

wynika, wobec zupełnie dowolnych, w granicach od 0 do 1, wartości  $\alpha_0^{(i)}$  niezależnych od  $E_\lambda$ , wniosek konieczny

$$(40) \quad e_\lambda^{(i)} = \alpha_\lambda^{(i)} E_\lambda$$

lub, odrzucając indeksy,

$$(41) \quad \frac{e_\lambda}{\alpha_\lambda} = E_\lambda,$$

t. j. szukane równanie Kirchhoffa.

Na zakończenie pragniemy dorzucić jeszcze dwie uwagi. Wszystkie dowodzenia powyższe, stosując się nadto do czysto kalorycznego przebiegu zjawisk, nie dają jednak „teorii“ prawa Kirchhoffa w tem znaczeniu, że nie wiążą tego prawa z przyjmowanymi dotychczas teoryjami energii promienistej. Usiłowania Lechera (z roku 1882) i Voigta (z roku 1899) nie dały w tym względzie pożądaných wyników.

Po drugie, dedukcye powyższe nie mówią nic o wpływie ośrodka; już zaś Kirchhoff zauważył, że promieniowanie „czarne“ zmienia się wraz z współczynnikiem załamania otaczającego ośrodka i w r. 1862 w swej klasycznej rozprawie wyprowadził prawo odnośne. Pytaniem tem zajmował się następnie Clausius (1864), Bartoli (1879), Planck (1900) i inni. Ważne rozważania teoretyczne nad prawem „Kirchhoffa — Clausiusa“ zawdzięcza nauka Smoluchowskiemu (1896), który, wskazując na niedokładność pomiarów poprzednich Quintusa Iciliusa, zajmował się z dodatnim rezultatem także doświadczalnem sprawdzeniem tej ważnej zależności.

Warszawa, w styczniu 1905 r.

WIKTOR BIERNACKI,

## ZWIERCIADELKA ŻELAZNE OTRZYMANE PRZEZ ROZPYLANIE ŻELAZA PRĄDEM.

O. Lodge<sup>1)</sup> pierwszy, zdaje się, dostrzegł, że z drutu platynowego, żarzonego przez prąd elektryczny, wydzielają się cząsteczki, które wytwarzają mgłę w powietrzu, nasycionem parą wodną i pozbawionem w zupełności pyłu. R. Nahrwold<sup>2)</sup> przekonał się, że od drutu, żarzonego przez prąd, unoszą się cząsteczki platyny, tworzące osad na szkle; cząsteczki te mogą przenosić ładunki elektryczne; są one nadzwyczaj drobne. W jednym doświadczeniu Nahrwold a drucik platynowy, który w ciągu 20 godzin żarzenia się utracił zaledwie 1 mgr. masy, w ciągu jednej minuty żarzenia się wydzielał ilość cząsteczek, wystarczającą do przeniesienia dostrzeganego ładunku elektrycznego. Nahrwold dostrzegł też, że w wodorze rozpylanie drutu platynowego przez prąd zachodzi o wiele powolniej, aniżeli w powietrzu. I. Elster i H. Geitel<sup>3)</sup> widzą tu zjawisko analogiczne z rozpylaniem się katodu w rurce Crookes'a. A. Berliner<sup>4)</sup> objaśnia rozpylanie drutu, żarzonego przez prąd, stopniowem wydzielaniem się z drutu gazów przezeń pochłoniętych; gazy te, według Berliner a, mechanicznie odrywają cząsteczki drutu. Tak samo objaśnia A. Berliner rozpylanie się włókienek węglowych w lampkach żarowych oraz katodów w rurkach Crookes'a. H. Kayser<sup>5)</sup> przypuszcza, że rozpylanie się

<sup>1)</sup> Nature, t. 31, str. 268. 1885.

<sup>2)</sup> Wied. Ann., t. 31, str. 448. 1887 i t. 35, str. 107. 1888.

<sup>3)</sup> Wied. Ann., t. 31, str. 109. 1887.

<sup>4)</sup> Wied. Ann., t. 33, str. 289. 1888.

<sup>5)</sup> Wied. Ann., t. 34, str. 607. 1888.

platyny w podanych doświadczeniach zależy jedynie od wysokiej temperatury, i że platyna rozpyla się, jeśli ją ogrzeje się choćby za pomocą lampki gazowej do dość wysokiej temperatury. A. Kundt<sup>1)</sup> skorzystał z opisywanego zjawiska dla otrzymania przezroczystych pryzmatów platynowych, którymi posługując się wyznaczył współczynniki załamania światła dla platyny. W. Stewart<sup>2)</sup> badał rozpylanie przez prąd drutów platynowych i paladowych w powietrzu, w wodorze i w azocie. W dwu ostatnich gazach rozpylanie odbywało się nader powolnie. Z tlenem Stewart doświadczeń nie wykonywał; przytacza jednak, że według dostrzeżeń Kaufmanna w czystym tlenie rozpylanie zachodzi sześć razy szybciej, aniżeli w powietrzu. F. Emich<sup>3)</sup> badał rozpylanie platyny i paladu w powietrzu i w tlenku azotu; przypuszcza on, że dostrzeżone przezeń rozpylanie w tlenku azotu spowodowane było obecnością tlenu, zawartego w resztkach niezupełnie usuniętego z przyrządu, powietrza, lub też pochodzącego z rozkładu tlenku azotu.

G. Aeckerlein<sup>4)</sup> zbadał bardzo dokładnie rozpylanie platyny i paladu. Z badań jego wynika, że metale te rozpylają się i w wodorze, powolniej jednak aniżeli w powietrzu. Żarzenie platyny nie za pomocą prądu nie sprawia rozpylania, jeśli nawet udzielać jej ładunek elektryczny dodatni lub ujemny. Rozpylanie natomiast zachodzić będzie, jeśli przez rozżarzoną (nie za pomocą prądu) platynę przepuszczać będziemy chociażby słaby prąd elektryczny. Gazy pochłonięte nie są niezbędne do rozpylania.

Z rozpylaniem drutów przez prąd liczyć się należy w sprawie nowo urządzonych pieców elektrycznych (Heraeus'a) laboratoryjnych, przeznaczonych do otrzymywania wysokich temperatur, oraz w sprawie pyrometrów termoelektrycznych. Podjęte też zostały przez L. Holborna, F. Henninga i L. Austina<sup>5)</sup> w Zakładzie fizycznym państwowym w Berlinie badania rozpylania przez prąd platyny, paladu, rodu i irydu, oraz stopów platyny z rodem i platyny z irydem (10% Rh. i 10% Ir.). Z badań tych wynika, zgodnie z powiedzianem już wyżej, że rozpylanie w tlenie zachodzi o wiele szybciej, aniżeli w powietrzu, w wodorze zaś i w azocie jest nader powolne. Iryd rozpyla się bardziej aniżeli platyna. Stop platyny z irydem podczas żarzenia przez prąd traci stopniowo iryd, przez co i siła elektromotoryczna termopary Pt-Pt Ir. w podanych warunkach z biegiem czasu zmniejsza się. Dostrzegł to jeszcze wcześniej Heraeus.

