

## **4. POLARYZACJA DIELEKTRYCZNA. STRATY DIELEKTRYCZNE**

### ***4.1. POLARYZACJA DIELEKTRYCZNA***

### 4.1.1. Wprowadzenie

Polaryzacja  $\overline{P}$  jest zdefiniowana jako różnica między wektorami indukcji elektrostatycznej  $\overline{D}$  w materiale nieprzewodzącym i  $\overline{D}_v = \varepsilon_0 \cdot \overline{K}$  w próżni, przy takim samym natężeniu pola elektrycznego  $\mathbf{K}$ :

$$P = D - D_v$$

a stąd

$$D = \varepsilon_0 \cdot K + P \quad (4.1)$$

Wprowadzając dodatkową zależność na polaryzację:

$$P = \alpha \cdot K \quad (4.2)$$

wprowadza się pojęcie zdolności polaryzacyjnej lub polaryzowalności  $\alpha$  jako charakterystycznej wartości materiałowej, a stąd:

$$D = \varepsilon_0 \cdot K + \alpha \cdot K = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon' \cdot K \quad (4.3)$$

gdzie

$$\varepsilon' = 1 + \frac{\alpha}{\varepsilon_0}$$

Wielkość  $\epsilon'$  jest przenikalnością elektryczną względną, określającą zmianę wektora indukcji elektrostatycznej  $\overline{D}$  w stosunku do jego wartości w próżni, przy takim samym natężeniu pola  $\overline{K}$ . Stąd dla polaryzacji uzyskuje się teraz zależność:

$$P = \epsilon_0 \cdot \epsilon' \cdot K - \epsilon_0 \cdot K = \epsilon_0 \cdot \kappa \cdot K = \epsilon_0 \cdot (\epsilon' - 1) \cdot K \quad (4.4)$$

gdzie  $\kappa = \epsilon' - 1 = \frac{\alpha}{\epsilon_0}$  nazywa się podatnością dielektryczną i stanowi, podobnie jak  $\alpha$  i  $\epsilon$ , stałą materiałową.

## 4.1.2. Pole lokalne

Ponieważ elementy budowy materii składają się z cząstek naładowanych elektrycznie stąd, przy dużym zagęszczeniu wewnątrz substancji, zachowują się, pod względem elektrodynamicznym, inaczej niż w próżni. Przykładowo, w ciele stałym cząstki w sieci krystalicznej są względnie ściśle ułożone, a powstałe wskutek polaryzacji dipole mają własne pole elektryczne. Na każdą poszczególną cząstkę materii działa oprócz pola zewnętrznego (przyłożonego)  $\overline{K}$ , także pole wewnętrzne  $\overline{K}_w$  wywołane przez cząstki sąsiednie. Pole wypadkowe jest sumą obu pól  $\overline{K}_l = \overline{K} + \overline{K}_w$  i nosi nazwę pola czynnego lub lokalnego.

Natężenie tego pola może być również przedstawione w postaci  $\overline{K}_l = \overline{K} + \gamma \cdot \overline{P}$ , ponieważ przyczyną  $\overline{K}_w$  jest polaryzacja. Dla gazów  $\overline{K}_l = \overline{K}$  natomiast dla cieczy i ciał stałych zawsze jest spełniona nierówność  $\overline{K}_l > \overline{K}$ . Wartość  $\gamma$  zależy od struktury sieci krystalicznej.

Dla prostych sieci krystalicznych obowiązuje wzór Lorentza  $\gamma = \frac{1}{3 \cdot \varepsilon_0}$ , co często traktuje się

jako standardową wartość definiującą pole lokalne, choć ściśle obowiązuje jedynie dla sieci regularnych.

