Jan Nikliborc.

O ciągłem przejściu od rozładowania jarzącego do łuku.

Über den stetigen Übergang von der Glimm- zu der Bogenentladung.

Zusammenfassung.

Das Thema meiner Arbeit lautet: es ist zu untersuchen, ob es überhaupt nicht möglich sei, durch Steigerung des Druckes einen stetigen Übergang von der Glimm- zur Bogenentladung zu erhalten.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch abgebildet. Eine Quecksilberlampe aus Siborglas mit Eisenanode ist in den Gleichstromkreis eines Hochspannungsdynamos (3 000 V) eingeschaltet; E_1 und E_2 sind elektrostatische Voltmeter, A Amper- bzw. Milliampermeter und R — Widerstand. Das Quecksilber wurde von aussen durch kleine Gasbrenner erwärmt. Die Apparatur war vor den Versuchen sorgfältig von allen Gasresten durch Auspumpen mit einer Diffusionspumpe bei gleichzeitiger Erhitzung befreit worden.

Es wurden gemessen der (regulierbare) Elektrodenabstand (l), der Quecksilberdampfdruck (p), die Elektrodenspannung (V) und die Stromstärke (J).

Die Kathode war anfangs (bei kleineren Drucken) vollständig, dann (bei grösseren) unvollständig mit Glimmlicht bedeckt (normaler Kathodenfall). Fig. 3 stellt einige Momentaufnahmen der Entladung dar; wir sehen, dass, bei konstantem Elektrodenabstand, die kathodischen Teile der Entladung sich mit steigendem Dampfdruck zusammenziehen, die Länge der positiven Säule dagegen wächst (Fig. 3, A, B, C, l_z).

Fig. 2 zeigt die Resultate der Messung der Abhängigkeit der Elektrodenspannung vom Druck, bei $J = 7$ mA (Elektrodenabstand l als Parameter). Der Druck wurde von einigen bis 150 mm Hg variiert.

Aus Fig. 2 und 3 ist ersichtlich, dass:

1. der Säulengradient $\frac{dV}{dl}$, bei J=Const., mit dem Dampfdruck wächst;

2. da die Kurve für $l = 2$ mm (Fig. 2) den fallenden Charakter beibehält, so ist es schon hier wahrscheinlich, dass die Summe der Elektro-

dengefälle mit steigendem Drucke sinkt. Es ist aber nach dem heutigen Stande unserer Kenntnisse bekannt, dass der Anodenfall im Verhältnis zum Kathodenfall klein ist. Der Abfall der Kurve ist also in erster Linie durch Verminderung des Kathodenfalls bedingt.

Die Resultate der Messungen bei $J = 50$, 100 und 1,2 mA stellen Fig. 4, 5 und 6 dar.

Sie erlauben die Abhängigkeit des Säulengradienten im Quecksilberdampf von der Stromstärke (bei konstantem Druck) und von dem Druck (bei konstanter Stromstärke) zu ermitteln, was in Fig. 7 und 8 gezeigt ist.

Fig. 9 enthält die Resultate der Messungen bei noch höheren Dampfdrucken. Die P-V Kurven, welche dem grösseren Elektrodenabstand entsprechen, erweisen sich nur als eine Fortsetzung der vorher besprochenen Kurven. Neu ist hier nur die Kurve, die mit dem Symbol $l = o$ bezeichnet ist. Sie gibt die Spannungswerte bei sehr kleinem Elektrodenabstand, unmittelbar vor der Berührung der Elektroden, an. Es hat sich nämlich gezeigt, dass die Elektrodenspannung bei der Verminderung des Elektrodenabstands bis zu einem gewissen Werte stetig abnimmt, um — bei der Berührung — von diesem Werte plötzlich auf Null herabzusinken; das ist nur bei grösseren Drucken der Fall. Ist der Druck kleiner (Punkt Z), so vermindert sich die Spannung bei Näherung der Elektroden, um kurz vor der Berührung wieder zu wachsen (behinderte Entladung). Bei grösseren Drucken ist die Dicke der kathodischen Entladungsteile so klein, dass diese Erscheinung nicht mehr zu merken ist.

Man kann also, in erster Annäherung, die kleinsten, direkt abgelesenen Spannungswerte dem normalen Kathodenfallwerte gleichsetzen. Der kleinste der so abgelesenen Spannungswerte beträgt bei $p =$ ca 240 mm Hg nur 150 V.

Fig. 10 zeigt die V-l Kurven (p als Parameter), die aus den Spannung-Dampfdruck-Charakteristiken (Fig. 2) berechnet wurden. Aus der Figur kann man durch Extrapolation auf $l = o$ den Kathodenfallwert abschätzen. Es ergibt sich daraus, dass der Kathodenfall mit steigendem Dampfdruck stetig abnimmt.

In Fig. 11 sind die „extrapolierten" (Fig. 10) mit den direkt „abgelesenen" (Fig. 9, $l = o$) Kathodenfallwerten zusammengestellt (⊙ „extrapoliert", × „abgelesen"). Es ergibt sich eine genügende Übereinstimmung.

Ausser der Lampe mit Eisenanode wurde auch eine mit b e i d e n Elektroden aus Quecksilber benutzt (Fig. 1, B). Einige der mit dieser Lampe erhaltenen Messresultate zeigt Fig. 12. Wir sehen daraus, dass der Umstand, dass in der ersten Lampe eine Eisenanode verwendet wurde, keinen wesentlichen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der Entladung ausübt. Auch die Krümmung der positiven Säule ist ohne merklichen Einfluss.

Die Kurve II (Fig. 12) illustriert den Einfluss der Verunreinigung der Quecksilberdampfatmosphäre durch fremde Gase (Luftbläschen).

Aus meinen Versuchen lässt sich auch für die Abhängigkeit des normalen Kathodenfalls von der Stromstärke folgendes entnehmen: bei $p = 100$ mm Hg und $J = 7$ mA erhält man durch Extrapolation auf $l = 0$ den Wert von ca 170 V; für 100 mA dagegen (bei demselben Druck) 190 V. Es ist aber nicht sicher, ob bei grösseren Stromstärken und kleineren Elektrodenabständen nicht eine Art „behinderter Entladung" stattfindet, da das äussere Aussehen der Entladung sich dabei anders gestaltete (Fig. 3, E).

Prof. Reczyński hat in seiner letzten Arbeit [21]) über Quecksilberbogenentladung gezeigt, dass der Spannungsabfall in der Nähe der Kathode mit dem Dampfdruck wächst. Meine Resultate für den Lichtbogen bei $J = 300$ mA sind in Fig. 13 dargestellt. Hier aber ist die Kurve $l = 0$, die ähnlich der Kurve $l = 0$ in der Fig. 9 gemessen wurde, vom Dampfdrucke unabhängig. Die Extrapolation auf $l = 0$ (Fig. 14, strichpunktiert) lässt jedoch erkennen, dass in der Nähe der Kathode ein Spannungsabfall liegt, welcher mit dem Quecksilberdampfdruck wächst. Warum die Spannung bei sehr kleinem Elektrodenabstand unabhängig vom Dampfdruck den Wert von ca 9 V behält, ist noch nicht klar, und erfordert weiterer Untersuchung.

Zusammenfassend sehen wir also, dass der normale Kathodenfall in der Quecksilberglimmentladung mit steigendem Dampfdrucke stetig abnimmt, dagegen im Bogen wächst. Es ist also wahrscheinlich, dass bei genügend hohen Drucken nur eine Form der Entladung existiert.

Meine Ergebnisse erklären auf eine einfache Weise die Resultate Seeligers [4]) über den Übergang der Glimmentladung in die Bogenentladung (Quecksilberkathode in Stickstoff). In der genannten Arbeit war die Kathode zuerst normal, dann, bei Steigerung des Stromes, stieg die Klemmspannung (die ganze Kathode mit Glimmlicht bedeckt, anomaler Kathodenfall), um bald wieder zu sinken. War der Druck des Stickstoffs nicht zu niedrig (ca 100 mm Hg), so verminderte sich wieder die Bedeckung der Kathode, die Klemmspannung sank weiter, bis — infolge mangelnder Stabilität — plötzlich im Inneren der Bedeckung der viel kleinere unruhige Brennfleck, vom für den Lichtbogen typischen Aussehen, entstand. Seeliger schliesst daraus: „Damit ist jedenfalls das Wesentliche, nämlich der Übergang der vollständigen anomalen Kathodenbedeckung in eine wiederum nur teilweise Bedeckung und dies wichtigste Anfangsstadium der Brennfleckentwicklung gegeben".

Nach meinen Ergebnissen ist nun klar, dass dieses „wichtigste Anfangsstadium" mit teilweiser Bedeckung eine normale Glimmentladungs-

kathode war, denn infolge der Steigerung des Quecksilberdampfdruckes in der Nähe der erwärmten Kathode vergrösserte sich die Stromdichte, die Bedeckung der Kathode zog sich zusammen, und die Kathode wurde wieder normal.

Die Verminderung der Klemmspannung war durch die Abnahme des normalen Kathodenfalls mit steigendem Dampfdrucke bedingt.

Auch die Resultate W a r b u r g s [14]) stehen in vollkommener Übereinstimmung mit meinen Ergebnissen, obwohl W a r b u r g aus ihnen ganz andere Schlüsse zieht. Seine Kathodenfallwerte (Quecksilberdampf, Quecksilber als Kathode) sind am Ende meiner Arbeit in einer Tabelle wiedergegeben. Es sind: t die Temperatur des Thermostaten, in welchem sich die Lampe befand, p der Dampfdruck, e Kathodenfall (mit der Sonde gemessen), $E-e$ Potentialdifferenz zwischen Sonde und Anode, I die Stromstärke in Mikroamp.; die Entfernung zwischen der Sonde und der Kathode betrug 22 mm, und zwischen der Sonde und Anode — 34 mm. Der systematische Fehler, den man bei den Sondenmessungen begeht, ist für unsere Zwecke nicht wesentlich, da es sich hier nicht um die absoluten Kathodenfallwerte, sondern nur um den „Gang" der Resultate handelt.

