

VII. O PRZEWODNICTWIE CIEPLNEM CIAŁ SPROSZKOWANYCH.

Rozprawy Wydziału matematyczno-przyrodniczego Polskiej Akademii Umiejętności, Serja A, tom 50, str. 83—95. 1910.

Wiadomo, że nieprawdopodobny na pozór wynik teorii kinetycznej gazów, wyprowadzony po raz pierwszy przez Maxwella (1860), mianowicie, że współczynniki lepkości i przewodnictwa cieplnego gazów muszą być niezależne od ciśnienia, został doświadczalnie sprawdzony, najprzód w ogólnych zarysach przez samego Maxwella oraz przez Stefana, później zwłaszcza przez prace Kundta i Warburga¹⁾. Autorowie ci dowiedli, że pozorne zmniejszanie się lepkości w wielkich rozrzedzeniach pochodzi od ślizgania się gazu wzdłuż ścian naczyń, ślizgania się, które, zgodnie z teorią kinetyczną, musi uwidatniać się w takich warunkach.

Wykazałem²⁾ w sposób analogiczny, że pozorne zmniejszanie się przewodnictwa cieplnego przy znacznym rozrzedzeniu gazu wywołane jest przez to, że na powierzchni granicznej ciała stałego i gazu, przez który przepływa prąd ciepła, występuje zjawisko poniekąd analogiczne do t. zw. oporu przejściowego w pewnych zjawiskach elektrycznych, mianowicie różnica temperatury ściany i gazu przylegającego. Ów „skok temperatury“ jest związany z długością drogi swobodnej cząsteczek gazu λ i ze spadkiem temperatury w kierunku normalnym do ściany $\partial\theta/\partial n$ przez równanie:

$$(1) \quad \Delta\theta = \beta\lambda \frac{\partial\theta}{\partial n}$$

¹⁾ Kundt u. Warburg, Pogg. Ann. 155, 337, 1875.

²⁾ Smoluchowski, Ann. d. Phys. 64, 101, 1898; Sitzgsber. Wien. Akad. 107, 304, 1898. [por. tom I, str. 83 i 113; *przyp. wyd.*].

w którym β oznacza współczynnik stały rzędu jedności (dla powietrza w owych doświadczeniach było $\beta = 1.70$, dla wodoru $\beta = 6.96$). Tym sposobem tłumaczy się wzrastanie tego wpływu z rozrzedzeniem, gdyż λ jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu.

Wyniki te zostały następnie potwierdzone przez pracę doświadczalną, którą wykonałem odmienną metodą¹⁾, oraz przez pomiary doświadczalne wykonane przez p. Gehrekego²⁾.

Wykazano także³⁾, że pewne anomalje zauważone już przez innych autorów (Winkelmann, Schleiermacher, Brush) w badaniach nad przewodnictwem cieplnym gazów mogą być wytłumaczone wspomnianem zjawiskiem i zgadzają się ilościowo z prawem (1) powyższem.

Charakterystyczną cechą tych zjawisk jest to, że *ceteris paribus* (t. j. przy danej różnicy temperatury i danem ciśnieniu gazowem) wpływ ich jest tem wybitniejszy, im mniejsze są rozmiary zakresu przestrzeni wypełnionego gazem, w którym odbywa się przewodzenie ciepła. Dlatego też wydawało mi się zawsze rzeczą bardzo prawdopodobną, że muszą one odgrywać znaczną rolę w przewodnictwie cieplnym proszków, w których przedziały przestrzenne zawarte między sąsiadującymi ziarnkami są mikroskopijnie małe.

Przypuszczałem także, że znajdzie się sposób stwierdzenia w takich ciałach sproszkowanych innego jeszcze wniosku, wypływającego z teorii kinetycznej⁴⁾, który tyczy się dziedziny o rozmiarach małych w porównaniu do długości drogi swobodnej cząsteczek gazowych; w takich bowiem dziedzinach przewodnictwo powinno odbywać się niezależnie od grubości warstwy gazu, podobnie jak gdyby chodziło o promieniowanie cieplne i powinno być proporcjonalne do ciśnienia gazu.

Spodziewałem się wreszcie, że na podstawie tych zjawisk będzie można znaleźć sposoby izolacji cieplnej, przewyższające może, inne dotychczas w praktyce używane.

