

PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH

pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XVI.

1 Października 1934 r.

Zeszyt 19.

Redaktor inż. WACŁAW PAWŁOWSKI

Warszawa, Czackiego 5, tel. 690-23.

WTÓRNA EMISJA ELEKTRONÓW Z METALI W ŚWIETLE NOWYCH POGLĄDÓW FIZYKI

Dr. Witold Majewski

(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny).

Wstęp.

Jednym z podstawowych działów obecnej radjotechniki jest emisja elektronów z metali rozżarzonych, znajdująca się w ścisłym związku z ogólną teorią elektronową metali, która ostatnio w fizyce ulega zasadniczym zmianom pod wpływem teorii kwantów i mechaniki falowej.

W związku z pracami doświadczalnymi, prowadzonymi od dłuższego czasu w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym*) wystąpiło zainteresowanie nową teorią elektronową metali, zapoczątkowaną ostatnio przez Sommerfeld'a. W obecnym artykule w I-jej części przedstawiono tę teorię w zarysie, mając na względzie przedewszystkiem wykorzystanie jej przy badaniach naukowych, w związku ze wspomnianymi pracami; w II-jej części zaś omówiono dane doświadczalne, dotyczące się wtórnej emisji elektronów z metali.

I. NOWE UJĘCIE TEORJI ELEKTRONOWEJ METALI W SPÓŁCZESNEJ FIZYCE.

A. Podstawy nowej teorii elektronowej metali.

a) Elementarna teoria Sommerfelda. Zdolność metali przewodzenia elektryczności nasuwała fizykom jeszcze przed powstaniem właściwej teorii elektronowej myśl o istnieniu wewnątrz metalu prądu konwekcyjnego, analogicznie do tego, co obserwujemy przy przepływie elektryczności przez elektrolit. Wobec tego jednak, że doświadczenia nie wykazują, aby prądowi elektrycznemu w przewodniku metalicznym towarzyszył dostrzegalny ruch materji, należało przyjąć, iż prąd w metalu polega na przesuwaniu się z miejsca na miejsce elektronów swobodnych, które wypełniają jego wnętrze, tworząc tam jakby gaz elektronowy. Zgodnie z teorią kinetyczną materji elektrony te poruszają się pomiędzy atomami we wszystkich kierunkach w sposób bezładny i dlatego przewodnik, niepoddany działaniu pola elektrycznego, nie wykazuje nazewną żądnych cech elektrycznych. Teoria ta została w fizyce klasycznej zapoczątkowana przez Giese'go, Schuster'a i innych, zaś rozbudowana przez Riecke'go i Drude'go. Dokładne ujęcie teorii Drude'go podał Lorentz, stosując metody statystyki klasycznej do gazu elektronowego.

Sukcesem tych teoryj było wyprowadzenie prawa Wiedemann'a i Franz'a (Lorentz otrzymał na współczynnik, występujący w tem prawie, wartość o 30% za małą), objaśnienie jakościowe zjawisk termoelektrycznych i zdanie sprawy w ogólnych zarysach z własności elektrycznych metali, których dokładne ujęcie na gruncie fizyki klasycznej natrafiało jednak na znaczne trudności. Sprzeczne zaś wyniki z doświadczeniem otrzymano przy próbach teoretycznego ujęcia ciepła właściwego metali. Doświadczalnie zostało ustalone, że ciepło właściwe metali, licząc dla

jednej gramo-cząsteczki (mol) wynosi $6 \frac{\text{kal.}}{\text{mol. stop.}}$ (prawo

Dulong'a i Petit'a), co byłoby zrozumiałe, gdyby temperatura metalu zależała tylko od energii drgań atomów, wynoszącej średnio $3kT$. W związku jednak z istnieniem wewnątrz metalu elektronów swobodnych, których liczba wynosi niewiele więcej jeden elektron na atom, ich ruchem bezładnym i zderzeniami z atomami należało przyjąć zależność ciepła właściwego metalu od energii elektronu. A wtedy, przyjmując zgodnie z teorią klasyczną, że każdy elektron swobodny posiada energję kinetyczną równą

$\frac{3}{2} \cdot kT$, ciepło właściwe metalu wynosić musi na atom już nie $3k$, a $\left(3 + \frac{3}{2}\right) \cdot k$, co odpowiada po przeliczeniu na mol $9 \frac{\text{kal.}}{\text{mol. stop.}}$. Tymczasem doświadczenie daje tylko

$6 \frac{\text{kal.}}{\text{mol. stop.}}$.

Wspomniane niedociągnięcia dawnych teoryj były przyczyną, iż w ostatnich 20 latach traciły one coraz bardziej na znaczeniu. Dopiero rozwój nowych idei w fizyce, poddając dokładnej rewizji dawne założenia umożliwił ugruntowanie teorii elektronowej na nowych podstawach, usuwając częściowo wiele niejasności i sprzeczności.

Chcąc uwydatnić znaczenie nowych poglądów, wprowadzonych do teorii elektronowej metali, rozpatrzmy najpierw założenia dawnej, wskazując potem kolejne zmiany, jakim one ulegały. Przyjmijmy, iż w objętości V metalu znajduje się N elektronów. Dla ustalenia stanu gazu elektronowego należy określić energję, posiadane przez różne elektrony. Dla ułatwienia dalszych rozważań przedstawmy sobie 6 wymiarową przestrzeń, t. zw. przestrzeń fazową, w której każdemu elektronowi podporządkujemy jeden punkt w ten sposób, aby jego spólrzędne równały się składowym pędowi (p_x, p_y, p_z) i spólrzędnym przestrzennym elektronu (x, y, z). Przestrzeń tę podzielmy na komórki o objętości

*) p. „Charakterystyki dynatronu“, J. Groszkowski, Przegląd Radjotechniczny (w druku).



dowolnie małej $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z$. Wszystkie komórki, odpowiadające elektronom o energii zawartej pomiędzy E_s i $E_s + dE_s$ tworzą w przestrzeni fazowej pewną warstwę, którą w przybliżeniu można uważać za powierzchnię określoną równaniem $E = \text{const.}$ i rozpatrywać ją jako poziom energetyczny o energii E_s . Stan makroskopowy gazu elektronowego będzie całkowicie i jednoznacznie określony przez podanie zespołu liczb $N_1, N_2, N_3, \dots, N_s, \dots$, wyznaczających ilości elektronów, znajdujących się na różnych poziomach energetycznych. Stan taki może być zrealizowany przez bardzo wiele mikrostanów (ugrupowań — kompleksjonów), które otrzymamy numerując wszystkie elektrony i wskazując, które z nich znajdują się w danej komórce, rozpatrywanego poziomu energetycznego. Wszelkie przestawienia elektronów wewnątrz jednej komórki nie dają nowego mikrostanu, który powstaje dopiero przy zamianie miejscami elektronów różnych komórek przestrzeni fazowej. Liczba mikrostanów, które realizują dany stan makroskopowy, jest miarą jego prawdopodobieństwa statystycznego (termodynamicznego). Przy założeniu dalej dla każdego elektronu równości elementarnych prawdopodobieństw *a priori* znajdujących się w dowolnej komórce przestrzeni fazowej znajdujemy prawdopodobieństwo (W) danego stanu makroskopowego:

$$W = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_s! \dots}$$

Szukając teraz najbardziej prawdopodobnego rozkładu wszystkich elektronów pomiędzy różnymi poziomami, znajdujemy Maxwellowską funkcję rozkładu: (n oznacza ilość elektronów w jednostce objętości metalu, t. j. $N = nV$):

$$dn = n_s = 4\pi \cdot p^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} n \cdot \frac{1}{m^3} e^{-p^2/2m kT} dp \dots (1)$$

Wtedy ilość elektronów w jednostce objętości przestrzeni pędów dana będzie przez:

$$f(p) = \frac{n_s}{4\pi p^2 dp} = \frac{1}{m^3} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} n \cdot e^{-p^2/2m kT} \dots (2)$$

Wprowadzając energię E_s elektronu, wzór 1-y przepiszemy w postaci:

$$dn = F(E_s) \sqrt{E_s} dE_s = 4\pi n \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{2}{m^3}} \sqrt{E_s} e^{-E_s/kT} dE_s (3)$$

(k — stała Boltzmann'a, m — masa elektronu, T — temperatura bezwzględna).

Pod wpływem nowych poglądów fizycznych (Bose, Einstein, Fermi, Pauli, Schrödinger, Heisenberg) założenia te ulegały stopniowym zmianom.

Po pierwsze, zakładając, że element przestrzeni fazowej może być dowolnie mały, nie uwzględnia się ograniczeń, nałożonych z natury rzeczy naszym pomiarom, a tych ograniczeń nie sposób uniknąć. Nie możemy bowiem, jak to wykazały rozważania Heisenberg'a, wyznaczyć jednocześnie z dowolną dokładnością położenia w przestrzeni (x, y, z) i pędu (p_x, p_y, p_z) elektronu swobodnego. Błędy $\Delta p_x, \Delta p_y, \Delta p_z, \Delta x, \Delta y, \Delta z$, które przytem popełniamy, określone są przez zasadę nieznacności Heisenberg'a

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_x \cdot \Delta x > h \\ \Delta p_y \cdot \Delta y > h \\ \Delta p_z \cdot \Delta z > h \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

(h — stała Planck'a).

Wynika stąd, że niema sensu dzielić przestrzeni fazowej na komórki mniejsze od h^3 , gdyż wtedy nie moglibyśmy ustalić, w jakiej komórce znajduje się elektron (punkt fazowy). A więc ilość możliwych stanów dla elektronów, posiadających energię zawartą pomiędzy E_s i $E_s + dE_s$ (znajdujących się na poziomie s) dana jest przez ilość komórek o ob-

jętości h^3 , zawartych w warstwie kulistej przestrzeni fazowej pomiędzy dwiema kulami o promieniach p i $p + dp$, to jest

$$g_s = \frac{4\pi p^2 V}{h^3} dp = \frac{4\pi \sqrt{2 E_s m} \cdot V}{h^3} dE_s \dots (5)$$

Liczbę tę nazywamy „wagą statystyczną” (Gewicht) poziomu „ s ”.

Po drugie, w fizyce nowoczesnej przyjęto pogląd o niemożności rozpatrywania cząstek czy też elektronów indywidualnie (to znaczy ich numerowania, jak to czyniono w fizyce klasycznej).

Stąd wynika już, że zasady obliczania prawdopodobieństwa danego stanu makroskopowego muszą ulec zmianie. Oznaczając przez N_s liczbę elektronów, przypadających na poziom „ s ”-y, szukamy najpierw ilości sposobów, w jakie możemy je rozmieścić pomiędzy g_s komórkami przestrzeni fazowej, przyjmując, iż w każdej komórce może się znajdować dowolna ilość elektronów, co matematycznie sprowadza się do obliczenia liczby kombinacji z powtórzeniami g_s elementów po N_s *). Zakładając dalej, iż każde ugrupowanie, przedstawiające rozkład elektronów pomiędzy komórkami, jest jednakowo prawdopodobne, znajdujemy prawdopodobieństwo danego stanu makroskopowego, poczem szukamy stanu najbardziej prawdopodobnego. Po wykonaniu wszystkich rachunków otrzymujemy znaną funkcję rozkładu Bose'go — Einstein'a

$$\begin{aligned} dN = n_s &= \frac{g_s}{e^{\alpha+\beta E_s} - 1} = F(E_s) \sqrt{E_s} \cdot dE_s = \\ &= \frac{4\pi \sqrt{2 E_s m}}{h^3} \cdot \frac{1}{e^{\alpha+\beta E_s} - 1} dE_s \dots \dots (6) \end{aligned}$$

Srednie obsadzenie komórek na poziomie „ s ” dane jest więc przez wzór:

$$f(E_s) = \frac{n_s}{g_s} = \frac{1}{e^{\alpha+\beta E_s} - 1} \dots \dots \dots (7)$$

Okazało się jednak, że i te zmiany w zastosowaniu do gazu elektronowego są jeszcze nie wystarczające. Dopiero śmiałe założenie włoskiego fizyka Fermi'ego, że zasada Pauli'ego, powstała na gruncie badań nad budową materji, stosuje się również i do dowolnych zespołów cząsteczek, a więc i do gazu elektronowego, posunęło znacznie naprzód badania nad elektronową teorią metali. Zgodnie z powyższą zasadą w poprzednich naszych rozważaniach należy przyjąć, iż w każdej komórce przestrzeni fazowej (o objętości h^3) nie może się znajdować dowolna ilość elektronów, a co najwyżej dwa. Obliczając więc w ile sposobów możemy rozmieścić N_s elektronów pomiędzy $2g_s$ ***) komórkami będziemy stosować wzór na ilość kombinacji bez powtórzeń $2g_s$ elementów po N_s ****). Przeprowadzając rachunki w sposób analogiczny otrzymujemy funkcję rozkładu Fermi'ego—Dirac'a:

$$\begin{aligned} dN = n_s &= \frac{g_s}{e^{\alpha+\beta E_s} + 1} = F(E_s) \sqrt{E_s} dE_s = \\ &= \frac{8\pi \sqrt{2m^3} \sqrt{E_s}}{h^3} \cdot \frac{dE_s}{e^{\alpha+\beta E_s} + 1} = \frac{8\pi \sqrt{2m^3} E_s}{h^3} \cdot \frac{dE_s}{\frac{1}{A} \cdot e^{\beta E_s} + 1} \dots (8) \end{aligned}$$

*) $\frac{g_s \cdot (g_s + N_s - 1)!}{g_s! N_s!} = \frac{(g_s + N_s - 1)!}{(g_s - 1)! N_s!} \approx \frac{(g_s + N_s)!}{g_s! N_s!}$

**) Zamiast rozpatrywać g_s komórek, z których w każdej mogą się znajdować co najwyżej dwa elektrony, można uważać, iż istnieje $2g_s$ komórek, ale teraz w każdej może się znajdować co najwyżej jeden elektron.

***) $\frac{g'_s!}{N_s! (g'_s - N_s)!}$; $g'_s = 2g_s$.

Średnie obsadzenie elektronami komórek poziomu s dane więc będzie przez wzór:

$$f(E_s) = \frac{n_s}{g_s} = \frac{1}{e^{\alpha + \beta E_s} + 1} = \frac{1}{A \cdot e^{\beta E_s} + 1} \quad (9)$$

gdzie $A = e^{-\alpha}$.

Wielkość A znajdujemy przytem z warunku:

$$\int_0^\infty dN = \int_0^\infty F(E_s) \sqrt{E_s} dE_s = N = nV. \quad (10)$$

Dyskusja wzoru 8 wskazuje, że dla $A \ll 1$, a więc $\frac{1}{A} = e^\alpha \gg 1$ funkcja rozkładu Fermi'ego-Dirac'a przechodzi w funkcję rozkładu Maxwell'a. W tym więc przypadku założenia statystyki klasycznej można uważać za wystarczające przybliżenie. Założenia te stają się jednak niewystarczające w przypadku, gdy $A \gg 1$, to jest $e^\alpha \ll 1$; mówimy wtedy, że rozpatrywany gaz jest zwyrodniały*). Wielkość A nazywa się zazwyczaj współczynnikiem zwyrodnienia, jest ona miarą stopnia zwyrodnienia gazu.

Z równania 10 otrzymujemy wartości na A w obu przypadkach:

$$A \gg 1. \quad \log A = \alpha = \frac{h^2}{2m kT} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} + \dots \quad (11a)$$

$$A \ll 1. \quad A = \frac{n h^3}{2} (2\pi m kT)^{-3/2} + \dots \quad (11b)$$

W tabelicy I zestawiono kilka wartości A dla różnych przypadków.

Tabela I.

Rodzaj cząstek	Masa gr	$T^0 K$	n cząstek cm^3	A
Wodór	$1,662 \cdot 10^{-24}$	300 ⁰	$3 \cdot 10^{19}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Gaz elektronowy.	$9,00 \cdot 10^{-28}$	300 ⁰	$3 \cdot 10^{19}$	1,2
Gaz elektr. w Ag.	"	300 ⁰	$5,9 \cdot 10^{22}$	2 300

Wskazują nam one zupełnie wyraźnie, że gaz elektronowy w metalu w zwykłych warunkach jest *silnie zwyrodniały* i dlatego stosowanie do niego statystyki klasycznej nie mogło dać wyników zadawalających.