In den ersten sieben Kolonnen sinkt nämlich der Kathodenfall (mit Ausnahme der 5-en Kolonne) von 353 bis 335 V, nur die zwei letzten zeigen eine aus meinen Ergebnissen leicht zu erklärende Abweichung. W a r b u r g selbst schreibt nämlich, dass der Kathodenfall in seinen Versuchen etwas zu hoch bemessen wurde, weil „der Raum zwischen Sonde und Kathode einen nicht unbedeutenden Teil der positiven Bahnstrecke enthält". Für das Anwachsen des an der Säule zwischen Sonde und Kathode liegenden Potentialfalles bei Steigerung des Dampfdruckes lassen sich, nach der Inbetrachtnahme meiner Resultate, folgende zwei Gründe anführen: erstens, wächst der Säulengradient mit dem Dampfdrucke (das kann man auch den durch W a r b u r g zusammengestellten Daten entnehmen; für den in Kol. 7 angegebenen Druck von 5,1 mm ergibt sich ein Gradient von ca 31 V/cm, wogegen bei 14 mm Druck (Kol. 9) der Gradient ca 36 V/cm beträgt); zweitens, vergrössert sich die Länge der positiven Säule mit zunehmendem Dampfdruck (diese Arbeit, Fig. 3, A, B, C). W a r b u r g mass also eine Summe, deren ein Glied — der Potentialfall an der Säule — mit dem Dampfdruck zunahm, während der Wert des anderen — der des Kathodenfalls — abnahm. In den ersten 7 Kolonnen überwiegt der zweite Faktor, in den zwei letzten ist es umgekehrt.

II. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Lemberg.

Eingegangen am 24. März 1931.

§ 1. Wstęp.

1. Wśród zagadnień, tyczących się rozładowań elektrycznych w gazach, na jedno z naczelnych miejsc wysunął się w ostatnich czasach problem stosunku różnych form rozładowań do siebie; w pracy niniejszej w szczególności interesować nas będzie zagadnienie ciągłego przejścia formy zwanej rozładowaniem jarzącem (niemieckie Glimmentladung) w formę, noszącą nazwę łuku elektrycznego (niem. Bogenentladung). [1])

Pierwsze rezultaty w tej dziedzinie uzyskali Mackay i Ferguson [2]); posługiwali się oni elektrodami wolframowemi w atmosferze wodoru, względnie azotu lub argonu i otrzymali t.zw. „zupełne charakterystyki".

Przez charakterystykę rozładowania rozumiemy zależność funkcjonalną napięcia V leżącego na elektrodach od natężenia: $V = f(J)$; dodatek „zupełna" oznacza, że dana charakterystyka obejmuje dwie formy rozładowania — w danym wypadku rozładowanie jarzące i łuk, — że zatem zawiera przejście jednej formy w drugą. Przejście to może nie być ciągłe, t. zn., że zmieniając w sposób ciągły jeden z parametrów np. natężenie, uzyskujemy, przy pewnej jego wartości, nieciągłą zmianę drugiego (napięcia), przyczem zachodzi przejście jednej formy w drugą.

Również wolframowemi elektrodami posługiwał się Seeliger, [3]) który obserwował ciągłe przejście rozładowania jarzącego w łuk w atmosferze wodoru o ciśnieniu 400 mm *Hg*. Z wykonanych równocześnie pomiarów temperatury katody — którą stanowiła kulka o średnicy 3 mm — wynika, że w dziedzinie przejścia jednej formy w drugą temperatura katody była wysoką (około 2 000° *K*).

O rozwoju łuku z rozładowania jarzącego traktuje również praca wykonana przez Seeligera wspólnie z J. Schmekelem, [4]) w której katodą była rtęć, a jako gazu wypełniającego lampę użyto czystego azotu, względnie jednego z gazów szlachetnych. Przy użyciu wysokich sił elektromotorycznych (około 6 500 V) udało się tym autorom zaobserwować następujące zjawisko: początkowo tylko część powierzchni katody pokryta była rozładowaniem, a spadek katodowy był normalny. *) Gdy w miarę wzrostu natężenia prądu całkowita powierzchnia katody została objęta rozładowaniem, napięcie leżące na elektrodach poczęło wzrastać, gdyż spadek katodowy stał się anormalny; wkrótce jednak napięcie poczęło spadać i — o ile ciśnienie gazu nie było zbyt niskie (około 100 mm *Hg*) — przy natężeniu prądu około 10 mA powierzchnia katody pokryta rozładowaniem poczęła się znów zmniejszać, aż w końcu, z powodu braku dostatecznej stabilizacji, na powierzchni katody wytworzyła

*) patrz niżej.

się nagle znacznie mniejsza plamka katodowa o typowym wyglądzie. Autorowie, opisując powyższe obserwacje, konkludują: „damit ist jedenfalls das wesentliche, nämlich der Übergang der vollständigen anomalen Kathodenbedeckung in eine wiederum nur teilweise Bedeckung und dies wichtigste Anfangsstadium der Brennfleckentwicklung gegeben".

W pracy ogłoszonej później, Seeliger[5]) na gruncie swoich dalszych badań nad łukiem twierdzi jednak, że forma łuku, jaka się wytworzyła w opisanem poprzednio doświadczeniu, nie odpowiada „zwyczajnemu" łukowi, lecz stanowi pewną nową, zagadkową w swoim mechanizmie formę łuku.

Najgruntowniejsze i najbardziej systematyczne badania nad ciągłem przejściem rozładowania jarzącego w łuk przeprowadził Wehrli.[6]) [7]) Posługiwał się on również elektrodami wolframowemi (katodą był pręt o średnicy 1,7 mm zaokrąglony na końcu, lub kulka o średn. 1,81 mm osadzona na cienkim pręciku) w atmosferze azotu i stwierdził, że powyżej ciśnienia 181 mm *Hg* przejście jest zupełnie ciągłe, niezależnie od długości rozładowania; poniżej 104 mm *Hg* natomiast odbywa się w sposób nieciągły. Z przeprowadzonych przez niego pomiarów temperatury katody i spadku katodowego (sondą) wynika, że ze wzrostem natężenia prądu temperatura katody rośnie (do dwóch tysięcy kilkuset stopni Kelvina), a spadek zmniejsza się, dążąc od wysokich wartości w rozładowaniu jarzącem do niskich w łuku.

2. Rozważając zagadnienie ciągłego przejścia rozładowania jarzącego w łuk, musimy rozpatrzyć w pierwszym rzędzie zjawiska katodowe, gdyż tam tkwi źródło różnicy między obu formami. Sprawa teoretycznego ujęcia zjawisk, odgrywających się na katodzie i w jej najbliższem sąsiedztwie, napotyka dotychczas na nieprzezwyciężone trudności. Nie brak wprawdzie prób w tym kierunku; na szczególną uwagę zasługują zwłaszcza prace Comptona,[8]) Wehrli[9]) oraz Thomsona[10]); wszystkie one jednak są oparte na dowolnych założeniach i daleko idących uproszczeniach, tak, że mogą być traktowane jedynie jako pierwsze próby ilościowego ujęcia zagadnienia. Z jednej strony bowiem brak nam dotychczas dostatecznych danych empirycznych, dotyczących mechanizmu zjawisk katodowych — wszak nie wiemy dotychczas nawet czy emisja elektronów z katody jest wynikiem oddziaływania czynników termicznych, czy też pozostaje w związku z silnem polem elektrycznem skupionem koło katody[11]) (spadek katodowy), — z drugiej zaś strony nasza dotychczasowa znajomość procesów elementarnych (mechanizm zderzeń, prawdopodobieństwo wzbudzenia względnie jonizacji przy zderzeniu etc.) jest jeszcze dziś zbyt znikoma, by móc już obecnie ująć teoretycznie te niewątpliwie bardzo skomplikowane zjawiska, jakie się odbywają na katodzie i w jej najbliższem otoczeniu.

Wysoki stopień komplikacji zjawisk zachodzących w rozładowaniach elektrycznych w gazach zawdzięcza w znacznej mierze swoje pochodzenie silnemu zazębianiu się we wzajemnem oddziaływaniu dwóch czynników: pola elektrycznego na cząstki elektrycznie naładowane i odwrotnie; jeżeli bowiem rozkład pola elektrycznego wyznacza i warunkuje ruch nośników elektryczności, to z drugiej strony każda cząstka elektrycznie naładowana wytwarza swoje własne pole elektryczne. Rezultat tego jest taki, że pole między elektrodami jest wynikiem superpozycji dwóch pól: zewnętrznego, oraz pola, wytworzonego przez nośniki elektryczności.

Można uważać za dostatecznie ugruntowane doświadczalnie mniemanie, że drugi z wymienionych czynników odgrywa rolę bardzo istotną, i że on właśnie jest odpowiedzialny za silny spadek napięcia skupiony około katody. Zdążające bowiem w kierunku pola elektrycznego jony dodatnie wytwarzają około katody nabój przestrzenny dodatni, który (według prawa Poissona) warunkuje powyższy spadek.

Jeżeli, w rozładowaniu jarzącem, nie cała powierzchnia katody pokryta jest warstewką świecącą, wtedy gęstość prądu na katodzie nie zależy (w pierwszem przybliżeniu) od natężenia prądu, a katoda nosi nazwę „normalnej", spadek zaś napięcia około niej skupiony, „normalnego spadku katodowego".

