

ROZDZIAŁ II

WŁASNOŚCI JONÓW GAZOWYCH. ELEKTRONY

Natura jonów powstających w gazach bywa zależna od okoliczności ich wytwarzania. Przede wszystkim omówimy wyniki otrzymane rzyp zastosowaniu jako czynnika jonizującego promieni Röntgena lub promieni Becquerela (§ 5 do § 8).

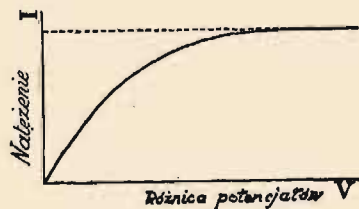
§ 5. Związek pomiędzy prądem a różnicą potencjałów.

Prąd nasycenia. — Przy pomocy urządzenia doświadczalnego przedstawionego np. na rys. 8, 10 i 11 można mierzyć natężenie prądu, powstającego w komorze jonizacyjnej, w zależności od różnicy potencjałów V między elektrodami komory A i B . Krzywa $i = f(V)$ nie jest na ogół linią prostą, jak to ma miejsce w przypadku przewodnictwa metali lub elektrolitów. Jeżeli czynnik jonizacyjny o słabym natężeniu wywiera jednakowe działanie we wszystkich punktach obszaru zawartego między elektrodami, wówczas krzywa ta, w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, przybiera postać przedstawioną na rys. 13.

W przedziale małych wartości V , i rośnie proporcjonalnie do V , zgodnie z prawem Ohma; w fazie początkowej zatem przewodnictwo jest omowe, dalszemu wzrostowi V odpowiada coraz to powolniejszy wzrost prądu aż do wartości granicznej I , zwanej prądem nasycenia.

Teoretyczne wyjaśnienie tego zjawiska jest następujące: jony wytworzone w gazie biegną pod wpływem pola elektrycznego ku elektrodom z prędkością tym większą im natężenie pola jest większe. Dopóki prędkość ta jest mała, niektóre jony ulegają rekombinacji wskutek zderzeń,

nie dosięgając elektrod. Gdy prędkość staje się duża, możliwość rekombinacji zmniejsza się i w dostatecznie silnym polu prawie wszystkie wytworzone jony zostają pochwycone przez elektrody. Niech Q będzie to liczba jonów dodatnich lub ujemnych, wytworzonych w jednostce czasu



Rys. 13.

w objętości komory. Oznaczmy przez e bezwzględną wartość ładunku jednego jonu; największa ilość elektryczności, jaką każda elektroda może otrzymać w jednostce czasu wynosi Qe ; jako wartość prądu nasycenia napiszemy zatem $I = Qe$.

Prąd nasycenia odgrywa bardzo wielką rolę w badaniu gazów zjonizowanych; używamy go jako miary wydajności czynnika jonizującego.

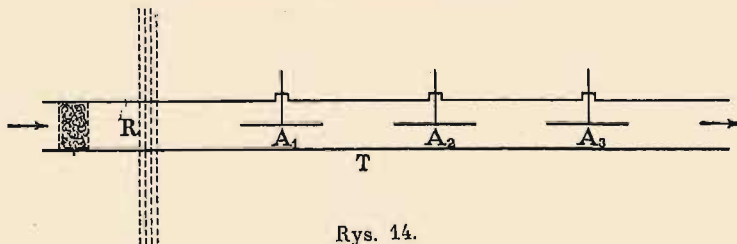
W elektrolitach prąd stosuje się do prawa Ohma, pomimo, że produkcja jonów jest z natury rzeczy ograniczona, podobnie jak w gazach. Przewodnictwo omowe elektrolitów odpowiada początkowej części krzywej $i = f(V)$, prądu nasycenia w elektrolitach nie obserwujemy, ponieważ liczba jonów jest zbyt wielka, ich ruchliwość zaś zbyt mała. W przypadku elektrolitów bardzo słabo zjonizowanych zaobserwowano w potężnych polach elektrycznych przewidywane teoretycznie odstępstwa od prawa Ohma, nie osiągnięto jednak prądu nasycenia.

Jeśli chcemy, aby opór gazu zjonizowanego zachowywał się jak opór omowy (§ 4), ograniczamy się do początkowej części krzywej $i = f(V)$; im silniejsza jest jonizacja, tym wyższy jest potencjał, który można zastosować bez przekroczenia granicy proporcjonalności.

§ 6. Unoszenie jonów w prądzie gazu.

Prawo rekombinacji.

Własności jonów wytworzonych w gazach mogą być badane za pomocą metody unoszenia ich w prądzie gazu. Urządzenie doświadczalne (rys. 14) składa się zasadniczo z rury metalowej T , na której osi umieszczone są izolowane elektrody A_1, A_2, A_3 itd., jednakowe i równo oddalone. Do rury jest przyłożony potencjał V ; jedną z elektrod łączymy



Rys. 14.

z elektrometrem. Przez rurę przepuszczamy prąd powietrza, prędkość tego prądu może być zmierzona. Jonizację wytwarza promieniowanie (promienie Röntgena lub promienie radu), przechodzące przez rurę w okolicy R . W celu otrzymania dokładnych wyników konieczne jest uprzednie filtrowanie płynącego gazu przez watę, która pochłania kurz.

Prąd gazu unosi jony równolegle do osi rurki, ponadto jednak jony uzyskują prędkość prostopadłą do osi pod wpływem pola rozłożonego

promieniście między jedną z elektrod i rurą. Elektroda ta otrzymuje prąd, który mierzymy za pomocą elektrometru. Możemy wówczas uczynić następujące spostrzeżenia.

1°. Żadna elektroda nie otrzymuje prądu, dopóki gaz jest w spoczynku. Jeżeli prędkość płynącego gazu jest stała, natężenie prądu elektrycznego otrzymywanego z pierwszej elektrody wzrasta wraz z potencjałem rury V aż do pewnej granicy, która zostaje osiągnięta, gdy ta elektroda otrzymuje prąd nasycenia i gdy gaz nie zawiera już jonów po ominięciu elektrody. Aby się o tem przekonać, można pierwszą elektrodę połączyć z ziemią zamiast z elektrometrem, co nie zmienia w dostrzegalny sposób pobieranego przez nią prądu; jeżeli następnie połączymy z elektrometrem którąkolwiek z pozostałych elektrod, stwierdzimy, że żadna z nich nie pobiera prądu.

2°. Rekombinacja powoduje zmniejszenie się liczby jonów unoszonych przez gaz nawet wówczas, gdy nie ma pola elektrycznego. Możemy to stwierdzić mierząc kolejno prąd nasycenia i pobierany przez każdą elektrodę w przypadku, gdy wszystkie poprzedzające są izolowane; każda z elektrod izolowanych ładuje się wówczas wskutek chwytania jonów; ładowanie to trwa dopóty, dopóki potencjał elektrody nie stanie się równy potencjałowi rury, po czym dopływ jonów ustaje. W tym stanie statecznym prąd i mierzony za pomocą elektrod A_2 , A_3 itd. jest o wiele mniejszy od prądu mierzonego za pomocą elektrody A_1 . Zmniejszenie to wynika ze straty jonów, które ulegają wzajemnej rekombinacji wzdłuż drogi między elektrodami.

3°. W doświadczeniach wyżej opisanych dyfuzja jonów ku ściankom rury odgrywa bardzo małą rolę. Można jednak uwidocznic to zjawisko, umieszczając korek z waty na drodze gazu, pomiędzy okolicą R i elektrodami i dbając przy tym, aby prędkość płynięcia gazu nie zmieniła się. Wata absorbuje jony, gaz przyplływający ku elektrodom nie przewodzi żadnego prądu elektrycznego.

Prawo rekombinacji. — Oznaczmy przez n_1 koncentrację jonów dodatnich, przez n_2 koncentrację jonów ujemnych w pewnym obszarze gazu zjonizowanego (koncentracją nazywamy liczbę jonów w jednostce objętości). Liczba jonów każdego znaku, ulegających rekombinacji w jednostce czasu, jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa spotkania się dwóch jonów, a zatem do iloczynu koncentracji; stąd otrzymujemy na szybkość rekombinacji w chwili t

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\alpha n_1 n_2.$$

Współczynnik α jest niezależny od n_1 i n_2 i nosi nazwę *współczynnika rekombinacji*. Jeżeli jony dodatnie i ujemne zostały wytworzone w równej ilości i jeżeli wpływ dyfuzji może być zaniedbany, koncentracje

n_1 i n_2 są sobie stale równe. Oznaczając wspólną wartość przez n , otrzymamy

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2; \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t; \quad n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t},$$

gdzie n_0 oznacza koncentrację w chwili $t = 0$. Krzywa $n = f(t)$ jest to łuk hiperboli.

Zgodnie z tym prawem czas, w ciągu którego jonizacja zmniejsza się do określonego ułamka swej wartości, jest odwrotnie proporcjonalny do jonizacji początkowej.