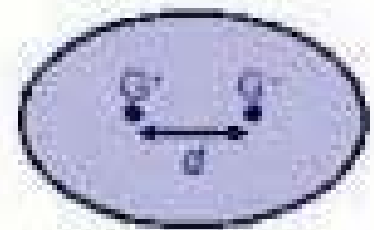
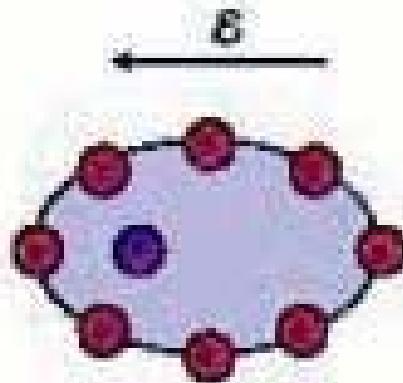
### 4.1.3. Rodzaje polaryzacji

Wypadkowa polaryzowalność lub wypadkowa polaryzacja może być sumą następujących składowych:

1. polaryzacji elektronowej;
2. polaryzacji jonowej;
3. polaryzacji dipolowo - relaksacyjnej;
4. polaryzacji ładunku przestrzennego zwanej również makroskopową lub polaryzacją Makswella - Wagnera;
5. polaryzacji spontanicznej (występuje w segnetodielektrykach czyli ferrodielektrykach).

**Polaryzacja elektronowa** polega na przesunięciu wskutek działania pola zewnętrznego, powłok elektronowych względem dodatnio naładowanych jąder atomów. Środki ciężkości ładunków obu znaków nie pokrywają się wówczas i zostają zaindukowane momenty dipolowe (rys. 4.1). Ten rodzaj polaryzacji występuje we wszystkich dielektrykach. Polaryzacja elektronowa zachodzi w krótkich czasach rzędu  $10^{-15}$  s i nie wiążą się z nią straty dielektryczne.

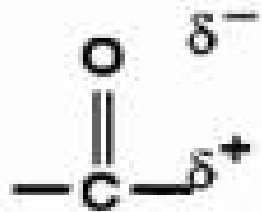
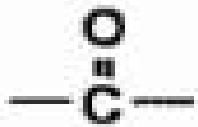
**No Electric Field:**



**With Electric Field:**



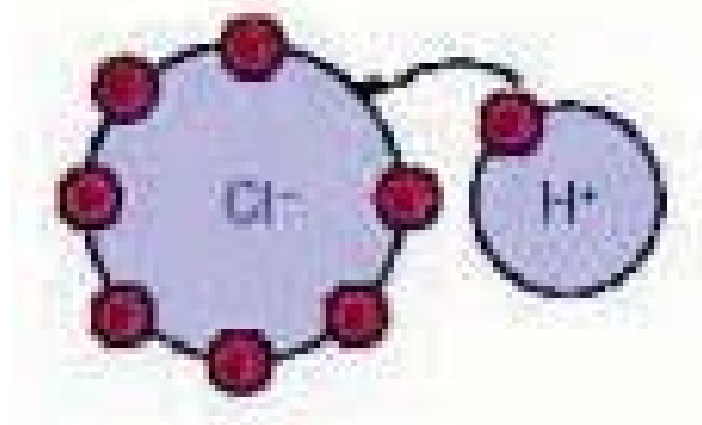
**Polaryzacja jonowa** zachodzi w przypadku siatek krystalicznych o wiązaniu jonowym, polegającym na tym, że elektron z powłoki walencyjnej atomu **A** przechodzi do powłoki walencyjnej atomu **B** tworząc w ten sposób jon dodatni  $A^+$  i jon ujemny  $B^-$ . Wskutek działania pola zewnętrznego następuje sprężyste przesunięcie różnoimiennych jonów. Polaryzacja jonowa zachodzi w czasach rzędu  $10^{-13}$  s i nie wiąże się z nią straty dielektryczne.



**Bond Stretching**

Zarówno polaryzacja elektronowa jak i jonowa są związane z elastycznymi odkształceniami atomów bądź cząsteczek i noszą wspólną nazwę **polaryzacji deformacyjnej**.

**Polaryzacja dipolowa.** Niektóre cząsteczki są tak zbudowane, że mają momenty dipolowe również przy braku pola elektrycznego. Cząsteczki te są w stanie normalnym niesymetryczne (rys. 4.3). Przykładami są kwas solny, tlenek węgla, amoniak, woda czy metanol. Na osi takiej cząstki nie ma żadnego punktu względem, którego byłaby symetria. Pokrycie się środków ciężkości dodatniego i ujemnego ładunku w tym samym punkcie jest zatem niemożliwe. Istniejące w takich przypadkach własne momenty dipolowe są zawsze wyraźnie większe od dowolnych momentów dipolowych, indukowanych w procesach polaryzacji elektronowej i jonowej.