Najważniejszą własnością rozkładu Fermi'ego-Dirac'a jest nieznaczna jego zależność od temperatury oraz istnienie energii w temperaturze zera bezwzględne. Ta ostatnia jest wynikiem przyjęcia zasady Pauli'ego. W klasycznej teorii średnia energia cząstek w temperaturze zera bezwzględne równa się zero — cząstki są w spoczynku. Inaczej przedstawia się ta sprawa w przypadku stosowania statystyki Fermi'ego Dirac'a. Tutaj każda komórka w przestrzeni fazowej może być conajwyżej zajęta przez jeden tylko elektron. Przy najniższym więc stanie energetycznym gazu (zero bezwzględne) wszystkie komórki, odpowiadające najniższemu poziomom energetycznym**) są zajęte — ich ilość równa się ilości elektronów. Stąd z łatwością możemy obliczyć energję ζ_0 , odpowiadającą najwyższemu poziomowi, zajętemu przez elektrony w temperaturze 0⁰K. Oznaczając odpowiadający mu pęd elektronu przez p_0 , znajdujemy, że ilość komórek przestrzeni fazowej, zawarta w kuli o promieniu p_0 równa się $2 \cdot \frac{4\pi p_0^3}{3 h^3} \cdot V$. Przyrównując ją do ilości elektronów znajdujemy:

*) entartet, degénéré.

**) Energję zero odpowiada jedna tylko komórka, a więc jeden tylko elektron może znajdować się w spoczynku.

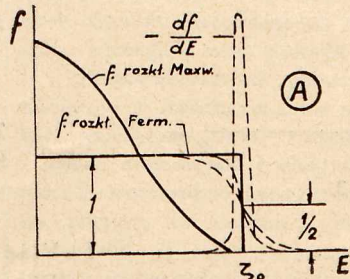
$$p_0 = h \sqrt[3]{\frac{3N}{8\pi V}} = h \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{1/3} \quad (12)$$

$$\zeta_0 = \frac{p_0^2}{2m} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} = 5,77 \cdot 10^{-27} n^{2/3} \text{ erg} = 3,63 \cdot 10^{-16} n^{2/3} \text{ (el.-w.)} \quad (13)$$

gdzie

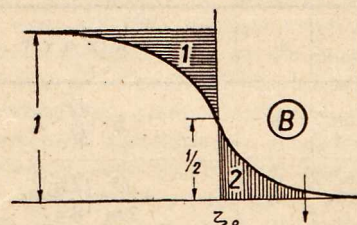
$$n = b \cdot \frac{D}{M} \cdot L^{**}) \quad (13a)$$

Zależność średniego obsadzenia poziomów energetycznych od energii elektronów przedstawiona jest na rys. 1A. Linja biegnie początkowo w odległości = 1 równoległe do osi odciętych (wszystkie komórki są obsadzone), poczem dla wartości $E = \zeta_0$ spada gwałtownie do zera (poziomy, odpowiadające $E \geq \zeta_0$ są puste). Dla porównania na tym samym rysunku podano również i funkcję rozkładu Maxwellowskiego podług wzoru 2-go.

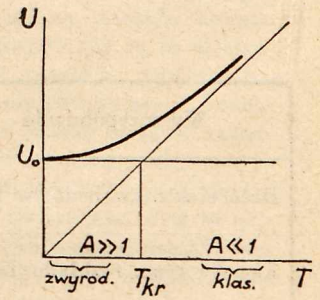


Porównując wzór 11a z 13 otrzymujemy jako pierwsze przybliżenie.

$$\alpha = -\zeta_0/kT. \quad (14)$$



Rys. 1.



Rys. 2.

Przy dużych więc wartościach na A wzór 9 możemy w przybliżeniu napisać:

$$f(E_s) = \frac{1}{e^{\frac{E_s - \zeta_0}{kT}} + 1} \quad (15)$$

Ze wzrostem temperatury elektrony są stopniowo podnoszone do wyższych poziomów. Krzywa rozkładu stopniowo się zaokrągla, przyjmując kształt krzywej spadającej w przybliżeniu według prawa wykładniczego (rozkład Maxwellowski), tak, jak to wskazują krzywe kreskowane na rys. 1A i krzywa na rys. 1B**). Wszystkie te krzywe przechodzą przez punkt o rzędnej = 1/2 i odciętej ζ_0 (rys. 1A i 1B). Dla niedużych temperatur mała więc tylko część elektronów bierze udział w przewodności cieplnej oraz wpływa na ciepło właściwe metali, wzrastając dopiero przy znacznie wyższych temperaturach. Z warunku na zwyrodnienie gazu

$$\log A = \frac{\zeta_0}{kT} \gg 1$$

można ustalić temperaturę krytyczną, powyżej której do

*) Elektronowo-volt — jednostka pracy (energji) — jest to praca, wykonana przez jeden elektron po przebiegnięciu różnicy potencjałów 1 wolta.

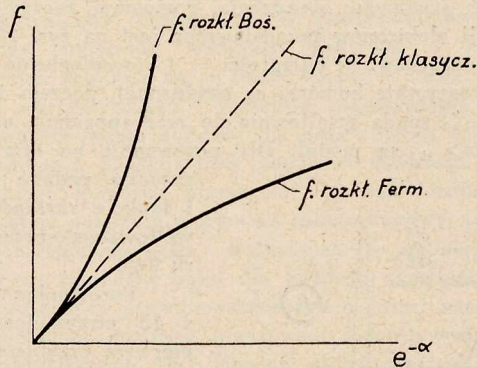
**) b — ilość elektronów swobodnych, przypadających na jeden atom metalu, D — gęstość metalu, M — jego ciężar atomowy, L — liczba Avogadry (Loschmid't'a).

***) Przy wzroście temperatury elektrony przechodzą z obszaru 1 do obszaru 2 (rys. 1B).

gazu elektronowego można stosować statystykę klasyczną. Dana jest ona przez równanie

$$T_{kr} = \frac{\zeta_0}{k} \dots \dots \dots (16)$$

Na rys. 2 przedstawiono przejście od statystyki Fermi'ego do klasycznej w zależności od temperatury, na rys. 3 zaś w zależności od $e^{-\alpha}$ (na tym rys. podano również krzywą dla statystyki Bose'go).



Rys. 3.

wanie duże ciśnienie, panujące w gazie elektronowym. Do tej sprawy jeszcze powrócimy.

Omówione wyżej założenia statystyki Fermi'ego, jak to zaznaczyli Einstein i Schrödinger, dają się zastosować i na gruncie mechaniki falowej. Jak wiemy, de Broglie założył, że z każdą cząsteczką, posiadającą określony pęd p , związane jest nierozdzielnie pewne zjawisko falowe (fala materji), którego częstotliwość drgań (ν) i długość fali (λ) są określone ze wzorów:

$$\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = h\nu \text{ lub } mc^2 = h\nu \dots \dots (17)$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \dots \dots \dots (18)$$

(m_0 — masa elektronu w spoczynku, c — prędkość światła, v — prędkość elektronu).

Wprowadzając do wzoru 18 wartość liczbową masy elektronu oraz wyrażając jego prędkość w woltach (φ), możemy wzór ten napisać w postaci:

$$\lambda = \frac{12,22}{\sqrt{\varphi \text{ wolt}}} \cdot 10^{-8} \text{ cm} \dots \dots \dots (18a)$$

Z zależności tej wynika, że elektronom, posiadającym prędkości od kilkudziesięciu do kilkudziesięciu tysięcy woltów, odpowiadają fale materji o długościach od paru do paru

Tablica II.

Zestawienie wzorów dla gazu elektronowego, zawart. w metalu w 0°K.

Wyszczególnienie		W z o r y	Gaz elektronowy w Ag ($M = 107,9$ $D = 10,5$)	U w a g i
Ilość elektr. swobodn. w 1 cm ³	n	$b \cdot \frac{D}{M} \cdot L$	($b=1$) $5,9 \cdot 10^{22}$	
Energja gran. rozkładu Ferm.	ζ_0	$\frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}$	$8,5 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 5,3 \text{ (eV)}$	
Prędkość max. elektronu	v_0	$\frac{h}{m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{1/3}$	$\sim^{4/3} \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} = 5,3 \text{ wolta}$	$\zeta_0 = \frac{m v_0^2}{2} \cdot \text{Dokł. } \sqrt{\frac{17}{5}} \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$
Energja średnia elektronu	E_{sr}	$\frac{3}{5} \zeta_0$	$5,1 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 3,32 \text{ (eV)}$	
Średnia prędk. elektr.	v_{sr}	$\sqrt[3]{5} \cdot v_0$		
En. elektr. zaw. w 1 cm. ³ = nE_{sr}	U_0	$\frac{3n h^2}{10m} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}$	$3 \cdot 10^3 \frac{\text{kgm}}{\text{cm}^3}$	w/g klas. $\frac{3}{2} n k T = n E_{sr}$
Ciśnienie gazu elektronow.		$\frac{2}{5} n \zeta_0 = \frac{2}{3} n E_{sr} = \frac{2}{3} U_0$	$2 \cdot 10^{11} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} = 2 \cdot 10^5 \text{ atm.}$	
Dług. fali de Broglie, odpow. max. prędkości elektronu	λ	$\sqrt[3]{\frac{8\pi}{3n}} = \sqrt[3]{\frac{8\pi}{3}} \cdot a$	$5,3 \text{ \AA}$	$a^3 = 1/n$

W tablicy II-ej zebrano kilka wzorów, dających nam charakterystyczne wielkości dla gazu elektronowego w temperaturze 0°K, które potrzebne nam będą w dalszym ciągu. Dla zorientowania się co do rzędu wielkości tych danych, podano wartości liczbowe dla gazu elektronowego w przypadku srebra, zakładając, że na każdy atom metalu przypada jeden elektron swobodny (sprawa ta będzie omówiona niżej). Ciśnienie elektronów znalezione, obliczając, podobnie jak w teorii kinetycznej gazów, zmianę w ciągu jednostki czasu pędu wszystkich elektronów, padających na jednostkę powierzchni, od której zostają elastycznie odbite. Z danych tych rzuca się w oczy duża wartość prędkości średniej elektronów w porównaniu do wartości, otrzymanej przy stosowaniu statystyki klasycznej i niespodzie-

dziesiątych jednostki Angströma, a więc rzędu fal Röntgena.

Ze wzorów 17 i 18 znajdujemy, że prędkość rozchodzenia się *) fal materji (u) określona jest równaniem,

$$u = \frac{v}{\lambda} = \frac{c^2}{v}$$

z którego wynika, iż jest ona większą od prędkości światła, gdyż zgodnie z teorią względności v musi być mniejsze od c . A więc falom materji nie można przypisać znaczenia realnego zjawiska fizycznego, gdyż nie mogą one według teorii względności przenosić ze sobą energii. Falom tym

*) Tak zw. prędkość fazowa.

należy nadać znaczenie czysto symboliczne, rozpatrując je jako pewien obraz matematyczny. Dla związania z tym obrazem prędkości rozchodzenia się elektronu przyporządkujemy mu nie falę pojedynczą, lecz paczkę (grupe) fal, o mało różniących się częstotliwościach, dobierając natężenia fal oraz kierunki ich rozchodzenia się w ten sposób, aby w całej przestrzeni, oprócz małego tylko obszaru, fale składowe, interferując ze sobą, znosiły się. Ten mały obszar, w którym fale się nie znoszą, jest siedliskiem elektronu i rozchodzi się w przestrzeni z prędkością grupową paczki fal, która równa się prędkości, posiadanej przez elektron. Przy tym obrazie ruch elektronu jest określony przez postępową płaską falę:

$$\psi = e^{\frac{2\pi i}{h}(p_x x + p_y y + p_z z)} \dots \dots \dots (19)$$

gdzie $i = \sqrt{-1}$; zaś p_x, p_y, p_z są to składowe pędu elektronu, związane z jego energią przez równanie

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} \dots \dots \dots (20)$$

Funkcja ψ , jak wiemy z rozważań Schrödinger'a, jest związaniem ogólnego równania falowego

$$\Delta \psi(x, y, z) + \kappa^2 (E - \Phi) \psi = 0 \dots \dots (21)$$

- E — całkowita energia elektronu,
- Φ — jego energia potencjalna,
- $E - \Phi = E$ (en. kinet.),

$$\kappa^2 = \frac{8 \pi^2 m}{h^2}$$

Jak wykazują rozważania matematyczne, równanie to daje rozwiązania, posiadające wartości skończone i ciągłe w całej przestrzeni tylko dla pewnych wartości parametru E. Zagadnienie określenia różnych stanów elektronu sprowadza się na gruncie mechaniki falowej do szukania wartości właściwych (E) i funkcji właściwych (ψ) powyższego równania, którym narzucamy pozatem, w zależności od zagadnienia pewne warunki brzegowe.

Rozpatrując elektrony swobodne w metalu, zakładamy, że funkcja potencjalna wewnątrz metalu równa się zeru ($\Phi = 0$). Funkcji falowej zaś narzucamy warunek, aby była perjodyczna, t. j. żeby spełniała równanie,

$$\psi(x, y, z) = \psi(x + l, y + l, z + l) \dots \dots (22)$$

gdzie l przedstawia długość krawędzi rozpatrywanego sześcianu metalu. Jeżeli sześcian jest dostatecznie duży i w całej jego objętości będą nam znane funkcje właściwe, to tem samym, na zasadzie równania 22 będą znane i w obszarze całego metalu. Przeprowadzone rachunki doprowadzają nas w końcowym wyniku do wzorów podanych wyżej przy rozpatrywaniu elektronu jako cząstki materialnej.

b) Ścisłe ujęcie teorii elektronowej. Elementarna teoria Sommerfeld'a, posługując się hipotezą (przyjętą również i w teorii klasycznej) istnienia wewnątrz metalu elektronów swobodnych oraz statystyką Fermi'ego-Dirac'a, objaśnia wiele zjawisk, zachodzących w metalach. Sprawa ciepła właściwego metali, niejasna na gruncie teorii klasycznej, tutaj się wyjaśnia; zjawisko Richardson'a (mówić o nim będziemy niżej) daje się ująć ściślej, niż na to pozwalała teoria klasyczna. Wyprowadzony przez Sommerfeld'a wzór na prawo Wiedemann'a i Franz'a, jak to wskazuje tabl. III, daje dla temperatury 291° K wartość najbardziej zbliżoną do otrzymanej z pomiarów, uskutecz-nionych dla 12 metali: Al, Cu, Au, Ni, Zn, Cd, Pb, Sn, Pt, Pd, Fe, Ag.

Tablica III.

	Z pomiar. dośw.	Ze wzoru Sommerfeld'a	Ze wzoru Drudego	Ze wzoru Lorentza
$\frac{\kappa}{\sigma} \cdot 10^{-10}$ (κ —przewodn. cieplne) (σ — „ elektr.)	7,11	7,1	6,3	4,2

Teoria ta nie zdaje jednak sprawy w sposób należyty z wielkości i zależności od temperatury — przewodnictwa metali, oraz daje różnicę co do rzędu wielkości i znaku przy ilościowym ujmowaniu zjawisk bardziej skomplikowanych, jak np. zmiana oporu elektrycznego w polu magnetycznym, zjawiska termoelektryczne i t. p. Należy stąd wyciągnąć wniosek, iż hipotezy teorii Sommerfeld'a dla pewnych zjawisk, zachodzących w metalach, są niewystarczające, wymagają więc nowych uzupełnień.

Przedewszystkiem pojęcie elektronu swobodnego, istniejącego w metalu, nasuwa pewne zastrzeżenia. Ścisłe biorąc, należałoby metal rozpatrywać jako układ, złożony z jąder atomowych i elektronów. Do tego obrazu można jednak wprowadzić pewne uproszczenia. Po pierwsze, można przyjąć, że elektrony, znajdujące się w zamkniętych warstwach, są ściśle związane z jądrem, naokoło którego tworzą jakby chmurę ładunku, pozostałe zaś są to elektrony „swobodne”. To założenie jest zupełnie dopuszczalne i może wywołać nieznaczne tylko niedokładności w końcowych wynikach obliczeń. Po drugie, należy zastąpić zagadnienie nN ciał (N —liczba atomów, n —liczba zewnętrznych elektronów) przez zagadnienie jednego ciała „zaniedbując wzajemne oddziaływanie pomiędzy elektronami. Jest to najbardziej słaby punkt całej teorii elektronowej metali, lecz w danej chwili usunąć go się nie daje, gdyż natrafiamy na nieprzezwyciężone trudności matematyczne.

