

A 13001/3

ZESZYTY NAUKOWE
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Nr 1

ELEKTRYKA

I

WROCŁAW 1954
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

SPIS TREŚCI

Przedmowa Rektora Politechniki Wrocławskiej	3
A. Jellonek, Z. Karkowski, <i>Przyrządy pomiarowe bez błędów subiektywnych</i>	5
J. Skowroński, <i>O zagadnieniu celowego kształtu i wielkości izolatora teletechnicznego</i>	27
K. Fulińska, Z. Godziński, S. Dembicka-Jellonkova, J. Kossendiak, C. Wesołowska, <i>Warstwy cienkie metali na szkle</i> .	51
J. Mycielski, <i>Teoria działania molwakumetru Gaedego w zakresie wysokiej próżni</i>	81
J. Rychlik, <i>Zniekształcenia przy oscyloskopowym badaniu krzywej rezonansu</i>	91

ZESZYTY NAUKOWE
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Nr 1

ELEKTRYKA

I

WROCŁAW 1954
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

REDAKTOR ZESZYTÓW NAUKOWYCH
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Jerzy Skowroński

REDAKTOR ZESZYTU

Maria Miłkowska

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1, KRAKOWSKIE PRZEDMIEŚCIE 79

Nakład 800 + 150 egz. + 25 nadb. aut.	Oddano do składania 21 X 1953
Ark. wyd. 6,3, druk. 6 1/8	Podpisano do druku 19 I 1954
Papier druk. sat. kl. V, 60 g, 70 × 100	Druk ukończono w styczniu 1954
Cena zł 9,10	Zam. nr 755/53 — F-4-34852

W R O C Ł A W S K A D R U K A R N I A N A U K O W A

Wydając pierwszy Zeszyt Naukowy Politechniki Wrocławskiej należy wyjaśnić przyczyny powstania i projektowany kierunek wydawnictwa.

Stale rozwijająca się praca naukowa katedr Politechniki Wrocławskiej wymaga publikowania jej wyników w celu stworzenia możliwości szerokiej oceny pracy naukowej Uczelni przez wszystkich polskich pracowników naukowych oraz spożytkowania jej w innych pracach naukowych lub w zastosowaniu technicznym.

Istniejące czasopisma naukowe i fachowe niejednokrotnie nie są w stanie podać nadwyżki materiałów, co powoduje opóźnienie publikacji, a przez to pod znakiem zapytania stawia priorytet osiągnięcia naukowego.

Wreszcie potrzebne jest wydawnictwo, które by przedstawiało dorobek uczelni i jej wkład do postępu nauki i wiedzy technicznej.

Pierwsze „Zeszyty“ nie są sprofilowane, tzn. nie są zgrupowane wokół jednego centralnego zagadnienia naukowego. Dalsze numery w miarę profilowania prac naukowych wydziałów będą się prawdopodobnie grupowały wokół określonych problemów, obejmując na niektórych wydziałach na przykład kierunek miernictwa, kontroli i automatyzacji w pracach naukowych, badawczych i przemysłowych.

W całym wachlarzu zagadnień naukowych, jakie stawiane są przed wyższymi uczelniami technicznymi, Zeszyty Naukowe będą stanowiły wycinek dość specjalny.

Przyczyni się to do rozbieżności wykonywanych i publikowanych prac naukowych na działy powiązane z poszczególnymi uczelniami, porządkując przez to Zeszyty wszystkich uczelni według specjalności.

Publikowane w Zeszytach prace naukowe powinny być przede wszystkim dorobkiem pomocniczych pracowników naukowych, aspirantów, magistrantów. Umożliwienie publikacji młodym pracownikom naukowym będzie dla nich bodźcem do zintensyfikowania ich działalności naukowo-badawczej, a jednocześnie pozwoli ocenić początkujące siły naukowe.

Zapotrzebowanie nowych kadr naukowych będzie przez to zaspokajane z większą łatwością i obiektywizmem.

Cele poświęcające wydawnictwu Zeszytów są więc i uczelniane i ogólnokrajowe.

Prof. inż. D. Smoleński
Rektor Politechniki Wrocławskiej

PRYZRZĄDY POMIAROWE BEZ BŁĘDÓW SUBIEKTYWNYCH

I. MOŻLIWOŚCI ISTNIENIA I ZASADA DZIAŁANIA

A. JELLONEK, dr inż., prof. nadzw. Radiotechniki

Uchyb elektryczny dowolnego elektrycznego przyrządu pomiarowego może być znacznie zmniejszony, jeżeli zastosujemy metodę impulsową, elektronowe urządzenie przeliczające i odczyt liczbowy. Przyrząd taki pozwala na uzyskanie dokładności zbliżonej do dokładności użytego wzorca; uchyby subiektywne mogą być w takim wykonaniu usunięte całkowicie; uchyby wnoszone przez metodę porównawczą zmniejszają się prawie do granic zakreślonych warunkiem nieoznaczoności pomiaru.

Definicja pomiaru jako „porównania wielkości mierzonej z odpowiednim wzorcem i wyrażenia wyniku w liczbach” określa minimum elementów wchodzących w skład zespołu koniecznego dla przeprowadzenia pomiaru. Według tej definicji musi przede wszystkim istnieć — prócz elementu mierzonego — wzorzec, względem którego przeprowadzamy porównanie; następnie metoda pozwalająca na przeprowadzenie porównania; w końcu obserwator stwierdzający różnicę stanu wzorca i wielkości mierzonej i wyrażający stosunek tych stanów w liczbach. W przypadku obserwacji wielkości elektrycznych, jak prąd, napięcie, moc itp., brak jednoznacznej reakcji ze strony zmysłów ludzkich na powyższe wielkości zmusza do użycia przyrządów pośredniczących, zamieniających np. wielkości elektryczne na dające się poprawniej obserwować zmiany długości zauważalne na skali amperomierza czy woltomierza. Uchyby, jakimi obarczony jest wynik końcowy pomiaru, pochodzą z niedoskonałości wszystkich powyższych elementów: niedokładności i niestałości wzorca, stopnia przybliżenia użytej metody porównywania, błędów obserwacji i nieścisłości wyrażania uzyskanych wyników w liczbach.

W przypadku pomiaru wielkości złożonych, a więc obliczania wyniku z obserwacji kilku różnych wielkości, wynik obarczony jest dodatkowo uchybami poszczególnych przeliczeń.

Ten łańcuch czynności pośredniczących występujący w każdym pomiarze, a w szczególności w obserwacji wykonywanej przyrządami wska-

zówkowymi pracującymi odchyłowo, powoduje nie tylko zmniejszenie pewności i dokładności wyniku, ale również przedłuża znacznie czas potrzebny do jego uzyskania. Wady występują tym jaskrawiej, im bardziej skomplikowane jest urządzenie pomiarowe i im więcej kolejnych czynności składa się na uzyskanie ostatecznego wyniku. Wszystkie powyższe czynniki wpływają w różnym stopniu na wartość uchybu całkowitego. Jak wynika z definicji pomiaru, wynik obserwacji nigdy nie może być dokładniejszy niż wzorzec, z którym porównywano. Dlatego dążymy do stosowania wzorców o dokładności granicznej, określonej teoretycznie przez zjawiska wewnątrzatomowe [1]. Trudności zrealizowania takiego wzorca i porównywania z nim wielkości mierzonej powodują częste użycie wzorców wtórnych, łatwiejszych do wykonania i pozwalających na szybkie przeprowadzenie pomiaru. Niestety uchyby większości takich wzorców są o wiele rzędów większe niż wzorca pierwotnego. Jedynie dwa rodzaje istniejących wzorców wtórnych wykazują dokładność zbliżoną do teoretycznej granicy; są to: ogniwo normalne oraz elektronowe wzorce częstotliwości.

Mimo niedokładności wzorców wtórnych w dotychczasowej praktyce pomiarowej często posługujemy się nimi głównie ze względu na bezpośredniość ich wskazań; zawierają one bowiem najczęściej równocześnie przyrząd odczytowy służący do porównywania.

Typowym przykładem tego rodzaju wzorców wtórnych są elektryczne przyrządy wskazówkowe.

Znaczna część powyższych usterek musiałaby zniknąć, jeżeli usunęlibyśmy pośrednictwo obserwacji długości na skali, a zamiast niej odczytywalibyśmy liczbę odpowiadającą bezpośrednio ilości jednostek zawartych w wielkości mierzonej, np. woltów w pomiarze napięcia. Postulat ten został sprecyzowany równocześnie z określeniem teoretycznej granicy dokładności wzorców [1].

Poza tą bezpośredniością odczytu urządzenie pomiarowe powinno być zdolne do zapamiętania wyników liczbowych wszystkich kolejnych obserwacji, wykonania na ich podstawie przeliczeń wielkości złożonej, w końcu do uwidocznienia ostatecznego wyniku jako liczby o tylu cyfrach, aby ostatnia z nich było napewno poprawna, tj. aby odpowiadała dokładności całego systemu pomiarowego.

Ponadto pożądane byłoby użycie wzorca o dokładności bliskiej teoretycznego kresu dla danej dziedziny, oraz metody porównania wnoszącej możliwie mało uchybów.

W dotychczas stosowanych metodach i przyrządach jednocześnie spełnione są zwykle tylko niektóre z powyższych postulatów i to na ogół kosztem wygody obsługi lub dokładności. Przede wszystkim porównujemy najczęściej z wzorcem wtórnym, a nie pierwotnym. W metodach

uprzywilejowujących dokładność odczyt nie jest zwykle bezpośredni; uzyskanie wyniku wymaga albo całego szeregu czynności, a więc i pracy wyszkolonego personelu, albo skomplikowanego urządzenia automatyzującego. Warunki takie mogą zachodzić przede wszystkim w metodach kompensacyjnych i mostkowych, w których porównujemy z wzorcem o analogicznym charakterze jak wielkość mierzona, a więc np. opór z oporem, napięcie z napięciem; wynik uzyskujemy liczbowy na skali odpowiedniego wzorca, zestawionego najczęściej według systemu dziesiętnego. Obie metody należą do najdokładniejszych sposobów pomiaru, od ideału są jednak dalekie, wymagają bowiem dość długiej i uciążliwej manipulacji; tracą również zaletę bezpośredniości odczytu, jeżeli chcemy zastosować ten sam układ do pomiaru kilku różnych wielkości, jak opór, napięcie itp., lub też jednej z nich, ale o charakterze złożonym, jak np. moc. Wprawdzie prostsze z tego rodzaju układów mogą być zautomatyzowane w sposób mechaniczny częściowo lub całkowicie [2], ale urządzenie po zautomatyzowaniu staje się zwykle dość skomplikowane i nieuniwersalne, przystosowane do pomiaru pojedynczej wielkości zmieniającej się w wąskich granicach.

Mimo tych trudności metody kompensacyjne, jako najdokładniejsze środki pomiaru napięcia, prądu, oporności i ich pochodnych wielkości, mogą stanowić punkt wyjścia dla proponowanych „idealnych” urządzeń pomiarowych. Należałoby jedynie ich automatyzację przeprowadzić na drodze elektronowej. Rozwiązań, które łączyłyby dokładność metod zerowych oraz bezpośredniość i numeryczność odczytu, może dostarczyć współczesna technika impulsowa w połączeniu z elementami stosowanymi w elektronowych maszynach obliczających. Zasadą działania większości samoczynnych urządzeń obliczających, stosowanych w miernictwie, może być podstawienie zamiast chwilowej wartości wielkości mierzonej, szeregu impulsów prądu lub napięcia, których ilość liczymy odpowiednim urządzeniem elektromechanicznym lub elektronowym.

Dodatkową zaletą urządzeń elektronowych jest możliwość zamiany prawie dowolnej wielkości mierzonej na zmiany takich wielkości elektrycznych, dla których istnieją wzorce dokładne, tanie i umożliwiające łatwe porównanie. Zalety te posiadają przede wszystkim wzorce częstotliwości oraz ogniwa normalne. Czujniki, zamieniające wielkości mechaniczne, cieplne, elektryczne i inne na zmiany siły elektromotorycznej lub częstotliwości, opracowane są w wielu odmianach w dziale elektroniki przemysłowej.

Przeanalizowanie definicji pomiaru pozwala na uzasadnienie przydatności techniki impulsowej do wykonania dokładnej obserwacji. Każdy pomiar ma na celu dostarczenie informacji o tych wartościach wielkości mierzonej, które zachodzą w określonych przedziałach czaso-

wych. Pomiar wielkości zmieniającej się z czasem wymaga zatem wykonania wielu obserwacji, aby wahania wielkości mierzonej, zachodzące w każdym z obranych przedziałów czasu, nie odbiegały od wartości średniej dla danego przedziału więcej, niż to wynika z założonej dokładności pomiaru. Wyznaczenie całkowitego przebiegu czasowego wielkości mierzonej wymaga rozbicia funkcji czasowej wielkości mierzonej na szereg oddzielnych (dyskretnych) wartości pomiarowych.

Takie „skwantowanie” procesu pomiarowego pociąga za sobą ważne następstwa.

Przed wszystkim przeprowadzenie obserwacji staje się typowym, prostym przebiegiem komunikacyjnym o stosunkowo niewielkiej ilości elementarnych informacji, przenoszonych w jednostce czasu przez daną drogę łącznościową. Umożliwia to zastosowanie do zjawisk zachodzących w procesie pomiarowym współczesnej teorii komunikacji [3, 4] oraz metod formalnych używanych w rachunku kwantowym [5]. Należy tylko podać rodzaj funkcji określającej przebieg pomiarowy oraz sprecyzować wartość informacji elementarnej.

Przebiegi zmienne, z którymi spotykamy się w pomiarach, rozpatrywane są zwykle jako funkcje czasu albo częstotliwości. Dokładne ujęcie pomiarowe dowolnego przebiegu przez skończony szereg częstotliwości wymaga — teoretycznie — nieskończenie długiego czasu pomiaru. Natomiast krótki impuls, odwzorowujący chwilową wartość przebiegu, zawiera nieskończenie szerokie widmo częstotliwości.

W warunkach rzeczywistych, gdy czas pomiaru jest krótki, a pasmo częstotliwości przepuszczane przez przyrząd ograniczone, wielkość mierzoną musimy traktować jako funkcję czasu t i częstotliwości f . W ten sposób otrzymujemy powierzchnię $X = \varphi(t, f)$.

Powierzchnia elementarna, przynależna do jednostkowych częstotliwości i czasu, zawiera dwie elementarne wiadomości, z których pierwsza jest scharakteryzowana dodatnią, druga ujemną połówką pojedynczego okresu zmiennego przebiegu. Najmniejszy element powierzchni $[\Delta f' \cdot \Delta t']$, zdolny do przeniesienia jednej elementarnej wiadomości, musi być zatem co najmniej równy połowie powierzchni elementarnej:

$$\Delta f' \cdot \Delta t' \geq \frac{1}{2} \Delta f \cdot \Delta t.$$

W przypadku przyjęcia jednostkowego przedziału czasu i pojedynczego okresu częstotliwości otrzymujemy warunek:

$$\Delta f' \cdot \Delta t' \geq \frac{1}{2}.$$

Skrócenie czasu trwania sygnału lub dalsze zawężenie pasma częstotliwości poniżej podanej granicy prowadzi już do nieokreśloności przenoszonej wiadomości.

Odstęp czasowy Δt i pasmo częstotliwości Δf konieczne dla uzyskania elementarnej informacji pomiarowej związane są zatem regułą nieoznaczoności, wytyczającą granicę porównania niezależnie od ograniczeń stawianych przez wzorzec. Istnienie ograniczenia tego rodzaju można zilustrować na przykładzie pomiaru częstotliwości. Przyjmując pojedynczy okres jako przebieg elementarny, poniżej którego pojęcie częstotliwości traci sens, oraz pamiętając, że dla jednoznacznego scharakteryzowania pojedynczego okresu dowolnego przebiegu potrzebne są przynajmniej dwie wiadomości elementarne odpowiadające obu jego półokresom, otrzymujemy

$$\Delta t \cdot \Delta f = 2 \Delta t' \cdot \Delta f' \geq 1.$$

Tak więc np. pomiar częstotliwości 100 c/s musi trwać przynajmniej 1/100 sekundy. Poza tym im krótszy czas obierzemy dla pomiaru, tym mniej dokładnie potrafimy wyznaczyć częstotliwość.

Teoria komunikacji, zastosowana do miernictwa, pozwala również na sprecyzowanie, jaką metodę należy przyjąć dla uzyskania najlepszych warunków porównania wzorca i wielkości mierzonej.

Podanie liczbowej wartości wyników obserwacji odpowiada określonej ilości elementów powierzchni $X = \varphi(t, f)$. Zestawienie wyczerpujących informacji o każdym z powyższych elementów wymaga określonej liczby sygnałów elementarnych. Sygnały te mogą być dostarczone przyrządowi obliczającemu wynik pod postacią odpowiedniej liczby impulsów prądu. Im krótszy jest czas przewidziany dla wykonania obserwacji i im większy jest zasób dostarczonych przez pomiar wiadomości — np. znaczna ilość cyfr w wyniku — tym większa musi być liczba impulsów przesyłanych w jednostce czasu. Krótki czas trwania pomiaru i uskokowe impulsy wymagają jednak użycia szerokiego pasma częstotliwości, zbliżają zatem warunki pomiaru do teoretycznej granicy nieoznaczoności, a tym samym zmniejszają dokładność. Granicę możemy przesunąć jedynie przez zastosowanie urządzenia pozwalającego na przepuszczanie możliwie szerokiego pasma częstotliwości.

Wszystkie powyższe warunki mogą być spełnione jednocześnie jedynie przez urządzenie elektronowe. Tak więc w przypadkach przyrządów pomiarowych, reagujących szybko na chwilową wartość mierzonej wielkości i dostarczających o niej dużą ilość informacji — a więc w przyrządach o dużej dokładności — wskazane jest użycie techniki impulsowej i przyrządów elektronowych.

Zamiana wielkości mierzonej na impulsy przedstawia się najprościej, jeżeli chodzi o pomiar częstotliwości, która, według definicji, może być potraktowana jako średnia liczba impulsów przypadająca na jednostkę czasu. W urządzeniach do pomiaru częstotliwości [6] stosowane są „bramy” czasowe o ściśle określonym czasie otwarcia, powodujące przepustowość urządzenia dla odmierzanych próbek badanego sygnału. Wzorcami są w tym przypadku generatory sterowane piezokwarcem, dające dokładność częstotliwości zbliżoną do teoretycznej granicy. Przykłady rzeczywistych rozwiązań tego rodzaju przyrządów podane są w II części niniejszej pracy.

Zastosowanie układów elektronowych obliczających wynik, będący funkcją kilku obserwacji, jest w zasadzie możliwe w każdej — nie tylko impulsowej — metodzie pomiarowej.

Przyrząd impulsowy ma jednak tę wyższość nad wszystkimi innymi, że sygnały występujące na jego wyjściu nadają się bez przeróbek do sterowania układem obliczającego; w pozostałych metodach w przekazywaniu musi albo pośredniczyć obserwator, albo jest stosowane dodatkowe urządzenie zamieniające wielkość mierzoną na odpowiedni kod, stanowiący zrozumiały „język” dla maszyny przeliczającej.

Rozwiązanie zagadnienia liczbowego odczytu w przypadku pomiaru wielkości elektrycznych, dla których wzorcem nie jest czas, jest trudniejsze, ale zawsze możliwe. Najczęściej wielkość mierzoną zamieniamy na proporcjonalne zmiany napięcia, dla którego posiadamy stosunkowo najdokładniejsze wzorce [7].

Jeżeli wartość wielkości mierzonej jest otrzymana z kilku obserwacji, wymagających określonego sposobu przeliczania, wówczas impulsy odpowiadające pojedynczej obserwacji magazynujemy w „pamięci” odpowiedniego urządzenia; następnie wykonujemy dalsze składowe obserwacje i w końcu przeprowadzamy liczby odpowiadające poszczególnymi obserwacjom kolejno przez układy sumujące, odejmujące, mnożące lub dzielące. Urządzenie oblicza wynik w sposób zamodelowany przez eksperymentatora dla danego pomiaru na tablicy rozrządowej przyrządu.

To samo urządzenie może obliczać bezbłędnie i szybko wyniki pomiarów różnych wielkości i podawać je bezpośrednio w liczbach; wybór sposobu obliczenia zależy tylko od początkowego zlecenia ze strony obserwatora.

Oczywiście rzeczywiste wykonania automatycznych urządzeń, porównujących i wyrażających wielkość mierzoną w liczbach, mogą zawierać szereg wariantów konstrukcyjnych. Wspólne pozostają jedynie podstawowe postulaty: użycie techniki impulsowej; podanie wyniku bezpośrednio w liczbach, z wykluczeniem błędu obserwacji; zmniejszenie błędów porównania przez zastosowanie metod zerowych, w szczególności

kompensacyjnych; w końcu usunięcie trudu i niepewności obliczania wyniku wielkości złożonych, przez zastosowanie elektronowych urządzeń obliczających.

Wadą przyrządów tego rodzaju jest stosunkowo skomplikowana budowa i związany z tym większy koszt niż w przypadku zastosowania seryjnych przyrządów wskazówkowych. Przyrządy liczbowo-elektronowe mogą opłacać się zatem na razie przede wszystkim w pomiarach wykonywanych masowo przez niewykwalifikowany personel lub w ogóle bez udziału obserwatora, jeżeli zamiast odczytu zastosujemy zapisywanie liczb przez odpowiednie urządzenie rejestrujące. Użycie ich może mieć również sens w pomiarach precyzyjnych, w których dokładność i pewność osiąganych wyników jest ważniejszym czynnikiem niż koszt przyrządu. W miarę postępu techniki miniaturyzacji lamp elektronowych i krystalicznych oraz innych elementów obwodów telekomunikacyjnych przyrządy liczbowo-elektronowe powinny zacząć konkurować z przyrządami wskazówkowo-odchyłowymi również w pomiarach ruchowych i laboratoryjnych. Wydaje się, że przyszłość będzie należeć do przyrządów tego rodzaju; wyprą one prawdopodobnie powoli inne typy urządzeń pomiarowych z większości zajmowanych przez nie obecnie pozycji.

II. MOŻLIWOŚCI WYKONANIA

Z. KARKOWSKI, mgr inż., adiunkt Kat. Radiotechniki

Żądania, które stawiamy przyrządom pomiarowym działającym bez subiektywnych uchybów, zmuszają do zastosowania urządzeń impulsowych. Każdą z wielkości mierzonych zamieniamy na częstotliwość lub napięcie. W części II niniejszego artykułu podano możliwości wykonania urządzeń dla obu rozwiązań, zestawiono i omówiono szczegółowo elementy niezbędne przy ich budowie, przytoczono konkretny przykład wykonania przyrządu o bezpośrednim liczbowym odczycie dla pomiarów współczynnika zmian cieplnych (t_{ke}) przenikalności dielektrycznej.

Zastosowanie metody impulsowej, omówionej w części I, do urządzeń pomiarowych pozwala na uniknięcie błędów zależnych od obserwatora oraz na automatyczne przeliczanie wyników pomiaru. Praktyczne wykonanie odpowiedniego urządzenia wymaga jednak rozwiązania kilku problemów dodatkowych. Całkowity błąd pomiaru zależy od dokładności wzorca, metody porównania oraz błędów subiektywnych obserwacji i obliczeń. Wśród wielu metod porównywania dostateczną dokładność posiadają tylko metody zerowe i kompensacyjne. Urządzenia pozwalające na automatyzację pomiaru mostkowego czy kompensacyjnego znane są już od dawna jako mostki o samoczynnym zerowaniu

i kompensatory mechaniczne; nie spełniają one jednak podstawowych założeń dotyczących dokładności i szybkości pomiaru i dlatego stosowane są raczej tylko w specjalnych przypadkach. Urządzenia te umożliwiają pomiar tylko jednej wielkości elektrycznej, i to w dosyć wąskich granicach; poza tym przeważnie są one skomplikowane pod względem wykonania mechanicznego. Spełnienie obu założeń, tj. dostateczną dokładność przy dużej szybkości działania, zapewniają przyrządy oparte na innych zasadach, z których najbardziej obiecująca jest zasada liczenia impulsów elektrycznych. Możliwości wykonania takich przyrządów są rozpatrzone w niniejszej pracy.

Przyrządy działające na zasadzie liczenia impulsów elektrycznych muszą spełniać następujące wymagania:

1. Powinny dawać możliwość stosowania dokładnych wzorców, jak np. ogniwo normalne czy wzorzec częstotliwości.

2. Metoda porównania musi zapewniać dużą dokładność pomiaru, wchodzą zatem w rachubę metody kompensacyjne i mostkowe.

3. Odczyt wielkości mierzonej powinien być bezpośredni i numeryczny, dla uniknięcia błędów obserwacji.

4. Szybkość działania powinna być możliwie duża, dla uzyskania dużej dokładności nawet w przypadku pomiaru wielkości zmieniających się szybko w czasie.

5. Powinna istnieć możliwość automatycznego zapisywania wyników.

6. Powinna istnieć możliwość zapamiętania wyników poszczególnych obserwacji i wykonania nad nimi prostych działań arytmetycznych, jeśli wielkość mierzona ma charakter złożony, jak np. moc, $\tan \delta$ itp.

7. Obsługa urządzenia pomiarowego powinna być możliwie prosta, nie wymagająca fachowego personelu, jednak zapewniająca pełną dokładność pomiaru.

Warunki 1—3 powinny spełniać wszystkie urządzenia pomiarowe; warunki 4—7 tylko urządzenia poszczególne, w zależności od ich przeznaczenia.

Istnieją dwie zasadnicze możliwości wykonania miernika impulsowego: z zastosowaniem wzorca napięcia lub z wzorcem częstotliwości.

POMIAR NAPIĘCIA

Urządzenie posługujące się wzorcem siły elektromotorycznej pozwala na użycie metody kompensacyjnej. Zasadę działania metody na przykładzie pomiaru siły elektromotorycznej ilustruje rys. 1. Siłę elektromotoryczną E_X , której wartość chcemy zmierzyć, porównujemy z wzorcową siłą elektromotoryczną E_N , regulowaną w sposób ciągły lub skokami. Wskaźnik umożliwia przeprowadzenie porównania.

Z równania Kirchhoffa otrzymujemy wyrażenie na prąd I w obwodzie:

$$I = \frac{E_X - E_N}{\varrho_X + \varrho_N + R_W},$$

gdzie ϱ_X i ϱ_N — opory wewnętrzne źródeł E_X i E_N ,

R_W — opór wskaźnika.

Jeżeli przez wskaźnik nie płynie prąd ($I=0$), licznik prawej strony równania jest równy zeru, a więc

$$E_X = E_N.$$

W powyższych rozważaniach założyliśmy, że siła elektromotoryczna E_N może być zmieniana w sposób ciągły oraz że przez wskaźnik nie płynie prąd w chwili równowagi układu. W rzeczywistości przy każdym pomiarze przez wskaźnik płynie pewien prąd z tego powodu, że istnieje pewien próg czułości układu. Czułości tej oczywiście nie możemy posuwać poza granicę nieciągłości mierzonych zjawisk. Jeśli w momencie równowagi prąd płynący przez wskaźnik wynosi ΔI , to

$$E_X = E_N \pm \Delta E$$

i pomiar jest obarczony uchybem $\pm \Delta E$.

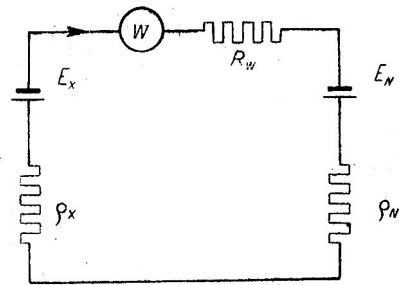
Zasada regulowania siły elektromotorycznej E_N w sposób możliwie ciągły stosowana jest w mechanicznych kompensatorach. W przyrządach pracujących na zasadzie techniki impulsowej E_N zmienia się określonymi z góry skokami ΔE_N . Wskaźnik reaguje na przyrosty prądu ΔI .

Jeżeli

$$\Delta I \ll \frac{\Delta E_N}{\varrho_X + \varrho_N + R_W},$$

tzn. jeżeli wskaźnik reaguje w sposób pewny na przyrosty prądu znacznie mniejsze niż spowodowane przyrostem ΔE_N , to siłę elektromotoryczną mierzoną możemy wyznaczyć z dokładnością $\pm \Delta E_N$. Uchyb względny pomiaru nie jest stały, lecz zależy od wielkości E_X :

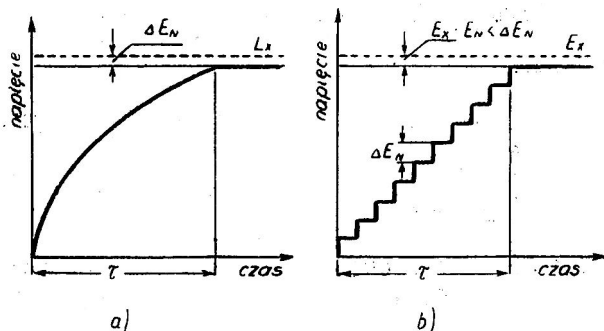
$$\delta_{\max} = \frac{\Delta E_N}{E_N} \cong \frac{\Delta E_N}{E_X}.$$



Rys. 1. Układ do kompensacyjnego pomiaru siły elektromotorycznej.

Przebieg zmian napięcia porównawczego w obu metodach — kompensacji ciągłej i skokowej — pokazany jest na rysunku 2.

Jeżeli znana jest funkcja zmiany E_N w czasie, czyli $E_N = \varphi(t)$, to pomiar E_X możemy wykonać mierząc czas τ , potrzebny do skompensowania



Rys. 2. Przebieg zmian napięcia porównawczego przy kompensacji: a) kompensacja ciągła, b) kompensacja skokowa.

siły elektromotorycznej E_X . W impulsowych przyrządach kompensacyjnych może być zastosowana właśnie ta zasada. W praktyce wykonujemy raczej pomiar ilości impulsów zachodzących w czasie τ . Schemat blokowy impulsowego urządzenia kompensacyjnego przedstawia rys. 3.

Jeżeli $E_X - E_N > \Delta E_N$, to detektor różnicowy

powoduje zadziałanie generatora impulsów; każdy impuls wysłany z generatora jest liczony licznikiem L i kierowany do źródła napięcia odniesienia, powodując przyrost tego napięcia o ΔE_N .

W momencie ustalenia się równowagi

$$E_X - E_N \leq \Delta E_N$$

generator impulsów sterujących przestaje działać. Wtedy:

$$E_X = n \Delta E_N \pm \Delta E_N,$$

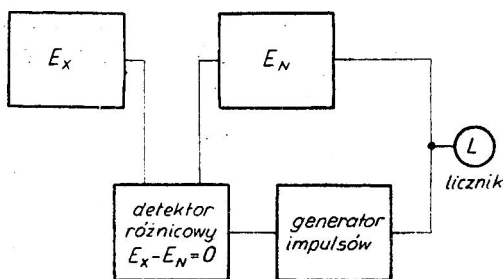
gdzie n — oznacza liczbę impulsów, odczytaną na skali licznika.