Jeżeli czynnik jonizujący działa na gaz, mamy do czynienia jednocześnie z wytwarzaniem i z rekombinacją jonów. Oznaczmy przez N liczbę jonów wytwarzanych w jednostce objętości i czasu i założmy, że N zachowuje niezmieniącą wartość w całym badanym obszarze. Jeżeli zaniedbamy działanie dyfuzji, wzrost koncentracji n jonów dodatnich lub ujemnych jest uwarunkowany nadwyżką szybkości wytwarzania nad szybkością rekombinacji; mamy zatem

$$\frac{dn}{dt} = N - \alpha n^2.$$

Wraz ze wzrostem czasu t koncentracja n dąży do wartości granicznej $\sqrt{\frac{N}{\alpha}}$, osiąganej w chwili, gdy produkcja jonów kompensuje się z ich rekombinacją. Teoretycznie ten stan trwały może być osiągnięty dopiero w chwili $t = \infty$. Biorąc jednak rzeczy praktycznie, wartość różna od wartości granicznej o dany mały ułamek ustala się po upływie czasu t odwrotnie proporcjonalnego do $\sqrt{N\alpha}$, a więc tym krótszego im szybkość wytwarzania jest większa.

Posługując się metodą prądu gazowego, możemy zmierzyć współczynnik α za pomocą urządzenia podobnego do urządzenia przedstawionego na rys. 14 (*J. Townsend*). Niech będzie l odległość między dwiema kolejnymi elektrodami, Δ — wydatek prądu gazowego, tj. objętość przepływająca w jednostce czasu, e — ładunek jonu dodatniego lub ujemnego, U — średnia prędkość gazu; T — czas przejścia gazu pomiędzy środkami dwóch kolejnych elektrod. Zgodnie z prawem rekombinacji

$$\frac{1}{n'} - \frac{1}{n} = \alpha T,$$

gdzie n i n' są to koncentracje w okolicach elektrod A_1 i A_2 . Z drugiej strony prądy nasycenia I i I' , które można otrzymać na tych elektrodach, wynoszą $I = ne$; $I' = n'e$.

Na tej podstawie otrzymujemy wzór

$$e\Delta \left(\frac{1}{I'} - \frac{1}{I} \right) = \alpha T = \frac{\alpha l}{U},$$

który pozwala wyliczyć stosunek α/e . Ponieważ ładunek e może być wyznaczony bezpośrednio, przeto wzór powyższy daje wartość współczynnika α .

W celu otrzymania dokładnej wartości współczynnika rekombinacji jest rzeczą konieczną używać gazu filtrowanego, tj. pozbawionego kurzu. Kurz powoduje zakłócenia pomiarów, gdyż jony osiadają na pyłkach wskutek przyciągania elektrostatycznego, co zmienia ich ruchliwość. Wartość α/e w suchym powietrzu w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia wynosi 3400 jednostek e.s. Przyjmując na e $4,77 \cdot 10^{-10}$ j.e.s. (§ 11), znajdujemy, że wartość α w powietrzu w warunkach normalnych wynosi $1,65 \cdot 10^{-6}$. Współczynnik ten najpierw wzrasta wraz z ciśnieniem, przechodzi przez maximum i następnie zmniejsza się prawidłowo.

§ 7. Przesunięcia jonów w polu elektrycznym. Ruchliwość.

Chcąc zdać sobie sprawę z tego w jaki sposób zmienia się prąd wraz z różnicą potencjałów między elektrodami, musimy wziąć pod uwagę zarówno działanie pola jak i wpływ rekombinacji. Dyfuzja może być zaniedbana w zwykłych warunkach temperatury i ciśnienia, jeżeli gaz jest zawarty w komorze jonizacyjnej, której ścianki nie są zbyt zbliżone do siebie. Zagadnienie to nie posiada jednak na ogół prostego rozwiązania matematycznego, nawet w założeniu, że produkcja jonów jest niezmienna w czasie i przestrzeni i że linie pola są prostopadłe do dwóch równoległych płytek oddalonych od siebie o l .

Jony w gazach podobnie jak i w elektrolitach posiadają ruchliwości k_1 i k_2 . Prędkość jonu dodatniego w polu h wynosi $k_1 h$, jonu dodatniego $k_2 h$. Na ogół nie jest rzeczą poprawną zakładać, jak to czyniliśmy dotąd, że koncentracje jonów obu znaków są jednakowe we wszystkich punktach zjonizowanego gazu, przez który przepływa prąd. Niechaj n_1 i n_2 będą to koncentracje jonów (+) i (—) w odległości x od płytki, która służy jako anoda (rys. 15a), e — ładunek jonu. Rozumowanie podobne do tego, którym posługiwaliśmy się w przypadku elektrolitu, prowadzi do następującego wzoru, wyrażającego gęstość prądu i :

$$i = eh(n_1 k_1 + n_2 k_2).$$

Jeżeli produkcja jonów jest stała i jeżeli między płytkami istnieje niezmienna różnica potencjałów V , wówczas ustala się stan, w którym i posiada jednakową wartość we wszystkich punktach x , ponieważ jony nie nagromadzają się w żadnym miejscu zjonizowanego obszaru.

Jeżeli pole h jest tak słabe, że można zaniedbać liczbę jonów wyłó-



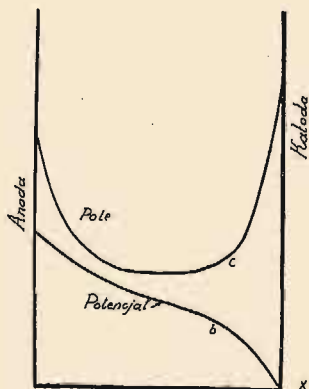
Rys. 15 a. Jeżeli pole jest skierowane od A do C , to warstwy nagromadzonych jonów wytwarzają pole dodatkowe, które odejmuje się od pola podstawowego w okolicy znajdującej się między tymi warstwami, natomiast dodaje się do pola podstawowego w pobliżu elektrod.

wionych przez prąd w stosunku do liczby jonów wytwarzanych, wówczas zamiast gęstości n_1 i n_2 można napisać ich wspólną wartość $n = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$, którą otrzymaliśmy w nieobecności pola. Możemy ponadto traktować pole jako jednostajne i równe V/l , ponieważ działania jonów dodatnich i ujemnych kompensują się wzajemnie w każdym punkcie gazu. Do tego przypadku stosuje się wzór przewodnictwa omowego

$$i = e \frac{V}{l} \sqrt{\frac{N}{\alpha}} (k_1 + k_2).$$

Z drugiej strony w polu dostatecznie silnym gęstość prądu i osiąga wartość nasycenia I ; pole wyławia wówczas wszystkie wytworzone jony, $I = Nel$. Stosunek:

$$\frac{i}{I} = \frac{V}{l^2} \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} (k_1 + k_2),$$



Rys. 15. *b*. Zmniejszanie się potencjału ϕ w zależności od odległości x od anody ma przebieg liniowy w części środkowej; w pobliżu elektrod gradient wzrasta co odpowiada anodowemu i katodowemu spadkowi potencjału. Spadek katodowy jest większy niż spadek anodowy. *c*. Pole h , czyli gradient ϕ , jest silniejsze w okolicy elektrod niż w okolicy środkowej gdzie posiada wartość stałą.

czyli ułamek całkowitej liczby wytworzonych jonów, który może być usunięty z badanej przestrzeni działaniem różnicy potencjałów V nie przekraczającej granicy przewodnictwa omowego, jest odwrotnie proporcjonalny do \sqrt{N} oraz do gęstości jonów w stanie stacycznym. Zakres przewodnictwa omowego jest bardziej ograniczony w gazach niż w elektrolitach, ponieważ koncentracja jonów jest znacznie mniejsza. Z chwilą

gdy przyrost i przestaje być proporcjonalny do przyrostu V , stwierdzamy że pole między płytami nie jest już jednostajne. To odkształcenie pola jest wynikiem częściowego rozdzielania się jonów obu znaków; jony dodatnie gromadzą się przy katodzie, ujemne zaś przy anodzie. Natężenie pola w danej odległości x od anody można wyliczyć mierząc potencjał ϕ w różnych punktach x ¹⁾. Krzywe *b* i *c* na rys. 15 przedstawiają rozkład pola i potencjału w przypadku równomiernej produkcji jonów w powietrzu między płytkami *A* i *C*. Pole posiada większe natężenie przy katodzie niż przy anodzie; dysymetria pochodzi stąd, że w powietrzu jony ujemne są bardziej ruchliwe niż jony dodatnie.

Znalezienie teoretycznego związku między i i V w przypadku gdy h zmienia się wraz z x , jest sprawą trudną. Teoria podana przez Thom-

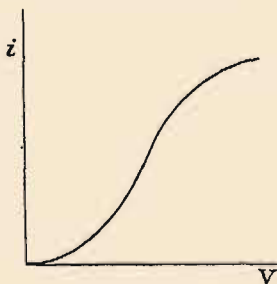
¹⁾ Pomiar ten może być wykonany za pomocą metod używanych w badaniu elektryczności atmosferycznej, np. za pomocą sondy z wypływem wody, sondy w postaci drutu metalowego itp.

sona¹⁾ wskazuje jednak, że ten związek posiada w przybliżeniu postać

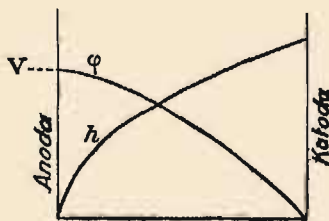
$$V = Ai^2 + Bi$$

w warunkach zbliżonych do stanu nasycenia. Krzywa przedstawiająca ten związek jest częścią paraboli analogiczną do krzywej doświadczalnej (rys. 13). Krzywą $i = f(V)$ tego typu otrzymujemy zawsze w przypadku jednostajnej produkcji jonów w badanej przestrzeni, nawet wówczas, gdy elektrody nie są płaskie i równoległe.