W dalszym ciągu można przyjąć, jako pierwsze przybliżenie, iż jądra atomów znajdują się w spoczynku i badać ruch elektronów przewodnictwa w perjodycznym polu potencjalnym, które jest wywołane przez jony metalu. To przybliżenie jest wystarczające przy badaniach zjawisk, zachodzących przy równowadze termicznej, nie wystarcza jednak przy jej zakłóceniu. Wtedy należy uwzględnić drgania elastyczne atomów naokoło swego położenia równowagi (2-gie przybliżenie) oraz oddziaływanie, istniejące pomiędzy ruchem elektronów, a drganiami atomów (3-e przybliżenie).

Rozpatrywać tej teorii w danej chwili nie będziemy, gdyż jej metody matematyczne są dosyć skomplikowane i nieprzejrzyste, a pozatem w obecnym stanie badań doświadczalnych, interesujących nas zagadnień nie wydaje się nam korzystnym komplikowanie rachunków zbyt daleko posuniętą dokładnością.

B. Zastosowania elementarnej teorii Sommerfeld'a.

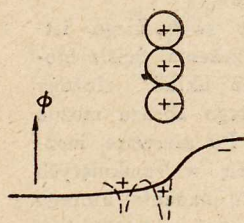
a) Efekt Richardson'a. Ciśnienie gazu elektronowego, jak to wynika z rozważań wyżej podanych (zob. tabl. II), wynosi około 2.10^5 atmosfer. Utrzymanie w tych warunkach elektronów wewnątrz metalu wymaga bardzo dużych sił, które mogą być tylko natury elektrycznej. Będą to więc, wywołane przez działanie dodatnich jonów metalu, siły coulombowskie, które przy bardzo małych odległościach mogą przybierać bardzo duże wartości. Siły te, działając w różnych kierunkach na elektron wewnątrz metalu, dają w pierwszym przybliżeniu wypadkową równą zeru — tak iż elektron może być uważany za swobodny. Przy powierzchni — wypadkowa tych sił, działająca na elektron,

*) $\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ (laplasjan).

musi być skierowaną ku wnętrzu *). Wynika stąd więc, iż na powierzchni metalu istnieje barjera potencjału, utrzymująca elektrony wewnątrz metalu. Z poprzednich rozważań wiemy, iż w temperaturze 0°K energia elektronów, znajdujących się na najwyższym poziomie, obsadzonym przez elektrony, jest rzędu kilkunastu woltów (tabl. IV), a więc różnica potencjałów pomiędzy wnętrzem metalu, a otoczeniem nie może być w żadnym razie mniejszą od tej wielkości. Oznaczmy przez P tę różnicę potencjałów. Praca, którą musi wykonać elektron, znajdujący się w spoczynku wewnątrz metalu (o energii kinetycznej zero) dla wydostania się nazewnątrz, wynosić będzie P el-wolt, i spełniać musi nierówność

$$P > \zeta_0 \dots \dots \dots (22)$$

Powstanie takiej barjery można sobie przedstawić według E. Kretschmann'a, przyjmując istnienie na powierzchni metalu podwójnej warstwy ładunków elektrycznych, wytworzonej wskutek polaryzacji elektrycznej powierzchniowych atomów: po stronie zewnętrznej elektrony, związane z jądrem, tworzą warstwę ładunku ujemnego, zaś po wewnętrznej — jądra atomów — warstwę ładunków dodatnich (rys. 4). Działanie tej warstwy podwójnej wzmocnione jest przez działanie atmosfery elektronów swobodnych, które istnieją w bardzo małej odległości nad powierzchnią metalu oraz odpowiadającej jej warstwie wewnętrznej ładunków



Rys. 4.

dodatnich, powstałej wskutek przejścia niektórych elektronów nazewnątrz. W ten sposób energia elektronu, wybiegającego z metalu, zmniejsza się, zaś przedostającego się w jego wgłęb zwiększa się o P el-wolt.

Ażeby więc elektron mógł się wydostać nazewnątrz, jego energia kinetyczna, odpowiadająca składowej normalnej do powierzchni metalu, musi być przynajmniej równa lub większa od P . Biorąc zaś pod uwagę, że wewnątrz metalu elektron może posiadać energię kinetyczną ζ_0 el-wolt. i zakładając, że jego pęd jest prostopadły do powierzchni metalu, można przez

$$w = P - \zeta_0 \dots \dots \dots (23)$$

określić, w najbardziej sprzyjających warunkach, tę energię, którą należy udzielić elektronowi dla umożliwienia mu wydostania się nazewnątrz **). Richardson, stojąc na gruncie statystyki klasycznej, a więc przyjmując rozkład Maxwellowski dla elektronów, zakładał, że z metalu może wyjść elektron, którego składowa normalna do powierzchni metalu jest większa od wartości ξ , określonej przez równanie:

$$P = \frac{m}{2} \xi^2.$$

Postać wzoru Richardson'a, dająca prąd emisyjny z rozżarzonego metalu będzie wtedy:

$$I = \frac{\varepsilon \cdot n}{\sqrt{2\pi m}} \cdot (kT)^{3/2} e^{-P/kT} \dots \dots \dots (4)$$

(ε — ładunek elektronu).

Stojąc na gruncie założeń Sommerfeld'a otrzymujemy tę zależność w postaci:

$$I = \frac{4\pi\varepsilon m}{h^3} (kT)^2 e^{\frac{P-\zeta_0}{kT}} \dots \dots \dots (25)$$

Z porównania obu wzorów wynika, iż różnią się one poza współczynnikiem stałym—wykładnikiem potęgi tempera-

tury oraz czynnikiem $e^{-\zeta_0/kT}$ (na gruncie teorii klasycznej $\zeta_0 = 0$).

Dla porównania wartości, otrzymywanych z obu tych wzorów, z wynikami doświadczenia rozpatrujemy funkcję

$$y = \log I \dots \dots \dots (26)$$

w zależności od $\tau = 1/T$, to jest wyrażenie

$$y = D - a \log \tau - b \tau \dots \dots \dots (27)$$

gdzie

teoria klasyczna teoria Sommerfeld'a

- | | | |
|----|---|--------------------------------------|
| a) | $D = \log \left(\varepsilon n \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \right)$ | $\log \frac{4\pi\varepsilon m}{h^3}$ |
| b) | $b = \frac{P}{k}$ | $\frac{P - \zeta_0}{k}$ |
| c) | $a = \frac{1}{2}$ | 2. |

Wyrażenie $a \log \tau$ jest naogół tak małe, iż z danych doświadczalnych nie można wywnioskować, jaki wykładnik potęgi powinien być przy T : $\frac{1}{2}$ czy też 2. Za to z łatwością daje się wyznaczyć stałą b . Opuszczając wyraz $a \log \tau$, jako bardzo mały, otrzymujemy w pierwszym przybliżeniu

$$y = D - b \tau \dots \dots \dots (28)$$

Jest to równanie linii prostej, którą wykreślamy na zasadzie danych doświadczalnych. Tangens kąta nachylenia tej krzywej daje nam wartość b . W ten sposób możemy doświadczalnie dla szeregu metali wyznaczyć kb , a stąd obliczyć P , posługując się wzorem danym przez teorię klasyczną lub Sommerfeld'a.

Wartość P możemy wyznaczyć doświadczalnie na zupełnie innej drodze, badając mianowicie ugięcie się wiązki elektronów na siatce krystalicznej metalu. Elektronowi, znajdującemu się nazewnątrz metalu i posiadającemu energię kinetyczną φ , możemy przyporządkować, zgodnie ze wzorem 18, falę de Broglie o długości:

$$\lambda_{zewn.} = \frac{h}{\sqrt{2m\varphi}}$$

Wewnątrz metalu jego energia wzrośnie o P , odpowiadająca mu więc fala będzie miała długość:

$$\lambda_{wewn.} = \frac{h}{\sqrt{2m(\varphi + P)}}$$

Stąd widać, że fala de Broglie ulega załamaniu na powierzchni metalu. Definiując, analogicznie jak w optyce, współczynnik załamania (μ) przez stosunek długości fal w obu ośrodkach, otrzymujemy

$$\mu = \frac{\lambda_{zewn.}}{\lambda_{wewn.}} = \sqrt{\frac{\varphi + P}{\varphi}} \dots \dots \dots (29)$$

Z pomiaru kątów ugięcia możemy określić współczynnik μ . Energia elektronów, padających na metal, jest nam znana z warunków doświadczenia, więc ze wzoru 29 możemy znaleźć P .

Bardzo staranne pomiary Davisson'a i Germer'a dla kryształów niklu dały na P wartość 16 el-wolt. Z efektu Richardson'a znaleziono $w = bk = 4el-wolt$. Na gruncie więc teorii klasycznej (zob. wz. 27b), rozbieżność jest bardzo duża. Na gruncie teorii Sommerfelda, przyjmując, że na jeden atom metalu przypadają 2 elektrony swobodne, otrzymane wyniki są zrozumiałe, gdyż ze wzoru 13 znajdujemy ζ_0 (dla $b=2$) i wtedy na zasadzie wzoru 23 otrzymujemy

$$P = w + \zeta_0 = 4 + 11,7 = 15,7 \text{ e-w.} \approx 16 \text{ e-w.}$$

W tabl. IV są zestawione wartości na P , otrzymane przez Rupp'a na zasadzie pomiarów współczynnika załamania (μ) fali de Broglie, oraz podane są ilości elektronów swobodnych, przypadających na jeden atom, które należy przyjąć, aby założenia teorii kwantów były spełnione.

*) Zachodzące tu zjawiska w pewnej mierze przypominają powstawanie napięcia powierzchniowego w cieczech.
**) Jest to efektywna praca wyjścia elektronu z metalu.

Tablica IV.

		Gęstość <i>D</i>	Ciężar atom. <i>M</i>	Warto- ściowość	Ilość elektr. swob. na atom	Gęstość elektron. <i>n</i>	<i>P</i> el.-w	ζ_0 el.-w.	<i>w</i> el.-w.
28. Nikiel	Ni	8,8	58,69	2; 3	{ 2 (3)	18 · 10 ²²	16	{ 11,7 (15,3)	{ 4,3 (0,7)
29. Miedź	Cu	8,9	63,57	1; 2	2	17 · 10 ²²	13,5	11,2	2,3
47. Srebro	Ag	10,47	107,88	1	2	11,8 · 10 ²²	14	8,8	5,2
79. Złoto	Au	19,3	197,2	1; 3	2	11,9 · 10 ²²	14	8,9	5,1
13. Glin	Al	2,67	26,97	3	3	17,9 · 10 ²²	17	11,6	5,4
82. Ołów	Pb	11,35	207,10	2; 4	{ 3 4	10 · 10 ²²	11	{ 7,8 9,5	{ 3,2 1,5
26. Żelazo	Fe	7,6	55,84	2; 3; 6	2	16,5 · 10 ²²	14	11	3
42. Molibden	Mo	8,62	96	6	{ 2 (3)	10,9 · 10 ²²	13	{ 8,2 (10,8)	{ 5,3 (2,7)
40. Cyrkon	Zr	6,4	91,22	4	{ 2 (3)	8,5 · 10 ²²	10	{ 6,3 (8,31)	{ 3,9 (1,9)
29. Potas	K	0,86	39,10	1	1	—	7,3	2,1	5,2

Wartość *w* otrzymać można również i na zasadzie pomiarów foto-elektrycznych. Aby foton o częstotliwości ν wyrzucił elektron o prędkości *v*, musi być spełnione równanie Einsteina

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - w \dots \dots \dots (30)$$

$h\nu_{\text{czerw.}} = w = P - \zeta_0$ daje granicę od strony fal długich obszaru widma, które jest czynne w zjawisku fotoelektrycznym.

W zjawisku emisji elektronów z metalu pod wpływem silnych pól elektrycznych spotykamy się również z wielkością pracy wyjścia elektronu. Millikan i Eyring, przykładając silne pola elektryczne rzędu 1 miliona woltów na cm, otrzymywali już w temperaturze pokojowej duże prądy elektronowe, wysyłane przez niektóre miejsca metalu. Z rozważań Möllera wynika, że efektywna praca wyjściowa elektronu zmniejsza się o $\sqrt{\epsilon F^*}$ przy istnieniu zewnętrznego pola elektrycznego o natężeniu *F*. Emisję elektronową przez niektóre tylko miejsca metalu Schottky objaśnia w następujący sposób: Wskutek nieregularności powierzchni metalu pole elektryczne zewnętrzne na jego powierzchni może być niejednorodne, wobec czego w pewnych miejscach może powstać tak silne pole elektryczne, iż jego działanie wraz z ciśnieniem gazu elektronowego będzie wystarczające do wykonania pracy *P*. Uproszczony obraz byłby następujący: elektrony znajdują się, jakby w skrzynce elektrostatycznej, posiadającej w pewnych miejscach dziury, przez które następuje wyrzucanie elektronów nazewnątrz.

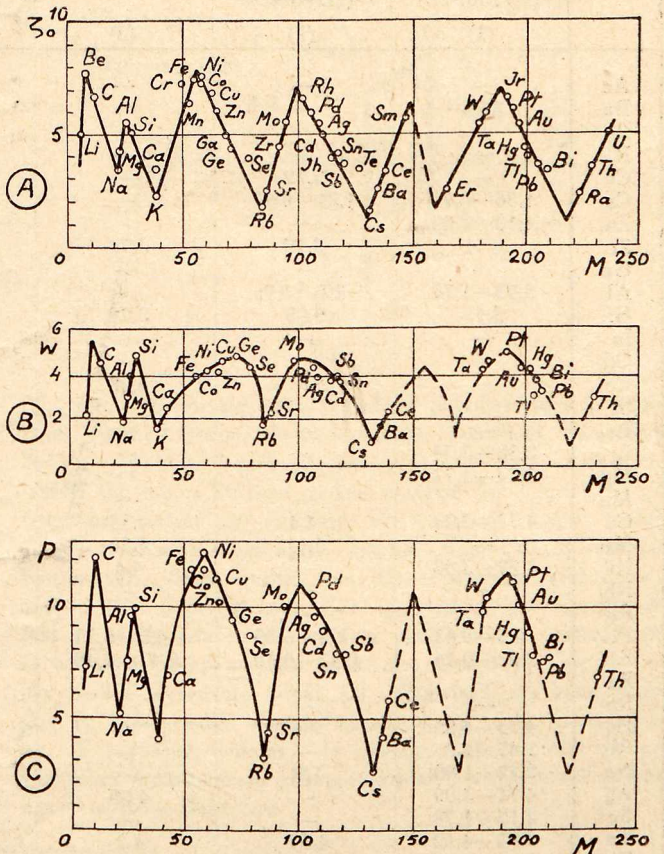
Wartość *P* jest własnością powierzchniową; ζ_0 zaś jest własnością wewnętrzną metalu. Jak widzieliśmy wyżej, przy wyznaczaniu na drodze teoretycznej wartości ζ_0 spotykamy się z nieokreśloną liczbą elektronów, przypadających na jeden atom metalu (zob. wz. 13a).

Efektywna praca wyjścia elektronu (wz. 23) dana jest przez różnicę tych dwóch wielkości. Rother i Bomke wykonali ciekawą próbę rozdzielenia drogą częściowo empiryczną, częściowo teoretyczną, wartości tej pracy na oba czynniki składowe, na co zwraca uwagę w swej ostatniej pracy Sommerfeld**). Wykreślają oni zależności ζ_0 , *w* i *P* od ciężaru atomowego metalu, przy czym ζ_0 obliczają ze wzoru 13 przy założeniu *b* = 1, wartości zaś na *w* biorą z tablicy, podanej przez Gudden'a, a wielkość *P* wyznaczają z równania 23. Wszystkie krzywe wykazują charakter perjodyczny i ich ogólny przebieg jest podobny (rys. 5A, 5B, 5C).

*) Sommerfeld i Bethe (Handb. d. Ph. XXIV/2, str. 437, 1933) podają, że pole elektryczne o natężeniu *F* wywołuje pozorne zmniejszenie pracy wyjścia elektronu z metalu o $\sqrt{\epsilon^3 F}$ t. j. $w_F = w - \sqrt{\epsilon^3 F}$.

