

ROZDZIAŁ VI.

MATERIAŁY IZOLACYJNE STAŁE .

Materiały izolacyjne stałe stanowią przeważającą większość materiałów, używanych w elektrotechnice do izolowania części metalowych pracujących pod napięciem, a to dzięki ich własnościom mechanicznym. W przeciwieństwie do nich, materiały izolacyjne lotne lub płynne nie mogą same wystarczyć jako izolacja, lecz muszą być używane w połączeniu ze stałymi /np. izolatory porcelanowe podpierające przewody- w połączeniu z powietrzem; izolacja uzwojeń transformatorowych- w połączeniu z olejem i t.d./.

Prawie każdy materiał nieprzewodzący i jako tako odporny mechanicznie i chemicznie, może być stosowany jako izolator, zwłaszcza przy urządzeniach niskiego napięcia. Należy jednak z naciskiem zaznaczyć, że stosowanie bezkrytyczne byle jakich materiałów izolacyjnych może spowodować złe skutki nie tylko dla bezpieczeństwa urządzenia, ale także i dla życia ludzkiego. W ostatnich latach przejawia się wobec tego dążność do uporządkowania sprawy materiałów izolacyjnych, do poznania wszechstronnego ich własności i do ich sklasyfikowania stosownie do własności i przeznaczenia.

W dalszym ciągu zajmiemy się tylko materiałami, mającymi zastosowanie praktyczne w technice wysokich napięć, jak porcelana, papier impregnowany, przetwory bakelitowe i t.d. i to raczej ze strony ich praktycznego użycia, a więc wytrzymałości, aniżeli ze strony technologicznej. Przedewszystkiem trzeba jednak zapoznać się ze zjawiskami, zachodzącymi w izolatorach stałych, poddanych działaniu pola elektrycznego.

1. PRZEPŁYW PRĄDU PRZEZ DIELEKTRYKI STAŁE.

Cząsteczki wszystkich ciał składają się- jak mówiliśmy- z jonów dodatnich i ujemnych i elektronów. Pod wpływem natężenia pola elektrycznego, powstającego w ciele skutkiem przyłożonego do niego napięcia, ładunki związane z jonami i elektronami mają dążność do przesuwania się w ciele stosownie do kierunku pola i znaku ładunków.

W niektórych ciałach elektrony są związane z atomami tak słabo, że mogą poruszać się z atomu do atomu prawie bez wydatku energii, tworząc prąd elektronowy czyli elektryczny, płynący w ciele w kierunku przeciwnym^m do składowej normalnej pola. Ciała takie nazywamy przewodnikami, a takie przewodzenie prądu - metalicznym /ponieważ metale są najważniejszymi przewodnikami/. Liczba elektronów tworzących prąd elektryczny jest niezależna od temperatury. Natomiast zależy od niej struktura ciała. Mianowicie przy podniesieniu temperatury zwiększają się ruchy atomów, co utrudnia przechodzenie elektronów z atomu na atom, zwiększa się przeto opór ciała. A zatem przewodność metali zmniejsza się z rosnącą temperaturą.

U innych ciał elektrony są silnie związane z atomami i jonami, przez co ciało jest źle przewodzące, czyli jest izolatorem. Zawsze jednak znajdują się w nim swobodne jony w pewnej, choćby małej, ilości, pochodzące najczęściej od obcych przymieszek. Skutkiem działania pola elektrycznego następuje ruch tych jonów, a przeto prąd elektryczny płynie jako prąd jomowy przez ciało. Odbywa się przytem częściowy rozkład ciała. Występuje więc podobne zjawisko, jak przy przepływie prądu przez elektrolit. Ciała takie nazywamy nieprzewodnikami albo izolatorami; przewodzenie prądu w nich można uważać jako elektrolityczne. Przy zwiększaniu temperatury polepszają się warunki dysocjacji jonów w cieło, zwiększa się ilość wędrujących jonów i ich ruchliwość, prąd elektryczny rośnie. Oporność ciała przeto maleje, czyli przewodność jego zwiększa się z rosnącą temperaturą.

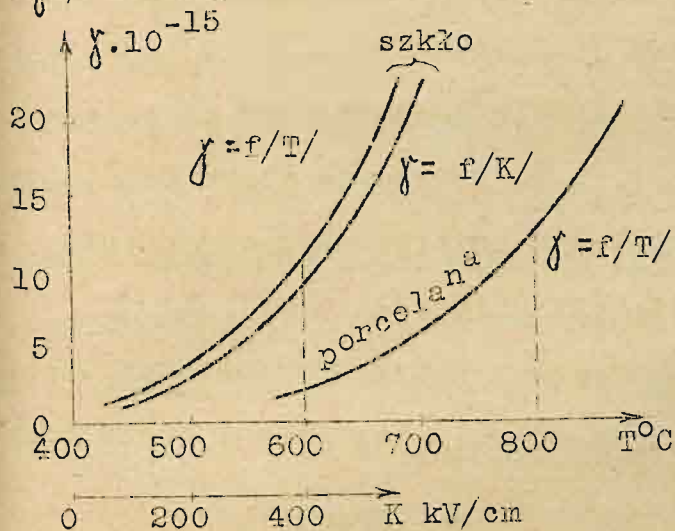
Tem tłumaczyć można fakt, że metale mają dodatni współczynnik oporności, a izolatory ujemny.

Przewodność materiałów izolacyjnych zależy pozatem w dużym stopniu od zawartości w nich wilgoci. Materiały hygroskopijne wykazują tę zależność w większym stopniu.

Przewodność dielektryków stałych odgrywa dużą rolę w wyjaśnianiu różnych zjawisk w nich zachodzących. Zależność jej od temperatury i od

natężenia pola stanowi podstawę jednej z teorii wytrzymałości elektrycznej materiałów stałych.

Dla różnych dielektryków /szkło, porcelana/ zależność przewodności γ od temperatury t można dla małych różnic temperatur t wyrazić



Rys. 77.

porcelany i szkła.

Przewodność materiałów stałych jest również zależna od natężenia pola, w którym dielektryk się znajduje, a więc od przyłożonego napięcia. Doświadczenia okazują, że przy wyższych napięciach prąd skrośny nie rośnie proporcjonalnie do napięcia, lecz prędzej; przewodność dielektryku zatem rośnie. Przypisują to zjawiskom jonizacyjnym w dielektrykach, zależnym od natężenia pola. W dielektryku - jak mówiliśmy - znajdują się jony swobodne, pochodzące od zanieczyszczeń. Skutkiem jonizacji bodźczej powstają elektrony swobodne, gęstość prądu powiększa się od wartości J_0 do J według funkcji:

$$J = J_0 \cdot e^{cKa}$$

gdzie K jest natężeniem pola, a grubością dielektryku, a c pewną stałą.

Stąd przewodność

$$\gamma = \frac{J}{K} = \frac{J_0 \cdot e^{cKa}}{K};$$

po zlogarytmowaniu

$$\log_n \gamma = cKa - \log_n K + k$$

gdzie k jest nową stałą. Zwykle $\log_n K$ jest bardzo mały wobec cKa tak, że można go pominąć:

w przybliżeniu funkcją wykładniczą:

$$\gamma = \gamma_0 e^{\alpha t}, \quad /1/$$

gdzie γ_0 jest przewodnością przy temperaturze początkowej $T = T_0$, a α jest stałym czynnikiem /naogół rzędu 0,04 do 0,13/.

Rys. 77. przedstawia zależność przewodności od temperatury dla

$$\log_n \gamma = cKa + k$$

albo

$$\gamma = \gamma_0 e^{cKa} \quad /2/$$

gdzie γ_0 jest przewodnością odpowiadającą natężeniu początkowemu $/K = K_0/$. Z rosnącym natężeniem pola rośnie więc przewodność materiału, a zatem i gęstość prądu płynącego przez dielektryk. Rys. 77 . podaje tę zależność dla szkła. Jak widać przebieg ten jest podobny do zależności przewodności od temperatury $/wz.1./$. Na podstawie wzoru ostatniego wnioskować można, że przy stałym natężeniu pola, przewodność rośnie z grubością dielektryku według funkcji wykładniczej.

Takie rozważania doprowadziły niektórych badaczy /Günther-Schultze/ do ustawienia teorii jednolitej przepływu prądu przez gazy i przez ciała stałe.

Oprócz zjawisk zwykłej przewodności występuje jeszcze w dielektrykach stałych szczególne zjawisko absorbcji dielektrycznej, przejawiające się jako pochłanianie energii przez materiał w ilości większej, niżby to wynikało z jego przewodności. Teoria tego zjawiska została podana jeszcze przez Maxwella, a dopiero w ostatnich latach potwierdzona doświadczalnie przez różnych badaczy /K.W.Wagner, E.Schweidler, A.Joffe/.

Według Maxwella każdy dielektryk posiada przenikalność i przewodność. Pod wpływem pola elektrycznego obie te własności zaczynają odgrywać rolę równocześnie i niezależnie od siebie. Zostało to potwierdzone doświadczalnie. Nawet najlepsze izolatory posiadają przewodność, a najgorsze przenikalność. Dielektryk niejednorodny ładowany, potem wyładowany, znów ładowany i t.d. wykazuje zjawiska absorbcji, czego w dielektryku zupełnie jednorodnym niema. Ponieważ każdy dielektryk, normalnie spotykany, zawiera pewne domieszki innych materii, posiada zatem własności absorbcyjne. Maxwell wykazuje to na przykładzie dielektryku uwarstwionego o różnych przenikalnościach i przewodnościach. Teoria Maxwella opisuje tylko zjawiska i podaje prawa nim rządzące, nie daje jednak jego wyjaśnienia.

Inna nowoczesna teoria /Schweidler/ tłumaczy zjawisko absorbcji

dielektrycznej, jako pewnego rodzaju pozostałość, pochodzącą od zjawiska histerezy dielektrycznej, która występuje w dielektrykach, podobnie jak histereza magnetyczna w ciałach paramagnetycznych. Oba rodzaje histerezy są - według tej teorii - zjawiskami molekularnymi. Jest to jednak tylko pewne podobieństwo zjawiska głównego, niewykazujące różnych innych cech wtórnych.

Według innej znów teorii /Joffe/ główną rolę odgrywają tu zjawiska anormalnej przewodności, podchodzącej od obecności cząsteczek wody i zanieczyszczeń, posiadających duże zdolności jonizacyjne, o czym była mowa na początku rozdziału. Wpływ wody w dielektryku tłumaczymy sobie tem, że woda, jako posiadająca dużą przenikalność dielektryczną, wykazuje bardzo duży stosunek przenikalności do przewodności właściwej, większy niż w innych materiałach niehygroskopijnych.

Przepływ elektryczności przez ciało stałe i występujące przy tem zjawiska anormalne, nie są jeszcze dostatecznie jasno i przekonująco wytłumaczone. Każda z istniejących teorii ma swoje słabe strony, zwłaszcza w porównaniu z teorjami przepływu prądu przez gazy i płyny, gdzie są one już silniej ugruntowane. Prowadzone prace i studia wskazują, że oczekiwać można jednolitej teorii przechodzenia elektryczności przez materiały izolacyjne lotne, płynne i stałe.