Pomiar prądu nasycenia daje zawsze całkowitą liczbę wytwarzanych jonów, niezależnie od tego czy jonizacja jest jednostajna. Początkowe przewodnictwo omowe może również służyć do mierzenia jonizacji, ale tylko w przypadku gdy jest proporcjonalne do \sqrt{N} , tj. gdy N jest stałe w danym obszarze. Jeżeli produkcja jonów pomiędzy płytami nie jest równomierna, krzywa $i = f(V)$ odbiega od postaci wskazanej na rys. 13, zwłaszcza w części początkowej. Odstępstwo to jest szczególnie charakterystyczne w przypadku, gdy jonizacja jest rozmieszczona w sposób zupełnie asymetryczny względem elektrod np. gdy jony są wytwarzane w bardzo cienkiej warstwie powierzchniowej przylegającej do jednej z elektrod; warstwa odpycha jony określonego znaku; tylko te jony występują jako nośniki prądu w gazie, gdy tymczasem jony przeciwnego znaku są pochłaniane przez elektrodę w miarę ich wytwarzania. Jeżeli produkcja jonów jest dostatecznie duża, krzywa $i = f(V)$ ma w części początkowej wygląd paraboli, stycznej do osi potencjałów; krzywa ta posiada następnie punkt przegięcia, po czym i rośnie coraz wolniej, dążąc do wartości granicznej I , która odpowiada usuwaniu przez pole wszystkich wytwarzanych jonów (rys. 16a).



Rys. 16 a.



Rys. 16 b.

Gaz zawiera w tym przypadku jony tylko jednego znaku i dlatego rekombinacja nie zachodzi. Przypuśćmy, że są to jony dodatnie wytworzone przy anodzie. Znajdujemy wówczas, że h rośnie stale wraz z x i posiada najmniejszą wartość h_0 bezpośrednio przy elektrodzie przy której powstają jony; odkształcenie pola jest zatem innego rodzaju niż

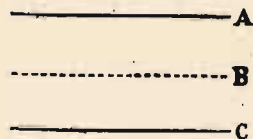
¹⁾ Rozwiązanie teoretyczne tego zagadnienia jest podane w dziełach J. J. Thomsona i G. P. Thomsona.

w przypadku jonizacji jednostajnej. Jeżeli produkcja jonów jest znaczna w stosunku do liczby jonów usuwanych przez prąd, h_0 staje się równe zeru (rys. 16b). Jony nie pochwycone przez prąd są z powrotem pochłaniane przez elektrodę.

Pomiar ruchliwości. Dawniej był przyjęty powszechnie pogląd, zgodnie z którym przypisywano wszystkim jonom określonego znaku jednakową ruchliwość, przynależną jonowi, którego przeciętną strukturę definiowano statystycznie jako skupienie drobin gazu dookoła naładowanego środka. Nowsze prace pokazały, że w gazie mogą istnieć jony jednoimiennie, posiadające różne ruchliwości zawarte w określonych granicach. Ponadto wyniki są zależne w dużej mierze od stopnia czystości gazu.

Pomiar współczynników k_1 i k_2 może być dokonany za pomocą prądu gazowego lub w inny sposób. W pierwszym przypadku porównujemy prędkość, którą jon uzyskuje w polu elektrycznym z prędkością unoszenia go przez prąd gazu. W drugim przypadku używa się zazwyczaj pola zmiennego. Przykład aparatury służącej do tego celu stanowi komora z równoległymi płytkami A i B , z których pierwsza jest połączona z elektrometrem, do drugiej zaś jest przyłożony potencjał V ; płytka B jest źródłem emisji powierzchniowej jonów jednoimiennych; potencjał przybiera kolejno w odstępach czasu τ wartości równe i przeciwnego znaku. Jeżeli odkształcenie pola jest znikomo małe, pole posiada wartość V/l , gdzie l jest to odległość między płytkami. Jony wykonywują między płytkami ruchy drgające, przy tym mogą one dosięgnąć płytki A tylko w przypadku, gdy iloczyn $hk\tau$ jest większy od l . Jeżeli więc będziemy stopniowo zwiększali bezwzględną wartość V , elektrometr zacznie wskazywać prąd w chwili gdy $hk\tau = l$. W ten sposób można wyznaczyć wartość k_1 lub k_2 , zależnie od znaku użytych jonów. Jeżeli istnieją jony o różnych ruchliwościach, zjawienie się prądu odpowiada przybywaniu jonów najbardziej ruchliwych.

Płytką A może być wykonana z cynku, gdyż cynk naświetlony światłem ultrafioletowym po przez siatkę metalową staje się źródłem emisji jonów njemnych. Można również użyć jako elektrody B siatki metalowej, przez którą przenikają do przestrzeni zawartej między B i A , jony wytworzone w przyległej komorze jonizacyjnej BC (rys. 17) i porywane ku siatce B przez odpowiednio skierowane pole elektryczne.



Rys. 17. Płytką A połączona z elektrometrem; siatka B łączona naprzemian z biegunami $+V$ i $-V$. Płytką C posiadająca stały potencjał V , którego wartość absolutna jest większa od V tak iż pole w komorze BC posiada kierunek stały. W tej komorze powstają jony utworzone przez wiązkę promieni przechodzących między B i C ; jony określonego znaku są porywane w stronę siatki B ; część tych jonów przenika przez okna siatki do komory AB .

Poniższa tablica podaje wartości k_1 i k_2 jonów wytwarzanych przez promienie X lub promienie radu w niektórych czystych i suchych gazach pod normalnym ciśnieniem; h jest mierzone w woltach na centymetr.

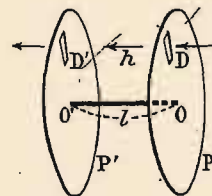
	$k_1 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$	$k_2 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$
Powietrze	1,36	1,87
O ₂	1,36	1,80
CO ₂	0,76	0,81
H ₂	6,70	7,95

Widzimy, że w tych gazach $k_2 > k_1$ i że jony gazowe są o wiele ruchliwsze od jonów elektrolitycznych (zob. § 1). W wilgotnym powietrzu ruchliwość jonów ujemnych jest zmniejszona, natomiast ruchliwość jonów dodatnich zmienia się nieznacznie; tak np. znajdujemy w wilgotnym powietrzu $k_1 = 1,37$ i $k_2 = 1,51$.

Rozważania oparte na teorii kinetycznej gazów prowadzą do wniosku, że jeżeli struktura jonu pozostaje niezmienna, ruchliwość powinna być odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu. Wnioski te są zgodne z doświadczeniem. W powietrzu iloczyn z ciśnienia p przez każdy ze współczynników k_1 i k_2 jest wielkością stałą w szerokim przedziale ciśnień, zaczyna jednak wzrastać, gdy ciśnienie spada poniżej pewnej granicy. To odchylenie tłumaczymy zmianą budowy jonów w gazach rozrzedzonych.

Niektórzy badacze zauważyli, że ruchliwość jonu może zależeć od jego *wieku*, tj. od czasu, który upłynął od chwili utworzenia jonu aż do chwili, kiedy jon zostaje schwytany przez elektrodę; wzrostowi wieku towarzyszy zmniejszenie ruchliwości, prawdopodobnie wskutek wzrostu masy i objętości. Badania dyfuzji jonów gazowych pokazały, że jony są skupieniami drobin (§ 8); można przeto przyjąć, że poszczególne jony różnią się stopniem złożoności swej budowy a zatem i ruchliwości. Wynikałoby stąd istnienie rozkładu ruchliwości zamiast jednakowej wspólnej ruchliwości. Rozkład ten badano doświadczalnie wyodrębniając grupy jonów, których ruchliwości są zawarte w dość wąskich przedziałach. (M. Laporte, rys. 18). Otrzymane krzywe mają przebieg zgodny z prawami prawdopodobieństwa; postać ich zależy od natury użytego gazu oraz od jego wilgotności. Zanieczyszczenia powodują rozlanie się krzywej, ruchliwość jest przeto tym lepiej określona im większa jest czystość gazu.

Jak się wydaje, powstawanie jonów złożonych jest związane z istnieniem specyficznych sił powinowactwa między elektronami i drobinami. Tak np. stwierdzono, że elektrony osiadają o wiele łatwiej na drobinach



Rys. 18. Jony przenikają po przez otwór D w krążku P do przestrzeni w której istnieje pole elektryczne h , następnie przechodzą przez otwór D' w krążku P' po czym zostają schwytane przez niewidoczną na rysunku elektrodę. Krążki obracają się synchronicznie dookoła osi OO' . Jony mogą dosięgnąć elektrody jeżeli $l = khT$ gdzie l jest to odległość DD' , T — okres obrotu.

tlenu, chloru lub pary wodnej, niż azotu. Drobinę gazów szlachetnych np. argonu, wyróżniają się brakiem powinowactwa do elektronów, to też w argonie istnieją elektrony swobodne nawet pod ciśnieniem atmosferycznym. W bardzo czystym argonie do otrzymania prądu nasycenia wystarcza o wiele niższe napięcie niż w powietrzu, jeżeli jonizacja jest w obu przypadkach jednakowa (*Laporte i da Silva*).

Prawdopodobna liczba drobin w jonie o przeciętnej ruchliwości jest rzędu dziesięciu (*P. Langevin*).