***) Naturwissenschaft, 26, 49. 1934.

Na wszystkich trzech krzywych najmniejsze wartości wypadają dla metali alkalicznych pierwszej kolumny układu periodycznego pierwiastków (Na, K, Rb, Cs). Z porównania przebiegu krzywych dla ζ_0 i *P* wyciągają wniosek, że wartość *P* jest również funkcją $\frac{D}{M}$, podobnie jak ζ_0 (wzór 13).



Rys. 5.

Oprócz tego zakładają, iż jest ona zarazem funkcją maksymalnej wartościowości atomu metalu i daje się wyrazić w następującej postaci:

$$P = \text{const.} \left(b \cdot \frac{D}{M} L \right)^{1/3}$$

gdzie wielkość *b* dla różnych metali ma następujące wartości:

- b* = 1 ... Li, Na, K, Rb, Cs.
- 2 ... Cu, Ag, Mg, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Hg.
- 3 ... Au, Al, Co, Fe,

- 4 ... C, Si, Pd, Pt, Pb,
5 ... Sb, Ta, Bi,
6 ... Mo, W.

W ostatecznym rezultacie podają, iż wszystkie metale można podzielić na dwie grupy, dla których wyrażenia na P będą następujące (rys. 6A):

$$\left. \begin{aligned} P &= 12,6 \left(\frac{D}{M} b \right)^{1/3} \text{ dla Cs, K, Rb, Ba, ... W, Mo} \\ P &= 16,3 \left(\frac{D}{M} b \right)^{1/3} \text{ dla Na, Li, Hg, Ag, Cu, Au ...} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Wartość na ζ_0 zgodnie ze wzorami 13 i 13a przy założeniu $b = 1$ można napisać w postaci (rys. 6B)

$$\zeta_0 = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3L}{8\pi} \cdot \frac{D}{M} \right)^{2/3} = 27 \left(\frac{D}{M} \right)^{2/3} \quad \dots \quad (32)$$

Ostatecznie podają na wartość efektywnej pracy wyjścia elektronu następujące wzory:

$$w = P - \zeta_0 \left\{ \begin{aligned} 16,3 \left(b \frac{D}{M} \right)^{1/3} - 27 \left(\frac{D}{M} \right)^{2/3} \\ 12,6 \left(b \frac{D}{M} \right)^{1/3} - 27 \left(\frac{D}{M} \right)^{2/3} \end{aligned} \right. \quad \dots \quad (33)$$

Na zasadzie tych wzorów obliczają efektywne prace wyjścia elektronu dla metali, dla których one dotychczas nie były wyznaczone (tabl. V kolumna 7). Słabym punktem tych rozważań jest podział metali na takie dwie grupy, w których metale alkaliczne są rozdzielone, pozatem przy obliczaniu P i ζ_0 przyjmujemy dla tego samego metalu różne ilości elektronów (b) przypadających na jeden atom (wzór 31 i 32).

Z danych, zebranych w tabl. V, widzimy, że wartości efektywnej pracy wyjściowej elektronu, podawane przez różnych autorów, są naogół dość rozbieżne. Należy przypuszczać, iż przyczyną otrzymywania rozbieżności są zanieczyszczenia powierzchni badanych metali, czy to przez obce ciała, czy też przez gazy absorbowane, które nawet w niewielkich ilościach mogą znacznie zmieniać wyniki pomiarów.

b) Zjawisko Volty. Rozpatrzmy pobieżnie jeszcze zjawisko Volty, które choć bezpośrednio nie wiąże się z interesującymi nas zagadnieniami, jednak w dalszym ciągu przez analogię ułatwi nam zrozumienie niektórych faktów doświadczalnych.

Tablica V.

	Efektywna praca wyjścia elektronu z metalu w el.-w.						(oblicz. Rother i Bomke) (7)
	(zj. foto-el.)	(ef. Rich.)		(ef. Rich.)			
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	
Ac	—	—	—	—	—	—	3,6
Ba	2,29	—	—	1,59—1,85	—	—	—
Be	—	—	—	—	—	—	2,8
B	—	—	—	—	—	—	4,8
Ce	—	2,72	—	—	—	—	—
Cs	1,36—0,7	1,81—0,72	—	0,7—1,36	—	1,51	—
Zn	4,10—3,02	—	—	3,02	—	—	—
Zr	4,51	3,15	3,78	—	3,9 (1,9)	—	2,7
Ga	—	—	—	—	—	—	3,5
Al	3,95—1,77	2,8—2,5	—	3,95	5,4	—	—
Hf	5,13	5,09	3,78	—	—	—	3,6
In	—	—	—	—	—	—	4,0
Cd	—	—	—	2,60	—	—	—
Co	—	—	4,28	4,28	—	—	—
Si	—	—	—	4,8	—	—	—
La	—	—	—	—	—	—	3,2
Li	2,38—2,34	—	—	—	—	4,72	—
Mg'	3,74—1,77	—	—	3	—	—	—
Mn	—	—	—	—	—	—	4,7
Cu	4,73—3,22	4,4	4,38	3,85 4,00	2,3	—	—
Mo	—	4,41	4,36	4,3	5,3 (2,7)	—	—
Ni	4,57—3,68	—	4,4	4,4	4,3 (0,7)	—	—
Nb	—	—	—	—	—	—	3,9
Pb	—	—	—	—	3,2—1,5	—	—
Pt	6,5—3,63	4,8—6,35	4,5—6,35	5,0—6,0	—	—	—
K	2,02—0,46	0,43—0,48	0,43—0,48	0,46—1,55	5,2	2,05	—
Ra	—	—	—	—	—	—	2,0
Rh	—	—	—	—	—	—	6,1
Hg	4,75—4,05	—	—	—	—	—	—
Rb	1,45—1,2	—	—	1,45	—	1,79	—
Na	2,12—1,80	1,9	—	1,8	—	3,13	—
Ag	4,71—3,09	—	4,08	3,09—4,1	5,2	—	—
Sr	2,15—1,79	—	—	1,79—2,15	—	—	—
Ta	4,92—4,12	4,07	4,2	4,12—4,3	—	—	—
Th	3,57—2,69	3,35—2,63	3,27	2,69—3,15	—	—	—
U	—	—	3,28	—	—	—	5
V	—	—	—	—	—	—	4
Ca	3,34—1,7	—	—	2,24—2,5	—	—	—
C	—	—	—	4,3	—	—	—
W	5,36—4,31	4,52	4,48	4,31—4,53	—	—	—
Fe	4,79—3,92	—	4,04	4,04	3,0	—	—
Au	4,75—4,33	—	4,42	5,1	—	—	—
Ti	—	—	—	—	—	—	3,5

- 1 i 2. Engel i Steenbeck Elektrische Gasentladung 1932. (Berlin).
3. Schottky i Rothe Physik der Glühelktroden Handb. d. Exp. Ph. XIII/2.
4. Gudden Lichtelektrische Erscheinungen, Berlin 1928.
5. Rupp. Experim. Untersuch. der Elektronenbengung Erg. d. Exact. Naturw. 9. 79. 1930.
6. A. Sommerfeld i H. Bethe. Elektronentheorie der Metalle Handbuch der Ph. 24/2. 426. 1933.
7. Rother i Bomke Über Berechnung der Austrittsarbeit aus einfachen Materialkonstanten Z. f. Ph. 86.231. 1930.

Od dawna jest znanym zjawiskiem, że przy zetknięciu dwóch metali izolowanych ustanawia się pomiędzy nimi pewna różnica potencjałów. Wartość tej różnicy zależy od natury chemicznej metali, stanu fizycznego ich powierzchni i od ośrodka, w którym się znajdują; nie zależy zaś od wielkości powierzchni zetknięcia (Volta 1800 r.).

Warunkiem równowagi będzie równość prac, które elektrony muszą wykonać, aby z metalu 1 lub 2 dojść do tego samego punktu, znajdującego się w przerwie, gdyż wtedy ilości elektronów przechodzących z jednego metalu do drugiego będą takie same. Dla ułatwienia przyjmijmy ten punkt na powierzchni metalu 2, (p. G. rys. 7). Otrzymujemy wtedy następujące równanie:

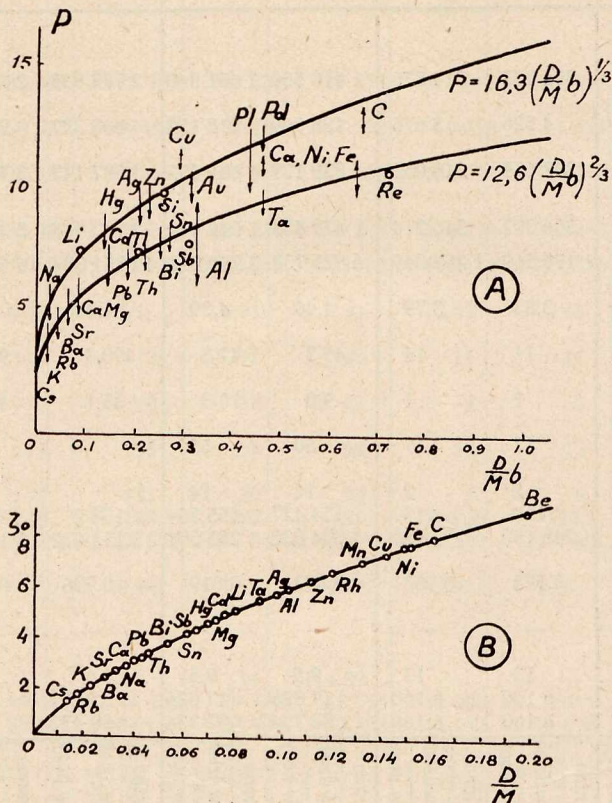
$$P_1 - \zeta_{01} + x = P_2 - \zeta_{02} \dots \dots \dots (34)$$

$$x = (P_2 - \zeta_{02}) - (P_1 - \zeta_{01}) = w_2 - w_1 \text{ (el-w)} \dots (34a)$$

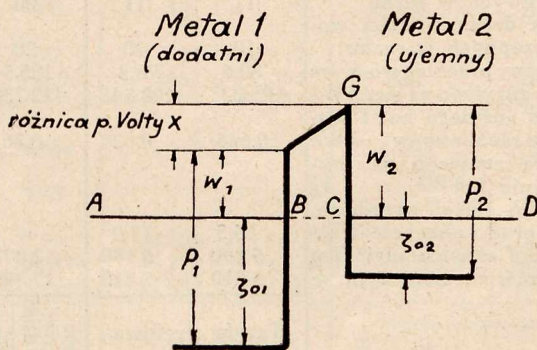
Dla otrzymywania różnicy potencjałów podzielmy obie strony przez ładunek elektronu ϵ :

$$\frac{x}{\epsilon} = V_{12} = w_2 - w_1 \text{ woltów} \dots \dots \dots (35)$$

Warunek równowagi sprowadza się więc do następującego: *poziomy graniczne rozkładu Fermi (AB i CD rys. 7) w obu stykających się metalach muszą odpowiadać tej samej wartości całkowitej energii elektronu w obu metalach.* Odmienne warunki zachodzą, gdy zetknięcie się metali będzie zlutowane. Wtedy można przyjąć, iż przerwa pomię-



Rys. 6.



Rys. 7.

Całe zagadnienie sprowadza się więc dla nas do znalezienia różnicy potencjałów, istniejącej pomiędzy stykającymi się metalami 1 i 2. Wobec tego, że na powierzchni metalu istnieje zawsze pewna warstwa gazu absorbowanego, oraz, iż powierzchnie te nie są nigdy idealnie gładkie, możemy zgodnie z pracą Eckart'a przyjąć, iż pomiędzy nimi istnieje pewna niewielka przestrzeń je rozdzielająca. Przy równowadze termicznej powstaje wewnątrz tej przestrzeni pole elektryczne odpowiednio skierowane. Praca, którą musi wykonać elektron dla przebycia tej przestrzeni niechaj wynosi x . Z wyżej podanych rozważań wynika, że elektron dla wydostania się na zewnątrz z metalu 1 lub 2 musi wykonać pracę, określoną odpowiednio przez wzory

$$w_1 = P_1 - \zeta_{01} \dots \dots \dots (32a)$$

$$w_2 = P_2 - \zeta_{02} \dots \dots \dots (32b)$$

dzy nimi równa się zero i według Sommerfeld'a o istniejącej różnicy potencjałów pomiędzy metalami decydować będzie wyłącznie ciśnienie gazu elektronowego w obu metalach (za miarę którego można uważać ζ_0). Jeżeli na powierzchni metalu (1) znajduje się warstwa innego metalu (2), to i do nich stosuje się również wyżej podany warunek równowagi. Stąd wynika, że dla wydobycia elektronu z metalu (1) poprzez metal (2) potrzebna jest energia w_2 , jest to efektywna praca wyjścia elektronu z metalu (2). O wartości pracy wyjścia elektronu decyduje więc w tym przypadku wyłącznie metal (2). Zjawiska się komplikują, gdy na powierzchni metalu znajdują się ciała niemetaliczne. Z tego już widzimy, że obecność obcych ciał na powierzchni metalu może znacznie zmienić wartość efektywnej pracy wyjścia elektronu. (D. n.).

Z ŻYCIA ORGANIZACYJ

STOWARZYSZENIE ELEKTRYKÓW POLSKICH

Protokół III plenarnego posiedzenia Centralnej Komisji Normalizacji Elektrotechnicznej z dnia 19 maja 1934 roku.

Obecni pp.: G. Sokolnicki — przewodniczący, K. Drewnowski — przewodniczący P.K.E., W. Krukowski — Politechnika Lwowska, J. Obrąpalski — Stow. Dozoru Kotłów, J. Podoski — Sekretarz Generalny, J. Roman — przewod-

niczący Komisji II S.E.P., J. Skowroński — przewodniczący Komisji VIII S.E.P., D. Sokolcow — przewodniczący Komisji V S.E.P. i Instytutu Radjotechnicznego, L. Staniewicz — personalnie, K. Straszewski — Stowarzyszenie Elektryków Polskich, B. Szapiro — główny referent przepisowy, E. Zieliński — Ministerstwo Przemysłu i Handlu.

macy nieraz się zdarza nieprzestrzeganie tych przepisów; np. stosowane bywa napięcie 44 kV, a nie 45 kV; w terminologii również stwierdzić można pewną rozbieżność, dotyczy to przedewszystkiem fizyków, którzy np. zamiast słowa „częstoliwość” stosują „częstość”, zamiast „przenikalność” — „przenikliwość” i t. p.

P. Skowroński jest zdania, iż należy ożywić propagandę przepisów S.E.P. Kwestja ta nabiera obecnie coraz większego znaczenia w związku z wprowadzeniem znaku przepisowego. Niestety należy stwierdzić, że niektóre elektrownie, nawet większe, nie stosują przepisów S.E.P.

P. W. Krukowski informuje, że na konferencji licznikowej, organizowanej przez Związek Elektrowni Polskich, omawiana była sprawa normalizacji tabliczek pod liczniki. Ponieważ sprawa ta przewidziana jest w programie prac Komisji XIII, p. Krukowski proponuje zwrócić się do Związku Elektrowni Polskich z zaproszeniem przedstawicieli Związku do wzięcia udziału w tej pracy w Komisji XIII S.E.P. Propozycję tę przyjęto. Poza tem p. Krukowski zwrócił uwagę na konieczność propagandy przepisów S.E.P. w szkołach. zaznaczył przytem, że w szkołach technicznych średnich sprawę tę należałoby załatwić jako przedmiot obowiązujący.

P. J. Podoski zreferował w odpowiedzi obszernie sprawę współpracy S.E.P. w zakresie działalności przepisowej i normalizacyjnej z Ministerstwami i urzędami państwowymi oraz z organizacjami technicznymi, przedsiębiorstwami prywatnymi, zainteresowanymi w tych pracach. Zakres organizacji i instytucyj, z jakimi S.E.P. współpracuje, rozszerza się nieustannie. Oczywiście istnieje jeszcze szereg braków i niedociągnięć w stosowaniu przepisów w życiu, jednak sytuacja tu stale się poprawia.

Na tem posiedzenie zamknięto.

POLSKI KOMITET WIELKICH SIECI ELEKTRYCZNYCH.

Wybór nowego przewodniczącego Międzynarodowej Konferencji Wielkich Sieci Elektrycznych.