Dla elektryka najbardziej przydatną jest teoria Maxwella, uzupełniona przez Wagnera. Dzięki niej możemy wytłumaczyć sobie szereg zjawisk, występujących w izolatorach, bez dociekania ich istoty. Punktem wyjścia tej teorii były rozważania nad dielektrykami uwarstwionymi, o czym była mowa w Rozdz. I. ust. 5 i 6.

2. ABSORBCJA DIELEKTRYCZNA.

Celem bliższego poznania zjawisk absorpcji dielektrycznej rozpatrzmy najprostszyp przypadk układu płaskiego, złożonego z dwu różnych dielektryków, posiadających przewodność γ_1 i γ_2 i przenikalność dielektryczną ϵ_1 i ϵ_2 , poddanego działaniu pola elektrycznego.

Dielektryk taki nie przyjmuje, jak poznaliśmy, od razu całego ładunku. Do naładowania go potrzeba pewnego czasu, który można obliczyć w przybliżeniu, wychodząc z następujących rozważań.

Różnicy przesunięć D_2' i D_1' odpowiada różnica gęstości prądów w dielektryku:

$$J_1 - J_2 = \frac{d}{dt} / D_2' - D_1' /,$$

albo

$$\gamma_1 K_1 - \gamma_2 K_2 = \frac{1}{4\pi} / \epsilon_2 \frac{dK_2}{dt} - \epsilon_1 \frac{dK_1}{dt} /.$$

Dla uproszczenia rachunku położymy grubości dielektryków $a_1 = a_2 = a$;

wtedy $U = / K_1 + K_2 / a,$

skąd

$$K_2 = \frac{U}{a} - K_1 .$$

Po podstawieniu otrzymamy:

$$\frac{1}{4\pi} / \epsilon_1 + \epsilon_2 / \frac{dK_1}{dt} + / \gamma_1 + \gamma_2 / K_1 - \frac{\gamma_2 U}{a} = 0.$$

To równanie ma rozwiązanie

$$K_1 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \cdot \frac{U}{a} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \frac{U}{a} \cdot e^{-\frac{t}{T}}, \quad /3/$$

albo

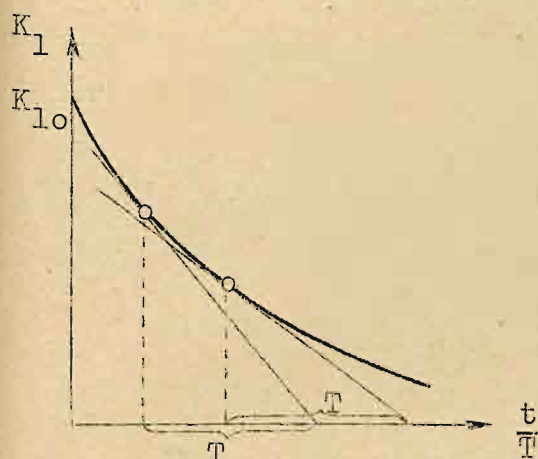
$$K_1 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \cdot \frac{U}{a} + K_{10} \cdot e^{-\frac{t}{T}},$$

gdzie

$$T = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{4\pi / \gamma_1 + \gamma_2 /}, \quad /4/$$

a K_{10} przedstawia wartość początkową /dla $t=0$ / naprężenia K_1 . Naprężenie K_1 dąży więc od wartości początkowej $K_{10} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \frac{U}{a}$, uwarunkowanej przenikalnościami dielektrycznymi, do wartości końcowej $\frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \cdot \frac{U}{a}$, uwarunkowanej stosunkiem przewodności właściwych w dielektryku. Przebieg ten odbywa się według funkcji wykładniczej, zależnej od stosunku sumy obu przenikalności dielektrycznych i obu przewodności właściwych, który określa tu stałą czasu T przebiegu ładowania opóźnionego. Uwidocznione to jest na Rys. 78. , gdzie każda podstyczna krzywej przedstawia stałą czasu. Im stała czasu jest większa, t.j. im przewodności dielektryku są mniejsze, tem dłużej trwa przebieg ładowania. Ma to szczególne znaczenie

przy badaniu dielektryków, gdzie pomiary pojemności, stałej dielektrycznej i t.d. wykonywać należy dopiero po pewnym czasie od chwili przyłożenia napięcia, a dielektryk się naładowuje.



Rys. 78.

Mamy tu więc do czynienia z pewnego rodzaju opóźnieniem ładowania kondensatora, związanem z dodatkowem pochłanianiem energii. Przypisujemy to pewnym anomaljom we własnościach dielektryków i mówimy, że dielektryk posiada zdolności absorbcyjne.

W polu zmiennem przedstawia się stosunki zachodzące w dielektryku jednorodnym, o przenikalności względnej

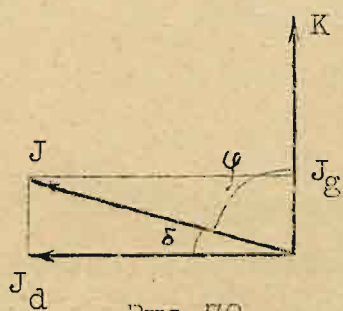
ϵ i przewodności właściwej γ następująco: Jeżeli natężenie pola K zmienia się sinusoidalnie, to według Rozdz. I. ust. 6. gęstość prądu przesunięcia

$$\hat{J}_d = j \frac{\epsilon \omega}{4\pi} \hat{K} \quad /j = \sqrt{-1}/$$

a gęstość prądu przewodzenia

$$\hat{J}_g = \gamma \hat{K}.$$

Te stosunki przedstawia wykres na Rys. 79. Gęstość prądu dielektrycz-



Rys. 79.

nego jest więc

$$\hat{J} = \gamma \hat{K} + j \frac{\epsilon \omega}{4\pi} \hat{K}.$$

Ponieważ człon w nawiasie spożnia rolę przewod-

ności przy układzie w polu stałym, przeto moż-

na uważać go jako zwiększoną przewodność właści-

ciwą pozorną γ' występującą przy prądzie zmien-

nym; a zatem

$$\hat{\gamma} = \gamma + j \frac{\epsilon \omega}{4\pi}, \quad \text{a} \quad \hat{J} = \hat{\gamma} \hat{K}.$$

W układzie uwarstwionym złożonym z 2 dielektryków płaskich, o gruboś-

ciach a_1 i a_2 , o stałych ϵ_1 i ϵ_2 , oraz γ_1 i γ_2 , uwarstwionych

prostopadle do kierunku pola, popłynie po jakimś czasie ten sam prąd

w obu dielektrykach o gęstości:

$$\hat{J} = \gamma_1 \hat{K}_1 + j \frac{\epsilon_1 \omega}{4\pi} \hat{K}_1 = \gamma_2 \hat{K}_2 + j \frac{\epsilon_2 \omega}{4\pi} \hat{K}_2 ;$$

albo stosownie do powyższego:

$$\hat{J} = \hat{\Gamma}_1 \hat{K}_1 = \hat{\Gamma}_2 \hat{K}_2.$$

Ponieważ napięcie na układzie

$$\hat{U} = \hat{K}_1 a_1 + \hat{K}_2 a_2$$

przeto, postępując analogicznie, jak przy obliczaniu gęstości prądu w układzie uwarstwionym, otrzymamy

$$\hat{J} = \frac{\hat{\Gamma}_1 \hat{\Gamma}_2 \hat{U}}{\hat{\Gamma}_2 a_1 + \hat{\Gamma}_1 a_2}.$$

Jeżeli dla uproszczenia położymy $a_1 = a_2 = a$, to

$$\hat{J} = \frac{\hat{\Gamma}_1 \hat{\Gamma}_2 \hat{U}}{\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2 a} = \hat{\Gamma} \frac{\hat{U}}{a}$$

Tutaj $\hat{\Gamma} = \frac{\hat{\Gamma}_1 \hat{\Gamma}_2}{\hat{\Gamma}_1 + \hat{\Gamma}_2}$ przedstawia przewodność, jakąby musiał mieć kondensator zastępczy o dielektryku jednorodnym a o wymiarach i własnościach elektrycznych takich samych, jak złożony z owych dwu dielektryków.

Wyraz ostatni po podstawieniu:

$$\hat{\Gamma} = \frac{/\gamma_1 + j \frac{\epsilon_1 \omega}{4\pi}/ \cdot / \gamma_2 + j \frac{\epsilon_2 \omega}{4\pi}/}{/\gamma_1 + \gamma_2/ + j \frac{\omega}{4\pi} / \epsilon_1 + \epsilon_2/} \quad /5/$$

Przy prądzie stałym $\omega = 0$, przeto

$$\hat{\Gamma} = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} = \gamma,$$

a więc prąd

$$I = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \cdot \frac{U}{a} = \gamma \cdot \frac{U}{a},$$

gdzie $\gamma = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}$ przedstawia przewodność właściwą dielektryku zastępczego przy prądzie stałym. W tym przypadku prąd jest uwarunkowany tylko przewodnościami a niezależny od stałych dielektrycznych.

Natomiast przy bardzo wielkiej częstotliwości można γ zaniedbać wobec członu z ω ; wtedy

$$\hat{\Gamma} \approx j \frac{\omega}{4\pi} \cdot \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} = j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon,$$

gdzie $\epsilon = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}$ przedstawia stałą dielektryczną dielektryku zastępczego.

W normalnych warunkach dielektryk zastępczy jednorodny powinien mieć

przewodność

$$\hat{\Gamma}' = \gamma + j \frac{\epsilon \omega}{4\pi}.$$

Jak wynika z poprzedniego $\Gamma' < \Gamma$, ponieważ powstało z zaniedbania pewnych członów. Wobec tego można napisać

$$\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}' + \hat{\Gamma}_a = \gamma + j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon + \hat{\Gamma}_a,$$

gdzie $\hat{\Gamma}_a$ przedstawia dodatkową przewodność, powstałą skutkiem szczególnych zjawisk, występujących przy prądzie zmiennym w układzie z 2 dielektryków. Stanowi to oczywiście nowe źródło strat w dielektryku.