P. Langevin pokazał, że stosunek współczynnika rekombinacji α do sumy ruchliwości $k_1 + k_2$ może być wyznaczony doświadczalnie i że zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi iloraz $\varepsilon = \alpha/4\pi e(k_1 + k_2)$ jest zawarty między 0 i 1. W powietrzu pod normalnym ciśnieniem i w temperaturze 17° znajdujemy $\varepsilon = 0,27$. Stosunek ε jest funkcją ciśnienia p i dąży do 1 wraz ze wzrostem ciśnienia.

§ 8. Dyfuzja jonów. Stosunek $\frac{k}{D}$ i ładunek jonu.

Dyfuzja jonów w gazach jest analogiczna do dyfuzji gazu zmieszanego z innym gazem w bardzo małej proporcji. Dyfuzja zachodzi zawsze, gdy istnieją różnice koncentracji jonowej powstające bądź wskutek absorpcji jonów przez ścianki, bądź wskutek nierównomiernej produkcji jonów w danej objętości lub nagromadzania się jonów podczas przepływania prądu. Dyfuzja jest związana z ruchami cieplnymi, w których biorą udział wszystkie drobiny mieszaniny i które dążą do wyrównania koncentracji drobin każdego rodzaju.

Współczynnik dyfuzji D określamy w następujący sposób. Niechaj n będzie to koncentracja jonów w punkcie O , $n + \frac{dn}{dx}x$ — koncentracja w punkcie położonym w odległości x od pierwszego punktu w kierunku Ox . Niechaj q oznacza liczbę jonów, przechodzących w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni, prostopadłej do kierunku Ox . Zakładamy, że:

$$q = -D \frac{dn}{dx}.$$

Wskutek dyfuzji jony w punkcie O posiadają zbiorową prędkość w kierunku gradientu koncentracji. Oznaczmy przez u prędkość zbiorową, przez u_x — składową w kierunku Ox . Mamy wówczas $q = nu_x$. Współczynniki dyfuzji D_1 i D_2 jonów (+) i (—), wytworzonych w gazach przez promienie X lub promienie radu, zostały wyznaczone za pomocą metody prądu gazowego (*J. Townsend*).

Gaz zjonizowany przechodzi przez pęk wąskich rurek, którym oddaje część swego ładunku. Liczba jonów wychodzących z rurki jest R razy mniejsza od liczby jonów, które do niej wchodzi. Zmniejszenie się liczby

jonów jest spowodowane przez mechanizm dyfuzji: jeżeli efekt rekombinacji nie może być zaniedbany, można jego wielkość obliczyć. Stosunek R jest funkcją $\pi D l / \Delta$, gdzie l oznacza długość rurki, Δ — objętościowy wydatek gazu. Pomiar R pozwala obliczyć D .

Poniższa tablica zawiera wartości D_1 i D_2 jonów wytworzonych w niektórych suchych gazach, pozbawionych kurzu, w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia:

	D_1	D_2
Powietrze	0,028	0,043
O ₂	0,025	0,040
CO ₂	0,023	0,026
H ₂	0,123	0,190

W gazach wilgotnych współczynniki D_1 i D_2 są na ogół nieco mniejsze.

Jony ujemne dyfundują w powietrzu szybciej niż jony dodatnie. Stąd wynika, że gaz po wyjściu z rurek dyfuzyjnych posiada słaby ładunek dodatni. Pole wytworzone przez ten ładunek dąży do wyrównania prędkości dyfuzji jonów (+) i (—); efekt ten jest tym większy im znaczej-
sza jest jonizacja. W przypadku elektrolitów ustala się w ten sposób wspólna prędkość dyfuzji jonów obu rodzajów.

Z porównania współczynników dyfuzji jonów w powietrzu ze współczynnikami dyfuzji w powietrzu niektórych gazów (np. CO₂ : 0,14, pary alkoholu: 0,10) wynika, że jony musimy traktować jako ugrupowania wielu drobiu; w istocie dyfuzja jonów jest stosunkowo bardzo powolna. Widzieliśmy, że pomiar ruchliwości pozwala badać własności tych złożonych jonów.

Teoria kinetyczna przewiduje, że współczynniki D_1 i D_2 podobnie jak k_1 i k_2 , powinny być odwrotnie proporcjonalne do ciśnienia. Zgodnie z tymi przewidywaniami, iloczyny z ciśnienia p przez D_1 lub D_2 są stałe w tych samych granicach co iloczyny pk_1 lub pk_2 . Współczynniki D_1 i D_2 wrastają wraz z temperaturą co pozostaje w związku ze wzrostem prędkości ruchów cieplnych.

Rozważania dotyczące stosunku k/p jonów gazowych doprowadziły Townsenda do wniosków wielkiej doniosłości. Możemy założyć, że ruch jonu w gazie odbywa się z prędkością proporcjonalną do siły, która go wywołuje, niezależnie od charakteru tej siły. W przypadku unoszenia jonów w polu elektrycznym, prędkość kh odpowiada sile eh wywieranej przez pole na ładunek e . Co zaś tyczy się dyfuzji, prędkość $\frac{D}{n} \frac{dn}{dx}$ od-

powiada pewnej sile, która wynika z cząstkowego ciśnienia p jonów, zależnego od ich koncentracji n . Łatwo okazać, że siła działająca na

zbiór jonów w liczbie ndx zawartych w warstwie grubości dx , wynosi $-\frac{dp}{dx} dx$; na jeden jon działa zatem siła $-\frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$. Otrzymamy stąd

$$\frac{kh}{eh} = \frac{D \frac{dn}{dx}}{\frac{dp}{dx}}.$$

Niechaj N będzie to liczba drobin zawartych w 1 cm^3 gazu pod ciśnieniem P i w temperaturze w której były mierzone k i D . Ponieważ ciśnienie jest proporcjonalne do koncentracji, otrzymujemy:

$$\frac{n}{N} = \frac{p}{P}; \quad \frac{dn}{dx} = \frac{N dp}{P dx}; \quad \frac{k}{D} = \frac{Ne}{P};$$

Ponieważ N/P jest wielkością stałą, stosunek k/D jest miarą ładunku e . Jeżeli ładunek ten rozpatrujemy jako wielokrotność pewnego ładunku elementarnego $e = ve_0$, stosunek k/D jest miarą wartościowości v ($e_0 = 1$). Możemy ponadto porównać ładunek e jonu gazowego z ładunkiem e' elektrolitycznego jonu wodoru, obierając jako podstawę wielkość ładunku $2Ne'$ przenieszonego w elektrolizie przez 1 cm^3 wodoru w 15° i pod ciśnieniem normalnym. Jak wiadomo $Ne' = 1,22 \times 10^{10}$ j.es.

Stosunek k/D jonów gazowych (+) lub (—) wyrażony w jednostkach elektrostatycznych pomnożony przez ciśnienie P , którego normalna wartość wynosi około 10^6 , prowadzi do wartości Ne , mało różniącej się od Ne' w analogicznych warunkach temperatury i ciśnienia. Na tej podstawie wnioskujemy, że ładunek jonu gazowego jest taki sam, jak ładunek jonu jednowartościowego w elektrolitach. Fakt ten stanowi jedną z podstaw, na których opieramy pojęcie elementarnego ładunku. Wspomniany wynik został potwierdzony za pomocą metod, które pozwalają bezpośrednio zmierzyć stosunek k/D .

§ 9. Małe jony. Wielkie jony. Elektrony.

Pomiary współczynników rekombinacji, ruchliwości i dyfuzji pozwalają charakteryzować jony wytworzone w różnych okolicznościach. Jony wytworzone w gazach pod normalnym ciśnieniem i w zwykłej temperaturze przez promienie X lub promienie Becquerela, są podobne, ponieważ mają jednakową ruchliwość i jednakowy współczynnik dyfuzji. Te same jony otrzymuje się również, gdy w gazie przebiega wyładowanie iskrowe, wreszcie te same jony ujemne powstają, gdy naładowana ujemnie płytka cynkowa zostaje oświetlona światłem ultrafioletowym. Tak więc we wszystkich tych przypadkach można przyjąć, że jony mają dobrze określone własności; są to tzw. małe jony, których indywidualność jest niezmienna w dość szerszych granicach ciśnienia i temperatura.

Istnieją jednak warunki, w których można zaobserwować jony różniące się od poprzednich. Tak np. gorące gazy, wypływające z płomieni zawierają jony, których ruchliwość jest bardzo wielka. Na k_1 znajdujemy wartości 60 razy większe, a na k_2 wartości 1000 razy większe niż w przypadku małych jonów. Gdy jednak gazy te oziębiają się, ruchliwości stają się, przeciwnie, bardzo małe, co prawdopodobnie należy przypisać okoliczności, iż jony osiadają na stałych i płynnych cząsteczkach, zawartych w produktach spalania i wskutek tego stają się cięższe. Ruchliwość tych wielkich jonów może być przeszło tysiąc razy mniejsza od ruchliwości małych jonów.

Wielkie mało ruchliwe jony tworzą się również w pewnych reakcjach chemicznych. Tak więc utlenianie się fosforu w obecności mokrego powietrza dostarcza jonów bardzo mało ruchliwych. (*E. Bloch*). Otrzymujemy je również podczas powstawania gazu piorunującego w elektrolizie (*J. Townsend*). Źródłem emisji wielkich jonów są wreszcie ciała rozżarzone do białości w obecności powietrza.