Z tych powodów przedsięwziąłem badania doświadczalne nad

¹⁾ Smoluchowski, Sitzgsber. Wien. Akad. 108, 5, 1899. [por. tom I, str. 199; *przyp. wyd.*].

²⁾ Gehreke, Ann. d. Phys. 2, 102, 1900.

³⁾ Smoluchowski, Sitzgsber. Wien. Akad. 108, 14, 1899; Phil. Mag. 46, 199, 1898. [por. tom I, str. 139 i 199; *przyp. wyd.*].

⁴⁾ Smoluchowski, Sitzgsber. Wien. Akad. 107, 327, 1898. [por. tom I, str. 113; *przyp. wyd.*].

przewodnictwem cieplnym proszków i podobnych substancji drobno rozdzielonych, zwłaszcza nad zależnością tego zjawiska od natury i od ciśnienia gazu w nich obecnego. Przedmiot ten, mimo swej wielkiej doniosłości praktycznej, nie był poddany dotychczas ścisłym badaniom naukowym.

Metoda, której używa się zwykle do pomiarów przewodnictwa cieplnego gazów, polega na stygnięciu termometru w naczyniu napełnionem gazem lub substancją badaną; ponieważ szybkość stygnięcia danego termometru w danym naczyniu jest wprost proporcjonalna do współczynnika przewodnictwa cieplnego, otrzymuje się tym sposobem bezpośrednio względną wartość tego współczynnika.

Możnaby podnieść poważne zarzuty przeciwko użyciu tej metody w naszym przypadku; albowiem chodzi nam o ciała, których ciepło właściwe nie jest znikomo małe, jak w razie gazów, a wtedy także ciepło właściwe substancji użytej do wypełnienia naczynia musi wpływać na szybkość stygnięcia (mianowicie zmniejszając). Na podstawie teorii przewodnictwa cieplnego można jednak wywieść sposób obliczenia poprawki, wynikającej stąd w wartościach bezwzględnych współczynnika przewodnictwa. Co zaś w tym przypadku (gdzie chodziło przedewszystkiem o porównanie przewodnictwa danej substancji przy różnych ciśnieniach gazu) jest najważniejsze: można udowodnić, że owe poprawki w warunkach naszych doświadczeń nie wpływają na *względne* wartości przewodnictwa.

Dlatego przyjęto i do niniejszych badań metodę stygnięcia, wyróżniającą się korzystnie prostotą urządzeń eksperymentalnych.

Przyrząd, który zbudowałem, składał się z rury szklanej, (o średnicy wewnętrznej 14·8 mm), zawierającej w dolnej części naczynie termometru (kształtu walcowatego, o średnicy zewnętrznej 10·0 mm), w górnej części posiadającej odgałęzienie, wiodące do pompy powietrznej oraz zamknięcie, zapomocą nasady starannie przyszlifowanej oraz rtęcią uszczelnionej. Proszek podlegający badaniu najprzód osuszano starannie, ogrzewając go w osobnym naczyniu do 200°—400°, w którym zapomocą pompy Gaedego wytwarzano próżnię $\frac{1}{10}$ mm rtęci. Następnie przesypywano go do przyrządu, gdzie wypełniał dolną część rury, zawierającą termometr i wytwarzano próżnię zupełną przy równoczesnym ogrzewaniu (zapomocą wody wrzącej), aby uwolnić proszek od resztek wilgoci i gazów

absorbowanych. W tym stanie zwykle utrzymywano proszek przez całą noc, zanim przystępowano do pierwszych pomiarów.

Pomiary wykonywano zazwyczaj w sposób następujący: ogrzewano przyrząd zapomocą gorącej wody, aż termometr przybierał temperaturę 75°—90°, następnie wstawiano go do naczynia z lodem i mierzono czas potrzebny do opadnięcia rtęci między dwoma punktami podziałki, odpowiadającymi temperaturom 52° i 41·7°. Odwrotność tego czasu t jest miarą szybkości stygnięcia. Aby stąd otrzymać wartość bezwzględną współczynnika przewodnictwa, wykonywano oprócz tego porównawcze pomiary czasu t_0 w samym powietrzu (przy ciśnieniu 40 mm) oraz, w celu wyeliminowania wpływu promieniowania w tem doświadczeniu, w próżni zupełnej (t). Powołując się na wynik pomiarów Winkelmanna, Müllera i Schwarzego, według których przewodnictwo powietrza jest dane przez wzór:

$$\kappa_0 = 0\cdot0000565 (1 + 0\cdot00213 \theta),$$

otrzymujemy zatem przewodnictwo substancji:

$$(2) \quad \kappa = \frac{\kappa_0}{t \left(\frac{1}{t_0} - \frac{1}{t} \right)} = \frac{421\cdot1 \cdot 10^{-6}}{t}$$