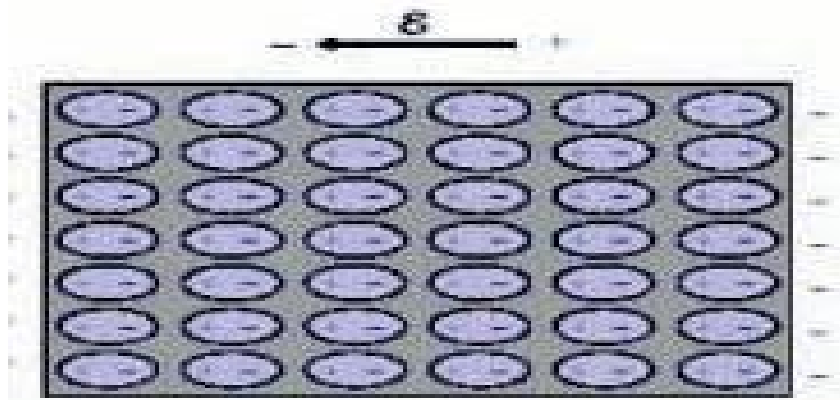


**Właściwości dielektryczne dielektryków polarnych (w fizyce nazywanych paraelektrykami) zbudowanych z takich cząstek są istotnie różne od właściwości dielektryków niepolarnych. Przykładowo, przenikalność elektryczna względna wody (w stanie czystym) wynosi około 80, spirytusu metylowego 33, podczas gdy przenikalności typowych niepolarnych dielektryków są bliskie 2. Pole elektryczne w dielektryku niepolarnym wytwarza nieduży moment dipolowy. W dielektryku polarnym zawsze są dostatecznie silne dipole, które jednak przy braku pola zewnętrznego są ustawione losowo i dlatego nie wywołują zjawisk makroskopowych. Przyłożone pole tylko orientuje - w pewnym stopniu - stałe momenty dipolowe. W obu typach dielektryków skutek makroskopowy jest określony jednak pełną polaryzacją zachodzącą w jednostce objętości.**

Zatem polaryzacja dipolowa polega na porządkowaniu istniejących dipoli w polu elektrycznym (rys. 4.4). Ten rodzaj polaryzacji zachodzi znacznie wolniej niż dwie poprzednie, w czasach rzędu  $10^{-10} \div 10^{-2}$  s. Zwykle czas polaryzacji ocenia się za pomocą tzw. czasu relaksacji zdefiniowanego wzorem:

$$P = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.5)$$

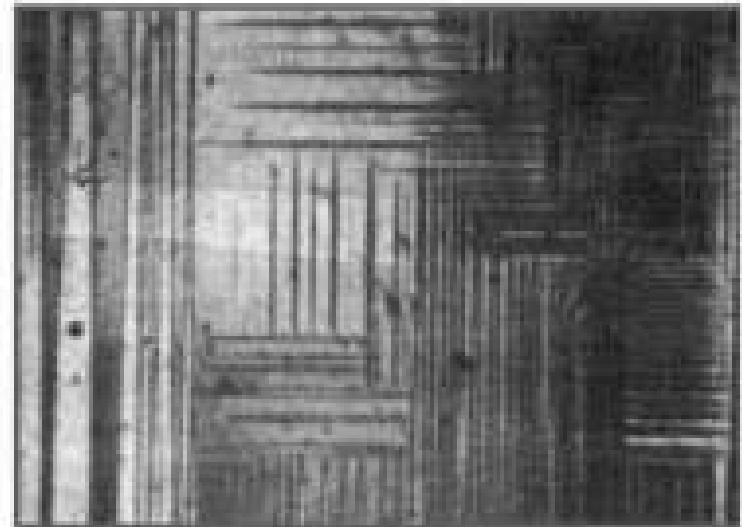
gdzie  $P_0$  - polaryzacja w chwili  $t = 0$  odpowiadającej zdjęciu pola zewnętrznego .



Stosunkowo wolne rodzaje polaryzacji typu dipolowego nazywa się również **orientacyjnymi** lub **relaksacyjnymi**. Te rodzaje polaryzacji są związane z nieodwracalnymi stratami energii elektrycznej.