Otóż dotychczas panuje w literaturze naukowej pogląd, że normalny spadek katodowy jest dla danego układu metal — gaz wielkością stałą, niezależną od ciśnienia gazu i od natężenia prądu, o ile oczywiście prąd jest na tyle słaby, że nie rozżarza katody, wtedy bowiem termiczna emisja elektronowa obniża przestrzenny ładunek dodatni. Ponieważ cechą charakterystyczną rozładowania jarzącego jest jego wysoki — w porównaniu z łukiem — spadek katodowy, zatem, chcąc w sposób ciągły przejść od jednej formy do drugiej, należy spadek katodowy sprowadzić z wysokich wartości w rozładowaniu jarzącem — w sposób ciągły — do niskich wartości charakterystycznych dla łuku. W pracach Wehrli[6])[7]) i w pracy Seeligera[3]) z wolframem w atmosferze wodoru, cel został osiągnięty właśnie przez doprowadzenie katody do żaru (prądem własnym). Przejście dokonywało się tu zatem przez zwiększanie prądu rozładowania.

W jednej z nowszych swoich prac Güntherschulze[12]) stwierdził po raz pierwszy, używszy żelaznej katody (o 11 cm średnicy i 3 cm grubości), że normalny spadek katodowy może zależeć od ciśnienia gazu (używał gazów szlachetnych, powietrza, tlenu, azotu lub wodoru). Stwierdził on mianowicie, że ze zmniejszaniem się ciśnienia normalny spadek katodowy — mierzony metodą „przeszkodzonego rozładowania" (niem.

behinderte Entladung) [13]) — wzrasta, że jednak ta dziedzina zmienności spadku leży głównie przy ciśnieniach rzędu 1 mm *Hg* i niższych; badania przeprowadzał Günthersch ulze przeważnie w granicach kilku lub kilkunastu mm ciśnienia, a powyżej dwudziestukilku wogóle nie dochodził.

W pracy niniejszej, której przedmiotem było badanie rozładowań w atmosferze pary rtęci w zakresie ciśnień od kilku do kilkuset mm *Hg* stwierdziłem, że normalny spadek katodowy w rozładowaniu jarzącem w szerokich granicach zależy od ciśnienia; udało mi się doprowadzić napięcie leżące na elektrodach rozładowania do 150 woltów (przy ciśnieniu około 240 mm *Hg*), podczas gdy w tablicach umieszczonych w „Handbuch der Experimentalphysik" i „Handbuch der Physik", oraz u Seeligera [1]) figuruje wartość 340 woltów jako wartość normalnego spadku katodowego dla pary rtęci i katody rtęciowej. Wartość ta zaczerpnięta jest z pracy Warburga, pochodzącej z r. 1890; [14]) od tego czasu — o ile mi wiadomo — nikt tą kwestją się już nie zajmował.

Zależność spadku katodowego od ciśnienia otwiera pewne nowe perspektywy w badaniach przejścia rozładowania jarzącego w łuk. Ze wzrostem bowiem ciśnienia rośnie gęstość prądu, a zatem zmniejsza się — przy stałem natężeniu prądu — powierzchnia katody pokryta rozładowaniem. Powstaje zatem zagadnienie, czy, zachowując stałe natężenie prądu, nie uda się, zwiększając ciśnienie zmniejszyć spadku katodowego do wartości charakterystycznych dla łuku.

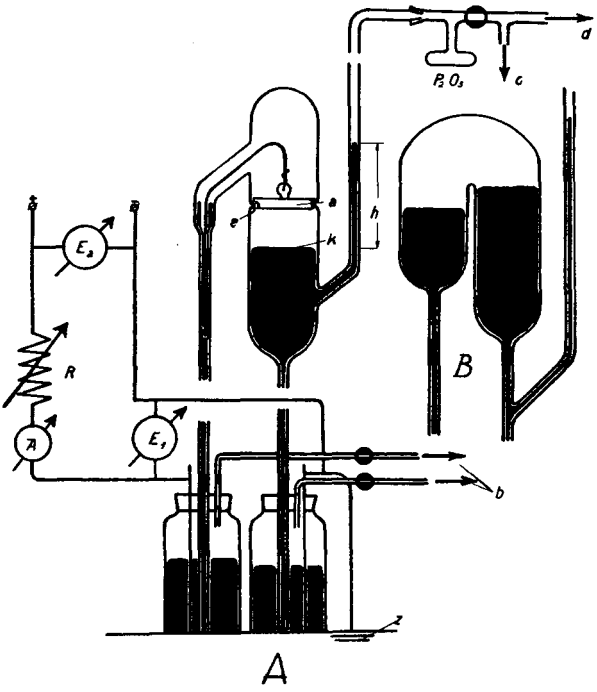
Do oceny wartości spadku katodowego najstosowniejszą z pośród istniejących metod wydawała się w zastosowaniu do moich pomiarów metoda zmiennej odległości elektród, pochodząca od Kirkby. [15]) Opiera się ona na założeniu, że przy dostatecznie dużej odległości elektród zmiana ich odległości pociąga za sobą tylko zmianę w długości zorzy, pozostaje natomiast bez wpływu na zjawiska zachodzące przy elektrodach, w szczególności zaś na rozkład pola elektrycznego w ich najbliższem sąsiedztwie. Metoda ta daje właściwie tylko sumę spadków na elektrodach; wyczerpującą dyskusję zawiera § 6.

Jako uboczny rezultat pomiarów uzyskałem wartości gradientu zorzy dodatniej dla pary rtęci przy różnych ciśnieniach i natężeniach prądu. (Dla takich właściwie pomiarów została ta metoda przez Kirkby wypracowana i do takich zastosowana). Prac zajmujących się zależnością gradientu od ciśnienia, natężenia prądu, przekroju rury etc. istnieje dużo; są one wyczerpująco omówione we wspomnianym już Hb. d. Exp.-phys., [1]) do którego też po dokładniejsze informacje czytelnika odsyłam.

§ 2. Opis aparatury.

Schemat aparatury użytej do pracy przedstawia rys. 1.

Jako źródło prądu stałego służyła przetwornica, mogąca dostarczać prądu o maksymalnem natężeniu $J=0{,}6$ A i o napięciu regulowalnem w granicach od kilkuset do trzech tysięcy woltów. Napięcie na biegunach maszyny mierzyłem elektrostatycznym woltomierzem E_2 (rys. 1); R oznacza opór stabilizacyjny, A amperomierz względnie miliamperomierz, E_1 również elektrostatyczny woltomierz o pojemności 80 cm, mierzący napięcie leżące na lampie. Ujemny biegun maszyny, katoda lampy, jedna spinka woltomierza, oraz jego osłona, były stale uziemione.



Rys. 1.

Lampa o średnicy 25 mm była zlutowana ze szkła siborowego i posiadała anodę żelazną, katodę zaś z rtęci, która była czyszczona przez przepuszczenie w stanie rozdrobnionym przez słup zakwaszonego roztworu azotanu rtęciowego, a następnie przez destylację pod zmniejszonem ciśnieniem. Ustalania odległości elektród dokonywałem przez regulowanie ciśnienia powietrza w pomocniczym zbiorniku z rtęcią, łącząc go *(b)* bądź to z atmosferą, bądź też z próżnią; w rtęci tej zanurzony był drut żelazny stanowiący doprowadzenie prądu; drugi taki zbiornik (na rysunku lewy) służył tylko jako kontakt dla żelaznej anody. Prężność pary rtęci, ogrzewanej z zewnątrz małemi palnikami gazowemi, mierzyłem przy pomocy słupa rtęci h, który stanowił zarazem oddzielenie przestrzeni do rozładowań od reszty aparatury.

Do wytwarzania próżni wstępnej w aparaturze służyła pompa kapslowa Gaedego, próżnię wysoką natomiast uzyskiwałem przy użyciu pompy dyfuzyjnej *(d)*; dla kontroli próżni posługiwałem się manometrem Mc. Leoda *(c)*; pomiary podjąłem dopiero po uprzedniem wygrzaniu

lampy z zewnątrz palnikiem Bunsena i paleniu przez pewien czas rozładowania jarzącego, pompując pompą dyfuzyjną, aż do uzyskania trwałego „Klebevacuum".

Na rysunku naszkicowana jest również druga lampa *(B)* czysto rtęciowa, załączana i używana analogicznie do pierwszej. Ujemną jej stronę stanowiło zakrzywienie, niepozwalające na dokładny pomiar długości rozładowania; lampa ta była ogrzewana nasuniętym na nią piecykiem elektrycznym, co uniemożliwiało rzucenie obrazu na ekran, dla pomiaru jego długości; można było mierzyć tylko różnicę długości dwóch rozładowań, co dla pewnych celów wystarczało.

§ 3. Sposób przeprowadzania pomiarów.

Systematyczne pomiary przeprowadzałem w sposób następujący: ogrzewałem lampę powoli, utrzymując przy wzrastającej prężności stałą odległość elektród przez regulację ciśnienia w pomocniczych zbiornikach; do pomiaru odległości elektród służyła metalowa podziałka milimetrowa, umieszczona pionowo tuż koło lampy w ten sposób, by można było na niej równocześnie odczytać w milimetrach słupa rtęci prężność pary rtęci, panującą w lampie. Poczynając od małych prężności (kilka mm *Hg*) odczytywałem napięcie leżące na elektrodach, regulując uprzednio — o ile zaszła tego potrzeba — natężenie prądu, które podczas pomiarów utrzymywałem na stałej wysokości.