Napięcie porównawcze wzrasta skokami o wartości ΔE_N tak długo, jak długo $E_X - E_N > \Delta E_N$. Wielodekadowy licznik liczy impulsy i podaje wynik pomiaru. Czas pomiaru dany jest wzorem

$$\tau = \frac{E_X}{\Delta E_N} \frac{1}{f_g}, \text{ gdzie } f_g \text{ oznacza czę-}$$

stotliwość generatora impulsów sterujących.

Przykład: Napięcie mierzone wynosi 212 V. Do liczenia impulsów użyty jest telefoniczny wybierak obrotowy o maksymalnej częstotliwości



Rys. 3. Schemat blokowy impulsowego urządzenia kompensacyjnego.

liczenia $f_g = 60 \text{ c/s}$). Dokładność pomiaru jest $\pm 0,1 \text{ V}$, stąd $\Delta E_N = 0,1 \text{ V}$:

$$\tau = \frac{212}{0,1} \cdot \frac{1}{60} \cong 35 \text{ sek.}$$

Jak widzimy z powyższego przykładu, czas pomiaru wypada bardzo długi, co uniemożliwia praktyczne zastosowanie przyrządu. Kompensację można przeprowadzić znacznie szybciej, zmieniając ΔE_N w stosunku dekadowym. Na przykład w mierniku o zakresie 1000 V , kompensujemy E_X z początku z grubszą skokami $\Delta E_N = 100 \text{ V}$, otrzymując pierwszą cyfrę pomiaru. Następnie zmieniamy ΔE_N co 10 V i otrzymujemy drugą cyfrę. Podobnie postępujemy dla uzyskania trzeciej czy czwartej cyfry wyniku (rys. 4).

Jeżeli czasy potrzebne do uruchomienia wszystkich elementów układu są pomijalne względem okresu generatora impulsów sterujących, to czas pomiaru wynosi:

$$\tau = \frac{1}{f_g} (A + B + C + \dots),$$

gdzie A, B, C — cyfry wyniku w obrębie każdej z dekad.

Maksymalny czas pomiaru jest dany wzorem:

$$\tau_{\max} = n \frac{9}{f_g},$$

gdzie n oznacza liczbę dekad.

Dla rozpatrywanego powyżej przykładu przy czterech dekadach i dokładności pomiaru $\pm 0,1 \text{ V}$ oraz $E_X = 212 \text{ V}$ otrzymamy

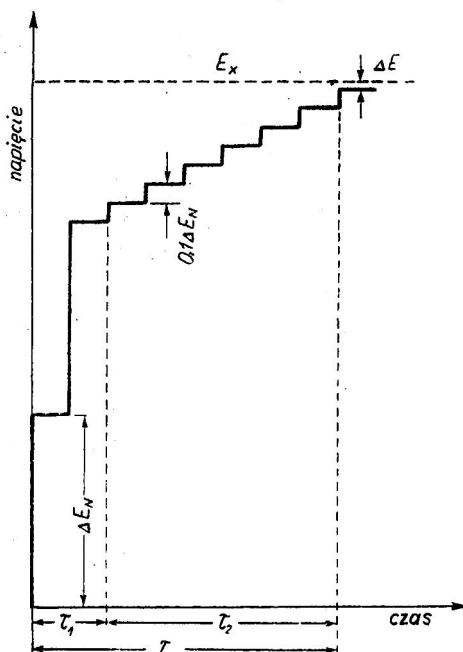
$$A=2; \quad B=1; \quad C=2;$$

skąd

$$\tau = \frac{1}{60} (2 + 1 + 2) \cong 0,1 \text{ sek.}$$

Metoda dekadowej zmiany ΔE_N jest zatem znacznie korzystniejsza od zasady $\Delta E_N = \text{const}$ co do czasu trwania pomiaru. Natomiast pociąga

- 1) Jest to maksymalna szybkość pracy wybieraków produkowanych w kraju.

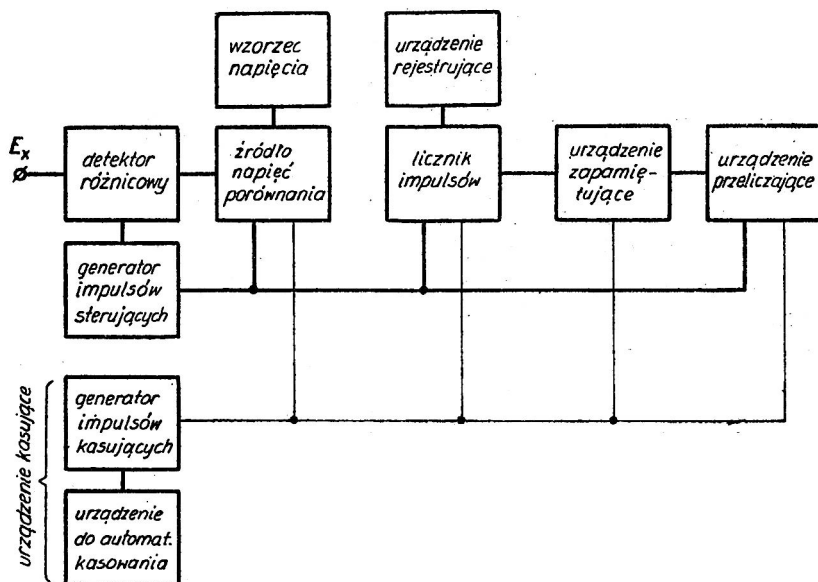


Rys. 4. Przebieg kompensacji przy dekadowej zmianie ΔE_N .

ona za sobą konieczność zmiany czułości detektora różnicowego w stosunku dziesiętnym, co znacznie komplikuje konstrukcję. Zalety metody przemawiają za jej stosowaniem, zwłaszcza w urządzeniach elektromechanicznych, gdzie proces liczenia i kompensacji musi przebiegać dosyć wolno.

Czynności, które miernik ma kolejno spełniać, są następujące:

1. Porównanie wielkości mierzonej z wzorcem.
2. Podanie wyniku porównania w postaci liczbowej.



Rys. 5. Schemat blokowy impulsowego miernika napięcia.

3. Zapamiętanie wyniku pomiaru dla ewentualnych następnych przebiegów.

4. Utrwalenie pisemne wyniku pomiaru.

5. Automatyczne skasowanie odczytu i powrót do stanu gotowości pomiarowej.

Dla wypełnienia tych czynności miernik musi zawierać następujące części (rys. 5):

- a) źródło napięć porównawczych zawierające wzorzec napięcia,
- b) detektor różnicowy,
- c) generator impulsów sterujących,
- d) licznik impulsów z urządzeniem rejestrującym,
- e) urządzenie kasujące,
- f) urządzenie zapamiętujące i przeliczające.

Jeżeli chcemy wyzyskać pełną dokładność metody porównania i odczytu, musimy zastosować jako siłę elektromotoryczną odniesienia ogólnie normalne. Użycie bezpośrednie ogniwa normalnego jest niewygodne z kilku powodów. Przede wszystkim dla wyzyskania pełnej dokładności wzorca musielibyśmy mieć detektor różnicowy reagujący na przyrosty napięcia rzędu 10^{-4}V , co jest bardzo trudne do wykonania, gdyż wymaga użycia wielostopniowych wzmacniaczy prądu stałego, stabilizacji źródeł zasilania itp. Poza tym pomiar napięć wyższych od $1,8\text{V}$ mógłby być wykonywany jedynie przez ich podział za pomocą układu oporników normalnych — pełna dokładność pomiaru (10^{-3} do 10^{-4}) byłaby tu trudna do uzyskania, a pobór mocy ze źródła E_X byłby dosyć duży.

Jedną z możliwości usunięcia powyższych trudności daje zastosowanie elektronowego stabilizatora napięcia, który przy odpowiednim wykonaniu mógłby zapewnić żadaną stałość i dokładność siły elektromotorycznej E_N . Stabilizatory elektronowe, pracujące z lampą jonową jako odnośnikiem napięcia, nie mogą być brane w rachubę ze względu na fluktuacje własne ich napięcia, które są rzędu miliwoltów. W lampach takich występuje poza tym niepowtarzalność napięcia zapłonu, która powodowałaby bardzo duże błędy. Lepsze wydaje się użycie stabilizatora elektronowego z baterią ogniw normalnych jako źródłem napięcia odniesienia.

Dla uzyskania skokowej regulacji napięcia odniesienia można posłużyć się kondensatorem o bardzo małych stratach, który jest ładowany jednakowymi ładunkami ΔQ .

Zmiana napięcia na kondensatorze wynosi

$$\Delta U = \frac{n}{C} \Delta Q,$$

gdzie: C — pojemność kondensatora,

n — ilość ładunków elementarnych ładujących kondensator,

ΔQ — ładunek elementarny.

Źródło napięć odniesienia ma zapewnić stałość ładunków ΔQ .

Wykonanie rzeczywiste takiego układu przypomina układ ładujący generatora podstawy czasu w oscylografie, przy czym lampa ładująca jest manipulowana generatorem impulsów sterujących.

Istnieje jeszcze szereg innych możliwości rozwiązania tego zagadnienia, np. przez użycie liniowo zmieniającego się w czasie napięcia odniesienia i impulsowy pomiar czasu porównania; przytoczone powyżej rozwiązanie z kondensatorem wydaje się najprostsze i zapewniające wystarczającą dokładność przy odpowiednim wykonaniu konstrukcyjnym.

Detektor różnicowy ma na celu umożliwienie porównania napięć E_X i E_N . Gdy ich różnica przekracza wartość przewidzianą, powoduje

on uruchomienie generatora impulsów sterujących, względnie przyłącza generator do układu przy ciągłej jego pracy.

W systemach elektromechanicznych można jako detektora użyć galwanometru różnicowego lub przekaźnika magnetoelektrycznego, w zależności od założonej minimalnej różnicy napięć $E_X - E_N$, na którą ma detektor jeszcze zareagować. Wadą takich detektorów jest wolne działanie, wysoka cena w przypadku użycia galwanometru, niebezpieczeństwo „zlepiania się” styków i ograniczona przeciążalność zmuszająca do stosowania specjalnych układów zabezpieczających. W przypadku użycia w dalszej części aparatury rejestratorów wybierakowo-przekaźnikowych szybkość reakcji takiego detektora jest wystarczająca wobec niewielkiej szybkości rejestracji.

Przy elektronowych układach liczących, dla wyzyskania ich pełnej szybkości rejestrowania, musimy się posłużyć układami przekaźników elektronowych opartych na zasadzie miliwoltomierzy lampowych prądu stałego, których zasadniczą częścią jest wzmacniacz prądu stałego. Minimalne napięcie, na które takie układy mogą zareagować, jest zależne od wzmocnienia układu, stabilizacji napięć zasilających i wielkości napięcia koniecznego do sterowania generatora impulsów. Napięcie to, w normalnych wykonaniach, jest rzędu 1 do 10 V, wzmocnienie układu nie przekracza zwykle 100 V/V, co daje graniczną wartość $\Delta U \geq 0,01$ V. Dla zapewnienia stabilności i pewności działania graniczna wartość ΔU zostaje utrzymana na poziomie 0,1 V, co pozwala na pomiar napięć z bezwzględną dokładnością $\pm 0,1$ V.

Pewnym ominięciem wyżej wymienionych trudności jest użycie wzmacniacza prądu zmiennego i zastosowanie zamiany napięcia stałego na zmienne [7,10].

Generator impulsów sterujących wysyła ciągi impulsów do źródła napięcia porównawczego E_N , powodując powstawanie przyrostów ΔE_N . Od generatora wymagana jest tylko duża pewność działania; wysokość jego napięcia, o ile oczywiście nie spada poniżej dopuszczalnego minimum, i stałość częstotliwości mają znaczenie drugorzędne. Podobnie pracują generatory impulsowe w elektronowych maszynach do liczenia [10,11,12].

W miernikach elektromechanicznych częstotliwość generatora nie przekracza kilkudziesięciu cykli na sekundę, ze względu na duże bezwładności i wolne reagowanie członów wykonawczych i liczących. W tym przypadku generator impulsów wykonać najłatwiej w układzie przekaźnikowym, podobnie jak wykonane są impulsatory w centralach telefonicznych.

Przy urządzeniach elektronowych częstotliwości generatora są zwykle rzędu kilocykli na sekundę; układem najczęściej stosowanym jest multiwibrator.

Istnieją dwie możliwości sterowania generatora impulsów przez detektor różnicowy:

a) generator stale załączony do układu pracuje tylko przez czas reakcji detektora, tzn. gdy $E_X - E_N > \Delta E_N$;

b) generator pracuje przez cały czas działania aparatury, natomiast detektor powoduje tylko dołączenie go do układu na czas, gdy $E_X - E_N > \Delta E_N$.

Oba rozwiązania zapewniają jednakową dokładność pomiaru, ponieważ każdy impuls sterujący źródłem napięcia porównawczego jest liczony przez licznik w obu przypadkach; opuszczenie lub opóźnienie impulsu nie może więc spowodować dodatkowego błędu. Przy małych częstotliwościach, będących domeną urządzeń elektromechanicznych, oba rozwiązania mogą mieć równorzędne zastosowanie; częściej stosujemy jednak przerywanie pracy generatora niż jego odłączanie, ze względu na dosyć duże prądy dopływające z generatora do urządzenia sterowanego. W urządzeniach elektronowych, przy dużych szybkościach liczenia, stosujemy chętniej układ z odłączeniem generatora, ponieważ czas włączenia jest krótszy od czasu wzbudzenia się drgań, a pewność działania odłącznika, wykonanego zwykle jako elektronowa „brama“, jest duża wobec praktycznie bezprądowych warunków sterowania.

Licznik impulsów podaje liczbowy wynik pomiaru. W zależności od częstotliwości generatora impulsów stosujemy liczniki elektromechaniczne lub elektronowe. Przy przebiegach wolnych (do 10 c/s) stosowane mogą być liczniki elektromagnetyczne lub wybieraki włączające lampki poszczególnych cyfr dekad. Gdy zachodzi konieczność zwiększenia szybkości liczenia, można stosować przekaźniki, jednak zastosowanie nawet szybko działających przekaźników i przyjęcie dwójkowego systemu liczenia nie pozwala na przekroczenie szybkości liczenia rzędu dziesiątków impulsów na sekundę.

W urządzeniach elektronowych stosujemy szybko liczące liczniki elektronowe, pracujące w układzie dziesiętnym lub dwójkowym; liczydło mechaniczne musi być oczywiście zastąpione zawsze przez sygnalizację świetlną [10, 11, 12].

Pożądane jest, aby wynik pomiaru mógł być utrwalony. Przy urządzeniach liczących wolno lub przy pojedynczych pomiarach, gdy odstęp między pomiarami są rzędu sekund, możemy drukować wynik na taśmie papierowej, np. przy kontroli seryjnej przyrządów wskazówkowych może być automatycznie drukowana tabelka cechowania. Przy pomiarach szybkich jedną z możliwości utrwalenia wyników jest fotografowanie cyfr licznika na światłoczułej taśmie przy pomocy stroboskopowego oświetlenia skali licznika.

Urządzenie kasujące doprowadza układ do stanu początkowego po wykonaniu pomiaru. Kasowanie może być przeprowadzone ręcznie po naciśnięciu przez obserwatora guzika kasującego lub dokonywane automatycznie w określonych odstępach czasu. Przy pomiarach wielkości zmieniających się w czasie i wzrokowej obserwacji licznika kasowanie może odbywać się z częstotliwością odpowiadającą szybkości reakcji oka obserwatora, tj. około 10 do 15 c/s, dającą złudzenie ciągłości pomiaru. Czas pomiaru musi być odpowiednio krótki, toteż tego typu urządzenie może być stosowane przy licznikach elektronowych.

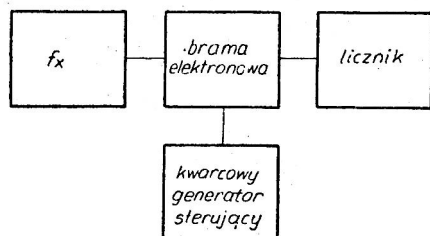
Przy użyciu aparatu fotograficznego czy filmowego jako środka rejestrującego, częstotliwość kasowania jest określona oświetleniem i parametrami urządzenia rejestrującego.

Urządzenie kasujące może być rozwiązane w różny sposób, np. zasadniczym elementem urządzenia, którego schemat blokowy przedstawia rys. 4, jest generator impulsów kasujących uruchamiany ręcznie lub automatycznie.

Urządzenie zapamiętujące i przeliczające jest takie, jak w elektronowych maszynach do liczenia [12].

POMIAR CZĘSTOTLIWOŚCI

Pomiar częstotliwości jest najprostszy z całej grupy pomiarów wykonywanych przy pomocy impulsów, ponieważ impulsy sterujące mogą być dostarczone bezpośrednio z badanego generatora.



Rys. 6. Schemat blokowy miernika częstotliwości.

Pomiar przeprowadzamy na zasadzie definicji częstotliwości, licząc ilość impulsów w określonym czasie. Schemat blokowy takiego urządzenia przedstawia rys. 6.

Impulsy o częstotliwości badanej f_x są kierowane do szybkoliczącego licznika przez „bramę” elektronową, którą otwiera na ściśle określony przebieg czasu sterujący ją generator kwarcowy. Jeżeli czas otwarcia wynosi np. 1 sekundę, to licznik wskaże bezpośrednio liczbę cykli badanego przebiegu na sekundę.

Urządzenie takie mimo pozornej prostoty ma szereg wad.

Dla uzyskania dostatecznej dokładności pomiaru czas otwarcia „bramy” musi być odpowiednio długi, i to tym dłuższy, im mniejsza jest częstotliwość badana. Licznik musi przeliczyć wszystkie impulsy, co daje górną granicę częstotliwości mierzonych. Na wejście urządzenia powinny przy-

chodzić impulsy o określonej amplitudzie i odpowiednim kształcie. Urządzenie musi zawierać wzmacniacz, połączony z układem formującym impulsy.

Powyższa zasada może być odwrócona w ten sposób, że „brama“ elektronowa jest otwierana przez przebieg o częstotliwości badanej. „Brama“ pozostaje otwarta przez czas równy okresowi badanego przebiegu, lub znanej, całkowitej jego wielokrotności, przepuszczając impulsy o znanym okresie, przechodzące z generatora sterowanego piezokwarcem. Liczba tych impulsów wskazana przez licznik jest miarą badanej częstotliwości.

Wykonania mierników tego typu są spotykane w literaturze [6,9]. Dokładność wyników uzyskiwanych przy ich pomocy zależy od zakresu i czasu pomiaru; jest ona rzędu 10^{-6} w przypadku częstotliwości rzędu megacykli na sekundę i przy czasie trwania pomiaru rzędu 1 sek.

POMIARY INNYCH WIELKOŚCI ELEKTRYCZNYCH I MECHANICZNYCH

Napięcia zmienne potrafimy zmierzyć po wyprostowaniu w układzie diodowego woltomierza kompensacyjnego i w ten sposób rozszerzyć zakres stosowania impulsowego miernika aż do częstotliwości rzędu setek megacykli na sekundę.

Wszelkie przebiegi fizyczne, dające się zamieniać na napięcie lub częstotliwość, potrafimy zmierzyć miernikiem impulsowym. Układy zamieniające zwłaszcza wielkości elektryczne i mechaniczne na napięcie są znane z techniki oscylograficznej.

POMIARY WIELKOŚCI ZŁOŻONYCH

Miernik impulsowy z układem zapamiętującym i prostą maszyną liczącą może być przystosowany do pomiarów wielkości złożonych, jak np. ϵ , $t_k\epsilon$, $\tan \delta$ itp., których określenie wymaga kilku obserwacji i wykonania działań arytmetycznych.

Rozpatrzmy dla przykładu pomiar $t_k\epsilon$.

Próbkę mierzoną ogrzewamy w termostacie, notując przyrosty temperatury i odpowiadające im przyrosty pojemności próbki. Następnie dzielimy obie wielkości przez siebie i otrzymujemy współczynnik

$$t_k\epsilon = \frac{\Delta C}{\Delta T},$$

gdzie $t_k\epsilon$ — współczynnik termiczny stałej dielektrycznej,

ΔC — przyrost pojemności próbki spowodowany jej ogrzaniem o ΔT .

W przypadku pomiaru $t_{k\varepsilon}$ miernikiem impulsowym przyrost temperatury ΔT mierzymy określając siłę termoelektryczną, wzbudzoną w termoparze umieszczonej na powierzchni próbki. Przyrost pojemności ΔC zamieniamy na częstotliwość za pomocą generatora dudnieniowego. Miernik zapamiętuje oba wyniki i dzieląc je przez siebie podaje wprost wartość $t_{k\varepsilon}$.

Przytoczone przykłady pozwalają na zorientowanie się, jak wielkie możliwości kryje w sobie impulsowa technika pomiarowa.

Przy wykonaniu praktycznym powyższych przyrządów przez autora wystąpił szereg trudności układowych i konstrukcyjnych, których przezwyciężenie powinno doprowadzić do zbudowania uniwersalnego przyrządu pracującego bez błędów subiektywnych.

LITERATURA

- [1] A. Jellonek, *Granice pomiaru*, Przegląd Elektrotechniczny 1-3 (1950).
- [2] W. Geiger, *Gleichstromkompensatoren mit selbsttätiger Abgleichung*, ATM J — 034 — 1, 2, 3, 4; J — 932 — 1, 2, 3.
- [3] C. Shannon and W. Weaver, *The Mathematical Theory of Communication*, The University of Illinois Press., Urbana (1949).
- [4] L. Loeb, *Une théorie „informationelle“ de la mesure et de la télémessure*, Ann. Télécommunic., 6 (1951) 90.
- [5] D. Gabor, *Theory of Communication*, JIEE 57 P. III (1946) 429.
- [6] R. L. Chase, *Measuring a Varying Frequency*, Electronics 23 (1950) 110.
- [7] J. Szintlmeister, *Elektronnaja lampa kak pribor dla fizicheskikh izmerenij*, GITTI, Moskwa (1949).
- [8] G. J. Berlejew, *Usilitieli postojannogo toka*, Uspiechi Fizicheskikh Nauk, XLIX (1953) 93.
- [9] A. S. Bagley, *The High Speed Frequency Counter*, Hewlett-Packard J. v. 2 (1951) 1.
- [10] E. D. Whitehead, J. Walsh, *Radio Telemetering*, JIEE v. 100 P. III (1953) 45.
- [11] Gutemacher, *Elektricheskie modeli* Ak. Nauk SSSR Moskwa.
- [12] C. B. Tompkins, J. H. Wakelin, *High-Speed Computing Devices*, McGraw Hill, New York (1950).

Katedra Radiotechniki

Wpłynęło w marcu 1953.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ БЕЗ СУБЪЕКТИВНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

1. ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Произведение измерений требует сравнения измеряемой величины с образцовыми приборами и числовой записи результатов. Причиной полной погрешности измерения могут быть: неточность и неустойчивость образцового прибора,

неточность метода сравнения или применения; погрешности в наблюдениях и выражениях результатов в числах и наконец неточности вычисления в случае получения результатов нескольких наблюдений.

Только погрешности образцового прибора не зависят от наблюдателя; мы можем теоретически определить условия, соответствующие предельным возможностям в данной области и стараться приблизиться к ним в условиях действительных измерений.

Погрешности сравнения ограничиваем посредством применения нулевых и компенсационных методов; точно также погрешности наблюдений и подсчетов можем устранить путем применения подсчитывающих приборов, вместо применяемого в настоящее время отсчета длины на шкале. Подсчитывающие приборы могут быть выполнены путем замены измеряемой величины импульсами электрического тока, количество которых подсчитываем при помощи соответствующего электронного устройства.

Теоретические измерительные установки можно рассматривать как несложное устройство связи, принимающее сообщения внешнего мира и передающее их наблюдателю. Применение современной теории связи при произведении измерений позволяет определить абсолютную границу, обусловленную методом сравнения применяемого данного измерения. Такая граница должна существовать вследствие прерывистости (квантового) характера измерительных процессов и следующего из них принципа необозначаемости. Импульсный метод может легче всего применяться для измерения частоты; измерение частоты имеет еще и то преимущество, что существуют удобные образцовые приборы, точность которых близка теоретической. Измерение напряжения приспособлено также к импульсному методу в связи с возможностью применения компенсации и наличия удобного и точного образцового прибора.

В обоих вышеизложенных способах измерения предел необозначаемости сравнения и точность образцового прибора можно вычислить легко и надежно. Кроме того замена любой величины путем изменения частоты или напряжения не представляет никаких затруднений. Это делает возможным изготовление универсального электронного прибора, действующего без субъективных погрешностей и реагирующего на любую измеряемую величину при условии применения соответствующего элемента, заменяющего эту величину колебаниями напряжения или частоты.

II. ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Универсальные приборы, работающие без субъективных погрешностей должны делать возможным применение точных образцов и практически безошибочного метода сравнения; действовать должны быстро, допускать регистрирование результатов и перечисление их в случае измерения величин, являющихся итогом нескольких различных наблюдений. Вышеперечисленным требованиям соответствуют только импульсные установки, измеряющие частоту или напряжение.

Измерение напряжения импульсным методом производится путем компенсации напряжения, измеряемого при помощи эталонного напряжения, величина которого изменяется скачками, не большими однако нежели требуемая абсолютная точность вычисления.

На счетчике будет отмечаться количество пробных импульсов, подаваемых от момента начала сравнения до момента выравнивания величин обоих напряжений. Для более быстрого вычисления приращения компенсирующего напряжения подбираются в десятичных соотношениях, а последующие числа итога записываются особыми счетчиками.

Установка для измерения частоты действует на основе подсчета количества импульсов, проходящих через электронные „ворота”, которые открываются на точно определенное время; импульсы могут поступать из источника эталонной частоты, — тогда „ворота” открываются сигналом испытываемой частоты; открытие „ворот” может также производиться напряжением эталонной частоты, счетчик показывает количество периодов испытываемого напряжения.

В настоящей статье сопоставлены элементы, необходимые для конструирования каждого из выше перечисленных исполнений; для каждого элемента поданы возможности выполнения, устройство, а также те затруднения, которые при этом встречаются. В качестве конкретного примера приведена конструкция устройства, позволяющего производить непосредственные количественные измерения тепловых изменений коэффициента диэлектрической проницаемости ($t_{k\epsilon}$)

MEASURING INSTRUMENTS WITHOUT SUBJECTIVE ERRORS

I. POSSIBILITY OF EXISTENCE AND PRINCIPLE OF OPERATION

Carrying out of a measurement consists in comparing the quantity measured with the standard, and giving the results in numbers. The errors involved arise mainly from: inexactness and instability of the standard; inaccuracy in the principle of comparison method or in its application; errors of observation and of conversion of its result into numbers; and, last, inexactness of calculation when the results are obtained from several observations.

Errors of standard are independent of the observer, but the conditions corresponding to ultimate possibilities in the given region can be determined theoretically and aimed as being approached in measurement practice. Errors of comparison are reduced by using zero and compensation methods; similarly errors of observation and calculation can be avoided by using digital computers instead of watching the pointer moving over a scale.

Computing in digits can be accomplished by converting the continuously varying quantity into discrete electric pulses, the number of which is counted by means of a special electronic arrangement.

Theoretically, measuring instruments may be regarded as uncomplicated electrical communication networks, receiving information from the outside world, and transmitting it to the observer. Application of the modern communication theory to measurements allows to determine the absolute limit of measurement employment. The existence of such a limit is certain because of the discontinuity of measurement processes and ensuing from it uncertainty principle.

The pulse method can be applied most easily to frequency measurement, the more so that there are convenient standards at hand, of an accuracy approaching the theoretical limit. Voltage measurement has also proved suitable for the pulse method, because of the possibility of applying compensation, and existence of a convenient and accurate standard.

In the two above methods the limit of comparison uncertainty and the exactness of the standard can be easily and positively calculated.

Apart from that, substitution of any arbitrary value by frequency or voltage pulses does not raise any serious difficulty. It is possible, then, to construct a universal electronic instrument, working without subjective errors, and reacting to any arbitrary value measured, on applying a suitable element converting that value into voltage or frequency changes.

II. POSSIBILITY OF CONSTRUCTION

Universal instruments working without subjective errors must allow for the use of the exact standards and a practically faultless comparison method; they should act quickly and permit to register the results, and calculate them, in case of a measurement consisting of several different observations. The above requirements are fulfilled only by frequency or voltage measuring pulse arrangements.

Voltage measurement by means of the pulse method is carried out by compensation of the voltage measured with the standard voltage of a value regulated by steps not greater than the required absolute accuracy of the result. The counter shows the number of trial pulses issued since the moment of the beginning of comparison till the moment of the equivalence of values of the two voltages. To acquire a better calculation speed, compensation voltage increments are chosen in steps according to the decimal system, the subsequent figures of the result being registered by separate counters.

The frequency meter works on the principle of counting pulses flowing through the electron „gate“, opened for a strictly determined period of time; the pulses may come from a standard frequency source, the „gate“ being then opened by a signal of examined frequency; but the opening of the „gate“ may also be initiated by voltage of standard frequency, the counter showing the number of periods of the examined voltage.

In the paper are discussed the elements necessary for construction of any of the above equipments; for each of the elements have been given the possibilities and difficulties of construction. As an example has been mentioned the construction of an instrument allowing for a direct numerical measurement of the thermal coefficient of dielectric permeability ($t_k \epsilon$).

O ZAGADNIENIU CELOWEGO KSZTAŁTU I WIELKOŚCI IZOLATORA TELETECHNICZNEGO

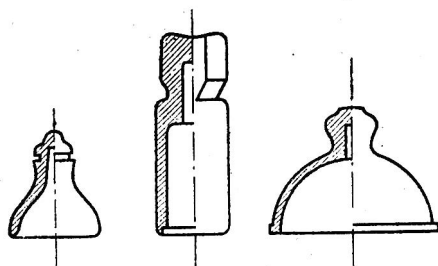
J. SKOWROŃSKI, dr inż., prof. nadzw. Techniki Wysokich Napięć

Wielkość stosowanych obecnie izolatorów teletechnicznych nie jest uzasadniona względami technicznymi. Również liczba typów (3) może być ograniczona do jednego. Pomiary w różnych warunkach — przy deszczu i w dużej wilgotności — na izolatorach i modelach potwierdzają wywody teoretyczne, że małe izolatory pod względem elektrycznym są równoważne z dużymi. Odpowiednim kształtem izolatora można nieco polepszyć oporność jego izolacji, ale najwięcej można uzyskać przez dobór materiału.

1. ZAGADNIENIE DOBORU WIELKOŚCI IZOLATORA

Izolator teletechniczny jest jednym z najstarszych elementów urządzeń elektrycznych i, co ciekawsze, w czasie swego długiego, stuletniego żywota prawie nie uległ istotnym zmianom.