<sup>1)</sup> Wied. Ann., t. 34, str. 473. 1888.

<sup>2)</sup> Wied. Ann., t. 66, str. 89. 1898.

<sup>3)</sup> Sitz-Ber. der Wiener Akad., t. 101 (26), str. 88. 1892.

<sup>4)</sup> Ann. d. Phys., t. 12, str. 535. 1903.

<sup>5)</sup> Wissen. Abhandl. der Phys.-Techn. Reichsanstalt, t. IV, str. 85. 1904.

# SPOSÓB OTRZYMYWANIA ZWIERCIADELEK ŻELAZNYCH.

Dość szybkie dostrzegalne w ciągu krótkiego stosunkowo czasu rozpylanie zachodzi jedynie przy temperaturze białego żarzenia. Dla tego też, zapewne, dotychczas przeważnie, można nawet powiedzieć jedynie, badane było rozpylanie się metali najbardziej trudno topliwych, t.j. Pt-Pd-Rh-Ir. Czyste żelazo topi się przy temperaturze około 1600° C., która leży powyżej temperatury białego żarzenia. Można przeto oczekiwać dość szybkiego rozpylania przez prąd i czystego żelaza. Chcąc jednak tym sposobem otrzymywać, np. na szkle, osady żelaza, należy żarzyć żelazo prądem w atmosferze, pozbawionej tlenu. Ponieważ z pewnych doświadczeń G. Aeckerleina<sup>1)</sup> wnioskować można, że rozpylanie w próżni zachodzi szybciej aniżeli w wodorze, przeto w doświadczeniach swych rozpylałem żelazo prądem w próżni. Taki sposób otrzymywania zwierciadełek (osadów) żelaznych jest prostszy, aniżeli sposób galwanoplastyczny, którym posługiwał się A. Kundt<sup>2)</sup>, oraz pewniejszy od rozpylania za pomocą promieni katodalnych Kundt<sup>3)</sup>, Dessau<sup>4)</sup> i inni. Sposób galwanoplastyczny wymaga zwierciadeł platynowych, których przyrządzanie nie jest zbyt łatwe. Posługując się promieniami katodalnymi, unikać należy jak najstawniej wszelkich śladów tlenu, w przeciwnym bowiem razie żelazo rozpylane ulega utlenieniu. Nawet platyna, rozpylana przez promienie katodalne, w obecności tlenu utlenia się. Już Plücker<sup>5)</sup> dostrzegł brunatne osady tlenków platyny na ściankach wewnętrznych rurek spektralnych, zaopatrzonych w elektrody platynowe; on też zauważył, że widmo tlenu w takich rurkach staje się, w miarę ich użycia, coraz słabsze.

W rurce Crookes'a ciśnienie gazów pozostałych nie może być zbyt małe, w przeciwnym bowiem razie w ogóle wyładowania w rurce odbywać się nie mogą. Od drutu metalowego przez prąd żarzonego, unoszą się cząsteczki drutu (elektrony?) wzdłuż takich samych jak i w rurkach Crookes'a, w istocie rzeczy, promieni katodalnych, lecz o mniejszej — przypuszczać należy — szybkości<sup>6)</sup>. W ten sposób, np. tak zwane zjawisko Edisona w lampkach żarowych z łatwością objaśnić się daje<sup>7)</sup>. Ciśnie-

<sup>1)</sup> l. c.

<sup>2)</sup> Wied. Ann., t. 23, str. 238. 1884.

<sup>3)</sup> Wied. Ann., t. 27, str. 59. 1886.

<sup>4)</sup> Wied. Ann., t. 29, str. 353. 1886.

<sup>5)</sup> Pogg. Ann., t. 105, str. 67. 1858.

<sup>6)</sup> Por. I. Starek. Elektrot. Zeitschrift, t. 21, str. 151. 1900. I. I. Thomson. Conduction of electricity through gases (Cambridge. 1903), str. 164.

<sup>7)</sup> Por. I. A. Fleming. Phil. Mag., t. 42 (Ser. 5), str. 52. 1896.

nie w przestrzeni, gdzie zachodzi rozpylanie, może być dowolnie małe; można prócz tego przestrzeni tą przemywać przed opróżnieniem, np. wodorem lub azotem. Można przeto jak się podoba dokładnie usunąć stamtąd wszelkie resztki tlenu.

Otrzymywanie według sposobu opisywanego zwierciadełek żelaznych jest proste i pewne i wcale nie tak powolne (nawet gdy chodzi o osady dość grube, nieprzezroczyste), jakby się na pierwszy rzut oka wydawać mogło.

Na rysunku 1 podana jest (w przekroju) rurka szklana, którą posługiwałem się dla otrzymywania zwierciadełek żelaznych według metody opisanej.  $AB$  wstążka żelazna z wążką (o szerokości 1 mm. i grubości około 0,2 mm.) częścią środkową  $CD$ . Końce wstążki przechodzą przez dość

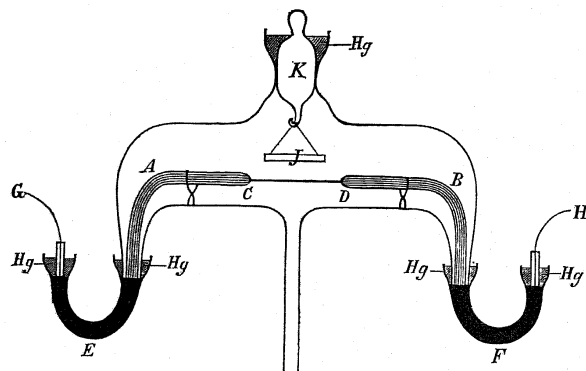


Fig. 1.

długie rurki boczne  $E-F$ , zalane kitem kauczukowo-kałafoniowym; wystające nazewnątrz końce wstążki żelaznej przylutowane są do drutów miedzianych  $G-H$ , doprowadzających prąd. Dobrze oczyszczona płytka szklana  $I^1$ , na której chcemy otrzymać osad (zwierciadełko), zawieszona jest przy spodzie przyszlifowanego korka szklanego  $K$ . Rurka opisana łączy się z automatycznie działającą pompą rtęciową  $R$  a p s a, zaopatrzoną w manometr  $M$  a c L e o d'a.