**Polaryzacja ładunku przestrzennego** (zwana również migracyjną, wysokonapięciową, makroskopową, warstwową lub Makswella-Wagnera) zachodzi w dielektrykach niejednorodnych zawierających domieszki innych dielektryków, wtrąciny wody, zanieczyszczeń itp. Polaryzacja ta polega na gromadzeniu się ładunków na granicy rozdziału między poszczególnymi wtrącinami o różnych  $\epsilon$  i  $\gamma$ . Jest to również polaryzacja typu relaksacyjnego, dlatego np. wzrost pojemności elektrycznej zawilgoconej izolacji jest tym wyższy im niższa jest częstotliwość napięcia.

**Polaryzacja spontaniczna** zachodzi w ferroelektrykach zwanych również segnetoelektrykami od głównego ich przedstawiciela soli Seignette'a. Substancje te charakteryzują się obecnością elementarnych obszarów (domen), w których w pewnym zakresie temperatur zachodzi samoczynna (spontaniczna) polaryzacja wewnętrzna. Pod wpływem zewnętrznego pola polaryzacja domen ulega stopniowej orientacji w kierunku zgodnym z liniami sił pola (uporządkowaniu). Typowym przedstawicielem tej grupy dielektryków jest dwutlenek tytanu (rutyl  $\text{TiO}_2$ ), podstawa tzw. ceramiki rutowej stosowanej w kondensatorach wielkiej częstotliwości.



Ferroelectric domains shown by imaging with crossed polarizers

[Tutau 2000]

#### 4.1.4. Zależność przenikalności elektrycznej od częstotliwości

Ze względu na duże czasy potrzebne do zaistnienia polaryzacji typu relaksacyjnego, przy wyższych częstotliwościach polaryzacje te zanikają. W dielektrykach jednorodnych, niepolarnych gdzie występują jedynie polaryzacja elektronowa i ewentualnie jonowa (w dielektrykach o wiązaniach jonowych)  $\epsilon'$  praktycznie od częstotliwości nie zależy.

W dielektrykach polarnych od pewnej krytycznej wartości częstotliwości  $f_k$  polaryzacje orientacyjne nie nadążają za zmianami napięcia i  $\epsilon'$  maleje zbliżając się, przy bardzo dużych częstotliwościach do wartości  $\epsilon'$  dielektryków niepolarnych. W przybliżeniu częstotliwość tę można określić jako równą

$$f_k = \frac{k \cdot T}{8 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r^3} [Hz] \quad (4.6)$$

gdzie:  $k$  - stała Boltzmana  $1.38 \cdot 10^{-23}$  [J/K],  $T$  - temperatura w [K],  $\eta$  - lepkość dynamiczna materii [Pa·s],  $r$  - promień molekuly materii [m]. Wzór ten ilustruje również zależność częstotliwości  $f_k$  (a tym samym i  $\epsilon'$ ) od temperatury. Gdy temperatura rośnie to  $\eta$  maleje i  $f_k$  rośnie.

#### 4.1.5. Zależność przenikalności elektrycznej od temperatury

Dla dielektryków niepolarnych  $\epsilon'$  słabo zależy od temperatury, malejąc jednak nieco z jej wzrostem ze względu na rozszerzanie cieplne materii czyli wskutek zmniejszenia się liczby spolaryzowanych cząstek w jednostce objętości.

W dielektrykach o budowie jonowej, a w szczególności dla szkieł, porcelany i innych materiałów ceramicznych o dużej zawartości fazy szklanopodobnej,  $\epsilon'$  rośnie zwykle z temperaturą, choć są wyjątki jak np. rutyl.