W powietrzu atmosferycznym można zawsze zaobserwować pewną ilość małych jonów jak również i wielkich. Obecność małych jonów jest spowodowana przede wszystkim działaniem jonizujących promieni wysyłanych przez pierwiastki promieniotwórcze rozsiane na powierzchni ziemi w minimalnych ilościach. Obecność wielkich jonów tłumaczy się osiadaniem małych jonów na pyłkach i kropelkach znajdujących się w atmosferze (*P. Langevin*)

Małe jony charakteryzują się ściśle określoną ruchliwością, natomiast wielkie jony, wytwarzane w ten czy inny sposób, posiadają naogół ruchliwości zawarte w szerokich granicach. Wielkie jony są podatne tylko na działanie bardzo silnych pól; trudno jest w tym przypadku osiągnąć prąd nasycenia. Ponieważ dyfuzja wielkich jonów jest powolna, przeto w odróżnieniu od małych jonów nie są one pochłaniane przez watę lub wodę w płucce, przez którą przepuszcza się prąd powietrza. Pozostawione wewnątrz zbiornika znikają powoli wskutek stopniowej dyfuzji ku ściankom oraz powolnej rekombinacji. Jeżeli istnieje nadmiar jonów jednego znaku, wzajemne odpychanie powoduje ich ruch ku ściankom, gdzie ulegają absorpcji.

Wytwarzanie się jonów dużej ruchliwości w gazach wychodzących z bardzo gorących płomieni dowodzi, że jony mogą w tych warunkach posiadać rozmiary jeszcze mniejsze niż małe jony. Gwałtowne ruchy cieplne zachodzące w wysokiej temperaturze przeszkadzają kształtowaniu się ugrupowań cząsteczkowych dookoła naładowanych centrów.

W rozrzedzonych gazach ugrupowania naładowane dodatkowo rozpadają się i pozostają tylko naładowane atomy. Centry ujemne doznają o wiele znaczniejszej jeszcze redukcji, ponieważ ich masa w próżni jest tylko małym ułamkiem, $1/1800$, masy atomu wodoru. Centry ujemne w tym stanie noszą nazwę elektronów i stanowią niepodzielny

element elektryczności ujemnej i zarazem część składową wszystkich atomów.

Jest więc rzeczą prawdopodobną, że podstawowe zjawisko jonizacji w gazach polega zawsze na rozdzielaniu drobin na elektron oraz na resztę dodatnią i że drobinę gazu skupiają się dokoła tych dwu naładowanych części, tworząc małe jony. Warunki ciśnienia sprzyjające formowaniu się małych jonów sprawiają zarazem, że ich ruchliwość jest określona; opór, którego jony doznają podczas ruchu w gazach, spowodowany zderzeniami z napotykanymi drobinami jest analogiczny do siły tarcia, mianowicie proporcjonalny do prędkości i skierowany do ruchu.

Zgodnie z teorią kinetyczną gazów współczynniki k i D wyrażają się w przybliżony sposób w następującej prostej postaci: $k = e\lambda/mu$; $D = \lambda u/3$, (*P. Langevin*) (e — ładunek jonu, m — masa, u — prędkość ruchów cieplnych, λ — średnia swobodna droga). Wzory te wyrażają poprawnie zmienność k i D wraz z ciśnieniem (λ zmienia się jak $1/p$) oraz wzrost D wraz z temperaturą. Liczbowa interpretacja tych zależności sprawia pewne trudności z powodu niepewnych wartości m i λ .

§ 10. Emisja elektronów przez ciała naświetlone oraz przez ciała rozżarzone.

I. Niektóre metale jak np. cynk (oraz metale utleniające się jeszcze łatwiej) uwalniają elektryczność ujemną wówczas, gdy są naświetlone światłem nadfioletowym. W gazach normalnej gęstości emisja ta występuje w postaci jonów ujemnych. Przewodzenie elektryczności zachodzi tylko w polu, które jest skierowane ku elektrodzie oświetlonej. Krzywa $i = f(V)$ posiada postać przedstawioną na rys. 16a. Jony znajdujące się w przestrzeni między elektrodami, mogą być porwane przez prąd powietrza i osadzone na izolowanym kawałku waty, któremu oddają ładunek ujemny.

Jeżeli naświetlona elektroda znajduje się w próżni, wysyłane elektrony nie tworzą jonów i nie doznają żadnego oporu w ruchu między elektrodami, mogą więc wskutek nabytego przyspieszenia odchylić się od kierunku linii sił pola.

Ładunki ujemne rozmieszczone w przestrzeni odkształcają nałożone pole, jeżeli ich ilość jest znaczna. W nieobecności pola ustala się wskutek wzajemnego odpychania się ładunków stan trwały, w którym naświetlony metal pochłania tyleż elektronów, ile ich wysyła w tym samym czasie.

Krzywa $i = f(V)$ prądu elektronów płynącego w próżni, między anodą i katodą naświetloną światłem nadfioletowym, posiada postać tego samego typu co krzywa odpowiadająca przewodzeniu jonów ujemnych w obecności gazu (rys. 16a). Pochodzi to stąd, że odkształcenie pola jest w obu przypadkach uwarunkowane rozkładem ładunku ujemnego, którego gęstość zmniejsza się w kierunku od naświetlonej katody do anody. Stąd więc pewna analogia między dwoma sposobami przewo-

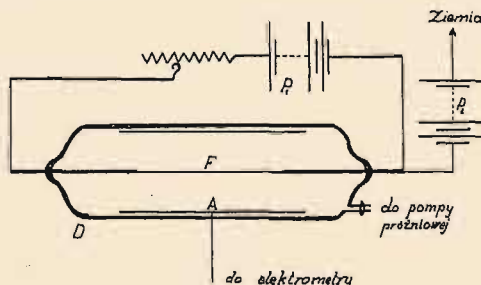
dzenia, pomimo że związek między prędkością nośników i polem jest różny w obu przypadkach.

II. Rozżarzony metal może być źródłem o wiele znaczniejszej emisji ładunków, niż metal naświetlany światłem ultrafioletowym. Najczęściej metal (platyna lub wolfram) ma kształt drucika, przez który przepływa prąd elektryczny (rys. 19). Można również użyć włókna węglowego. Emisja ciał rozżarzonych nosi nazwę emisji *termionowej*.

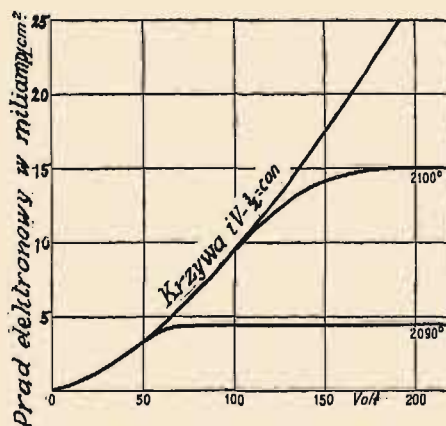
Elektroda *A* pobiera prąd elektryczny zależny od temperatury żarzącego się włókna oraz od ciśnienia gazu zawartego w na cyniu. Jeżeli przyrząd zawiera powietrze lub inny gaz, istnieje równoczesna emisja elektryczności dodatniej i ujemnej i przewodzenie zachodzi w obu kierunkach pola. Emisja wzrasta bardzo szybko z temperaturą; w wysokich temperaturach prąd może być mierzony za pomocą galvanometru, włączonego między elektrodą *A* i ziemią.

Jeżeli w przyrządzie utrzymujemy przez dłuższy czas próżnię, gazy okludowane w ściankach oraz w elektrodach wydobywają się powoli i zostają usuwane, emisja zaś elektryczności dodatniej zanika. Pozostaje więc tylko emisja elektryczności ujemnej w postaci elektronów i przewodzenie zachodzi tylko w przypadku pola skierowanego ku włóknu.

Chcąc scharakteryzować prąd płynący w opróżnionej rurze z rozżarzoną katodą, posługujemy się dwiema seriami krzywych, z których jedna przedstawia zależność $i = f(V)$ otrzymaną wówczas gdy prąd żarzenia wyznacza temperaturę absolutną T włókna posiada określone natężenie I , druga zaś zależność $i = f(I)$ lub $i = f(T)$ w przypadku, gdy różnica potencjału V między elektrodami jest stała. Rys. 20a i 20b przedstawiają wyniki otrzymane przez *Langmuira* w doskonałej próżni.



Rys. 19. *F* — włókno węglowe lub metalowe umieszczone w osi rurki szklanej i ogrzewane elektrycznie za pomocą prądu I dostarczanego przez baterię P_1 . Jeden z końców drutu jest naładowany do potencjału V za pomocą baterii P_2 . Cylindryczna elektroda *A* otaczająca nitkę jest połączona z elektrometrem. W szczelnym zbiorniku *B* zawierającym nitkę i elektrodę *A* można zrobić próżnię, można również wprowadzić do *D* gaz.



Rys. 20 a.