<sup>1)</sup> Otrzymywałem też zwierciadełka żelazne na płytkach mikowych i celluloidowych.

Po znacznym (aż do tysięcznych części milimetra) dopiero rozrzedzeniu powietrza w rurce przepuszczałem prąd; regulowałem go tak, by środkowa wążka część  $CD$  wstążki żelaznej żarzyła się mocniej, aniżeli na czerwono. Jeśli żarzenie było zbyt mocne, wstążeczka przetapiała się szybko; otrzymane wówczas zwierciadełka były zwykle matowe; za pomocą mikroskopu można było dostrzedz na nich błyszczące skrzepnięte kuleczki żelaza. Po otrzymaniu na płytce  $I$  pożądanego osadu (po 3—6 dniach, w zależności od odległości płytki  $I$  od wstążeczki rozpylanej oraz od grubości otrzymanego osadu) prąd przerywałem i po ostudzeniu się przyrządu wyjmowałem otrzymane zwierciadełko.

Otrzymane w sposób opisany zwierciadełka odznaczają się przede wszystkim znakomitą polyskiem metalicznym, jak na stronie zwróconej ku szkłu, tak też i na stronie zewnętrznej. Wytworzone na płytkach szklanych zwierciadlanych dają one jednakowo dobre obrazy skali z obu stron. Należy jednak w tym celu, by płytka  $I$  w rurce zawieszona była niezbyt blisko rozpylanej wstążeczki żelaznej; w przeciwnym bowiem razie otrzymuje się osady nie dość jednostajnej grubości, a więc nie dość płaskie ze strony zewnętrznej, by dobry obraz skali dać mogły. Zwierciadełka te nie tracą, zdaje się, z biegiem czasu swego polysku. Zanurzałem je nawet w wodzie, pozwalając następnie wysychać na powietrzu. I od tego, zdaje się, polysk ich nie ulega zmianie. Badane za pomocą mikroskopu (przezroczyste — w świetle przechodzącym, nieprzezroczyste — w świetle odbitym) okazały się całkowicie ciągłymi, inaczej, aniżeli otrzymane za pomocą wyładowania baterii lejdejskiej przez drut platynowy osady  $M. T o e p l e r a$  <sup>1)</sup> i  $F e r d. B r a u n a$  <sup>2)</sup>.

#### WŁASNOŚCI MAGNETYCZNE OTRZYMANYCH ZWIERCIADEŁEK ŻELAZNYCH.

Posługując się czułą wążką  $N e m e t z a$  (dającą wychylenie wskazówki, równe jednej podziałce skali na 0,1 mgr.), wyznaczałem, ważąc płytki przed i po otrzymaniu na nich osadu, masy osadów badanych. Za każdą razą stosowałem ważenie podwójne. Mogłem przeto wyznaczać te masy z błędem, nie przekraczającym 0,02 mgr.; przekonałem się o tem, powtarzając niekiedy ważenia. Określałem według znanego sposobu momenty magnetyczne zwierciadełek. W tym celu zawieszałem je na długiej (70 cm.) nici kokonowej i za pomocą lunety ze skalą i licznika, dającego pięte części sekundy, wymierzałem okresy wahań. Przyjmywałem za każdym razem pod

<sup>1)</sup> Wied. Ann., t. 65, str. 873. 1898.

<sup>2)</sup> Ann. d. Phys., t. 16, str. 1. 1905.

uwagę moment skrećania nici. Pozioma składowa pola magnetycznego ziemi była mi znana. Momenty bezwładności zwierciadełek z wystarczającą dokładnością obliczyć się dawały z ich masy i wymiarów geometrycznych. Mogłem przeto obliczyć i momenty magnetyczne; dzieląc je przez masy osadów, otrzymałem ich namagnesowanie właściwe. Jakkolwiek z powodu przedewszystkiem bardzo małych mas osadów, nie przekraczających w ogóle dziesiątych części miligrama, przypuszczalny błąd niektórych wyznaczeń wynosić mógł nawet 40% wielkości poszukiwanej, mimo to jednak z rezultatów przezemnie otrzymanych wyciągnąć się dają pewne niezbite wnioski. Zwierciadelka opisywane magnesują się nawet dość mocno w samej rurce w polu magnetycznym ziemi oraz prądu rozpylającego. Natężenie  $F$  pola magnetycznego prądu (dość długiego, prostoliniowego) równe jest w C. G. S. jednostkach:

$$F = 0,2 \frac{i}{r},$$

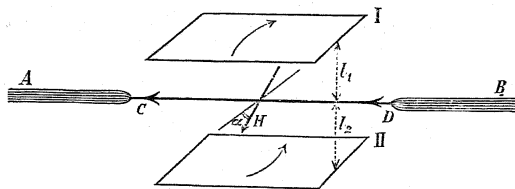


Fig. 2.

gdzie  $i$  oznacza siłę prądu w amperach,  $r$  odległość od prądu w centymetrach. W słabych polach magnetycznych namagnesowanie przyjąć można za proporcjonalne do natężenia pola. W celu sprawdzenia, o ile z mych mało dokładnych, jak wzmiankowałem już, pomiarów rzetelnie wnioskować można, wykonałem doświadczenie następujące. Zawiesiłem w rurce (Fig. 1) jednocześnie dwie równoległe poziome płytki szklane (Fig. 2); jedna z nich (I) wypadła nad, druga (II) pod rozpylaną wstążeczką żelazną (CD). Pozioma składowa pola magnetycznego ziemi zawierała z kierunkiem pola magnetycznego prądu kąt, mniej więcej równy  $20^\circ$  na dolnej płytce i kąt około  $160^\circ$  na płytce wierzchniej. Przeciętna siła prądu wynosiła 7 amperów = 0,7 C. G. S. Odległość płytek  $l = 12$  mm. Odległość (najbliższa) górnej płytki od prądu wynosiła mniej więcej:

$$l_1 = 0,6 \quad l = 0,72 \text{ cm.},$$

odległość płytki dolnej:

$$l_2 = 0,4 \quad l = 0,48 \text{ cm.}$$

Pozioma składowa pola magnetycznego ziemi wynosiła około 0,19 (C. G. S.). Płytki (przy badaniu ich momentów magnetycznych) były zawieszane na nici, równoległej do kierunku prądu rozpylającego. Składowa pola, prostopadła do nici zawieszenia, na płytce górnej:

$$H_1 = 0,2 \frac{7}{0,72} + 0,19 \cos 160^\circ = 1,77 \text{ (C. G. S.)}$$

Takież składowa pola magnetycznego na płytce dolnej:

$$H_2 = 0,2 \frac{7}{0,48} + 0,19 \cos 20^\circ = 3,10 \text{ (C. G. S.)}$$

Masa osadu była:

$$\text{na płytce górnej: } m_1 = 0,00010 \text{ gr.},$$

$$\text{" " dolnej: } m_2 = 0,00013 \text{ gr.}$$

Momenty magnetyczne tych płytek okazały się równe:

$$\text{płytki górnej: } \mathfrak{M}_1 = 0,0020 \text{ (C. G. S.)},$$

$$\text{" " dolnej: } \mathfrak{M}_2 = 0,0052 \text{ (C. G. S.)}$$

A więc namagnesowania właściwe:

$$\text{na płytce górnej: } \frac{\mathfrak{M}_1}{m_1} = 20 \text{ (C. G. S.)},$$

$$\text{" " dolnej: } \frac{\mathfrak{M}_2}{m_2} = 40 \text{ (C. G. S.)}$$

Stosunek ich wynosi 0,50, podczas gdy stosunek pól magnetycznych ( $H_1 : H_2$ ), w których płytki badane namagnesowane zostały, wynosi 0,57.

