna polaryzacji światła, wychodzącego z polaryzatora, jest pozioma, analizator będzie skrzyżowany, gdy płaszczyznę, w której on polaryzuje, ustawimy pionowo; po wstawieniu roztworu cukru analizator należy obrócić o pewien kąt, by światło zgasić — oznacza to, że po przejściu przez roztwór światło pozostało spolaryzowane, ale płaszczyzna jego polaryzacji nie jest już pozioma, lecz tworzy z poziomem pewien kąt, t. j. została o pewien kąt skrzyżowana.

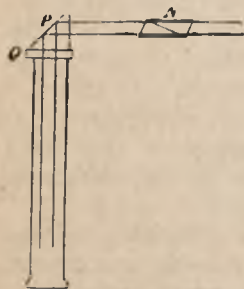
Uważniejsze przerobienie tych doświadczeń poucza nas, że, gdy używamy światła białego, to gaszenie po skrzyżowaniu nie jest nigdy zupełne, przytem plama na tablicy przy kręceniu nikola zdradza pewne zmieniające się zabarwienie. Natomiast zjawisko to jest bardzo czyste, gdy światło z latarni przepuścimy przez barwny filtr (szkło barwne), tak że mieć będziemy do czynienia ze światłem jednorodnym. Badając skrzyżowanie płaszczyzny polaryzacji przez dany roztwór, umieszczony w danym naczyniu, ustawionem zawsze tak samo między nikolami, gdy używamy światła czerwonego, żółtego, niebieskiego, stwierdzamy, iż skrzyżowanie to jest większe dla promieni o krótszej fali. Używając natomiast wciąż tego samego promieniowania, stwierdzamy, że roztwór tego samego stężenia, mieszczący się w naczyniach różnej długości, daje różne wartości skrzyżowania, proporcjonalne mianowicie do długości drogi, przebywanej przez światło w roztworze. Jeżeli wreszcie to samo naczynie wypełniać będziemy różnymi roztworami w znaczeniu różnej procentowości zawartego w roztworze cukru, to kąt skrzyżowania będzie większy dla roztworów większej procentowości.

Niezależnie od tego, jak sobie wytłumaczymy to zjawisko, od razu widzimy praktyczne jego zastosowanie. Oto możemy sobie zanotować, jakie skrzyżowanie wywołuje mieszczący się w tej samej rurce roztwór cukru różnej procentowości, a następnie, mając to zanotowane, możemy ze skrzyżowania, które wywołuje roztwór cukru nieznanego stężenia, wnioskować o jego procentowości. To też przyrządy, zwane polarymetrami, które do tego służą, a które poza dwoma nikolami i naczyniem do roztworu posiadają jeszcze dodatkowe części, pozwalające z większą dokładnością wyznaczyć kąt skrzyżowania płaszczyzny polaryzacji, znajdując wielkie zastosowanie zarówno w przemyśle jak w medycynie.

Jest wiele ciał, skrzyżujących płaszczyznę polaryzacji. Wymienimy tu jedno z nich, które zarazem jest podwójnie łamiące, należąc do kryształów jednoosiowych dodatnich. Jest nim kwarc (kryształ górski), który skrzyżuje płaszczyznę polaryzacji promieniowania, idącego w kierunku jego osi optycznej. Jeżeli płytkę z kwarcu, wyciętą prostopadle do osi, wstawimy między dwa skrzyżowane nikole, używając do doświadczenia światła jednorodnego, będziemy mogli wymierzyć wartość skrzyżowania dla różnych długości fal. Skrzyżowanie to jest bardzo znaczne. Np. płytka z kwarcu grubości 1 mm. skrzyżuje płaszczyznę polaryzacji promieni czerwonych (linja *B* Fraunhofera) o kąt  $15^{\circ}$ , 7, żółtych (*D*) o kąt  $21^{\circ}$ , 7, fioletowych (*H*) o  $51^{\circ}$ , 2. Godne jest przytem uwagi, iż są dwa gatunki kwarcu, skrzyżujące ilościowo płaszczyznę polaryzacji jednakowo, lecz w dwu przeciwnych sobie kierunkach (t. zw. kwarc prawoskrętny i lewoskrętny).

Jeżeli zrobimy takie doświadczenie, jak wyżej opisane z roztworem cukru, używając zamiast tego roztworu płytki z kwarcu i posługując się światłem białym, wówczas ta niemożność zgaszenia światła przy obracaniu nikola (gaszenie zachodzi doskonale tylko w przypadku światła jednorodnego!) rzuca się odrazu w oczy — przy obrocie analizatora plama na tablicy mieni się pięknymi barwami. Jest to zrozumiałe. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji dla promieni o różnej długości fali jest różne; jeżeli np. obrócimy nikol o kąt, równy skręceniu dla promieni żółtych, zgasimy je, ale nie zgasimy reszty i plama ukaże się nam zaharwiona barwą dopełniającą do żółtej, t. j. niebieską. Przy pomocy tedy skręcenia płaszczyzny polaryzacji dokonywamy tu jeszcze na innej drodze zjawiska rozszczepienia promieniowania białego.

Bardzo ładne jest doświadczenie, którego schemat przedstawia rys. 623 i w którym wyzyskana jest, opisana w poprzednim ustępie, własność rozpraszającej światło zawiesiny w wodzie.



Rys. 623.

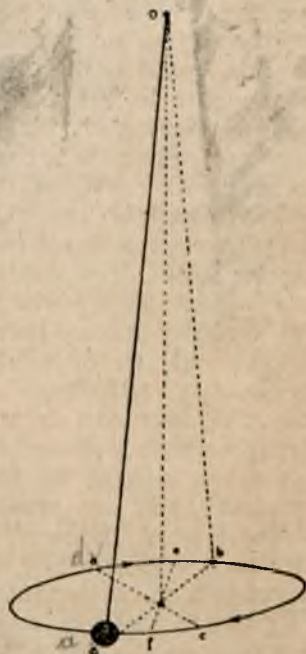
Snop białego światła z latarni przechodzi przez nikol  $N$ , następnie zaś przy pomocy pryzmatu  $P$  o całkowitem wewnętrznym odbiciu (patrz ust. 234, rys. 500), zostaje skierowany poprzecz płytkę z kwarcu  $Q$ , wyciętą prostopadłe do osi, do mętnej cieczy, wypełniającej słoje szklany (woda z domieszką roztworu octanu ołowiu). Skutkiem różnego skręcenia płaszczyzny polaryzacji przez płytkę z kwarcu dla promieni różnej długości fali, smuga świetlna w cieczy przedstawia się z różnych stron w różnej barwie. Kręcąc nikol  $N$ , zmieniać będziemy rozmieszczenie tych barw i w ten sposób pokazać możemy to piękne zjawisko większej naraz liczbie osób.