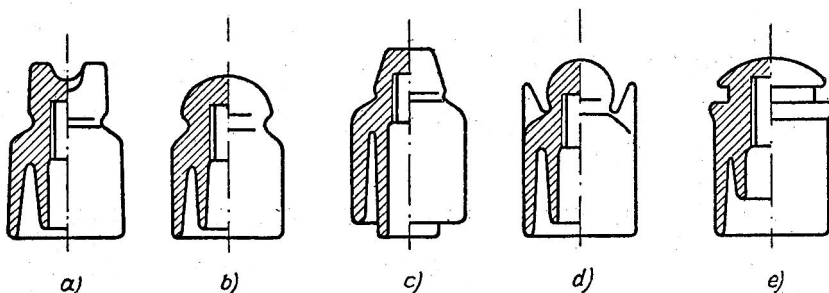
Pierwsze linie telegraficzne były kablowe. Wśród nich jedna z najpierwszych — a przy tym pierwsza w świecie podmorska — linia Kronstadt—Petersburg wybudowana przez Schillinga w 1837 r. Pierwszą napowietrzną linię telegraficzną budują Gauss i Weber na słupach drewnianych wysokości 12 — 15 m izolując przewody przy pomocy podkładek filcowych. Oczywiście praca na tych liniach w czasie deszczu ulegała zakłóceniom i konstruktorzy poszukują lepszych rozwiązań. Jeden z nich stosuje... butelkę pozbawioną dna, osadzoną na trzonku, która w ten sposób staje się prototypem izolatora. I rzeczywiście pierwsze izolatory teletechniczne przypominają butelkę, a nawet w nowoczesnym izolatorze teletechnicznym można dopatrzeć się podobieństwa do pierwowzoru (rys. 1) [2]. Istnieje w nim zawsze wnęka na trzonek, główka i szyjka — nie wystająca nigdy ponad szczyt trzonka, tak aby izolator pod działaniem naciągu przewodu nie pracował na ścinanie, a tylko na ściskanie,



Rys. 1. Pierwsze izolatory teletechniczne.

wreszcie najistotniejsze elementy izolacyjne: klosze, zwykle dwa — zewnętrzny, przeważnie dłuższy i wewnętrzny, krótszy, czasem zupełnie opuszczany. Typ ten ukazuje się około roku 1858 i od tego czasu jest stosowany powszechnie. Modyfikacje kształtu są liczne (rys. 2), ale mało uzasadnione. Kształty, wymiary i szczegóły takie, jak np. promień szyjki, istnienie i kształt rowka w główce, rozmiary wnęki, uwarunkowane są raczej zwyczajami, tradycją, niż względami technicznymi.

Co do wielkości tego samego typu i kształtu izolatorów, to normy różnych krajów przewidują zwykle kilka rozmiarów: dwa, trzy, czasem nawet cztery i więcej. Przy tym do linii mniejszego znaczenia zwykle się dawać mniejsze wielkości, do linii ważniejszych — solidniejsze, większe. Czy gra rolę tu wytrzymałość mechaniczna? Trudno przypuszczać, gdyż



Rys. 2. Współczesne izolatory teletechniczne.

wytrzymałości mechaniczne najmniejszego i największego typu są znacznie wyższe, niż wytrzymałości trzonów lub haków izolatorowych, nawet wzmocnionych. Tak np. wymaga się od izolatorów teletechnicznych (PNT — 400 i 404) wytrzymałości przy próbie na ścinanie (bez trzonka, a więc w warunkach surowszych, w których nigdy izolator nie pracuje), jak podaje zestawienie A. Tymczasem haki wg PNT — 410 powinny mieć wytrzymałość na zginanie podaną w zestawieniu B.

Zestawienie A		
Wielkość	Porcelanowe kg	Szklane kg
I	1200	1000
II	800	800
III	500	400

Zestawienie B	
Wielkość	kg
I	330
II	200
III	170

Naciąg zrywający przewodu brązowego średnicy 4 mm wynosi około 840 kg, przewodu stalowego średnicy 6 mm wynosi około 1120 kg. A więc

własności mechaniczne tych trzech elementów — przewodu, trzona, izolatora nie są do siebie dostosowane.

Ze względów mechanicznych można montować cięższe przewody na mniejszych izolatorach, tylko ewentualnie osadzić je na grubszych, mocniejszych trzonach. Powiększenie średnicy wnęki nie nastręcza konstrukcyjnych trudności, a mniejsza wysokość izolatora, zmniejszając moment siły naciągu, zwiększa wytrzymałość trzonka.

Zdawałoby się więc, że wybór większego lub mniejszego typu uwarunkowany jest wymaganiami izolacyjności linii, i takie niewątpliwie było przekonanie autorów przepisów i norm wszystkich krajów. Odbiło się to nawet na wymaganiach PNT 400 i 404 z roku 1931, co do oporności izolacji. A mianowicie według warunków badania (§ 8) przy pomiarze oporności całkowitej wymagało się, aby izolatory miały oporność co najmniej:

NIT I 5000 megonów

NIT II 3000 „

NIT III 1000 „

Wymiary wynoszą:

Typ	Wysokość mm	Wysokość względna
NIT I	136	1
NIT II	110	0,8
NIT III	85	0,62

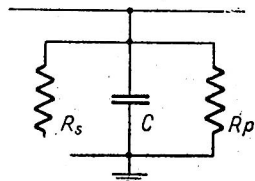
Według wymagań nowych norm teletechnicznych próba izolacji polega na sprawdzeniu oporności skrośnej [1] i jest nieobowiązkowa.

Otóż pogląd, że izolator większy jest lepszy pod względem izolacji wynika z nieporozumienia.

Izolator większy wbrew „intuicji“ nie ma bynajmniej większej oporności izolacji niż mniejszy, raczej przeciwnie. Na sprawę tę zwracaliśmy już uwagę w r. 1934 ale, niestety, uwagi nasze przeszły w owoch czasach bez echa [3].

Izolator liniowy teletechniczny jako element izolacyjny można zastąpić przez dwie oporności połączone równolegle: oporność skrośną i oporność powierzchniową, oraz — mającą znaczenie przy prądach zmiennych — pojemność.

Rozpatrzmy oddzielnie wpływ zmiany wymiarów izolatora na te wielkości. Zakładając, że wnęki i główka są pokryte warstwą przewodzącą (główka zmoczona przez deszcz), możemy schemat przewodzenia



Rys. 3. Schemat elektryczny izolatora.

skrośnego przedstawić w sposób uproszczony, jak na rys. 4. Przewodzenie skrośne zachodzi od walcowego trzona przez główkę do dobrze przewodzącej (np. mokrej) powierzchni; wnęka ma zakończenie kuliste.

Oporność skrośna dla walca wyniesie

$$R_s = \int_{r_2}^{r_1} \rho \frac{dr_x}{2\pi r_x l} = \frac{\rho}{2\pi} \cdot \frac{1}{l} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (1)$$

oraz dla półkuli:

$$R'_s = \int_{r_1}^{r_2} \rho \frac{dr_x}{2\pi r_x^2} = \frac{\rho}{2\pi} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}. \quad (2)$$

Jeżeli założymy, że ρ pozostaje stałe, to przez powiększenie k -krotne izolatora (z zachowaniem stosunku jego wymiarów) oporność skrośna, jak łatwo się przekonać, zmaleje k -krotnie, tj.

$$R_{sk} = R_s \cdot \frac{1}{k}.$$

Można dowieść drogą analizy wymiarowej, że dla każdego kształtu będzie ważna ta zależność, jeżeli zmiana wymiarów zachodzi przy zachowaniu kształtów geometrycznie podobnych. Przy dowolnym kształcie oporność skrośna wyrazi się zawsze zależnością

$$R_s = \varphi[\rho, l, s^{-1}],$$

ponieważ $[l] = \text{cm}$, $[s] = \text{cm}^2$, $[\rho] = \Omega \text{cm}$, a dla danego materiału $\rho = \text{const.}$, więc

$$R_s = c \cdot \varphi(\text{cm} \cdot \text{cm}^{-2}) = c \cdot \varphi[\text{cm}^{-1}].$$

Wobec tego k -krotna zmiana wymiarów liniowych daje oporność

$$R_{sk} = R_s k^{-1}.$$

Rys. 4. Uproszczony schematycznie izolator (przewodzenie skrośne).

Z przewodnością powierzchniową rzecz ma się cokolwiek odmiennie. Oporność powierzchniowa izolatora wyrazi się jako:

$$R_p = \sum \zeta \frac{l}{a}, \quad (3)$$

gdzie ζ jest opornością powierzchniową właściwą, a l i a są wymiarami elementów powierzchni upływu (długością i szerokością): $[l] = \text{cm}$, $[a] = \text{cm}$.

Jeżeli założymy, że ζ pozostaje stałe niezależnie od wymiarów i natężenia pola, co jest słuszne w pewnych granicach, to okaże się, że z powięk-

szeniem k -krotnym wszystkich wymiarów izolatora oporność powierzchniowa pozostanie bez zmiany. Zjawisko to zachodzi bez względu na kształt izolatora, o ile bowiem wzrasta długość drogi upływu, o tyle rośnie jej szerokość — stosunek zaś pozostaje bez zmiany. Zmiana oporności całkowitej izolatora przy k -krotnym wzroście jego wymiarów zależy od stosunku obu oporności częściowych, na ogół jednak maleje (dla $k > 1$). Na przykład jeżeli $R_p = R_s$, tj. kiedy oporności powierzchniowa i skośna małego izolatora są równe sobie, oporność całkowita izolatora k razy większego, jak łatwo się przekonać, będzie mniejsza $\frac{1+k}{2}$ razy itd.

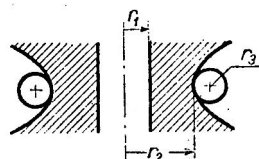
Wnioski te potwierdza pomiar. Oczywiście, oporność powierzchniowa „czysta“ R_p nie daje się zmierzyć, natomiast możemy mierzyć oporność całkowitą R_c i oporność skośną R_s metodą podaną w [3], wtedy oporność powierzchniowa da się obliczyć jako:

$$R_p = \frac{R_c \cdot R_s}{R_s - R_c}.$$

Pojemność w stanie suchym różni się znacznie od pojemności na mokro (przy deszczu). W przypadku deszczu powierzchnia zmoczona tworzy okładkę kondensatora o znacznie większych wymiarach niż przewód z drutem wiązkowym na szyjce suchego izolatora.

Na sucho pojemność izolatora można obliczyć według przybliżonego wzoru:

$$C = \frac{\varepsilon r_3}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^5} \mu\text{F},$$



Rys. 5. Szkic do obliczania pojemności na sucho.

gdzie r_1 , r_2 i r_3 są według rys. 5, a ε — stała dielektryczna materiału izolatora.

Na mokro izolator można rozpatrywać jak poprzednio, jako walec zakończony półkulą (rys. 4).

Pojemność półkuli:

$$C' = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^5} \mu\text{F},$$

a walca o długości l :

$$C'' = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^5} \mu\text{F}.$$

Widzimy tu, że ze wzrostem k -krotnym wymiarów pojemność wzrasta k -krotnie. Wykonane pomiary potwierdzają to w zupełności (Tablica I).

Uzyskanie ścisłego potwierdzenia doświadczalnego tych wywodów wymaga bardzo starannych pomiarów, a przede wszystkim wykonania

Tablica I

Pojemność i stratność dielektryczna
izolatorów szklanych przy 20°C i 1000 Hz

Typ	ITS — I	ITS — II	ITS — III
Pojemność pF	44	38	28
tg δ	0,0037	0.0053	0.0038

izolatorów z ściśle tej samej masy. Różnice oporności całkowitej lub skrośnej wynikające z różnic wymiarów wyrażają się w procentach, podczas gdy odmiany składu dają masy o przewodnościach właściwych różniących się dziesiątki, a nawet setki razy. Utrudnia pomiary wpływ temperatury na oporność materiałów ceramicznych i szkła, wyrażający się zależnością wykładniczą. W przybliżeniu dla temperatur ok. 20°C można przyjąć, że zmiana temperatury o 10°C powoduje zmianę oporności właściwej szkła i porcelany 3–4-krotną. Stąd zmiana temperatury w czasie pomiaru o 1 stopień daje odchyłki przypadkowe większe niż różnice, które wynikają z różnicy wymiarów.

Pomimo tych trudności pomiary w ramach osiągalnych dokładności dały wyniki zgodne z teorią (por. [3]).

Dla ponownego sprawdzenia wykonano badania na izolatorach szklanych wielkości I, II i III wybranych z partii wyprodukowanych w tym samym czasie, z tej samej wanny. Pomiary oporności skrośnej izolatorów tej samej wielkości dają pewne różnice (Tablica II). Powodem tego, poza wspomnianym wyżej uchybem ze względu na różnicę temperatury w masie pomiaru oraz przypadkowymi różnicami składu, mogą być również naprężenia wewnętrzne w masie szklanej, które wpływają na własności dielektryczne (a mianowicie szkło naprężone ma przewodność nieco większą).

Wyniki zamieszczone w tablicy I wykazują znaczną przypadkowość wielkości mierzonych (pomijając dość znaczny uchyb przy tego rodzaju pomiarach). Odchylenia dla poszczególnych egzemplarzy badanych są znaczne. Wielkości otrzymane należy więc traktować raczej jako orientacyjne — określające rząd badanej wielkości.

Badanie wpływu wilgotności powietrza na oporność powierzchniową izolatorów różnych wielkości wykonano poza tym na kilku izolatorach JTS — I i JTS — II, łącząc każdą wielkość w równoległe grupy dla otrzymania wartości przeciętnej. Wpływ wielkości izolatora na jego zachowanie się przy dużej wilgotności jest nieistotny.

Tablica II

Oporność izolatorów szklanych przy różnych wilgotnościach

Typ izolatora	ITS - I					ITS - II				ITS - III			
Wartość	Jedn.	śr.	max.	min.	$\Delta^*)$	śr.	max.	min.	$\Delta^*)$	śr.	max.	min.	$\Delta^*)$
Pomiar na 10 szt. każdego typu przy temp. 19° C i wilg. wzgl. 60%													
Oporność skrośna	10 ⁵ MΩ	5,7	6,4	5,1	0,4	4,9	5,6	4,5	0,4	5,7	6,9	4,8	0,6
Oporność całkowita	„	3,0	4,3	2,0	0,7	1,6	1,9	1,1	0,3	1,7	2,0	1,2	0,3
Oporność powierzchniowa	„	5,8	8,0	3,6	1,9	2,4	3,3	1,5	0,6	2,4	3,4	1,6	0,6
Pomiar w termohigroście na 5 szt., przy 34° C i ok. 100% wilg. po 3 godz.													
Oporność całkowita	10 ⁵ MΩ	0,23	0,3	0,15	0,06	0,20	0,25	0,18	0,06	0,24	0,30	0,15	0,07
Pomiar j.w. po 24 godz. przy temp. 45° C i ok. 100% wilg. wzgl.													
Oporność całkowita	10 ⁵ MΩ	0,11	0,13	0,09	0,02	0,12	0,14	0,11	0,01	0,11	0,12	0,10	0,01
Pomiar j.w. w 4 godz. po wyłączeniu grzejnika temp. 35° C													
Oporność całkowita	10 ⁵ MΩ	0,20	0,23	0,18	0,04	0,25	0,30	0,20	0,05	0,21	0,30	0,13	0,05

*) Dyspersja obliczona jako $\Delta = \sqrt{\frac{\sum (R_{\text{śr}} - R)^2}{n - 1}}$

Izolatory z temperatury otoczenia $12,5^{\circ}\text{C}$ zostały wstawione do termostatu o temperaturze 28°C i wilgotności 100% . Zaobserwowano gwałtowny spadek oporności na wszystkich izolatorach, przy tym nieco szybszy na izolatorach mniejszych. Po czasie około 15 minut oporność spada trzy

do dziesięciokrotnie. Rozrzut jest przy tym duży. Przez czas przebywania w tych samych warunkach oporność wciąż spada, po pięciu godzinach osiągając wartość dla obu wielkości jednakową około 15 000 megomów na izolator z tendencją do dalszego powolnego spadku. Dla obu wielkości początkowa wartość oporności wynosiła około 300 000 mego-

Tablica III
Oporność izolatora w $T\Omega$ przy deszczu 0,7 mm/min

Typ i wielkość	ITS — I	ITS — III
Czas minut	$10^3 \text{ M}\Omega$	$10^3 \text{ M}\Omega$
0	300	300
5	4,8	4,2
10	3,5	2,75
730 ($12^h 10'$)	2,2	2,3

mów. Spadek był więc dwudziestokrotny.

Obniżenie izolacji jest znacznie większe przy deszczu, ponieważ izolator pokrywa się przy tym ciągłą warstwą wody. Te same izolatory co w doświadczeniu poprzednim zostały poddane próbie przy sztucznym deszczu o opadzie 0,7 mm/min i oporności wody około $2,2 \text{ k}\Omega \text{ cm}$. Wyniki przeliczone na wartość przeciętną podaje tablica III.

Jak widać różnice mają charakter przypadkowy. Spadek całkowity już po 10 minutach jest około stokrotny. Sprawę wpływu deszczu na oporność zajmujemy się niżej.

Przeciwno stosowaniu za dużych izolatorów teletechnicznych przemawia jeszcze wzgląd na niebezpieczeństwo wysokich przepięć atmosferycznych. A mianowicie, napięcia przeskoku na sucho na izolatorach teletechnicznych przy 20°C i 760 mm Hg wynoszą odpowiednio:

ITS- I	95 kV	wartości	maksymalnej
ITS- II	80	"	"
ITS-III	65	"	"

W przypadku więc zastosowania większego izolatora grozi niebezpieczeństwo, że po linii napowietrznej mogą wędrować przepięcia atmosferyczne o wyższej amplitudzie, nie powodując jeszcze przeskoku na izolatorach, a zagrażając urządzeniom stacijnym.

Zmniejszenie wymiarów izolatorów teletechnicznych może dać znaczne oszczędności. Nie tylko na mniejszy izolator idzie mniej materiału, ale i koszt robocizny małych izolatorów szklanych jest mniejszy, ponieważ na tych samych prasach dają się prasować one szybciej niż duże.

Czas prasowania jest proporcjonalny do stosunku masy szkła do powierzchni przedmiotu (formy szklarskiej):

$$T = f \left(\frac{M}{S} \right)$$

i poza tym zależy od innych parametrów [8]. Jeżeli kształty izolatorów są podobne i parametry prasowania te same, to drogą analizy wymiarowej podanej zależności dochodzimy do wniosku, że czas prasowania rośnie z wymiarami liniowymi izolatora (np. średnicą lub wysokością).

Porównanie izolatorów szklanych trzech wielkości daje tablica IV. Koszt (własny) izolatora ITS-I przyjęto za 100. W stosunku do niego

Tablica IV

Porównanie kosztu izolatorów szklanych trzech wielkości

Typ		ITS — I	ITS — II	ITS — III
Wysokość	mm	130	100	80
Ciężar	kg	1,06	0,60	0,24
	%	100	57	22,5
Koszt własny w stosunku ITS — I				
	%	100	62	27,6
Rozdział kosztów	materiał	60	55	50
	robocizna	40	45	50

ceny mniejszych typów wynoszą odpowiednio 62 i 27,6%. W koszcie produkcji największego typu przeważa koszt masy (60%). Im wielkość izolatora jest mniejsza, tym większą rolę odgrywa koszt robocizny. Dla typu III koszty te są jednakowe. Przy produkcji mniejszych izolatorów maleją koszty ogólne (robocizna i materiał), ale wpływ kosztu materiału również maleje. Wynika stąd, że stosowanie droższej masy przy mniejszych typach mniej wpływa na podwyższenie ceny izolatora niż przy dużych.

Resumując, zmniejszenie wymiarów izolatora liniowego daje znaczne korzyści. Mniejszy ciężar pozwala na zwiększenie i przyspieszenie produkcji izolatorów porcelanowych, a w większym jeszcze stopniu szklanych. Zmniejszenie ciężaru pozwala na zastosowanie masy droższej, lepszej jakości, czym można podnieść znacznie oporność izolacji (o rząd wielkości). Mniejszy izolator ma mniejszą pojemność, co jest bardzo pożądane dla linii telekomunikacyjnych, w których duża pojemność jest zjawiskiem niepożądanym. Mniejsze wymiary zmniejszają widoczność i utrudniają trafienie kamieniem itp. Mniejszy izolator pozwala na stosowanie słab-

szego trzonu ze względu na mniejszy moment od naciągu. Nieobojętne są również: cena, gabaryt zajmowany przez izolator na poprzeczniku, miejsce w magazynie, koszt transportu i opakowania, które dla małych izolatorów są bardziej korzystne. Zastosowanie mniejszych izolatorów, i to najlepiej w ogóle tylko jednej wielkości, zrationalizuje gospodarkę zaopatrzeniową.

Pozostaje zastanowić się, jak daleko można zejść w dół z wymiarami izolatora teletechnicznego. Gdyby to był izolator wewnętrzny, to granicę stawiałaby tylko wytrzymałość mechaniczna trzonu i względy konstrukcyjno-montażowe. Niewątpliwie dobrze pracują izolatoriki wewnętrzne o wymiarach bardzo małych, nawet w wilgoci, jeżeli są zaopatrzone w odpowiednie okapy.

W przypadku izolatorów napowietrznych mamy oprócz wilgoci do czynienia: z deszczem, sadzią, osadami z dymu, kurzu itp. oraz z ciałami większymi, jak np. owadami kryjącymi się pod klosze.

Deszcz padający skośnie na izolator rozpryskuje się na górnym kloszu i spływa wydłużonymi kroplami po nim; pożądané jest, aby krople nie zwierzały całej powierzchni klosza, tj. aby była duża różnica pomiędzy długością kropli a długością klosza. Spełnia ten warunek już wielkość III.

Osady drobne stałe (sadza, kurz), jak można zaobserwować, jednakowo pokrywają izolatory małe i duże.

Trudniej jest orzec o sady, która może tworzyć warstwę mniej lub więcej grubą na trzonku i kloszach i powodować zwarcie w chwili odwilży. Sprawie tej należałoby poświęcić specjalną uwagę w miejscowościach o dużym nasileniu sady, np. podgórskich. W przeciętnych naszych warunkach klimatycznych sprawa ta zdaje się nie ma większego znaczenia.

Natomiast nie jest obojętna kwestia zwierania kloszy przez owady — zwłaszcza w izolatorach porcelanowych, gdyż do szklanych, jako przezroczystych, owady chronią się niechętnie. Zbyt wąska przestrzeń między kloszami a trzonkiem może powodować, że umiejscowiony tam kokon, poczwarka, pajak lub ćma może zwierzać obrzeża kloszy z trzonkiem i w ten sposób skracać drogę upływu. Trudno oczywiście wykonać tu obliczenie lub pomiar, ale wydaje się prawdopodobne, że wielkość III może z tych względów być nieco za mała i raczej odpowiada wielkość bliska II.

Co się tyczy praktyki zagranicznej, to większość krajów stosuje izolatory zbliżone wielkością raczej do naszego typu II. W Związku Radzieckim istnieją 4 wielkości, ale według uzyskanych informacji przeważnie stosuje się typ mniejszy.

Stosowanie izolatorów za dużych (typ I) jest więc teoretycznie i technicznie nieuzasadnione, a gospodarczo szkodliwe.

Pozostaje jeszcze jedno pytanie. Czy izolator teletechniczny, w obecnym kształcie dwukloszowego izolatora stojącego zbliżający się do stu-

lecia swego istnienia, nie stał się kształtem przestarzałym? Czy nie można dojść do kształtu bardziej celowego? Dla łączności stwarza duże kłopoty wrażliwość izolacji linii na pogodę, spowodowana zmiennością upływności zależnie od stanu powierzchni izolatorów.

2. ZAGADNIENIE OPORNOŚCI POWIERZCHNIOWEJ

Jak łatwo przekonać się, o jakości izolatora decyduje wielkość jego oporności powierzchniowej w najgorszych warunkach pracy. Oporność skrośna, którą można pomierzyć metodą podaną w [3], dla izolatorów teletechnicznych ze szkła lub porcelany jest rzędu 10^{11} do $10^{12}\Omega$, mniej lub więcej, zależnie od jakości szkła lub porcelany (oczywiście dla mniejszych izolatorów jest nieco większa niż dla dużych). Zmiany jej z temperaturą z powodu dużego ujemnego współczynnika oporności są dosyć duże, ale w normalnych warunkach atmosferycznych powyższych granic nie przekracają. Jest to więc zawsze, nawet przy gorszym materiale i w wyższej temperaturze, oporność bardzo duża.

Natomiast oporność powierzchniowa, równolegle włączona do skrośnej, jest zmienna w ogromnych granicach zależnie od warunków otaczającej atmosfery i stanu izolatora. Dla warunków małej wilgotności otoczenia — około 60% wilgotności względnej lub poniżej — oporność powierzchniowa izolatora jest większa od oporności skrośnej i przy niższych od 50% wilgotnościach może być nieuwzględniona. Natomiast ze wzrostem wilgotności bardzo szybko spada i w dużej wilgotności ona tylko decyduje o oporności całkowitej. Spadek ten wynosi kilka rzędów wielkości, np. z $10^{11}\Omega$ do $10^9\Omega$.

Podobnie wpływa deszcz, moczący powierzchnię izolatora -zewnątrzną bezpośrednio, wewnętrzną przez odpryski i krople mgły, skutkiem czego prawie cała powierzchnia staje się przewodząca. I tu spadek, zależnie od warunków, wynosi parę rzędów wielkości, np. z $10^{11}\Omega$ do $10^9\Omega$ (p. niżej).

Należy więc dążyć przede wszystkim do poprawy oporności powierzchniowej izolatora. Można tu działać dwiema drogami:

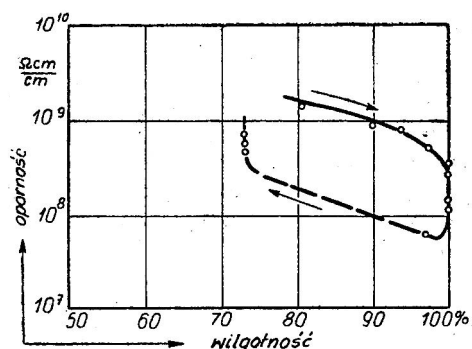
- 1) przez podwyższenie oporności właściwej powierzchniowej materiału w warunkach dużej wilgotności;
- 2) przez nadanie kształtu zwiększającego oporność przy dużej wilgotności i zwłaszcza przy deszczu.

Zagadnienie oporności powierzchniowej badane było w przypadku szkła [3]. Streścimy tu wyniki wówczas uzyskane. Oporność powierzchniowa szkła — jak i materiałów ceramicznych — zależy od zaadsorbowanej przez powierzchnię wilgoci. Grubość warstewki utworzonej zależy od składu szkła i warunków otoczenia. Szkła alkaliczne mają większą zdolność adsorpcji, jednocześnie są łatwiej rozpuszczalne; na powietrzu szyb-

ciej wietrzeją niż tak zwane szkła twarde, zawierające mało tlenków metali alkalicznych (Na_2O lub K_2O), a zwłaszcza niż szkła borowe (zawierające B_2O_3).

Należy zauważyć, że adsorbowana wilgoć tworzy z jonami powierzchni szkła (lub szklawa porcelany) elektrolit analogiczny do roztworu soli, z którego woda trudniej paruje. Warstewka ta jest tym trwalsza, im łatwiejsza jest dysocjacja, tzn. im więcej jest alkali w szkłe.

Wpływ wilgoci z otaczającego powietrza nie jest jednoznaczny, ponieważ pomiędzy powietrzem — zazwyczaj ruchomym — a powierzchnią materiału zachodzi ciągła wymiana wilgoci. Zwłaszcza wszelkie zmiany atmosferyczne powodujące powstawanie różnic temperatury pomiędzy izolatorem a powietrzem powodują zmiany w ilości adsorbowanej wilgoci i zmianę oporności. Zmiany te zachodzą nie od razu, ustalanie się równowagi pomiędzy wilgotnością powietrza a warstewką wilgoci trwa czas dłuższy. Wpływ zmiany wilgotności przy stałej temperaturze na oporność powierzchniową daje nam rys. 6, który należy rozumieć jako przebieg w czasie, przy czym pomiędzy pomiarami (poszczególne punkty) upływał czas mniej więcej ten sam, z wyjątkiem części przerywanej. Widzimy tu wyraźne zjawisko histerezy.



Rys. 6. Oporność powierzchniowa przy zmiennej wilgotności i stałej temperaturze.

Wpływ temperatury na oporność powierzchniową istnieje również, ponieważ z temperaturą wzrasta skłonność do dysocjacji ciał o budowie jonowej jak szkło i materiały ceramiczne, a poza tym przy założeniu tej samej wilgotności względnej ilość pary wodnej w powietrzu

szybko rośnie z temperaturą (por. [4] i [5]).

Resumując te spostrzeżenia w odniesieniu do naszych celów — budowy izolatora teletechnicznego o dużej oporności powierzchniowej — musimy stwierdzić, że poprawą jakości materiałów obecnie stosowanych — porcelany i szkła można uzyskać polepszenie oporności powierzchniowej w pewnych granicach, trudnych do ujęcia liczbowego, ale zawierających się w zakresie nieco większym od jednego rzędu, tj. powyżej 10-krotnego stosunku pomiędzy gorszym i lepszym materiałem w tych samych warunkach.

Tworzenia się warstwy adsorbowanej na dielektrykach jonowych nie da się uniknąć. Można albo przejść na inny materiał, o budowie cząstecz-

kowej obojętnej lub zbliżonej do obojętnej, albo materiał ceramiczny pokryć warstwą dielektryka obojętneho. Wtedy skłonność do adsorpcji na powierzchni izolatora będzie znikoma.

Pierwszy sposób stosują gdzieś za granicą wykonując izolatory z masy na podstawie syntetycznego kauczuku odpornego na warunki atmosferyczne (neopren i in.). U nas to jeszcze jest nieosiągalne.

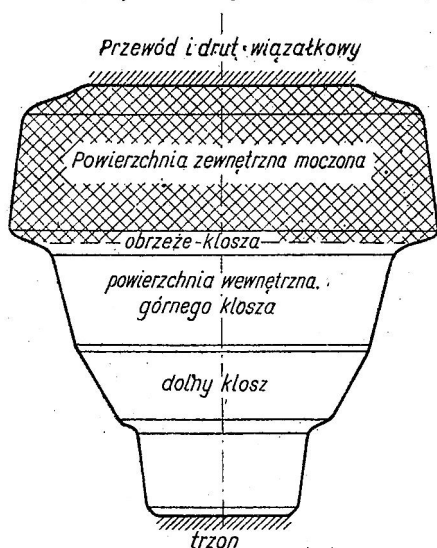
Drugi sposób polega na wytworzeniu warstewki sylikonowej żywicy na powierzchni izolatora, która swoją grupą krzemową (Si-O) wiąże się z podłożem ceramicznym; na zewnątrz powstaje wtedy powierzchnia utworzona z grup metylowych (CH_3). Skutkiem tego powierzchnia izolatora zachowuje się tak, jak gdyby była pokryta parafiną; wilgoć nie jest przez nią adsorbowana, woda jej nie zwilża, tylko tworzy na niej duże, nie przylegające krople (por. [6]).