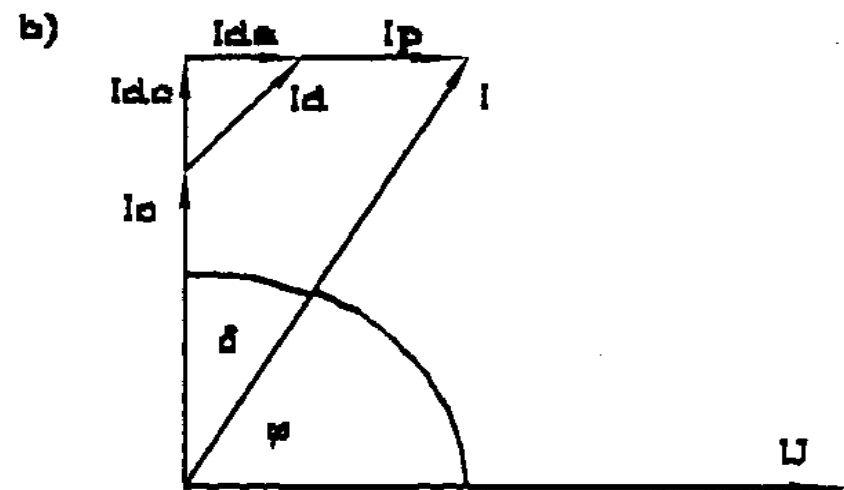
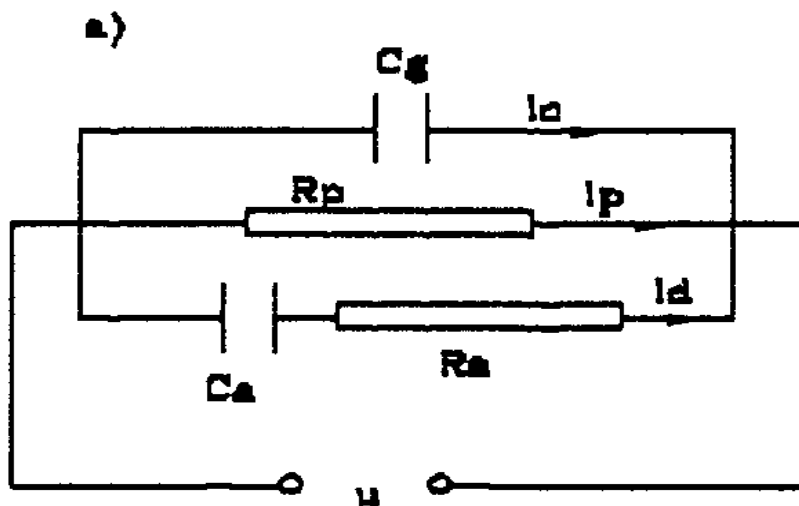
W dielektrykach polarnych w niskich temperaturach gdy gęstość materii jest duża, może zaistnieć stan tzw. zamrożenia dipoli i  $\epsilon'$  jest niskie. Ze wzrostem temperatury  $\epsilon'$  rośnie osiągając maksimum, a następnie maleje wskutek wzrostu chaotycznych drgań cząsteczek, co zmniejsza stopień orientacji dipoli.

Poza częstotliwością i temperaturą na  $\epsilon'$  mają wpływ również inne czynniki jak np. wspomniane już zawilgocenie.

## 4.2. STRATY DIELEKTRYCZNE

### 4.2.1. Schemat zastępczy kondensatora rzeczywistego

Uwzględniając omówione wyżej zjawiska polaryzacji można zbudować schemat zastępczy kondensatora, zawierającego dielektryk rzeczywisty, złożony z trzech gałęzi równoległych jak na rysunku 4.5. Gałąź, w której płynie prąd  $i_c$  przez pojemność  $C_g$  jest związana z polaryzacjami typu deformacyjnego, nie powodującymi strat energii. Pojemność  $C_g$  nosi nazwę pojemności geometrycznej.



Rys.4.5. Dielektryk rzeczywisty: a) schemat zastępczy, b) wykres wskazowy

Gałąź, w której płynie prąd  $i_a$  przez pojemność  $C_a$  zwaną pojemnością absorpcyjną, jest związana z polaryzacjami typu relaksacyjnego, które powodują straty dielektryczne odwzorowane przez rezystancję  $R_a$ . Gałąź, w której płynie prąd  $i_p$  przez rezystancję  $R_p$  odwzorowuje nieidealność dielektryka wynikającą z jego przewodności.