W celu zrozumienia, na czym polega skręcenie płaszczyzny polaryzacji, rozpatrzmy pewne zjawisko mechaniczne, które znowu, podobnie jak inne w ust. 264, posłuży nam tu za drogowskaz. Wprawmy wahadło  $oa$  (rysunek 624) w ruch kołowy. Osiągnąć to możemy w ten sposób, że wahadło, drgające w kierunku  $ab$ , potraćmy odpowiednio silnie prostopadłe do kierunku jego drgań w momencie, gdy się ono znajduje w największym wychyleniu  $a$ . Kuleczka wahadła zakreślać będzie drogę  $a d e b c f$ . Moglibyśmy oczywiście w taki sam sposób i taką samą siłą popchnąć kuleczkę wahadła, gdy się znajduje w  $a$ , w stronę wręcz przeciwną; wówczas począłaby zakreślać to samo koło, lecz nie w kierunku wskazówki zegara, jakby to się poprzednio zdawało patrzącemu z góry, lecz w stronę przeciwną ( $a f c b e d$ ). Jeżeli kuleczka jest już wprawiona w jeden z tych ruchów kołowych, np. zachodzący w kierunku wskazówki zegara, i w chwili, gdy dobiega do  $a$  zostanie potraconą tak, jak to przed chwilą powiedzieliśmy, w stronę przeciwną, wówczas zniknie ruch kołowy kuleczki  $a$ , pocznie ona drgać w kierunku  $ab$ . Gdybyśmy tego pchnięcia kuleczki, krążącej według wskazówki zegara, dokonali w chwili, gdy kuleczka znajduje się

w punkcie  $f$  albo  $c$ , wówczas zamiast drgania kołowego otrzymalibyśmy drganie w kierunku  $fe$ , względnie  $cd$ .

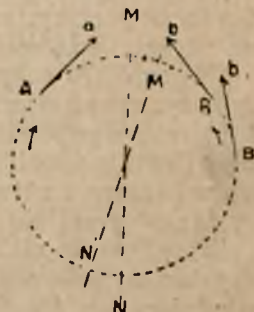
Kuleczka wahadła drgającego zakreśla łuk koła, tem bardziej zbliżony do prostej, im obszerność drgań jest mniejsza. Dokonywając opisanego doświadczenia i stwierdzając słuszność powyższego, kontynuować możemy to doświadczenie w myśli i założyć tak małą obszerność drgań wahadła, iżby drogi  $ab$ ,  $fe$ ,  $cd$  można było uważać za proste. Wtedy jako wniosek wypadnie nam twierdzenie, że drganie prostoliniowe rozważać możemy jako wypadkowe dwu jednakowych drgań kołowych, zachodzących w strony wręcz przeciwne, a więc np. drganie według prostej  $ab$  jako wynik takich drgań kołowych, rozpoczynających się jednocześnie z punktu  $a$  lub z punktu  $b$ ; drganie według prostej  $fe$  jako wynik takich drgań kołowych, rozpoczynających się jednocześnie w punkcie  $f$  lub  $e$  i t. d.

Wróćmy teraz do zjawiska skręcenia płaszczyzny polaryzacji i założmy, że np. w kwarcu w kierunku jego osi optycznej rozchodzić się mogą tylko drgania kołowe, zachodzące zarówno w jedną jak drugą stronę, przytem prędkość rozchodzenia się tych dwu rodzajów drgań jest niejednakowa. Utrzymując to samo założenie dla innych ciał, skręcających płaszczyznę polaryzacji, będziemy mogli, jak zaraz zobaczymy, wytłumaczyć samo zjawisko. Przypuścimy, że z polaryzatora wychodzą drgania świetlne prostoliniowe, zachodzące według  $MN$  (rys. 625). Przez kwarc w kierunku



Rys. 624.

osi drgania te przejść nie mogą, lecz, jako że możemy je uważać za wypadkowe dwu drgań kołowych, można założyć, że rozkładają się one na takie drgania kołowe, które mogą przebiegać przez kwarc. Na rysunku punkty  $A$  i  $B$ , symetrycznie położone względem  $MN$ , wyobrażają miejsca jednoczesnego przebiegania tych dwu drgań kołowych, odcinki zaś  $Aa$  i  $Bb$  odpowiadające tym punktom prędkości ruchu drgającego. Gdyby oba te drgania kołowe przebiegały przez kwarc z prędkością jednakową, wówczas po drugiej stronie płytki z tych dwu drgań kołowych wytworzyłoby się wypadkowe drganie prostoliniowe, zachodzące znowu według  $MN$ . Jeżeli jednak prędkości tego rozchodzenia się są niejednakowe, np., jak na ry-



Rys. 625.

sunku, drganie, skierowane w stronę przeciwną ruchowi wskazówki zegara, opóźnia się względem drgania, zgodnego z kierunkiem tej wskazówki, to punktowi  $A$  odpowiadać będzie już nie punkt  $B$ , lecz  $B'$  (odpowiednio prędkości  $Aa$  — nie prędkość  $Bb$ , lecz  $B'b'$ ) i po przejściu przez płytkę z kwarcu drganie prostolinjowe, wypadkowe z obu drgań kołowych, będzie już zachodziło nie według  $MN$ , lecz  $M'N'$ , t. j. płaszczyzna drgań zostanie skrzyżowana (w prawo) i odpowiednio w tę samą stronę skrócić trzeba będzie o taki sam kąt skrzyżowany z polaryzatorem analizator, by otrzymać zaciemnienie pola. Gdyby drganie kołowe, zachodzące w stronę przeciwną ruchowi wskazówki zegara, rozchodziło się przez kwarc z większą prędkością, aniżeli drganie zgodne z kierunkiem wskazówki, wówczas po przejściu przez płytkę z kwarcu płaszczyzna drgań świetlnych zostałaby skrzyżowana w przeciwną stronę (w lewo). Jak wspomnieliśmy wyżej, znamy zarówno kwarc prawoskrętny jak lewoskrętny.