Zgodność stosunków tych uznać należy, ze względu na małą dokładność pomiarów, za najzupełniej zadawalającą.

Po umieszczeniu w mocnym polu magnetycznym (o natężeniu 5000 C. G. S. i więcej) zwierciadelka opisywane magnesują się do nasycenia, poczem wzmoczenie pola magnesującego namagnesowania ich już nie powiększa. Przytaczam tu otrzymane dla kilku zbadanych przezemnie pod



tym względem zwierciadełek żelaznych, namagnesowanych do nasycenia, wartości namagnesowania właściwego (pozostającego):

$$93 - 50 - 54 - 62 - 70 - 70 \text{ (C. G. S.)}.$$

Przeciętne:

$$67 \pm 7 \text{ (C. G. S.)}.$$

Namagnesowanie to jest bardzo wielkie. Dość zwrócić uwagę na to, że namagnesowanie właściwe zwyczajnych stałych magnesów stalowych nie przekracza 40 (C. G. S.) i zaledwie w długich igłach stalowych udaje się doprowadzać namagnesowanie właściwe do 100 (C. G. S.)<sup>1)</sup>. Wyznaczyłem namagnesowanie właściwe (pozostające) żelaza, rozpylanego w opisywanych doświadczeniach<sup>2)</sup>. Krążek (o średnicy 15 mm.) wyrobiony z tego żelaza, po umieszczeniu go w polu magnetycznym o natężeniu około 10000 C. G. S., wykazał namagnesowanie właściwe pozostałe równe zaledwie około 0,1 C. G. S. Upuściłem go raz jeden na podłogę z wysokości 1 m. i oznaczyłem ponownie jego moment magnetyczny. Namagnesowanie właściwe pozostające okazało się równem już zaledwie tylko około 0,01 C. G. S. Dodam, że wstrząśnienia nie zmniejszały dostrzegalnie namagnesowania właściwego badanych zwierciadełek żelaznych; i z biegiem czasu (po upływie kilku miesięcy) zmiany ich momentów magnetycznych nie dostrzegłem<sup>3)</sup>.

Osady więc, otrzymane przez rozpylenie żelaza za pomocą prądu, różnią się pod względem magnetycznym od tego żelaza, przez rozpylenie którego zostały otrzymane; pod tym względem posiadają raczej własności stali, a jeszcze bardziej tlenku magnetycznego. Wiadomo bowiem, że tlenek magnetyczny, naturalny czy też otrzymany sztucznie, posiada największe namagnesowanie właściwe pozostające<sup>4)</sup>. Mimowoli przeto nastrocza się pytanie, czy też w osadach przezemnie otrzymanych nie mamy do czynienia z tlenkami żelaza (obdarzonymi połyskiem metalicznym). Zrozumiałem by wówczas było, dla czego połysk ich nie zmienia się z biegiem czasu, oraz do pewnego stopnia, i ich wielkie namagnesowanie właściwe pozostające. W niektórych doświadczeniach przemyciałem wprawdzie rurkę (Fig. 1) wraz z pompą i z manometrem suchym wodorem; mogło jednak pozostawać

<sup>1)</sup> Badane przezemnie zwierciadełka były okrągłe lub prostokątne, prawie kwadratowe.

<sup>2)</sup> Żelazo to w postaci blachy otrzymałem jako chemicznie czyste „pro analysi” od E. Mercka w Darmstacie.

<sup>3)</sup> Przez cały czas ten zwierciadełka leżały daleko od stałych magnesów.

<sup>4)</sup> Por. A. Holz. Wied. Ann., t. 5, str. 169. 1878. G. Wiedemann. Electrizität (Wydanie 2-gie), t. III, str. 624.

powietrze, być może pochłonięte przez wstążkę żelazną rozpylaną, a co jest bardziej prawdopodobne, przylegające do dość wielkiej powierzchni wewnętrznej szklanych ścianek przyrządów i powoli zaledwie z biegiem czasu od nich się oddzielające; możliwe też było wydzielanie się gazów ze smaru (mieszanina wazeliny z woskiem), którym posmarowane były krany i korki przyszlifowane, w jakie pompa moja w paru miejscach jest zaopatrzona, oraz z kitu, zawartego w rurkach *E—F* (Fig. 1). Istotnie podczas rozpylania ciśnienie w przyrządzie wzrastało i, chcąc ciśnienie utrzymywać wciąż bardzo małym, należało pompę od czasu do czasu w ruch puszczać. Obawiałem się ogrzewać przyrząd podczas rozrzedzania w nim powietrza; natomiast w paru doświadczeniach wypompowywałem powietrze z przyrządu w ciągu kilku tygodni. Pomimo to (niezależnie od tego, czy przemyciałem przyrządy wodorem, czy też nie) rezultaty nie różniły się od otrzymanych i bez stosowania podanych dopiero co środków ostrożności.

Osady przezroczyście, otrzymywane przezemnie, są w przechodzącym świetle brunatne. Dessau<sup>1)</sup> za pomocą promieni katodowych otrzymał osady żelazne szare (grau). Natomiast osady żelazne Kundta<sup>2)</sup>, otrzymane elektrolitycznie, były, jak i moje, również brunatne (braun) w świetle przechodzącym. Kundt bardzo liczył się z możliwością utlenienia; wątpię nie należy, że otrzymane przezeń osady nie były utlenione; utlenienie bowiem nie wyszłignęłoby się z pod uwagi eksperymentatora tej miary, jakim był A. Kundt.