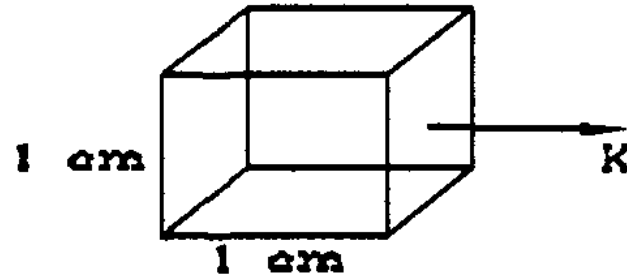
Schemat z rysunku 4.5 wyjaśnia następujące fakty:

- dlaczego straty dielektryczne przy napięciu stałym, gdy występuje tylko prąd  $i_p$  są mniejsze niż przy napięciu przemiennym gdy dodatkowo występuje prąd  $i_a$ ;
- iż pojemność jak i straty zależą od częstotliwości, bowiem od częstotliwości zależą zarówno  $C_a$  jak i  $R_a$ .

Dla schematu z rysunku 4.5a można zbudować wykres wskazowy jak na rysunku 4.5b. Należy podkreślić, że w praktyce prąd  $I_p$  jest znacznie mniejszy od składowej czynnej  $I_{ra}$  prądu płynącego w gałęzi z prądem wypadkowym  $I_a$ . Jeśli zarówno składowe pojemnościowe jak i składowe czynne zastąpić ich wypadkowymi  $I_{cw}$  oraz  $I_{rw}$  to uzyska się tradycyjny schemat zastępczy złożony z jednej pojemności i jednej rezystancji.

## 4.2.2. Gęstość strat dielektrycznych

W celu rozważenia pojęcia gęstości strat dielektrycznych wzięto pod uwagę jednostkową objętość dielektryka jak na rysunku 4.6, usytuowaną prostopadłe do kierunku wektora natężenia pola elektrycznego.



Rys.4.6. Objętość jednostkowa dielektryka w polu elektrycznym

Dla takiej nieskończenie małej elementarnej objętości dielektryka o wymiarach jednostkowych, gdy powierzchnia boczna elementu  $s = 1$  [jednostka]<sup>2</sup>, a jego grubość  $d = 1$  [jednostka], można przyjąć, że pojemność  $C$  jest tożsama z przenikalnością  $\epsilon$  oraz że napięcie  $U$  jest tożsame z natężeniem pola elektrycznego  $K$ .

Zatem można napisać, iż prąd pojemnościowy i prąd czynny wynoszą:

$$\left. \begin{aligned} i_c &= 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C \cdot U = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \varepsilon \cdot K \\ i_r &= i_c \cdot \operatorname{tg}(\delta) = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \varepsilon \cdot K \cdot \operatorname{tg}(\delta) \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

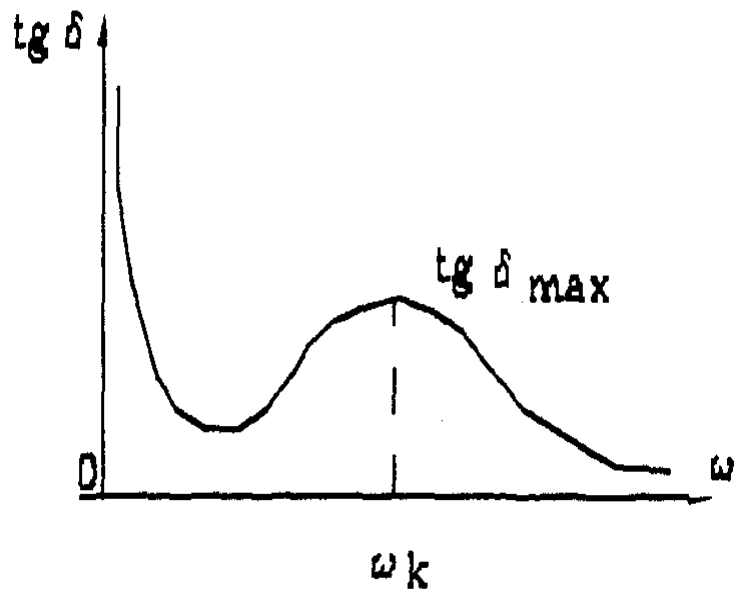
a stąd gęstość strat dielektrycznych można określić jako:

$$p = u \cdot i_r = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \varepsilon \cdot \operatorname{tg}(\delta) \cdot K^2 \left[ \frac{W}{m^3} \right] \quad (4.8)$$

Gęstość strat dielektrycznych służy do określania rozkładu strat dielektrycznych w różnych miejscach izolacji przy dowolnym rozkładzie nierównomiernego pola elektrycznego i w dowolnym niejednorodnym dielektryku, mającym różne właściwości w różnych miejscach objętości.