Wróćmy jeszcze na chwilę do doświadczeń z wahadłem. Jeżeli kuleczkę wahadła drgającego potrącamy odpowiednią siłą w chwili największego wychylenia z położenia równowagi w kierunku prostopadłym do kierunku drgań, jak to przed chwilą opisywaliśmy, otrzymujemy drganie kołowe. Jeżeli takiego samego potrącenia kuleczki (taką samą siłą w kierunku prostopadłym do jej ruchu) dokonamy w chwili, gdy ona przechodzi przez położenie równowagi, otrzymamy drganie prostolinjowe<sup>\*)</sup>. Jeżeli tego samego popchnięcia kuleczki dokonamy w chwili, gdy kuleczka znajduje się między położeniem równowagi a największym wychyleniem, otrzymamy drganie eliptyczne. Wynika z tego, że sumowanie się dwu drgań prostych, jednakowej obszerności, zachodzących w tym samym okresie prostolinjowo w kierunkach do siebie prostopadłych, może dać jako rezultat albo drganie prostolinjowe, albo drganie kołowe, albo wreszcie drganie eliptyczne. Zależy to od różnicy faz sumujących się ruchów, a ponieważ, biorąc rzecz ogólnie, różnice te mogą być rozmaite, w przypadku najogólniejszym takiego sumowania się będzie się otrzymywał drganie eliptyczne, a tylko przy spełnieniu określonych warunków drganie prostolinjowe (brak różnicy faz i fazy wręcz sobie przeciwne) oraz kołowe (jedno drganie składowe opóźnione względem drugiego o ćwierć okresu).

W ust. 270 rozpatrywaliśmy przypadek przejścia promieniowania spolaryzowanego przez blaszkę z substancji podwójnie łamiącej (rys. 616) oraz wynik sumowania się po przejściu przez blaszkę dwu układów drgań prostolinjowych, do siebie prostopadłych, które rozchodzą się w blaszce z różną prędkością, co powoduje wytworzenie się różnicy faz po przejściu przez blaszkę. Dla uproszczenia zagadnienia założyliśmy tam, iż zachodzi opóźnienie o  $\frac{1}{2}$  okresu, czego wynikiem było drganie wypadkowe prostolinjowe. Zakładając inne opóźnienie, odpowiadające np. innej grubości blaszki, albo innej długości fali światła użytego, doszlibyśmy do wniosków innych, a mianowicie do drgań kołowych lub eliptycznych.

<sup>\*)</sup> Jak wyżej, zakładamy, że obszerność drgań jest dostatecznie mała, że zatem kuleczka nie zakreśla łuków kół, lecz linie proste.

Nie wdając się w bliższe szczegóły, które czytelnik będzie mógł zdobyć, poświęcając się studjom wyższym, pragniemy tu tylko zaznaczyć, iż, mówiąc o promieniowaniu spolaryzowanym jako o takim, w którym drgania są w pewien sposób uporządkowane, rozpatrzyliśmy przedewszystkiem te przypadki, gdy drgania zachodzą w jednej płaszczyźnie, zatem po liniach prostych; innemi słowy rozpatrzyliśmy przedewszystkiem przypadki *polaryzacji prostolinjowej*. W ostatnim rozdziale zetknęliśmy się z *polaryzacją kołową*; promieniowaniem, spolaryzowanym kołowo, nazywamy takie, w którym drgania, zawsze zachodzące w płaszczyznach prostopadłych do kierunku rozchodzenia się promieniowania, są kołowe. Najbardziej ogólnym przypadkiem byłaby *polaryzacja eliptyczna*, która istotnie daje się stwierdzić, ale której tu rozpatrywać nie będziemy, wspominając o tem jedynie dla uzasadnienia, czemu wyżej (ust. 264) wprowadziliśmy termin „polaryzacja prostolinjowa”. Jak należy rozumieć mechanizm tych perjodycznych zmian kierunkowych, które zachodzą po liniach prostych, względnie kołach lub elipsach, jest to zagadnienie, które czytelnik również narazie odłożyć musi do przyszłych studjów.

### Ćwiczenia i zadania.

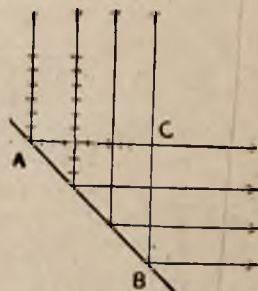
396. Pod jakim kątem rzucić należy snop światła na spokojną powierzchnię wody, aby otrzymać światło, całkowicie spolaryzowane przez odbicie. Podać rozwiązanie przybliżone oraz ściślej sformułowane.

397. Z latarni rzucony jest snop światła poprzez nikol, którego mniejsza przekątna ustawiona jest pionowo, do naczynia z wodą mętną skutkiem domieszki roztworu octanu ołowiu. Opierając się na fakcie, że przy odbijaniu się promieniowanie polaryzuje się w płaszczyźnie padania, wywnioskować, z której strony patrząc, widzieć będziemy najwyraźniej jasną smugę w cieczy?

398. Jeżeli rzucimy snop równoległych promieni spolaryzowanych na zwierciadło płaskie pod kątem  $45^\circ$ , jak to przedstawia rys. 626, wówczas w obrębie *ACB* promienie te będą się spotykały z promieniami, odbitymi od zwierciadła, i można oczekiwać w wyniku zachodzącej interferencji tworzenia się tam fal stojących. Stwierdzono, iż istotnie fale stojące się tworzą, jeżeli na zwierciadło padają promienie spolaryzowane w płaszczyźnie padania, natomiast nie tworzą się, gdy promienie padające są spolaryzowane w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny padania, który to właśnie przypadek przedstawia rys. 626. Czy pozostaje to w zgodzie z tem, co wiemy o polaryzowaniu się promieniowania przez odbicie?

399. Snop światła niespolaryzowanego pada prostopadle na płytkę ze szpatu wapiennego; płaszczyzna graniczna, na którą pada światło, jest równoległa do osi głównej kryształu. Używając metody, wskazanej na rys. 611, wywnioskować, czy da się wtedy stwierdzić podwójne załamanie?