Jeżeli temperatura włókna pozostaje stała (I stałe) prąd i wzrasta wraz z V według prawa tego samego rodzaju, co na rys. 16-a. W części początkowej i wzrasta jak $V^{\frac{3}{2}}$...; krzywa przechodzi następnie przez punkt przegięcia i wykazuje tendencję do nasycenia. Krzywe otrzymane w przypadku różnych wartości I lub T nakładają się na idealną krzywą

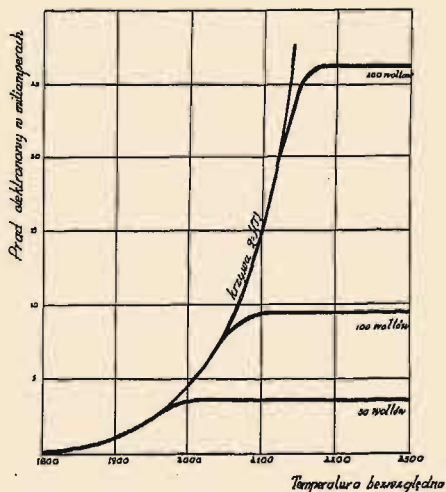
$$i = A V^{\frac{3}{2}}$$

na odcinku tym dłuższym, im I lub T są większe. Prądu nasycenia q nie można jednak osiągnąć, jeżeli temperatura bezwzględna T jest bardzo wysoka.

Jeżeli różnica potencjałów V pozostaje stała, i rośnie wraz z I , a zatem wraz z T . Możemy dobrać V tak, aby było osiągnięte nasycenie $i = q$, krzywa $q = f(T)$ przedstawia wówczas prawo wzrostu emisji wraz z temperaturą. Mniejsze wartości V

pozwalają osiągnąć nasycenie tylko w pewnym przedziale wartości prądu żarzenia; w tej okolicy krzywa pokrywa się z poprzednią. W miarę jednak jak T wzrasta, różnica potencjałów V staje się nie wystarczająca dla wyłowienia wszystkich elektronów; po punkcie przegięcia następuje odrazu okolica pozornego nasycenia, odzwierciedlająca stan rzeczy, w którym elektrony nie wyciągane przez pole są z powrotem pochłaniane przez katodę.

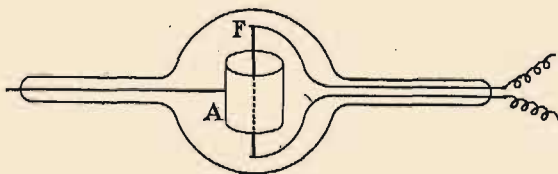
Zakładamy, że elektron wydobywający się z metalu musi wykonać pewną ilość pracy W . Elektrony rozmieszczone w metalu biorą udział w molekularnych ruchach cieplnych, opuszczają więc metal tym łatwiej im wyższa jest jego temperatura. Elektrony rozmieszczone w przestrzeni



Rys. 20 b.

w okolicy ściauki, która je wysyła, zachowują się podobnie jak gaz rozrzedzony; niektóre z nich powracają do metalu wskutek ruchów cieplnych. W stanie statecznym, w nieobecności pola, liczba q elektronów wysyłanych w jednostce czasu z jednostki powierzchni jest równa liczbie elektronów przenikających z zewnątrz do metalu. Przy pomocy dostatecznie silnego pola można wyciągać wszystkie elektrony w miarę ich wytwarzania i otrzymać prąd nasycenia q .

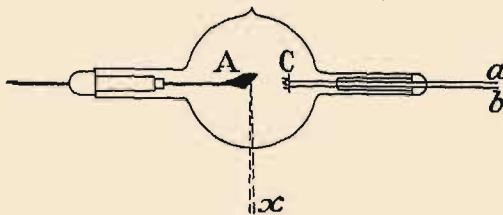
Prąd nasycenia osiąga wartość 1 amp. na 1 cm² w przypadku wolframu w temperaturze bezwzględnej 2500°. Dla tego metalu mamy $W = 4,5$ woltów. W celu otrzymania emisji elektronowej z rozżarzonej katody używa



Rys. 21. Kenotron. F — włókno rozżarzane prądem służące jako katoda; A — cylindryczna anoda otaczająca rurkę. Rura działa jako wentyl przepuszczający prąd tylko w kierunku od A do F .

się wolframu, platyny, węgla, tantalu, molibdenu wreszcie platyny pokrytej tlenkiem wapnia lub baru (katoda Wehnelta).

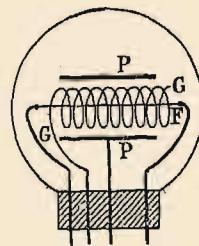
Najważniejsze zastosowanie emisji ciał rozżarzonych stanowią wentyle elektryczne z rozżarzonymi katodami (kenotrony) (rys. 21), rury do promieni X z rozżarzonymi katodami (rys. 22), oraz lampy trójelektrodowe lub triody (rys. 23), powszechnie używane w radiotelefonii i radiotelegrafii, oddające liczne usługi w różnych badaniach naukowych.



Rys. 22. Rura Coolidge'a. Katoda jest to włókno wolframowe w postaci spirali zasilane prądem, który wchodzi i wychodzi przez druty a i b . Antykatoda A odgrywająca rolę anody jest zrobiona z wolframu. Elektronów wysyłane przez włókno padają na antykatodę, skupiając się w okolicy środkowej zwanej ogniskiem, i wytwarzają promienie X obserwowane w kierunku x . Prąd przenoszony przez elektrony między A i C w rurze średniego typu osiąga kilka miliamperów pod napięciem 200 kilowoltów.

Rys. 23. Trioda składa się z bańki szklanej, w której istnieje możliwie doskonała próżnia i w której znajdują się trzy elektrody: włókno F rozżarzane prądem elektrycznym; siatka G czyli spirala otaczająca włókno i anoda P czyli cylindryczna osłona otaczająca włókno i siatkę.

Prąd elektronowy I płynący od rozżarzonego włókna ku anodzie, której potencjał jest wyższy od potencjału włókna jest zależny od potencjału siatki otrzymującej część wybiegających elektronów. Sposób działania przyrządu opisujemy za pomocą szeregu krzywych, zwanych *charakterystykami*, przedstawiających prąd i płynący ku siatce x i prąd I płynący ku anodzie, w zależności od potencjału v siatki, w przypadku gdy potencjał V anody i potencjał J prądu żarzenia posiadają określone wartości. Są to krzywe tego samego typu, co krzywe na rys. 20. Ponieważ potencjał siatki jest zawsze mały w porównaniu z potencjałem anody, prąd i mały w porównaniu z prądem I , przeto mała zmiana v powoduje znaczną zmianę prądu anodowego; na tej zasadzie opiera się używanie triody jako wzmacniacza. Przyrząd może służyć również jako generator wymuszonych drgań i jako odbiornik fal wielkiej częstotliwości.



§ 11. Kondensacja wody na jonach. Ładunek jonów. Ładunek elementarny.

Pierwsze próby wyznaczenia ładunku elementarnego były oparte na zastosowaniu zjawisk kondensacji pary wodnej na jonach zawartych w gazie (*J. Townsend, J. J. Thomson*).

Nasycona para wodna staje się przesycona wskutek szybkiego rozprężenia, które można wywołać, powiększając nagle objętość zbiornika zawierającego wodę i powietrze. Jeżeli powietrze w naczyniu jest pozbawione pyłków, przesylenie znika powoli wskutek osiadania wody na ściankach.

W przypadku natomiast, gdy istnieją pyłki, rozprężeniu towarzyszy tworzenie się nieprzezroczystej mgły, złożonej z kropelek wody, osadzonych na pyłkach, które służą jako zarodki kondensacji. Mgła opada pod działaniem siły ciężkości, pyłki można zatem usunąć, powtarzając tę czynność kilkakrotnie.

Jeżeli następnie wytworzymy w naczyniu pewną liczbę jonów, rozżarzając wprowadzony w tym celu izolowany drut metalowy, znowu stwierdzimy, że w chwili rozprężenia powstaje gęsta mgła; jony wydzielone przez drut odgrywają rolę zarodków kondensacji.

Jony powstające wskutek utlenienia fosforu lub jony zawarte w gazach, pochodzących z elektrolizy są również skutecznymi zarodkami kondensacji. Powietrze zawierające takie jony i przepuszczone przez wodę wypełnia się mgłą. Strumień pary przesyconej, uchodzącej podczas wrzenia z kotła, posiada znacznie zwiększoną nieprzezroczystość w pobliżu fosforu, małego płomienia lub rozżarzonego drutu. W tych wszystkich przypadkach mamy do czynienia z wielkimi jonami działającymi w podobny sposób, jak pyłki.

Lord *Kelvin* dowiódł, że ciśnienie nasyconej pary wodnej ma o wiele większą wartość w pobliżu kropelki cieczy niż w pobliżu płaskiej powierzchni wody. Zjawisko, to występujące tym wyraźniej im kropla jest mniejsza, pozostaje w związku z napięciem powierzchniowym, które przeciwstawia się tworzeniu się w gazie bardzo małych kropelek dających początek kondensacji. Pyłki usuwają tę trudność, gdyż umożliwiają drobinom wody osiadanie na powierzchni o stosunkowo małej krzywiznie. Może również zdarzyć się, że zawiesina z powodu składu chemicznego posiada powinowactwo do wody, tak np. zawiesina powstająca z utlenienia fosforu może skroplić parę wodną nawet wtedy, gdy ta ostatnia nie jest nasycona. Jeżeli pyłki są naładowane i tworzą wielkie jony, skuteczność ich jest wzmożona, ponieważ wywierają one na drobiny wody siły przyciągania elektrostatycznego.