Jeśli jednak nie barwa, to inne jeszcze dostrzeżenia twierdzić pozwalają, że żelazo na moich zwierciadełkach nie jest utlenione. Osady te rozpuszczają się w kwasie siarczanym lub solnym, wydzielając pęcherzyki gazu (wodoru) i nie pozostawiając na szkle dostrzegalnych resztek. W rozczynnie koperwasu miedzanego (a jeszcze lepiej w roztworze chlorku miedziowego) pokrywają się miedzią. Ogrzane mocno w powietrzu, stają się różowawo-czerwonemi w świetle przechodzącym, nie tracąc do pewnego stopnia połysku metalicznego.

Na zasadzie podanych dostrzeżeń twierdzić można, że tlenki żelaza bardzo niewielką zaledwie część zawartości otrzymanych przezemnie osadów stanowią mogą.

Inne jeszcze przypuszczenie wygłosić można. Węglowodory, wydzielające się ze smaru w próżni, ulegają, być może, przy zetknięciu z rozżarzonym drutem żelaznym rozkładowi, przyczem wyswobodzony węgiel wraz z rozpylanym żelazem stal tworzyć może.

<sup>1)</sup> L. e.

<sup>2)</sup> L. e.

Zbytecznem zresztą jest poszukiwanie aż tak sztucznych objaśnień; wiadomo bowiem, że i elektrolitycznie otrzymywane żelazo wielkie namagnesowanie właściwe pozostające posiada <sup>1)</sup>. Przypuszczać przeto można, że przez rozpylanie żelaza prądem w próżni otrzymuje się osady żelazne, które posiadają własności magnetyczne, podobne do własności żelaza, osadzanego elektrolitycznie. Powolne ich utlenianie się w powietrzu objaśnić się daje doskonałą zwierciadlanością ich powierzchni. Kulki stalowe, używane jako kulki frykcyjne w niektórych licznikach elektryczności, polewowane proszkiem rubinowym, nie okazują (nawet przy badaniu ich za pomocą mikroskopu) żadnych oznak utlenienia nawet po parogodzinne pozostawianiu w parze wydzielającej się z wody wrzącej <sup>2)</sup>.

#### WŁASNOŚCI OPTYCZNE OPISYWANYCH ZWIERCIADEŁEK ŻELAZNYCH.

Opisane powyżej własności otrzymanych za pomocą rozpylania w próżni żelaza prądem zwierciadełek żelaznych czynią je nader przydatnymi jako magnesy (dowolnie lekkie), a zarazem i zwierciadła w technice galwanometrycznej, wzmiann używanych dotychczas szlifowanych namagnesowanych ciężkich zwierciadeł stalowych.

W literaturze fizycznej pojawiły się już opisy zwierciadełek platynowych na szlifowanych płytkach kwarcowych <sup>3)</sup>. Zwierciadła te są lżejsze, aniżeli używane dotychczas zwierciadła srebrne, gdyż nie wymagają lakieru, chroniącego zwierciadła srebrne od wpływów atmosferycznych. Zdolność odbijająca tych zwierciadełek platynowych wynosi około 0,7 zdolności odbijającej zwierciadełek srebrnych. Nadmienię, że otrzymane przezemnie zwierciadła żelazne zapewniają jeszcze większą lekkość układów ruchomych w galwanometrach, magnetometrach i t. d., aniżeli proponowane przez W. Watsona zwierciadła platynowe, ponieważ jednocześnie jako magnesy służą mogą i obchodzą się również bez lakieru.

Porównałem zdolność odbijającą moich zwierciadełek żelaznych ze zdolnością odbijającą zwierciadełek srebrnych.

Niechaj w  $S$  (Fig. 3) mieści się źródło światła, w  $A$  i  $B$  zwierciadła, których zdolności odbijające porównać należy. Prosta  $AB$ , łącząca środki zwierciadeł, jest równoległa do skali ławy fotometrycznej.  $SO \perp AB$ ,  $AO = OB$ . Zwierciadła są tak nachylone względem padających na nie

<sup>1)</sup> G. Wiedemann. *Electrizität* (Wydanie 2-gie), t. III, str. 523.

<sup>2)</sup> Wiem o tem od mechanika Pracowni Fizycznej Instytutu Politechnicznego w Warszawie p. R. Woltmana, który przez pewien czas pracował w fabryce liczników elektryczności.

<sup>3)</sup> W. Watson. *Proc. of the phys. Soc. of London*, t. 18, str. 502. 1903.

promieni z  $S$ , że obrazy urojone  $S_1$  i  $S_2$  źródła światła  $S$  w nich wypadają na przedłużeniach prostej  $AB$ . Pomiędzy zwierciadełkami  $A$  i  $B$  mieści się na ławie fotometrycznej fotometr  $M$ , dobrze osłonięty od promieni, padających nań bezpośrednio ze źródła światła  $S$ .

Niechaj  $I$  oznacza siłę światła źródła  $S$  (t. j. ilość energii świetlnej, wysyłanej przez źródło  $S$  w jednostce czasu). Niechaj  $SA = AS_1 = SB = BS_2 = \rho$ . Oznaczmy kąt przestrzenny, pod którym zwierciadła  $A$  i  $B$  (jednakowych kształtów i wymiarów) widzialne są z  $S$ , przez  $\omega$ . Ilość światła, padającego w jednostce czasu na zwierciadła, równa jest:

$$\frac{I}{4\pi\rho^2} \rho^2 \omega = \frac{I}{4\pi} \omega.$$

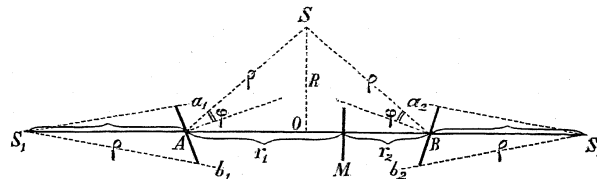


Fig. 3.

Z tej ilości światła zwierciadło  $A$  o zdolności odbijającej  $R_1$  odbija ku fotometrowi ilość światła:

$$R_1 \frac{I}{4\pi} \omega,$$

zwierciadło zaś  $B$  o zdolności odbijającej  $R_2$  odbija ku fotometrowi ilość światła:

$$R_2 \frac{I}{4\pi} \omega.$$

Lecz także same ilości światła padałyby z obu stron na fotometr (w tychże samych wiązkach promieni  $a_1 S_1 b_1$  i  $a_2 S_2 b_2$ ), gdyby w  $S_1$  i  $S_2$  (t. j. w miejscach urojonych obrazów źródła światła  $S$  w zwierciadełkach  $A$  i  $B$ ) mieściły się źródła światła o siłach równych odpowiednio  $IR_1$  i  $IR_2$ . Oznaczając przeto odległości fotometru od zwierciadełek  $A$  i  $B$  przy jednakowym oświetleniu obu jego stron przez  $r_1$  i  $r_2$ , otrzymujemy:

$$IR_1 : IR_2 = (\rho + r_1)^2 : (\rho + r_2)^2,$$

i stąd:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r_1)^2}{(\varrho + r_2)^2}.$$