### 4.2.3. Zależność współczynnika strat dielektrycznych od częstotliwości, temperatury i napięcia

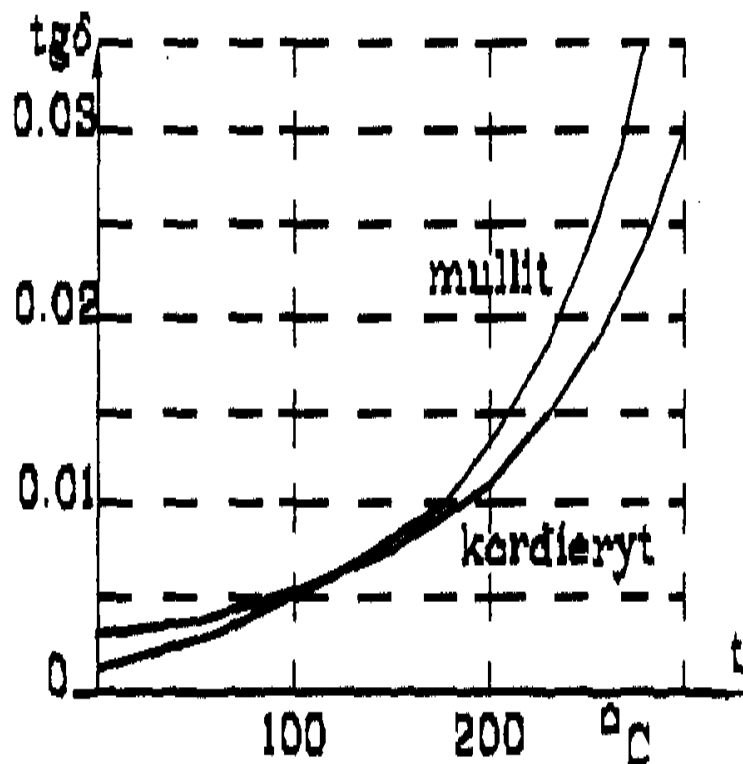
Jak wynika z rozdziału 4.2.1, straty dielektryczne zależą od częstotliwości. Zatem współczynnik strat dielektrycznych  $\operatorname{tg} \delta$ , który mówi jaką część mocy pojemnościowej stanowią straty dielektryczne również zależy od częstotliwości. Przykładowa teoretyczna zależność  $\operatorname{tg} \delta$  od częstotliwości jest dana na rysunku 4.7.



Rys. 4.7. Zależność współczynnika strat dielektrycznych od częstotliwości

Jak wynika z tej zależności  $\operatorname{tg} \delta$  dąży do nieskończoności przy częstotliwości dążącej do zera, przy czym przy  $f = 0$  przybiera wartość skończoną uwarunkowaną upływnością dielektryka.