400. Dane są dwa prostokątne pryzmaty ze szpatu islandzkiego o kątach ostrych  $30^\circ$  i  $60^\circ$ . W jednym z nich ściana przyprostokątna, przeciwległa kątowi



Rys. 626.

$60^\circ$ , jest wycięta prostopadle do osi głównej kryształu; w drugim krawędź łamiąca jest równoległa do osi głównej. Na oba pryzmaty rzucamy snopy równoległych promieni, skierowanych prostopadle do ściany przyprostokątnej, przeciwległej kątowi  $60^\circ$ . Wykreślić dla obu przypadków bieg promieni wewnątrz pryzmatu i dalej.

401. Blaszka z miki, ustawiona między skrzyżowanymi nikolami, jak na rys. 616, nie rozświetla pola, gdy używamy światła o długości fali  $\lambda = 0.64 \mu$ . W jakiej mniej więcej barwie ukaże się blaszka, gdy użyjemy światła białego i umieścimy ją a) między skrzyżowanymi nikolami, b) między równoległymi, przymtem zawsze tak, by jej kierunki główne tworzyły kąt  $45^\circ$  z kierunkami głównymi polaryzatora i analizatora?

402. Warstwa grubości 20 cm. roztworu wodnego, zawierającego 10,5 gr. cukru trzcinowego w 100 cm.<sup>3</sup> roztworu, skręca płaszczyznę polaryzacji światła sodu ( $\lambda = 0.59 \mu$ ) o kąt =  $14^\circ$ . Jakie będzie skręcenie, dawane przez ten sam roztwór, jeżeli grubość jego warstwy wyniesie 12 cm.?

403. Warstwa grubości 20 cm. roztworu wodnego, zawierającego 1,5 gr. cukru trzcinowego w 100 cm.<sup>3</sup> roztworu, skręca płaszczyznę polaryzacji światła sodu o kąt =  $2^\circ$ ; 3 gr. cukru odpowiada skręcenie o  $4^\circ$ ; 4,5 gr. —  $6^\circ$ ; 6 gr. —  $8^\circ$ ; 7,5 gr. —  $10^\circ$ ; 9 gr. —  $12^\circ$  i t. d. Znaleźć w przybliżeniu procentową zawartość cukru w roztworach, które, wzięte w warstwie 15 cm. grubości, skręcają płaszczyznę polaryzacji światła sodu o kąty  $2,5^\circ$ ,  $5^\circ$ ,  $8^\circ$ ,  $11^\circ$ ?

404. Płytką z kwarcu kształtu kołowego grubości 1 mm. składa się z dwu sklejonych ze sobą wzdłuż średnicy kawałków; jeden z tych kawałków to kwarc prawoskrętny, drugi lewoskrętny. Co zaobserwujemy, jeżeli taką płytkę wstawimy między skrzyżowane nikole w przypadku, gdy a) użyjemy jednorodnego światła sodu i b) światła białego? Co obserwować będziemy w obu przypadkach przy obrocie analizatora?



## ROZWIĄZANIA ZADAŃ.

246.  $T = 0,6 \text{ sek.}$ ,  $a = 8 \text{ cm.}$   
 $v = \pm 83,73 \frac{\text{cm.}}{\text{sek.}}$
260. a) co  $\frac{1}{2}$  sek., b) co  $\frac{1}{4}$  sek.,  
 c) co  $\frac{1}{6}$  sek., d) co  $\frac{1}{8}$  sek.
262.  $s = 102,3 \text{ m.}$  (temp.  $+ 15^\circ$ , ciśn. 1 Atm.).
265. 290 drgań.
266. W pierwszym wypadku częstość zwiększa się o 18, w drugim zmniejsza się o 17 na 1 sek. ( $+ 15^\circ$ , 1 Atm.).
271.  $v = 343,2 \frac{\text{m.}}{\text{sek.}}$ ,  $\lambda = 0,624 \text{ m.} = 62,4 \text{ cm.}$
272. Przy  $v = 5060 \frac{\text{m.}}{\text{sek.}}$ ,  $\lambda = 9,2 \text{ m.} = 920 \text{ cm.}$
278.  $n : n_1 = 1 : 1$ , t. j. wysokości tonów są jednakowe.
281. Zwiększony  $1\frac{3}{4}$  razy.
282. a) Świecę należy ustawić dwa razy dalej od zasłony aniżeli ta-blice, b) trzy razy bliżej.
283. 161,5 cm.
286.  $l = 1382600 \text{ km.}$  (w przybl.).
287.  $\frac{\text{gr.}}{\text{sek.}^2}$
288.  $592047 \cdot 10^{21}$  watów.
290. 132,58 cm.
291. W odległości 88,9 cm. od lampy 16-świecowej.
292. W odległości 8 m. od żarówki 16-świecowej w kierunku przeciwnym położeniu żarówki 25-świecowej.
293. Strata ok.  $52,1\%$ .
294. Ilość niesk. wielka. Wielkości naturalnej.
298. O kąt  $= 40^\circ$ .
299. Wysokość dwa razy mniejszą od wysokości człowieka.
301. a) W odległości nieco większej od odległości ogniskowej, b) w odległości nieco większej od promienia krzywizny, c) u samej powierzchni zwierciadła.
302. a) W odległości  $1\frac{1}{2} r$  przed zwierciadłem, b) w odległości  $-\frac{r}{2}$ , t. j.  $\frac{r}{2}$  poza zwierciadłem.
304. Obraz rzeczywisty, odwrócony, 6 razy większy, t. j. długości 30 cm.
306. a) W odległości 20 cm od zwierciadła, b) w odległości 10 cm. od zwierciadła.
309.  $r = 20 \text{ cm.}$ ,  $f = 10 \text{ cm.}$
312. Daje się. Należy tylko wziąć  $f = \infty$ . Wówczas  $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = 0$  czyli  $a + b = 0$ , skąd  $b = -a$ .
314. a)  $b = 150 \text{ cm.}$ ,  $k = 5$ , b)  $b = 33\frac{1}{3} \text{ cm.}$ ,  $k = \frac{1}{3}$ , c)  $b = -37\frac{1}{2} \text{ cm.}$ ,  $k = -2\frac{1}{2}$ , d)  $b = 50 \text{ cm.}$ ,  $k = 1$ , e)  $b = -15\frac{5}{13} \text{ cm.}$ ,  $k = -\frac{5}{13}$ .
320. a)  $n = 1,34$ , b)  $n = 1,36$ , c)  $n = 1,35$ , d)  $n = 1,5$ .
321. a)  $n = 1,33$ , b)  $n = 1,58$ , c)  $n = 1,62$ .
322. 1) 0,99993 m., 2) 0,99833 m., 3) 0,99327 m., 4) 0,97222 m., 5) 0,78534 m., 6) 0,25759 m., 7) 0,02638 m.