Próby wykonane przez nas na izolatorach szklanych z taką żywicą sylikonową pochodzenia amerykańskiego dały rzeczywiście znaczne podwyższenie oporności powierzchniowej izolatora wynoszące około dwóch rzędów wielkości (10^2). W zastosowaniu do celów takich, jak np. w sprzęcie instalacyjnym do pomieszczeń wilgotnych, sposób ten może okazać się doskonały, lecz w przypadku izolatorów napowietrznych musi budzić pewne zastrzeżenia. Abstrahując od faktu nieprodukowania jeszcze żywic sylikonowych w kraju, proces powlekania jest zabiegiem stosunkowo drogim i kłopotliwym (wytwarzają się przy tym trujące wyziewy). Podrażałby on znacznie koszt izolatorów. Poza tym warstwa wytworzona, aczkolwiek chemicznie związana z podłożem, nie jest, o ile zdołaliśmy stwierdzić w przypadku szkła, bardzo wytrzymała na ścieranie, a więc z biegiem czasu — pomijając już transport i montaż — pod wpływem wiatru i deszczu ulegałaby zniszczeniu. Wreszcie największą wadą jest matowienie powierzchni szkła pokrytej sylikonem. Powodować to mogłoby przyczepianie się mechaniczne zanieczyszczeń przewodzących: kurzu, sadzy i trudność oczyszczenia się pod wpływem deszczu; czyszczenie mechaniczne zaś niszczyłoby warstwę sylikonową.

3. WPŁYW KSZTAŁTU

Wielkość i kształt powierzchni izolatora wpływają na jego oporność powierzchniową w stanie suchym, ale w większym stopniu przy dużej wilgotności lub przy deszczu. Zjawisko zmienności oporności powierzchniowej przy zmianach temperatury i wilgotności było badane i wyżej już je omawialiśmy. Nie ma wątpliwości co do kierunku wpływu konstrukcji; oporność jest wprost proporcjonalna do długości drogi upływu i odwrotnie proporcjonalna do jej szerokości. Aczkolwiek bardzo dokładne pomiary wykonywane nie były, ale z badań dotychczasowych dla wymiarów spo-

tykanych w praktyce, wynika, że oporność właściwa powierzchniowa nie zależy od wymiarów próbki. Dlatego na ogół potwierdza się, że liniowa zmiana wszystkich wymiarów izolatora pozostawia wielkość oporności bez zmiany.



Rys. 7. Rozwinięcie powierzchni upływu izolatora ITS-I.

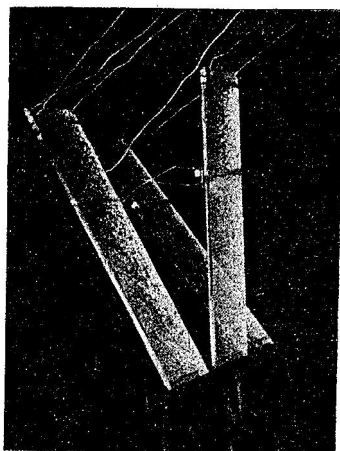
Przy badaniach w dużej wilgotności i przy deszczu mechanizm tworzenia dróg przewodzących jest odmienny i wpływa tu nie sama tylko powierzchnia upływu ale i jej ukształtowanie (rys. 7).

Zagadnienie zależności oporności właściwej powierzchniowej izolatorów od deszczu oraz wpływu rozmaitych czynników na oporność wypadkową jest w naszych rozważaniach ogromnie ważne. Jednakże w literaturze nie znaleźliśmy z tej dziedziny śladu żadnych poważniejszych badań.

4. POMIARY PRZY DESZCZU

Ponieważ pomiary w warunkach naturalnego deszczu są bardzo trudne do przeprowadzenia, wykonano wiele pomiarów na izolatorach i modelach (rys. 8) przy sztucznym deszczu [7]. Celem tych pomiarów było określenie wpływu deszczu na oporność powierzchniową szkła i porcelany w różnych warunkach, a więc w zależności od natężenia deszczu, czasu jego trwania, pochylenia powierzchni względem pionu, odstępów elektrod. Wykonano również badania wpływu deszczu na oporność powierzchniową szkła osłoniętego daszkiem, co miało odtwarzać warunki pracy wewnętrznych kloszy izolatora.

Pomiary oporności izolacji, zwłaszcza oporności powierzchniowej, mają charakter wybitnie stochastyczny, a poszczególne spostrzeżenia znacznie się różnią od siebie. Pomiary oporności przy deszczu są pod tym względem znacznie trudniejsze i odchyłki przypadkowe



Rys. 8. Model do badania oporności przy deszczu.

pomiarów są bardzo duże, dając w wyniku „chmurki“ punktów, z których metodami statystycznymi trzeba określać wartości prawdopodobne. Jednakże w badaniach tych nie zależy nam na wartościach liczbowych dokładnych, bo nie miałyby one zastosowania do innych, zmienionych warunków. Chodzi tu o otrzymanie pewnych ogólnych zależności, poznania kierunków, w których zjawiska przebiegają przy zmianie parametrów, a te cele zostały w tym przypadku osiągnięte. Modelem użytym do pomiarów były płytki szklane i rura porcelanowa. Jako elektrody służyły paski metalowe dociskane do powierzchni płytki od strony deszczu. Pomiar wykonywano za pomocą megomierza lampowego o szerokim zakresie pomiarowym. Dla uniknięcia zniekształcenia pomiaru przez prąd płynący po odwrotnej stronie płytki stosowano dodatkową elektrodę upływową, odprowadzającą prądy upływu poza układ pomiarowy. Omomierz musiał być w tym celu odpowiednio przekonstruowany [7].

Sztuczny deszcz wytwarzano za pomocą wody wodociągowej o oporności około $2,5 \text{ k}\Omega \text{ cm}$, a więc mniejszej niż oporność naturalnej wody deszczowej, czyli na niekorzyść wielkości mierzonych. Oporność wody deszczowej u nas, przy 20° C , dla najgorszych warunków — opad początkowy, burzowy, w miejscowościach przemysłowych — wynosi niewiele poniżej $10 \text{ k}\Omega \text{ cm}$. W warunkach korzystnych — długotrwały opad, okolica bez dużych skupień przemysłowych — oporność tu przekracza $100 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ [9].

W układzie tym badano zależność oporności powierzchniowej właściwej przy deszczu od następujących czynników:

1) kąta pochylenia płaszczyzny płytki względem pionu, przy stałym kierunku padania deszczu (45°),

2) trwania deszczu,

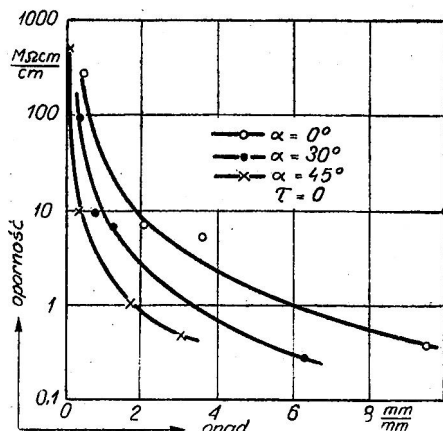
3) natężenia deszczu,

4) długości pomiarowej, tj. odstępów między elektrodami.

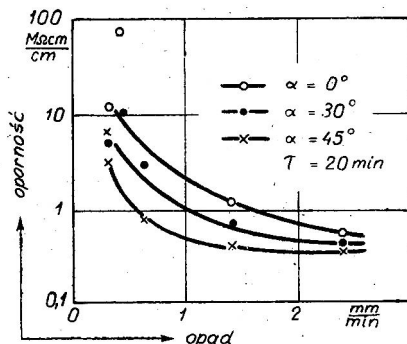
Prócz tego wykonano pomiary na płytkach osłoniętych od deszczu okapem, co miało odwzorować dolne, osłonięte kłosze izolatora. Jak można przewidywać, najkorzystniejszym położeniem płytki — a więc i kłosa izolatora — jest kierunek pionowy, ułatwiający najszybsze spływanie kropli deszczu. Niezależnie od innych czynników zawsze płytka pionowa zachowuje najwyższą oporność (rys. 9 i 10). Izolatory teletechniczne mają zachowany ten warunek.

Natężenie opadu wpływa najsilniej przy niższych wartościach opadu. Przy wzroście natężenia opadu do ok. $1,5 \text{ mm/min}$ oporność spada ponad stokrotnie. Powyżej spadek jest już wolniejszy (rys. 9 i 10). W warunkach rzeczywistych opady ponad 1 mm/min są u nas rzadkie i — co waż-

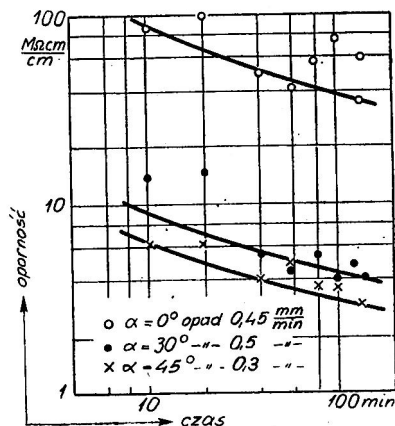
niejsze — krótkotrwałe (trwające najwyżej parę minut, z wyjątkiem katastrofalnych opadów), długotrwałe deszcz nawet ulewny posiada natężenie opadu 0,2–0,4 mm/min, a zwykle jeszcze mniej. Wpływ czasu opadu podają wykresy (rys. 11, 12, 13 i 14).



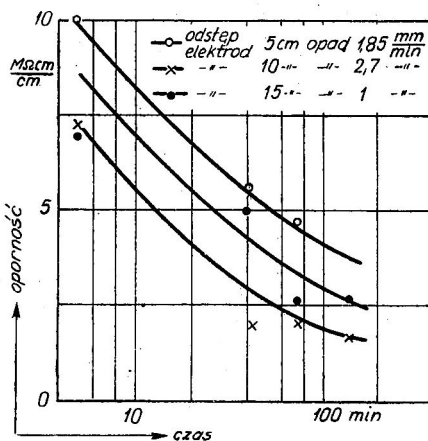
Rys. 9. Zależność oporności powierzchniowej szkła od natężenia opadu dla początku opadu ($\tau = 0$) — pod kątem 45° .



Rys. 10. Jak rys. 9, ale po 20 min. od początku opadu.



Rys. 11. Zależność oporności powierzchniowej od czasu przy stałym opadzie około 0,5 mm/min., oporność wody 2,2 kΩ cm.

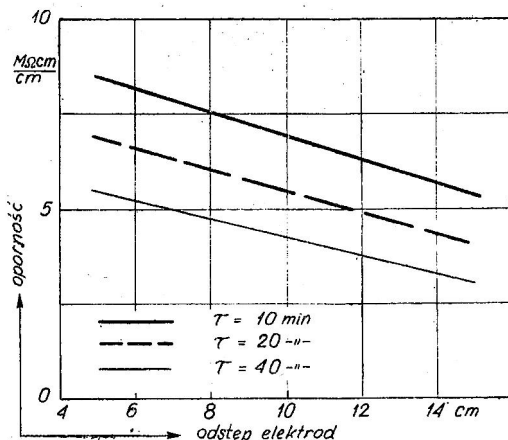


Rys. 12. Jak rys. 11, lecz przy większym opadzie.

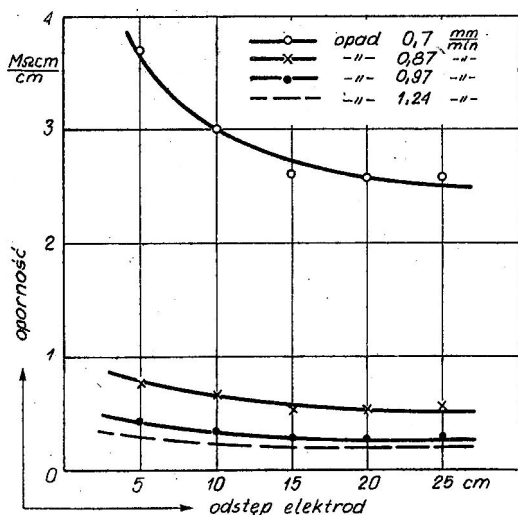
Czas trwania opadu posiada największe znaczenie dla opadów małych, w praktyce najczęściej występujących. Całkowite zmoczenie powierzchni przy małym opadzie zachodzi powoli. Widać to na wykresach, gdzie dla

opadu ok. 0,3 mm/min po dwóch godzinach jeszcze oporność spada, a dla 2,4 mm/min po 15–20 minutach oporność jest już prawie ustalona.

Jeżeli przejść do porównania z warunkami rzeczywistymi, to z powodów wyżej podanych, w naszych szerokościach geograficznych opady ulewne nie są szkodliwe dla izolacji linii, a raczej niebezpieczne są długotrwałe opady o względnie małym natężeniu oraz mżawka. Potwierdzają to pomiary oporności płytki pod daszkiem (rys. 15 i 16). W czasie opadu wilgotność w otoczeniu wzrasta, a prócz tego, pomimo osłonięcia od bezpośredniego opadu, na płytce osiadają kropelki wilgoci



Rys. 13. Zależność oporności powierzchniowej od długości drogi upływu i czasu opadu przy natężeniu około 2 mm/min. i pionowym położeniu płytki.



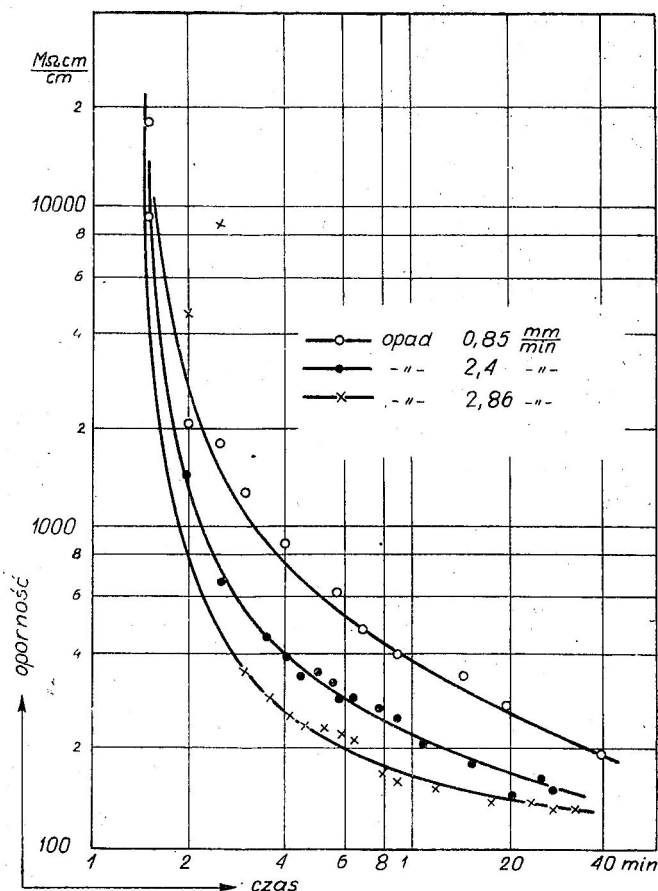
Rys. 14. Zależność oporności powierzchniowej od długości dla rury porcelanowej pionowej.



Rys. 15. Model dla pomiarów oporności pod daszkiem.

wnoszone przez wiry powietrzne z rozprysków opadu. Z biegiem czasu na powierzchni osłoniętej powstaje warstwa coraz lepiej przewodząca. Im opad większy, tym oczywiście szybkość spadku oporności jest większa. Początkowo spadek jest bardzo duży, potem mniejszy. Oporność właściwa

nie dochodzi do wartości tak niskich, jak przy opadzie bezpośrednim. Asymptotą przy długotrwałym opadzie jest $200 \text{ M}\Omega \text{ cm/cm}$ a więc okragło 10 razy więcej niż przy deszczu bezpośrednim, ale jest to jednocześnie mniej niż się otrzymuje przy pomiarze w atmosferze wilgotnej bez deszczu.



Rys. 16. Zależność oporności powierzchniowej właściwej szkła pod osłoną daszku od natężenia opadu i od czasu.

Świadczy to o tym, że również kropelki dżdżu unoszące się w powietrzu grają tu rolę.

Pomiary te, na płytkach pod daszkiem, dały wartości oporności właściwej znacznie — prawie dokładnie dziesięciokrotnie — niższe od oporności powierzchniowej właściwej, wynikającej z przeliczenia dla izolatorów będących dłuższy czas pod takim samym deszczem (p. tablica III). Świadczy to o wpływie kształtu na skraplanie się wilgoci, a mianowicie głębokie wnęki utrudniają penetrację kropelek; istnienie dwóch kłoszy utrudnia powstawanie strużek wody zwierających całą drogę upływu.

Przy opadzie bezpośrednim nie jest obojętna długość powierzchni moczonej (w kierunku pionowym). Oporność powierzchniowa właściwa nie jest w tym przypadku wielkością stałą. Wykazuje to wyraźnie dla szkła rys. 12 oraz rys. 13 wypośrodkowany z kilku zestawień pomiarów. Dla porcelany podaje tę samą zależność rys. 16. Pomiary w tym przypadku wykonane były na rurze porcelanowej o średnicy 50 mm. Widzimy w obu przypadkach spadek, silniejszy na początku przy odległościach elektrod poniżej 5 cm i ustalanie się powyżej 15 cm. Spowodowane to jest strząskami wody, która spływa wzdłuż powierzchni. Oczywiście przez górną część spływa mniejsza ilość wody, przez dolną większa — bo spływa po niej również woda z części górnej. Dlatego oporność powierzchniowa maleje wzdłuż powierzchni w kierunku pionowym i z powiększaniem tego wymiaru przeciętna wartość oporności powinna maleć. Stąd wynika wniosek, że powiększenie długości kloszy zewnętrznych jest niecelowe.

Z porównania oporności właściwej skrośnej i powierzchniowej na mokro, przy powierzchni moczonej i osłoniętej wynika po pierwsze, że przewodność skrośna izolatora w warunkach atmosferycznych może być w ogóle pomijana w rozważaniach wobec przewagi przewodności powierzchniowej. Ma ona tylko znaczenie wtórne, ponieważ może być wskaźnikiem jakości szkła pod względem odporności na starzenie powierzchni i jego higroskopijności [3].

Po drugie, o stanie izolacji decyduje droga upływu wewnętrznej, osłoniętej części izolatora. Oporność powierzchniowa części moczonej bezpośrednio przez opad staje się po dłuższym opadzie wielkością pomijalną wobec oporności powierzchniowej części nie moczonej.

O jakości kształtu izolatora decydują więc kształt i rozmiary jego powierzchni upływu. Rozwinięcie powierzchni upływu izolatora ITS — I przedstawia rys. 7. Należy zauważyć, że rozwinięcia powierzchni izolatorów wielkości II i III są bardzo zbliżone do geometrycznie podobnych zmniejszeń izolatora typ I.

Jak łatwo się przekonać, znaczenie poszczególnych części drogi upływu izolatora nie jest jednakowe dla dobroci izolacji.

Oporność powierzchniowa dla powierzchni upływu ograniczonej dwiema elektrodami wyrazi się jako

$$R_p = \int_0^l \zeta \frac{dl}{a} . \quad (4)$$

Dla $a = \text{const}$ mamy prostą zależność (3)

$$R_p = \sum \zeta \frac{l}{a} .$$

Natomiast dla zmiennej szerokości powierzchni upływu (a) oporność zależy od kształtu. Tak np. dla pierścienia kołowego o promieniach r_1 i r_2

$$R_r = \frac{1}{2\pi} \zeta \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{1}{2\pi} \zeta \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (5)$$

Jeżeli w tym przypadku powiększamy cały układ k -krotnie, to oporność pozostaje bez zmiany. Zmianę oporności uzyskujemy tylko przez zmianę jednego z promieni, przy tym wpływ tej zmiany nie jest proporcjonalny ze względu na logarytmiczną zależność.

Część izolatora w pobliżu trzonka i przewodu można w przybliżeniu traktować jako pierścienie kołowe. Natomiast rozwinięcia powierzchni kloszy mają kształt zbliżony do trapezu (rys. 7). Założywszy, że szerokość powierzchni przy pierwszej elektrodzie wynosi a_0 , a w dowolnym miejscu odległym o l_x od elektrody: $a_x = a_0 + kl_x$, otrzymamy po scałkowaniu równania (4):

$$R_r = \zeta \frac{1}{k} \ln \left(1 + \frac{kl}{a_0} \right), \quad (6)$$

z czego po rozwinięciu w szereg i odrzuceniu dalszych wyrazów, ze względu na ułamkową wielkość k — otrzymamy

$$R_r = \zeta \left(\frac{l}{a_0} - \frac{kl^2}{2a_0^2} \right). \quad (7)$$

Wzory (5), (6) i (7) wskazują na szczególne znaczenie małych wymiarów elektrod wyjściowych i długości drogi upływu oraz na niekorzystny wpływ wymiarów poprzecznych — np. dużych średnic kloszy.

Oporność właściwą zakładamy stałą, jest to słuszne tylko z pewnym przybliżeniem. Istnieje niewątpliwie pewna zależność od gęstości prądu lub od gradientu napięcia. Przy obliczaniu oporności w warunkach wilgotnych oporność części zewnętrznej możemy pominąć; wynosi ona zaledwie parę procent całej oporności powierzchniowej. Oporność części pozostałej (osłoniętej od deszczu) o kształcie prawie dokładnie walcowym

będzie zależna od stosunku $\frac{l}{a} = \frac{l_n}{\pi d_n}$. Jest on zmienny i jak łatwo się przekonać dla wewnętrznego klosza $\frac{l}{a}$ przybiera wartości większe. Znaczenie

dla izolacji większe posiada więc klosz wewnętrzny, co potwierdza pomiar. Jednakże przy deszczu znacznie większą rolę grają nie wymiary powierzchni upływu lecz jej ukształtowanie, a mianowicie istnienie brzegów karbów i kloszy, na których urywają się smugi upływu powierzchniowego.

5. PORÓWNANIE WPŁYWU KŁOSZY

Dla porównania znaczenia kłoszy oraz wpływu kształtu i materiału na oporność przy deszczu wykonano następującą próbę.

Ustanowiono na trzonkach w jednej płaszczyźnie szereg izolatorów szklanych, a mianowicie

- 1) Izolator typ ITS —I — (rys. 2b),
- 2) „ „ ITS —I — z usuniętym wewnętrznym kłoszem,
- 3) „ „ ITS —I — z usuniętym zewnętrznym kłoszem,
- 4) Izolator ze szkła borowego (włoski), jak rys. 2e,
- 5) Izolator j. w. — lecz typ jak rys. 2a,
- 6) Izolator wykonany z tłoczywa na żywicy syntetycznej o kształcie jak rys. 2c.

Na izolatory tak ustawione puszczało deszcz o małym pochyleniu do pionu i o dużym natężeniu (ok. 2 mm/min.). Pomiary wykonywano omomierzem lampowym. Pomiar na sucho, przy wilgotności względnej 72% i temperaturze 20° C wykazał, że oporność powierzchniowa w tych warunkach jest pomijalna — kłosze nie mają praktycznego znaczenia, o oporności decyduje jakość masy szklanej. I tak oporności wyniosły:

Nr		1	2	3	4	5	6
R_c	$10^5 M\Omega$	4	4,5	5	>10	>10	>10

Widać tu, że szkło borowe i żywica mają znaczną przewagę nad zwykłym szkłem sodowowapniowym. Natomiast przy obfitym deszczu zaznacza się wpływ dwóch czynników: materiału i kształtu. Szkło borowe o małej zawartości alkaliu, a jeszcze w większym stopniu żywica, mają mniejszą skłonność od zwykłego szkła do tworzenia filmu przewodzącego na powierzchni.

Jednak silny opad i odpryski od podstawy (w ruchu może to być powierzchnia poprzeczniaka) — zwilżają nieosłonięte powierzchnie i wtedy wynik zależy od kształtu kłoszy.

Tablica V podaje, w jakich granicach zmieniała się oporność izolatorów mierzona w przeciągu czasu około pół godziny. Pomiary rozpoczęto po upływie około pół godziny od początku deszczu. Zmiany oporności zachodziły skutkiem wahanja natężenia opadu i innych przypadkowych czynników. Widzimy tu olbrzymi wpływ istnienia dwóch kłoszy. Izolatory 2, 3 i 4 posiadają po jednym kłoszu — 2 i 3 wskutek usunięcia, a 4 wskutek konstrukcji. Wszystkie te izolatory mają oporność przy deszczu około 10^3 razy mniejszą. Wpływ jakości materiału istnieje — borowe

mają oporność większą, a z tłoczywa największą. Należało się spodziewać, że usunięcie dolnego, wewnętrznego klosza jest bardziej szkodliwe dla izolacji niż usunięcie klosza zewnętrznego, który ma mniejszą oporność strony wewnętrznej (nie moczonej) z powodu mniej korzystnego stosunku $\frac{l}{a}$.

Przy wykonanych pomiarach trudne to było do zupełnie pewnego uchwycenia, ponieważ istniał wielki rozrzut wielkości mierzonej, a różnica sprawdzanych parametrów była niewielka.

Tablica V

Zakres zmian oporności i różnych izolatorów przy długotrwałym sztucznym deszczu

	Typ izolatora	Oporność 10 ⁹ Ω
1	ITS — I — cały rys. 2b	1,7 ... 2,7
2	ITS — I — bez wewnętrznego klosza	0,005 ... 0,010
3	ITS — I — bez zewnętrznego klosza	0,0075 ... 0,012
4	ze szkła borowego rys. 2e	0,011 ... 0,014
5	ze szkła borowego rys. 2a	5 ... 13
6	z tłoczywa rys. 2c	20 ... 50

zjawiska nie są zupełnie jasne i wymagałyby bliższego zbadania. Jedną z przyczyn jest małe prawdopodobieństwo utworzenia zwarcia przez spływające strumyczki, co łatwo może zajść na jednej powierzchni. Jednak obserwacje zdają się wykazywać istnienie tej różnicy również w przypadku osiadania wilgoci w postaci mgły, bez spływania kropli po powierzchni.

W ten sposób mamy, jak widać, możność wpływania na jakość izolacji teletechnicznych izolatorów przez dobór właściwego materiału i kształtu. Należy się spodziewać znacznego wzrostu oporności przy deszczu przez zwiększenie dokładnie osłoniętej drogi upływu (np. rys. 2c lub dwa klosze wewnętrzne). Jednocześnie zastosowanie lepszej masy szklanej o małej zawartości alkaliu, pozwolić może na uzyskanie większej oporności powierzchniowej właściwej w dużej wilgotności. Obu tymi drogami można, jak sądzimy, uzyskać podwyższenie izolacyjności izolatorów teletechnicznych w najgorszych warunkach pracy co najmniej dziesięciokrotne.

6. WNIOSKI TECHNICZNE

1. Istnienie kilku typów izolatorów teletechnicznych jest teoretycznie nieuzasadnione, a gospodarczo szkodliwe.

2. Stosowanie izolatorów dużych rozmiarów (I) jest nieuzasadnione. Jako najcelowszą pod względem elektrycznym można przyjąć wielkość zbliżoną do obecnej wielkości II, a nawet mniejszą.

3. Zasada budowy stosowanych obecnie izolatorów jest teoretycznie słuszna, sam kształt jednak mógłby ulec pewnym ulepszeniom, podnoszącym oporność izolatora w stanie wilgotnym i przy deszczu.

4. Jakością materiału izolatorowego można bardzo podnieść własności izolacyjne izolatora w zmiennych warunkach atmosferycznych.

5. Uwzględniając powyższe czynniki można podnieść jakość izolacji izolatorów teletechnicznych w najgorszych warunkach co najmniej dziesięciokrotnie w stosunku do obecnie używanych.

LITERATURA

- [1] Z. Szparkowski, *Napowietrzne linie telekomunikacyjne*, Warszawa (1952).
- [2] A. Merling, *Telegraphen-Technik*, Hannover (1879).
- [3] J. Skowroński, *Badania izolatorów liniowych niskiego napięcia*, Przegląd El., (1934) 296.
- [4] J. Skowroński, *Szkło jako materiał izolacyjny w technice wysokich napięć*, Przegl. El. (1934) 718.
- [5] N. S. Gutkin, K. S. Ewstropow, *Badanie przewodności powierzchniowej szkła*, Żurn. Tiechn. Fiz. Nr. 8 (1952) 1318.
- [6] J. Skowroński, *Nowe materiały izolacyjne — sylikony*, Przegl. El. (1948).
- [7] A. Adamus, J. Dziedzic, *Badanie oporności powierzchniowej przy deszczu*, (Praca magisterska wykonana w Kat. Techn. Wys. Nap. Pol. Wrocław w 1952).
- [8] H. Nowotny, *Obliczanie wydajności prasy przy wytwarzaniu szkła prasowanego*, Szkło i Ceramika (1952) 245.
- [9] J. Skowroński, *Opady deszczowe w Polsce z punktu widzenia izolacji linii*, Przegl. El. (1932) 18.

Katedra Techniki Wysokich Napięć

Wpłynęło w grudniu 1952 r.

К ВОПРОСУ ВЫБОРА НАИБОЛЕЕ ЦЕЛЕСООБРАЗНОЙ ФОРМЫ
И ВЕЛИЧИНЫ ИЗОЛЯТОРА СВЯЗИ

Величина нормальных изоляторов применяемых в настоящее время на линиях связи не имеет технического обоснования. Число типов (3) может быть ограничено до одного. Исследования, проведенные в различных условиях — при

искусственном дожде и при большой влажности на разных изоляторах и моделях, подтверждают теоретические выводы, что с точки зрения изоляции большие и малые изоляторы эквивалентны.

Соответствующая форма изолятора несколько повышает его сопротивление; лучшие результаты дает подбор качества материала.

ON THE PROBLEM OF SUITABLE SHAPE AND SIZE OF THE TELEPHONE INSULATOR

The size of telephone insulators now in use is not justified from the technical point of view. The number of types (3) can also be reduced to one. Measurements carried out on insulators and models under various conditions — in artificial rain and in high moistness, — corroborate theoretical deductions to the effect that small insulators are electrically equivalent with large ones. A suitable shape may help to improve insulation resistance to a certain extent, best results, however, will be obtained by the choice of suitable insulator material.

WARSTWY CIENKIE METALI NA SZKLE

WSTĘP

W ostatnich czasach dużo uwagi poświęca się badaniom własności warstw cienkich. Badania te pogłębiają teoretyczne i doświadczalne wiadomości z zakresu fizyki ciała stałego i poza tym są konieczne ze względu na to, że szereg nadzwyczaj ważnych zastosowań nowoczesnej techniki oparty jest na użyciu warstw cienkich lub na wykorzystaniu ich własności.

Warstwy o grubości większej niż 1μ wykazują na ogół jeszcze własności litego materiału. Warstwy bardzo cienkie, jedno, a nawet kilku atomowe posiadają własności wybitnie różniące się od własności materiału litego. Warstwy o grubościach pośrednich tworzą obszar przejściowy; w obszarze tym szereg własności warstw może różnić się znacznie lub nawet zasadniczo od własności materiału litego.

Ten pośredni obszar, obejmujący warstwy o grubościach od kilkadziesiąt do kilkuset Å, jest szczególnie interesujący, między innymi ze względu na ciekawe własności elektryczne, optyczne i termiczne tych warstw i wynikające stąd możliwości zastosowań technicznych. Obszar ten został wybrany jako przedmiot badań przez zespół pracowników naukowych Katedry Fizyki oraz Katedry Radiotechniki Politechniki Wrocławskiej.