Przy tych obliczeniach trzeba jeszcze uwzględnić pewne poprawki, wynikające po pierwsze z okoliczności, że po obu stronach ścian naczynia, w którym proszek znajduje się, oraz ściany termometru, temperatura jest zawsze nieco różna, z powodu niezbyt dobrego przewodnictwa szkła, powtórne wynikające ze wspomnianego wpływu ciepła właściwego substancji badanej.

Pierwsza poprawka polega na tem, że wszystkie bezpośrednio zmierzone czasy t należy zmniejszyć o pewną wielkość, którą można obliczyć teoretycznie¹⁾ albo, jak to uczyniłem w tym razie, empirycznie oznaczyć zapomocą pomiarów porównawczych nad wodorem. Wynosiła ona 3·2 sek.

Drugą poprawkę obliczamy na podstawie wywodów teoretycznych w ten sposób: mnożymy liczby κ , pochodzące z równania (2), przez czynnik $\lg a/l$, w którym l oznacza grubość warstwy

¹⁾ Por. Ann. d. Phys. 64, 119, 1898.

proszku (w naszym przypadku 2·4 mm), α zaś jest pierwszym pierwiastkiem równania przestępnego:

$$\alpha \operatorname{tg} \alpha l = \frac{2c\rho}{c_0\rho_0r_0}$$

w którym c , ρ oznaczają ciepło właściwe i gęstość substancji, c_0 , ρ_0 odpowiednie wartości dla rtęci, r_0 promień naczynia termometru. Powtarzamy raz jeszcze, że poprawka ta (wynosząca np. 23% w razie pyłu cynkowego) wpływa tylko na wartości bezwzględne α , ale nie dotyczy się wcale porównania przewodnictwa danej substancji w różnych gazach i pod różnymi ciśnieniami, co przedewszystkiem zajmowało nas tutaj, gdyż i tak nasze proszki są substancjami tak mało określonymi, że dążenie do ściśłości nie byłoby usprawiedliwione.

Doświadczenia wykazały istotnie, jak to przewidywano, że przewodnictwo ciał sproszkowanych zależy w wysokim stopniu od rodzaju gazu, a dla danego gazu zmniejsza się wybitnie wraz z jego ciśnieniem. Takie proszki różnią się zatem pod tym względem zasadniczo od ośrodków złożonych, w rodzaju zawiesiny rtęci w tłuszczu, które badała panna L. Meitner; wzór Maxwella dla takich ośrodków, stwierdzony przez wspomniane badania, nie może w tym przypadku zgoła być stosowany¹⁾.

W próżni zupełnej przewodnictwo takiego proszku nie znika, ale jest zazwyczaj małym ułamkiem (rzędu jednej setnej części) przewodnictwa pod ciśnieniem atmosferycznym. Oczywiście pozostaną w próżni jeszcze dwa sposoby przenoszenia ciepła: przewodzenie przez punkty styczności między ziarnami oraz promieniowanie między sąsiednimi ziarnami. Oprócz tego, jako nieuniknione źródło błędów, doliczyć należy przewodzenie przez pręciak naczynia termometrycznego.

Zamierzamy poświęcić osobną pracę bliższemu rozważeniu czynników, występujących przy największym rozrzedzeniu, z których składa się pozostające przewodnictwo substancji „w próżni”. Na tem miejscu zajmujemy się wyłącznie „przewodnictwem zredukowanym”, t. j. pochodzącym od przewodzenia ciepła przez gaz znajdujący się

między ziarnami, które w normalnych warunkach stanowi bezporównania większą część przewodnictwa proszków i które otrzymamy z liczb obliczonych dla α , odejmując od nich „przewodnictwo w próżni”.

Zauważę jeszcze, że liczby otrzymywane w doświadczeniach powtórzonych w tych samych warunkach, z tą samą ilością danego proszku, były między sobą zupełnie zgodne. W proszkach mało ściśliwych (jak np. piasek, pył cynkowy, proszek żelazny) zbicie proszku (zapomocą wstrząśnięć i obciążenia) miało mało wpływu, w proszkach zaś bardziej ściśliwych (jak np. sadza) powodowało zazwyczaj zwiększenie przewodnictwa.