323. 0,9691 cm.  
 324.  $n = 1,414$ .  
 331.  $n = 1,414$ .  
 332.  $\varepsilon_{\min.} = 34^{\circ} 36' 52''$ .  
 334. Przesunięcie równa się  

$$d \cdot \sin \alpha \left( 1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$
  
 336. Można.  
 338. Kąt padania =  $45^{\circ}$  przekracza kąt graniczny.  
 342. Soczewka jest wklęsła o odległości ogniskowej = 12 cm.  
 345. Wypukła.  $f = 16,67$  cm.  
 348. W odległości 177 cm. lub 23 cm. od ściany (w przybl.).  
 349.  $f = -1$  m.  
 350. a) 5 dioptr, b)  $6\frac{2}{8}$  dioptr, c) 20 dioptr, d) - 20 dioptr, e)  $-6\frac{2}{8}$  dioptr, f) - 5 dioptr.  
 351.  $f = -1\frac{11}{13}$  m. = - 185 cm. w przybliżeniu.  
 352. Mniejsza, równa się 20,41 cm. (w przybl.).  
 355. a)  $f = 0,32$  cm., b)  $f = 1,35$  cm.  
 356. Soczewkę w odległości 55 cm. od zwierciadła, źródło światła - w środku krzywizny zwierciadła.  
 357.  $f = 120$  cm. Soczewka wypukła.  
 358. a) 29 razy, b) zmniejszyć o 0,4 cm., c) 69 razy, d) 46,67 cm.  
 359. a) 0,007 sek., b) 0,003 sek.
360. 16,67 cm.  
 361. 3 dioptr.  
 362. Szkłół wklęsłych o - 2,67 dioptr.  
 363.  $f = 4$  cm.  
 364. 1,2.  
 365. a) Soczewka wklęsła o - 1,82 dioptr, b) soczewka wypukła o 2,18 dioptr.  
 366.  $r = 25$  cm.  
 367.  $f = 120$  cm., 0,83 dioptr. Nadaje się na okulary dla dalekowidza.  
 368. 1) 36,6 cm., 2) 60, 3) 2,2 cm., 4) 11,4, 5) 684, 6) 39 cm. w przybliżeniu.  
 369.  $f_g = 1,65$  cm.  
 370. a) 241,53 cm. w przybl., b) 241,41 cm., w przybl., c) 150.  
 372. 0,792 mm.  
 373.  $\lambda = 0,473 \mu$ .  
 374. 36,36 mm. = 3,64 cm.  
 375.  $\alpha_1 = 2^{\circ} 42' 40''$ ,  $\alpha_2 = 5^{\circ} 27' 13''$ .  
 376.  $x = 1500$ .  
 380. Interwał 1,91.  
 382. Zbliża się z prędkością 321  $\frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ .  
 383. Oddala się z prędkością 49  $\frac{\text{km.}}{\text{sek.}}$ .  
 389.  $r = 226$  m.  
 396. Ok.  $53^{\circ}$ .  
 402.  $8^{\circ},4$ .  
 403. a)  $2,5\%$ , b)  $5\%$ , c)  $8\%$ , d)  $11\%$ .

# SKOROWIDZ.

- A normalne 44.
- Aberacja chromatyczna 156, sferyczna 102, 106, 112, 145, 155; 165.
- Absorbcja (pochłanianie) 196, 205, spólczynnik 197, tabelka spólczynników 198.
- Akomodacja oka 164.
- Aktinometr 78, 192.
- Aktinoskop 78, 105.
- Analiza fal i drgań złożonych 27, dźwięków 63, dźwięku strun 68, widmowa 191, 201.
- Analizator 227, dźwięku 63, z kryształów podwójnie łamiących 242.
- Balmer 194.
- Bańki mydlane 215.
- Bartolin 234.
- Barwy 203, widma 133, jednorodne 134, czyste 203, ciał żarzących się 203, synteza 135, 204, ciał przezroczystych 204, dopełniające 206, ciał rozpraszających światło przez odbicie 207, interferencyjne 214, zasadnicze 221. ●
- Białko oka 163.
- Błon drgania 70.
- Brewstera stereoskop 166, prawo 231.
- Brzmienie głosu 33, 63, piszczałek 72.
- Bunsen 193, fotometr 92.
- Cagnard de Latoura syrena 46, 55.
- Chłodni'ego figury 70.
- Ciała doskonale czarne 197, 209, przezroczyste (barwy) 204, doskonale białe 196, różnokierunkowe 228, żarzące się (widmo) 203, rozpraszające światło przez odbicie (barwy) 207.
- Ciemnia optyczna 81, 162.
- Cień 30, 80, 83, akustyczny 41.
- Cornu pomiar szybkości światła 121.
- Crookesa radjometr 78, 84.
- Crown (szkło) 136, 156.
- Ćwiczenia i zadania 30, 74, 93, 113, 157, 175, 187, 202, 222, 255.
- Cząstkowe fale 14.
- Częstość drgań 12, 28, 178, drgań źródeł głosu (wyznaczanie) 44.
- Dalton 204.
- Daltonizm 204.
- Diafragma 155.
- Dioptryja 154.
- Długość fali 11, 28, 178, fali głosowej 47, fali świetlnej (wyznaczanie) 182, 186.
- Dopplera zjawisko 48, 52, w dziedzinie promieniowania 200.
- Doświadczenie Tyndalla z załamaniem się głosu 42, Kundta 53, 69, T. Younga 177.
- Dowód prawdziwości teorii falowej światła 219.
- Drgania proste, częstość 11, 28, 178, synteza 25, 245, 253, złożone—analiza 27, podniecane 56, swobodne (własne) 56, źródeł głosu 59, 63, (wyznaczanie częstości) 44, prętów 68, widełek strojowych (kamertonu) 70, płyt i błon 70, słupów powietrza 70, eliptyczne, kołowe 255, kierunki główne 245, strun 66, faza 11.
- Dublety linii widmowych 194.
- Dudnienia 51.
- Dyfrakcja (uginanie się energii promienistej) 183, siatka 183.
- Dyskusja wzoru dla zwierciadeł 108, dla soczewek 147.
- Dzielność promieniowania 86, miara 86, mierzenie 88, promieniowania jasnego 90.
- Dzwonek w próżni 35.
- Dźwięk 32, analiza 63, analizator 63, synteza 65.
- Echo 41, wielokrotne 41.
- Edisona fonograf 61.
- Ekran 81, fluoryzujący 134.
- Emisja 193, 199, tabelka 199.
- Emisyjna teoria światła 82.
- Energja fali 13, źródła głosu 38, promienista 76, miara 86, uginanie się 83, 183.
- Eter wszechświatowy 82.
- Fala 1, poprzeczna 2, 7, 228, zgęszczenia 3, rozrzedzenia 3, podłużna 3, 8, prosta (harmoniczna) 6, rozchodzenie się 2, ruch 9, powierzchnia 10, kulista 10, 14, 18, płaska 10, 14, 17, kołowa 10, długość 11, 47, 178, prędkość 13, 22,