W ten sposób zdejmowałem charakterystykę $V = f(p)$, odległość l oraz natężenie $J = \text{constans}$; po dokonaniu jednej takiej serji pomiarów pozostawiałem lampę do ostygnięcia, poczem sprawdzałem próżnię i przystępowałem do następnej serji, zmieniając jeden z parametrów: l albo J; w rezultacie uzyskałem szereg krzywych przedstawiających zależność napięcia od prężności, dla różnych l oraz J.

§ 4. Dokładność pomiarów.

Górna granica błędu w pomiarach odległości oraz prężności nie przekraczała 1 mm długości, względnie prężności pary rtęci, o ile rozładowanie paliło się spokojnie; przy wyższych prężnościach, czasem, z powodów bliżej mi nieznanych, rozładowanie paliło się niespokojnie, co pociągało za sobą wahania w prężności, a w związku z tem i w odległości elektród; dokładność wtedy była mniejsza.

Napięcie mierzyłem z dokładnością do 1 wolta, z tem samem jednak zastrzeżeniem, które sformułowałem poprzednio.

Natężenie prądu było naogół łatwo utrzymać na stałej wysokości, a te drobne wahania, które miały miejsce, nie odgrywały praktycznie żadnej roli.

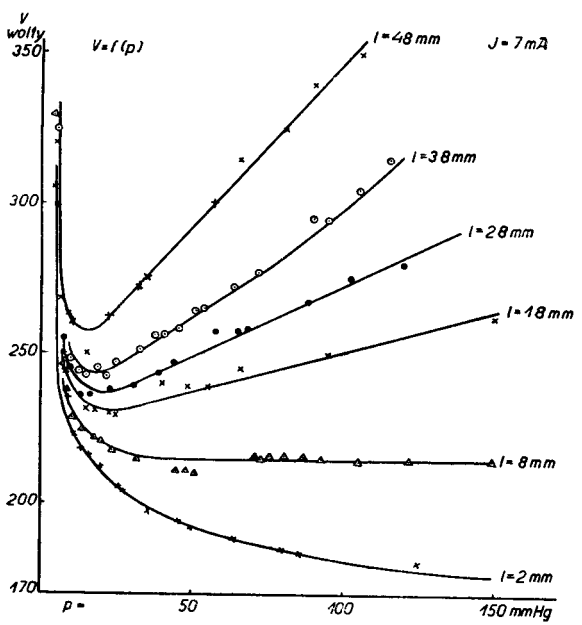
§ 5. Odtwarzalność rezultatów.

Celem zbadania odtwarzalności krzywych powtórzyłem kilka seryj pomiarów, przyczem okazało się, że odtwarzalność jest zadowalająca; duży wpływ na uzyskiwane rezultaty mają drobne zanieczyszczenia atmosfery pary rtęciowej przez przymieszki obcych gazów np. powietrza, co będzie omówione w § 6.

§ 6. Rezultaty pomiarów.

1. W tablicy 1 są zestawione rezultaty pomiarów zależności napięcia V na elektrodach od prężności p w granicach od kilku do stukilkudziesięciu mm Hg, przy natężeniu $J = 7$ mA, dla różnych długości rozładowania. Graficznie zależność powyższą przedstawia rys. 2. Przy prężnościach małych katoda była anormalna, to znaczy, że gęstość prądu zależną była od jego natężenia; już jednak przy prężności kilkunastu milimetrów Hg, tylko część powierzchni katody była pokryta warstewką świecącą, co oznacza, że katoda z anormalnej stawała się normalną; w miarę wzrostu prężności gęstość prądu rosła, warstewka katodowa skupiała się, zmniejszając swoją powierzchnię.

Ze wzrostem prężności zmieniał się również wygląd innych części rozładowania (rys. 3); części katodowe, początkowo dobrze wykształcone i wyraźnie od siebie przestrzennie oddzielone (A, B), zmniejszały swą długość, przy stałej zatem odległości elektród długość zorzy rosła (l_z), równocześnie rozładowanie skupiało się coraz więcej w jedną świecącą nić rozpłaszczającą się około katody w warstewkę katodową (D); przy wyższych prężnościach długość części katodowych była tak małą (C, D), że praktycznie możnaby było długość zorzy przyjąć jako równą odległości elektród, gdyby zorza przebiegała pionowo od anody do katody; w rzeczywistości jednak, przy większych odległościach elektród, zorza niejedno-



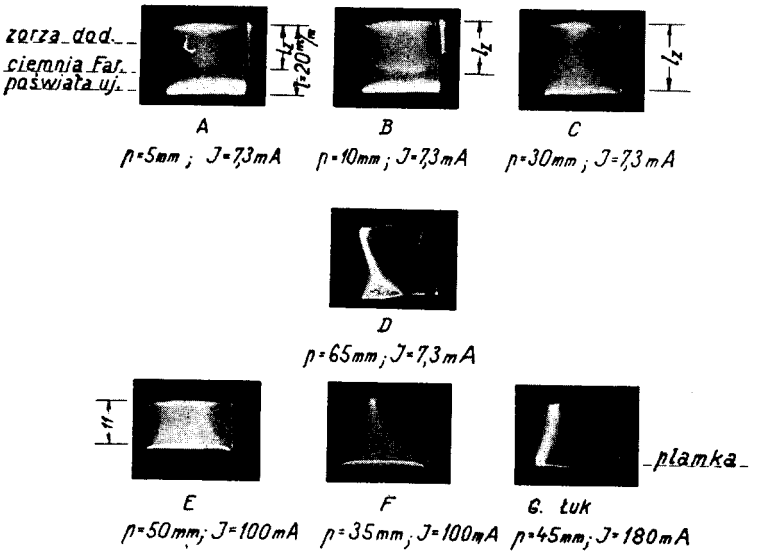
Rys. 2.

Tablica 1.

l = 48 mm		l = 38 mm		l = 28 mm		l = 18 mm		l = 8 mm		l = 2 mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
5	320	5	325	2	450	8	244	2	390	4	305
9	263	10	248	5	290	11	237	4	330	6	268
10	260	13	244	8	255	15	231	7	246	9	235
15	250	15	243	10	245	18	231	9	238	11	223
22	262	19	245	13	236	23	230	11	229	13	218
32	272	22	242	16	236	25	229	14	225	16	216
35	275	25	247	22	237	40	240	18	222	20	212
57	300	33	251	31	239	49	238	20	221	26	205
65	315	38	256	39	243	55	239	24	218	28	204
80	325	41	256	44	247	66	245	32	215	36	197
90	340	46	258	58	257	95	250	45	211	46	194
105	350	51	264	65	257	150	262	48	211	50	192
		54	265	68	258			51	210	64	188
		64	272	88	267			71	216	80	184
		72	277	102	275			73	215	86	183
		90	295	120	280			76	216	129	180
		95	295					81	216	150	175
		105	305					87	216		
		115	315					93	215		
								105	214		
								122	215		
								150	215		

krotnie biegła ukośnie przez przestrzeń do rozładowań (D), co powodowało oczywiście fakt, iż jej długość była większa od odległości elektród; wynikały stąd pewne błędy w pomiarach napięcia — zawsze w kierunku zbyt wysokich napięć — gdyż długość rozładowania przyjmowałem zawsze jako równą odległości elektród; wielkość popełnionych w ten sposób błędów wzrastała naogół ze wzrostem odległości elektród, oraz gradientu zorzy $\frac{dV}{dl}$; w warunkach moich doświadczeń nie przekraczała ona jednak, w najniekorzystniejszych nawet warunkach, wartości kilku woltów.

Z przebiegu krzywych rys. 2 wynika następujący wniosek: ponieważ odstęp dwu sąsiednich krzywych — odpowiadający różnicy długości rozładowania równej 1 cm — wzrasta ze wzrostem prężności pary rtęci, zatem gradient zorzy $\frac{dV}{dl}$ przy stałem natężeniu wzrasta ze wzrostem ciśnienia.



Rys. 3.

Krzywa dolna odpowiada odległości elektród $l = 2$ mm; ważnem jest, iż zachowuje ona przez cały swój przebieg charakter spadający, podczas gdy krzywe, odpowiadające większym odległościom, z początku spadają, poczem po przejściu przez minimum wzrastają. Już tu zatem nasuwa się przypuszczenie, że suma spadków napięcia skupionych koło katody i anody zależy od ciśnienia, a mianowicie zmniejsza się z jego wzrostem. Przebieg zatem krzywych rys. 2 wynikałby ze współdziałania dwóch czynników: 1. ze zmniejszania się spadku napięcia skupionego koło elektród, oraz 2. ze wzrostu napięcia leżącego na zorzy; pierwszy z tych czynników działa w kierunku przeciwnym niż drugi; w przypadku krzywej $l = 2$ mm wpływ spadku napięcia na elektrodach przeważa, z powodu krótkości zorzy, nad wpływem wzrostu napięcia na zorzy, wskutek czego całkowite napięcie zmniejsza się ze wzrostem prężności. Przy większych odległościach natomiast zorza jest długa i spadek napięcia na elektrodach jest całkowicie maskowany wzrostem na zorzy.