Jako przykład podajemy szereg obserwacji i z nich obliczonych wyników dla pewnej frakcji pyłu cynkowego (oznaczonej w dalszym ciągu liczbą IV), o stosunkowo jednakowej wielkości ziarn (średnica 0·0278 mm), wydzielonej zapomocą szlamowania (w benzynie) ze zwykłego, kupnego pyłu cynkowego. Przewodnictwo w próżni wynosiło $\sigma = 2·63 \cdot 10^{-6}$. Pod ciśnieniem p powietrza obserwowano czasy t i obliczono α następujące:

$p =$	0	0·22	0·76	2·98	14·1	43·8	144	730 mm
$t =$	1972	941	481·5	189·5	65·8	37·2	24·8	19 sek.
$10^4 \alpha =$		2·89	8·18	22·2	80·6	150	237	325

W podobny sposób badano między innymi: (I) piasek kwarcowy o wielkości ziarn 0·264 mm, (II) proszek kwarcowy o wielkości ziarn 0·0935 mm, (III) o wielkości 0·0433 mm, (V) pył cynkowy o wielkości ziarn (regularnie kulistych) 0·00625 mm, (VI) proszek żelazny grubszy (0·157 mm) i mialki (0·0253 mm), proszek cynkowy (otrzymany przez sproszkowanie mechaniczne), proszek szmirglowy (0·034 mm), (XI) semen lycopodii (0·030 mm), (XII) mączkę ryżową, (XIV) sadzę, ziemię okrzemkową, tlenek miedzi (otrzymany mokrą drogą przez strącenie), proszek korkowy i t. p.¹⁾. Niektóre z wyników, oznaczone rzymskimi liczbami, przedstawiłem na ryc. 1 i 2 zapomocą krzywych, wyrażających zależność przewodnictwa od logarytmu ciśnienia gazu. Ogólne wyniki można streścić w sposób następujący:

¹⁾ Por. Maxwell, Electr. and Magn. I § 314, L. Meitner. Sitzgsber. Wien. Akad. 115, 1906.

¹⁾ Zestawienie liczbowych rezultatów podajemy w Biuletynie Akademii Umiejętności, Wyd. mat.-przyr., 1910 (A) z maja, str. 129. [Tom niniejszy, str. 78; przyp. wyd.]

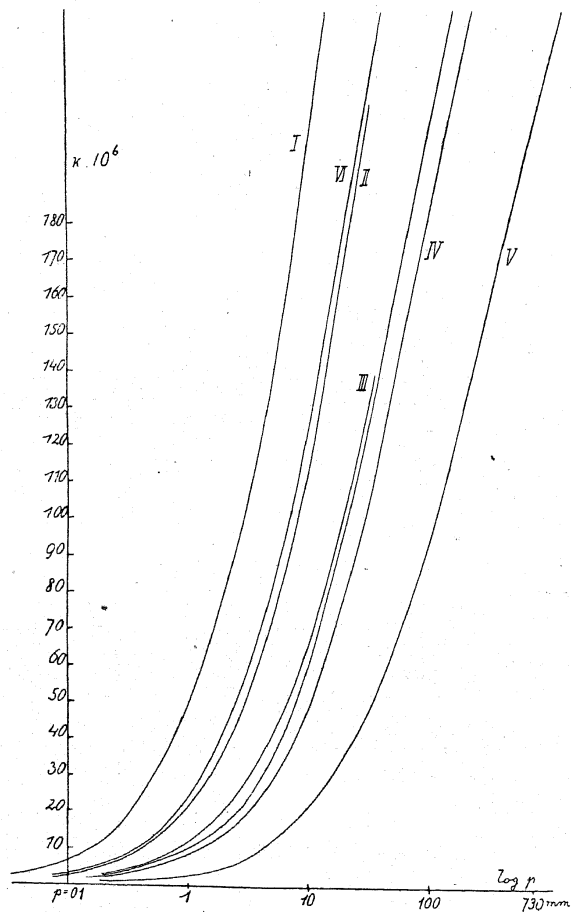


Fig. 1.