Po podstawieniu wartości za Γ , γ i ϵ , otrzymujemy wyrażenie na $\hat{\Gamma}_a$ w postaci:

$$\hat{\Gamma}_a = \frac{(\gamma_1 + j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon_1) / (\gamma_2 + j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon_2) - \gamma_1 \gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2) + j \frac{\omega}{4\pi} (\epsilon_1 + \epsilon_2)} - j \frac{\omega}{4\pi} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} = \frac{A}{B}$$

Licznik /A/ tego wyrażenia, po sprowadzeniu do wspólnego mianownika, przyjmuje postać:

$$A = j \frac{\omega}{4\pi} \left[\epsilon_2 \gamma_1 / (\gamma_1 + \gamma_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2) + \epsilon_1 \gamma_2 / (\gamma_1 + \gamma_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2) - \gamma_1 \gamma_2 / (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 - \epsilon_1 \epsilon_2 / (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \right]$$

i wreszcie po pszekształceniach:

$$A = j \frac{\omega}{4\pi} (\epsilon_1 \gamma_2 - \epsilon_2 \gamma_1) / \gamma_1^2.$$

Mianownik /B/ zaś napiszemy w postaci:

$$B = \left[1 + j \frac{\omega}{4\pi} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \right] / (\epsilon_1 + \epsilon_2) / (\gamma_1 + \gamma_2) / (\gamma_1 + \gamma_2).$$

Ponieważ według poprzedniego $\frac{1}{4\pi} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\gamma_1 + \gamma_2} = T$, przeto będziemy mieli:

$$B = (1 + j \omega T) / (\epsilon_1 + \epsilon_2) / (\gamma_1 + \gamma_2)^2.$$

A więc zatem cały wyraz:

$$\hat{\Gamma}_a = \frac{j \frac{\omega}{4\pi} (\epsilon_1 \gamma_2 - \epsilon_2 \gamma_1) / \gamma_1^2}{(1 + j \omega T) / (\epsilon_1 + \epsilon_2) / (\gamma_1 + \gamma_2)^2} \quad /6/$$

z wyrażenia tego widać, że skoro $\epsilon_1 \gamma_2 = \epsilon_2 \gamma_1$, to $\hat{\Gamma}_a = 0$ zaś $\hat{\Gamma}' = \hat{\Gamma}$.

Mamy zatem ten sam warunek nie występowania zjawisk dodatkowych, co przy prądzie stałym. Wtedy dielektryk złożony zachowuje się jak jednorodny także przy prądzie zmiennym.

Podstawiając, według poprzedniego, $\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon}$, otrzymamy

$$\hat{\Gamma}_a = \frac{j\epsilon\omega}{4\pi/1 + j\omega T} \cdot \frac{(\epsilon_1 \gamma_2 - \epsilon_2 \gamma_1)^2}{\epsilon_1 \epsilon_2 / \gamma_1 + \gamma_2^2} = \frac{j\epsilon\omega}{4\pi/1 + j\omega T} \cdot k,$$

gdzie $k = \frac{(\epsilon_1 \gamma_2 - \epsilon_2 \gamma_1)^2}{\epsilon_1 \epsilon_2 / \gamma_1 + \gamma_2^2}$ jest t.zw. stałą absorpcji, określającą

stopień występowania owych dodatkowych zjawisk.

Ostatnie wyrażenie na $\hat{\Gamma}_a$ możemy, pomnożywszy jego licznik i mianownik przez $1 - j\omega T$, napisać w postaci :

$$\hat{\Gamma}_a = \frac{\epsilon \omega^2 T k}{4\pi/1 + \omega^2 T^2} + j \frac{\epsilon \omega k}{4\pi/1 + \omega^2 T^2}.$$

Podstawiając to do wzoru na $\hat{\Gamma}$, otrzymamy:

$$\hat{\Gamma} = \gamma + \frac{\epsilon \omega^2 T k}{4\pi/1 + \omega^2 T^2} + j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon / 1 + \frac{k}{1 + \omega^2 T^2} /. \quad /7/$$

Pierwsze dwa człony są rzeczywiste; pierwszy z nich γ przedstawia przewodność właściwą dielektryku, powodującą straty przewodzenia; drugi można uważać jako zwiększoną przewodność, powodującą straty dodatkowe; połączymy je razem, otrzymamy przewodność zwiększoną

$$\gamma_a = \gamma + \frac{\epsilon \omega^2 T k}{4\pi/1 + \omega^2 T^2} . \quad /8/$$

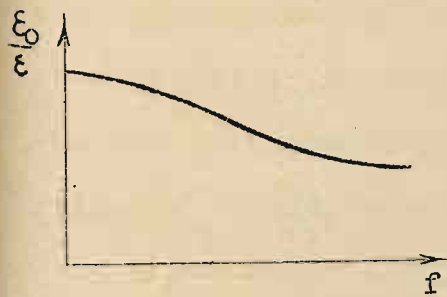
Trzeci człon jest urojony, powodujący zwiększony prąd ładowania. Oznaczysz

$$\epsilon_a = \epsilon / 1 + \frac{k}{1 + \omega^2 T^2} / , \quad /9/$$

otrzymamy przenikalność dielektryczną ϵ_a , zwiększoną skutkiem zjawisk dodatkowych. Uwzględniając te wyrażenia, można napisać wyrażenie /7/ na przewodność, występującą w układzie o dielektryku niejednorodnym, w postaci:

$$\hat{\Gamma} = \gamma_a + j \frac{\omega}{4\pi} \epsilon_a \quad /7a/$$

a więc w takiej samej, jak w przypadku dielektryku jednorodnego. Tutaj zwiększone zostały zarówno przewodność właściwa jak i jego przenikalność. Jak widać ze wzorów /8/ i /9/ obie te wielkości zależą od częstotliwości. Podobnie zależna więc jest i pojemność; np. z rosnącą częstotliwością zmniejsza się pojemność takiego układu. Przenikalność ϵ_a ma war-



Rys.80.

tość maksymalną dla $\omega = 0$ t.j. przy prądzie stałym. Im zmiany prądu są szybsze, tembardziej ładunek wpływający do dielektryku jest niekompletny, tem ϵ_a jest mniejsze, aż przy dużych częstotliwościach osiągnie wartość minimum ϵ_a . Przedstawia to Rys.80.

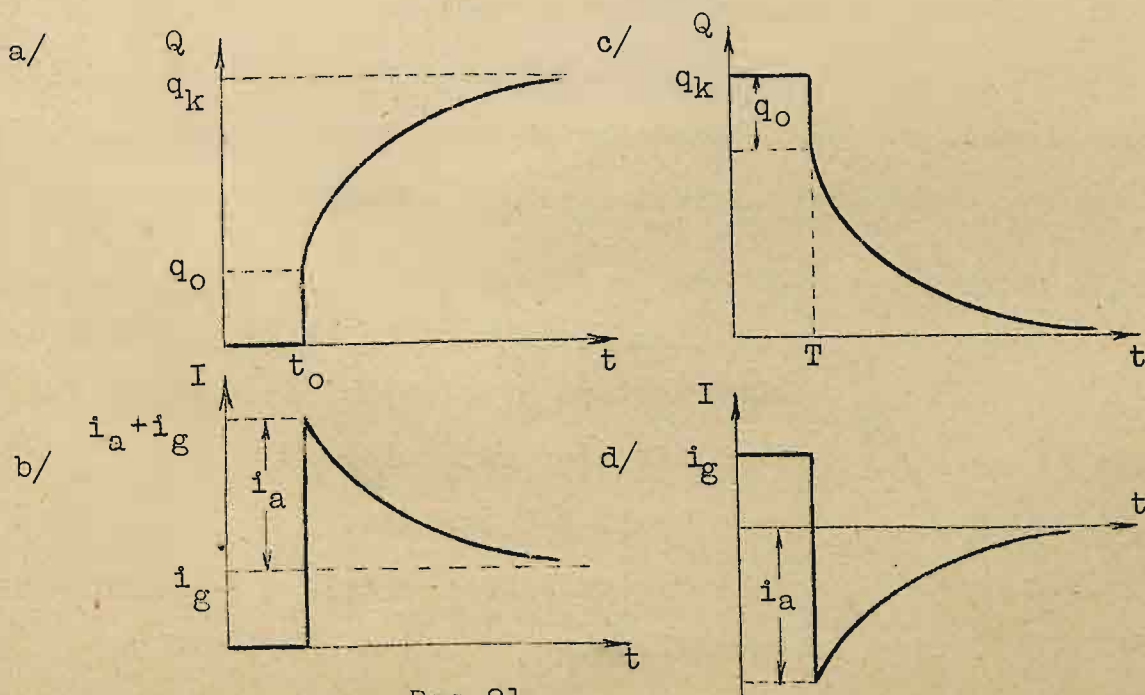
3. UPŁYWNOŚĆ I STRATNOŚĆ DIELEKTRYCZNA.

Stosunki zachodzące w dielektryku niejednorodnym przedstawimy tu w ujęciu, przystosowanem do potrzeb techniki wysokich napięć, operując wielkościami technicznymi.

Prąd stały. - Wyobraźmy sobie dielektryk w układzie płaskim poddany napięciu o stałej wartości u . w momencie $/t_0/$ przyłożenia napięcia do takiego kondensatora płynie do niego prąd odpowiadający napięciu i pojemności kondensatora C_0 , wynikającej z jego geometrycznych wymiarów. Odpowiadający temu ładunek

$$q_0 = C_0 \cdot u.$$

Gdyby to był układ powietrzny, kondensator byłby naładowany natychmiast i prąd przestałby płynąć. W dielektryku z materiału stałego prąd płynie



Rys.81.

byłby zgodny w fazie z napięciem / Rys.82/. Jeżeli zaś występuje ładunek dodatkowy Q_a , musi on być opóźniony względem napięcia o jakiś kąt α

$$q_a = Q_{am} \cdot \sin/\omega t - \alpha/.$$

Całkowity zatem ładunek

$$q = q_a + q_o.$$

Przedstawia go wektor Q , opóźniony względem napięcia o kąt δ . A zatem

$$q = Q_m \cdot \sin/\omega t - \delta/.$$

Ładunkom tym odpowiadają prądy:

prąd ładowania:

$$i_o = \frac{dq_o}{dt} = \omega C_o U_m \sin/\omega t + 90^\circ/ = I_o \cos \omega t,$$

wyprzedzający napięcie o 90° ,

oraz prąd dodatkowy

$$i_a = \frac{dq_a}{dt} = \omega Q_{am} \sin/\omega t - \alpha + 90^\circ/.$$

Ponieważ Q_a zależy od napięcia, możemy napisać

$$Q_a = C_a \cdot U,$$

gdzie C_a jest współczynnikiem odpowiadającym pojemności. Przeto prąd

$$i_a = \omega C_a \cdot U_m \sin/\omega t - \alpha + 90^\circ/ = I_{am} \cos/\omega t - \alpha/$$

opóźnia się wobec i_o o kąt α .

Do tego przychodzi jeszcze prąd przewodzenia i_g , będący w fazie z napięciem

$$i_g = G \cdot U_m \cdot \sin \omega t,$$

gdzie G jest przewodnością kondensatora.

Całkowity zatem prąd

$$\hat{I}' = \hat{I}_o + \hat{I}_a + \hat{I}_g$$

będzie przesunięty o kąt $\delta' = 90^\circ - \varphi'$ wstecz względem napięcia.

Prąd I_a można rozłożyć na 2 składowe :

$$I'_o = I_a \cos \alpha = \omega C_a U \cos \alpha,$$

$$I_w = I_a \sin \alpha = \omega C_a U \sin \alpha.$$

Składowa I'_o powiększa zatem prąd ładowania I_o tak, że

$$I_o + I'_o = \omega C_o U + \omega C_a U \cos \alpha = \omega / C_o + C_a \cos \alpha / U.$$

Jak widać, pociągnęło to za sobą pozorne zwiększenie pojemności C_o konden-

satora do wartości

$$C = C_0 + C_a \cos \alpha.$$

Oznaczmy

$$I_0 + I'_0 = I_c.$$

Oba te prądy bezmocne dają prąd $/I_c/$ odpowiadający prądowi ładowania dielektryku. Prąd ten jest większy, niż właściwy prąd ładowania $/I_0/$ dielektryku jednorodnego. Skutkiem zjawisk absorpcji następuje zwiększenie prądu ładowania.