Na posiedzeniu w dn. 14.IV.1934 r. Rada Administracyjna Międzynarodowej Konferencji Wielkich Sieci wybrała p. Ernesta Mercier na przewodniczącego Konferencji na miejsce opróżnione wskutek śmierci M. Ulricha († 1.VIII.1933).

P. E. Mercier zajmuje wybitne stanowisko we francuskim świecie technicznym. Jest on w szczególności przewodniczącym towarzystw Union d'Electricité i Société Alsthom oraz zarządzającym towarzystw: Union Hydro-Electrique, Nord-, Sud-Lumière i t. p. p. Mercier jest ponadto twórcą central Gennevilliers i Arrighi oraz linii 220 kV, łączącej Masyw Centralny z zakładami okręgu paryskiego.

VIII-ma Sesja Międzynarodowej Konferencji Wielkich Sieci Elektrycznych.

VIII-ma Sesja odbędzie się w Paryżu w dniach 13—22 czerwca 1935 roku. Polski Komitet zwraca się z apelem do osób, zamierzających zgłosić referaty na sesję o nadsyłanie tytułów referatów możliwie przed 1 listopada r. b. (pod adresem: Sekretarza Generalnego S. E. P.). Teksty referatów muszą być przedstawione Polskiemu Komitetowi do aprobaty przed 1 stycznia 1935 roku.

ODDZIAŁ WARSZAWSKI.

Zgłoszenia na członków zwyczajnych:

Blumental Emilja, Warszawa, Hoża 41 m. 4.

Cwern Piotr, Piotrków Trybunalski, Okrzei 3 m. 9.

Klisiński Sylwerjusz, Warszawa, Żórawia 26 m. 12.

Kobyliński Stefan, Warszawa, Opaczewska 54 m. 8.

Moszczyński Edmund, Włochy pod Warszawą, ul. Moniszuki 8 m. 1.

ODDZIAŁ ZAGŁĘBIA WĘGLOWEGO.

Przyjęci na członków zwyczajnych:

Horain Czesław, Katowice, Powstańców 46.

Lang Ernest, Czechowice k. Bielska., Nr. 628.

Mikulski Jan, Janów k. Katowic, Elektrownia Carmer.

Neumann Alojzy, Bielsko, ul. Krasińskiego 38.

Panek Stanisław, Sosnowiec, ul. Narutowicza, Elektrownia Gw. Hr. Renard.

Schiebel Herman, Cieszyn, ul. Frysztacka 240.

Dyskusja nad referatami, zgłoszonymi na VI Walne Zgromadzenie S.E.P. w Krakowie.

SEKCJA I. DZIAŁ KONSTRUKCYJNY.

Przewodniczący p. J. Gryff-Chamski,

Sekretarz p. A. Oberfeldówna.

P. J. Angerman. **Chłodzenie transformatorów olejowych i stosowanie konserwatorów** (ob. str. 217 „Przegl. Elektr.” 1934 r.).

Referent, nie poruszając teoretycznych wywodów, dotyczących ilości ciepła, oddawanego przez transformatory — a podanych w referacie, daje krótki przegląd i ocenę sposobów chłodzenia transformatorów olejowych: zbiorniki gładkie, z blachy falistej, rurowe, chłodzenie radiatorowe, chłodzenie sztuczne zap. węzownicy wodnej, wreszcie radiator z dodatkową wentylacją — przy większych jednostkach.

P. A. Groza zapytuje: a) o chłodzenie transformatorów kopalnianych, jako znajdujących się w najtrudniejszych warunkach pracy, oraz — b) o normy, któreby określały stopień dopuszczalnego przeciążenia transformatorów (w kW) przy pracy nieciągłej.

P. Z. Rychlik zapytuje, czy przy obliczaniu dostatecznej ilości powietrza chłodzącego nie możnaby uwzględnić zasady ciągu kominowego, tem więcej, że często zwłaszcza przy większych jednostkach komora transformatora przybiera kształt kolumny.

P. Koźniewski porusza sprawę budowy transformatorów bez konserwatorów, które i w Polsce obecnie są w eksploatacji; prosi o wyrażenie opinii o nich.

P. T. Kozłowski nawiązuje do pytań poprzednich i wyjaśnia, że sprawę dopuszczalnych przeciążeń określa stała czasu transformatora, którą powinna wytwórnia podawać odbiorcy.

P. Wł. Kotelewski zaznacza, że wśród zdemontrowanych przez Prelegenta przezroczy, ilustrujących sposoby chłodzenia transformatorów, brak było najczęściej bodajże spotykanego układu, przy którym zasysane od dołu powietrze obiega naokoło skrzynię transformatora i uchodzi przez otwór u góry; jednocześnie p. K. zapytuje Prelegenta o jego zdanie co do tego sposobu chłodzenia transformatorów.

Pozatem p. Kotelewski prosi o podanie szczegółów konstrukcyjnych, dotyczących izolowania wyprowadzeń górnego napięcia względem uziemionych rur chłodnicy, stosowanych przez konstruktorów amerykańskich przy transformatorach z wewnętrznym chłodzeniem wodnym.

W odpowiedzi na zapytania referent stwierdza, że dla transformatorów kopalnianych jezdnych polepszyć wa-

runki można tylko przez dodawanie im większej powierzchni chłodzenia, dla transformatorów umieszczonych stale w jednym miejscu zwiększa się intensywność chłodzenia, doprowadzając potrzebne powietrze, jako odgałęzienie z ogólnego kanału wentylacyjnego kopalni.

Dla kanałów i przewodów wentylacyjnych jest oczywiście korzystne stosowanie zasady kominowej, bacząc przytem, aby unikać wszelkich oporów przepływu, jak np. ostrych załęg, zwężeń i t. p. Otwór odprowadzający powietrze (pod transformatorem) może służyć jednocześnie za ściek dla oleju, jest wystarczającym kanałem wentylacyjnym, o ile ma dostateczne wymiary (zapytanie p. Kotelewskiego).

Co do konserwatorów olejowych referent potwierdza swe zupełnie wyraźne stanowisko wobec transformatorów bez konserwatorów, zajęte i uzasadnione w referacie.

P. T. Kozłowski zwraca uwagę na to, że olej w konserwatorze jest zimniejszy, niż w skrzyni transformatora, dzięki czemu rozgrzany olej nie styka się bezpośrednio z powietrzem. Tłumaczy się to tem, że przekrój rurki, łączącej konserwator ze skrzynią transformatora jest tak mały, w stosunku do przekroju skrzyni w transformatorze, że olej, który przenika do konserwatora, momentalnie ochładza się, natomiast chłodny, a więc cięższy olej z konserwatora nie może opaść do skrzyni transformatorowej, gdyż jedna tylko i to wąska rurka łącząca uniemożliwia cyrkulację.

Jest to podstawową zasadą działania konserwatora, na którą nie zawsze zwraca się uwagę.

P. W. Kopczyński. **Siły mechaniczne przy zwarciach w transformatorach** (ob. str. 221, „Przeł. Elektrot.” 1934 r.).

W referacie swoim stwierdził referent wielką rozbieżność w ujęciu teoretycznym poruszonego zagadnienia i w rezultatach teoretycznych rozważań, otrzymanych przez autorów tej miary, co Vidmar, Benischke, Richter.

Rozbieżność ta i trudność określenia zjawiska została w dyskusji jeszcze uwypuklona.

Pp. J. Dzikowski, T. Kozłowski i A. Groza zapytują, czy wzory obliczenia sił były konfrontowane z doświadczeniem, jakie były metody robienia prób zwarcia, czy poza rozsuwaniem się uzwojeń przy zwarciu zauważono i inne deformacje — np. przesuwanie się przyłączeń, rozkręcanie się cewek zewnętrznych i skręcanie wewnętrznych, wreszcie — gdzie u nas w Polsce dałoby się przeprowadzić właściwe próby.

Referent w odpowiedzi przypuszcza, że zjawiska, zachodzące nawet przy zwarciu na zaciskach wtórnych transformatora są tak różnorodne w zależności od warunków lub konstrukcji transformatorów, że być może, nie dadzą się ująć prostymi wzorami. Opisy doświadczeń popierających te czy inne wzory, nie są mu znane. Referent wykonywał próby zwarcia z uzwojeniami krążkowymi, przy czem siły były określane przy unoszeniu się skrajnej zwojnicy, oraz z uzwojeniami walcowymi, gdzie było określane skręcenie się spirali, stanowiącej uzwojenie wtórne. Lecz doświadczenia te nie dały jeszcze wyników dość pewnych do oceny wzorów. W praktyce często daje się zauważyć odginanie przyłączeń przy zwarciu, deformacje cewek, jak wewnętrznych tak i zewnętrznych. Próby są możliwe do wykonania w każdym zakładzie naukowym lub w zakładach przemysłowych. Wielkie różnice u danych wzorów M. Vidmara i R. Richtera polegają prawdopodobnie na drobnym błędzie w budowie wzoru R. Richtera.

Co się tyczy sił promieniowych w uzwojeniach walcowych, to stwierdzenie ścisłości lub nieścisłości wzoru G. Benischkego da, być może, doświadczenie.

P. D. Kozental. **„Elektryczne spawanie szyn, napawanie bandaży i inne roboty spawane w trakcji elektrycznej** (ob. str. 231, „Przeł. Elektrot.” 1934 r.).

Referent, streszczając w krótkich słowach swój referat, podkreśla doniosłość zastosowania spawania w trakcji elektrycznej. Omawia spawanie elektryczne przy robotach torowych (spawanie styków szyn, napawanie szyn, krzyżownic, zwrotnic, iglic i t. p.), spawanie przy naprawach taboru, gdzie na pierwsze miejsce wysuwa się napawanie obręczy kół wagonowych. Referent zaznacza, że przy tych wszystkich robotach ważna jest metoda pracy i dobór odpowiedniego materiału, wtedy korzyści dają się łatwo osiągnąć i praca jest niezawodna. Spawanie elektryczne zyskuje coraz większe rozpowszechnienie w warsztatach tramwajowych i kolei elektrycznych.

P. W. Pzelaskowski podaje kilka wiadomości z praktyki w E. K. D.

Przy spawaniu styków szyn, spawanie alumino-termiczne jest około 3 razy droższe niż elektryczne, jak wskazują przeprowadzone obliczenia. Stawiane są jednak zarzuty, że nie jest ono również dobre. Napawanie obręczy kół nie jest tańsze od obróbki mechanicznej (stacznia). Oszczędność polega na tem, że przy starciu się bandaży na jednym kole, a innych nie startych, co ma często miejsce w praktyce E. K. D., naprawa dotyczy tylko jednego koła, podczas gdy przy stacznianiu należy to zastosować do wszystkich zestawów wozu.

Jak widać z praktyki jest również możność spawania elektrycznego bez spawarki w nagłych wypadkach, lub w razie jej braku. Zasilanie w danym wypadku odbywało się z drutu jezdnego, w którym — przez doprowadzenie do przetwornicy na podstacji niskiego napięcia prądu zmiennego (napięcia rozruchu) — osiągnięto 110 V prądu stałego, zredukowanych następnie zapomocą opornika do 70 V. Jest to oczywiście sposób doraźny; spawanie może być odbywać podczas przerw w ruchu, wagon przy tem napięciu może coppersuwać się z jednego miejsca naprawy w drugie. Koszt pędzenia dużej maszyny na podstacji tylko dla celów spawania jest mniejszy, niż koszt kapitału i amortyzacji spawarki, (zarzut p. inż. Paleckiego).

P. St. Palecki zwraca uwagę na rodzaj prądu i wpływ jego na szew. Zapytuje, jaki rodzaj prądu stosuje się do doświadczeń w Hucie Baildon.

Referent, odpowiadając przedmówcom, stwierdza, że nie wszędzie napawanie, bandaży jest droższe od stacznia, zależy to od ceny elektrod. Apeluje więc do firm, produkujących elektrody, ażeby działalność ich poza dostarczeniem dobrego materiału szła również w kierunku obniżenia cen. Rodzaj prądu niema znaczenia przy spawaniu elektrycznym, dobra elektroda będzie dobra zarówno dla prądu zmiennego, jak i stałego.

P. Feszczenko Czopiński. W Hucie Baildon stosuje się do doświadczeń prąd stały. Dobra elektroda będzie dobra i dla prądu stałego i dla prądu zmiennego.

P. Feszczenko Czopiński. **Prace badawcze Huty Baildon nad elektrodami i drutami do spawania** (ob. str. 503 „Przeł. Elektrot.” 1934 r.).

Referent przedstawia w krótkości dążenia Huty Baildon do wytworzenia elektrod do spawania przy oparciu się jedynie o własne metody i doświadczenia, bez uciekania się do wzorów lub licencji zagranicznych.

Druty do spawania ocenia się według stopnia pryskania, t. j. rozsiewu w procentach tworzywa drutu do spawania; naogół wynosi on 8—10—12%, ideałem byłoby osiągnięcie pryskania 5—6%. Większy stopień pryskania okazu-

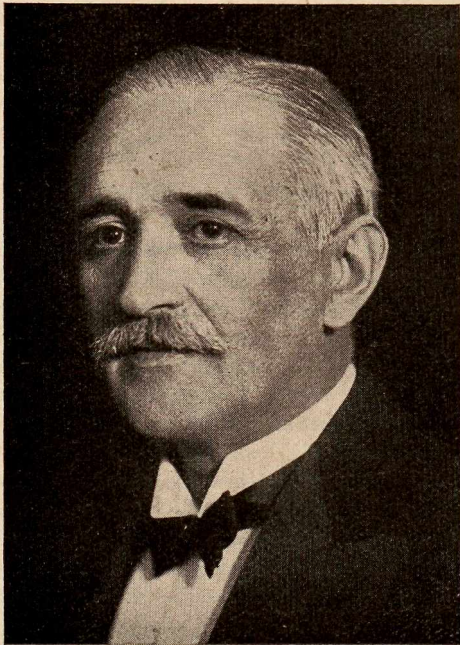
ją druty, posiadające nadmiar tlenu. Stosowanie do tej własności druty i elektrody dzielimy na „normalne” t. j. dobre i „anormalne” — o dużym stopniu pryskania, które jako rezultat dają szew porowaty i nierówny.

Huta Baildon, postawiwszy i określiwszy zagadnienie — czem ma być dobry drut do spawania — zagadnienie to

rozwiązała. Przeprowadzono cały szereg prób z drutami, w których sztucznie wywołano stan „normalny” i „anormalny” i osiągnięto stopień pryskania 5,25% do 11,5%. Zbadano również wpływ charakteru powłoki drutu na proces spawania. Ustalono wpływ obróbki termicznej, która może zmniejszyć stopień pryskania o 15 do 20%.

(C. d. n.)

Z KRONIKI ŻAŁOBNEJ.



Ś. p. inż. Jacques Geelen.

W końcu sierpnia r. b. zmarł niespodziewanie na udar serca członek poznańskiego Oddziału SEP'u, ś. p. inż. Jacques Geelen.

Zmarły urodził się 4.III.1877 w Rotterdamie. Studja swe odbywał w Welft i Darmstacie.

Zaraz po ukończeniu studjów losy rzuciły ś. p. Geelena poza granice ojczystego kraju, Holandji, do której już nigdy na dłuższy czas nie wrócił.

Pracował najprzód w Białowieży, następnie w Oddziale Siemens'a w Finlandji, wreszcie dłuższy okres czasu poświęcił pracy w tramwajach miejskich w Petersburgu, gdzie przebywał aż do końca wojny.

W roku 1924 przybył Zmarły do Poznania, zaangażowany do biura Brown Boveri, Oddział w Poznaniu. Niestety, kryzys i likwidacja f. Brown Boveri w 1931 r. nie oszczędziły ś. p. inż. Geelena, musiał się bowiem dłuższy czas borykać z brakiem stałego zatrudnienia. Wreszcie gdy los się doń uśmiechnął ponownie i otrzymał zatrudnienie w firmie Ackermann van Haaren w Gdyni, nieubłagana śmierć przerwała okrutnie nić Jego pracowitego żywota.

Ubył z naszego grona człowiek zacny, gołębiego serca, uprzejmy i uczynny kolega, mocny charakter, który mimo wielu przeciwności życiowych zachował umiarkowany optymizm życiowy, mając zawsze dla przyjaciół i znajomych miłe słowo, połączone z poważnym uśmiechem rozumnego człowieka. To też żgon Jego wywołał wśród znajomych, przyjaciół i kolegów serdeczny żal, iż niema już między nami zanego człowieka, dobrego fachowca, rzetelnego i sumiennego pracownika, szczerego przyjaciela.