Proszki badane dzielą się na dwie kategorie: proszki „ziarniste” i proszki „gąbczaste”. Pierwsze składają się z oddzielnych, nie zlepiających się ziarn; rozsypują się na szkiełku mikroskopowym, które wstrząsamy przez uderzanie palcem. Do tej kategorii należą przeważnie proszki otrzymywane przez mechaniczne sproszkowanie ciał stałych (proszek kwarcu, szmirglu, żelaza, cynku, także pył cynkowy otrzymywany drogą destylacji cynku, oraz semen lycopodii).

Proszki gąbczaste nie rozsypują się na pojedyncze ziarna; wogóle niepodobna podać wielkości ich cząstek składowych. Zdaje się, że do nich należy większość proszków otrzymywanych przez strącenie i przez analogiczne procesy chemiczne, a także i sadza.

Ścisłe i ogólne prawidłowości mogliśmy wykryć tylko w przypadku proszków pierwszego rodzaju, mianowicie tych, które składają się z ziarn substancji o stosunkowo znacznym przewodnictwie własnym. Krzywe ryc. 1, przedstawiające kilka przykładów tego rodzaju, są do siebie bardzo podobne i dałyby się nakryć przybliżenie przy pomocy odpowiednich przesunięć w kierunku osi odciętych. To znaczy, że czynią one zadość wzorom kształtu:

$$\kappa = f(\varepsilon p)$$

gdzie f oznacza wspólną wszystkim funkcję, zaś ε współczynnik charakterystyczny dla każdego rodzaju. Równocześnie zauważamy, że wielkości przesunięć, potrzebnych do nakrycia, odpowiadają kolejnym wielkościom ziarn i że różnice przewodnictwa substancji tworzącej ziarna (cynk 0.15, żelazo 0.16, kwarc 0.016) nie uwydatniają się tutaj.

Zrozumiemy to wszystko przy pomocy przykładu idealnego: proszku złożonego z ziarn kulistych pewnej substancji, której przewodnictwo byłoby nieskończenie wielkie w porównaniu do przewodnictwa κ_0 gazu wypełniającego przedziały przestrzenne między ziarnami. Uwzględniając wówczas powstawanie skoku temperatury na powierzchniach ziarn, który według równania (1) ma wpływ taki jak gdyby powierzchnia ciała stałego była cofnięta o długość $\delta = \beta \lambda$ (zatem jak gdyby w styczności będące ziarna oddaliły się o odstęp 2δ) otrzymuje się na przepływ ciepła między dwoma sąsiednimi ziarnami (o promieniach a i o temperaturach różniących się o $\Delta\theta$) wyrażenie

$$F = a\Delta\theta\pi\kappa_0 \log\left(1 + \frac{a}{\delta}\right),$$

które ważne będzie przybliżenie, o ile stosunek $\frac{\delta}{a}$ jest mały. Zważywszy, że δ zmienia się w odwrotnym stosunku do ciśnienia gazu, można założyć $\delta = \frac{\delta_0 p_0}{p}$; na tej podstawie wypada dla przewodnictwa proszku idealnego wzór kształtu:

$$(3) \quad \kappa = A \log(ep + 1)$$

w którym

$$\varepsilon = \frac{a}{p_0 \delta_0}$$

spółczynnik zaś A ma różne wartości, zależnie od układu ziarn, np.:

$$A = \frac{\pi\kappa_0}{2} \text{ w razie układu sześciennego}$$

$A = \pi\kappa_0/\sqrt{2}$ w razie układu tetraedrycznego. Jak widzimy, wzór (3) istotnie ma kształt: $\kappa = f(ep)$.

Jako substancji, na której można by wykonać porównanie ilościowe, użyłem poprzednio wspomnianego pyłu cynkowego, ponieważ jego ziarenka mają przeważnie postać regularnie kulistą. Zmierzylem jego przewodnictwo w powietrzu, a także w bezwodniku węglowym i w wodorze; porównałem z niem przewodnictwo innego rodzaju pyłu cynkowego (o ziarnach 4—5 razy mniejszych) w powietrzu.