- 28, energia 13, cząstkowa 14, odbijanie się 15, załamane 21, interferencja 23, 27, sumowanie 25, 29, złożona 26, jej analiza 27, prosta—synteza 26, stojąca 27, perjodyczna 4, 27, uginanie się 30, głosowa 34, jej długość 47, głosowa stojąca 52, 66, 69, 72, świetlna — długość 185, świetlna stojąca 219.
- Falowy ruch 1.  
Falowa teoria światła 82.  
Figury Chladni'ego 70, interferencyjne w świetle zbieżnym w kryształach 247.
- Filtry barwne 205, 221.  
Fisharmonja 66.  
Fizeau — pomiar prędkości światła 119.  
Flint (szkło) 127, 136.  
Fluoresceina 115, 142, 210.  
Fluorescencja 209.  
Fonautograf 60.  
Fonograf Edisona 61.  
Fosforescencja 91, 211.  
Fotografja barwna 220.  
Fotometr 92, Bunsena 92, Rumforda 92.  
Foucault, pomiar prędkości światła 122.  
Fouriera twierdzenie 27, 61.  
Fraunhofera linje 194.  
Fresnel 229.  
Galileusz 118, luneta 171.  
Galtona piszczałka 40, 44, 47, 73.  
Geisslera rurki 190.  
Głos 32, znamiona 32, brzmienie 33, 62, natężenie 33, 38, źródło 33, rozchodzenie się 34, prędkość 36, 54, odbijanie się 39, załamywanie się 42, wyznaczanie częstotści drgań 44, interferencja 48.  
Gramofon 61.  
Granice słyszalności 43.  
Gwiazdy podwójne 201.  
Harmoniczny ruch 4.  
Hefnera-Altenecka lampa normalna 91.  
Helmholtza rezonator 63, przyrząd do syntezy samogłosek 66.
- Huygens 82, 179, zasada 14, 17.  
Interferencja fal 23, 27, głosu 48, promieniowania 177.  
Interferencyjne prążki 179.  
Interwał 55.  
Jarzenie się (luminescencja) 91, 190.  
Jowisza księżyc 118.  
Kalejdoskop 98.  
Kamera fotograficzna 162.  
Kamerton (widelki strojowe) drganie 34, 44, 70, z ostrzem 34.  
Kasetka 162.  
Kaysr 194.  
Kąt padania 18, 22, 95, odbicia 18, 95, załamania 22, graniczny całkowitego odbicia 125, tabelka kątów granicznych 127, łamiący pryzmatu 130, jego wyznaczanie 173, widzenia 164, 171, całkowitej polaryzacji 231.  
Kierunki główne drgań 245.  
Kirchhof 193, prawo 199.  
Klisza 162, ortochromatyczna i panchromatyczna 163.  
Kolimator 172, 186.  
Koło Savarta 43, 45, 55.  
Kondensator latarni projekcyjnej 161.  
Krażek Newtona 135.  
Kryształ—oś główna 229, 235, oś optyczna 229, 236, przecięcie główne 237, dodatni 241, ujemny 241, jednoosiowy 241, dwuosiowy 241, podwójnie łamiący (analyzer) 242.  
Krzywizny środek 101, promień 101.  
Księżyc Jowisza 118.  
Kundta doświadczenie 53, 69.  
Kwarc prawoskrętny 254, lewoskrętny 254.  
Kwarta 56.  
Kwinta 56.  
Lampa normalna 91, Hefnera-Altenecka 91.  
Latarnia projekcyjna 161.  
Lesli'ego sześcian 199.  
Linje węzłowe 70, widmo
- we 190, 192, ich serje 194, dublety i tripletty 194, Fraunhofera 194.  
Lippmann 220, fotografja barwna 220.  
Lornetka teatralna 171.  
Lumièr'e'a płytki 221.  
Luminescencja (jarzenie się) 91, 211.  
Luneta 168, 172, Galileusza 171, ziemska 171, przyzmatyczna 172.  
Lupa 167.  
Ława optyczna 145, 152, 182.  
Metoda wykreślna znalezienia obrazu w soczewce 148, szpilek 96, 128, 131, 149, pośrednia wyznaczania odległości ogniskowej soczewki 152, bezpośrednia jej wyznaczania 152.  
Miarą dzielności promieniowania 86, rozbieżności promieni 153, zdolności zbierającej soczewki 153.  
Michelsona pomiar prędkości światła 123.  
Mierzenie dzielności promieniowania 88, długości fali świetlnej 182, 186.  
Mikroskop 168, polaryzacyjny 247, okular 168, obiektyw 168.  
Natężenie głosu 33, 38, promieniowania 88.  
Negatyw 162, utrwalenie i wywołanie 162.  
Newcomba pomiar prędkości światła 123.  
Newton 82, krażek 135, pierścienie 217.  
Nikol (pryzmat Nicola) 242.  
Nonjusz kołowy 174.  
Obiektyw 161, 168.  
Obraz pozorny 19, 20, 97, 100, 103, 148, rzeczywisty 102, 104, 106, rzeczywisty w soczewce 140, 143, 153, pozorny w soczewce 140, 144, w zwierciadle płaskim 97, w zwierciadle wklęsłym 104, 109, w zwierciadle wypukłym 103, wykreślenie w zwier-