Niech Ci, Kolego, ziemia polska, do której się przywiązałeś, a na której swą karierę życiową rozpocząłeś i zakończyłeś, lekka będzie. Cześć Twej jasnej pamięci! N.

Z P R A K T Y K I

UZIEMIENIE PRZEWODU ZEROWEGO W URZĄDZENIACH ELEKTRYCZNYCH NISKIEGO NAPIĘCIA W PODZIEMIACH KOPALN^{*)}.

Inż. Zdzisław Rychlik.

Wstęp.

W artykule, który się pojawił pod podobnym tytułem w roku ubiegłym na łamach Przeglądu Elektrotechnicznego str. 102 i nast.) p. inż. B. Szapiro podał najpierw historję uziemiania przewodu zerowego, a następnie szczegółowo znaczenie, cel, sposób wykonania i kontroli uziemień oraz dalsze uwagi. Wywód p. inż. Szapiro jest powiązany w logiczną całość i, zawierając cały szereg słusznych i opartych na doświadczeniu spostrzeżeń, zmusza uważnego czytelnika do głębokiego zastanowienia się nad wnioskami, do jakich autor artykułu dochodzi. Ale właśnie po zastanowieniu się nad wnioskami, sformułowanymi na końcu artykułu, dochodzi czytelnik do wręcz przeciwnego przekonania, aniżeli chciał to osiągnąć p. inż. Szapiro, a mianowicie do wniosku,

*) Dalszy ciąg dyskusji w sprawie artykułu B. Szapiro (Przegl. El. r. 1933, str. 102).

ze punktu zerowego sieci przeważnie uziemiać nie należy.

Dlaczego? Spróbuję pokrótce zanalizować te przyczyny, ograniczając się narazie do urządzeń elektrycznych w kopalniach, a to dlatego, że urządzenia te pracują w specjalnych warunkach, w których niezgodność założeń podstawowych z praktyką występuje szczególnie wyraźnie i co do których rozporządzam obecnie dużym materiałem doświadczalnym. Warto zaznaczyć, że do podobnego przekonania doszła również większość członków podkomisji przepisów budowy i ruchu urządzeń elektrycznych w kopalniach, opierając się zresztą na podobnych przesłankach i na własnej praktyce.

Z wywodami p. inż. Szapiro polemizował już p. inż. Konstanty Mauberg z Katowic na łamach „Technika” (Nr. 4 z dnia 1 kwietnia 1933 r.). Obecnie z okazji poruszenia tej kwestji przez p. S. jeszcze raz w artykule pod tytułem: „Stan izolacji sieci od ziemi izolowanych”. (Prz. El. Nr. 12, str. 410), pozwalam sobie wrócić do tego samego tematu, dorzucając kilka następujących uwag.

Cele i warunki uziemiania punktu zerowego.

Jakież są cele, wysuwane przez zwolenników uziemie-

nia punktu zerowego? Są one zasadniczo dwojakie. Jako pierwszy widoczny skutek uziemienia punktu zerowego występuje obniżenie napięcia przewodów względem ziemi, czyli obniżenie niebezpiecznego napięcia dotyku. Jako drugi, znacznie ważniejszy cel uziemienia punktu zerowego wysuwany bywa argument, iż przez uziemienia punktu zerowego nastąpi samoczynne wyłączenie uszkodzonego odbiornika, a więc unieszkodliwienie go.

W świetle praktyki przedstawiają się te sprawy jednakże nieco inaczej. Przedewszystkiem trzeba zaznaczyć, że pierwotnym celem uziemienia punktu zerowego (w układach prądu stałego i trójfazowych) było tylko obniżenie napięcia, gdyż napięcie wyższe, aniżeli 110 V prądu stałego do ziemi, wydawało się już w zaraniu elektrotechniki niebezpiecznym dla życia. Cel ten uziemienie naogół spełnia, jakkolwiek i tutaj praktyka, a później i teoretyczne rozważania dowiodły, że „uziemienie przewodu zerowego nie zabezpiecza przy dotknięciu przewodu zewnętrznego od uderzeń, dochodzących do pełnego napięcia 2E (por. broszurę p. B. Szapiry p. t. Uziemienia ochronne w urządzeniach elektrycznych niskiego napięcia).

Korzyść zatem z uziemienia punktu zerowego jest pod względem obniżenia wysokości napięcia naogół niewielka, a jeśli chodzi o napięcia powyżej 220 V prądu trójfazowego, jest to korzyść zupełnie iluzoryczna. I jakkolwiek w układach 380/220 V przy uziemionym przewodzie zerowym przepisy pozwalają na traktowanie całego układu jako nisko-napięciowego, to jednak ma to tylko znaczenie formalne, gdyż zarówno 220 V, jak 380 V są mniej więcej jednakowo niebezpieczne dla życia ludzkiego i oba leżą w strefie najbardziej dla człowieka niebezpiecznych napięć¹⁾. Uziemienie punktu zerowego dla względów formalnych nie powinno jednak absolutnie pociągać za sobą jakichkolwiek ulg pod względem izolacji sieci i innych urządzeń ochronnych. Mam tu na myśli przedewszystkiem izolację samego przewodu zerowego, który nie powinien być gorzej izolowany, aniżeli inne przewody układu (jak to zresztą przewidują przepisy polskie PNE-10 § 26, p. 1).

Drugie zadanie, jakie ma na celu uziemienie przewodu zerowego, mianowicie samoczynne odłączenie uszkodzonego odbiornika, wypłynęło dopiero później i nie było przez dłuższy czas dla dużego odłamu elektryków zupełnie jasne. Wystarczy wspomnieć, że skuteczność samoczynnego wyłączenia zależy nie tylko od wielkości oporów uziemienia, ale i od wielkości chronionego odbiornika. Przy większych odbiornikach i dłuższych przewodach zasilających zdarza się nawet, że opory uziemienia musiałyby być znikomo małe, aby samoczynne odłączenie mogło działać. W takich przypadkach przepisy niemieckie zalecają zerowanie, t. j.łączenie korpusu chronionego przedmiotu z przewodem zerowym. Przepisy polskie zabraniają jednak zerowania, a dla uzasadnienia tego zakazu opisuje p. inż. Szapiro przykład (por. B. Szapiro: Zarządzenia chroniące od niebezpiecznych napięć dotyku, str. 6 i nast.). Wyobraźmy sobie podobną sieć, o napięciu 380/220 V, w której jednak zamiast odbiorników jednofazowych załączono kilka odbiorników trójfazowych (por. rys. 1). Zarówno punkt zerowy transformatora, jak i korpusy odbiorników są uziemione, — te ostatnie zapomocą wspólnej płyty uziemiającej. Oporów uziemień

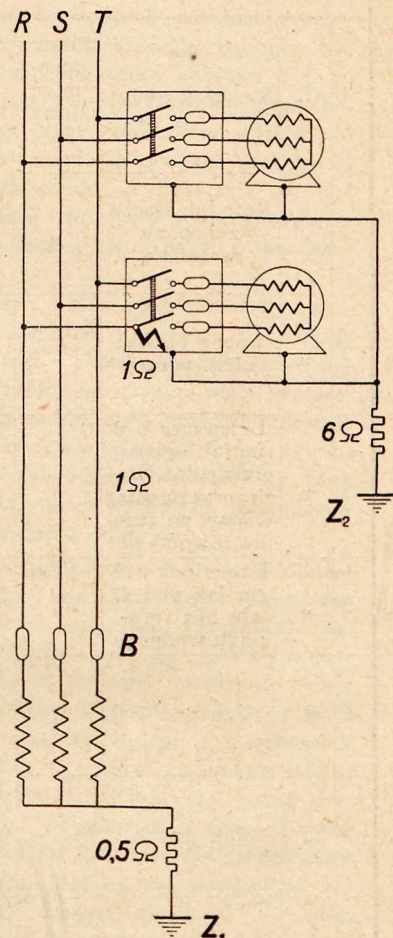
¹⁾ Wniosek p. inż. Szapiry, iż napięcie 110 V jest 8 razy bezpieczniejsze dla ludzi od napięcia 220 V, wysunięty na podstawie statystyk szwedzkich, wydaje mi się zbyt pośpieszny, gdyż do wyciągnięcia takiego wniosku trzeba by rozporządzać po pierwsze znacznie obszerniejszym materiałem statystycznym, a następnie uwzględnić rozciągłość samych sieci 110 V i 220 V. Mimo to codzienna praktyka uczy, że ilość wypadków przy napięciu 110 V jest znacznie mniejsza, niż przy 220 V.

i przewodów są te same, co w przykładzie p. in. Szapiry. Wrazie uszkodzenia izolacji popłynie prąd: $230 \text{ V} : (1+1+6+0,5) \Omega = \text{ok. } 27 \text{ A}$, który nie przetopi żadnego bezpiecznika i wobec tego osłona silnika znajduje się pod napięciem ok. 175 V do ziemi. Równocześnie wszystkie wspólnie uziemione korpusy odbiorników, będących w nienagannym stanie, znajdują się pod niebezpiecznym napięciem dotyku. Nie można bez zastrzeżenia zalecać takiego środka, który w wielu wypadkach byłby tak samo niebezpieczny, jak zerowanie. Działanie jego zależy przecież od dobroci i trwałości aż 2 różnych uziemień. Dlatego też p. inż. Szapiro podaje w końcowych wnioskach cały szereg zastrzeżeń i warunków, przy których zachowaniu dopiero można liczyć na skuteczne działanie uziemienia punktu zerowego.

Jakież są te warunki? Suma oporów uziemienia głównego oraz uziemienia odbiornika wraz z oporem jego odnośnego przewodu zasilającego musi być taka, aby w razie przebicia izolacji w odbiorniku stopiony został jego odnośny bezpiecznik. Przekonamy się, jaka musi być ta suma oporów. Weźmy np. silnik o mocy 600 W, pracujący przy napięciu 127 V prądu trójfazowego, a więc np. jakaś mała wiertarka lub t. p. Ze względu na prąd rozruchu silnik taki bywa zabezpieczony bezpiecznikami 10 A, które — jak wiadomo — przepalają się przed upływem godziny dopiero przy prądzie większym od 31 A. Dla bezpieczeństwa przyjmijmy więc, że popłynie 2,5-krotny prąd bezpiecznika czyli 25 A (bezpieczniki takie nie stanowią wprawdzie idealnego zabezpieczenia silników, są jednakże jeszcze dzisiaj w przeważającej ilości wypadków stosowane). Opor takiego obwodu nie powinien być zatem większy, niż $\frac{127}{25 \cdot \sqrt{3}} = 2,93 \Omega$, czyli suma oporów obu uziemień musi być mniejsza, niż 3 omy.

Kilka cyfr z praktyki.

Zobaczmy teraz, ile wynosi w praktyce opór pojedynczego uziemienia. W roku ubiegłym wykonano poza normalnymi pomiarami kilka seryjnych pomiarów uziemień na różnych kopalniach. Pomiary były wykonywane bądźto przez podpisanego, bądźto przez innych inżynierów Stowarzyszenia Dozoru Kotłów Parowych w Katowicach, bądź też przez kierownictwa ruchu elektrycznego kopalń. Jako najlepszą i dostatecznie pewną metodę pomiarową wybrano metodę pomiaru aparatem firmy Siemens (por. niżej) jako pracującą prądem zmiennym o napięciu ok. 70 V. Wyniki pomiarów zawarte są w tabeli I.



(Rys. 1.

Tabela I.

L. P.	Kopalnia	Rodzaj uziemiacza	Metoda pomiaru	Rodzaj pokładu	Opór uziemienia	Uwagi
1	I.	Rurociąg wodny	miernik uziemięć firmy Siemens	chodnik suchy chodnik mokry przekop	64—17 Ω 7,1—3,5 Ω 4,4 Ω	
2	"	Rura lub blacha zakopana w ścieku	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	25 Ω 6,5 Ω 12,7 Ω	
3	"	Szyny kolejki elektrycznej	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	15,5 Ω 1,3 Ω 0,5 Ω	Szyny częściowo w wodzie
4	"	Uziemiacz z 6 rur jak opisany przez p. inż. Szapiro oraz rurociąg wodny, połączone równolegle	"	chodnik suchy chodnik mokry	61,5 Ω 5,9 Ω	Rury 5/4" białe ok. 2 m. w ścianę węglową
5	"	Uziemiacz z 9 rur jak pod 4, ale bez rurociągu wodnego	"	chodnik suchy chodnik mokry	109 Ω 14,2 Ω	
6	II.	Jak pod 1	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	0,5 Ω 4 Ω 3,4 Ω	
7	"	Jak pod 2	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	5,9 Ω 4 Ω 6,3 Ω	
8	"	Jak pod 3	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	0,4 Ω 0,2 Ω 0,0 Ω	
9	"	Jak pod 4	"	chodnik suchy chodnik mokry	0,4 Ω 0,6 Ω	
10	"	Jak pod 5	"	chodnik suchy chodnik mokry	16,6 Ω 7,0 Ω	
11	III.	Jak pod 1	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	— 75 Ω 27,5 Ω	
12	"	Jak pod 2	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	— 190 Ω 162 Ω	
13	"	Jak pod 3 (kolejka benzynowa)	"	chodnik suchy chodnik mokry przekop	— 17 Ω 11,7 Ω	
14	IV.	Płyta, zakopana w ścieku	Mostek Wheatstone'a		2,7 Ω	
15	"	Rura, zanurzona w ścieku	"		77 Ω	
16	"	Szyny kolejek	"		2,4 Ω	

L. P.	Kopalnia	Rodzaj uziemiacza	Metoda pomiaru	Rodzaj pokładu	Opór uziemienia	Uwagi
17	V.	Szyny kolejki elektrycznej	miernik uziemięć firmy Siemens	chodnik główny	3 Ω	
18	"	Szyny kolejki	"	w upadkowej	9 Ω	
19	"	Rurociąg powietrza sprężonego	"		ok. 20 Ω	
20	"	3 rury, białe w ścianę węgl.	"	ściana mokra	83—100 Ω	

Otóż okazuje się, że w praktyce można osiągnąć opór uziemienia nawet i mniejszy od 3 Ω w kopalni pod ziemią, ale tylko w szczególnie korzystnych warunkach, np., jeśli mamy do dyspozycji rozległe sieci rurociągów wodnych albo szyn kolejek elektrycznych. Ale i te uziemiacze miewają często opór większy, zwłaszcza rurociągi wodne mają często opór, dochodzący do kilkudziesięciu omów, co jest jasne, jeśli się zważy, że przeważnie rurociągi te nie leżą w ziemi lub na spażu, ale są zawieszane u stropu lub podparte na belkach²⁾. W ogólności uziemiacze o małym oporze łatwiej znaleźć na kopalni w pobliżu szybu, w przodkach zaś opór uziemienia rurociągów i szyn kolejek bywa znacznie większy.

Mógłby ktoś zarzucić, że przykład był niekorzystnie wybrany, ale tak właśnie wygląda silnik najczęściej w kopalniach stosowany do wiertarek ręcznych. Przy napięciu wyższym stosowane bywają silniki większe, skutkiem czego konieczny opór uziemienia nie wypadnie wiele różny od 5 Ω. Do podobnej cyfry dochodzi też p. inż. Szapiro (Prz. El. 1933, str. 110).

Wyższe napięcia przedstawiają jednak większe niebezpieczeństwo, którego zwłaszcza w warunkach pracy kopalnianych i przy odbiornikach ruchomych nie należy lekceważyć. Dlatego też do zastosowania napięć wyższych muszą istnieć rzeczywiście ważne powody, (np. do wrębówek, których moc dochodzi do 50 kW). Takie odbiorniki muszą być jednak specjalnie chronione, np. przez łączniki ochronne, jak o tem niżej.