Zadaniem, jakie sobie zespół postawił, jest przeprowadzenie głównie badań własności elektrycznych, optycznych i cieplnych warstw cienkich, a to zarówno w celu uzyskania danych odnośnie do fizyki warstw, jak i dla opracowania wytycznych technologicznych. Zagadnienia opracowywane dotyczą warstw oporowych i przewodzących, emisji elektronowej, optycznych warstw zwierciadlanych i przeciwodblaskowych oraz promieniowania ciepłego i wiążą się z problemami technologii oporów warstwowych, obwodów drukowanych, kondensatorów, ekranów, lamp elektronowych i fotokomórek oraz zwierciadeł optycznych i optyki przeciwodblaskowej.

Podane niżej komunikaty poszczególnych pracowników są ilustracją prac przeprowadzanych w tym zakresie.

ТОНКИЕ ПЛЁНКИ МЕТАЛЛОВ НА СТЕКЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время много внимания посвящается исследованиям особенностей тонких плёнок металлов на стекле, как в связи с рядом очень важных возможностей технического применения таковых, так и в связи с теоретическим значением получаемых результатов. Группа научных сотрудников Кафедры Физики и Кафедры Радиотехники Вроцлавского Политехнического Института занимается исследованием особенностей плёнок металлов средней толщины на стекле, т. е. лежащих в пределах от десятков до сотен Å; ниже следующие сообщения подадут результаты проведенных работ.

THIN METAL FILMS ON GLASS

INTRODUCTION

Much attention has been paid recently to the researches in thin film properties both because of a series of very important technical applications of such films, and because of the theoretical importance of the results obtained. A group of scientific workers of the Chair of Physics and that of Radio of the Wrocław High Technical School have chosen as the subject of their work to examine the properties of films of medium thickness, i. e. those ranging from tens to hundreds of Å; the announcements given below give an account of the work carried out.

I. ZASADA POMIARU GRUBOŚCI WARSTW CIENKICH
PRZY POMOCY INTERFERENCJI WIELOKROTNEJ

K. FULIŃSKA, mgr, st. asystent Kat. Fizyki

Z. GODZIŃSKI, mgr inż., z-ca prof. przy Kat. Radiotechniki

C. WESOŁOWSKA, mgr, st. asystent Katedry Fizyki

Artykuł zawiera zwięzły opis zjawiska interferencji wielokrotnej oraz opartych na tym zjawisku metod pomiaru grubości warstw cienkich za pomocą mikroskopu i spektroskopu. Artykuł ten stanowi wstęp teoretyczny do dalszych komunikatów, opisujących praktyczne przeprowadzenie pomiarów grubości powyższymi metodami.

Przy badaniach własności warstw cienkich jednym z podstawowych problemów jest pomiar ich grubości. Pomiar ten nie jest łatwy; w miarę zmniejszania się grubości warstwy staje się on coraz trudniejszy i wymaga stosowania coraz subtelniejszych metod pomiarowych.

Zależnie od grubości warstwy, metody pomiaru można podzielić na trzy wyraźne grupy.

W najniższym zakresie jedno lub kilkuatomowych warstw stosowane są bardzo subtelne metody fizyczne (np. pomiar emisji elektronowej, radioaktywności itp); pomiary grubości warstw od kilkunastu Å do kilku tysięcy Å są domeną metod optycznych; wreszcie warstwy grubsze niż

1μ mogą być mierzone szeregiem metod mechanicznych, elektrycznych i chemicznych, z których większość stanowi adaptację metod makroskopowych.

Pomiar grubości warstw w zakresie objętym pracami naszego zespołu musi być wykonywany metodami optycznymi. Spośród znanych metod optycznych metoda oparta na zasadzie interferencji wielokrotnej przewyższa dalece pozostałe pod względem dokładności; z tego też względu wybrana została jako podstawowa. Opracowaniem praktycznym metody w kilku nieco odmiennych wariantach zajęły się trzy osoby spośród naszego zespołu.

Podajemy w skrócie opisaną szczegółowo przez Tolanskiego [3] zasadę zjawiska interferencji wielokrotnej [1, 2] i jej zastosowania do pomiaru grubości warstw.

Jeżeli na warstwę płaskorównoległą o grubości d i współczynniku załamania n padnie wiązka światła, to rozdzieli się ona na trzy części: odbitą, przepuszczoną i zaabsorbowaną (rys. 1).

Przy dużych zdolnościach odbicia powierzchni ograniczających warstwę nastąpi wielokrotne odbicie i wielokrotna interferencja, tak w świetle odbitym jak w przepuszczonym.

Rozważymy interferencję w świetle odbitym. Natężenie światła odbitego w różnych punktach obserwowanej powierzchni warstwy jest funkcją różnicy dróg optycznych Δ , która wyraża się znanym wzorem:

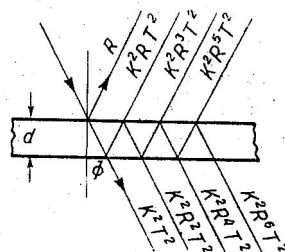
$$\Delta = 2nd \cos \Phi.$$

Dla prostopadłej wiązki światła padającego ($\Phi = 0$), w warstwie powietrza ($n=1$) będzie

$$\Delta = 2d.$$

Różnica dróg optycznych jest funkcją grubości warstwy, wobec tego natężenie światła odbitego jest także funkcją grubości warstwy. W zależności od tego, jaką wielokrotnością długości fali używanego światła jest różnica dróg optycznych, następuje wzmocnienie lub osłabienie natężenia światła odbitego.

Jeżeli grubość warstwy zmienia się, to w świetle monochromatycznym ($\lambda = \text{const}$) obserwujemy na jasnym tle powierzchni badanej warstwy ciemne prążki interferencyjne równej grubości (prążki Fizeau). Odstępy między prążkami odpowiadają różnicy grubości warstwy (Δd)



R — zdolność odbicia
 T — zdolność przepuszczania
 $K = \frac{1-R-A}{1-R}$; A — zdoln. absorpcji
 d — grubość warstwy

Rys. 1. Przejście promieni przez płytkę płasko-równoległą.

równej połowie długości fali światła $\Delta d = \frac{\lambda}{2}$ lub jej wielokrotności $\Delta d = k \frac{\lambda}{2}$, gdzie $k=1, 2, 3, \dots$ oznacza rząd interferencji.

W świetle białym przy ($d=\text{const}$) obserwujemy prążki równego rzędu chromatycznego. Pomiar grubości warstwy sprowadza się do pomiaru wzajemnej odległości prążków interferencyjnych.

Dokładność pomiaru zależy od dokładności wyznaczenia minimum natężenia światła w prążku (centrum prążka). Prążki powinny być zatem możliwie ostre, tzn. wąskie i kontrastowe. Z teorii wynika, że szerokość prążków i ich kontrastowość maleje ze wzrostem zdolności odbicia (R) warstw odbijających. Poza tym kontrastowość maleje tym szybciej, im większa jest absorpcja warstwy odbijającej. Wobec tego konieczne jest w praktyce znalezienie optimum warunków, umożliwiających uzyskanie ostrych prążków.

Gdyby połówkowa szerokość prążka (tzn. szerokość odpowiadająca połowie natężenia światła w prążku) wynosiła $1/30$ odstepu między sąsiednimi prążkami, a minimum natężenia światła w prążku można by było ocenić z dokładnością do $1/10$ połówkowej szerokości prążka, to dokładność pomiaru grubości (δd) byłaby:

$$\delta d = \frac{\lambda}{2 \cdot 10 \cdot 30} = \frac{\lambda}{600} \sim 9 \text{Å}.$$

Taką dokładność można otrzymać przy pomiarze, jeżeli są spełnione następujące warunki umożliwiające uzyskanie ostrych prążków:

1. Jedna powierzchnia odbijająca jest pokryta nieprzepuszczalną warstwą o możliwie dużej zdolności odbicia, natomiast druga powierzchnia warstwą o małej absorpcji i optymalnej przepuszczalności.

2. Kąt padania wiązki światła $\Phi = 0$.

3. Wiązka światła jest równoległa (rozbieżność nie powinna przekraczać 3°).

4. Światło jest ściśle monochromatyczne dla prążków Fizeau.

5. Warstwa jest płaskorównoległa dla prążków równego chromatycznego rzędu.

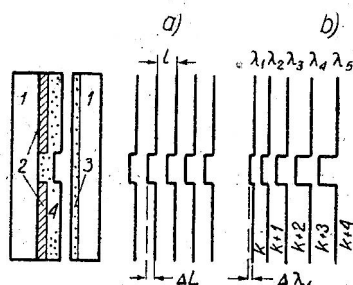
6. Warstwa interferencyjna ma grubość możliwie małą, rzędu kilku długości fali światła.

W praktyce dokładność pomiaru 9Å jest dość trudna do uzyskania, między innymi ze względu na nierówność powierzchni warstwy interferencyjnej.

Pomiar grubości cienkich warstw na zasadzie interferencji wielokrotnej w monochromatycznym świetle odbitym przy użyciu mikroskopu przeprowadzili po raz pierwszy W. K. Donaldson i A. Khamsavi [4].

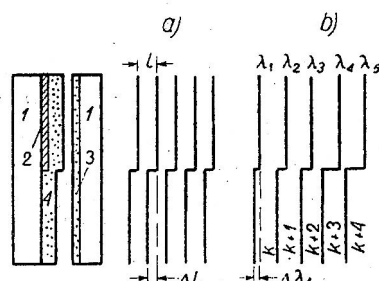
Scott i współpracownicy [5] stosowali metodę prążków równego chromatycznego rzędu, posługując się światłem białym i spektroskopem.

Aby przy pomocy prążków Fizeau lub prążków równego chromatycznego rzędu zmierzyć grubość badanej warstwy, należy zmontować odpowiedni układ płytek interferencyjnych. W tym celu na płytkę szklaną, optycznie płaską, napyła się badaną warstwę w formie schodków. Następnie na całą powierzchnię napyła się grubą nieprzepuszczalną warstwę srebra, w której powstaje kanał (rys. 2) lub uskoki (rys. 3), o głębokości



- 1 — płaszczyzny optyczne
- 2 — warstwa mierzona
- 3 — przepuszczalna warstwa srebra
- 4 — nieprzepuszczalna warstwa srebra

Rys. 2. Płytki interferencyjne z kanałem: a) prążki równej grubości, b) prążki równego chromatycznego rzędu.



- 1 — płaszczyzny optyczne
- 2 — warstwa mierzona
- 3 — przepuszczalna warstwa srebra
- 4 — nieprzepuszczalna warstwa srebra

Rys. 3. Płytki interferencyjne z uskokiem: a) prążki równej grubości, b) prążki równego chromatycznego rzędu.

równej grubości mierzonej warstwy. Do tej płytki przykładą się drugą płytkę szklaną, optycznie płaską, z napyłoną przepuszczalną warstwą srebra.

Jeśli na płytki interferencyjne pada równoległa, prostopadła wiązka światła monochromatycznego, to w klinie powietrza między płytkami obserwujemy system prążków Fizeau (rys. 2a, 3a). Z przesunięcia prążków w kanale lub uskoku wyznacza się grubość warstwy:

$$d = \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

Jeżeli układ płytek oświetlimy równoległą, prostopadłą wiązką światła białego, to w równoległej warstwie powietrza między płytkami powstaje obserwowany w spektroskopie szereg prążków równego chromatycznego rzędu, odpowiadających różnym długościom fali światła (rys. 2b, 3b). Grubość mierzonej warstwy można wyznaczyć z wzoru

$d = \frac{k}{2} \Delta\lambda_1$, gdzie $\Delta\lambda_1$ oznacza przesunięcie prążka wzdłuż uskoku lub kanału dla długości fali λ_1 . Rząd interferencji określa się z wzoru:

$$k = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Grubość mierzona tak jedną jak drugą metodą jest średnią grubością warstwy w obserwowanym obszarze.

Szczegóły dotyczące praktycznego przeprowadzenia przez nas pomiarów obiema metodami są podane w następnych komunikatach.

LITERATURA

- [1] E. Landsberg, *Optika*, Moskwa (1940).
- [2] I. W. Grebienszczykow, A. G. Własow i inni, *Proszwetlenje Optiki*, Moskwa-Leningrad (1946).
- [3] S. Tolansky, *Multiple Beam Interferometry*, Clarendon Press, Oxford (1948).
- [4] W. K. Donaldson and A. Khamsavi, *Nature* 159 (1947) 228.
- [5] G. D. Scott, T. A. Mc. Lauchlan, and R. S. Sennet, *Journ. of Appl. Phys.* 21 (1950) 843.

Katedra Fizyki

Katedra Radiotechniki

Wpłynęło w marcu 1953 r.

I. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЁНОК ПРИ ПОМОЩИ МНОГОКРАТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Статья заключает сжатое описание явления многократной интерференции, а также основанных на этом явлении методов измерения толщины тонких плёнок при помощи микроскопа и спектроскопа. Настоящая статья является теоретическим вступлением для дальнейших научных работ, излагающих практическое проведение измерения толщины при помощи вышеупомянутых методов.

I. THE PRINCIPLE OF THIN THICKNESS MEASUREMENT BY MEANS OF MULTIPLE INTERFERENCE

The article contains a concise description of the phenomenon of multiple interference, as well as of the methods of thin films thickness measurement by means of microscope and spectroscope, based on that phenomenon. It forms a theoretical introduction to further announcements on thickness measurements carried out in practice according to the above methods.

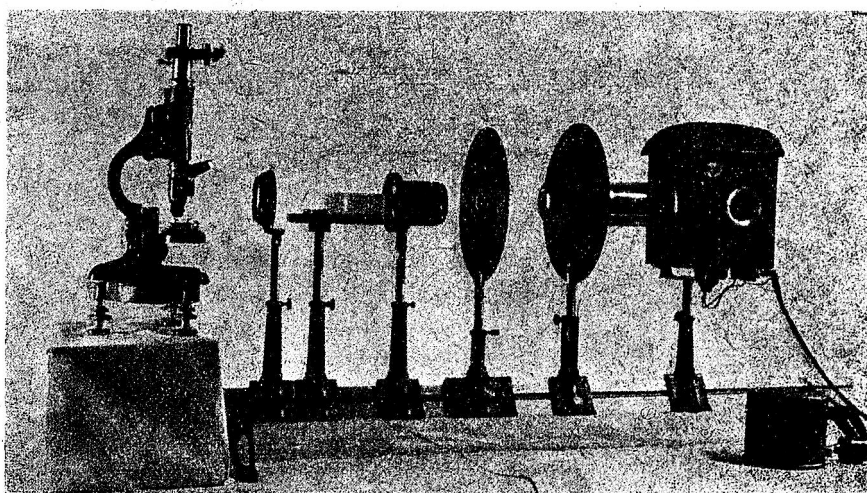
II. POMIAR GRUBOŚCI WARSTW CIENKICH METODĄ MIKROSKOPOWĄ

K. FULLŃSKA, mgr, st. asystent Katedry Fizyki

Posługując się mikroskopem i światłem monochromatycznym $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ zmierzono na zasadzie interferencji wielokrotnej grubość cienkich warstw metalicznych Ag i Al w zakresie od $100 \text{ \AA}$ do $3500 \text{ \AA}$ z przesunięcia prążków interferencyjnych równej grubości (prążków Fizeau). Zauważono wpływ różnych czynników na jakość uzyskanych prążków, a więc na dokładność pomiaru grubości.

Pomiar grubości cienkich warstw metalicznych na zasadzie interferencji wielokrotnej w świetle odbitym wykonano przy pomocy mikroskopu. Schemat układu pomiarowego podany jest na rysunkach 1 i 2.

Wiązka światła z lampy rtęciowej po przejściu przez system soczewek i filtr F (rys. 2) i po odbiciu od płytki szklanej oświetlacza episkopowego θ



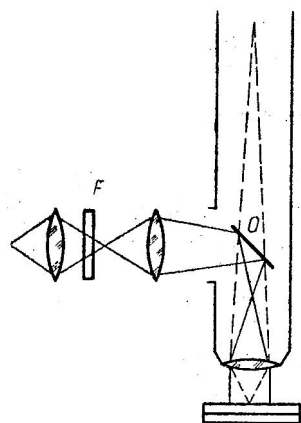
Rys. 1. Zestawienie układu pomiarowego.

(„opaque illuminateur“) zostaje skupiona w ognisku obiektywu mikroskopu i pada jako monochromatyczna równoległa wiązka prostopadłe na system płytek interferencyjnych. W mikroskopie obserwuje się szereg prążków Fizeau.

Posługiwano się mikroskopem o 40-krotnym powiększeniu, firmy Zeiss. Filtr ciekły sporządzony wg wskazówek J. Stronga [2] wyodrębniał zieloną linię rtęci o długości fali $5461 \text{ \AA}$. Jak pokazuje schemat, tubus mikroskopu musiał być unieruchomiony. Regulację ostrości obserwowanych prążków uzyskano przez przesuwanie stolika mikroskopowego, na którym spoczywała podstawka z płytkami interferencyjnymi. System

plytek stanowiły: płaszczyzna optyczna o płaskości $\lambda/10$ na powierzchni 100 mm^2 oraz podstawowe szkiełko mikroskopowe.

Na podstawowym szkiełku mikroskopowym napyłana była warstwa metalu (Ag, Al), której grubość należało zmierzyć. Na tę warstwę napyłano nieprzeźroczystą warstwę srebrną, natomiast na płaszczyznę optyczną napyłano warstwę srebra o przepuszczalności od 5–15%.



Rys. 2. Schemat układu pomiarowego.

na płytki interferencyjne, umożliwiającą precyzyjną regulację kąta klina powietrznego między płytkami oraz kąta między krawędzią klina a krawędzią uskoku, wykonano na zasadzie podanej w pracy O. S. Heavensa [3] (rys. 3).

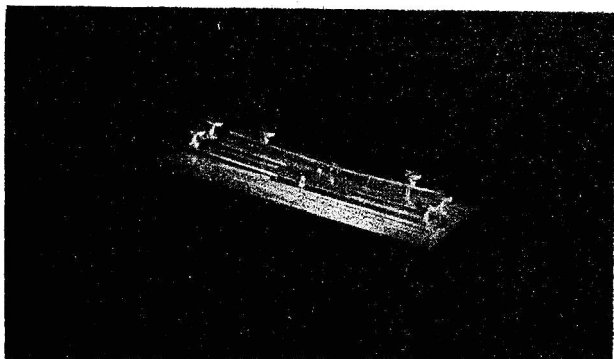
Uzyskane prążki interferencyjne miały wygląd jak na rysunkach 4, 5, 6. Rysunki 4 i 5 są reprodukcją prążków uzyskanych dla tej samej warstwy przy różnych kątach klina interferencyjnego. Z przesunięcia prążków w uskockach wnioskowano o grubości warstwy. Mierzony zakres wynosił od 100 do $3500 \text{ \AA}$. Zapas napyłanych płytek w tym zakresie był skąpy. Nie mierzono szczególnie ciekawego zakresu grubości poniżej $100 \text{ \AA}$, wskutek braku napyłanych warstw w tym zakresie. Przesunięcie prążków

było mierzone przy pomocy okularu mikrometrycznego oraz na zdjęciach za pomocą komparatora. Posługiwano się negatywem filmowym w celu uniknięcia błędów, które mogły powstać przy kopiowaniu na papier.

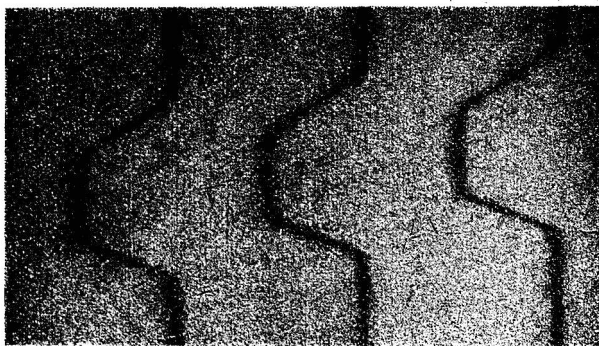
Uzyskana dokładność pomiaru w całym mierzonym zakresie jest nie mniejsza niż 5%. Ponieważ dokładność pomiaru zależy w głównej mierze od dokładności zidentyfikowania minimum natężenia światła w prążku, konieczne jest uzyskanie możliwie ostrych prążków, a zatem konieczna jest możliwość dysponowania zasobem odpowiednio napyłanych płytek, jakich na razie nie posiadano.

Stwierdzono zależność jakości uzyskanych prążków od warunków napyłania warstw odbijających. Prawdopodobnie w tym przypadku głównym czynnikiem był czas napyłania. Warstwy napyłane szybko (2 sek) w porównaniu z warstwami napyłanymi wolno (1 godz) przy jednakowej ich przepuszczalności dawały prążki węższe i bardziej kontrastowe, co potwierdzałoby wnioski podane w pracy Sennet-Scotta [4], że absorpcja warstw o określonej grubości rośnie z czasem napyłania warstw.

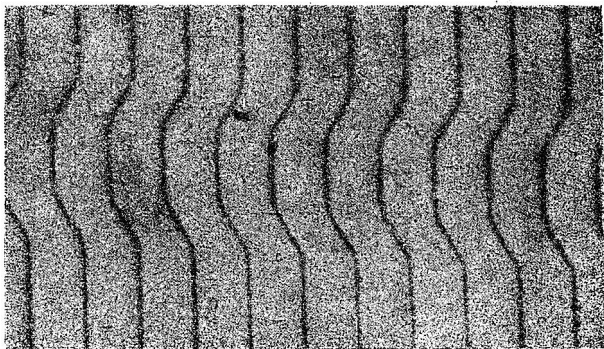
W płytkach interferencyjnych napyłanych powoli, zauważono pogarszanie się jakości obserwowanych prążków z biegiem czasu (kilkanaście dni). Świadczyłoby to o zmianie strukturalnej napyłanych warstw i zmianie ich stałych optycznych z czasem.



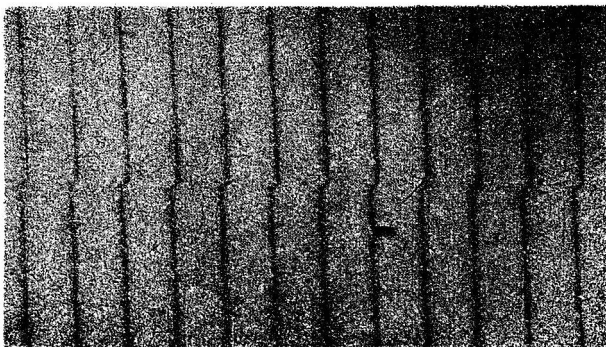
Rys. 3. Uchwyt.



Rys. 5. Prążki interferencyjne przy mniejszym kącie
klina interferencyjnego, $d = 1380 \text{ \AA}$.



Rys. 4. Prążki interferencyjne, $d=1380 \text{ \AA}$.



Rys. 6. Prążki interferencyjne w warstwie z uskokiem,
 $d=330 \text{ \AA}$.

Stwierdzono znaczną nierównomierność grubości napyłanych warstw, co na razie uniemożliwiło porównanie wyników pomiaru z wynikami uzyskanymi metodą spektroskopową.

Autorka serdecznie dziękuje prof. Z. Bodnarowi za cenne rady.

LITERATURA

- [1] W. K. Donaldson and A. Khamsavi, *Nature* 159 (1947) 228.
- [2] J. Strong, *Procedures in experimental physics*. New York (1945).
- [3] O. S. Heavens, *Journal of. Scient. Instr.* 27 (1950) 172.
- [4] R. S. Sennet, G. D. Scott, *Journal of Opt. Soc. of America* 40 (1950) 205.

Katedra Fizyki Politechniki Wrocławskiej

Wpłynęło w marcu 1953 r.

II. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЁНОК ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА

Пользуясь микроскопом и монохроматическим светом измерено на основании принципа многократной интерференции толщину тонких металлических плёнок Ag и Al в границах от 100 — 3500 Å со смещения интерференционных полос равной толщины (полосы Физо).

Замечено влияние разных факторов, например условий получения плёнок и их старения, на качество получаемых полос, а следовательно на точность измерения толщины.

II. THIN FILMS THICKNESS MEASUREMENT. THE MICROSCOPE METHOD

Using microscope and monochromatic light of $\lambda=5461 \text{ Å}$, thickness of thin metallic films of Ag and Al from 100 Å to 3500 Å has been measured on the basis of the interference principle from the shifting of interference lines of equal thickness (Fizeau lines). It has been observed that various factours, e. g. conditions of obtaining films, and ageing of films, exert an influence on the quality of the lines obtained, and consequently on the accuracy of thickness measurement.

III. POMIAR GRUBOŚCI WARSTW CIENKICH INTERFERENCYJNĄ METODĄ MIKROSKOPOWĄ BEZ UŻYCIA OPTYCZNIE PŁASKICH POWIERZCHNI

Z. GODZIŃSKI, mgr inż., z-ca prof. Radiotechniki

Duże trudności występujące przy pomiarach grubości warstw cienkich metodami interferencji wielokrotnej skłaniają do poszukiwania prostszych metod pomiarowych. W referowanej pracy trudności te starano się ominąć przez zastosowanie jako płytek interferencyjnych mikroskopowych szkiełek podstawowych i nakrywkowych. Użycie tych szkiełek pozwoliło na zastosowanie nieskomplikowanej i łatwej do zestawienia aparatury oraz uprościło manipulację przy pomiarze. Odchylenia od płaskości używanych szkiełek powodują zmiany we wzorach. Zmiany zostały wprowadzone i sprawdzone doświadczalnie.

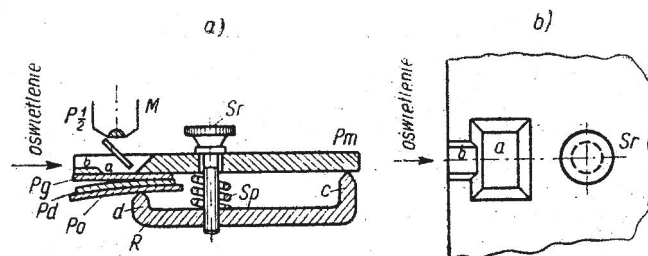
Przy interferencyjnych pomiarach grubości cienkich warstw metodami wielokrotnego odbicia (por. komunikat „Zasada pomiaru grubości warstw cienkich przy pomocy interferencji wielokrotnej”) jest wymagana jak najdoskonalsza płaskość użytych płaszczyzn optycznych oraz konieczne jest stosowanie precyzyjnych uchwytów. Okoliczności te w przeciętnej praktyce laboratoryjnej stanowią poważne utrudnienie, co skłania do poszukiwań prostszych rozwiązań.

Stwierdzenie, że powierzchnie optycznie płaskie można w pewnych okolicznościach zastąpić mikroskopowymi szkiełkami podstawowymi [1], daje możliwości dużego uproszczenia metod pomiarowych. Jednakże nierówności powierzchni szkiełek podstawowych, szczególnie zwykłych tanich, powodują często bardzo nieregularny przebieg prążków, a mianowicie: znaczne odchylenia od równoległości, duże różnice w rozstawieniu oraz duże i nieregularne zmiany kierunku przebiegu w różnych częściach próbki. Wszystko to utrudnia znacznie pomiar, a czasem nawet uniemożliwia go.

Ponieważ użycie do pomiarów tanich szkiełek podstawowych byłoby bardzo dogodne, więc przeprowadzono próby poprawienia regularności przebiegu prążków przy zastosowaniu tych szkiełek. Próby te wykazały, że poprawę uzyskuje się przez silny docisk płytek szklanych, prowadzi to jednak z reguły do uszkodzeń warstw srebra, a często powoduje nawet pękanie płytek. Nie uzyskuje się przy tym dostatecznie regularnego przebiegu prążków, a traci się możliwość poprawienia jego przez regulację położenia płytek.

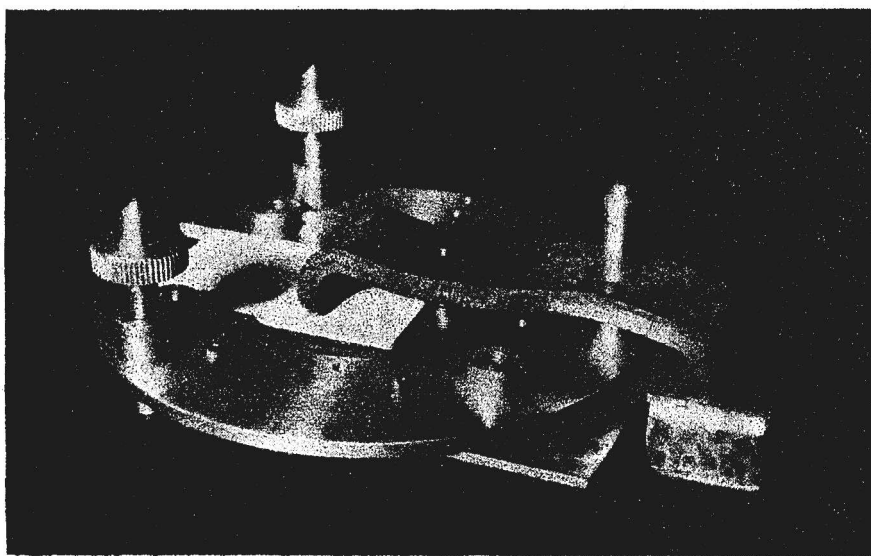
Nowym rozwiązaniem, które wypróbowano, było zastosowanie jako płytek górnych (P_g — rys. 1) nadal mikroskopowych szkiełek podstawowych, a jako płytek dolnych (P_d — rys. 1) mikroskopowych szkiełek nakrywkowych. Dzięki cienkości i giętkości szkiełek nakrywkowych stosunkowo łatwo jest docisnąć je do górnej płytki P_g , co w dużym stopniu eliminuje wpływ nierówności powierzchni i w rezultacie silnie zmniejsza

kapryśność przebiegu prążków interferencyjnych. Przez celowe ukształtowanie ramienia dociskowego (docisk wzdłuż linii, a nie w jednym punkcie) uzyskano przebieg prążków w określonym kierunku. Okoliczność ta



Rys. 1. Schemat ideowy uchwytu do płytek: a) przekrój, b) widok okolicy okienka z góry.

pozwoili na duże uproszczenie konstrukcji uchwytu do płytek, gdyż odpadła konieczność precyzyjnej regulacji wzajemnego położenia płytek.



Rys. 2. Widok uchwytu od dołu.