Mówiłem tu o sumie spadków na elektrodach; składa się on ze spadku przy katodzie i przy anodzie. Pomiary spadku anodowego dla

rtęci, głównie w łuku, przeprowadzone były przez różnych autorów; [16]) [17]) w ostatnich czasach — metodą kalorymetryczną — przeprowadzał takie pomiary J. K a w a. [18]) Prowadzą one wszystkie do wniosku, iż spadek anodowy nie przekracza kilku woltów; pomiary te jednak nie obejmują zależności spadku anodowego od prężności: jeżeli on zwiększa się ze wzrostem prężności, to, a fortiori, zmniejsza się spadek katodowy, gdyż suma się zmniejsza; pozostaje zatem do rozważenia ewentualność, czy spadek anodowy nie zmniejsza się i nie staje się ujemnym; to ostatnie przypuszczenie nie jest wykluczone, gdyż występowanie, w pewnych warunkach, ujemnych pól elektrycznych w rozładowaniach zostało niejednokrotnie stwierdzone; [19]) wydaje się ono jednak mało prawdopodobne. Z prawa P o i s s o n a wynika bowiem, że mogłoby tak być wtedy, gdyby około anody zgromadził się nabój przestrzenny dodatni; C o m p t o n [8]) oblicza, że w łuku — w którym przecież mechanizm anodowy jest taki sam, jak w rozładowaniu jarzącem — zaledwie kilka tysiącznych całkowitego prądu zawdzięcza swe pochodzenie nośnikom dodatnim, prawie cały zatem prąd jest prądem elektronowym; jeżeli więc nawet jego obliczenia są przesadzone, to mimo tego można się spodziewać, że, jakkolwiek ruchliwość elektronów jest duża w porównaniu z ruchliwością jonów dodatnich, to jednak w każdym momencie czasu będzie około anody istniała dostatecznie gęsta chmura elektronów, by skompensować istniejący tam przestrzenny ładunek dodatni.

Najprawdopodobniejsze jest zatem przypuszczenie, że spadek anodowy, pozostając dodatnim, nie osiąga większych wartości, tak, że zmniejszanie się sumy napięć leżących na elektrodach tłumaczy się w pierwszym rzędzie zmniejszaniem się spadku przy katodzie.

Rezultaty pomiarów zależności napięcia od prężności dla większych prądów są zestawione w tablicach 2 i 3, oraz na rys. 4 i 5. Rys. 4 i tablica 2 odpowiadają natężeniu $J = 50$ mA, rys. 5 zaś oraz tablica 3 natężeniu $J = 100$ mA.

T a b l i c a 2.

$l = 18$ mm		$l = 18$ mm		$l = 8$ mm		$l = 2$ mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
18	295	20	270	20	285	17	273
25	250	31	239	30	245	22	240
29	245	37	233	38	234	26	227
36	237	39	232	41	222	30	218
39	235	47	230	49	222	34	215

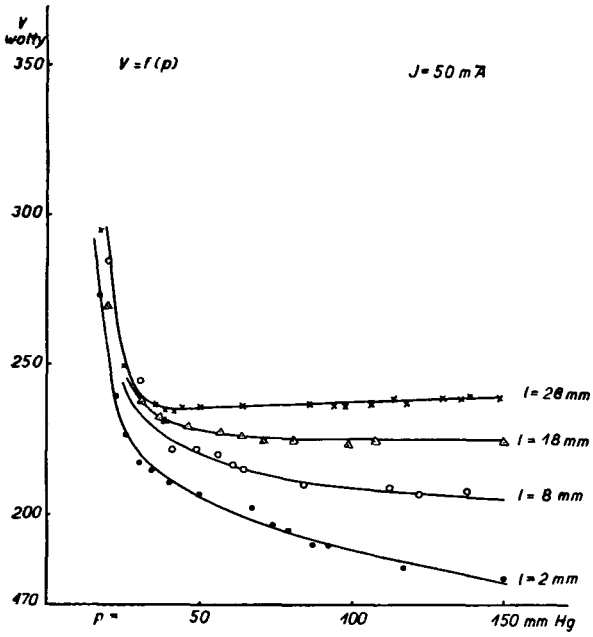
Tablica 2 (dokończenie).

$l = 28$ mm		$l = 18$ mm		$l = 8$ mm		$l = 2$ mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
42	235	57	228	56	220	40	211
44	236	64	227	61	217	50	207
50	236	71	225	64	215	67	202
64	237	81	225	84	210	74	197
86	237	98	224	112	209	79	195
94	236	108	225	122	207	87	190
98	236	150	225	138	208	92	190
106	237					117	182
114	239					150	178
118	237						
130	239						
136	239						
139	240						
148	239						

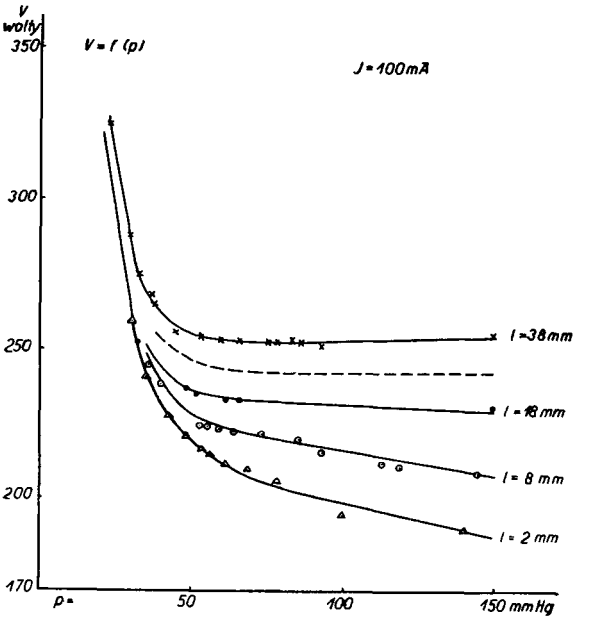
Tablica 3.

$l = 38$ mm		$l = 18$ mm		$l = 8$ mm		$l = 2$ mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltow	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
23	325	32	252	36	245	30	260
30	288	48	237	40	239	35	242
33	275	51	235	53	225	42	228
37	268	61	233	55	225	48	221
38	265	66	233	59	224	53	217
45	256	150	230	64	223	56	215
53	254			73	222	61	212
60	253			85	220	68	210
66	253			93	216	78	206
76	252			113	212	100	195
78	252			119	211	140	190
83	253			145	209		
86	252			155	208		
93	251						
150	255						

Charakter krzywych jest podobny do omówionych poprzednio, leżą one jednak w dziedzinie większych ciśnień „gęściej" niż poprzednie, co wskazuje na istnienie zależności gradientu zorzy od natężenia prądu. Napięcie, odpowiadające odległości $l=2$ mm, i tu wciąż zmniejsza się ze wzrostem prężności, z powodu jednak dużego w porównaniu z poprzedniem natężenia prądu, katoda dopiero przy kilkudziesięciu mm *Hg* stawała się normalną. Przy natężeniu 100 mA rozładowanie jarzące, przy ciśnieniach przekraczających 100 mm *Hg*, częstokroć samorzutnie przechodziło w łuk, czemu towarzyszył nieznaczny wzrost natężenia prądu i silny spadek napięcia.



Rys. 4.



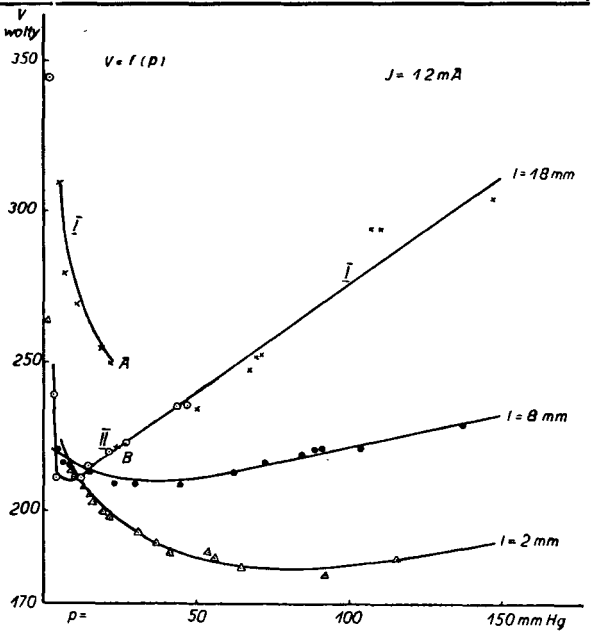
Rys. 5.

Pomiary przy prądach rzędu jednego mA są zestawione na rys. 6, oraz w tablicy 4. Praca w tej dziedzinie natężeń była bardzo utrudniona; przy prężnościach wysokich rozładowanie paliło się niespokojnie, przy niskich natomiast, odtwarzalność rezultatów pozostawiała nieco do życzenia. Krzywe oznaczone symbolami I (krzyżyki) i II (kółka) odpowiadają obie tej samej odległości elektród, dopiero jednak od

Tablica 4

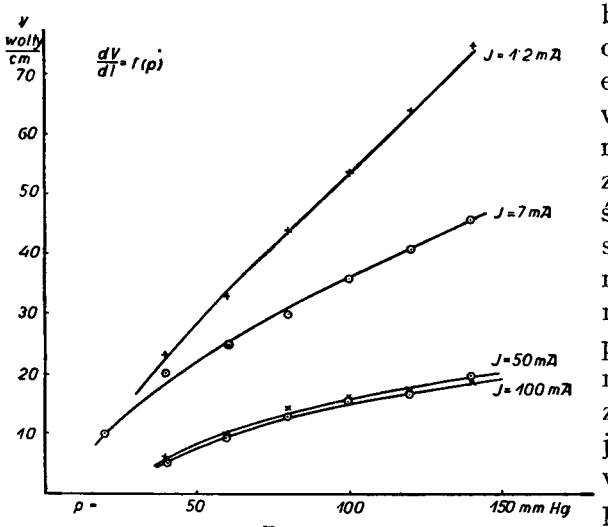
l = 18 mm		l = 18 mm		l = 8 mm		l = 2 mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
5	305	1	345	4	222	1	265
7	280	3	240	7	217	5	222
11	270	4	212	9	216	9	214
19	255	8	208	15	214	10	213
22	250	12	212	23	210	13	209
24	220	15	216	30	210	15	206
50	235	21	221	45	210	16	204
68	248	27	224	63	214	19	201
70	252	44	236	73	217	21	200
71	253	47	237	85	220	31	194
108	295			90	222	37	190
111	295			91	222	41	187
148	305			104	222	54	187
				138	230	56	185
						65	182
						92	180
						116	185

prężności dwudziestu kilku mm Hg przebieg ich jest zgodny; krzywa I przedstawia najprawdopodobniej inną formę rozładowania, która w punkcie A, w sposób nieciągły, przeszła w „zwyczajną", podczas gdy w przypadku krzywej II od samego początku rozwinęła się forma trwała i w warunkach wyższych prężności. Przeskok w punkcie A (do punktu B) zależał — być może — od użycia innej siły elektromotorycznej w przypadku krzywej I, gdyż jak wykazał Kaufmann [20]),



Rys. 6.