Małe jony mogą również działać jako zarodki kondensacyjne, skuteczność ich jest jednak mniejsza i niezbędny jest większy stopień przesyconienia. Dokładne badania wykonane przez *C. T. R. Wilsona* doprowadziły do następujących wyników:

Warunki kondensacji w postaci mgły są zależne od stopnia rozprężenia, Δ , czyli stosunku objętości końcowej do objętości początkowej. Jeżeli $\Delta < 1,25$ kondensacja nie zachodzi. Jeżeli $1,25 < \Delta < 1,31$ kondensacja zachodzi jedynie na jonach ujemnych. Jeżeli $1,31 < \Delta < 1,38$ mamy kondensację na jonach obu znaków. Wreszcie gdy $\Delta > 1,38$ kondensacja zachodzi nawet w nieobecności jonów na zarodkach zawartych w gazie, prawdopodobnie w postaci skupień drobinowych.

Jeżeli nazwiemy *przesyceniem* s stosunek ciśnienia pary wodnej do ciśnienia nasycenia w sąsiedztwie płaskiej powierzchni cieczy w badanej temperaturze, to wartości $\Delta = 1,25$ odpowiada $s = 1,38$; wartości $\Delta = 1,38$ odpowiada $s = 8$.

Należy zaznaczyć, że nawet bez czynnika jonizującego otrzymuje się kondensację na nielicznych kroplach w przypadku $\Delta < 1,25$ a to z po-

wodu słabej naturalnej jonizacji powietrza, pochodzącej od promieniowań, których naogół nie można uniknąć.

Na podstawie tych doświadczeń *Wilson* opracował metodę, która pozwala fotografować tory promieni jonizujących, uwidocznione dzięki odpowiedniemu oświetleniu kropelek wody, osiadających na jonach wzdłuż torów. Ta metoda »torów mgiełkowych« może być zastosowana do promieni korpuskularnych, dodatnich lub ujemnych. Obecność promieni X lub promieni γ ujawnia się w postaci wtórnych promieni elektronowych, towarzyszących tym promieniom. W powszechnie używanym przyrządzie *Wilsona* rozprężenie zachodzi wskutek nagłego opadnięcia tłoka w cylindrycznej komorze wypełnionej przesyconą parą wodną.

J. J. Thomson badał prędkość opadania mgły, stosując prawo *Stokes'a* dotyczące prędkości spadania małych kulek. Kropelka, której promień wynosi a , gęstość δ , osiąga podczas spadania w powietrzu prędkość końcową v wyrażoną wzorem:

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \cdot \delta$$

μ jest to współczynnik lepkości powietrza, g — przyspieszenie siły ciężenia.

To doświadczenie, łącznie z pomiarem gęstości przestrzennej ładunku jonów oraz ilości skroplonej wody, daje wartość ładunku jednego jonu e . Można zmierzyć prędkość opadania mgły wytworzonej na jonach tylko jednego znaku w polu elektrycznym h . Niechaj v_1 i v_2 będą to prędkości opadania mgły w obecności i nieobecności pola; prędkości te są proporcjonalne do sił, powodujących ruch. Mamy więc:

$$v_1 = \frac{2}{9} \frac{ga}{\mu} \delta \quad \frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{mg + eh}$$

jeżeli działanie pola dodaje się do działania siły ciężkości.

Oba te doświadczenia pozwalają wyznaczyć e .

Obserwacja opadania mgły nie nadaje się do bardzo dokładnych pomiarów. *Millikan* zastosował metodę badania oddzielnych kropeł cieczy nie parującej w warunkach doświadczenia.

Do przestrzeni zawartej między dwiema płytkami wprowadza się przez mały otwór w górnej płytce małą liczbę kropelek otrzymanych zapomocą rozpylania cieczy, np. oliwy. Kropelki napotyka tam jony wytworzone przez promieniowanie; od czasu do czasu zdarza się, że jon osiada na kropelce. Ponieważ między płytkami istnieje pole elektryczne, przeto w zależności od natężenia tego pola i znaku ładunku jonu, może nastąpić równowaga między siłą ciężkości i siłą elektryczną, wskutek czego kropka pozostanie w spoczynku, lub też jedna z tych sił może przeważać, powodując ruch w górę lub w dół. Ruch kropli obserwujemy zapomocą mikroskopu.

Kropka naładowana może chwytać jony w dalszym ciągu; w chwili przyłączenia jonu ładunek zmienia się w sposób nieciągły i następuje

nagła zmiana prędkości. Wyznaczając ładunki różnych kropeł otrzymujemy zawsze wielokrotność ładunku elementarnego.

Z tych doświadczeń wynika następująca wartość e

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ j. es. } ^1)$$

Z pośród innych metod służących do wyznaczania ładunku elementarnego wymienimy już na tym miejscu wyznaczenie ładunku cząstki α drogą liczenia cząstek α i mierzenia ich całkowitego ładunku. Doświadczenia te będą opisane w dalszym ciągu (§ 71). Ładunek cząstki α równa się podwójnemu ładunkowi elementarnemu e .

Między ładunkiem elementarnym i stałą Avogadry (liczba drobin w gramodrobinie lub liczba atomów w gramoatomie) istnieje związek natury podstawowej, który możemy łatwo uzasadnić na podstawie praw elektrolizy. Ponieważ Ne jest to ładunek gramojonu jednowartościowego, mamy

$$Ne = 96500 \text{ kulombów} = 2,895 \cdot 10^{14} \text{ j. es.}$$

Znając N , możemy zatem wyliczyć e i odwrotnie.

Metody wyznaczania N są liczne i różnorodne.²⁾ Istnieje metoda bezpośrednia oparta na zjawiskach promieniotwórczych, polegająca na mierzeniu objętości helu powstającego w stanie atomowym z przeliczonego zbioru cząstek α (§ 72).

Na podstawie znajomości ładunku e i liczby Avogadry N możemy wyliczyć bezwzględną masę atomu i średnią energię kinetyczną drobin. Obecnie przyjęte są następujące wartości:

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ j. es.} \quad N = 6,06 \cdot 10^{23};$$

masa atomu wodoru, $m_H = \frac{1.0078}{N} = 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ g. } ^3)$, masa dowolnego

atomu, $m_A = \frac{A}{N}$, gdzie A jest to ciężar atomowy; energia ruchu postę-

powego drobin $U = \frac{3RT}{2N} = 5,62 \cdot 10^{-14} \text{ ergów}$ w temperaturze 0° (R stała gazów doskonałych na gramodrobinę, T temperatura bezwzględna).

¹⁾ Ponieważ w tych doświadczeniach używa się kropelek, których promień jest bardzo mały ($1 - 5 \mu$), przeto stosując do ich ruchu prawo Stokesa musimy uwzględnić poprawkę dość znaczną w przypadku gdy promień jest tego samego rzędu wielkości co wolna droga drobin gazu. W pomiarach bardzo dokładnych należy ponadto posługiwać się gęstością zredukowaną, t.j. zmniejszoną o gęstość powietrza.

²⁾ Czytelnik znajdzie opis tych metod w rozprawie *J. Perrina* (Théorie du rayonnement et les quanta, Conseil Solvay 1911).

³⁾ Ostatnie pomiary *Astona* i obliczenia oparte na sztucznej przemianie pierwiastków prowadzą do wartości m_H nieco wyższej $\left(\frac{1.0081}{N}\right)$ (przyp. tłum.).

§ 12. Jonizacja spowodowana zderzeniami jonów i wyładowanie iskrowe.

Jeżeli w badanej objętości jonizacja gazu jest wszędzie jednakowa, krzywa $i = f(V)$ ma postać dobrze określoną w warunkach ciśnienia i temperatury niezbyt różniących się od warunków normalnych. Stan nasycenia charakteryzujący się stałą wartością i utrzymuje się bez zmiany nawet gdy V zmienia się w dosyć szerokim przedziale. Wyładowanie zjawia się nagle, gdy V osiąga pewną wysoką wartość graniczną (rys. 24). Jeżeli ciśnienie gazu jest niewielkie (kilka milimetrów słupa rtęci), możemy zauważyć stadium pośrednie, w którym natężenie wzrasta szybko wraz z napięciem, zanim nastąpi wyładowanie.

Wzrost obserwowany w tym przejściowym stadium został wytłumaczony przez *J. Townsenda* w następujący sposób.

Jony, powstające bezpośrednio pod działaniem czynnika jonizującego, wytwarzają nowe jony drogą zderzeń z drobinami gazu. Ta jonizacja «zderzeniowa» jest możliwa tylko wtedy, gdy jon pierwotny uzyskuje dostateczną energię kinetyczną, znacznie większą od energii ruchów cieplnych. Źródłem tej energii jest praca wykonana przez pole elektryczne.



Rys. 24.

Z punktu widzenia teorii kinetycznej gazów należy traktować jednostajną prędkość jonu w polu elektrycznym jako wielkość przeciętną, którą obliczamy drogą sumowania ruchów jonu w kolejnych odstępach czasu pomiędzy dwoma następującymi po sobie zderzeniami. Ruch jonu jest jednostajnie przyspieszony, ale energia nagromadzona w ten sposób zostaje zupełnie lub częściowo zużyta w zderzeniu. Ponieważ ta energia jest równoważnikiem pracy wykonanej przez pole, przeto mamy

$$\frac{m v^2}{2} = e V,$$

m jest to masa jonu, v jego prędkość, e — ładunek, V — różnica potencjałów między początkowym i końcowym punktem drogi jonu. Przeciętną długość tej drogi nazywamy *średnią drogą swobodną*, λ , jonu w gazie; λ zależy od ciśnienia i jest do niego odwrotnie proporcjonalne. W polu jednostajnym o natężeniu h różnica potencjałów na długości λ wynosi $h\lambda$. Najmniejszą energię potrzebną do jonizacji charakteryzujemy *potencjałem jonizacyjnym* V_0 , natężenie h_0 pola jonizującego, wynosi wówczas $h_0 = V_0/\lambda$. h_0 jest odwrotnie proporcjonalne do λ , a zatem proporcjonalne do ciśnienia gazu. Jeżeli pole nie jest zbyt silne, jonizacja zderzeniowa pojawia się dopiero wtedy, gdy ciśnienie jest niskie.