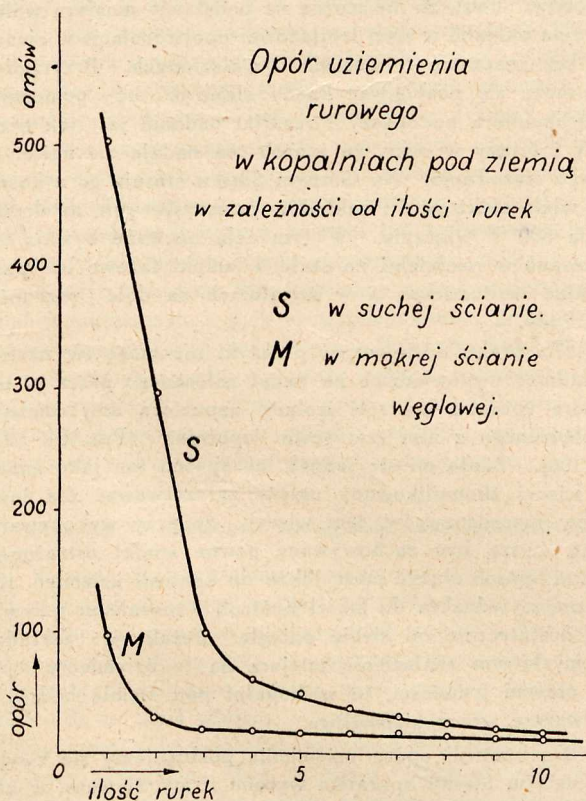
Jak widać z poprzedniego rozważania, samoczynne wyłączenie uszkodzonego odbiornika w sieciach z uziemionym przewodem zerowym nie będzie funkcjonowało we wszystkich przypadkach. Praktyka przekonuje nawet, że takich przypadków, w których ono nie funkcjonuje, jest znacznie więcej, niż takich, gdzie następuje odłączenie, co więcej przypadki, w których ono nie funkcjonuje, zachodzą przeważnie w przodkach lub miejscach, oddalonych od głównego przekopu, w których ze względu na ciężkie warunki pracy, spocenie i t. p. właśnie wskazana byłaby lepsza i pewniejsza ochrona. Pomijam przytem fakt, że w tych przypadkach, w których ochrona przez uziemiony punkt zerowy wyłączyła dany odbiornik, łatwo jest tą ochronę unieszkodliwić przez wstawienie silniejszego bezpiecznika lub wogóle drutu, bo unieszkodliwić można ostatecznie każde zabezpieczenie, w przeważającej bowiem ilości przypadków

²⁾ Rury wodociągowe, zakopane w ziemi, także mają często opór większy, niż 3 omy, jeśli np. rury na połączeniach uszczelniane bywają zapomocą materiałów izolujących, same rury zaś dla ochrony przed korozją smarowane smołą.

ochrona ta zawodzi od początku, albo też mówiąc inaczej — jest w tej formie nieosiągalna.

Wypada tutaj nadmienić, że dla sprawdzenia, czy jednak nie udałoby się w przodkach uzyskać dostatecznie małych oporów uziemienia w sposób, podany przez p. inż. Szapirę (na str. 105 i 106 Prz. El. z r. 1933), wykonane zostały pomiary kontrolne w warunkach kopalnianych. Wyniki tych pomiarów zawarte są w tabeli I pod 1 p. 4, 5, 9, 10 i 20. Jak widać, z wyjątkiem 1 p. 9, której niezwykle mały opór przypisać należy równolegle połączonemu rurociągowi wodnemu tej kopalni, doskonale uziemionemu; opór uziemienia 3 do 9 rur, wbitych w ścianę węglową, wykracza daleko poza granice, w którychby mógł być użyteczny dla celów samoczynnego odłączenia. Pomiar oporów uziemienia poszczególnych rurek, wykonany w kopalni I i II wykazał, że w miejscach suchych 27 na 36 rurek, czyli 75% rurek, ma opór uziemienia większy od 250 Ω , a pozostałych 9 rurek ma średnio opór 141 Ω . W miejscach mokrych 5 na 36 rurek miało opór większy od 250 Ω (aparatus miał zasięg mierniczy tylko do 250 Ω), średnia zaś z pozostałych 31 rurek wynosiła 81,5 Ω .

Oprócz tego wykonano pomiary oporów uziemienia 10 rurek, wbitych w ścianę węglową na innej kopalni w ten sposób, że zmierzono po kolei opór uziemienia przy 10, 9 i t. d. rurkach, połączonych równolegle. Rurki były wbite do głębokości ok. 2 m w odległości ok. 2 m jedna od drugiej. Wyniki pomiarów wydoczne są z krzywych na rysunku Nr. 2. Przy 10 rurkach równolegle połączonych, opór uzie-



Rys. 2.

mienia wynosi ok. 11 Ω w miejscu mokrem, a ok. 15 Ω w miejscu suchym. Są to zatem znowu wartości nieużyteczne dla celów samoczynnego wyłączenia. Opory uziemienia tej wielkości są osiągalne w kopalniach znacznie mniejszym kosztem, trzeba się zaś liczyć z tem, że uziemiacz taki musiałby być w krótkich odstępach czasu przenoszony zależnie od postępu robót górniczych.

Porównanie z siecią o izolowanym punkcie zerowym.

Uziemianie punktu zerowego sieci niskiego napięcia nie gwarantuje nam zatem, względnie nie może być w przeważającej ilości przypadków tak dobrze wykonane, aby mogło gwarantować bezpieczeństwo przy dotknięciu uziemionych osłon maszyn i przyrządów niskiego napięcia. Nie są rzadkie wypadki, że silniki, pancerze kablowe i t. p. elektryzują mimo uziemionego punktu zerowego transformatora. Według zdania niektórych praktyków stanowi to wprawdzie ich zaletę, gdyż takie elektryzujące urządzenie przy dotknięciu stanowi ostrzeżenie, że instalacja nie jest w porządku, wobec czego błąd zostaje w niedługim czasie usunięty. Naturalnie, że nie można się zgodzić z tem zdaniem.

Niema więc argumentów, które udowadniałyby wyższość sieci z uziemionym punktem zerowym nad siecią z punktem zerowym izolowanym. Przeciwnie, zauważyć należy, że każde naruszenie izolacji w jakimkolwiek przewodzie fazowym powoduje przy uziemionym punkcie zerowym wystąpienie napięcia na wszystkich osłonach, które są metalicznie połączone z osłoną uszkodzonego odbiornika. Stan taki będzie trwał długo, bo, jak widzieliśmy, uszkodzony odbiornik przeważnie nie zostanie odłączony.

W sieci z izolowanym punktem zerowym natomiast pojedyncze uszkodzenie izolacji nie spowoduje żadnych zaburzeń. W jednym z ostatnich numerów „Technika” (Nr. 8/1934) p. inż. Smolański z Katowic omawia „zwarcia z ziemią w sieciach z nieuziemionym punktem zerowym” i daje wzory, które umożliwiają obliczenie prądu, płynącego przy dotknięciu jednego bieguna sieci izolowanej. Z przeliczenia kilkunastu przykładów wynika, że nawet dotknięcie jednego bieguna sieci pozaatem całkowicie izolowanej może grozić porażeniem elektrycznym, jednakże przy sieciach mało rozgałęzionych i napięciu poniżej 220 V niebezpieczeństwo to nie jest wielkie, gdyż prąd dotyku nie przekracza zazwyczaj jednego miliampera, czasem dochodzi do kilku miliamperów, a tylko w wyjątkowych wypadkach osiąga wielkość kilkudziesięciu miliamperów, a więc niebezpieczny dla ludzi. Jest on pozaatem zawsze mniejszy, nieraz nawet kilkakrotnie mniejszy, aniżeli w sieciach z uziemionym punktem zerowym; zaś jest już argument, świadczący raczej o wyższości sieci z izolowanym punktem zerowym. Przy dotknięciu dwubiegunowem oba rodzaje sieci są oczywiście równoważnościowe.

Jeśli chodzi o porównanie stanu izolacji obu rodzajów sieci, to zdanie p. inż. Szapiry o lepszej stabilizacji izolacji sieci z uziemionym punktem zerowym jest mojem zdaniem oparte na zbyt ograniczonej liczbie przykładów, a mianowicie przede wszystkim na jednej dobrze utrzymanej instalacji fabrycznej. Podpisany badał wielką ilość sieci niskiego napięcia i to zarówno z punktem zerowym uziemionym, jak i nieuziemionym i przekonał się, że niema większej różnicy między stanem izolacji sieci jednego i drugiego rodzaju.

Jeśli brać pod uwagę ilość nieszczęśliwych wypadków, to ilość wypadków przy uziemionym punkcie zerowym jest bezwarunkowo większa, zdarzają się jednak i wypadki przy nieuziemionym punkcie zerowym. Należy jednak przyznać, że i długość sieci z uziemionym punktem zerowym jest większa.

Z powyższych wywodów wynika, że i w sieci z izolowanym punktem zerowym grożą wypadki porażenia prądem elektrycznym. Praktyka i teoria potwierdzają, że groźba ta zachodzi tam, gdzie stan izolacji sieci jest obniżony, odporność zaś człowieka na działanie prądu elektrycznego jest zmniejszona, a więc przede wszystkim w miejscach

mokrych. W miejscach tych winno być zatem stosowane przede wszystkim jaknajniższe napięcie, a następnie i inne środki ochronne, jak np. łączniki ochronne, a conajmniej uziemienia ochronne, pozatem zaś stosowana ciągła kontrola stanu izolacji sieci.

Należy w tem miejscu zaznaczyć, że kontrola sieci z nieuziemionym punktem zerowym jest łatwiejsza; wszak i p. inż. Szapiro dla kontroli stanu izolacji musi odłączyć punkt zerowy od ziemi.

Powyższe wywody zdają się wystarczać dla wykazania, że z chwilą, kiedy samoczynne odłączenie przestaje działać, sieć z punktem zerowym nieuziemionym jest korzystniejsza od sieci z tym punktem uziemionym. Wszędzie zatem, gdzie dostatecznie mały opór uziemienia jest nieosiągalny, lepiej będzie punktu zerowego sieci nie uziemiać.

Należy natomiast uziemić wszystkie osłony odbiorników przyrządów i t. p., pancerze kabli i t. d. Nie wspominałem dotychczas wcale o uziemieniu odbiornika. Jest to jednak sprawa bardzo ważna. Nawet uziemienie o bardzo dużym oporze (50 Ω lub 100 Ω) jest zawsze lepszym połączeniem, aniżeli ciało ludzkie, i spowoduje zawsze obniżenie napięcia dotyku w sieci z nieuziemionym punktem zerowym. Jeżeli w przykładzie, przytoczonym przez p. inż. Szapirę na str. 104/1934 Prz. El., uwzględnić, że odbiornik z uszkodzoną izolacją był uziemiony, a opór uziemienia wynosił aż 100 Ω , to przez człowieka, jak łatwo obliczyć, przejdzie prąd o natężeniu nie 0,1 A, ale ok. 0,014 A, co odpowiada spadkowi napięcia ok. 28 V. Prąd tej wielkości spowodowałby lekkie porażenie. A był to już wypadek krańcowy, w praktyce kopalnianej prawie że nie spotykany. Nawet uziemienia o tak dużym oporze są więc dla bezpieczeństwa osób ogromnie pożyteczne, takie zaś uziemienie może być wykonane bez większych trudności nawet w przodkach kopalni. Gdyby się analogiczny wypadek wydarzył w sieci z uziemionym punktem zerowym, np. gdyby napięcie jednej fazy przedstało się na osłonę, której opór uziemienia wynosi 100 Ω , to całe prawie napięcie 220 V skupiłoby się na tej osłonie, a prąd dotyku wyniósłby ok. 0,2 A. Nie należy z powyższego przykładu naturalnie wyciągać wniosku, jakoby opór uziemienia 100 Ω można uważać za dobry lub wystarczający; opór ten powinien być jaknajmniejszy i z reguły nie powinien przekraczać kilku omów. (Przepisy czeskie dopuszczają tutaj opór do 15 Ω). Opory tej wielkości są w kopalniach pod ziemią wszędzie osiągalne, a koszt ich założenia jest niewielki. Również utrzymanie ich w dobrym stanie nie przedstawia specjalnych trudności.

Znaczenie uziemień ochronnych jest tu więc takie samo, jak w urządzeniach wysokiego napięcia, ze względu jednak na małe prądy zwarcia i mniejsze niebezpieczeństwo można się tu zadowolnić nieco większymi wartościami oporów uziemienia, niż przy wysokim napięciu. Niebezpieczeństwo porażenia zachodzi zatem przy urządzeniach niskiego napięcia przede wszystkim tylko wtedy, kiedy połączenie z uziemieniem zostało z jakiegoś powodu przerwane lub uszkodzone. Praktyka przekonuje również o tem, że przy wypadku porażenia w urządzeniach niskiego napięcia z punktem zerowym nieuziemionym prawie zawsze znaleźć można przerwę w przewodzie uziemiającym. Kontrola ciągłości tego przewodu jest więc sprawą pierwszorzędnej znaczenia.

Kontrola izolacji i uziemienia.

Zalecany przez p. inż. Szapirę sposób kontroli izolacji sieci przez przerywanie uziemienia punktu zerowego jest bardzo prosty i tani, ma więc 2 ważne zalety, może być jednak w tej samej formie albo z niewielką zmianą wprowadzony

także do kontroli sieci z izolowanym punktem zerowym. W obu wypadkach nie należy jednak zapominać o tem, że pomiędzy punktem zerowym a ziemią mogą wystąpić napięcia, które tylko w stanie zwartym są niedostrzegalne. Napięcia te występują nie tylko w sieciach z punktem zerowym izolowanym, ale również w większości transformatorów z uziemionym punktem zerowym i wahają się po odłączeniu tegoż od ziemi zależnie od obciążenia zazwyczaj pomiędzy 20 — 50 V, dochodzą jednak i do pełnego napięcia fazowego. Jest to właśnie to napięcie, które wywołuje iskierkę przy odłączaniu. Jakkolwiek są to naogół napięcia dosyć niskie, niemniej bywa elektryzowanie przy pracy, gołymi rękami. Napięcie to powoduje w stanie otwartym inne ustawienie gwiazdy napięć względem ziemi, aniżeli to było zamierzone przy uziemianiu punktu zerowego. W stanie zwartym płyną oczywiście przez punkt zerowy prądy zwarcia tej samej wielkości, jak w opisywanej sieci miasta Pragi.

Omawiany sposób kontroli nie nadaje się do użytku w tych kopalniach, względnie wyrobiskach kopalnianych, gdzie występuje niebezpieczeństwo zapalenia gazów wybuchowych.

Na tem samem zjawisku polega również sposób sprawdzania izolacji zapomocą woltomierza lub żarówki, przyłączanej pomiędzy fazę, a ziemię. Sposób ten daje więcej, niż poprzednio wymieniony, a jest również prosty i tani. Wskazuje on odrazu i uszkodzoną fazę i w przybliżeniu wielkość błędu, a nie jest też bardzo trudno odnaleźć w ten sposób i miejsce błędu przez odłączanie po kolei poszczególnych obwodów. Fakt, że nie można na podstawie pomiaru woltomierzem określić w sieci trójfazowej oporu izolacji w omach, jest bez znaczenia w sieciach rozgałęzionych. Przyrządem tym może się posługiwać każdy elektryk od pomocnika elektromontera począwszy i rezultat badania jest tak oczywisty i bijący w oczy, że sposób ten nadaje się nawet do stałego stosowania. Na Górnym Śląsku stosuje go z korzyścią wiele elektrowni i zakładów przemysłowych, aż do napięcia 500 V włącznie. W tym celu używane bywają zabudowane w rozdzielni na stałe 3 lampki fazowe lub przełączalne woltomierze, a w kopalniach na dole przenośne przyrządy.

Dla braku dostatecznej praktyki nie mogą się narazie dokładniej wypowiedzieć na temat zalecanego przez p. inż. Szapirę sposobu kontroli izolacji zapomocą amperomierza i połączonego z nim szeregowo opornika (Prz. El. 1933, str. 106). Zdaje mi się jednak, że sposób ten jako znacznie więcej skomplikowany należy zarezerwować dla inżynierów rzeczoznawców, tem więcej, że przy wykonywaniu badań muszą być zachowywane pewne środki ostrożności. Ostatni sposób służyć może także do kontroli uziemień. Konieczne są jednakże do takiej kontroli 3 niezależne uziemiacze, dostatecznie od siebie odległe. Jeżeli w zakładzie przemysłowym znalezienie miejsca na te uziemiacze sprawia czasem trudności, to w kopalni pod ziemią będzie to przeważnie wręcz niemożliwe.