Wszystkie wyniki tym sposobem otrzymane można dobrze przedstawić wzorami kształtu (3); zgodność jest zadawalniająca, nawet poza obrębem ciśnień, przy których δ/a jest liczbą małą. Przy pomocy tak obliczonych wartości ε oraz znanych rozmiarów ziarna można znaleźć wielkość δ , co stanowi dalszy probierz teorii. Pokazuje się, że δ jest istotnie wielkością rzędu długości drogi swobodnej λ ; dla powietrza otrzymujemy mianowicie z doświadczeń nad grubszy proszkiem: $\delta = 1.19\lambda$, nad bardziej mialkim $\delta = 1.15\lambda$; dla bezwodnika węglowego $\delta = 1.34\lambda$, dla wodoru $\delta = 2.06\lambda$. Spółczynniki A w różnych gazach powinny być proporcjonalne do współczynników przewodnictwa. W rzeczywistości stosunek ich do współczynnika powietrza wynosi 0.80 dla bezwodnika węglowego, 4.75 dla wodoru, co stwierdza ów związek pod względem jakościowym, jakkolwiek zgodność ilościowa, zwłaszcza w razie wodoru,

niezupełnie jest zadawalniająca. Jest to całkiem zrozumiałe, gdyż przewodnictwo uważanego proszku w wodorze jest tak znaczne, że używana przez nas metoda doświadczalna niezupełnie się stosuje. Trzeba pamiętać zresztą o tem, że obliczenie opiera się przede wszystkim na pomiarach wykonanych przy wysokich ciśnieniach, gdzie czas stygnięcia był bardzo krótki (15 i 7.5 sek.); gdzie wskutek tego wpływ poprawek jest znaczny.

Idzie jeszcze o wartość bezwzględną współczynnika A , która wynosiła np. dla grubszego proszku w powietrzu: $69.5 \cdot 10^{-6}$, podczas gdy liczba obliczona teoretycznie dla sześciennego układu ziarn wynosiłaby $98.6 \cdot 10^{-6}$. Wynik ten staje się zrozumiały, jeżeli zważymy, że z gęstości proszku (2.87) wynika, iż ziarna wypełniają w nim tylko 0.41 część objętości, podczas gdy ułamek ten w razie układu sześciennego powinien wynosić $\frac{1}{6} \pi = 0.524$. Liczba punktów styczności ziarn, w których otoczeniu przewodnictwo gazu odgrywa główną rolę, jest zatem mniejsza niż przypuszczaliśmy w rachunku i współczynnik A okazuje się też odpowiednio zmniejszony.

Zauważę wreszcie, że krzywe dla innych proszków, należących do tej kategorii, można również zadziwiająco dobrze przedstawić zapomocą wzorów formy (3), mimo, że kształt ich ziarn odbiega daleko od kształtu kulistego, wziętego za podstawę naszego rachunku. W szczególności wchodzić tu nie będziemy, zwrócimy tylko uwagę na dwa przykłady, t. j. lycopodium i mączkę ryżową, przedstawione na ryc. 2-giej przez krzywe (XI) i (XII), jako na ilustrację wpływu złego przewodnictwa substancji, z której ziarna składają się.

Rozważania poprzednie dotyczą się przypadku, w którym substancja ziarn jest doskonałym przewodnikiem wobec ciepła przewodzonego przez gaz; taki przypadek ma miejsce nawet dla złych przewodników wówczas, gdy rozrzedzenie gazu jest dostatecznie duże; wtedy proszek będzie się zachowywał tak, jak powiedzieliśmy. Jednakże pod dostatecznie dużymi ciśnieniami gazu, gdy średnia droga λ jest dostatecznie mała, a prąd ciepła przewodzony przez gaz w otoczeniu punktów styczności dostatecznie duży, musi uwidocznić się stadium, w którym „opór cieplny“ substancji ziarn odgrywa pewną rolę; przewodnictwo proszku musi być wówczas mniejsze niż obliczyliśmy poprzednio. Tym sposobem tłumaczy się odmienny kształt naszych dwóch krzywych, gdyż przewodnictwo substancji ziarn owych proszków zdaje się być wielkością rzędu

10^{-3} ; dla proszku szmirglowego objawiała się również słaba tendencja tego samego rodzaju pod wysokimi ciśnieniami, podczas gdy kwarc (z przewodnictwem substancji ziarn 0.02) i metale zachowują się w powyższych przypadkach jak przewodniki doskonałe.