Uchwyt do płytek (rys. 1, 2, 3) zbudowany jest w następujący sposób. Płytką górną P_g (rys. 1a), którą stanowi kawałek mikroskopowego szkła podstawowego, leży na płaskiej płytce metalowej P_m . W płytce P_m wycięte jest okienko a , przez które ogląda się mikroskopem M przez szybkę półprzezroczystą $P_{1/2}$ obraz interferencyjny. Płytką $P_{1/2}$ umoco-

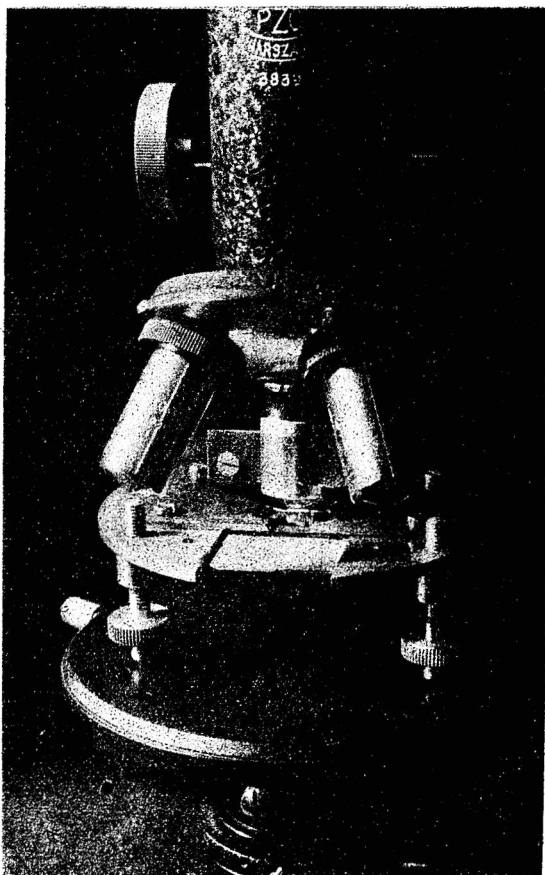
wana jest na stałe na obiektywie mikroskopu (por. rys. 3). Aby umożliwić oświetlenie próbek, pomost b między okienkiem a a brzegiem płytki P_m jest spiłowany (por. rys. 1a i 3). Do płytki P_g przyciśnięte jest ramieniem R poprzez tekturową podkładkę P_o , mikroskopowe szkiełko nakrywkowe P_d (rys. 1a i 2); ramię R dociskane jest śrubą S_r . Dla ułatwienia manipulacji dodano sprężynę S_p . Celowe okazało się tak ukształtować ramię R , aby dociskanie płytek (rys. 1b) odbywało się wzdłuż krawędzi; stosownie do tego w punkcie c ramię R ma podpórę punktową

Wykonanie takiego uchwytu nie nastręcza żadnych trudności; należy go jeszcze zaopatrzyć w nóżki i stawia się go wprost na stoliku mikroskopu (por. rys. 3).

Ze względu na konieczność umieszczenia płytki $P_{1/2}$ między obiektywem mikroskopu a górną płytką P_g , ogniskowa obiektywu nie może być zbyt mała; w pracach referowanych w niniejszym komunikacie używano np. obiektywu 10X.

Manipulacja przy pomiarze grubości warstwy jest zupełnie prosta: szkiełko nakrywkowe z mierzonym uskokiem układa się tak, aby uskoki przebiegał prostopadłe do krawędzi d ramienia R (wtedy uskoki jest prawie prostopadły do prążków); śrubą S_r dokręca się ramię R aż do mocnego docisku; ustawia się uchwyt na stoliku mikroskopu i opuszcza obiektyw do położenia, w którym otrzymuje się w okularze ostre prążki interferencyjne. Przesunięcia prążków wymierza się albo wprost za pomocą okularu mikrometrycznego, albo fotografując obraz i przeprowadzając następnie pomiar na negatywie.

Jak z powyższego opisu wynika, opracowana metoda odznacza się dużą prostotą, a aparatura jest stosunkowo łatwa do skompletowania.



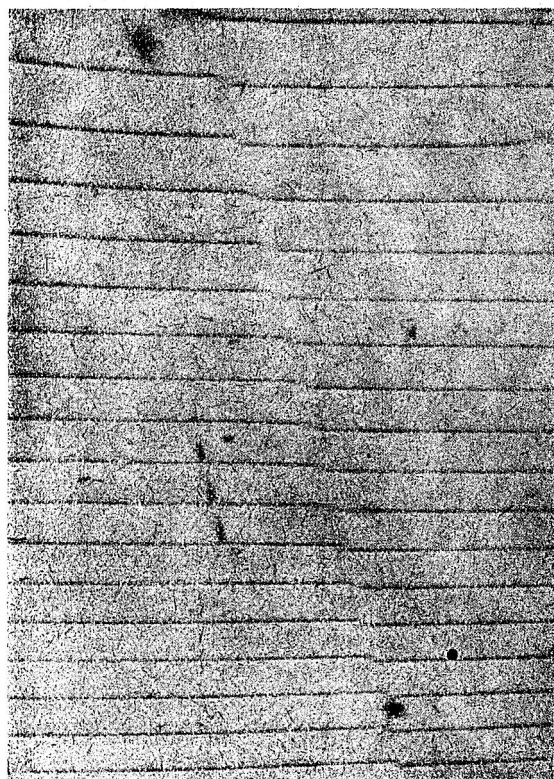
Rys. 3. Uchwyt wraz z mikroskopem.

Najmniejsza dająca się jeszcze zmierzyć grubość warstwy metalowej uwarunkowana jest najmniejszym mierzalnym przesunięciem prążków interferencyjnych; omawianą metodą przypuszczalnie uda się mierzyć grubości warstw dochodzące do kilkudziesięciu Å.

Największa mierzalna grubość jest określona jednoznacznością pomiaru. Jeśli mianowicie przesunięcie prążków na uskoku jest większe niż odstęp sąsiednich prążków, to mogą wystąpić wątpliwości, które prążki po obu stronach uskoku odpowiadają sobie. Nieodpowiednie zestawienie

prążków może spowodować błąd pomiaru równy $\lambda/2$ lub nawet wielokrotności $\lambda/2$. Z tego też powodu największa mierzalna grubość nie będzie na ogół przekraczała paru tysięcy Å.

Dokładność pomiaru w klasycznej metodzie przy użyciu starannie wykonanych płytek uwarunkowana jest dokładnością pomiaru położenia środków prążków interferencyjnych, co z kolei wymaga posiadania precyzyjnej aparatury pomiarowej oraz uzyskania cienkich prążków interferencyjnych. W opisanym wariantcie, jako dodatkowe źródło błędów dochodzi nierównomierność powierzchni płytek P_g i P_d , z powodu której otrzymywane prążki nie są już prostoliniowe, równoległe i równoodległe;



Rys. 4. Prążki interferencyjne na uskoku 380 Å.

wykazują one poza tym niewielkie lokalne nieregularności (rys. 4). Okoliczność pierwsza powoduje to, że nie jest już nadal słuszny klasyczny wzór na obliczanie grubości warstwy d :

$$d = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta l}{l}, \quad (1)$$

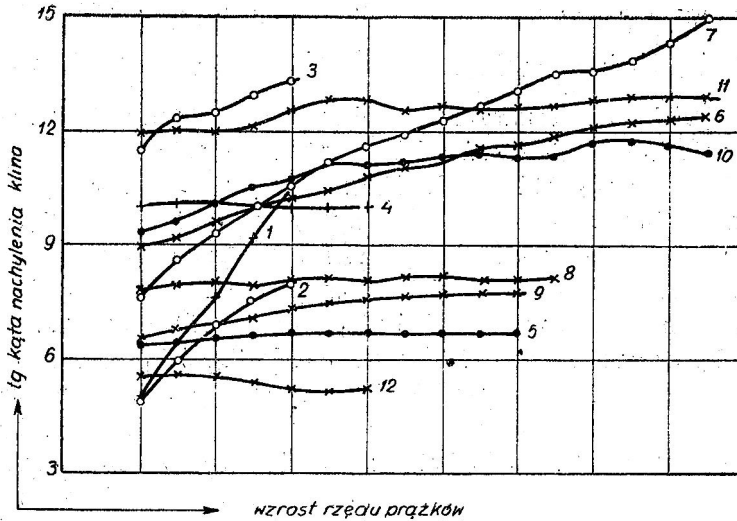
w którym λ — długość fali użytego światła,

l — odległość prążków,

Δl — przesunięcie prążków na uskoku.

Okoliczność druga powoduje powstawanie błędów przypadkowych.

Dla sprawdzenia wpływu czynników pierwszej grupy wykonano szereg pomiarów rozkładu prążków interferencyjnych i na ich podstawie wykreślono przebieg tangensa kąta nachylenia klina interferencyjnego (rys. 5). Jak wynika z rys. 5, nachylenie klina interferencyjnego jest w pierwszym przybliżeniu stałe względnie rośnie liniowo; odpowiednio do tego



Rys. 5. Przebieg $\lg$ kąta nachylenia klina interferencyjnego między płytkami.

odległość d między płytkami jest w ogólnym przypadku w przybliżeniu kwadratową funkcją drogi y wzdłuż klina. Przy założeniu, że zależność ta spełniona jest ściśle, grubość b mierzonej warstwy można obliczyć dla $\frac{\delta}{l_{sr}} \ll 1$ z zależności:

$$d \cong \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta l}{l_{sr}} \left(1 - \frac{\Delta l}{l_{sr}} \cdot \frac{\delta}{l_{sr}} \right) \quad (2)$$

lub dla $\frac{\delta}{l_{sr}} \ll 1$ oraz $\frac{\Delta l}{l_{sr}} \ll 1$ z zależności:

$$d \cong \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta l}{l_{sr}}, \quad (3)$$

gdzie $\delta = \frac{l_2 - l_1}{2}$,

l_1, l_2 — dwie kolejne odległości prążków,

$$l_{sr} = \frac{l_1 + l_2}{2},$$

Δl — przesunięcie prążków na ukoku ($\Delta l > 0$ po stronie l_2),

λ — długość fali użytego światła.

W przypadku, gdy klin ma stałe nachylenie, wzory powyższe przechodzą oczywiście w klasyczny wzór (1).

W rzeczywistości grubość d klina nie jest na ogół ściśle kwadratową funkcją odległości y ; okoliczność ta powoduje wystąpienie błędów. Dla oceny ich wielkości można założyć, że równanie klina jest funkcją trzeciego stopnia, tj. że $\frac{d^3}{dy^3}(d) \neq 0$. Wielkość tej trzeciej pochodnej można

obliczyć z kolei na podstawie materiału pomiarowego, a stąd dalej ocenić błędy wynikające z założenia ściśle kwadratowego przebiegu $d=f(y)$. Jak wynika z przeprowadzonych obliczeń, błędy pochodzące z tego źródła nie przekraczają prawie nigdy 1%, a z reguły są $< 1/2\%$; wobec znacznie większych błędów przypadkowych można je zatem całkowicie pomijać.

Definitywna ocena wielkości błędów przypadkowych nie jest jeszcze możliwa, gdyż pomiary przesunięć prążków interferencyjnych nie mogły na razie być wykonane z dostateczną dokładnością. Rozrzut wartości (średnie kwadratowe odchylenie) otrzymany z obliczeń przesunięć kolejnych prążków zawiera się według dotychczasowych wyników w granicach $10 \div 30 \text{ \AA}$; wydaje się jednak, że wielkość tę uda się zredukować (tak np. z trzech niezależnych serii pomiarów tej samej warstwy otrzymano średnią wartość grubości kolejno 204, 203 i 205 $\text{\AA}$, pomimo dość sporych rozrzutów w każdej serii z osobna).

W toku dalszej pracy należałoby jeszcze sprawdzić, czy nie udałoby się uzyskać za pomocą nowego wariantu cieńszych niż dotychczas prążków interferencyjnych, co pozwoliłoby z kolei zwiększyć dokładność pomiaru. Otrzymane prążki są kilka razy ($2 \div 5$ razy) grubsze niż optymalne wartości cytowane w literaturze metody klasycznej; parametry pomiaru były na razie jednak sprawdzane głównie pod kątem widzenia stosowności metody, tak że przypuszczalnie powinno być możliwe uzyskanie lepszych wyników.

LITERATURA

- [1] G. D. Scott, *An optical method for the thickness of thin films* J. Appl. Phys. 21 (1950) 1, 72.

III. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЁНОК ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ ПРИ ПОМОЩИ МИКРОСКОПА, БЕЗ УПОТРЕБЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИ ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

При интерференционных измерениях толщины тонких плёнок металлов на стекле при помощи методов многократного отражения необходимым условием является очень ровная поверхность применяемых оптических плоскостей, а также необходимо употребление точных держателей. Эти обстоятельства при определённых условиях вызывают серьёзные затруднения, что является причиной поисков более простых измерительных методов.

В излагаемой работе автор старается избежать этих трудностей путём применения в качестве интерференционных пластинок стёкол микроскопа: предметного и покровного. Употребление этих стёкол позволяет применять несложную и лёгкую в сборке аппаратуру, а также упрощает манипуляции при измерениях; употребляемый держатель изображён на рис. 1, 2 и 3.

Стёкла микроскопа не имеют однако идеально ровной поверхности, в результате чего полосы не являются уже прямолинейными, параллельными и не лежат на равных расстояниях (рис. 4). Обстоятельство это приводит к тому, что классическая формула для вычисления толщины плёнок металлов на стекле (формула 1) подвергается соответствующим исправлениям (формулы 2 и 3). Формулы (2) и (3) выведены исходя из предпосылки, что интерференционный клин имеет квадратный ход. Предпосылка эта однако не является точно исполненной, на что указывает анализ измерительного материала; вызванные этим ошибки не превышали почти никогда 1%.

В заключение проведено вводное обсуждение случайных погрешностей, являющихся между прочим результатом нерегулярности поверхности стёкол микроскопа.

III. THIN FILMS THICKNESS MEASUREMENT BY MICROSCOPE INTERFERENCE METHOD WITHOUT USING OPTICALLY FLAT SURFACES

Interference measurements of thin films thickness by conventional multiple reflection methods require a very good flatness of optical surfaces and precision holders; these, under certain conditions, raise a serious difficulty, and induce to look for simpler measurement methods. To avoid the difficulties in question, microscope slides and windows have been applied as interference plates. The application of these glasses made it possible to use a simple and easily assembled equipment, and simplified measurement manipulations; the holder used is shown in fig. 1, 2, and 3. The microscope glasses being not perfectly flat, however, the fringes obtained were not straight-line, parallel, and equally spaced (fig. 4). That was the reason for which the classical formula for calculating film thickness (formula 1) had to be modified accordingly (formulae 2 and 3). The formulae 2 and 3 have been deduced on the assumption of the square character of interference wedge changes. This assumption is not fulfilled exactly, but errors ensuing from it practically never exceed 1 per cent., as has been shown by the analysis of measurement data. The conclusion contains an preliminary discussion of casual errors, arising, among others, from the irregularity of microscope glass surfaces.

IV. POMIAR GRUBOŚCI CIENKICH WARSTW METODĄ SPEKTROSKOPOWĄ

O. WESOŁOWSKA, mgr, st. asystent Katedry Fizyki

Posługując się spektroskopem i światłem białym zmierzono grubość cienkich warstw Ag i Al w zakresie od 140 Å do 3000 Å z przesunięcia prążków równego rzędu chromatycznego. Badane warstwy były napyłane na podstawowych płytkach mikroskopowych oraz na płaszczyznach optycznych. Stwierdzono przydatność do tego celu podstawowych płytek mikroskopowych.

Posługując się spektroskopem zmierzono grubości cienkich warstw metalicznych z przesunięcia prążków chromatycznego równego rzędu [1].

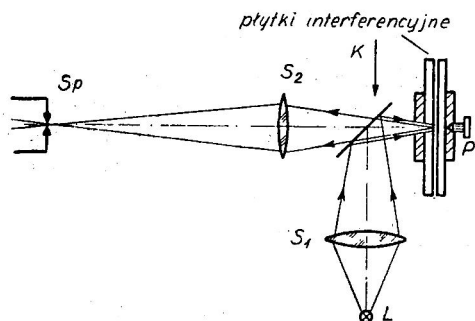
Metoda spektroskopowa jest bardzo wygodna, ponieważ umożliwia posługiwanie się białym światłem. Odpada wobec tego trudność uzyskania światła ściśle monochromatycznego. Pomiar grubości upraszcza się przez sprowadzenie go do wyznaczenia długości fali odpowiadającej położeniu danego prążka na tleci kątego widma w spektroskopie.

Metodę tę zastosowali po raz pierwszy G. D. Scott, T. A. Mc Lauchlan i R. S. Sennet [2].

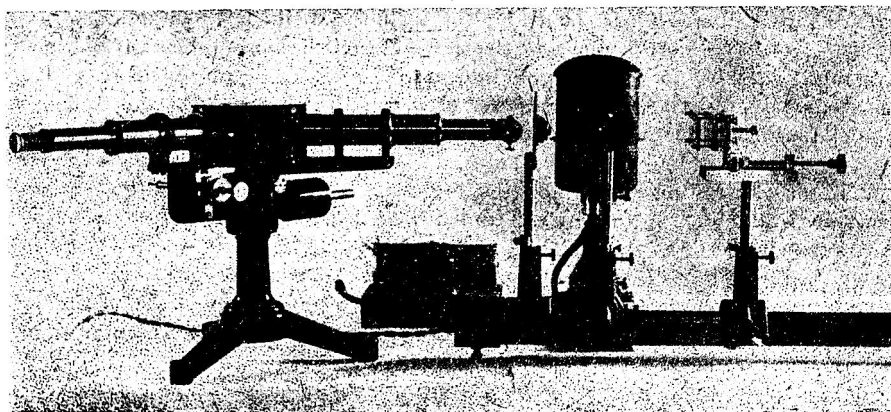
W Zakładzie Fizyki Politechniki Wrocławskiej zmontowano aparat, którego schemat jest

podany na rysunku 1, a jej fotografia na rysunku 2.

Wszystkie części tej aparatury z wyjątkiem spektroskopu umieszczono na dwóch ławach optycznych ustawionych prostopadłe do siebie. Wiązka



Rys. 1. Schemat aparatury.



Rys. 2. Zestawienie układu pomiarowego.

światła punktowej lampy łukowej L (150 W) skupiona przy pomocy soczewki S_1 ($f=80$ mm), po odbiciu się od półprzepuszczalnego srebrzonego lustra K pada prostopadle na układ płytek interferencyjnych I . Obraz tych płytek rzuca się przy pomocy soczewki S_2 ($f=32$ mm, obiektyw mikroskopowy) na szczelinę spektroskopu S_p . Na tle ciągłego widma widoczne są ciemne prążki interferencyjne o kształtach podobnych jak na rysunkach 3a¹), 3b i 3c. Używano spektroskopu firmy Haensch-Schmidt, zaopatrzonego w bęben z podziałką, z której przy pomocy krzywej wzorcowania można wyznaczyć długość fali λ , a tym samym położenie prążka.

Dla uzyskania ostrych pionowych prążków został wykonany specjalny uchwyt do płytek interferencyjnych (rys. 4 i 5) umożliwiający precyzyjną regulację grubości i równoległości warstwy powietrza w obserwowanym obszarze między płytkami. Uchwyt ten umożliwia także przesuwanie poziome płytek śrubą M (rys. 4) w celu pomiaru grubości w różnych miejscach wzdłuż uskoku oraz na pochylenie płytek interferencyjnych w stosunku do osi wiązki padającej za pomocą śrub EF (rys. 5). Śrubami dociskowymi $ABCD$ (rys. 5) reguluje się wzajemną odległość płytek interferencyjnych, a śrubą P (rys. 5), o ostrzu punktowym, ich równoległość w obserwowanym obszarze. Ostrość obrazu obserwowanych prążków reguluje się przede wszystkim położeniem soczewki S_2 (rys. 1).

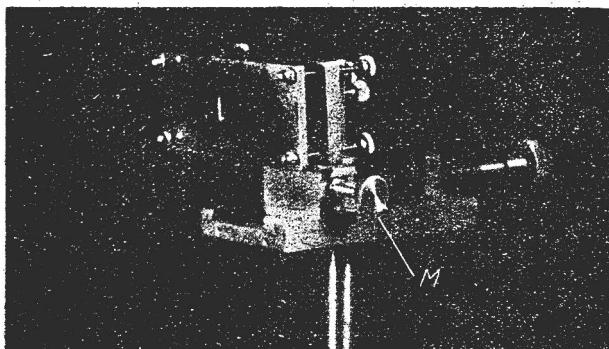
Przy pomocy tej aparatury zmierzono dotychczas warstwy Al i Ag różnej grubości w zakresie od 140 Å do 3000 Å.

Dokładność pomiaru w tym zakresie jest nie mniejsza od $\pm 5\%$.

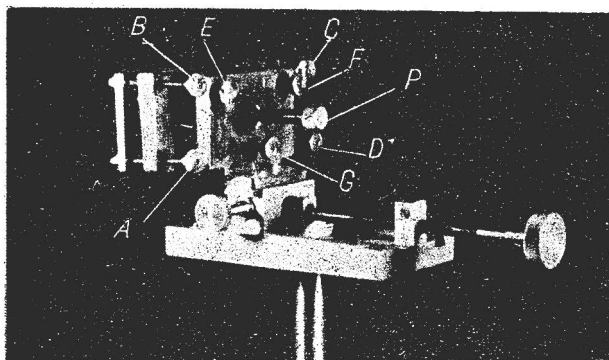
Badane warstwy były napyłane na płaszczyznach optycznych (płaskość $\frac{\lambda}{10}$ na powierzchni 100 mm²) i na zwykłych podstawowych płytkach mikroskopowych. Warstwą odbijającą nieprzepuszczalną była warstwa Ag. Jako drugą płytkę interferencyjną nazywaną dalej „górną“ używano zarówno płaszczyzny optycznej, jak i podstawowych płytek mikroskopowych. Na płytkach „górnych“ była napyłona warstwa Ag o przepuszczalności od 5% do 15%.

Na podstawie przeprowadzonych obserwacji zauważono, że badana warstwa może być napyłana na zwykłych płytkach podstawowych mikroskopowych, natomiast płytka „górną“ powinna być płaszczyzną optyczną, gdyż wtedy łatwiej reguluje się wzajemną odległość płytek i ich równoległość w obserwowanym obszarze. Stwierdzono także, że ostrość prążków zależy od sposobu napyłania Ag na płytce „górnej“, np. warstwy Ag o tej samej przepuszczalności napyłane szybko (2 sek) dawały o wiele ostrzejsze prążki niż warstwy napyłane powoli (ok. 1 godz.). Oprócz tego

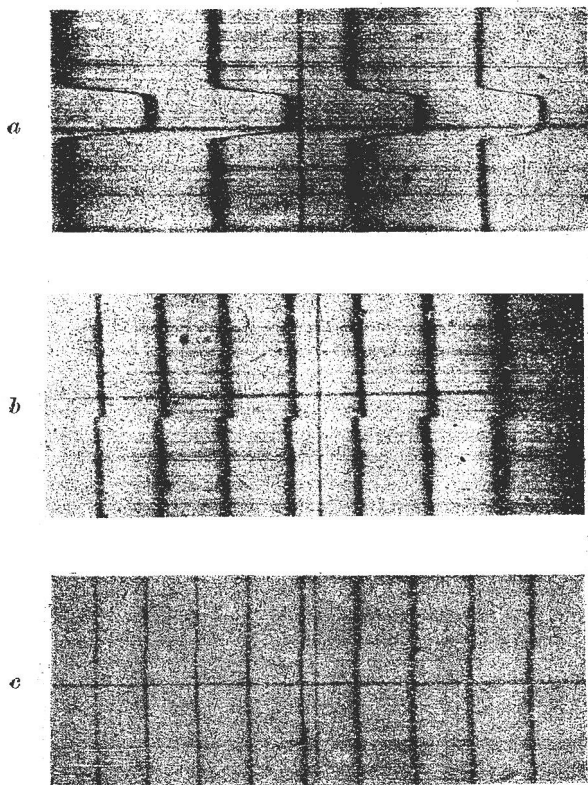
¹) Smugi poziome pochodzą od nierówności brzegów szczeliny spektroskopu. Nie wpływają one na dokładność pomiaru grubości.



Rys. 4. Uchwyt — widok z przodu.



Rys. 5. Uchwyt — widok z tyłu.



Rys. 3. Prążki interferencyjne równego chroma-
tycznego rzędu: a) $d = 1480 \text{ \AA}$, b) $d = 350 \text{ \AA}$,
c) $d = 140 \text{ \AA}$.

zaobserwowano ujemny wpływ wieku napylnych płytek na ostrość prążków (strata zdolności odbijającej R). Płytki stare (kilkunastodniowe) dawały mniej ostre prążki niż płytki świeżo napyłone. Ponieważ strata zdolności odbicia R z wiekiem próbki jest mniejsza dla warstwy Al niż dla warstwy Ag, dlatego w celu zmniejszenia wpływu wieku próbowano zamiast Ag używać Al jako warstwy odbijającej, jednakże dotychczas nie uzyskano zadowalających wyników. Obecnie bada się wpływ rodzaju warstwy odbijającej na pomiar grubości, ponieważ są duże rozbieżności w literaturze dotyczącej tego zagadnienia [2, 3, 4].

Autorka wyraża serdeczne podziękowanie prof. inż. Z. Bodnarowi za dyskusje i wskazówki przy wykonaniu tej pracy.

LITERATURA

- [1] S. Tolansky, *Multiple Beam Interferometry*, Clarendon, Press, Oxford (1948).
- [2] G. D. Scott, T. A. Mc Lauchlan and R. S. Bennet Journ. of Appl. Phys. 21, (1950), 843.
- [3] D. G. Avery, *Nature* 163, (1949) 316.
- [4] O. S. Haevens. *Proc. of the Phys. Soc. B* 64, (1951) 419.

Katedra Fizyki Politechniki Wrocławskiej

Wpłynęło w marcu 1953 r.

IV. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЁНОК. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД

Применён принцип многократной интерференции для измерения толщины тонких плёнок металлов на стекле. Пользуясь спектро스코пом и белым светом измерено толщину плёнок Ag и Al в пределах от 140 Å до 3000 Å со смещения интерференционных полос ровного хроматического порядка.

Подвергаемые опытам плёнки накладывались на оптические поверхности и на предметные микроскопные стёкла.

Опыты подтвердили предположение, что микроскопные стёкла годятся для этой цели.

Исследовано влияние разных факторов на остроту полос, а тем самым на точность измерений.

IV. THIN FILMS THICKNESS MEASUREMENT. THE SPECTROSCOPE METHOD

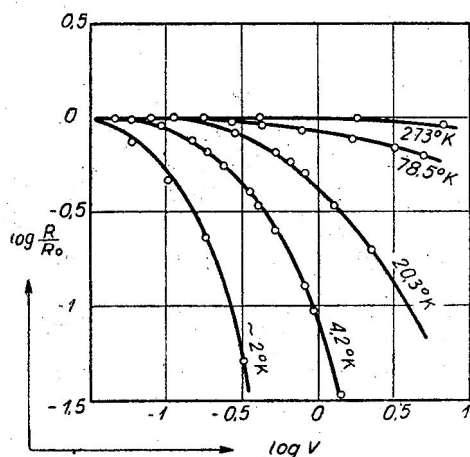
The principle of multiple beam interference has been applied to thickness measurement of thin films. Using spectroscope and white light, thickness of Ag and Al films from 140 Å to 3000 Å has been measured from the shift of interference lines of equal chromatic order. The examined films were evaporated in vacuo both on optical surfaces and on microscope slides, the latter having proved very useful for that purpose. The influence of various factors on the sharpness of lines, and thereby on the accuracy of measurement has been examined.

V. OPORNOŚĆ CIENKICH WARSTW SREBRA

ST. DEMBICKA-JELLONKOWA, mgr, adiunkt Katedry Fizyki
J. KOSSENDIAK, mgr, asystent Katedry Radiotechniki

Badanie zmian oporności cienkich warstw srebra w zależności od czasu, wpływającego od chwili zakończenia procesu napylenia, od temperatury i od grubości warstwy przeprowadzono napyłając badane próbki termicznie w próżni rzędu $1 \cdot 10^{-4}$ Tor. Po kilku godzinach od chwili napylenia próbki pozostawione w normalnych warunkach atmosfery powietrza wykazują ustabilizowanie się oporności dostateczne do wykonania dalszych pomiarów. Przy zmianach temperatury w obrębie kilkunastu stopni przebieg zmian oporności ma charakter liniowy. Próbki ogrzane do 80°C przy chłodzeniu wykazały nieodwracalne zmiany oporności. Prace nad badaniem zależności oporności właściwej od grubości warstwy nie zostały ukończone, ponieważ warunki napylenia, jak stwierdzono doświadczalnie, nie zapewniały dostatecznej równomierności warstwowego pokrycia badanych powierzchni.

Badanie oporności cienkich warstw metalowych było i jest przedmiotem dużej ilości prac doświadczalnych. Poszczególne prace grupują się koło następujących zagadnień: zależność oporności właściwej i jej współczynnika termicznego od grubości warstwy [1] i [2]; zależność oporności



Rys. 1. Zmiana oporności cienkich warstw wolframu w zależności od potencjału V dla różnych temperatur. R_0 – wartość graniczna oporu dla $V=0$.

od struktury warstwy [3], [4], [5] i związane z tym zagadnienie nadprzewodnictwa warstw cienkich [6], [7], [8]; odstępstwa od prawa Ohma dla prądu stałego [9] zilustrowane krzywymi na rys. 1; odstępstwa od prawa Ohma dla prądu zmiennego [10] powodujące własności prostownicze.

Celem pracy było ustalenie na drodze doświadczalnej związku pomiędzy grubością a opornością właściwą warstw srebra napyłanego termicznie. Otrzymana krzywa cechowania służyłaby za podstawę przy obliczaniu nieznaney grubości warstwy z pomiaru jej oporności i wymiarów powierzchni.

Istniejący obszerny materiał doświadczalny wskazuje na zależność oporności właściwej od grubości warstwy. Charakterystyczny przebieg tej zależności podaje na przykład krzywa na rys. 2, z której widać, że dla cienkich warstw srebra o grubości poniżej $400 \text{ \AA}$ oporność właściwa wzrasta

bardzo szybko z malejącą grubością. Jak stwierdzili liczni autorzy [11], istnieje dla różnych materiałów grubość graniczna, poniżej której warstwa metalu staje się nieprzewodząca; dla srebra ta grubość jest rzędu 45 Å. Zgodnie z teorią Herzfelda [12] dotyczącą podanego zjawiska, zostało stwierdzone doświadczalnie [5], że grubość graniczna zmienia się znacznie, poczynając od niepełnego jednomolekularnego do kilkunastomolekularnego pokrycia. Przebieg krzywych doświadczalnych oporności właściwej w zależności od grubości został wyrażony przez Plancka jeszcze w 1914 roku następującym wzorem empirycznym:

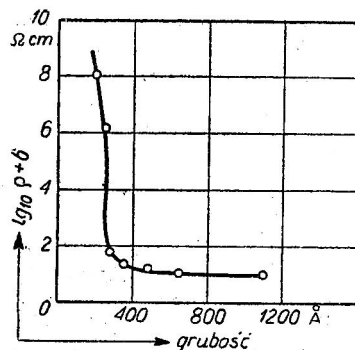
$$\varrho_d = \varrho_\infty \left(1 + \frac{A}{d} \right),$$

gdzie

- ϱ_d — oporność właściwa warstwy o grubości d ,
- ϱ_∞ — oporność właściwa materiału litego,
- A — stała bliżej nie zdefiniowana.