Do kontroli oporu uziemienia posługujemy się zwykle na Górnym Śląsku aparatem wyrobu firmy Siemens, w którym spadek napięcia, wywołany przez prąd, płynący przez badany uziemiacz, zostaje porównany ze spadkiem napięcia na oporze regulowanym, umieszczonym wewnątrz aparatu. Oba prądy mają tą samą wielkość, gdy galvanometr stoi na zerze. Odczytując więc opór regulowany, czytamy odrazu wielkość oporu uziemienia. Do aparatu konieczne są 2 sondy, które należy wbić w ziemię w odległości dostatecznie wielkiej od badanego uziemiacza. Wielkość i kształt, a także opór uziemienia tych sond, są jednak obojętne dla wyniku pomiaru. Aparat pracuje napięciem ok. 70 V przy

ilości okresów ok. 35 zależnie od szybkości obrotu korby. Wartości oporów uziemienia, uzyskane tą metodą, zgodne są z wynikami, otrzymanymi przy pomocy prądu silnego. Aparat ten ma co prawda tą wadę, że jest stosunkowo ciężki, a więc dla kopalni pod ziemią uciążliwy³⁾, niema jednak potrzeby (przy nieuziemionym punkcie zerowym) zbyt częstego sprawdzania samego oporu uziemienia i wystarczy, jeśli taka kontrola wykonywana jest w dłuższych odstępach czasu. Ważniejszą rzeczą jest natomiast kontrola połączeń między uziemiaczem, a chronionymi przedmiotami, wszystko jedno czy przewód uziemiający wykonany jest jako taśma żelazna, czy jako czwarta żyła w kablu, czy jako płaszcz kablowy. W przeważnej ilości nieszczęśliwych wypadków, spowodowanych błędem w uziemieniu, błąd tkwił właśnie w tych połączeniach. Jest to szczególnie ważne przy odbiornikach ruchomych, gdyż tutaj najłatwiej może nastąpić przerwa. Przerwa taka nie jest widoczna, nie przeszkadza w ruchu urządzeń elektrycznych, najczęściej więc nie zostaje zauważona przy zbyt pobieżnej kontroli, wykonywanej np. gołem okiem. Do kontroli tych połączeń nadaje się dosyć dobrze sposób, który polega na użyciu zwykłej lampki kieszonkowej z baterijką. Badany przewód uziemiający zostaje włączony w obwód lampki: gdy w przewodzie jest przerwa lub opór większy od kilku omów, lampka gaśnie, gdy zaś opór nie przekracza kilku omów, lampka świeci jaśniej lub ciemniej. Sposób ten ma pewną zaletę w porównaniu z induktorem: oto przy posiłkowaniu się napięciem bardzo niskim (ok. 4 V) wykaże wszystkie złe styki (na połączeniach, we wtyczkach i t. p.), które przy kontroli napięciem 220 V lub 500 V z induktora mogą zostać przebite. Sposób ten jest tak prosty i bezpieczny, że można bez obawy zlecić kontrolę zapomocą lampki nawet nieelektrykom, zatrudnionym bezpośrednio przy danej maszynie. Ma to wielkie znaczenie w kopalniach, gdzie dyżurny elektromonter nie może naraz obejść wszystkich zatrudnionych maszyn, które winny być przed uruchomieniem sprawdzone. Wówczas elektromonter wykonuje kontrolę izolacji w centralnym punkcie zapomocą żarówki lub woltomierza, a połączenie z uziemieniem każdy maszynista dla siebie.

Sposób ten może być stosowany nawet w pomieszczeniach kopalnianych z gazami wybuchowemi, gdyż zostało stwierdzone, że iskry, powstające z baterijki kieszonkowej, nie są w stanie zapalić mieszanki metanu, natomiast — jak już wspominałem — zalecane przez p. inż. Szapirę próby izolacji z wyłącznikiem w punkcie zerowym nie mogą być dozwolone w kopalniach z gazami wybuchowemi.

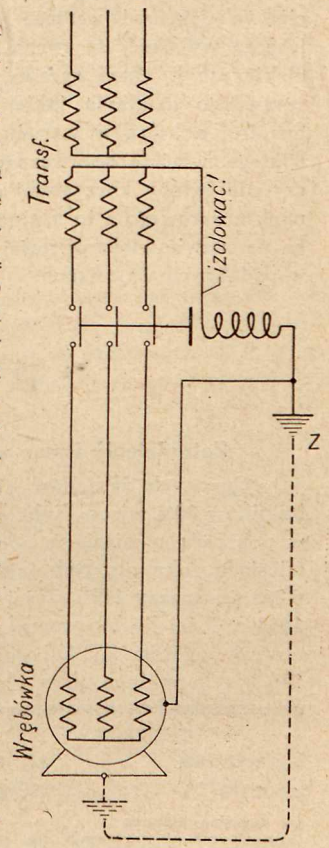
Ochrona w miejscach szczególnie niebezpiecznych.

Pewna część wyrobisk kopalnianych pod ziemią musi być zaliczona do miejsc szczególnie niebezpiecznych, w których ochrona urządzeń elektrycznych powinna być szczególnie czuła, mianowicie nie powinna dopuszczać do powstawania na osłonach maszyn nawet napięć bardzo niskich. Są to takie miejsca, w których opór ciała człowieka zostaje przez wilgoć lokalną (często z dodatkiem soli), dalej przez zmęczenie, brak świeżego powietrza i t. p. tak obniżony, że już bardzo niskie napięcie może być niebezpieczne dla życia. W takich miejscach stosowane być winny łączniki ochronne systemu Heinisch - Riedl, które już przy pojawieniu się na osłonie przyrządu lub silnika napięcia 42 V, a nawet 24 V odłączą ten przyrząd od sieci. Łącznika tego nie opisuję, gdyż zasada jego znana jest już z różnych publikacji, pozwolę sobie jednak przy tej okazji

³⁾ Obecnie można nabyć już w handlu podobne aparaty o lżejszej wadze także innych firm.

zwrócić uwagę na sposób zastosowania tego łącznika przy niektórych napędach kopalnianych. Mam tu na myśli maszyny wrębowe o napędzie elektrycznym, które w ostatnich czasach zaczynają znajdować coraz to większe zastosowanie. Maszyny te wyposażone bywają w silnik elektryczny specjalnej budowy o zwartym wirniku i mocy 30 do 50 kW. Przy napięciu zatem 220 V, względnie 380 V, natężenie prądu wynosi nominalnie ok. 70 do 100 A, jest jednak w ruchu a zwłaszcza przy rozruchu wielokrotnie przekraczane. Dla doprowadzenia tego prądu służą giętkie kable gumowe, z zasady czterożyłowe o przekroju $3 \times 16 + 10 \text{ mm}^2$ lub $3 \times 25 + 16 \text{ mm}^2$. Najciekawszym jest jednak w tym przypadku inny szczegół, a mianowicie fakt, iż łącznik, zabezpieczający kabel i wrębówkę, znajduje się przeważnie w odległości 100 — 200 m, a w poszczególnych przypadkach nawet do 500 m od wrębówki. W tych warunkach ruchomy kabel zasilający nie może się nigdy składać z jednego kawałka, ale łączony jest zapomocą specjalnych sprzęgieł z kilku części. Uziemienie takich napędów może się odbywać albo w pobliżu transformatora, albo w najlepszym razie w pobliżu wspomnianego wyżej łącznika, który nie jest zresztą od transformatora zbyt odległy. Na samej wrębówce wykonanie uziemienia nie jest już możliwe, gdyż spoczywa ona na usypanym węglu, a pozbawiona jest nieustannie swe położenie. Można ją co najwyżej i należy o ile możliwości łączyć z sąsiednią rynną potrząsalną, rurą wodną i t. p. Wartość takiego połączenia jest jednak zawsze bardzo problematyczna, gdyż zarówno rynny, jak wrębówki znajdują się ciągle w ruchu, a rury wodne i rynny potrząsalne składają się z kawałków, skręcanych ze sobą byle jak, których wskutek tego nigdy nie można uważać za elektrycznie połączone. Naturalny opór uziemienia rynny potrząsalnej długości 100 do 200 m jest rzędu ok. 50 — 100 Ω , rurociągu wodnego — od kilku do kilkudziesięciu omów, wrębówki, spoczywającej wprost na spągu — ok. 100 do 500 Ω , na suchym węglu — jeszcze więcej.

W opisanych warunkach łatwo się może zdarzyć przerwa w przewodzie uziemiającym, spowodowana złym stykiem lub nawet przerwaniem żyły uziemiającej. Aby nawet i w takim przypadku zapewnić działanie cewki ochronnej łącznika Heinisch-Riedl, polecamy łączyć ją w taki sposób, jak to wskazano na rys. Nr. 3. Część przewodu zerowego natomiast pomiędzy transformatorem a łącznikiem należy izolować. Ze względu na to, iż odległość pomiędzy transformatorem a łącznikiem jest — jak wspominałem — niewielka, utrzymanie tej izolacji w dobrym stanie nie sprawia trudności. W razie jakiegokolwiek przerwy w przewodzie, uziemiającym wrębówkę, działa wtedy przynajmniej równoległe połączenie uziemienie, a ponieważ cewka ochronna posiada opór kilkuset omów, a więc prawie zawsze większy od innych szeregowo z nią połączonych oporów, skupi zatem na sobie największy spadek napięcia, który wystarczy do jej uruchomienia.



Rys. 3.

Opór uziemienia cewki ochronnej nie powinien być zbyt duży, ale nie potrzebuje też mieć szczególnie małej wartości. Do tego samego uziemienia można przyłączyć wszystkie chronione przedmioty.

Gdy cewka ochronna nie działa wskutek przerwy w przewodzie zerowym izolowanym, pozostaje zawsze ochrona przez izolowanie punktu zerowego i uziemienie odborników; napięcia na osłonach nie przekraczają w takim przypadku kilkunastu woltów. Najniebezpieczniejszy przypadek zachodzi, gdy cewka nie działa wskutek zwarcia (np. uszkodzenia izolacji przewodu zerowego pomiędzy transformatorem, a cewką), gdyż wtedy punkt zerowy zostaje bezpośrednio uziemiony, a zatem przy błędzie izolacji w którejkolwiek fazie silnika wystąpi na korpusie napięcie prawie równe fazowemu. W tym przypadku powinny wyłączyć przełączniki nadmiarowe łącznika, którego obwód zwarty będzie teraz przez przewód zerowy. Widzimy więc, że i w tych szczególnie niebezpiecznych przypadkach, w których wskazane jest użycie łączników ochronnych, skuteczniejszą będzie ochrona przez izolowanie punktu zerowego transformatora.

Co do praktycznych wyników stosowania opisanych wyżej łączników ochronnych nie mogę niestety, podać jeszcze spostrzeżeń więcej szczegółowych, gdyż ze względów finansowych ilość takich zabudowanych łączników jest dotychczas niewielka.

W świetle powyższych uwag pozwolę sobie jeszcze wspomnieć o opisie wypadków porażenia prądem elektrycznym, poddanych krytyce przez p. inż. Szapirę, na str. 107—109 Prz. El. z r. 1933. Zgadza się z szanownym Autorem, że przyczyną śmiertelnego porażenia było w pierwszym omawianym wypadku (Nr. 7) co innego, a nie uziemienie punktu zerowego, jednakże Autor myli się, twierdząc, że przyczyną było nieuziemienie rynn. Przeciwnie, jak wynika ze Sprawozdania, rynna była uziemiona, gdyż posiadała opór 19 Ω do ziemi, co wobec podanych wyżej cyfr przeciętnych stanowi wartość jeszcze nienajgorszą. (Należy jeszcze wyjaśnić, że rynna miała napęd powietrzny, a nie elektryczny). Inna sprawa, że taki opór nie wystarcza do sprawnego działania takiej ochrony, jaką popiera p. inż. Szapiro, a która w warunkach kopalnianych musi zawieść. Dlatego właśnie sprawozdawca zastanawiał się nad tem, czy nie byłoby korzystniej odstąpić od przepisu uziemiania punktu zerowego i to nie na tle tego jednego wypadku, ale na podstawie większej ilości wypadków, które się wydarzyły w podobnych warunkach.

Zupełnie odmienna jest sprawa z następnym wypadkiem, (Nr. 8). Wypadek ten świadczy, że nieuziemienie punktu zerowego nie zapobiega śmiertelnym wypadkom porażenia, jeśli nie jest równocześnie zachowana zasada uziemiania korpusów i osłon silników i przyrządów. W opisanym wypadku była w przewodzie uziemiającym przerwa, samo zaś uziemienie miało opór niewielki. Twierdzenie jednak, że opór ten musiałby (czy nawet suma 2 oporów uziemienia) być mniejsza, niż 1 Ω , świadczy o zupełnej niezajomości warunków kopalnianych, chociaż zdaje się, że i w innych zakładach przemysłowych osiągnięcie tak małych oporów uziemienia należy do rzadkości. Toteż i w tym wypadku ochrona zapomocą uziemienia punktu zerowego jest iluzoryczna i należy ją z góry wykluczyć, a dla zapobieżenia nieszczęśliwym wypadkom przewidzieć łączniki ochronne, albo przynajmniej utrzymywać uziemienie w stanie nieprzerwanym, co jest zawsze wykonalne.

Zakończenie.

Na podstawie powyższych wywodów sędzę, iż należy dojąć do wniosków następujących:

1) Uziemienie punktu zerowego w urządzeniach elektrycznych niskiego napięcia można przewidzieć jako urządzenie ochronne w kopalniach tylko tam, gdzie są osiągalne takie opory uziemienia, przy których nastąpi samoczynne odłączenie uszkodzonego odbornika.

2) Tam, gdzie takie opory uziemienia są nieosiągalne, należy zaniechać uziemiania punktu zerowego, nie wolno jednak nigdy zaniechać uziemienia samego odbornika i odnośnych przyrządów.

3) W miejscach szczególnie niebezpiecznych wskazane jest stosowanie łączników ochronnych, których sposób łączenia winien być dostosowany do warunków pracy samych urządzeń.

4) Poleca się częste wykonywanie kontroli stanu izolacji woltomierzem lub lampą. W razie braku takich przyrządów można do tej kontroli użyć także zwierania z ziemią i otwierania punktu zerowego transformatora; przy tej czynności wskazana jest ostrożność.

5) Poleca się częstą kontrolę przewodów, łączących silnik lub przyrząd z uziemiačem (przy urządzeniach ruchomych codziennie), zapomocą omomierza lub innego przyrządu o bardzo niskim napięciu (np. ręczna lampka kieszonkowa). Wartość oporu uziemienia uziemiača należy kontrolować w dłuższych odstępach czasu (najmniej raz na rok) zapomocą odpowiedniego przyrządu.

PRZEMYSŁ I HANDEL

Zatrudnienie i stan zamówień w lipcu 1934 r.

Czynnych zakładów elektrotechnicznych z ilością robotników 20 i więcej było w lipcu b. r. 57, a więc tyleż, co w poprzednim miesiącu, a o 6 więcej, niż w odpowiednim miesiącu roku ub. Robotników zatrudnionych było ogółem 6 268, to znaczy 110% ilości czerwcowej i 145% ilości z lipca 1933 r. Z tej liczby pracowało przy produkcji 86%. Przepracowano ogółem 228 186 godz. tygodniowo (w czerwcu ok. 215 tys., a w lipcu ub. r. ok. 141 tys.). Pod względem wyży-

skania sił roboczych przemysł elektr. stał w miesiącu sprawozdawczym na przedostatnim miejscu, mając poza sobą tylko przemysł włókienniczy. Na 1 robotnika przypadało 42,1 godzin pracy tygodniowo.

Stan zamówień poprawił się nieco: nie było wprawdzie zakładów o dobrym stanie zamówień, ale liczba tych, które były zajęte średnio, zwiększyła się. W liczbach względnych stan zamówień przedstawiał się następująco: lipiec 33 — 146,2; czerwiec 1934 — 146,9; lipiec 34 — 157,6.

PRZEDPŁATA:

kwartalnie zł. 9.—

rocznie zł. 36.—

za zmianę adresu
(znaczkami pocztowymi) gr. 50

Biurowisko Redakcji i Administracji: Warszawa, Czackiego № 5 m. 24, I piętro
(Gmach Stowarzyszenia Techników), telefon № 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13
Redaktor przyjmuje we wtorki i piątki od godziny 19-ej do 20-ej.

Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363

**Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.**