Składowa I_w , będąca w fazie z napięciem, jest prądem mocnym, podobnie jak prąd przewodzenia I_g . Oznaczmy

$$I_g + I_w = I_u;$$

oba te prądy mocne powodują upływy elektryczności pomimo izolacji, suma ich stanowi prąd upływowy $/I_u/$. Prąd ten występuje więc częściowo skutkiem przewodności dielektryku, jak przy prądzie stałym w dielektryku jednorodnym, a częściowo skutkiem zjawisk absorpcji dielektrycznej, jako własności dielektryku niejednorodnego przy prądzie zmiennym. Otrzymujemy w ten sposób niejako zwiększoną przewodność i nazywamy ją w tym przypadku upływnością.

Prądowi upływowemu odpowiada moc zużyta w dielektryku:

$$P = U/I_w + I_g/ = UI_u = UI \cos \varphi'.$$

Zwykle prąd przewodzenia I_g jest bardzo mały wobec I_w tak, że można go pominąć. Wobec tego można również położyć $I_w = I_u$, $I' = I$, a $\varphi' = \varphi$ tak, że

$$P = UI_u = UI \cos \varphi.$$

Ponieważ, jak z wykresu wynika,

$$I_u = I \cos \varphi = /I_0 + I'_0/ \operatorname{tg} \delta = \omega C U \operatorname{tg} \delta,$$

przeto

$$P = \omega C U^2 \operatorname{tg} \delta \quad /10/$$

Oznaczwszy upływność A , jako stosunek prądu upływowego $/I_u/$ do napięcia $/U/$, dostaniemy:

$$I_u = A \cdot U, \quad \text{a} \quad I_c = \omega C \cdot U,$$

oraz

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_u}{I_c} = \frac{A}{\omega C},$$

stąd upływność

$$A = \omega \operatorname{ctg} \delta.$$

/11/

Wobec tego

$$P = A \cdot U^2.$$

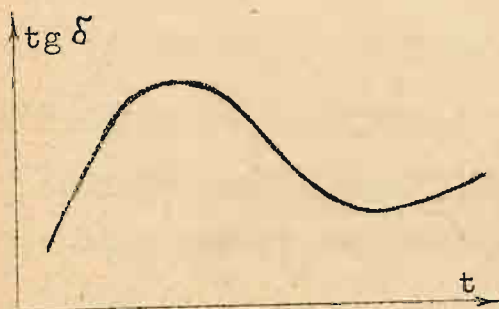
Dla małych δ można położyć $\operatorname{tg} \delta \approx \sin \delta = \cos \varphi$, skąd wynika, że kąt δ odgrywa taką samą rolę, jak kąt φ w współczynniku mocy. Ponieważ P jest to moc zużyta w dielektryku, a więc naogół stracona, przeto nazywamy kątem strat dielektrycznych, a $\operatorname{tg} \delta$ - spółczynnikiem strat dielektrycznych, i mówimy, że dielektryk wykazuje stratność dielektryczną.

Ostatnie wyrażenia na moc straconą w dielektryku wykazują, że przy stałej upływności, moc ta jest proporcjonalna do kwadratu napięcia. Spółczynnik zaś strat, przy stałej upływności, pojemności i częstotliwości, jest stały, t.j. niezależny od napięcia. Jest to szczególnie ważne przy badaniu stratności materiałów izolacyjnych, o czym będzie jeszcze później mowa. Skoro bowiem przy badaniu tych materiałów stwierdzimy, że przy stałych innych czynnikach straty rosną prędzej, niż z kwadratem napięcia, a współczynnik strat przestaje być stały i zmienia się z napięciem, wnosimy, że występuje jeszcze dodatkowe źródło strat, poza omawianymi wyżej.

W rzeczywistości upływność jest zależna od napięcia przyłożonego, gdyż jej składowa, odpowiadająca przewodności właściwej dielektryku, którą przy wywodach powyższych uważaliśmy za znikomą małą, zależy od natężenia pola, a zatem i od napięcia. Dla ciał dosyć jednorodnych /szkło, mika/ rośnie ona logarytmicznie z napięciem. Przy dużych napięciach nie można zatem jej zaniedbywać; prąd przewodzenia rośnie wtedy, a więc i upływność. A zatem straty rosną prędzej, niż z kwadratem napięcia. Prócz tego przy zwiększaniu napięcia mogą powstawać w porach materiału zjawiska jonizacyjne, stanowiące nowe źródła strat. Ma to szczególne znaczenie przy izolacji kabli wysokiego napięcia.

Dalszym ważnym czynnikiem wpływającym na wielkość i zachowanie się strat dielektrycznych jest temperatura. Materiały izolacyjne stałe mają naogół ujemny współczynnik cieplny oporności. Z rosnącą temperaturą zatem

rośnie prąd przewodzenia, a więc i straty. Stwierdzono to np. dla takich materiałów jak szkło, mika i t.d. Przy innych natomiast /guma, izolacja kabla/ straty osiągają maximum i zaczynają opadać poczem znów rosną, ale wolniej. To zjawisko nie jest jeszcze dostatecznie zbadane. Wydaje się, że źródło tego leży w zmianie struktury materiału pod wpływem temperatury.



Rys.83.

Zależność strat od temperatury wymaga, aby przy pomiarach stratności utrzymywano temperaturę na jednym poziomie, oraz podawano jej wartości. Pamiętać również należy, że pozostawienie izolato-

ra pod napięciem powoduje ogrzewanie go skutkiem strat dielektrycznych. Wobec tego przy stałym napięciu straty te będą rosnać lub maleć, zależnie od tego, czy temperatura otoczenia badanego materiału wpada w rosnącą, czy w malejącą gałąź krzywej $\delta = f/t$ na Rys.83.

Zależność strat dielektrycznych od częstotliwości nie jest jeszcze ustalona ogólnie; znamy ją tylko dla różnych materiałów. Wzór /10/ na straty, w którym jest proporcjonalność strat do częstotliwości, jest ważny tylko dla stosunkowo małego obszaru. Naogół stwierdzono, że straty rosną wolniej i dążą do pewnego maximum, na którym się ustalają przy wielkich częstotliwościach.

4. WYTRZYMAŁOŚĆ MATERJAŁÓW STAŁYCH.

Przebiecie warstwy powietrza lub oleju, które jest objawem przekroczenia dopuszczalnego naprężenia danego materiału, nie pozostawia w nim trwalszych zmian. W powietrzu tworzy się ozon, olej spala się skutkiem przeskoku iskry i wydziela sadzę; materiał izolacyjny wypełnia jednak na nowo kanał iskrowy i całość może nadal izolować. Natomiast iskra, przebijająca izolator stały, niszczy zupełnie jego izolacyjność, podobnie jak nadmierne naprężenie mechaniczne również psuje go zupełnie.

Naprężenie elektryczne izolatora pochodzi od napięcia przyłożonego do elektrod, między którymi znajduje się ów dielektryk stały. W przeci-

wieństwie do izolatorów gazowych lub płynnych, które otaczają ściśle elektrody, izolator stały jest zwykle w postaci bryły foremnej lub nieforemnej, do której elektrody przylegają więcej lub mniej ściśle. To też pole, wytworzone przez napięcie przyłożone do elektrod, przechodzi nie tylko przez izolator, ale także naokoło niego, przez drugi materiał izolacyjny /np. przez powietrze otaczające go/. To komplikuje zjawiska, zachodzące przy naprężaniu izolatorów stałych. Oprócz naprężeń na przebicie, mamy do czynienia jeszcze z naprężeniami dielektryku otaczającego, przez który również może nastąpić przeskok iskry. Ponieważ izolator ma wogóle nie dopuścić do zwarcia między elektrodami, ten drugi rodzaj naprężenia odniesiemy także do niego i mówić będziemy o naprężaniu izolatora na przeskok iskry przez powietrze.

Narazie zajmiemy się tylko naprężeniami na przebicie, wyobrażając sobie, że elektrody ściśle przylegają do dielektryku i nie wykazują rozproszenia linii pola, wzgl., że do żadnych wyładowań po powierzchni izolatora nie dojdzie.

Przy tem samym napięciu na elektrodach naprężenie dielektryku zależy od kształtu pola, a więc od kształtu elektrod. Przy nadmiernem naprężeniu miejscowem dielektryku mogą się zjawić wyładowania w porach znajdujących się w materiale. O ile materiał jest podatny na działanie jonizacji lub ozonu, może się psuć w tych miejscach i tracić zdolności izolacyjne. Zjawisko to tłumaczymy sobie nierównomiernym rozdziałem napięcia w dielektryku uwarstwowionym o różnych stałych dielektrycznych /powietrze lub woda w porach/. Materiały porowate, hygroskopijne mają mniejszą wytrzymałość, niż bardziej zwarte. Podobnie - materiały niejednolite, zanieczyszczone, o nierównomiernej strukturze i t.d.

Widać z tego, że wytrzymałość materiałów takich musi być zależna od ich składu, struktury i wyrobu i t.d., a nadto także i od wpływów zewnętrznych. Wytrzymałość zatem ich nie jest stałą materiału; raczej wypada mówić o wytrzymałości gotowych układów izolacyjnych z takich materiałów.

Wytrzymałość układu izolowanego określa się praktycznie wysokością napięcia, przy którym następuje jego przebicie. Ażeby zatem zrozumieć, czem uwarunkowana jest ta wytrzymałość, trzeba poznać prawa, rządzące zjawiskami, powodującymi przebicie materiału izolacyjnego stałego pod wpływem przyłożonego napięcia. Przy materiałach izolacyjnych gazowych i płynnych przypisujemy przebicie warstwy izolacyjnej przez iskrę elektryczną zjawiskom jonizacyjnym, powodującym przechodzenie przez nią prądu elektrycznego, wzrastającego stopniowo aż do formy zupełnego zwarcia. Przy izolatorach stałych - ze względu na inny stan skupienia - zjawiska jonizacji bodźczej nie mogą tak łatwo jak w tamtych występować, jak to poznaliśmy na początku tego rozdziału. Muszą tu wchodzić w grę jeszcze inne czynniki.

Pod tym względem mamy różne teorie przebicia materiałów izolacyjnych stałych pod wpływem przyłożonego napięcia.

a. Przebicie elektryczne.