Streszczając wyniki tej dyskusji, możemy powiedzieć, że nasze obliczenie teoretyczne, dotyczące się proszku idealnego, wyjaśnia trafnie, w ogólnych zarysach, zachowanie się proszków ziarnistych;

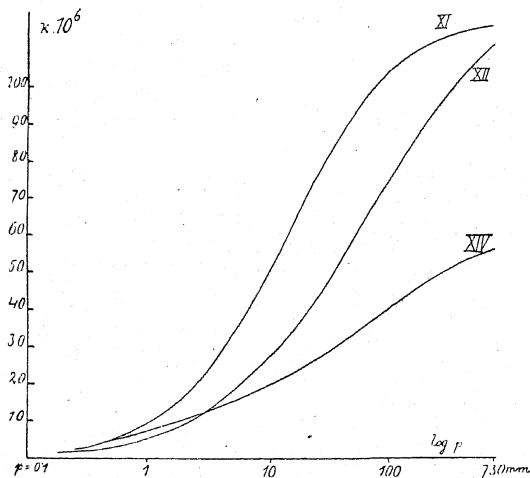


Fig. 2.

założenia podstawowe, dotyczące się zjawiska „skoku temperatury“, doznają tem samem nowego doświadczalnego poparcia.

Zgodność ilościowa rachunku i doświadczeń byłaby niewątpliwie jeszcze lepsza, gdybyśmy uwzględnił przy obliczeniu wpływ przewodnictwa substancji ziarn (co jednak pociągnęłoby za sobą znaczne komplikacje); z drugiej strony, gdyby proszki miały ziarna kuliste wielkości ściśle jednakowej oraz gdybyśmy przystosowali metodę doświadczalną do osiągnięcia większej dokładności w obrębie „wyższych ciśnień gazu“.

Przechodząc do proszków „gąbczastych“, zaznaczę z góry, że

nie udało się tutaj znaleźć ogólnych prawideł ilościowych, analogicznych do wzorów poprzednio omawianych. Nic w tem dziwnego, gdyż proszki te tworzą zbiorowiska ziarn dość znacznej ale nieokreślonej wielkości, które składają się same znów z drobniejszych ziarenek zlepionych ze sobą lub z substancji gąbczastej; ich stan oraz przewodnictwo zależą w wysokim stopniu od okoliczności przyprawkowych, zwłaszcza zaś od stopnia ściśnięcia.

Ograniczamy się na tem miejscu do podania jednego przykładu, t. j. krzywej XIV na ryc. 2-giej, przedstawiającej zachowanie się sadzy, ciała zresztą o tyle wyjątkowego, że przewodnictwo jego już nawet przy ciśnieniu atmosferycznem jest mniejsze od przewodnictwa powietrza (co można wytłumaczyć jedynie izolującym wpływem licznych „skoków temperatury“).

Inne proszki tej kategorii (tlenek miedzi, *magnesia usta*, proszek korkowy, ziemia krzemkowa i t. p.) posiadają w normalnych warunkach przewodnictwo większe od powietrza, ale znacznie mniejsze od proszków ziarnistych, których przewodnictwo przedstawia ryc. 1-sza. Jednak w znaczniejszych rozrzedzeniach rzecz odwraca się; metaliczne drobnoziarniste proszki lepiej wówczas izolują np. od sadzy, co tłumaczy się wpływem wielkości a zawartej w spółczynniku ε wzoru (3).

Przechodząc do największych rozrzedzeń, przypominamy, że przewodnictwo w obrębie dziedzin przestrzennych, małych w stosunku do drogi swobodnej, powinno być proporcjonalne do ciśnienia gazu. To samo wynikałoby ze wzoru (3), jakkolwiek zastosowanie go w tym przypadku nie jest usprawiedliwione. Do stwierdzenia tego wniosku nadają się najlepiej pomiary wykonane nad piaskiem kwarcowym, gdyż sięgają one najniższych ciśnień; widzimy w nich istotnie asymptotyczne zbliżanie się stosunku κ/p do wartości stałej, jak to wynika z następującego zestawienia:

$p = 0.039$	0.062	0.23	0.73 mm
$10^6 \cdot \frac{\kappa}{p} = 67.1$	64.4	61.7	53.0

W niektórych innych przypadkach zgodność jest mniej zadawalniająca, co przypisuję drobnym niedokładnościom, związanym ze sposobem wyeliminowania przewodnictwa „w próżni“. Do omówienia tego przedmiotu zamierzam powrócić w osobnej pracy, poświęconej badaniu przewodnictwa „w próżni“.