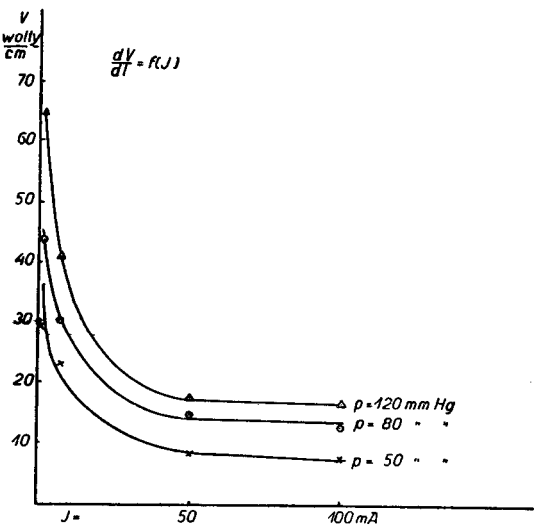
trwałość pewnej formy rozładowania zależną jest od wartości siły elektromotorycznej, tak że postać nietrwała w pewnych warunkach może być trwałą, jeżeli użyjemy odpowiednio wysokiej siły elektromotorycznej, i oczywiście odpowiedniego oporu stabilizacyjnego. Dla zagadnienia, któremu poświęcona jest praca niniejsza, najważniejsze są jednak te rezultaty, które odnoszą się do wysokich prężności, a w tej dziedzinie nieodtwarzalności nie zauważyłem. Ciekawem jest, że tu i krzywa odpowiadająca $l = 2$ mm po przejściu przez minimum znowu wzrasta, co dowodzi, że dla małych natężeń gradient zorzy osiąga przy większych prężnościach duże wartości.



Rys. 7.

Zależność gradientu od prężności przy stałem natężeniu J, oraz od natężenia J przy stałej prężności p, obliczoną na podstawie dotychczas omówionych pomiarów przedstawiają rys. 7 i 8.

Wszystkie pomiary, które dotychczas omówiłem, były wykonane w granicach prężności od kilku do stukilkudziesięciu mm Hg. Omówię obecnie rezultaty uzyskane w dziedzinie wyższych prężności przy natężeniu prądu $J = 10$ mA; do tych pomiarów odnoszą się tablica 5 i rys. 9.



Rys. 8.

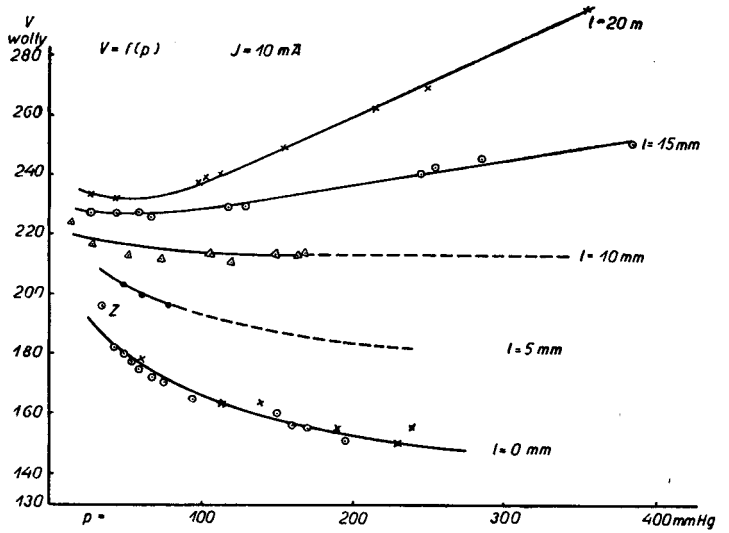
Krzywe odpowiadające większym odległościom są tylko kontynuacją poprzednich i zasadniczo nowych rezultatów nie przynoszą. Nową jest natomiast krzywa oznaczona symbolem $l = o$. Na rysunku zaznaczone są krzy-

Tablica 5.

$l = 20$ mm		$l = 15$ mm		$l = 10$ mm		$l = 5$ mm		$l = 0$ mm		$l = 0$ mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
28	233	24	227	15	224	50	203	60	178	35	196
45	232	45	227	30	217	62	200	115	163	43	182
50	231	60	227	53	213	80	197	140	164	50	180
99	237	67	225	75	212			190	155	55	177
103	239	118	229	106	214			230	150	60	175
113	240	130	229	122	210			240	155	68	172
155	249	245	240	150	214					75	170
215	262	255	242	164	213					95	165
250	269	285	245	168	214					150	160
355	295	385	250							160	156
										170	155
										195	151

żykami i kółkami rezultaty dwóch seryj pomiarów, gdyż, ze względu na ważność uzyskanych tu wyników, pomiary przeprowadzałem dwukrotnie.

Wykonywałem je w następujący sposób: zmniejszając powoli odległość elektród przez ostrożne studzenie lampy, obserwowałem napięcie na elektrodach; okazało się, że w miarę zmniejszania się odległości elek-



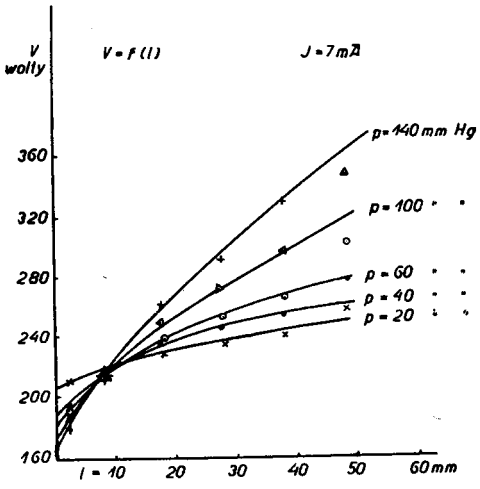
Rys. 9.

tród napięcie zmniejszało się, aż do momentu kontaktu; notowałem właśnie napięcie tuż przed kontaktem elektród i te właśnie wartości stanowią punkty wspomnianej krzywej.

Zjawisko przebiegało jednak w sposób opisany tylko przy większych prężnościach; przy mniejszych było inaczej (punkt *Z*): początkowo zmniejszaniu się długości rozładowania towarzyszył spadek napięcia, przed momentem kontaktu jednak napięcie znowu wzrastało; tłumaczy się to w ten sposób, że przy mniejszych prężnościach i bardzo małych odległościach miało miejsce t. zw. „rozładowanie przeszkodzone" (niem.: behinderte Entladung), ponieważ części katodowe rozładowania nie mogły się wykształcić. Przy większych prężnościach zjawisko to nie występowało, gdyż — jak o tem mówiłem już poprzednio — ze wzrostem prężności zmniejszała się długość części katodowych rozładowania, wtedy zatem strefa, w której należało umieścić anodę, by rozładowanie stało się „przeszkodzonem", była tak krótka, że praktycznie nie dała się oddzielić od strefy, w której zachodził już kontakt elektród.

Otóż przyjmując, że długość zorzy równała się zeru, można odczytane napięcia uważać za sumę spadków przy elektrodach, względnie, w pierwszem przybliżeniu, za spadek napięcia przy katodzie; jak widać z tablicy i z wykresu, najniższa wartość napięcia do jakiej udało mi się na tej drodze dojść wynosi 150 woltów dla prężności 230 mm *Hg*.

Prócz sposobu powyższego, sposobu bezpośredniego pomiaru, zastosuję dla oszacowania sumy spadków napięcia na elektrodach metodę ekstrapolacji na podstawie krzywych omówionych poprzednio, a przedstawionych na rys. 2. Odnoszą się one do natężenia 7 mA, ta drobna jednak różnica jest bez znaczenia, gdyż, według dotychczasowych badań, zależność sumy spadków od natężenia nie jest wybitna (patrz niżej).

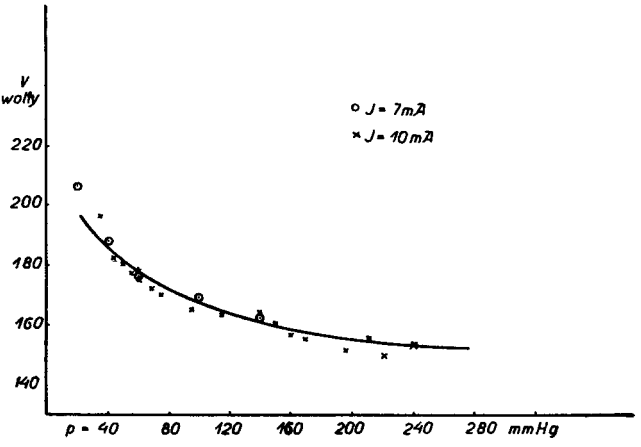


Rys. 10.