Z pośród teoryj, tłumaczących mechanizm przebicia dielektryków stałych zjawiskami czysto elektrycznymi, wysuwają się w ostatnich latach na pierwszy plan teoria Rogowskiego^{x/} i Günther-Schultzego.^{xx/} Rogowski przypisuje przebicie siłom działającym na siatkę krystaliczną ciała, zbudowaną z cząstek zupełnie jednorodnych, o związanych jonach dodatnich i ujemnych. Pod wpływem natężenia pola, mniejszego niż krytyczne, następuje częściowe przesunięcie jonów i chwilowa deformacja elastyczna siatki. O ile naprężenie przekroczy wielkość krytyczną, kryształ się rozrywa i następuje przebicie. Günther-Schultze zaś objaśnia przebicie, jako wynik zjawisk jonizacyjnych, odbywających się w bardzo krótkim czasie dzięki bardzo dużym naprężeniom.

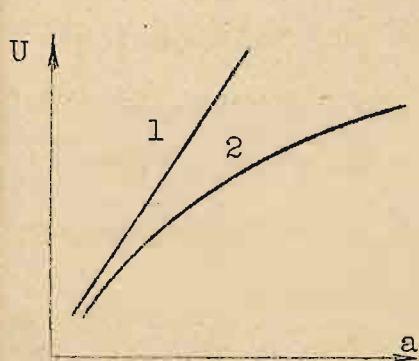
Obie te teorie prowadzą do przebicia prawie momentalnego, t.j. skoro tylko zostanie osiągnięta wartość krytyczna naprężenia, oraz do ustalenia proporcjonalności napięcia przebicia i grubości dielektryku.

^{x/} Arch. f. Elektr., T. XVIII, 1927.

^{xx/} Über die dielektrische Festigkeit, 1924.

Wartości naprężenia krytycznego, obliczone według teorii są znacznie /kilkadziesiąt razy/ większe od pomierzonych. Proporcjonalność napięcia i grubości stwierdzono tylko dla bardzo cienkich płytek badanego materiału; dla grubszych - okazuje się, że naprężenie krytyczne maleje z rosnącą grubością próbki. Pierwotnie tłumaczono to sobie w różny sposób i godzono się, że grubsze warstwy wykazują większe nierównomierności struktury, niż cieńsze, że zatem łatwiej mogą być przebijane. Podobnie rzecz się miała, jeżeli przy próbach poddawano płytkę naprężeniu na większej powierzchni, niż - na mniejszej. Z drugiej strony pomiary na zdecydowanie jednolitych próbkach, przy krótkotrwałych naprężeniach, dawały charakterystyki naprężenia krytycznego, malejące z grubością dielektryku.

Pierwszy, który systematycznie badał dla celów technicznych wytrzymałość niektórych dielektryków stałych / szkło, ebonit/ był prof. I. Mościcki w 1903 i 1904 r., który wykazał, że w polu jednostajnym, t.j. w pośrodku między okładzinami, napięcie przebicia szkła jest proporcjonalne



Rys. 84.

do jego grubości /Rys. 84, krzywa 1/. Natomiast na krawędzi okładzin, gdzie naprężenie pola jest większe, niż w pośrodku, jest ono proporcjonalne do drugiego pierwiastka z grubości /krzywa 2/. Wydaje się prawdopodobne, że skutkiem wyładowań krawędziowych następuje nagrzanie dielektryku, które zmienia mechanizm przebicia elektrycznego.

Proporcjonalność napięcia do grubości została później potwierdzona z innych stron, przy zastosowaniu specjalnych metod, aby uniknąć wpływu wyładowań krawędziowych, które psują pomiar /o czym później będzie mowa/.

Miedzy innymi potwierdził to Schwaiger w 1921 r., Inge i Walther w 1926 i.

Nowsze badania wykazują, że wysokość naprężenia zależy od czasu przyłożonego napięcia: przy napięciach krótkotrwałych /mniej, niż 1 minuta/ otrzymujemy naprężenia wyższe 1,2 do 1,8 razy; przy udarowych /kilkadziesiąt sekund/ -jeszcze większe.

Wytkumaczenia różnic zachodzących przy krótko- i długotrwałych naprę-

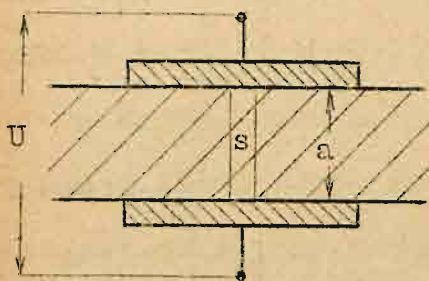
zeniach, przy cieńszych i grubszych próbkach, teoria ta nie daje; można powiedzieć, że raczej zawodzi w tych przypadkach.

b. Przebicie cieplne.

Teoria elektryczna przebicia nie dawała odpowiedzi, dlatego przy dłuższych naprężeniach wytrzymałość materiału maleje. Zwrócono się zatem w zupełnie innym kierunku i starano się szukać rozwiązania w traktowaniu przewodzenia prądu przez izolator, jako zjawiska, zależnego od temperatury.

Pod wpływem, choćby bardzo małego prądu płynącego przez izolator, ogrzewa się on; ilość wydzielonego ciepła jest, jak wiemy, proporcjonalna do kwadratu natężenia prądu i oporności jego drogi. Izolatory mają naogół współczynnik cieplny oporności ujemny. Skutkiem ogrzewania się przewodność rośnie, zatem rośnie i prąd, a skutkiem tego i ciepło. Poza to w materiale istnieć mogą miejsca o różnej przewodności, np. w postaci kanalików o przewodności większej, niż otoczenie. Prąd elektryczny przepływa więc przede wszystkim tamtędy i tam wywołuje się najwięcej ciepła. To ciepło musi zostać odprowadzone w dostatecznej mierze, aby nie dopuścić do dalszego zwiększania się przewodności w kanalikach. Jeżeli jednak ilość ciepła wytworzonego będzie większa, niż odprowadzonego, to zjawisko to potęguje się i dojdzie do przebicia materiału.

Głównymi przedstawicielami teorii przebicia czysto cieplnego są C.P. Steinmetz i K.W. Wagner. Wagner wychodzi z pojęcia lepiej przewodzącego kanalik, mogącego się znaleźć zawsze, nawet w najbardziej jednolitym materiale. Kanalik taki przechodzi przez całą grubość próbki i w nim



Rys. 85.

skupia się prąd, wytwarzając ciepło odchodzące tylko na boki, a więc w kierunku prostopadłym do kanalików, a nie do elektrod /kanalik jest bardzo cienki wobec jego długości/. Punktem wyjścia teorii Wagnera były następujące proste rozważania:

Najprostszy taki przypadek przedstawia

Rys.85. dla układu płaskiego z materiału o przewodności właściwej γ , gdzie znajduje się kanalik o długości a i przekroju s . Skutkiem przepływu prądu przez kanalik wytwarza się w nim w ciągu jednej sekundy ilość ciepła

$$Q_1 = \frac{0,24 \gamma s}{a} U^2.$$

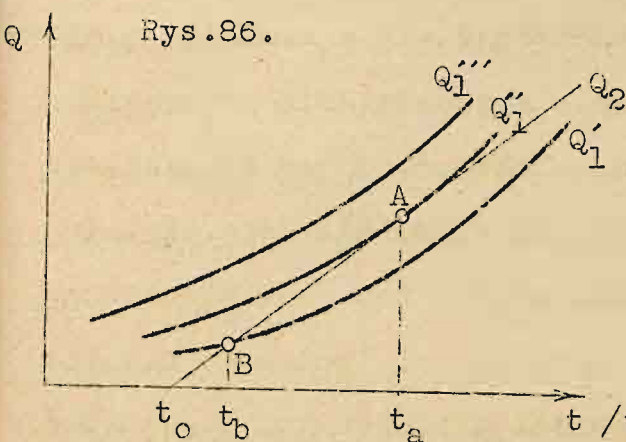
Przy niewielkim wzroście temperatury t zależność przewodności właściwej od temperatury można wyrazić według poprzedniego wzoru /1/:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot e^{\alpha t}.$$

Wobec tego

$$Q_1 = \frac{0,24 \gamma_0 s}{a} U^2 \cdot e^{\alpha t}.$$

Zależność Q_1 od temperatury dla różnych wartości Q_1 , a więc dla różnych napięć przyłożonych, przedstawiają krzywe Q_1' , Q_1'' i $Q_1''' = f/t$ na



Rys.86.

Rys.86.

Ciepło ^{od} dane w ciągu tego czasu dielektrykowi przy podniesieniu się temperatury kanalik o $t^{\circ}C$

$$Q_2 = \lambda \cdot a \cdot t,$$

gdzie λ jest współczynnikiem prze-

wodzenia ciepła w dielektryku. Zależność Q_2 od temperatury przedstawi się jako prosta Q_2 przechodząca przy temperaturze t_0 przez oś temperatur. Jeżeli niema innego odprowadzenia ciepła jak tylko do dielektryku, to, gdy ilość ciepła wytworzonego $/Q_1/$ jest mniejsza od mogącego być odprowadzonym, nastanie równowaga cieplna. Będzie to np. dla krzywej Q_1' powyżej punktu B; po lewej stronie tego punktu, oraz dla całej krzywej Q_1''' ciepła wytworzonego nie można odprowadzić i może dojść do przebicia. Punkt A, w którym prosta Q_2 jest styczną do krzywej Q_1'' , odpowiada warunkowi równowagi niestaczej.

Przebieg krzywych Q_1 zależy od przyłożonego napięcia. Przy napięciu, odpowiadającym punktowi A, nastąpi przebicie materiału o początkowej temperaturze t_0 , ogrzanego do t_a o $t_a - t_0 = t$. Będzie to napięcie przebicia U_0 . Dla obliczenia tego napięcia kładziemy $Q_1 = Q_2$, czyli

$$\frac{0,24 \gamma_o s}{a} U_o^2 \cdot e^{\alpha t} = \lambda \cdot a \cdot t$$

Po-tem muszą być pochodne po t obu wyrażeń równe sobie, a zatem

$$\frac{0,24 \gamma_o s U_o^2}{a} \cdot \frac{d}{dt} e^{\alpha t} = \lambda \cdot a$$

czyli

$$0,24 \gamma_o s \alpha U_o^2 e^{\alpha t} = \lambda \cdot a^2$$

skąd

$$U_o = \sqrt{\frac{\lambda}{0,24 \gamma_o s \alpha} \cdot a \cdot e^{-\frac{1}{2} \alpha t}}. \quad /12/$$

Widać z tego związku, że między U_o i a zachodzi proporcjonalność.

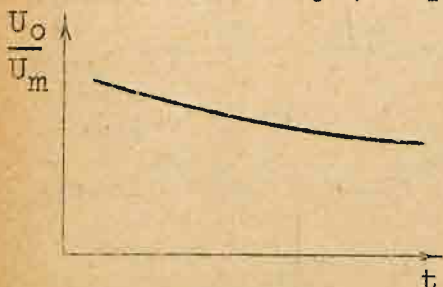
Wzór ten daje pozatem zależność napięcia przebicia od temperatury. Jeżeli temperatura rośnie, napięcie to maleje wykładniczo.