Jako źródło światła  $S$  służyła lampka żarowa o jednym prostoliniowym włókienku węglowym; włókienko mieściło się w pionowej płaszczyźnie  $SO$ , prostopadłej do poziomej skali ławy fotometrycznej; punkt  $O$  przypadał po środku skali. Posługiwałem się fotometrem Martinsa<sup>1)</sup>. Zwierciadła  $A$  i  $B$  (jednakowych kształtów i wymiarów) mieściły się na odpowiednich podstawkach na jednakowych odległościach od środka  $O$  skali ( $AO = OB = 450$  mm.). W celu uniknięcia błędów, jaki z niedosć symetrycznego urządzenia fotometru powstawać może, każde dostrzeżenie powtarzałem, przekręcając fotometr dokoła jego poziomej osi na  $180^\circ$  i brałem przeciętne zrobionych na skali odliczeń. Dla uniknięcia błędów z powodu niedosć symetrycznego rozmieszczenia porównywanych zwierciadełek względem płaszczyzny  $SO$ , zmieniałem ich miejsca. Jeżeli, gdy zwierciadło  $I$  (o zdolności odbijającej  $R_1$ ) mieści się w  $A$ , a zwierciadło  $II$  (o zdolności odbijającej  $R_2$ ) w  $B$ , obie strony fotometru oświetlone są jednakowo przy odległościach fotometru od  $A$  i  $B$  równych  $r_1$  i  $r_2$ , wówczas:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r_1 + \delta)^2}{(\varrho + r_2 - \delta)^2},$$

gdzie  $\delta$  jest niewielką długość, zależną od błędów w rozmieszczeniu  $A$  i  $B$  względem płaszczyzny  $SO$ .

Zmieniamy miejsca zwierciadełek, t. j. zwierciadło  $I$  ( $R_1$ ) umieszczamy w  $B$ , zwierciadło zaś  $II$  ( $R_2$ ) w  $A$ . Jeżeli teraz obie strony fotometru oświetlone są jednakowo przy odległościach jego od  $A$  i  $B$  równych  $r'_1$  i  $r'_2$ , wówczas:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r'_2 - \delta)^2}{(\varrho + r'_1 + \delta)^2}.$$

Mnożąc otrzymane dwa równania jedno na drugie, znajdujemy:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r_1 + \delta)(\varrho + r'_2 - \delta)}{(\varrho + r_2 - \delta)(\varrho + r'_1 + \delta)},$$

czyli:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r_1)(\varrho + r'_2) + \delta(r'_2 - r_1) - \delta^2}{(\varrho + r_2)(\varrho + r'_1) + \delta(r_2 - r'_1) - \delta^2}$$

<sup>1)</sup> Verh. der deutsch. Phys. Ges., t. 1, str. 278, 1899.

$\delta$ ,  $r'_2 - r_1$  i  $r_2 - r'_1$  są wielkościami w ogóle małe; prócz tego przy  $\delta > 0$  mamy  $r'_2 - r_1 > 0$  i  $r_2 - r'_1 > 0$ . Odrzucając przeto wielkości bardzo małe (drugiego rzędu), otrzymujemy:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(\varrho + r_1)(\varrho + r'_2)}{(\varrho + r_2)(\varrho + r'_1)},$$

przyczem błąd od nienależytego rozmieszczenia  $A$  i  $B$  względem płaszczyzny  $SO$  jest z dostateczną dokładnością wykluczony.

Zmieniając odległość  $SO$ , zmieniamy kąt padania promieni na zwierciadła; można przeto, posługując się opisanym sposobem, porównywać zdolności odbijające zwierciadełek przy różnych kątach padania. Umieszczając na drodze promieni filtry świetlne, można porównywać zdolności odbijające dla różnego gatunku promieni.

By sprawdzić podaną metodę, porównałem według niej zdolności odbijające dwu jednakowych (okrągłych o 15 mm. średnicy) zwierciadełek płaskich srebrnych. Kąt padania  $\varphi$  był = około  $11^\circ$ . Otrzymałem raz:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1,004;$$

powtórzyłem doświadczenie, otrzymałem:

$$\frac{R_1}{R_2} = 1,006.$$

Można przeto twierdzić, że sposób opisany nadaje się dobrze do porównywania zdolności odbijających.

Chcąc oznaczyć zdolność odbijającą opisanych zwierciadełek żelaznych, wybrałem zwierciadło na okrągłej o średnicy 15 mm. szlifowanej płaskiej płytce szklanej (otrzymanej przez zmycie kwasem srebra ze zwierciadła srebrnego). Zwierciadło to (z osadem dość grubym, nieprzezroczystym) było zupełnie czyste, bez plam i rysów, jednostajnie na całej swej powierzchni błyszczące i dające z obu stron jednakowo wyraźny obraz skali. Porównywałem jego zdolność odbijającą (dla promieni białych) na powierzchni żelaza ze zdolnością odbijającą zwierciadła srebrnego (również okrągłego, płaskiego, o średnicy 15 mm.). Zwierciadło srebrne zwrócone było ku źródłu światła stroną szklaną (stroną tylną, jak zwykle, była powleczone lakierem nieprzezroczystym).

Poniżej  $R$  oznacza zdolność odbijającą zwierciadła żelaznego,  $R_0$  — zwierciadła srebrnego.

Wykonałem 3 doświadczenia przy kącie padania  $\varphi$  = około  $13^\circ$ , i jedno doświadczenie przy kącie padania  $\varphi$  = około  $9^\circ$ .

Przy  $\varphi = 13^\circ$  otrzymałem z poszczególnych doświadczeń:

$$R = 0,62 R_0; = 0,63 R_0; = 0,61 R_0.$$

A więc przeciętnie:

$$R = 0,62 R_0.$$

Przy  $\varphi = 9^\circ$  otrzymałem również:

$$R = 0,62 R_0.$$

Zdolność odbijającą srebra, przeciętną dla promieni widma widzialnego, przyjąć można równą około 92% <sup>1)</sup>. W przypuszczeniu, że zdolność odbijająca użytego zwierciadła srebrnego od strony szkła równa jest zdolności odbijającej srebra samego, obliczamy zdolność odbijającą naszego zwierciadła żelaznego:

$$R = 92 \times 0,62 = \text{około } 57\%.$$

Zgadza się to dobrze z danymi, jakie posiadamy w literaturze fizycznej dla zdolności odbijającej szlifowanych zwierciadeł żelaznych. Według Rubensa <sup>2)</sup>, np. zdolność odbijająca żelaza przeciętna dla promieni widma widzialnego wynosi około 58%. Według P. Drudego <sup>3)</sup> zdolność odbijająca żelaza dla promieni żółtych wynosi 56%.