Otóż krzywe z rys. 2 pozwalają na wykreślenie zależności $V = f(l)$, przyczem prężność p jest parametrem zmiennym; przedstawia to rys. 10. Pomiary były robione dla długości $l = 2, 8, 18, 28, 38, 48$ mm, a zatem ekstrapolacja do zera nie przedstawia się zbyt ryzykownie, zwłaszcza, że „zagęszczenie" pomiarów jest właśnie największe dla małych odległości; jak z rysunku wynika, po odrzuceniu napięcia leżącego na zorzy, na sumę spadków napięcia leżącego na elektro-

dach uzyskujemy wartości zmniejszające się ze wzrostem ciśnienia.

Jest oczywiście interesującem porównać rezultaty uzyskane drogą bezpośredniego odczytu z uzyskanemi ekstrapolacyjnie; zestawienie obu seryj wartości zawiera wykres na rys. 11; krzyżykami zaznaczono wartości z ekstrapolacji, kółkami z bezpośredniego pomiaru; jak widać, zgodność rezultatów jest wcale zadowalająca.



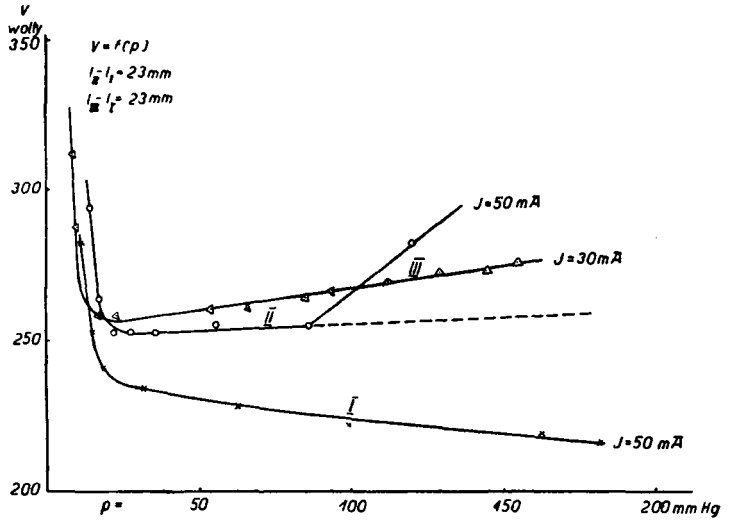
Rys. 11.

2. Rys. 12 oraz tablica 6 przedstawiają niektóre rezultaty pomiarów dokonanych w lampie B (rys. 1); są to krzywe przedstawiające zależność napięcia od prężności, a mianowicie: krzywe I i II odnoszą się do natężenia $J = 50$ mA, krzywa zaś III do natężenia $J = 30$ mA;

Tablica 6.

Krzywa I		Krzywa II		Krzywa III	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
8	348	10	354	7	384
11	282	14	294	8	336
15	252	17	264	9	312
19	240	22	252	10	288
33	234	28	252	17	258
63	228	36	252	23	258
100	222	56	255	54	261
163	219	86	255	66	261
183	216	120	282	70	264
				86	264
				94	267
				113	270
				130	273
				146	273
				155	276

długość rozładowania w przypadku krzywej I wynosiła kilka milimetrów; wartości tej z powodu zakrzywienia lampy dokładnie zmierzyć nie mogłem; krzywe II i III odpowiadają dłuższym rozładowaniom, a mianowicie różnice długości $l_{II} - l_I$ oraz $l_{III} - l_I$ wynosiły 23 mm.



Rys. 12.

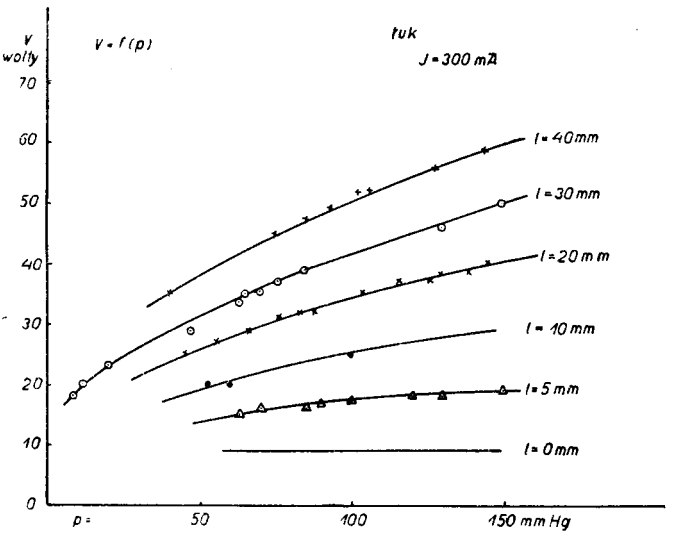
Charakter ogólny krzywych jest taki sam jak krzywych omówionych dotychczas; można stąd wnosić, że zakrzywienie rozładowania, oraz okoliczność, że jedna z lamp posiadała obie elektrody rtęciowe, druga zaś katodę rtęciową a anodę żelazną, nie stanowią czynników istotnych, decydujących o charakterze zjawiska.

Krzywa II ilustruje wpływ, jaki wywierają na napięcie zanieczyszczenia przestrzeni rozładowań obcemi gazami. Raptowny wzrost napięcia, przy prężności około 90 mm *Hg*, był najprawdopodobniej wynikiem dostania się bańki powietrza do lampy podczas rozładowania. Po skończonym pomiarze stwierdziłem w aparaturze ciśnienie rzędu kilkudziesięciu tysięcznych mm *Hg*, a ponieważ gaz ten zajmował poprzednio znacznie mniejszą objętość, zatem jego ciśnienie w lampie podczas palenia było conajmniej kilkakrotnie wyższe.

3. Co się tyczy zależności sumy spadków od natężenia, to z moich pomiarów wynikają następujące dane: dla $J = 7$ mA i $p = 100$ mm *Hg*, z ekstrapolacji wypada wartość 170 woltów; analogiczna ekstrapolacja, przeprowadzona dla $J = 100$ mA (przy tem samem ciśnieniu) daje wartość około 190 woltów. Nie jest jednak wykluczone, że przy tem natężeniu zachodził, przy odległości elektród $l = 2$ mm, pewien rodzaj „przeszkodzonego" rozładowania, gdyż wtedy wygląd zewnętrzny rozładowania

uległ pewnej zmianie (rys. 3, E). Gdyby tak było istotnie, w takim razie wartość sumy spadków mogłaby być niższą niż 190 woltów. Rozstrzygnięcie tej kwestji wymaga dalszych badań.

4. Prof. Reczyński w ostatniej swojej pracy[21]) nad łukiem rtęciowym, zbadał łuk w szerokich granicach prężności i natężeń prądu; jednym z rezultatów jego pracy jest stwierdzenie, że w łuku rtęciowym spadek napięcia, skupiony około katody, zależy od prężności, a mianowicie wzrasta, w przybliżeniu linjowo, ze wzrostem prężności pary rtęci.



Rys. 13.

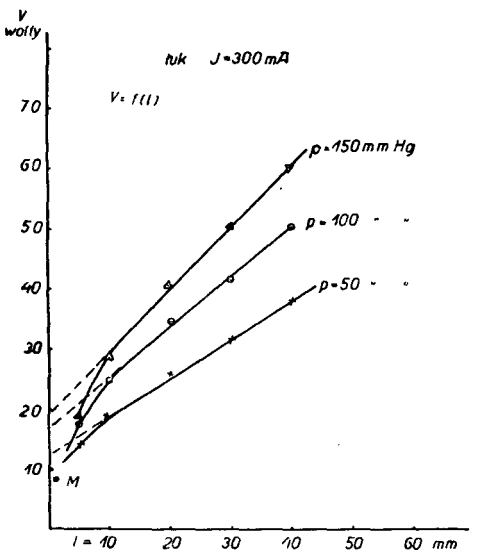
Kilka pomiarów wykonanych przezemnie dla jednego tylko natężenia prądu $J = 300$ mA przedstawia rys. 13 oraz tablica 7.

Tablica 7.

$l = 40$ mm		$l = 30$ mm		$l = 20$ mm		$l = 10$ mm		$l = 5$ mm	
p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów	p mm Hg	V woltów
40	35	8	18	45	25	53	20	63	15
75	45	12	20	55	27	60	20	70	16
85	47	20	23	67	29	100	25	85	16
93	49	47	29	76	31			90	17
102	52	63	33,5	82	32			100	17
106	52	65	35	87	32			120	18
128	56	70	35,5	103	35			130	18
144	59	76	37	115	37			150	19
		85	39	125	37				
		130	46	130	38				
		150	50	138	38				
				138	39				
				145	40				

Widocznem jest, że ze wzrostem prężności napięcie na elektrodach rośnie, przy dużych jednak natężeniach prądu gradient zorzy wzrasta powoli, a zatem sąsiednie krzywe są do siebie prawie równoległe.

Krzywa oznaczona symbolem $l = o$ jest odpowiednikiem analogicznej krzywej z badań nad rozładowaniami jarzącemi; tu jednak napięcie tuż przed kontaktem okazało się niezależne od ciśnienia, krzywa przebiega zatem równolegle do osi prężności; wyjaśnienie tego faktu wymaga dalszych badań. Jest on— być może — w związku z rozładowaniem przeszkodzonem.



Rys. 14.