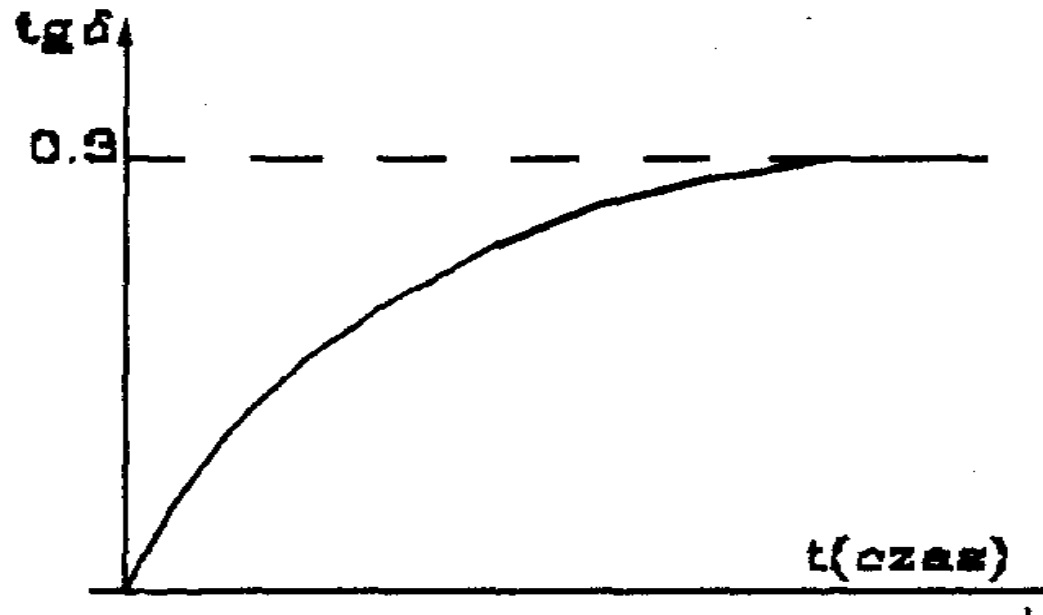
Ze wzrostem temperatury  $\text{tg}\delta$  rośnie zarówno wskutek wzrostu prądu upływnościowego jak i wzrostu prądu absorpcji. Ze wzrostem  $\text{tg}\delta$  rośnie gęstość strat dielektrycznych, co powoduje dalszy wzrost temperatury itd. Może więc wystąpić pewne sprzężenie zwrotne między temperaturą a  $\text{tg}\delta$  powodujące samowzbudzenie tego ostatniego parametru (rys. 4.8).



Rys. 4.8. Zależność współczynnika strat dielektrycznych od temperatury

Zatem pomiar  $\text{tg}\delta$  dokonany w stanie zimnym może być mylący. Należy przeprowadzić tzw. próbę stabilizacji cieplnej  $\text{tg}\delta$ , w czasie której dokonuje się pomiaru  $\text{tg}\delta$  przy maksymalnym napięciu roboczym w długim czasie utrzymywania napięcia (kilka godzin).

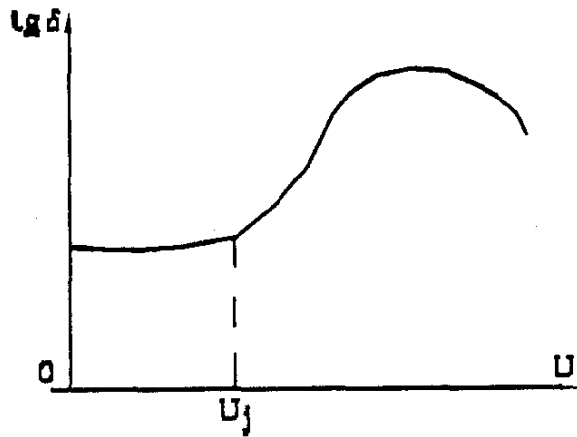
Pozytywnym wynikiem takich badań jest ustabilizowanie się wartości  $\text{tg}\delta$  na odpowiednio niskim poziomie (rys.4.9).



Rys. 4.9. Współczynnik strat dielektrycznych w funkcji czasu oddziaływania napięcia

Przyczyną nadmiernego wzrostu  $\text{tg}\delta$  może być również zawilgocenie układu izolacyjnego.

W zakresie napięć, przy których nie następuje jonizacja dielektryka  $\text{tg}\delta$  jest niezależny od napięcia (rys.4.10).



Rys. 4.10. Zależność współczynnika strat dielektrycznych od napięcia

Poczynając od napięcia jonizacji  $U_j$  rozpoczynają się procesy jonizacyjne wtrącin gazowych lub ciekłych w dielektryku i występuje gwałtowny wzrost strat dielektrycznych. Wzrost ten jest związany ze stratami energii na jonizację dielektryka (czy wtrącin w jego objętości) powodującymi niepożądane jego nagrzewanie.

Proces ten może rozwijać się poprzez cząstkowe (niezupełne, nie zwierające elektrod) wyładowania, aż do przebicia, powodując coraz to większe straty energii (czyli wzrost  $\text{tg}\delta$ ). Napięcie robocze izolacji winno więc być wybrane tak by było niższe od napięcia progu jonizacji  $U_j$ , a pomiar  $\text{tg}\delta$  w długim okresie czasu pozwala ocenić czy właściwości układu izolacyjnego nie ulegają pogorszeniu.