Jest to słuszne, ale przy uwzględnieniu dosyć daleko idących założeń, a przede wszystkim tego, że cały prąd koncentruje się w kanalik i nie ogrzewa reszty dielektryku i że całe ciepło rozchodzi się promieniowo z kanalik do dielektryku, a nie osiowo do elektrod. W rzeczywistości odpływ ciepła odbywa się również i w kierunku elektrod. Przy płytach grubszych /w stosunku do grubości kanalik/ odpływ ten jest utrudniony i nie odbywa się według założenia proporcjonalności oddanego ciepła do długości kanalik /a/, a więc - do grubości dielektryku. W rezultacie przebicie cieplne materiałów stałych nastąpić powinno wcześniej, t.j. przy mniejszej temperaturze, niż to wynika ze wzorów powyższych.

Teorja Wagnera, której założenia i rozumowania wstępne podano wyżej, prowadzi więc do proporcjonalności między napięciem przebicia a grubością dielektryku.

$$U_o = \text{const} \cdot a \quad /13/$$

Inne teorje, na poprzedniej oparte, wykazują, że założenia Wagnera

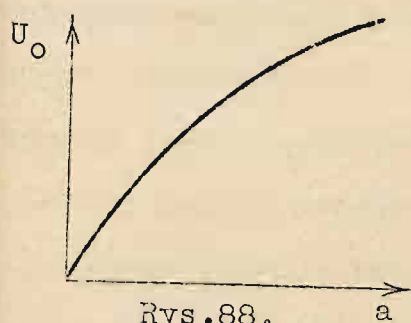


Rys. 87.

co do odpływu ciepła tylko do dielektryku, a nie nazewnątrz /do elektrod/, są niesłuszne dla cienkich płytek. Na tej podstawie ustawiono /Karman, 1924/ zależność napięcia przebicia od drugiego pierwiastka z grubości dielektryku:

$$U_o = \text{const} \cdot \sqrt{a} \quad /14/$$

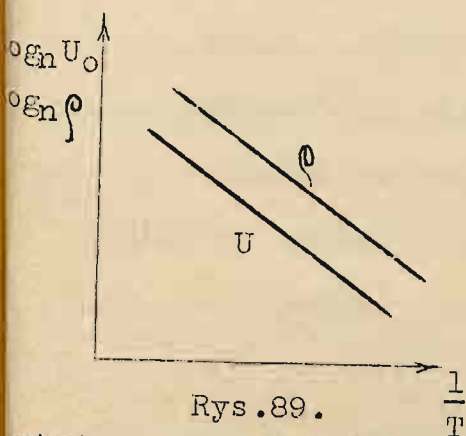
Badania doświadczalne nad zjawiskami przebicia przy uwzględnieniu wpływów cieplnych stwierdzają naogół zgodnie, że istnieje przedewszystkiem zależność wysokości napięcia przebicia od czasu trwania naprężenia. Np. dla porcelany podaje to Rys.87, na którym jako rzędne podany jest stosunek napięcia przebicia $/U_o/$ przy czasie naprężenia t , do napięcia, jakie wytrzymuje materiał bez doprowadzenia do przebicia $/U_m/$, t.j. po czasie $t = \infty$. Stosunek ten waha się w granicach 1,2 do 1,0 przy czasach od 1 do kilku minut.



Rys.88.

Wpływ grubości dielektryku pokazuje Rys.88 dla porcelany. Napięcie przebicia nie rośnie proporcjonalnie do grubości lecz wolniej. Tylko w obrębie małych a mamy pewną proporcjonalność napięcia i grubości.

Ciekawą zależność od temperatury wykazuje oporność dielektryku; jest ona podobna jak dla napięcia przebicia. Okazuje się, że istnieje np. dla szkła i porcelany proporcjonalność między $\log_n U_o$, oraz $\log_n \rho$, a odwrotnością temperatury bezwzględnej. Wskazują zresztą na to poprzednie wzory na U_o i γ . Zależność ta, otrzymana eksperymentalnie /Rys.89/, potwierdza rozważania teoretyczne, że do przebicia



Rys.89.

cieplnego potrzebne jest zmniejszanie się oporności dielektryku.

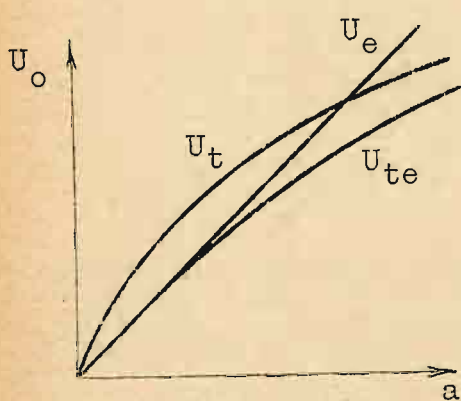
Wpływ częstotliwości na napięcie przebicia cieplnego daje się zauważyć dopiero przy wyższych temperaturach, kiedy zaczynają występować zjawiska elektrolityczne, powodujące zmianę struktury dielektryku. Otrzymujemy

wtedy napięcie przebicia niższe /10 do 30%/, niż wypada przy niższych temperaturach. Do tego dochodzi jeszcze wpływ zjawisk absorpcji dielektrycznej i dodatkowych strat, które ogrzewają dielektryk. Przy małych częstotliwościach wpływ ten jest niewielki.

Teoria cieplna przebicia elektrycznego nie daje - jak z powyższego

widać - ścisłego wyjaśnienia opisywanych zjawisk. Podobnie zresztą jak teoria czysto elektrycznego przebicia. Badania doświadczalne wskazują na to, że mamy tu do czynienia ze zjawiskami złożonymi. W niektórych przypadkach można sobie wytłumaczyć przebicie działaniem czysto elektrycznym, w innych cieplnym, w innych znów występuje zarówno jedno jak drugie.

Jako przykład tego niech posłuży zależność napięcia przebicia od grubości dielektryku, według obu teorii, przedstawiona na Rys. 90. Krzywa U_e przedstawia przebicie według teorii elektrycznej $U_e = \text{const.} \cdot a$; krzywa U_t - według czysto termicznej: $U_t = \text{const.} \cdot \sqrt{a}$. Z rozważań teoretycz-



Rys. 90.

nych i doświadczeń wynika, że dla małych grubości a otrzymamy napięcie przebicia niższe według teorii elektrycznej niż według cieplnej i proporcjonalne do grubości. Natomiast przy grubszych dielektrykach zjawiska cieplne przeważają. W rezultacie napięcie przebicia przedstawi się jako krzywa $U_{te} = f/a$. Przy małych grubościach

otrzymujemy więc przebicie czysto elektryczne, przy wielkich czysto termiczne, a przy średnich termiczno-elektryczne. Czy należy uważać płytkę jako cienką czy grubą, zależy to od temperatury. Twórcami tej teorii są Rogowski i Karman /1924/.

Kwestji praw rządzących zjawiskami przebicia dielektryków stałych nie można uważać jeszcze za rozwiązaną. Nie zawsze doświadczenia zgadzają się z obliczeniem. Przypisać to należy niejednorodnej strukturze badanych materiałów i niedoskonałym jeszcze metodom badania. Sprawa ta jest obecnie na porządku dziennym prac w dziedzinie techniki wysokich napięć i fizyki technicznej.

5. PORCELANA.

Z pośród materiałów ceramicznych najbardziej rozpowszechnionym i najważniejszym materiałem izolacyjnym w technice wysokich napięć jest porcelana, używana do wyrobu wszelkiego rodzaju izolatorów.

W skład masy porcelanowej izolatorowej wchodzi w 1/2 glina właściwa

w postaci kaolinu, w 1/4 kwarcu, jako t.zw. materiał schudzający, dający szkielek masie i w 1/4 skałek jako topnik, łączący wszystko w jednolitą całość.

Kaolin jest to produkt wietrzenia i rozpadu skał ogniwych /granitów/. W stanie czystym, jako glina właściwa, posiada wzór teoretyczny: $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Kaoliny techniczne starannie szlamowane, zawierają zawsze różne domieszki, które je oddalają od tego wzoru. Punkt topności 1730 do 1790°C.

Skalenie występują najczęściej w postaci gniazd w innych skałach ogniwych, np. w pegmatytach. Zależnie od zawartości sodu, potasu lub wapnia występują one w postaci ablitu $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2 \cdot \text{Na}_2\text{O}$ /ortoklazu $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6\text{SiO}_2 \cdot \text{K}_2\text{O}$ / i anortytu $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot \text{CaO}$ /, lub częściej ich mieszaniny. Punkt topności ok. 1200°C.

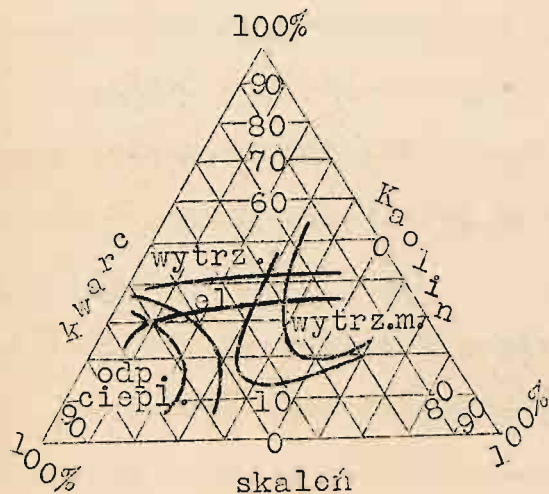
Kwarc, czyli czysta krzemionka SiO_2 , występuje w przyrodzie nieraz w postaci bardzo czystej, jako skała lub piasek / w tej postaci używany jest tylko do hutnictwa szklanego/. Punkt topności ok. 1700°C.

Pozatem w celu ułatwienia formowania wyrobów dodaje się, stosownie do potrzeby, niewielkie ilości /parę%/ gliny plastycznej, gdyż kaolin sam jest za mało plastyczny.

Przy wypalaniu /zależnie od składu masy 1350 do 1410°C/ ulega stopieniu tylko skałek, a inne składniki, nie ulegając stopieniu, częściowo rozpuszczają się w nim i tworzą po ostudzeniu jednolitą nieporowatą masę.

Glina daje porcelanie przed jej wypaleniem potrzebną plastyczność, a następnie odporność na wpływy cieplne; kwarc - daje należyłą wytrzymałość mechaniczną, stanowiąc niejako szkielek porcelany; wreszcie skałek jest czynnikiem, łączącym oba tamte, i daje porcelanie spoiwość i wytrzymałość elektryczną. Zależnie od procentowego składu tych trzech czynników w masie porcelanowej, otrzymujemy materiał w różnym stopniu odporny na wpływy elektryczne, mechaniczne i cieplne. Osiągnięcie optimum wytrzymałości pod każdym względem jest niemożliwe, trzeba się zdecydować na jeden, względnie dwa warunki, pomijając trzeci. Zależnie od po-

trzeby, dobiera się odpowiedni stosunek procentowy tych składników na podstawie specjalnego wykresu trójkątowego układu trzech osi współrzędnych, który uzmysławia bardzo przejrzyste własności porcelany /Rys.91/.



Rys.91.