Doskonała zdolność odbijająca otrzymanych według sposobu opisanego zwierciadeł żelaznych poddała mi myśl zbadania tych zwierciadeł optycznie, posługując się polaryzacją eliptyczną, występującą po odbiciu od zwierciadła promieni spolaryzowanych prostoliniowo. Przy szlifowaniu i polerowaniu na powierzchni metalu wytwarzają się warstwy powierzchniowe o odmiennych własnościach optycznych <sup>4)</sup>. Wprawdzie Drude zdołał uniknąć tego szkodliwego działania materiałów szlifujących i wyznaczył według metody odbicia bardzo dokładnie stałe optyczne metali. Byłoby jednak nader ciekawem oznaczenie stałych optycznych dla zwierciadła metalowego, którego połysk zwierciadlany otrzymany został bez uciekania się do szlifowania i polerowania. Niezależnie od tego poznanie współczynników załamania światła naszych osadów dla promieni różnych gatunków

<sup>1)</sup> H. Rubens. Wied. Ann., t. 37, str. 265. 1889.

<sup>2)</sup> L. c.

<sup>3)</sup> Wied. Ann., t. 39, str. 481. 1890.

<sup>4)</sup> Por. W. Wernicke. Wied. Ann., t. 30, str. 452. 1887. P. Drude. Wied. Ann., t. 36, str. 532 i 565. 1889.

stanowczo, i ze względów optycznych, orzec nam pozwoli, czy mamy w nich do czynienia z żelazem czystym czy też z tlenkami żelaza. Żelazo bowiem posiada dyspersję anomalną, tlenki zaś żelaza posiadają dyspersję normalną. Np. A. Kundt <sup>1)</sup> otrzymał następujące wartości współczynników załamania światła żelaza dla promieni czerwonych i niebieskich:

$$\bar{n}_{\text{czerw.}} = 1,81; \bar{n}_{\text{nieb.}} = 1,52.$$

Po utlenieniu żelaza otrzymał:

$$n_{\text{czerw.}} = 1,78; n_{\text{nieb.}} = 2,36.$$

Zasada metody odbicia do wyznaczania stałych optycznych jest następująca:

Niechaj na zwierciadło metalowe pada promień światła jednorodnego spolaryzowany prostoliniowo; promień odbity jest spolaryzowany eliptycznie. Kształt i orientacja drgań eliptycznych w promieniu odbitym zależy od kąta padania, od kąta między płaszczyzną polaryzacji promieni padających a płaszczyzną padania, oraz od współczynnika załamania i wykładnika absorbcji <sup>2)</sup> zwierciadła. Odwrotnie, wyznaczając kształt i orientację drgań eliptycznych w promieniu odbitym, przy wiadomym kącie padania i kącie między płaszczyzną polaryzacji promieni padających a płaszczyzną padania, można obliczyć współczynnik załamania i wykładnik absorbcji (dla promieni prostopadłych) zwierciadła.

Niechaj płaszczyzna polaryzacji promieni padających zawiera kąt  $45^\circ$  z płaszczyzną padania. Rozłóżmy drganie w promieniu padającym na składową równoległą i składową prostopadłą do płaszczyzny padania; amplitudy ich będą jednakowe. Składowe te odbijają się od zwierciadła metalowego nie jednakowo. Po pierwsze, po odbiciu amplituda drgań prostopadłych do płaszczyzny padania będzie większa, aniżeli drgań do niej równoległych; powtórę, wskutek odbicia wytwarza się różnica faz  $\Delta$  pomiędzy obu składowymi, różna od 0 i od  $\pi$ . Dwa takie drgania dają ruch eliptyczny. Udzielając tym drganiom za pomocą odpowiedniego kompensatora różnicę faz równą, lecz odwrotną pod względem znaku, różnicy faz, uzyskanej przez odbicie, otrzymujemy znów dwa drgania wzajemnie prostopadłe o fazach jednakowych, które dają promień spolaryzowany prostoliniowo; drgania w nim zachodzą wzdłuż przekątnej prostokąta, którego bokami są amplitudy drgań składowych. Niechaj płaszczyzna polaryzacji tego promienia tworzy kąt  $\psi$  z płaszczyzną padania. Różnicę

<sup>1)</sup> Wied. Ann., t. 34, str. 469. 1888.

<sup>2)</sup> Por. A. Witkowski. Zasady fizyki, t. II, str. 504.



faz  $\Delta$  daje kompensator. Znając jeszcze kąt padania  $\varphi$ , obliczyć można np. współczynnik załamania światła.

Wprowadzamy wielkości pomocnicze  $Q$ ,  $P$  i  $S$ , określone przez równania <sup>1)</sup>:

$$\operatorname{tg} Q = \sin \Delta \cdot \operatorname{tg} 2 \psi$$

$$\cos P = \cos \Delta \cdot \sin 2 \psi$$

$$S = \operatorname{tg} \frac{1}{2} P \cdot \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi.$$

Spółczynnik załamania:

$$\bar{n} = S \cos Q \left( 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin^4 \varphi}{S^2} \right).$$

Rezultaty najpewniejsze otrzymuje się przy kątach padania, różniących się niewiele od „głównego” kąta padania. Zazwyczaj (tak też i robiłem w podanych poniżej doświadczeniach) oznacza się  $\Delta$  i  $\psi$  przy różnych kątach padania; dla każdego kąta padania  $\varphi$  oblicza się  $\bar{n}$  i bierze się przeciętną otrzymanych wartości.

Do doświadczeń służył spektrometr; przed obiektywami kolimatora i lunety mieściły się pryzmaty Nicola, zaopatrzone w koła podzielone z noniuszami, dającymi minuty. Przed pryzmatem Nicola analizującym mieścił się kompensator Babinet’a. Przecięcie główne Nicola polaryzującego zawierało zawsze kąt o  $45^\circ$  z płaszczyzną padania. Przecięcia główne kompensatora ustawione były: jedno równoległe, drugie prostopadle do płaszczyzny padania. Aby uniknąć błędów od niezbyt dokładnego ustawienia kompensatora, wszystkie dostrzeżenia powtarzałem po dwa razy, przy dwóch położeniach Nicola polaryzującego, odległych jedno od drugiego o  $90^\circ$  <sup>2)</sup>.