- ciadłach 105, 109, punktu w soczewce wykreślenie 148, powiększenie linjowe 151, prosty 103, odwrócony 104, zmniejszony 103, zwiększony 104, 109.
- Obserwatorium Yerkesa 170.
- Odbicie wewnętrzne całkowite 125, kąt graniczny 125, tabelka kątów granicznych 127, kąt 18, 95.
- Odbijanie się fal 15, 17, głosu 39, promieniowania 95, współczynnik 197.
- Odchylenie najmniejsze pryzmatu 131.
- Odległość ogniskowa w zwierciadle kulistym dodatnia 102, ujemna 103, ogniskowa w soczewce dodatnia 139, ujemna 140, jej wyznaczenie 139, 147, 152.
- Ognisko zwierciadła kulistego 39, 102, rzeczywiste 102, pozorne 103, główne 102, soczewki główne rzeczywiste 139, pozorne 140.
- Oko 163, białko 163, akomodacja 164, krótkowzroczne 165, dalekowzroczne 165, płyn wodnisty 163, szklisty 163, punkt daleki 164, bliiski 164.
- Oktawa 56.
- Okular 168.
- Okulary 165.
- Organy 65.
- Ortochromatyczna klisza 163.
- Ostrze i kamerton 34.
- Oś zwierciadła kulistego główna 101, boczna 102; soczewki optyczna główna 139, boczna 148; kryształu główna 229, 235, optyczna 229, 236.
- Padania kąt 18, 22, 95.
- Panchromatyczna klisza 163.
- Perjodyczna fala 4, 27.
- Pierścienie Newtona 217.
- Pirheljometr 89.
- Piszczałka 70, Galtona 40, 44, 47, 73, fletowa zamknięta 71, 72, otwarta 71, 72, języczkowa 73, brzmienie 72.
- Plamka ślepa 164, żółta 164.
- Plastik 166.
- Platyno - cyjanek baru 134, 209.
- Plückera rurki 190.
- Płaszczyzna polaryzacji 227, 230, 233.
- Płomyk czuły 40, manometryczny 50, 63, 73.
- Płyn wodnisty 163, szklisty 163.
- Płytki drganie 70, przechodzenie promieniowania 127.
- Pochłanianie (absorbacja) 196, współczynnik 197, tabelka współczynników 198.
- Polarymetr 251.
- Polaryzacja mechaniczna 225, światła 224, płaszczyzna 227, 230, 233, promieniowania ciemnego 228, prostolinjowe 230, promieniowania przez odbicie 230, całkowita częściowa 231, promieni przepuszczonych 231, przy podwójnym załamaniu 234, światła rozproszonego 249, skrócenie płaszczyzny 250, kołowa 255, eliptyczna 255.
- Polaryzator 227, szklany 233, z ciała podwójnie łamiącego 242.
- Powierzchnia fali 10.
- Powietrza drganie 70.
- Powiększenie linjowe obrazu w zwierciadle 108, soczewce 151, lupy 167, lunety 169.
- Pozorny obraz 19, 20, 97, 100, 103, 148.
- Pozytyw 163.
- Półcień 80.
- Prawa załamania promieniowania 116, Kirchhoffa 199, Wiena 200, Stokesa 211, Brewstera 231.
- Prążki interferencyjne 179.
- Prędkość fali 13, 22, 28, w ruchu drgającym prostym 4, głosu 36, 54, światła (promieniowania jasnego) 117, wyznaczenie jej wartości przez Fizeau 119, przez Cornu 121, przez Foucaulta 122, Michelsona i Newcomba 123, promieniowania barwnego 123.
- Prętów drganie 68.
- Promienie 9, 20, równoległe 10, 20, 22, 101, rozbieżne 10, 20, zbieżne 20, światła 82, krzywizny 101, centralne 153, 155, nadfioletowe 134, 209, podczerwone 134, 212, zwyczajne 235, ich współczynniki załamania 237, nadzwyczajne 235, ich współczynniki załamania 237.
- Promieniowanie ciemne 76, 134, 203, jasne (świecenie) 77, 203, dzielność 86, 90, miara dzielności 86, rozchodzenie się prostolinjowe 80, 83, natężenie 88, odbijanie się 95, rozproszenie 99, prędkość rozchodzenia się 117, pomiar prędkości metodą Rømera 118, przechodzenie przez płyty o ścianach równoległych 127, przechodzenie przez pryzmat 130, rozszczepienie 132, interferencja 177, rozchodzenie się w ciałach podwójnie łamiących 238, zjawisko Dopplera 200.
- Pryzmat o całkowitem odbiciu wewnętrznym 126, 172, kąt łamiący 130, najmniejsze odchylenie 131, wzór zasadniczy 132, achromatyczny 137, 156, nieodchylający 138, Nicola 242.
- Przecięcie główne kryształu 237.
- Przejroczystość 84, współczynnik 197.
- Przyrządy polaryzacyjne 247.
- Przyspieszenie w ruchu drgającym prostym 5.
- Punkt daleki oka 164, bliiski 164.

Quincke'go rura 49.  
Radjator 199.  
Radjometr Crookesa 78, 84.  
Refrakcja astronomiczna 158.  
Refraktor 169.  
Rezonans mechaniczny 56, akustyczny 58, optyczny 195, 211.  
Rezonator Helmholtza 63.  
Rogówka 163.  
Rombościan 235.  
Römera pomiar prędkości światła 118.  
Rowland 185.  
Równoległe promienie 10, 20, 22, 101.  
Rozbieżne promienie 10, 20.  
Rozbieżności miara 153.  
Rozchodzenie się fali 2, głosu 34, prostolinjowe promieniowania 80, 83, promieniowania w ciałach podwójnie łamiących 238.  
Rozpoznawanie załamania podwójnego 243.  
Rozpraszanie promieniowania 99, współczynnik 197.  
Rozrzedzenia fala 3.  
Rozszczepienie promieniowania 132, 153, 251.  
Różnorodność promieniowania 85.  
Ruch falowy 1, drgający prosty (harmoniczny) 4, 59, fali 9, drgający źródła głosu 33.  
Rumforda fotometr 92.  
Runge 194.  
Rura Quincke'go 49.  
Rurki Geisslera 190, Plücker'a 190.  
Rydberg 194.  
Savarta koło 43, 45, 55.  
Seebecka syrena 45.  
Serje linii widmowych 194.  
Siatka dyfrakcyjna 183, na szkle 183, na metalu 185.  
Siatkówka 163.  
Sinusoida 6, 60.  
Skreślenie płaszczyzny polaryzacji 250.  
Ślepa plamka oka 164.  
Słońca temperatura 200.