Każdy punkt wewnątrz trójkąta jest określony trzema współrzędnymi, odpowiadającymi procentowemu stosunkowi kaolinu, skalenia i kwarcu w masie porcelanowej. Krzywe podane w tym układzie, określają granice procentowego składu, który należy zastosować, aby uzyskać odpowiednie własności wytrzymałości elektrycznej, mechanicznej i cieplnej. Widać z tego, że wymagania najlepszych

własności są sprzeczne tak, że trzeba wybierać między nimi zależnie od przeznaczenia materiału. Optimum tych własności jest zawarte między trzema krzywymi, co odpowiada mniej więcej składowi 40-50% kaolinu i po ok. 25% skalenia i kwarcu.

Masa służąca do wyrobu izolatorów porcelanowych, składa się więc, jak wyżej powiedziano, z trzech głównych składników: kaolinu, kwarcu i skalenia, tworzących mieszaninę doskonale zmieloną. Rozrobiwszy ją wodą na szlam, przepuszcza się ją obok magnesów, celem wyłowienia cząstek żelaza, i przez sита, celem usunięcia grudek i zanieczyszczeń, poczem za pomocą pras filtrowych wyciska się wodę i robi masę, która po odleżeniu pewnego czasu w piwnicy, nabywa większej plastyczności. Masę taką poddaje się działaniu specjalnych maszyn gniotących, mających na celu usunięcie powietrza.

Kształt nadaje się izolatorowi, albo tocząc go za pomocą szablonu na obracającej się tarczy garncarskiej, albo odlewając w gipsowych formach, po uprzednim rozrobieniu masy wodą. Pierwszy sposób daje przedmiotom większą wytrzymałość, bo przez urabianie masy staje się ona bardziej spoiistą. Drugi stosuje się do przedmiotów o kształcie złożonym, np. nieo-

brotowych. Drobniejsze przedmioty porcelanowe można wyciskać za pomocą pras z masy pokruszonej z dodatkiem nafty.

Uformowane izolatory suszy się powoli i równomiernie, poczem powleka się je polewą, t.j. szlamem z masy z większą zawartością topników, i wstawia do specjalnego pieca, tunelowego lub pierścieniowego, gdzie się je wypala w temperaturze ok. 1400°C , ogrzewając stopniowo przez 25 do 30 godzin, a potem ostudzając przez dalsze 30 do 40 godzin. Cały proces wypalania trwa więc 50 do 70 godzin. W piecach stoją przedmioty na trzonach szamotowych w t.zw. kapslach szamotowych, aby spaliny nie zanieczyszczały powierzchni. Po wystudzeniu czyści się je i segreguje.

Przedmioty porcelanowe zmniejszają wymiary przez wypalenie ok. 17%. Różnice wymiarów o $\pm 5\%$ są nie do uniknięcia, wobec tego są dopuszczalne przez przepisy.

Staranność wyrobu i wypalenia jest pierwszorzędnym czynnikiem, warunkującym dobroć izolatora. Fabryki mają tu swe sposoby wypróbowane, których zazdrośnie strzegą. Jako najważniejsze warunki stawiane pod tym względem są: delikatne zmielenie składników i dokładne zmieszanie ich ze sobą; staranne modelowanie izolatora, aby uniknąć pór powietrznych, szczelin, szwów, gdyż na wytrzymałość porcelany ma wielki wpływ jej spójność i jednolitość; powolne suszenie wyrobionego przedmiotu, aby uniknąć naprężeń wewnętrznych. Jednak najważniejszym procesem jest wypalanie porcelany przy właściwej temperaturze. Za niska temperatura powoduje to, że porcelana jest za mało gęsta i wytrzymała. Przy temperaturze zbyt wysokiej masa staje się w piecu zbyt miękka i przedmiot może się zdeformować, a porcelana tak wypalona jest bardzo krucha. Studzenie, jak i ogrzewanie, musi być również bardzo powolne, aby znowu nie dopuścić do naprężeń wewnętrznych, a przez to do rys, częstokroć mikroskopijnie małych. Ażeby się przedmiot jednostajnie w całej masie ostudzał, należy unikać przy konstrukcji nagłych zmian grubości, silnych zakrzywień i t.d. Przedmioty cieńsze wykazują większą wytrzymałość mechaniczną, niż uformowane niejednolicie. Nowoczesna technika izolatorowa dąży do tego, aby izolatory nie

miały w żadnym miejscu ścianki grubszej niż 20 do 25 mm /z wyjątkiem izolatorów o podwójnym kołpaku, które mają trzon specjalnie gruby; o tem później/.

Ażeby porcelanę uczynić bardziej odporną na wpływy zewnętrzne, pokrywa się ją polewą czyli szkliwem, które posiada niższy punkt topliwości niż porcelana. Polewa musi dokładnie przylegać do porcelany i mieć ten sam współczynnik rozszerzalności, bo inaczej popęka i odpadnie przy ostudzeniu. Chroni ona izolator od osadzania się na nim brudu, dymu i t.p., przez co z czasem powierzchnia izolatora mogłaby się stać przewodzącą. Wpływy atmosferyczne także mniej dają się we znaki izolatorom polewanym, niż bez polewy.

Porcelana elek^trotechniczna wykazuje następujące własności:

Ciężkość właściwa - 2,3 do 2,4.

Wydłużalność - różna, zależnie od składu i wypalenia, wynosi ok. 4 do $6 \cdot 10^{-6}$.

Twardość - 7 do 8.

Spółczynnik sprężystości - 680000 do 780000 kg/cm².

Wytrzymałość na ściskanie - bardzo duża, zwłaszcza przy małych próbkach; średnio można przyjąć 1000 do 4000 kg/cm²; zmniejsza się ona z rosnącym przekrojem próbki.

Wytrzymałość na rozciąganie - również bardzo rozmaita, zależnie od próbki. Jakkolwiek w stosunku do poprzedniej mała, to jednak naogół wystarczająca do konstrukcyj izolatorowych, pracujących na rozciąganie; wynosi 200 do 400 kg/cm².

Udarność - 5 do 7 kg/cm².

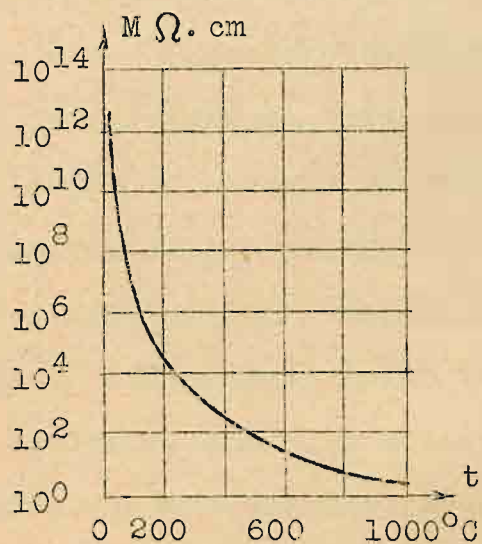
Wytrzymałość na zginanie - zależy bardzo od kształtu i wymiarów próbki i wynosi 400 do 450 kg/cm².

Obrabialność - bardzo mała; porcelany prawie się nie obrabia. W przypadkach koniecznych, np. przy głowicach wielkich izolatorów przepustowych obróbka odbywa się przez szlifowanie krążkiem karborundowym.

Porowatość - zależy od wyrobu; dobrze wypalona porcelana nie powinna

wykazywać porowatości, a więc wchłaniać wody; porcelana zaś wypalona nie-
starannie jest hygroskopijna, nie nadaje się wtedy do pracy.

Odporność na ciepło. Przy temperaturze powyżej 600°C zaczyna por-
celana mięknać, przy 950° części polewane mogą do siebie przylgnąć;



Rys. 92.

iskra nie pozostawia na niej śladów, nato-
miast płomień dłużej trwającego łuku świetl-
nego, może uszkodzić izolator, lub jego pole-
wę. W oleju natomiast łuk wżera się w po-
wierzchnię izolatora, bo olej utrudnia mu
przejście. Ważną jest odporność na nagłe
zmiany temperatury; porcelana powinna wy-
trzymać nagłe przeskoki $/75$ do $100^{\circ}\text{C}/\text{bez}$
najmniejszych rys lub pęknięć.

Odporność na mróz - zupełna.

Odporność na kwasy - bardzo duża; normalnie, izolatory porcelano-
we nie poddają się wpływom atmosferycznym, oparom, wyziewom.

Oporność właściwa porcelany - bardzo duża, rzędu 10^{14} do $10^{15} \Omega \text{cm}$
przy normalnej temperaturze; spada ona znacznie z rosnącą temperaturą
/Rys. 92/. Wobec oporności powierzchniowej można ją w normalnych warun-
kach pominąć.

Oporność powierzchniowa - zależy bardzo od wilgotności powietrza
i stanu samej powierzchni; np. oporność mierząca 2 miliony $M\Omega$ przy 40%
wilgotności, opadka na 100 $M\Omega$ przy 100%. Izolatory czyste po zmoczeniu
deszczem i wyschnięciu osiągają z powrotem swe pierwotne wartości prę-
dziej niż zabrudzone.

Stała dielektryczna - 5,5 do 6, rośnie z temperaturą.

Stratność dielektryczna - niewielka, współczynnik strat dobrej por-
celany przy 20°C wynosi ok. 0,015. Straty upływowe izolator^aów zależą od sta-
nu atmosfery i opadów; wynoszą np. dla izolatora stojącego przy 6 kV :

w suchem powietrzu ok. 0,05 W

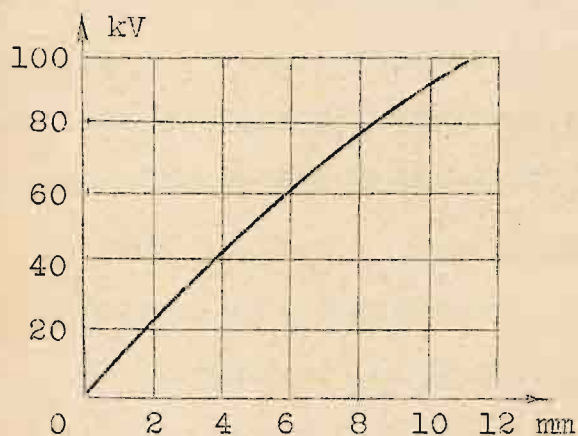
we mgle

ok. 0,20 W

w deszcz	ok. 1,0 W
w ulewę	ok. 2,0 W

a więc są tak małe, że ich można nie uwzględniać przy obliczaniu strat w linii. Natomiast straty znacznie rosną, o ile na izolatorach tworzą się osady stałe, np. w pobliżu morza lub fabryk chemicznych.

Wytrzymałość na przebicie.- Dane zależą bardzo od kształtu elektrod



Rys.93.

i próbki, od czasu trwania naprężenia, od kształtu krzywej napięcia, szybkości podnoszenia napięcia przy próbie i t.d. Wytrzymałość zależy też bardzo od jej składu i procesu wypalania. Wartości otrzymane przez różnych badaczy, różnią się bardzo. Zależność napięcia przebicia od grubości płytki przedstawia Rys.93.