Średnia liczba ν jonów wtórnych, wytworzonych przez jeden jon na jednostce długości, jest funkcją h i p . Powiększając h stwierdzamy, że najpierw jonizują jony ujemne, które w tych warunkach występują w postaci elektronów.

Gdy pole h osiąga dostateczną wartość, oprócz jonów ujemnych są czynne również i dodatnie; jony te bądź jonizują gaz, bądź też bombardują katodę i wyzwala ją z niej elektrony. Zgodnie z teorią prąd i powstający między równoległymi płytkami, między którymi odległość wynosi l , jest funkcją dwóch zmiennych, mianowicie iloczynu pl oraz V ; prąd wzrasta raptownie, gdy te zmienne osiągają wartości zbliżone do wartości odpowiadających wyładowaniu iskrowemu. Stąd wynika, że *potencjał iskrzenia* jest funkcją iloczynu pl , a zatem wielkości proporcjonalnej do masy gazu zawartej między płytkami. Jeżeli odległość między płytkami jest stała, potencjał iskrzenia zmniejsza się wraz z ciśnieniem, przechodzi przez minimum, a następnie wzrasta znowu szybko, gdy ciśnienie zmniejsza się w dalszym ciągu. Istnieje zatem *dolna granica potencjału iskrzenia* (wynosząca w powietrzu ok. 340 woltów), poniżej tego potencjału wyładowanie nie może nastąpić pod żadnym ciśnieniem.

Łatwo zrozumieć istnienie dolnej granicy potencjału iskrzenia, zakładając, że koniecznym warunkiem wyładowania jest bardzo intensywna jonizacja przez zderzenia. W istocie dopóki ciśnienie jest wysokie, wydajna jonizacja wymaga bardzo silnego pola elektrycznego, wystarczającego do powstawania różnicy potencjałów równej potencjałowi jonizacyjnemu na bardzo małej długości swobodnej drogi jonu. Jeżeli natomiast ciśnienie jest bardzo małe, trudność ta nie istnieje, ale zderzenia stają się coraz rzadsze i produkcja jonów nie wystarcza do zasilania wyładowania.

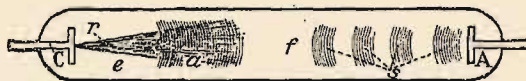
Wyładowanie iskrowe może być wzbudzone nawet bez udziału zewnętrznego czynnika jonizującego; tłumaczymy to tym, że w gazie zawsze istnieje niewielka liczba jonów. Bardzo znaczny wzrost jonizacji towarzyszący początkowym stadiom wyładowania sprawia, że jony przybiegające ku elektrodom wydatnie odkształcają pole, zwłaszcza w okolicy katody, ponieważ ruchliwość jonów dodatnich jest znacznie mniejsza niż ujemnych. Następstwem nagromadzania się jonów dodatnich jest powstawanie w pobliżu katody bardzo silnego pola charakteryzującego katodowy spadek potencjału. Działanie jonizacyjne jonów dodatnich ogranicza się tylko do tej okolicy; natomiast jony ujemne są czynne nawet w okolicy dalej położonej, gdzie pole jest słabsze.

Wyładowanie iskrowe, powstające w zwykłej temperaturze między płaskimi elektrodami, należy do typu *iskry*; na ogół analogiczną budowę posiada również wyładowanie między zimnymi elektrodami, których krzywizna nie jest zbyt wielka.

W powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym iskra, przeskakująca w rurze między płaskimi elektrodami i umieszczonymi na jej końcach, sprawia wrażenie ciągłego świecącego pasma łączącego anodę z katodą. Obniżając stopniowo ciśnienie dostrzegamy, że iskra rozdziela się na kilka części. Pasma świetlne rozszerza się i traci ostre kontury; pojawia się *ciemnia Faradaya* oddzielająca dwie części zjawiska świetlnego, mianowicie *zorzę dodatnią* ciągłą lub uwarstwioną, ciągnącą

się od anody przez znaczną długość rury oraz *poświatę ujemną*, która bierze początek w niewielkiej świecącej plamce na katodzie i przylega do katody niezbyt grubą warstwą (rys. 25). Postać tę obserwujemy, gdy ciśnienie wynosi kilka milimetrów rtęci. Dalszy spadek ciśnienia sprawia, że zorza dodatnia cofa się ku anodzie, natomiast poświata ujemna rozprzestrzenia się coraz bardziej. Gdy ciśnienie opada poniżej 0,1 mm rtęci, stwierdzamy, że poświata nie przylega do katody, pokrytej tylko cieniutką, świecąą warstwą; między zorzą i *warstwą katodową* istnieje *ciemnia Crookesa*.

Jeżeli ciśnienie jest jeszcze mniejsze (rzędu kilku tysięcznych milimetra rtęci), zorza dodatnia znika zupełnie, następnie znika ciemnia



Rys. 25. C — katoda, r — promień katodowy, e — ciemnia Crookesa, a — poświata ujemna, f — ciemnia Faradaya, s — zorza dodatnia, A — anoda.

Faradaya i ciemnia Crookesa stopniowo wypełnia rurę. Jednocześnie dostrzegamy zielonawą fosforescencję ścianek szklanych nawprost katody, pochodzącą od *promieni katodowych*; tak nazywamy elektrony uwalniane na powierzchni katody i uzyskujące w polu elektrycznym, przed katodą, prędkość, która wystarcza do osiągnięcia przeciwległej ścianki, jeżeli próżnia jest posunięta dosyć daleko. Na rys. 25 jest przedstawiony schematycznie wygląd elementów iskry. Uzupełniając obserwację stopniowych zmian wyglądu wyładowania pomiarami natężenia płynącego w nim prądu oraz potencjału iskrowego, stwierdzamy, że pod ciśnieniem rzędu tysięcznej części milimetra rtęci potencjał przechodzi przez minimum, przewodnictwo zaś elektryczne rury przechodzi przez maksimum.

W celu wyjaśnienia mechanizmu wyładowania musimy założyć istnienie współzależności między powstawaniem jonów dodatnich i ujemnych. Jony dodatnie uderzające katodę wyrzucają w chwili zetknięcia elektrony z jej wnętrza, a także uwalniają elektrony z napotkanych w pobliżu drobin gazów. Te elektrony, odpychane przez katodę, wybiegają jako promienie katodowe do ciemni Crookesa i do zorzy ujemnej i wytwarzają w tej okolicy obfitą jonizację przez zderzenia; wreszcie z jonów dodatnich, powstających w tych zderzeniach, tworzy się *przyptyw dodatni*, kierujący się ku katodzie i zasilający wyładowanie elektronami w sposób poprzednio opisany. Widzimy zatem, że istotnym warunkiem wyładowania iskrowego jest wzajemna zależność między promieniami katodowymi i przyptywem dodatnim.

Wyładowanie miotełkowe. Wyładowanie zwane miotełkowym zachodzi między ostrzem i płytką lub, ogólnie biorąc, pomiędzy wystającą częścią chropowatego przewodnika i jakąś powierzchnią sporych rozmiarów, która najczęściej jest umieszczona dosyć daleko. Zależnie od znaku ładunku ostrza mówimy o wyładowaniu miotełkowym dodatnim lub ujemnym. Wyładowanie ujemne obejmuje niewielki obszar, dodatnie ma wygląd świetlistej kępki rozchodzącej się z ostrza. Pole elektryczne osiąga duże natężenie tylko w najbliższej okolicy ostrza, toteż tylko

tam odbywa się jonizacja zderzeniowa. Ostrze pochłania jony znaku przeciwnego sobie i odpycha jony własnego znaku, które rozbiegają się w gazie wzdłuż linii pola elektrycznego. Potencjał iskrzenia zależy od cienkości ostrza i znaku jego ładunku; ujemne wyładowanie miotłkowe wymaga mniejszego potencjału iskrowego niż dodatnie; w pierwszym przypadku może zachodzić wpływ elektronów z metalu, w drugim przypadku elektrony mogą pochodzić tylko z drobin gazu w okolicy ostrza. Najmniejsze potencjały iskrowe miotłkowego wyładowania ujemnego obserwowane w powietrzu wynoszą ok. 300 woltów, dodatniego — ok. 500 woltów.

Łuk elektryczny. Łuk elektryczny powstaje między elektrodami w zupełnie innych okolicznościach niż w przypadku zimnych elektrod. W istocie rozżarzona katoda wysyła obficie elektrony uawet wtedy, gdy nie jest bombardowana dodatnimi jonami. Ta emisja elektronowa wyrównywa spadek katody; toteż wymagane napięcie jest niewielkie i może wynosić zaledwie kilka woltów. Wysoką temperaturę elektrod podtrzymują liczne zderzenia jonów dodatnich lub elektronów, ale temperatura katody jest niższa niż anody wskutek emisji elektronów, którą możemy traktować jako zjawisko analogiczne do parowania.