Znacznie później, bo w 1949 r. [1] podany przez Plancka wzór został przez Weala uzasadniony na drodze rozważań teoretycznych, wiążących zmianę oporności ze zmianą długości swobodnej drogi elektronów w cienkiej warstwie. W wyniku dalszym swej pracy autor wyprowadza zależność współczynnika termicznego oporności od grubości warstwy i temperatury. Zgodnie z doświadczeniem, współczynnik termiczny oporności warstw w pewnych temperaturach może się zmieniać w zależności od grubości, przybierając wartość ujemną, zerową lub dodatnią [13], [14].

Opierając się na podanym materiale doświadczalnym i teoretycznym, dotyczącym interesującego nas zagadnienia, postanowiliśmy powtórzyć pomiar oporności właściwej warstwy srebra w zależności od grubości warstwy. Powtórzenie wykonywanych gdzie indziej pomiarów było konieczne ze względu na duże rozbieżności wyników podawanych przez poszczególnych autorów. Występujące rozbieżności w tej dziedzinie wynikają z dużej zależności oporności od struktury warstwy. Przy tych samych grubościach oporność warstwy waha się w bardzo szerokich granicach, w zależności np. od sposobu napyłania termicznego lub katodowego. Przy termicznym napyłaniu występuje ponadto wpływ stopnia próżni oraz temperatury podłoża w czasie napyłania. Obróbka termiczna po napyleniu i domieszka zaabsorbowanych gazów, szczególnie chemicznie czynnych, mogą zmieniać całkowicie uzyskane wyniki.

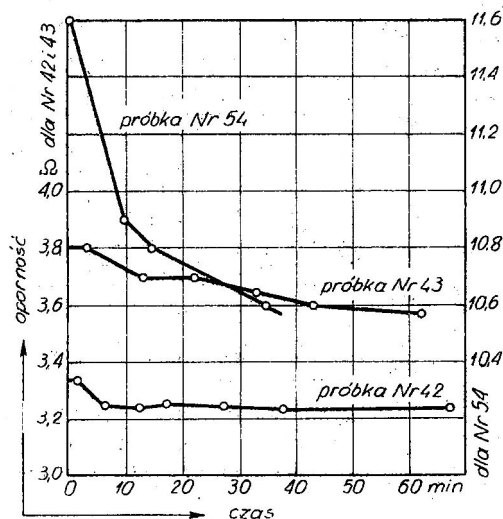


Rys. 2 Zależność oporności właściwej srebra napyłonego termicznie od grubości warstwy.

Zasadniczym warunkiem poprawności zamierzonego pomiaru było więc ustalenie warunków zapewniających powtarzalność wyników.

Opór próbek mierzyliśmy mostkiem Wheatstona w wykonaniu fabrycznym firmy Brauna.

Do pomiarów używaliśmy próbek srebra napyłanego termicznie w aparaturze Zakładu Radiotechniki Politechniki Wrocławskiej. Pod-



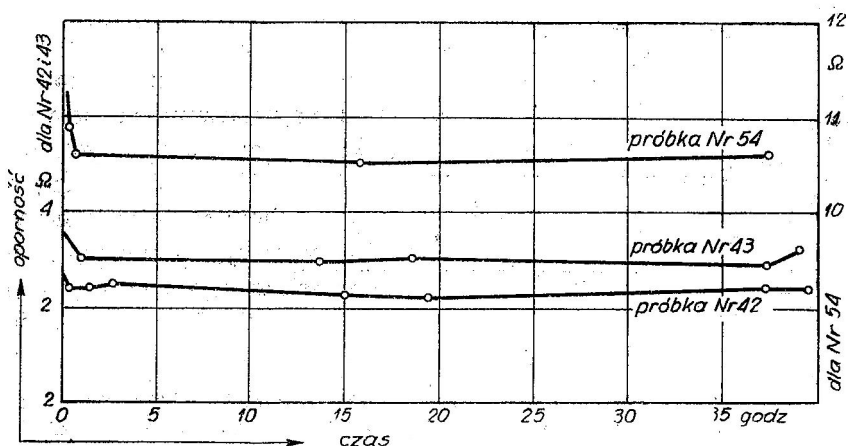
Rys. 3a. Zmiana oporności próbek w zależności od napylenia. Przebieg zmian mierzony w obrębie pierwszej godziny. Próbka 42 grubość (d) ok. 500 Å. Próbka 43 grubość (d) ok. 430 Å.

lonej próbki. W literaturze spotyka się dwa rozwiązania tej sprawy: a) przez docisk odpowiednio sprężynujących uchwytów wprost na warstwę, b) przez wtopienie końcówek metalowych w podłoże warstwy i napylenie na całości badanego materiału. W naszej pracy spróbowałyśmy obu sposobów z pewnymi modyfikacjami. Najbardziej celowy w użyciu okazał się uchwyt ze śrubą, dociskający przez pasek gumy cienką folię aluminową do powierzchni próbki. Spróbowałyśmy również wpalania srebra koloidalnego w szkło podstawkowe przy temperaturze około 500° C, przy czym łącznie ze szkłem końcówki były napyłone srebrem. Pewną niewygodę korzystania z tych końcówek stanowił wpływ na wpalone srebro chemikaliów używanych do mycia szkiełek przed napyleniem. Poza tym wykonaliśmy próby nad możliwością przylutowania końcówek przewodu bezpośrednio do cienkiej warstwy srebra przy pomocy lutu niskotopliwego o temperaturze topnienia 70° C, jak również wypróbowałyśmy możliwość elektrolitycznego osadzania miedzi na warstwę napyłoną. Oba wymienione

czas napyłania próżnia była rzędu $1 \cdot 10^{-4}$ Tor. Jako podłoża używaliśmy podstawowych szkieł mikroskopowych o wymiarach 25x75 mm, czyszczone chemicznie w mieszaninie chromowej, zmywanych wodą destylowaną i suszonych przez grzanie elektryczne w próżni.

Napyłone w podanych wyżej warunkach warstwy cienkie rzędu kilkuset Å trzymają się słabo podłoża, ulegając bardzo łatwo ścieraniu. W związku z tym, pierwszym zagadnieniem doświadczalnym było opracowanie uchwytu doprowadzającego prąd do próbki. Taki uchwyt powinien zapewniać mały opór przejściowy nie powodując przy tym uszkodzeń napy-

sposoby dały wynik ujemny, ponieważ zmieniały własności warstwy. W dalszej pracy posługiwaliśmy się, w zależności od potrzeb, bądź zaciskami zakładanymi wprost na warstwę, bądź wtopionymi srebrnymi końcówkami, do których przylutowane były przewody miedziane za pomocą lutu



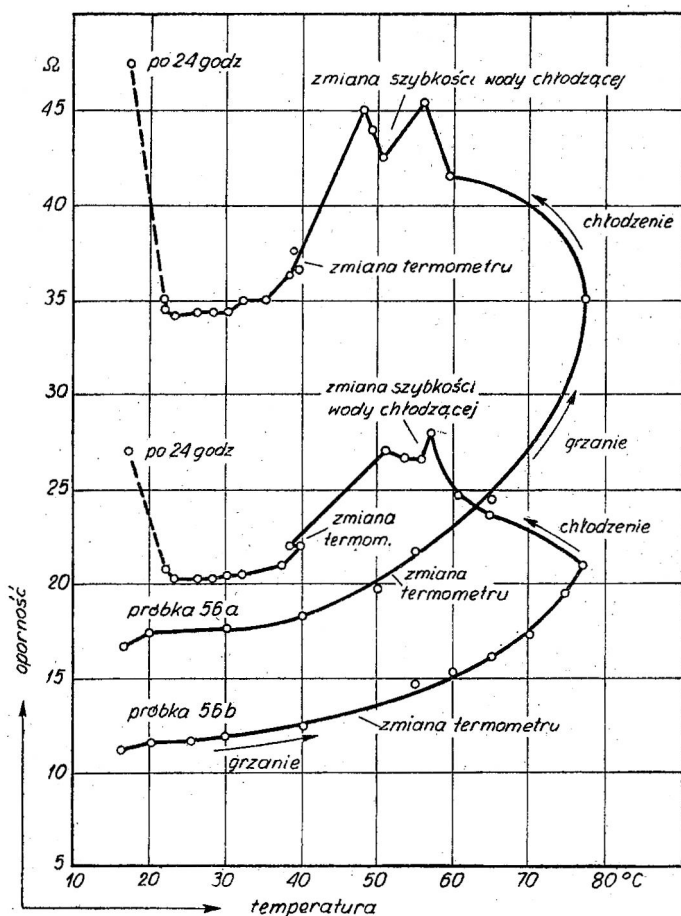
Rys. 3b. Zmiana oporności próbek w zależności od czasu upływającego od napylenia. Przebieg zmian mierzony w ciągu dwu dni. Próbką 42 grubość (d) ok. 500 Å. Próbką 43 grubość (d) ok. 430 Å.

o temperaturze topnienia ok. 140°C . W tych warunkach opór przejściowy doprowadzeń był rzędu $0,02\Omega$.

Następnym czynnikiem, którego wpływ na oporność warstwy należało ustalić, był czas upływający od chwili ukończenia procesu napylenia. Jak wiadomo z literatury [15], oporność warstwy maleje w ciągu pewnego czasu po napyleniu; próbka podlega „starzeniu”. Wyniki naszych badań nad wpływem procesu starzenia ilustrują załączone wykresy na rysunkach 3a i 3b. Otrzymałyśmy również kilka próbek, dla których oporność zamiast maleć, gwałtownie rosła z czasem. Według naszych przypuszczeń wchodziło tu w grę zanieczyszczenie przestrzeni próżniowej podczas napylenia parami trójskloru etylenu, używanego do czyszczenia klosza do napyłania. W związku z tym spostrzeżeniem przeprowadza się obecnie badania nad wpływem gazów i par na zachowanie się oporności próbek. Na ogół można stwierdzić, że po kilku godzinach od chwili napylenia, próbki pozostawione w normalnych warunkach atmosfery powietrza wykazują ustabilizowanie oporności dostateczne dla wykonywania pomiaru.

Następnie wykonaliśmy pomiary dotyczące wpływu temperatury na oporność warstwy dla niedużej liczby próbek umieszczonych w ultratermostacie Höpplera; obserwację wykonano w zakresie temperatur

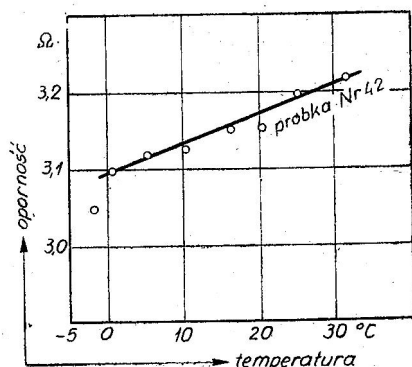
od 15°C do 80°C. Jak wynika z naszych pomiarów (rys. 4 i 5), liniowy przebieg zmian oporu w zależności od temperatury jest zachowany w wąskim obszarze kilkunastu stopni. Próbkę ogrzane do temperatury 80°C przy



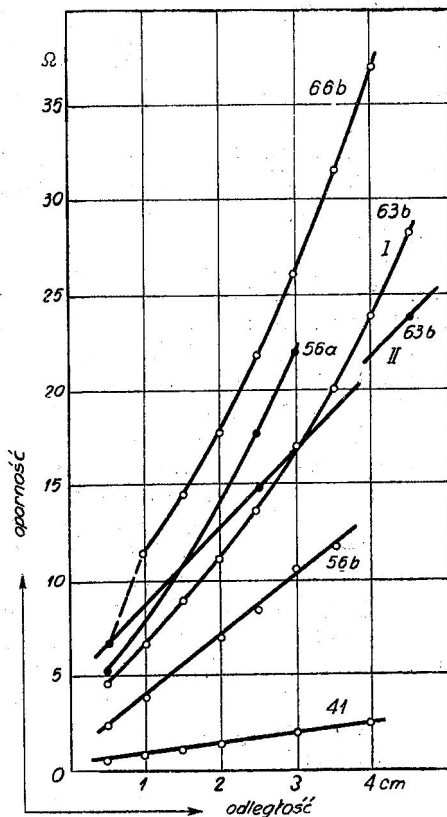
Rys. 4. Zmiana oporności próbek w zależności od temperatury, w zakresie od 15°C do 75°C.

chłodzeniu wykazały wyraźną histerezę. Występowanie histerezy termicznej w warstwach cienkich jest faktem znanym w literaturze [2]. Usunięcie tej kłopotliwej z punktu widzenia pomiarowego właściwości jest sprawą dalszej naszej pracy doświadczalnej; staramy się ustalić zakres temperatur, w których opisany efekt nie występuje. Przewidujemy możliwość usunięcia tego zjawiska przez szereg wielokrotnych cykli ogrzewania i chłodzenia próbki (sztuczne starzenie).

Przy ustalaniu grubości warstwy miałyśmy zamiar posłużyć się jedną z metod optycznych używanych w Zakładzie Fizyki i w Zakładzie Radiotechniki Politechniki Wrocławskiej [16]. Okazało się jednak, że istniejące warunki napyłania zarówno próbek badanych, jak i próbek porównawczych przeznaczonych do pomiaru optycznego, nie zapewniały dostatecznej równomierności warstwowego pokrycia. O nierównomierności pokrycia napyłonej płytki świadczyła niejednakowa przepuszczalność światła w różnych obszarach próbki. Również pomiar oporności wzdłuż płytki na różnych odległościach wykazał liniową zależność od długości



Rys. 5. Zmiana oporności próbki w zależności od temperatury w zakresie od 0° do 35° C.



Rys. 6. Oporność próbek mierzona na różnych odległościach wzdłuż płytki, dla próbek o różnych opornościach. Próbką 41—grubość (d) ok. 360 Å. Próbką 63 b—I pomiar wzdłuż płytki od B do A. Stały zacisk A, ruchomy B. —II pomiar wzdłuż płytki od A do B. Stały zacisk A, ruchomy B.

tylko przy warstwach stosunkowo grubych (rys. 6). Dopóki sprawa równomiernego napyłania powierzchni oraz optycznego zdjęcia topografii powierzchni napyłonej nie będzie rozwiązana, nie można pomiaru grubości otrzymanego na drodze optycznej wyzyskać do obliczania oporności właściwej warstwy. Prace nad otrzymywaniem równomiernych pod względem grubości warstw metalicznych są w toku i będą nadal kontynuowane w Politechnice Wrocławskiej przez zespół prowadzący prace badawcze nad cienkimi warstwami.

LITERATURA

Monografie:

H. Mayer, *Physik dünner Schichten*, Stuttgart (1950).

H. Mayer, *Aktuelle Forschungs-Probleme aus der Physik dünner Schichten*. München (1950).

W. Lewis *Thin Films and Surfaces*, London (1946).

Artykuły w czasopismach:

[1] R. A. Weale, *Proc. Phys. Soc. V* 62, (1949) 135.

[2] G. Braunsfurth, *Ann. d. Phys. (5)* 9, (1931) 385.

[3] C. E. Ellis and G. D. Scott, *Journal of Appl. Phys. V* 23, (1952) 31.

[4] A. Van Itterbeek, L. D. Greve and F. Heremans, *Appl. Sc. Res V B* 2 Nr 4, (1952) 320.

[5] Appleyard and Lovell, *Proc. Roy. Soc. L(A)* 158, 718, (1937). Lovell. *Proc. Roy. Soc. L(A)* 157, (1936) 311, and 166, (1938) 270, Appleyard and Bristol, *Proc. Roy. Soc. L(A)* 172, (1939), 530 i 540.

[6] Aleksejewskij, *Zur. Exp. i Tieoret. Fiz. (ZSRR)* 4, (1941), 401.

[7] Szalnikow, *Zur. Exp i Tieoret. Fiz. (ZSRR)* 10 (1940) 630.

[8] Buckel i Hilsch, *Zs. f. Phys. B* 131 H 3 (1952).

[9] N. Mostovetch i B. Vodar, *Compt. Rend. Ac. Sc. V* 230, (1950) 934.

[10] Blanc-Lapierre i M. Perrot, *Compt. Rend. Ac. Sc. V* 230, (1950), 1749.

[11] Reinders Hamburger, *Ann. d. Phys. 10*, (1931), 915.

[12] Herzfeld, *Phys. Rev.* 29, (1927), 701.

[13] Curtiss, *Phys. Rev.* 18, (1921), 255.

[14] Tulley, *Nature* 157, (1946), 372.

[15] Suhrmann i Schanackenberg, *Zs. f. Phys.* 119, (1942), 287.

[16] Komunikaty: Fulińska, Godziński, Wesolowska, zamieszczone w *Zesz. Nauk. Polit. Wrocł. Elektr. I* 1954

Katedra Radiotechniki

Katedra Fizyki

Wpłynęło w marcu 1953 r.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЁНОК СЕРЕБРА

Целью работы было установление путем опытов зависимости между толщиной и удельным сопротивлением плёнок серебра, полученных термическим способом. В качестве подкладов употреблялись стёкла микроскопа (размером 25 mm на 75 mm) с впаянными наконечниками из коллоидального серебра. В процессе покрытия серебром вакуум был порядка 10^{-4} – 10^{-5} торр. Одновременно с исследуемым образцом покрывались серебром образцы, служащие для измерения толщины оптическим путём [16]. Основным условием правильности проводимого измерения было определение условий, обеспечивающих повторяемость результатов измерений. С этой целью проведено ряд измерений, устанавливающих зависимость сопротивления, подвергаемых опытам образцов, от времени и от температуры.

Зависимость сопротивления от времени подает рис. 3, из которого следует что стабилизация условий измерений проявляется преимущественно спустя несколько часов после окончания процесса серебрения, если образец находится в нормальных атмосферных условиях. Измерения сопротивления в зависимости от температуры в границах температуры от 0° до 40°C указывают на линейный обратимый процесс (рис. 5). Образцы нагретые до 80°C при охлаждении проявляют необратимые изменения сопротивления (рис. 4) Из полученных выводов следует, что изменения температуры среды, в которой находятся образцы, не должны превышать нескольких градусов.

Более точная разработка вопроса обратимости изменений сопротивления в зависимости от температуры является предметом дальнейших исследований. Работа над установлением зависимости удельного сопротивления от толщины плёнок еще не окончена, так как условия серебрения, как показывает опыт (рис. 6) не обеспечивали достаточной равномерности слоя как исследуемого образца, так и помещенной рядом пластинки, служащей для измерения толщины оптическим путём.

V. RESISTANCE OF THIN EVAPORATED SILVER FILMS

The aim of the research carried out was to establish experimentally the relation between thickness and specific resistance of evaporated silver films. As the substratum microscope slides, 25 mm by 75 mm in dimension, have been used, with soldered terminals of colloidal silver. The vacuum during the process of silver evaporation was of the order of 10^{-4} to 10^{-5} Tor. Simultaneously with the examined slide were being evaporated slides serving for measuring thickness optically [16.] Thin metallic films, in general, exhibit variations in properties with time and temperature. A series of measurements have been made to establish the dependence of the resistance of the examined slides on time and temperature. The characteristic development of the dependence of the resistance on time is given by fig 3, from which it appears that a stability of resistance in normal air atmosphere is generally attained a few hours after the process of evaporation has ended. Resistance changes dependent on temperature show from 0° to 40° C a linear and reversible development (fig 5). Slides heated to 80° C, on cooling, showed irreversible resistance changes (fig. 4). It appears that changes in temperature of the medium should not exceed several degrees. More exact researches of the problem of reversibility of resistance changes depending upon temperature are being continued. The dependence of specific resistance on film thickness has not been finally determined; so far, for the evaporation conditions, as the experiments proved, (fig. 6) did not guarantee a sufficiently regular coating of both the examined slide and the neighbouring control slide serving for the optical thickness measurement.

TEORIA DZIAŁANIA MOLWAKUMETRU GAEDEGO W ZAKRESIE WYSOKIEJ PRÓŻNI

JERZY MYCIELSKI, mgr, asystent Katedry Fizyki

Znaleziono wyrażenie dla cząsteczkowego momentu sił działającego na płytkę molwakometru przy wyznaczaniu ciśnienia gazu metodą pomiaru okresu wahań skręceniovych płytki. Uwzględniono wpływ promieniowania elektromagnetycznego grzejników. Rozpatrzono oba możliwe zawieszenia płytki, symetryczne względem grzejników. Na podstawie otrzymanych wzorów podano optymalne ze względu na czułość molwakometru wartości stałych przyrządu.

Pomiary wysokiej próżni za pomocą molwakometru Gaedego [1] (rys. 1) przeprowadza się metodą pomiaru okresu wahań skręceniovych płytki. Przy skręceniu płytki o pewien kąt φ od położenia symetrycznego względem grzejników powstaje moment sił proporcjonalny (przy małym φ) do kąta φ i ciśnienia gazu p , a pochodzący z niesymetrii padania na płytkę cząsteczek o większych i mniejszych pędach. Występowanie tego momentu sił powoduje zmianę okresu wahań skręceniovych płytki; zmiana ta jest miarą ciśnienia gazu. Gaede podał wzór:

$$p = A \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2} \right), \quad (1)$$

gdzie T_0 jest okresem wahań skręceniovych przy nieogrzanych grzejnikach (tzn. bez momentu sił pochodzącego od cząsteczek), a T przy ogrzanych; A jest stałą przyrządu, mianowicie

$$A = 4\pi^2 \frac{B}{F}, \quad (2)$$

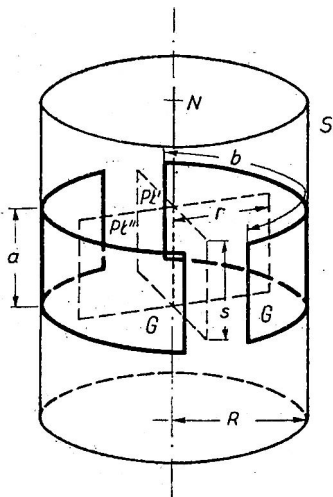
gdzie B jest momentem bezwładności płytki, a F stałą proporcjonalności między momentem kierującym M_{mk} pochodzącym od cząsteczek a ciśnieniem p :

$$M_{mk} = Fp. \quad (3)$$

Możliwe są dwa symetryczne względem płytki położenia grzejników: w jednym moment sił pochodzący od cząsteczek jest skierowany zgodnie z momentem sił wywołanym przez skręconą nić, a w drugim przeciwnie

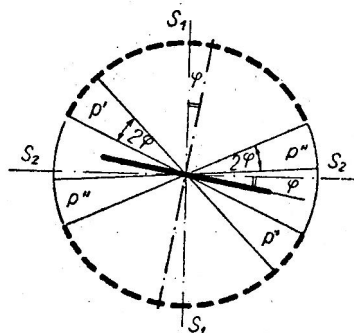
do niego. W pierwszym przypadku będzie mowa o zawieszeniu homostatycznym, w drugim — o heterostatycznym. W zawieszeniu homostatycznym F jest dodatnie, w heterostatycznym — ujemne.

Celem niniejszej pracy jest obliczenie stałej F , wprowadzenie do wzoru (1) poprawki wynikającej z uwzględnienia wpływu promieniowania elektromagnetycznego grzejników i znalezienie warunków, które należy spełnić przy konstruowaniu molwakumetru, aby uzyskać jak największą jego czułość.



Rys. 1. Schemat molwakumetru Gaedego.

S — rura molwakumetru, G — grzejnik, N — oś, P' — płytka w zawieszeniu homostatycznym, P'' — płytka w zawieszeniu heterostatycznym, R — promień rury, a — szerokość grzejnika, b — długość grzejnika, s — szerokość płytki, r — promień płytki.



Rys. 2. Przekrój poprzeczny molwakumetru.

S_1 — grzejnik (w zawieszeniu homostatycznym) lub ścianka nieogrzewana (w zawieszeniu heterostatycznym), S_2 — ścianka nieogrzewana (w zawieszeniu homostatycznym) lub grzejnik (w zawieszeniu heterostatycznym), φ — kąt skreślenia płytki, P' i P'' — powierzchnie działające.

W przeprowadzonych rozważaniach oparto się na kilku założeniach. Po pierwsze przyjęto, że średnia droga swobodna cząsteczki w gazie o mierzonem ciśnieniu przekracza znacznie wymiary liniowe przyrządu, tzn., że można pominąć w rozumowaniu wpływ zderzeń cząsteczek między sobą; po drugie założono, że współczynnik akomodacji Knudsen dla danego gazu w odniesieniu do ścianek i płytki molwakumetru równy jest jedności; wreszcie założono, że rozkład kątowy cząsteczek padających i odbijających się od płytki podlega prawu cosinusów Knudsen i wraz z ilością cząsteczek padających w jednostce czasu na jednostkę powierzchni płytki nie zależy od temperatury grzejników i płytki. Przyjęto również, że rozkład temperatury na powierzchni płytki nie zmienia się w czasie jej wahań skręceń.

Jeżeli płytkę molwakometru skrećimy o pewien mały kąt φ (rys. 2), to ze względu na symetrię tylko cząsteczki padające na płytkę z powierzchni oznaczonych przez P' i P'' , o szerokości $2\varphi R$ i wysokości a , powodują wystąpienie cząsteczkowego momentu sił. W zawieszeniu homostatycznym wyższą temperaturę ma powierzchnia P' , a w heterostatycznym — powierzchnia P'' . Zatem cząsteczkowy moment sił w zawieszeniu homostatycznym równy jest co do bezwzględnej wartości cząsteczkowemu momentowi sił w zawieszeniu heterostatycznym, jeżeli długości b i b' grzejników w tych zawieszeniach spełniają zależność:

$$b + b' = \pi R. \quad (4)$$

Cząsteczka padając na płytkę oddaje jej swój pęd, a następnie odbijając się od niej udziela jej znowu pewnego pędu. Ze względu na drugie, trzecie i czwarte założenie całkowity moment sił wywołany przez cząsteczki opuszczające powierzchnię płytki jest i równy zeru. Bierzemy zatem pod uwagę tylko pierwszy etap uzyskiwania pędu przez płytkę. Obliczając moment sił, z jakim działają cząsteczki padające na element powierzchni płytki z pewnego kierunku w elemencie kąta bryłowego, i całkując otrzymane wyrażenie po wszystkich kierunkach przechodzących przez powierzchnie P' i P'' i po całej powierzchni płytki, dochodzi się do wyrażenia na całkowity cząsteczkowy moment sił w zawieszeniu homostatycznym:

$$M_m = -\varphi p \frac{3}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\Theta_g}{\Theta_0}} - 1 \right) R^3 \cos^2 \frac{b}{2R} \times \\ \times \int_{-r}^r y \frac{R - y \sin \frac{b}{2R}}{\left(R^2 + y^2 - 2Ry \sin \frac{b}{2R} \right)^{3/2}} dy \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} dx \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin^3 \alpha d\alpha. \quad (5)$$

We wzorze tym

Θ_g — temperatura bezwzględna powierzchni grzejnika,

Θ_0 — temperatura ścianek nieogrzewanych,

x i y — współrzędne elementu powierzchni płytki w układzie związanym z płytką,

α — kąt między kierunkiem nici a kierunkiem padania cząsteczki na element powierzchni płytki.

Granice całkowania α_1 i α_2 (odpowiadające kierunkom padania cząstek z górnego i dolnego brzegu grzejnika) wyrażają się wzorami:

$$\alpha_1 = \pi \varepsilon \left(x > \frac{a}{2} \right) - \operatorname{arc\,tg} \frac{\sqrt{R^2 + y^2 - 2Ry \sin \frac{b}{2R}}}{x - \frac{a}{2}}, \quad (6)$$

$$\alpha_2 = \pi \varepsilon \left(x > -\frac{a}{2} \right) - \operatorname{arc\,tg} \frac{\sqrt{R^2 + y^2 - 2Ry \sin \frac{b}{2R}}}{x + \frac{a}{2}}. \quad (7)$$

We wzorach tych symbol $\varepsilon(m > n)$ jest zdefiniowany w następujący sposób:

$$\varepsilon(m > n) = \begin{cases} 1 & \text{jeżeli } m \geq n \\ 0 & \text{jeżeli } m < n \end{cases}. \quad (8)$$

Jak widać ze wzoru (5) cząsteczkowy moment sił jest — zgodnie z wynikami Gaedego — proporcjonalny do p i φ (przy małych φ); na stałą F przy zawieszeniu homostatycznym otrzymuje się po obliczeniu całek we wzorze (5) wzór:

$$\begin{aligned} F = & \frac{1}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\Theta_g}{\Theta_0}} - 1 \right) R^3 \sin Y \cos \frac{1}{2} Y \times \\ & \times \left[\frac{2 \left(C_1 + \cos \frac{1}{2} Y \operatorname{ctg} Y \right) (\sqrt{C_1^2 + D_1} - \sqrt{C_1^2 + D_2})}{C_1^2 + \cos^2 \frac{1}{2} Y} - \right. \\ & \left. - \frac{2 \left(C_2 + \cos \frac{1}{2} Y \operatorname{ctg} Y \right) (\sqrt{C_2^2 + D_1} - \sqrt{C_2^2 + D_2})}{C_2^2 + \cos^2 \frac{1}{2} Y} + \right. \\ & \left. + \ln \frac{(\sqrt{C_1^2 + D_1} - C_1)(\sqrt{C_2^2 + D_2} - C_2)}{(\sqrt{C_2^2 + D_1} - C_2)(\sqrt{C_1^2 + D_2} - C_1)} \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

We wzorze powyższym użyto następujących oznaczeń:

$$C_i = \sin \frac{1}{2} Y - (-1)^i Z, \quad (10)$$

$$D_i = \cos^2 \frac{1}{2} Y + \frac{1}{4} [X - (-1)^i V]^2, \quad (11)$$

gdzie

$$X = \frac{a}{R}, \quad Y = \frac{b}{R}, \quad V = \frac{s}{R}, \quad Z = \frac{r}{R}. \quad (12)$$

Jeżeli wykonać przejście graniczne $X \rightarrow \infty$ (przy czym stała F rośnie), to otrzymuje się wzór:

$$F_{X=\infty} = \frac{4}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\Theta_g}{\Theta_0}} - 1 \right) R^3 V \frac{Z^3 \sin Y \cos \frac{1}{2} Y}{Z^4 + 2Z^2 \cos Y + 1}. \quad (13)$$

Wzory (9) i (13) są również ważne dla zawieszenia heterostatycznego, należy tylko zmienić w nich po prawej stronie znak i zastąpić b przez $\pi R - b'$, gdzie b' jest długością grzejnika w zawieszeniu heterostatycznym.

Jak widać z wzorów (9) i (13) cząsteczkowy moment sił jest proporcjonalny do trzeciej potęgi promienia układu nieruchomego molwakometru przy stałych stosunkach wszystkich wymiarów. Poza tym jest on niezależny od masy cząsteczek gazu, co oznacza, że molwakometr jest manometrem bezwzględny dla gazów spełniających przyjęte na wstępie założenia.