Słyszalności granice 43.  
Soczewki wypukłe 139, 141, 143, wklęsłe 140, 141, 149, kuliste 138, główna oś optyczna 139, ognisko główne rzeczywiste 139 i pozorne 140, obraz rzeczywisty 140, 143, 153 i pozorny 140, 144, zbierające 139, 141, rozpraszające 140, 141, wzór zasadniczy 144, 147, wykreślna metoda znalezienia obrazu 148, środek optyczny 147, wyznaczenie odległości ogniskowej 139, 147, 152, zdolność zbierająca 153, achromatyczna 156, aplanatyczna 156, oka 163.  
Sonometr 58, 66.  
Spektrograf 190.  
Spektrometr 172, 186.  
Spektroskop 189.  
Współczynnik odbijania 197, rozpraszania 197, pochłaniania (absorbencji) 197, przezroczystości 197.  
Współczynnik załamania 22, 116, wyznaczenie 173, 174, bezwzględny 129, tabelka 136, promienia zwyczajnego 237, 240, promienia nadzwyczajnego 237, 240.  
Stała słoneczna 89.  
Stereoskop 166.  
Stojąca fala 27, 52, 66, 69, 72, 219.  
Stokesa prawo 211.  
Strun drgania 66, analiza dźwięku 67.  
Sumowanie fal 25, 29, dwu drgań kołowych 253, drgań prostolinjowych 245.  
Synteza drgań i fal prostych 26, dźwięków 65, samogłosek 66.  
Syrena Seebecka 45, Cagnard de Latoura 46, 55.  
Szczypce turmalinowe 247.  
Sześciątł Lesli'ego 199.  
Szkieł ołowiowe (flint) 127, 136, potasowe (crown) 136, 156.  
Szmer 32.

Szpat wapienny 234, islandzki 234.  
Szpilek metoda 96, 128, 131, 149.  
Środek krzywizny 101.  
Światło 77, teoria emisyjna 82, teoria falowa 82, źródła 90, pomiar prędkości metodą Römera 118, Fizeau 119, Cornu 121, Foucaulta 122, Michelsona i Newcomba 123, białego synteza 135, 203, spolaryzowane 224, spolaryzowane w płaszczyźnie padania 233, rozproszonego polaryzacja 249, zwyczajne 249, niespolaryzowane 250.  
Świeca normalna 91.  
Świecenie (promieniowanie jasne) 77.  
Tabelka prędkości głosu w różnych ośrodkach 37, współczynników załamania 136, kątów granicznych całkowitego odbicia 127, współczynników absorbencji 198, emisji 199.  
Temperatura słońca 200.  
Teoria emisyjna światła 82, falowa światła 82, 219.  
Tercja wielka 56.  
Tęczówka 163.  
Ton 32, wysokość 32, 44, zasadniczy 64, zasadniczy piszczałek 72, harmoniczny 64, 73, nieharmoniczny 64.  
Triplety linii widmowych 194.  
Turmalin 224, 229, płaszczyzna polaryzacji 230, szczypce 247.  
Twierdzenie Fouriera 27, 61.  
Tworzenie się fali prostej 7, obrazów przy pomocy małych otworków 81.  
Tyndalla doświadczenie z załamaniem się głosu 42.  
Uginanie się fal 30, głosu 41, energii promienistej 83, światła 83, 183.

- Układ aplanacyjny soczewek 156.  
 Unison 56.  
 Utrwalanie negatywu 163.  
 Węzeł 27.  
 Widełki strojowe (kameron) 34, drgania 34, 44, 70.  
 Widmo 133, 182, 188, normalne 185, dyfrakcyjne 185, ciągłe 133, 188, linijowe 189, 192, ciał stałych i ciekłych 188, gazowych i pary 190, 192, prążkowe 191, emisyjne 193, słoneczne 194, absorbcyjne 194, 204.  
 Widmowa analiza 191, 201.  
 Widzenie dwoma oczami 166, kął 165.  
 Wollaston 194.  
 Wood 211.  
 Wykreślanie obrazów w soczewkach 148.  
 Wyznaczanie częstości drgań źródeł głosu 44.  
 Wysokość tonu 32, 44.
- Wywoływanie negatywu 162.  
 Wzór zasadniczy zwierciadła wklęsłego 107, dyskusja 108, zwierciadła wypukłego 112, dyskusja 112, przyzmatu 132, dla soczewek 146, dyskusja 147, 151.  
 Yerkesa obserwatorium 170.  
 Younga T. doświadczenie 177.  
 Zaćmienie księżyca Jowisza 118.  
 Zadania i ćwiczenia 30, 74, 93, 113, 157, 175, 187, 202, 222, 255.  
 Załamywanie się fali 21, promieniowania 115, kął 22, 115, współczynnik 22, 116, współczynnik bezwzględny 129, tabelka współczynnika 136, głosu 42, podwójne 234, polaryzacja 237, promienia zwyczajnego 237, 240, promienia nadzwyczajnego 237, 240, podwójne 248, podwójne w szkle 249.  
 Zasada Huygensa 14, 17.  
 Zbieżne promienie 20.  
 Zdolność zbierająca soczewki 153.  
 Zgęszczenia fala 3.  
 Zjawisko Dopplera 48, 52, w promieniowaniu 200.  
 Złożona fala 26.  
 Znamiona głosu 32.  
 Zwierciadła 17, płaskie 17, 39, 95, płaskie pochylone do siebie 98, krzywe 19, 20, wypukłe 21, 103, wklęsłe 19, 39, 104, kuliste 100, paraboliczne 112.  
 Źrenica 163.  
 Źródła głosu 33, ich energia 38, wyznaczenie częstości drgań 44, drgania złożone 59, 63, światła 82.  
 Żarzenie się 91.  
 Żółta plamka w oku 164.



nr. 121