Jako źródło światła służyła lampa Nernsta („intensiv”) o sile 250 świecy. Rozżarzone włókienko jej mieściło się (zamiast szczeliny) w płaszczyźnie ogniskowej kolimatora. Przy doświadczeniach z promieniami czerwonymi promienie lampy przechodziły przez szkło czerwone; przeciętna długość fali promieni czerwonych, w ten sposób otrzymanych, wynosiła około  $0,63 \mu$ . Przy doświadczeniach z promieniami niebieskimi, promienie lampy przechodziły przez szkło niebieskie i przez naczynie szklane, zawierające mniej lub bardziej natężony roztwór amoniakalny tlenku miedziowego; przeciętna długość fali przepuszczonych promieni niebieskich wynosiła około  $0,43 \mu$ .

<sup>1)</sup> P. Drude. Wied. Ann., t. 36, str. 532. 1889.

<sup>2)</sup> P. Drude. Wied. Ann., t. 34, str. 489. 1888.

Stała mego kompensatora, t. j. ruch śruby (w obrotach śruby), sprawiający różnicę faz  $= 2\pi$ , wynosiła:

|  |            |
|--|------------|
| dla promieni czerwonych . . .            | 5,30       |
| „ „ żółtych ( $\lambda_{\alpha}$ ) . . . | 4,73       |
| „ „ niebieskich . . .                    | 3,52—3,75, |

w zależności od natężenia roztworu amoniakalnego tlenku miedziowego.

Czułość mego kompensatora, jak to widać w przytoczonych jego stałych, była bardzo mała. Niezależnie od tego w ogóle kompensator Babinet’a w najprostszej jego postaci (z szeregiem ciemnych i jasnych smug w polu widzenia) nie nadaje się do dokładnego wyznaczania stałych optycznych. Istotnie, obserwacja odbywa się w sposób następujący: sprowadzamy przedewszystkiem (przy skrzyżowanych pryzmatach Nicola) środkową ciemną smugę na przecięcie nici w polu widzenia, posługując się promieniami, wychodzącymi bezpośrednio z kolimatoru; następnie ustawia się lunetę (z Nicolem analizującym i z kompensatorem) na drodze promieni odbitych od zwierciadła badanego. Przekręcając teraz Nicol analizujący dokoła osi lunety, należy zrobić smugę środkową jak najciemniejszą, oraz przekręcając śrubę kompensatora, sprowadzić ją ponownie na przecięcie nici. Ruch śruby kompensatora da nam poszukiwaną różnicę faz  $\Delta$ ; położenie przecięcia głównego Nicola analizującego da nam kąt  $\psi$ ; kąt padania  $\varphi$  odczytujemy na kole spektrometru. Dokładne ustawienie Nicola analizującego w takim położeniu, aby smuga środkowa była jak najciemniejszą, jest nader trudne z powodu, że smuga ta jest widzialna na tle jasnym; dokładne wyznaczenie różnicy faz  $\Delta$  mało czułym kompensatorem jest również bardzo trudne ze względu na nieznaczne ruchy smug w polu widzenia, przy dużych stosunkowo ruchach śruby kompensatora. Nie mogę też przypisywać stałym optycznym, przemennie otrzymanym, wartości większej, aniżeli na to zasługują; przytaczam wartości współczynników załamania dla kilku zwierciadełek. Wybrałem do badań zwierciadła dość grube (nieprzezroczyste), otrzymane na zwierciadlanych płytkach szklanych, zupełnie czyste, bez skaz, jednostajnie na całej powierzchni błyszczące.

| promień czerwone | promień niebieskie |
|------------------|--------------------|
| $n = 2,19$       | 1,84               |
| 2,52             | 1,85               |
| 2,49             | 2,14               |
| 2,24             | 1,78               |
| 2,35             | 1,91               |
| 2,21             | 1,79.              |

Przeciętne:

dla promieni czerwonych  $n = 2,33 \pm 0,06$

„ „ niebieskich  $n = 1,89 \pm 0,05$ .

Jakkolwiek pomiary moje były mało dokładne, z otrzymanych rezultatów wynika jednak niewątpliwie, że osady, otrzymane przez rozpylanie żelaza prądem w warunkach powyżej opisanych, posiadają dyspersję anomalną. Z tego wnioskować możemy — co pozostaje w zgodzie z opisanymi powyżej innymi dostrzeżeniami — że zawartość tlenków żelaza w osadach tych niewielką jedynie być może.

Mam zamiar w najbliższej przyszłości, posługując się doskonalszymi środkami optycznymi, wyznaczyć stałe optyczne otrzymanych przezemnie zwierciadełek dokładniej, aniżeli dotychczas uczynić to byłem w stanie.

Warszawa, w marcu 1905 r.

Pracownia Fizyczna Instytutu Politechnicznego.

WIKTOR BIERNACKI.

## ANALIZATOR PÓŁCIENIOWY W ZASTOSOWANIU DO BADANIA ŚWIATŁA SPOLARYZOWANEGO ELIPTYCZNIE.

~~~~~

Badanie światła spolaryzowanego eliptycznie sprowadza się w zasadzie do wyznaczenia: 1) różnicy faz dwóch drgań wzajemnie prostopadłych w dwóch dowolnych wzajemnie prostopadłych płaszczyznach (np. poziomej i pionowej), które razem dają badane drgania eliptyczne — oraz 2) tak zwanego kąta „przywróconej polaryzacji“, t. j. kąta, zawartego pomiędzy płaszczyzną polaryzacji promieni spolaryzowanych prostolinijnie i dowolną płaszczyzną (np. płaszczyzną poziomą lub też płaszczyzną padania), jakie otrzymujemy, skoro nadamy za pomocą odpowiedniego kompensatora wymienionych drganiom różnicę faz, równą co do wielkości lecz odwrotnego znaku względem tej, jaką posiadają. Do wyznaczania wzmiankowanej różnicy faz posługujemy się kompensatorami (Babinet, Babinet-Soleila<sup>1)</sup>, blaszką łyseczku<sup>2)</sup>). Do wyznaczania kąta „przywróconej polaryzacji“ służy zwykle pryzmat Nicola, jako analizator. Sposób taki, powszechnie niemal dotychczas używany, nie daje dokładnych wartości tego kąta. Posługując się do „przywracania polaryzacji“ zwyczajnym kompensatorem Babinet (z szeregiem ciemnych i jasnych smug w polu widzenia), otrzymywałem często w szeregu następujących po sobie dostrzeżeń różnice w wartościach kąta „przywróconej polaryzacji“, odczytanych na kole pryzmatu Nicola

<sup>1)</sup> P. Drude. Lehrbuch der Optik (Leipzig. 1900, str. 237.

<sup>2)</sup> Wyczerpującą teorię kompensatora łyseczkowego podał G. Horn, „Beiträge zur Kenntniss der Dispersion des Lichtes in absorbirenden Krystallen. Inaug. Dissert. Göttingen. 1898.