Zgrubsza można przyjąć ok. 80 do 100 kV dla płytki 10 mm, a ok. 20 do 25 kV dla 2 mm. W technice wysokich napięć ważniejsza jest wytrzymałość gotowych izolatorów, niż samego materiału, tu bowiem ogromny wpływ na wytrzymałość wywiera kształt pola.

§. SZKŁO.

Szkło - w tej postaci, w jakiej idzie na wyrób izolatorów, stanowi stałe roztwory krzemianów o składzie mniej lub więcej zbliżonym do wzoru: $\text{Na}_2\text{O} \cdot 3\text{CaO} \cdot 0.6\text{SiO}_2$. Prócz tego zawiera zwykle jako domieszki pewne ilości tlenków innych metali, jak K_2O , Fe_2O_3 , Al_2O_3 , MgO , trafiające tam z surowcami, lub dodane tam celowo w celu polepszenia własności mechanicznych, elektrycznych i cieplnych, jak np. tlenki boru w szkle "Pyrex". Jako główne surowce masy szklanej idą: piasek kwarcowy /krzemionka/, soda /na tlenek sodu/ i wapienie /na tlenek wapnia/.

Składniki po zmieszaniu i po ewentualnem zmieleniu idą do wanny /proces ciągły/, w której ulegają stopieniu przy temperaturze ok. 1100°C . Wyrób odbywa się przez prasowanie szkła, zaczerpniętego z dna wanny w stanie bardzo plastycznym, w stalowych formach, w których w przeciągu kilku

sekund przechodzą w stan stały. W celu uniknięcia przy krzepnięciu naprężeń wewnętrznych, najgroźniejszy^{ch} dla trwałości, izolatory po wyjęciu z formy umieszczane są w piecu, gdzie podlegają wypaleniu / odhartowanie / przy temperaturze ok. 600°C i powolnemu ostudzeniu. Istnienie naprężeń wewnętrznych może być stwierdzone w t.zw. polaryskopie dzięki właściwości szkła naprężonego - skręcania płaszczyzny polaryzacji.

Szkło izolatorowe wykazuje następujące najważniejsze własności :
Wytrzymałość elektryczna w polu jednostajnym przy grubości ok. 1 mm wynosi powyżej 800 kV/cm /skut./, przy wyładowaniach krawędziowych spada poniżej 100 kV/cm. Spółczynnik strat przy 20°C ok. 0,06 ; rośnie szybko z temperaturą. Stała dielektryczna 7 do 8 ; rośnie z temperaturą. Ciężkość właściwa 2,5. Wydłużalność ok. $7 \cdot 10^{-6}$. Wytrzymałość mechaniczna na rozwanie 250 do 350 kg/cm². Udarność 3 do 5 kg/cm².

7. PAPIERY IZOLACYJNE.

Papier izolacyjny, znany także pod nazwą papieru twardego, wyrabia się, podobnie jak papier zwykły, z celulozy, włókien bawełnianych, lub im podobnych przy zastosowaniu specjalnych zabiegów. Najważniejszym zabiegiem jest należyte wysuszenie papieru tak, aby wszędzie miał jednakowy stopień wilgotności i jednakową stałą dielektryczną, na którą również ma wpływ zawartość wody i powietrza w porach. Ponieważ papier jest wystawiony na wpływ wilgoci powietrza, może wchłaniać i wydawać tę wilgoć i to najintensywniej w warstwach zewnętrznych ; przez to zmieniają się jego własności.

Wobec tego papier trzeba poddać działaniu substancji dobrze izolującej, a nie przyjmującej wody, jak oleje, lakiery, parafina, smoła, żywica i t.p., a powierzchnię uczynić specjalnie odporną. Działanie to musi być dwójakie: powlekanie, czyli lakierowanie, wtedy mamy do czynienia z dwiema warstwami izolacyjnymi: papierem i lakierem ; albo też nasycanie papieru tak, że otrzymujemy jednolitą warstwę, przepojoną masą izolacyjną, która wyparła wodę i powietrze z papieru. Sposoby takiego przerabiania papieru są właśnie czynnikiem warunkującym dobroć i wytrzymałość izolacji i sta-

nowią zwykle tajemnicę fabryczną. Procesy te odbywają się zwykle w stanie gorącym i pod ciśnieniem, aby wypędzić wilgoć z papieru, jednak przy takiej temperaturze, aby go nie zepsuć /ok. 100°C /. Papier tak przyrządzony, zwykle bardzo cienki, składa się warstwami pod prasę w postaci płyt, lub zwinięty w postaci rur. Ta ostatnia forma daje lepsze wyniki, gdyż łatwiej można zastosować jednostajne ciśnienie podczas wyrobu /przez walcowanie/.

Papier nie znosi dużych temperatur. Przy 100°C i dostępie powietrza zaczyna się jego utlenianie, przy 105 do 110°C - kruszeje; ale nawet przy znacznie niższych temperaturach, o ile papier jest na nie trwale wystawiony, traci na wytrzymałości mechanicznej i elektrycznej. Dlatego nie można dopuszczać do nadmiernego grzania się izolacji papierowej; zwłaszcza odnosi się to do kabli, które obecnie prawie wyłącznie są wyrabiane o takiej izolacji. Jako maksymalnie dopuszczalną granicę grzania się papieru przyjąć można 80°C .

Nasycanie papieru podnosi jednak jego wytrzymałość w tym względzie. Doskonale nasycony papier może wytrzymywać takie temperatury, jak jego masa impregnacyjna. Kwestja ta, t.j. odporność papierów twardych na ciepło, nie jest jeszcze ostatecznie wyjaśniona. Podawane przez różnych badaczy wartości różnią się zbyt od siebie, aby można było ustalić jakieś liczbowe normy w tym względzie.

Dawniej stosowano parafinę, jako materiał impregnacyjny, bardzo dobry pod względem mechanicznym i elektrycznym, lecz mało odporny na ciepło. Lepszy jest szelak, dający papierowi wytrzymałość do 20 kV/mm , lecz nie znoszący temperatur wyższych, niż 100°C .

Obecnie używana jest sztuczna żywica, znana pod nazwą bakelitu /od wynalazcy - dr. Baekelanda z Nowego Jorku/. Jest to syntetyczne połączenie benzofenolów $\text{C}_6\text{H}_5\cdot\text{OH}$ z formaldehydem $\text{H}\cdot\text{COH}$ przy zastosowaniu silnego katalizatora, np. kwasu solnego lub alkaliów /amoniak/.

Jako produkt tego otrzymuje się masę kleistą, łatwo rozpuszczalną /np. w alkoholu/, topliwą; stan taki nazywamy stanem A. Przez poddanie

tej masy dłuższemu ogrzewaniu, przechodzi ona w stan B, jako ciało stałe, dosyć kruche, jeszcze podatne ciepłu, przez które staje się plastyczne, ale już nietopliwe i rozpuszczalne tylko w niektórych silnych rozpuszczalnikach /aceton, fenol/. Pod ciśnieniem da się urabiać plastycznie w formy. - Przy dalszem ogrzewaniu przez 2 do 3 godzin przy 140 do 180°C w specjalnych piecach /bakelizatorach/, pod ciśnieniem ok. 2 atm., aby przeszkodzić wydzielaniu się gazów wewnątrz masy w postaci pór, bakelit przechodzi w ostatnie stadium /stan C/, jako materiał jasny przezroczysty, bardzo twardy, mało elastyczny, nierozpuszczalny i nietopliwy. Tylko stężony kwas solny i azotowy może go nadgryźć. Znosi ciepło do 300°C, poczem powoli się zwęgla, lecz nie mięknie. Ciężkość właściwa ok. 1,75, stała dielektryczna 6 do 8. Wytrzymuje ok. 23 kV/mm w płytkach grubości do 2 mm.

Do wyrobu papieru izolacyjnego używa się bakelitu w stanie A, rozpuszczonego w alkoholu, którym się pociąga papier. Po wyschnięciu papier przepuszcza się przez odpowiednie maszyny, w których nawija się go spiralnie na rury pod ciśnieniem i przy temperaturze 130 do 140°C, przez co bakelit przechodzi w stan C, a składniki gazowe ulatniają się.

Papier bakelizowany odporny jest na ciepło do 250°C i na wpływy olejów. Wytrzymałość elektryczna przeszła 20 kV/mm, jest ona jednak większa w kierunku prostopadłym do warstw, niż w równoległym /jak zresztą przy każdym papierze izolacyjnym uwarstwionym/.

Daje się on łatwo obrabiać, czem się różni bardzo korzystnie od porcelany, od której pozatem jest ok. 2 razy lżejszy, bardziej wytrzymały elektrycznie i znacznie wytrzymalszy na zgięcia. Natomiast jest znacznie mniej wytrzymały na wpływy wilgoci atmosferycznej, dlatego nie można go używać pod gołym niebem. Stała dielektryczna wynosi 4 do 5, zależnie od wyrobu. Spółczynnik strat również zależny od wyrobu: 0,01 do 0,02.

W użyciu jest on znany pod różnymi nazwami, jak : repelit, bituba, hefelit, pertinax i t.p., zależnie od fabryki, która go wyrabia.

W ostatnich czasach wyrabiają masę bakelitową ze sproszkowanej

celulozy np. trocin, nasyconej bakelitem przez prasowanie w stalowych formach. Otrzymuje się materiał, wykazujący taką samą wytrzymałość w różnych kierunkach, niezależnie od układu warstw, jak przy papierze twardym. Obrabialność jego skutkiem tego jest lepsza; ma on wytrzymałość elektryczną ok. 15 kV/mm, na ściskanie ok. 5000 kg/cm², na zgięcie ok. 600 kg/cm². Stała dielektryczna 3,8 do 4,5. Jako materiał wypełniający, prócz celulozy, mogą być użyte i inne surowce, np. azbest, w celu otrzymania większej wytrzymałości na temperaturę i t.p. Własności masy bardzo zależą od jej składu i wyrobu.

Sztuczne materiały izolacyjne wchodzą coraz bardziej w użycie, wypierając porcelanę, narazie z miejsc zamkniętych; o ile uda się z czasem - w co wątpić nie można - wynaleźć materiał izolacyjny sztuczny, odporny na wilgoć, będzie on groźnym konkurentem dla porcelany napowietrznej, jako znacznie od niej lżejszy i łatwiej obrabialny.

Gorszym papierem izolacyjnym, aniżeli papier bakelizowany jest drzownik /preszpan/, wyrabiany z celulozy w postaci cienkich warstw. Nasycony olejem /lnianym/ w temperaturze 100 do 110°C staje się bardziej odporny na wilgoć i posiada wytrzymałość 6 do 10 kV/mm. Może pracować w gorącym oleju i dlatego nadaje się do izolacji uzwojeń i t.d. Na powietrzu nie przedstawia dobrej izolacji z powodu skłonności do nasiąkania wilgocią. W technice wysokich napięć nie odgrywa większej roli. Z powodu taniości jest on często stosowany przy napięciach niskich.