Analogiczne do wyżej podanego rozumowanie prowadzi do obliczenia momentu sił, pochodzącego od promieniowania elektromagnetycznego grzejników. Obliczając moment sił, z jakim działają fotony padające na element powierzchni płytki z pewnego kierunku w elemencie kąta bryłowego, i całkując otrzymane wyrażenie po wszystkich kierunkach przechodzących przez powierzchnie P' i P'' i po całej powierzchni płytki, dochodzi się do wyrażenia na całkowity fotonowy moment sił:

$$M_f = -\varphi\gamma \frac{4\sigma}{3c} \frac{\Theta_g^4 - \Theta_0^4}{\sqrt{\frac{\Theta_g}{\Theta_0}} - 1} F. \quad (14)$$

We wzorze tym σ oznacza stałą Stefana-Boltzmann'a, c — prędkość światła w próżni; γ jest współczynnikiem równym 0, gdy grzejniki lub ścianki są doskonale odbijające, równym 1, gdy grzejniki, ścianki i płytka są doskonale czarne, lub równym 2, gdy grzejniki i ścianki są doskonale czarne, a płytka doskonale odbijająca.

Ze wzoru (14) dostaje się fotonowy moment kierujący:

$$M_{jk} = Fp^*, \quad (15)$$

gdzie

$$p^* = \gamma \frac{4\sigma}{3c} \frac{\Theta_g^4 - \Theta_0^4}{\sqrt{\frac{\Theta_g}{\Theta_0}} - 1}. \quad (16)$$

Uwzględniając występowanie fotonowego momentu kierującego otrzymuje się zamiast wzoru (1):

$$p + p^* = A \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2} \right), \quad (17)$$

gdzie p^* , jak widać z równości (16), zależy tylko od temperatur Θ_g i Θ_0 oraz od własności optycznych powierzchni grzejników, ścianek i płytki, a nie zależy od wymiarów przyrządu.

Ze wzoru (17) wynika, że ruch płytki w zawieszeniu heterostatycznym jest aperiodyczny, jeżeli

$$p + p^* \geq \frac{|A|}{T_0^2} = \frac{M_{nk}}{|F|}, \quad (18)$$

gdzie M_{nk} jest momentem kierującym nici.

Miarą czułości molwakumetru jest błąd bezwzględny przy pomiarze ciśnienia; równa się on:

$$\Delta p \cong 2\delta \left(\frac{M_{nk}}{|F|} \pm p \pm p^* \right) + \Delta p^* + (p + p^*)\psi, \quad (19)$$

przy czym znak $+$ bierze się dla zawieszenia homostatycznego, a znak $-$ dla heterostatycznego; δ jest błędem względnym pomiaru czasu, a na Δp^* i ψ mamy wzory:

$$\Delta p^* = \frac{\partial p^*}{\partial \Theta_g} \Delta \Theta_g(\Theta_g) + \frac{\partial p^*}{\partial \Theta_0} \Delta \Theta_0(\Theta_0), \quad (20)$$

$$\psi = \frac{\Theta_0 \Delta \Theta_g(\Theta_g) + \Theta_g \Delta \Theta_0(\Theta_0)}{2\Theta_0 \sqrt{\Theta_g} (\sqrt{\Theta_g} - \sqrt{\Theta_0})}; \quad (21)$$

$\Delta \Theta_g(\Theta_g)$ i $\Delta \Theta_0(\Theta_0)$ oznaczają błędy bezwzględne przy pomiarze temperatur grzejnika i ścianek jako funkcje odpowiednich temperatur.

Przy ciśnieniach $p \ll p^*$ mamy

$$\Delta p \cong 2\delta \left(\frac{M_{nk}}{|F|} \pm p^* \right) + \Delta p^* + p^*\psi = \text{const.} \quad (22)$$

Jak widać ze wzoru (19), większą czułość molwakumetru przy danym ciśnieniu p uzyskamy stosując zawieszenie heterostatyczne; czułość molwakumetru będzie tym większa, im dokładniejszy będzie pomiar okresu wahań skręceńowych płytki oraz pomiar temperatur grzejnika i ścianek. Współczynnik γ powinien być możliwie mały; temperaturę Θ_g należy tak dobrać, aby wartość wyrażenia

$$\Delta p^* + (p + p^*)\psi \quad (23)$$

była jak najmniejsza. Wreszcie wyrażenie $\frac{M_{nk}}{|F|}$ powinno mieć tak małą wartość, by zachodziła równość:

$$\frac{M_{nk}}{|F|} = p + p^*. \quad (24)$$

Ze wzorów (9) i (13) wynika, że wartość wyrażenia $\frac{M_{nk}}{|F|}$ będzie tym mniejsza (przy danych temperaturach Θ_g i Θ_0), im lepiej będą spełnione następujące warunki:

$$\xi \rightarrow 1, \quad (25)$$

$$\frac{d\tau r_n^2}{W l_n} \rightarrow 0, \quad (26)$$

$$R \rightarrow \infty, \quad (27)$$

$$X \rightarrow \infty, \quad (28)$$

$$Z \rightarrow 1, \quad (29)$$

$$V = \frac{\pi W r_n^2}{2 \xi d R^2 Z}, \quad (30)$$

$$2Z^2 \cos^2 Y \pm (3Z^4 - 2Z^2 + 3) \cos Y - Z^4 + 4Z^2 - 1 = 0, \quad (31)$$

gdzie znak $+$ bierze się dla zawieszenia homostatycznego, a znak $-$ dla heterostatycznego. W wyrażeniach powyższych W jest granicą wytrzymałości przy rozciąganiu, τ — współczynnikiem sprężystości postaci dla materiału nitki, r_n — promieniem, l_n — długością nitki, d — ciężarem właściwym powierzchniowym płytki, ξ — współczynnikiem bezpieczeństwa zawieszenia płytki.

Ażeby zatem równość (24) była spełniona, układ nieruchomy molwakumetru powinien mieć jak największy promień (warunek (27)) i jednocześnie możliwie duży stosunek długości grzejników do promienia (warunek (28)). Promień płytki ma być zbliżony do promienia układu nie-

рухомого мольвакуметра (warunek (29)), przy czym w im wyższym stopniu ten ostatni warunek jest spełniony, tym krótsze muszą być grzejniki (przy zawieszeniu heterostatycznym), co wynika z warunku (31). Nić na której zawieszona jest płytka, powinna zgodnie z warunkiem (26) mieć możliwie dużą długość i małą grubość, oraz być zrobiona z materiału wytrzymałego, mającego mały współczynnik sprężystości postaci. Z tego samego warunku wynika, że płytka musi być zrobiona z materiału lekkiego i mieć małą grubość. Współczynnik bezpieczeństwa zawieszenia płytki powinien być mały, tzn. szerokość płytki przy stałych innych danych powinna być możliwie duża (warunki (25) i (30)).

Autor składa wyrazy wdzięczności Profesorowi dr Janowi Nikliborecowi za zainteresowanie go zagadnieniami poruszonymi w tej pracy oraz Profesorowi dr inż. Januszowi Groszkowskiemu za cenne uwagi i wskazówki.

LITERATURA

[1] W. Gaede, *Zeitschr. f. techn. Phys.* 15, (1934) 664.

Katedra Fizyki

Wpłynęło w marcu 1953 r.

ТЕОРИЯ РАБОТЫ МОЛЬВАКУМЕТРА ГЕДЕ В ОБЛАСТИ ВЫСОКОГО ВАКУУМА

Молекулярный момент сил, действующий на пластинку мольвакуметра Геде (Gaede) и вызывающий изменение периода её вращательных колебаний, равняется произведению угла отклонения пластинки из положения симметрического по отношению к нагревателям, давления газа в мольвакуметре и некоторой константы прибора. При нескольких предположениях относительно величины измеряемого давления, коэффициента accommodation Кнудсена для данного газа относительно стенок мольвакуметра, углового разложения и количества молекул падающих и отражаемых от стенок, а также неизменности температуры пластинки, найдено для этой константы формулу (9), в которой θ_g означает абсолютную температуру стенок нагревателя, а θ_0 — абсолютную температуру нагреваемых стенок; остальные обозначения объясняются формулами (10), (11), (12) и на рисунке 1. В определенном случае $x \rightarrow \infty$ получено из формулы (9), формулу (13). Приняв во внимание влияние электромагнитного излучения нагревателей получено вместо поданной Геде формулы (1) формулу (17), где p^* подано формулой (16), T_0 — означает период вращательных колебаний при ненагретых нагревателях а T — при нагретых; A — константа прибора, p — давление газа; σ — означает константу Стефана -Больцмана, c — скорость света в вакууме, а γ является коэффициентом зависящим от оптических свойств поверхности нагревателей, ненагреваемых стенок и пластинки. Рассмотрены также оба случая положения пластинки симметрично по отношению к нагревателям: гомостатические (обозначенные на рис. 1 Pl и гетеростатическое обозначенные Pl''). На основании формул (17), (9) и (16) указано, что большую чувствительность мольвакуметра можно получить применяя гетеростатическое положение и подано оптимальное значение константы прибора.

THEORY OF ACTION OF GAEDE'S MOLVACUUMETER IN HIGH VACUUM

The molecular torque acting upon the plate of Gaede's molvacuumeter and causing a change in the period of its angular vibrations is equal to the product of the angular displacement of the plate from the position symmetrical to the heaters, the pressure of gas in the molvacuumeter, and a certain apparatus constant. With a few assumptions concerning the value of pressure measured, the Knudsen-accomodation coefficient of the given gas relative to the walls of the molvacuumeter, the angular distribution and the number of molecules falling on and reflected by the walls, as well as the constancy of temperature of the plate, formula (9) has been found for that constant, (with opposite sign) where Θ_g denotes absolute temperature of the walls of the heater, and Θ_0 — absolute temperature of unheated walls; the remaining denotations being explained by formulae (10), (11), (12), and figure 1. For the limiting case $X \rightarrow \infty$ formula (13) has been obtained from (9). On taking into account the influence of electromagnetic radiation of the heaters, instead of formula (1), given by Gaede, has been obtained formula (17) where p^* is given by formula (16), T_0 denotes the period of angular vibrations with heaters not heated and T — with heaters heated, A is the apparatus constant, p — gas pressure, σ — the Stefan-Boltzmann constant, c — the velocity of light in vacuum, and γ — a coefficient depending on the optical properties of the heaters, unheated walls, and plate surfaces. The two possible positions of the plate symmetrical to the heaters have been considered, homostatic (denoted in fig. 1 by PF) (and heterostatic (denoted PF'')). It has been shown on the ground of formulae (17), (9), and (16) that a higher sensibility of the molvacuumeter can be obtained using the heterostatic position, and optimal values of the apparatus constants have been given.

ZNIEKSZTAŁCENIA PRZY OSCYLOSKOPOWYM BADANIU KRZYWEJ REZONANSU

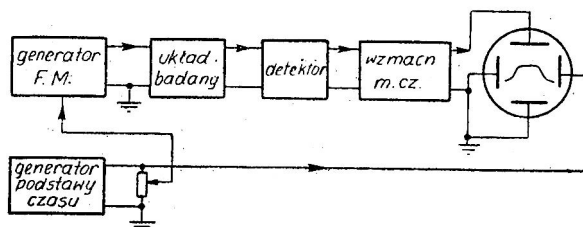
J. RYCHLIK, magistrant Radiotechniki

W oparciu o zasadnicze wzory, określające zachowanie się układów liniowych przy zmiennej częstotliwości, obliczono teoretycznie zależność kształtu krzywej na ekranie oscyloskopu od szybkości zmian częstotliwości na wejściu badanego układu. Poza tym podano wskazówki, w jaki sposób uzyskać poprawną krzywą na ekranie.

1. UKŁAD POMIAROWY

Przy strojeniu odbiorników, bądź też poszczególnych filtrów pasmowych odbiornika w warunkach fabrycznych wygodnie jest posługiwać się metodą oscyloskopowego badania krzywej rezonansu. Zaletą tej metody jest oglądanie krzywej rezonansu podczas strojenia obwodów, co umożliwia np. strojenie filtrów pasmowych, sprzężonych ponadkrytycznie, bez konieczności tłumienia obwodów podczas strojenia.

Schemat blokowy urządzenia pozwalającego na uzyskanie krzywej rezonansu na ekranie jest przedstawiony na rys. 1.



Rys. 1. Schemat blokowy urządzenia do badania krzywej rezonansu na ekranie oscyloskopu.

Zasada działania jest następująca: generator *F. M.* ma częstotliwość modulowaną przy pomocy generatora podstawy czasu. Częstotliwość chwilowa generatora *F. M.* jest liniową funkcją chwilowego napięcia generatora podstawy czasu. Oś pozioma ekranu jest więc w pewnej skali osią częstotliwości. Napięcie, jakie przedostaje się na pionowe płytki oscyloskopu, zależy od amplitudy napięcia na wyjściu układu badanego. Jeżeli generator *F. M.* ma stałą amplitudę, to napięcie na wyjściu układu zmieniać się będzie tak, jak zmienia się charakterystyka przenoszenia

badanego układu. Na ekranie oscyloskopu otrzymamy w tych warunkach krzywą rezonansu badanego układu. Jeżeli jednak szybkość zmian częstotliwości generatora $F. M.$ jest zbyt duża, to napięcie na wyjściu badanego układu zależy nie tylko od chwilowej częstotliwości generatora, wobec czego krzywa uzyskana na ekranie oscyloskopu nie odpowiada już charakterystyce przenoszenia badanego układu.

Zadaniem pracy jest stwierdzenie, w jakich warunkach krzywa na ekranie odpowiada charakterystyce przenoszenia badanego układu oraz jakim zniekształceniom ulega ta krzywa na skutek zbyt szybkich zmian częstotliwości generatora $F. M.$

2. OBLICZENIE PRZEBIEGU KRZYWEJ REZONANSU NA EKRANIE OSCYLOSKOPU PRZY SINUSOIDALNEJ PODSTAWIE CZASU

Dla obliczenia zniekształceń krzywej rezonansu należy znać zachowanie się badanego układu przy zmieniającej się częstotliwości na wejściu tego układu. Przy szybkich zmianach częstotliwości nie można już stosować rachunku symbolicznego. Należy wtedy wyjść z zależności operatorowej:

$$J(s) = U(s) \cdot Y(s), \quad (1)$$

gdzie

$J(s)$ — transformata Laplace'a prądu wyjściowego $J(t)$,

$U(s)$ — „ „ „ napięcia wejściowego $U(t)$,

$Y(s)$ — przewodność przejściowa układu badanego (operator przewodności).

Zależność ta jest słuszna dla każdego układu liniowego przy założeniu zerowych warunków początkowych oraz dla dowolnych przebiegów napięcia wejściowego. Jeżeli przez $A(t)$ oznaczymy prąd na wyjściu układu, gdy na wejściu w chwili $t=0$ zostanie przyłożone napięcie w postaci skoku jednostkowego (wtedy $U(t) = \begin{cases} 0 & \text{dla } t < 0 \\ 1 & \text{dla } t > 0 \end{cases}$), to z powyższego wzoru operatorowego wynika następująca zależność:

$$J(t) = \int_0^t U(t-\tau) A'(\tau) d\tau. \quad (2)$$

Została ona wyprowadzona w założeniu, że $A(0) = 0$, a to jest spełnione dla wszystkich układów możliwych fizycznie do zrealizowania.

Wzorem (2) posłużyli się Carson i Fry [1] jako wzorem wyjściowym przy rozpatrywaniu układów liniowych dla zmiennej częstotliwości.

Przyjęli oni, że na wejściu układu:

$$\Omega(t) = \omega + \mu(t),$$

gdzie $\mu(t)$ oznacza różnicę między pulsacją chwilową a pulsacją fali nośnej, oraz że

$$U(t) = e^{j \int_0^t \Omega(t) dt}$$

Stąd obliczyli wyrażenie $U(t-\tau)$ i wstawili do wzoru (2). Po kilku przekształceniach otrzymali wzór:

$$J(t) = e^{j \int_0^t \Omega(t) dt} \cdot \int_0^t M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau, \quad (3)$$

gdzie
$$M(t, \tau) = e^{-j \int_0^\tau \mu(t-\tau_1) d\tau_1}, \quad (4)$$

Całkowanie w drugiej części wzoru (3) rozbili na dwa przedziały, a mianowicie:

$$\int_0^t M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau = \int_0^\infty M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau - \int_t^\infty M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Gdy t rośnie, druga całka dąży do zera. Przedstawia więc ona stan przejściowy, który powstał na skutek włączenia napięcia wejściowego w chwili $t=0$. Jeżeli mamy do czynienia z okresowo powtarzającym się stanem, to interesować nas będzie stan ustalony. Carson i Fry również interesowali się jedynie stanem ustalonym i w dalszym ciągu swoich rozważań pomijali stan przejściowy korzystając z wzoru (5) i wtedy

$$J(t) = e^{j \int_0^t \Omega(t) dt} \int_0^\infty M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau = U(t) Y(j\omega, t), \quad (6)$$

gdzie
$$Y(j\omega, t) = \int_0^\infty M(t, \tau) e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau. \quad (7)$$

Jeżeli $\mu \equiv 0$ (wtedy na podstawie wzoru (4) $M(t, \tau) = 1$), to z wzoru (7) otrzymamy wyrażenie na przewodność zespoloną przy stałej częstotliwości ω :

$$Y(j\omega, t) = \int_0^\infty e^{-j\omega\tau} A'(\tau) d\tau. \quad (8)$$

Rozwijając wyrażenie $M(t, \tau)$ na szereg Taylora względem zmiennej τ , wstawiając je następnie do wzoru (7) i korzystając jednocześnie z zależności (8), otrzymali oni po dodatkowych przekształceniach wyrażenie na $Y(j\omega, t)$:

$$Y(j\omega, t) = Y(j\Omega) + \sum_2^{\infty} \frac{1}{n!} D_n(t) \frac{d^n Y(j\omega)}{d\omega^n}, \quad (9)$$

gdzie

$$D_2 = -j\mu',$$

$$D_3 = -j \cdot 3\mu\mu' - \mu'',$$

$$\dots \dots \dots$$

$$D_{n+1} = \mu D_n - jD'_n - jn\mu^{n-1}\mu'.$$

Dla dużych wskaźników modulacji będzie:

$$D_n = -j \frac{(n-1)n}{2} \mu' \mu^{n-2},$$

ponieważ dalsze wyrazy można pominąć ze względu na niewielki ich wpływ.

Wskaźnik modulacji dla sygnału *F. M.* przy modulacji sinusoidalnej jest to stosunek dewiacji częstotliwości do częstotliwości modulującej; przy niesinusoidalnej modulacji można wprowadzić wskaźniki modulacji dla częstotliwości modulującej podstawowej oraz dla wyższych harmonicznych. Wskaźniki wyższych harmonicznych maleją i wskutek tego odrzucając wyrazy wyższego rzędu przy obliczaniu D_n popełniamy błąd, tym mniejszy, im większy jest wskaźnik modulacji dla częstotliwości podstawowej.

Po wstawieniu wartości przybliżonej D_n do wzoru (9) okazuje się, że suma w tym wzorze jest rozwinięciem na szereg Taylora wyrażenia

$-\frac{1}{2} j\mu' \frac{d^2 Y(j\Omega)}{d\Omega^2}$, wobec czego wzór dla układów liniowych przy zmiennej częstotliwości, wyprowadzony przez Carsona i Frya, można sprowadzić do następującej postaci:

$$Y(j\omega, t) = Y(j\Omega) - \frac{1}{2} j\mu' \cdot \frac{d^2 Y(j\Omega)}{d\Omega^2}. \quad (10)$$

Wzór ten może być użyty do analizy krzywej rezonansu na ekranie oscyloskopu. Jest on słuszny, gdy przede wszystkim spełniony jest warunek różniczkowalności funkcji $\mu(t)$. Najłatwiej przy obliczeniach zastosować kosinusoidalną podstawę czasu. Wtedy

$$\mu(t) = \Delta\Omega \cos \omega t,$$

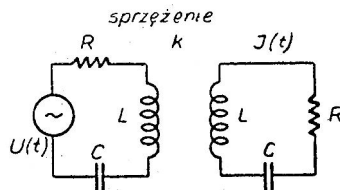
$$\mu'(t) = -\Delta\Omega \omega \sin \omega t,$$

a wzór na $Y(j\omega, t)$ przybierze postać:

$$Y(j\omega, t) = Y(j\Omega) + \frac{1}{2} j \Delta\Omega \omega \sin \omega t \frac{d^2 Y(j\Omega)}{d\Omega^2}, \quad (11)$$

Mając wzór (11), określający zachowanie się układu liniowego przy zmiennej częstotliwości, można obliczyć zniekształcenia krzywej rezonansu na ekranie oscyloskopu.

Aby wykonać te obliczenia, należy wziąć jakiś układ liniowy, którego rzeczywista krzywa rezonansu jest znana, np. dwuobwodowy filtr pasmowy przedstawiony na rys. 2. Dla takiego filtra pasmowego przewodność przejściowa (korzystając z oznaczeń użytych na rys. 2. przewodność przejściową można wyrazić przez $Y = \frac{I_2}{U_1}$) wyrażona jako funkcja względnego odstrojenia $x = 2Q \frac{\Delta F}{F_0}$ jest następująca:



Rys. 2. Dwuobwodowy filtr pasmowy.

$$Y(x) = \frac{1}{R} \cdot \frac{kQ}{2x - j(1 + k^2Q^2 - x^2)}. \quad (12)$$

Z tego wzoru można obliczyć $\frac{d^2 Y(j\Omega)}{d\Omega^2}$ mnożąc $\frac{d^2 Y(x)}{dx^2}$ przez $\left(\frac{2Q}{\Omega_0}\right)^2$.

Wtedy wzór dla $Y(j\omega, t)$ będzie następujący:

$$Y(j\omega, t) = Y(x) \cdot \left[1 + j \Delta\Omega \cdot \omega \left(\frac{2Q}{\Omega_0} \right)^2 \frac{\sin \omega t [3(1 + jx)^2 - k^2Q^2]}{[2x - j(1 + k^2Q^2 - x^2)]^2} \right], \quad (13)$$

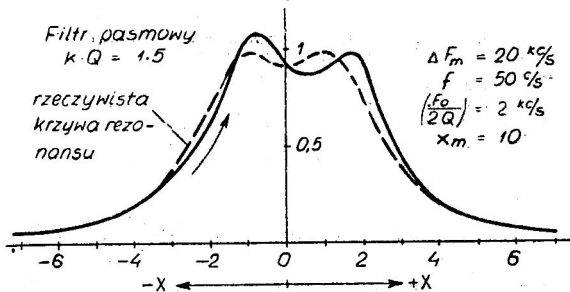
gdzie $x = x_m \cos \omega t$

Prąd na wyjściu układu jest proporcjonalny do modułu przewodności $|Y(j\omega, t)|$. Ponieważ moduł iloczynu dwóch liczb zespolonych jest równy iloczynowi modułów tych liczb, więc rzeczywista krzywa rezonansu, która jest określona przez moduł $|Y(x)|$ [wzór (12)], zostaje zniekształcona przez moduł wyrażenia w nawiasie [wzór (13)]. Ponieważ nie chodzi nam o przebieg czasowy prądu wyjściowego, lecz o krzywą, po jakiej będzie poruszać się plamka na ekranie, więc wystarczy w tym celu przyjąć, że x jest miarą odległości od środka ekranu wzdłuż osi poziomej. Z wzoru (11) wynika, że droga, po której poruszać się będzie plamka na ekranie zależęć będzie również od kierunku jej biegu (wynika to ze znaku $\sin \omega t$, który jest dodatni gdy x maleje, ujemny zaś gdy x rośnie). Wyniki liczbowego przeliczenia dla filtra o sprzężeniu ponadkrytycznym ($kQ = 1,5$) i $x_m = 10$ podane są na rysunku 3.

W podobny sposób można przeprowadzić analizę, gdy układem badanym jest pojedynczy obwód rezonansowy. Wyniki tej analizy dla dwóch różnych x_m podane są na rysunku 4.

3. WYBÓR OPTIMALNEJ PODSTAWY CZASU

Na podstawie wyników przeprowadzonej analizy można powiedzieć, że odkształcenie krzywej rezonansu na ekranie zależy głównie od szybkości zmiany częstotliwości

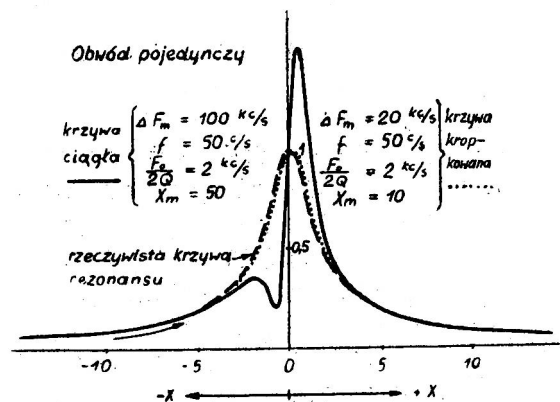


Rys. 3. Krzywa rezonansu filtra pasmowego, sprzężonego ponadkrytycznie, uzyskana na ekranie oscyloskopu przy zastosowaniu sinusoidalnej podstawy czasu o częstotliwości sieci (50 c/s). Przedstawiona jest jedynie droga plamki przy przebiegu jej w kierunku wskazanym strzałką.

układu i nie może być uważane za najlepsze rozwiązanie. Przy zbyt małej częstotliwości, o ile oscyloskop nie ma ekranu z długą poświatą, może już występować migotanie obrazu. Zmniejszenie dewiacji jest sposobem najprostszym (lecz nie najlepszym).

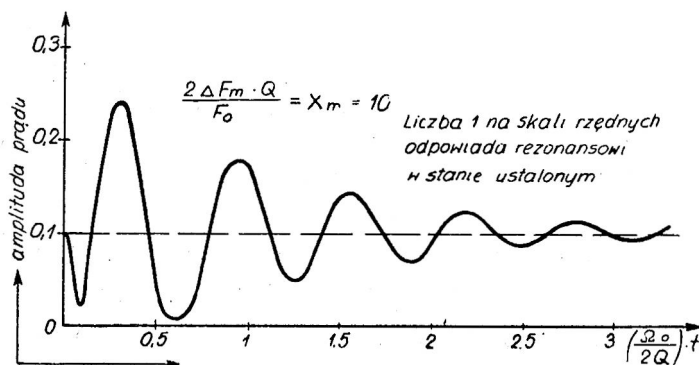
Na podstawie powyższego można przypuszczać, że najlepsza będzie podstawa czasu o kształcie zębów piły, a to z tego względu, że przy takiej samej częstotliwości i przy takiej samej dewiacji szybkość zmian częstotliwości w chwili rezonansu jest prawie 2π razy mniejsza niż przy sinusoidalnej podstawie czasu, oraz ze względu na łatwość generacji.

w chwili przejścia przez rezonans. Aby więc otrzymać krzywą nieznkształconą, należałoby stosować mniejszą częstotliwość podstawy czasu lub też ograniczyć dewiację częstotliwości. Najwygodniej jest stosować jako podstawę czasu napięcie sieci (50 c/s), zmniejszenie zaś częstotliwości sinusoidalnej podstawy czasu jest związane z komplikacją



Rys. 4. Krzywe rezonansu pojedynczego obwodu rezonansowego, uzyskane na ekranie oscyloskopu przy zastosowaniu sinusoidalnej podstawy czasu o częstotliwości sieci (50 c/s) dla dwóch różnych dewiacji częstotliwości generatora $F. M.$

Aby stwierdzić, czy rzeczywiście podstawa czasu o kształcie zębów pily jest najlepsza, należy przekonać się, czy stan nieustalony, wywołany przeskokiem częstotliwości, nie będzie trwał tak długo, że zniekształci



Rys. 5. Przebieg amplitudy prądu w pojedynczym obwodzie rezonansowym przy przeskoku częstotliwości z $F_0 - \Delta F_m$ na $F_0 + \Delta F_m$.

krzywą na ekranie. W tym celu wystarczy zbadać stan nieustalony w przypadku, gdy będąc już w stanie ustalonym napięcie o częstotliwości $F_0 - \Delta F_m$ w chwili $t = 0$ zmieni nagle częstotliwość na $F_0 + \Delta F_m$ [2]. Aby obliczyć zachowanie się układu przy takim przeskoku częstotliwości wystarczy do napięcia już istniejącego o częstotliwości $F_0 - \Delta F_m$ dodać dwa napięcia: jedno o częstotliwości $F_0 - \Delta F_m$ lecz o fazie przeciwnej niż faza napięcia istniejącego, drugie o częstotliwości $F_0 + \Delta F_m$ o tej samej fazie (w chwili $t = 0$). W wyniku superpozycji na wyjściu układu dostaniemy szukany przebieg. Na rysunku 5 przedstawiony jest przebieg amplitudy prądu w pojedynczym obwodzie rezonansowym przy takim przeskoku częstotliwości. Aby określić czas potrzebny do ustalenia się przebiegu należy znać $\left(\frac{F_0}{2Q}\right)$. Jeżeli założymy, że $\left(\frac{F_0}{2Q}\right) = 2 \text{ kc/s}$, wtedy

stan nieustalony trwa w przybliżeniu 0,3 ms. Dla częstotliwości podstawy czasu 50 c/s czas jednego przebiegu wynosi 20 ms. Stan nieustalony zaniknie więc, gdy plamka zaledwie rozpocznie swój bieg na ekranie.

W fabrykach produkujących odbiorniki stosuje się metodę oscyloskopowego badania krzywych rezonansu. Zadaniem niniejszej pracy nie jest podważenie zaufania do tej metody, lecz określenie granic jej stosowania oraz określenie jednej z przyczyn powstawania zniekształceń krzywej rezonansu uzyskanej tą metodą.

LITERATURA

[1] J. R. Carson i T. C. Fry, *Variable frequency electric circuit theory*. Bell Syst. Techn. Journ. vol. 16, October (1937).

[2] S. I. Jewtianow, *Pierechodnyje processy w prijomnousilitelnych schiemach*. Moskwa (1948).

Katedra Urządzeń Radiotechnicznych Odbiorczych

Wpłynęło w czerweu 1953 r.

ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ОСЦИЛЛОСКОПИЧЕСКОМ ИССЛЕДОВАНИИ
КРИВОЙ РЕЗОНАНСА

Опираясь на поданных Карсоном и Фраем формулах. (Variable frequency electric circuit theory. Bell Syst. Techn. Journ. vol. 16, October 1937), определяющих поведение линейных цепей при переменной частоте, вычислено теоретическую зависимость формы кривой, полученной на экране осциллоскопа от скорости изменений частоты на входе исследуемой цепи. Кроме того указано, каким путем можно получить на экране осциллоскопа правильную кривую резонанса. Рисунок 1 подает блок-схему установки для исследования кривой резонанса цепи. Рисунки 3 и 4 указывают, каким деформациям подвергаются кривые на экране при быстрых изменениях частоты на входе исследуемой цепи.

RESONANCE CURVE DEFORMATIONS ON THE OSCILLOSCOPE SCREEN

On the ground of the formulae given by Carson and Fry (Variable frequency electric circuit theory, Bell Syst. Techn. Journ. vol. 16, October 1937), determining the behaviour of linear sets according to frequency changes, the dependence of the shape of the curve obtained on the oscilloscope screen on the rate of frequency changes at the input of the examined set has been theoretically calculated. Besides, directions have been given, how to obtain a correct resonance curve on the oscilloscope screen. Fig. 1 gives the bloc scheme of the arrangement for examination of the resonance curve of the set. Figures 3 and 4 show the deformations which the curves on the screen undergo with the rapid frequency changes at the input of the set.