W celu oszacowania spadku napięcia około katody można i tu posłużyć się ekstrapolacją podobnie jak przy rozładowaniach jarzących. Krzywe $V = f(l)$ zestawione są na rys. 14. Ekstrapolacja do zera odległości elektród, przeprowadzona przy uwzględnieniu pomiarów odpowiadających większym odległościom z pominięciem $l=5$ oraz $l=o$ prowadzi do wniosku, że około katody skupiony jest spadek napięcia wzrastający ze wzrostem prężności; jaki jest rozkład tego spadku napięcia w przestrzeni rozładowań, to sprawa na razie niewyświetlona.

§ 7. Omówienie wyników i porównanie z rezultatami innych autorów.

W związku z postawionem we wstępie do pracy zagadnieniem ciągłego przejścia rozładowania jarzącego przy wysokich prężnościach w łuk, doświadczenie dotychczasowe dało następujące wyniki: ze wzrostem prężności pary rtęci — temperatura zewnętrznie ogrzewanej katody była przez cały czas na tyle niską, że emisja termoelektronowa nie mogła odgrywać roli — spadek napięcia skupiony około katody w rozładowaniu jarzącem zmniejsza się, w łuku zaś wzrasta; można zatem przypuszczać, że przy użyciu dostatecznie wysokiego ciśnienia oba spadki zrównają się; powyżej zatem pewnego ciśnienia, które możnaby nazwać ciśnieniem krytycznem, a które zapewne będzie zależało od natężenia prądu, będzie istniała, przy danem natężeniu, już tylko jedna forma rozładowania.

Tymczasem jednak realizacja owych wysokich prężności napotyka na duże trudności techniczne; ostateczne rozstrzygnięcie tego zagadnienia przyniosą dopiero przyszłe badania.

W świetle wyników pracy niniejszej w prosty sposób wyjaśnić się daje omówiona we wstępie praca Seeligera i J. Schmekela.[13]) Z wzrostem natężenia prądu katoda, początkowo normalna, później anormalna, stała się w dalszym ciągu znowu normalną, na skutek wzrostu gęstości prądu, spowodowanego zwiększeniem się prężności pary rtęci w okolicy rozgrzanej katody. Seeliger, pisząc, że częściowe pokrycie katody warstewką świecącą stanowi najważniejsze początkowe stadjum rozwoju plamki, nie uważał tego stadjum za normalną katodę rozładowania jarzącego, gdyż napięcie na elektrodach wciąż się zmniejszało, a Seeliger pozostawał pod suggestją przyjętego dotychczas w literaturze naukowej mniemania, że normalny spadek katodowy jest wielkością stałą od prężności pary niezależną.

Rezultaty pracy Warburga,[14]) której cel stanowiły pomiary normalnego spadku katodowego w rozładowaniu jarzącem, są również zupełnie zgodne z wynikami pracy niniejszej, jakkolwiek Warburg interpretował je odmiennie.

Mierzył on normalny spadek katodowy w parze rtęci, w lampie, w której katodę stanowiła również rtęć; posługiwał się wprawdzie przytem sondą elektrostatyczną, a zatem metoda jego pomiarów nie wytrzymuje ostrza dzisiejszej krytyki, jednak wartości które otrzymał z pomiarów spadku przy kilku ciśnieniach zawierają w sobie tylko pewien błąd systematyczny, natomiast „kierunek" rezultatów pozostaje niezmieniony; a w danym wypadku nie chodzi o wartości bezwzględne. Oto wyniki jego pomiarów:

t	154°	156	160	160	161	162	164	190	192
p	3.5	3.7	4.4	4.4	4.6	4.7	5.1	13.1	14.0
e	352	348	341	338	344	337	335	337	344
E-e	—	110	103	103	87	97	105	115	123
I	630	192	650	362	277	288	362	630	555

t oznacza temperaturę termostatu, w którym umieszczona była lampa, p prężność pary nasyconej rtęci, e normalny spadek katodowy, E-e różnicę potencjałów między anodą a sondą, nakoniec I natężenie prądu w mikroamperach. Odległość anody od sondy wynosiła 34 mm, sondy zaś od katody 22 mm.

Jak wynika z pierwszych siedmiu kolumn tablicy spadek katodowy systematycznie (z wyjątkiem jednego pomiaru) zmniejsza się od 352 do 335 woltów; kolumny 8 i zwłaszcza 9 wykazują odchylenia, które w prosty sposób można wyjaśnić. Otóż W a r b u r g sam w swojej pracy stwierdza, że wartości spadku muszą być w rzeczywistości nieco mniejsze, gdyż przestrzeń między sondą a katodą zawierała nie dającą się pominąć („nicht unbedeutenden") część zorzy dodatniej. Z moich pomiarów wynika natomiast, po pierwsze, że wartość gradientu zorzy rośnie ze wzrostem ciśnienia (z danych W a r b u r g a wynika również, że w przypadku ciśnienia 5,1 mm *Hg* — kol. 7 — gradient wynosił około 31 woltów/cm, przy ciśnieniu 14 mm *Hg* natomiast — kol. 9 — około 36 woltów/cm); powtóre, że długość zorzy rośnie ze wzrostem ciśnienia (patrz moje fotografje rozładowania, rys. 3, A, B, C).

Jak z tego wynika, W a r b u r g mierzył napięcie, będące sumą dwóch napięć: napięcia, leżącego na części zorzy dodatniej, rosnącego ze wzrostem prężności, oraz właściwego spadku katodowego, malejącego ze wzrostem ciśnienia. W pierwszych siedmiu kolumnach czynnik drugi dominował na pierwszym, w dwu ostatnich było odwrotnie.

§ 8. S t r e s z c z e n i e w y n i k ó w.

1. W rozładowaniu jarzącem (Glimmentladung) w parze rtęciowej, normalny spadek katodowy nie jest wielkością stałą — jak dotychczas mniemano — lecz zależy od orężności pary; stwierdzono mianowicie, że dla natężenia prądu $J = 7$ mA, przy ciśnieniu $p = 20$ mm *Hg* wartość spadku wynosi około 200 woltów, podczas gdy dla $J = 10$ mA i $p = 240$ mm *Hg* znaleziono około 150 woltów; według pomiarów W a r b u r g a, przy ciśnieniu kilku (około 4) mm *Hg* i natężeniu $J =$ około 0,5 mA, wartość normalnego spadku katodowego wynosi około 340 woltów.

2. Odnośnie do zależności spadku katodowego od natężenia ekstrapolacyjnie znaleziono przy ciśnieniu 100 mm *Hg* dla $J = 7$ mA spadek około 170 woltów; dla $J = 100$ mA natomiast około 190 woltów.

3. Gradient zorzy $\frac{dV}{dl}$ w parze rtęci wzrasta przy stałem natężeniu prądu ze wzrostem prężności pary, natomiast

4. przy stałej prężności zmniejsza się ze wzrostem natężenia prądu.

5. Drobne zanieczyszczenia atmosfery pary rtęciowej obcemi gazami (powietrzem) mają wielki wpływ na przebieg charakterystyki $V = f(p)$.

6. Wobec faktu, że w łuku rtęciowym spadek napięcia przy katodzie wzrasta ze wzrostem prężności, prawdopodobnem jest, że przy wysokich prężnościach różnica między rozładowaniem jarzącem a łukiem zanika.

Praca niniejsza została wykonana w II-gim Zakładzie Fizycznym Politechniki Lwowskiej pod kierunkiem Prof. Cz. Reczyńskiego. Za życzliwą opiekę nad pracą, oraz zainteresowanie z jakiem śledził jej postępy, składam Mu na tem miejscu serdeczne podziękowanie.

II. Zakład Fizyki Politechniki Lwowskiej.

WYKAZ LITERATURY.

1. Handbuch der Experimentalphysik, t. 13, Lipsk, 1929. Handbuch der Physik, t. 14, Berlin, 1927. Rudolf Seeliger, Einführung in die Physik der Gasentladungen, Lipsk, 1927.
2. E. M. J. Mackay i C. V. Ferguson, Journ. Frankl. Inst. *181*, 209, 1916.
3. R. Seeliger, Phys. ZS. *27*, 22, 1926.
4. R. Seeliger i J. Schmekel, Phys. ZS. *27*, 730, 1926.
5. R. Seeliger i H. Schmick, Phys. ZS. *28*, 605, 1927.
6. M. Wehrli, ZS. f. Phys. *44*, 301, 1927.
7. M. Wehrli, Helv. Phys. Acta, *1*, 323, 1928.
8. K. T. Compton, Phys. Rev. *21*, 266, 1923. K. T. Compton, i P. M. Morse, Phys. Rev. *30*, 305, 1927.
9. M. Wehrli, Helv. Phys. Acta, *1*, 247, 1928 i *3*, 18c, 1930.
10. J. J. Thomson, Phil. Mag. *8*, 4, 1929, i *8*, 393, 1929.
11. S. S. Mackeown, Phys. Rev. *34*, 611, 1929.
12. A. Güntherschulze, ZS. f. Phys. *49*, 473, 1928.
13. W. Döllenbach, Phys. ZS. *26*, 483, 1925.
14. E. Warburg, Wied. Ann. *31*, 545, 1887 i *40*, 1, 1890.
15. P. J. Kirkby, Phil. Mag. *15*, 559, 1908.
16. J. Stark, Cz. Reczyński, A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. *18*, 213, 1905.
17. H. Schüler, ZS. f. Phys. *14*, 32, 1923.
18. J. Kawa, Spraw. i Pr. P. T. F. *4*, 27, 1929.
19. K. T. Compton, L. A. Turner, W. H. Mc Curdy, Phys. Rev. *24*, 597, 1924.
20. W. Kaufmann, Ann. d. Phys. *2*, 158, 1905.
21. Cz. Reczyński, Spraw. i Pr. P. T. F., *V*, 287, 1931.

Rękopis otrzymany dn. 24 marca 1931.