

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ ТЕКСТ ЛЕКЦІЙ, РОЗДІЛ «ДІЕЛЕКТРИКИ»

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для студентів,
які навчаються за спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка»,
спеціалізацією «Інформаційно-обчислювальні засоби електронних систем»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2018

Матеріалознавство радіоелектронної апаратури. Текст лекцій, розділ «Діелектрики» [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікація та радіотехніка», спеціалізації «Інформаційно-обчислювальні засоби електронних систем» / КПІ ім. Ігоря Сікорського ; укладач: А.П. Мірошніченко. – Електронні текстові данні (1 файл: 1,59 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 99 с.

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 9 від 24.05.18 р.)

за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол № 05/2018 від 21.05.2018 р.)

Електронне мережне навчальне видання

МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ ТЕКСТ ЛЕКЦІЙ, РОЗДІЛ «ДІЕЛЕКТРИКИ»

Укладач: *Мірошніченко Анатолій Петрович, канд. техн. наук, доц.*

Відповідальний
редактор *Кучернюк П.В. канд. техн. наук, доц.*

Рецензент: *Орлов А.Т. канд. техн. наук, доц.*

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018

ЗМІСТ

Вступ	4 ст.
1. Основні поняття та визначення	5
2. Поляризація діелектриків. Види поляризації	14
3. Розрахунок поляризуємості пружно зв'язаних частинок.....	17
3.1 Електрона поляризуємість.....	17
3.2. Іонна поляризуємість.....	19
4. Динамічні властивості моделі пружного механізму поляризації...	22
5. Діелектрична дисперсія.....	27
6. Розрахунок поляризуємості слабо зв'язаних частинок.....	29
7. Динамічні властивості моделі релаксаційного механізму поляризації. Дисперсійна формула Дебая.....	33
8. Аналіз частотних залежностей ϵ' , ϵ'' та $\operatorname{tg}\delta$ при релаксаційному механізмі поляризації.....	35
9. Якісний аналіз температурних залежностей ϵ' , ϵ'' , $\operatorname{tg}\delta$ в області релаксаційної дисперсії. Визначення висоти потенційного бар'єру релаксатора.....	42
10. Діелектричні втрати.....	45
11. Еквівалентні схеми заміщення діелектриків з втратами.....	49
12. Електропровідність діелектриків.....	51
13. Пробій діелектриків.....	56
14. Діелектричні та електроізоляційні властивості газоподібних діелектриків.....	64
15. Діелектричні та електроізоляційні властивості рідких діелектриків.....	68
16. Діелектричні та електроізоляційні властивості твердих діелектриків.....	74
16.1 Електротехнічне скло.....	74
16.2 Сітали.....	77
16.3 Електротехнічна кераміка.....	80
16.4 Полімерні діелектрики. Пластмаси.....	86
16.5 Базисні матеріали друкованих плат.....	92
16.6 Неоднорідні діелектрики.....	94
Література	99

Вступ

Діелектричні матеріали відіграють в наш час важливу роль в розробці та виробництві різноманітних пристроїв електронної техніки. Завдяки їм стало можливим досягнути високого рівня розвитку електронно-обчислювальних, телекомунікаційних, радіотехнічних систем, які в свою чергу зумовлюють розвиток практично всіх галузей діяльності людини.

До діелектричних матеріалів відносять матеріали основною відзнакою яких є властивість поляризуватися під дією зовнішнього електричного поля. Саме явище поляризації, а не незначна величина електропровідності, як це вважають інколи, є характерною відзнакою діелектриків (в цьому і полягає принципова відмінність поняття діелектричний матеріал від електроізоляційний, який по суті справи є лише різновидом загального поняття,- діелектричний). Тим паче, що поняття діелектрик включає в себе і такий важливий для пристроїв сучасної електроніки різновид діелектриків, як активні діелектрики,- діелектрики які можуть генерувати, перетворювати або посилювати електричні сигнали. Безумовно, що розуміння принципів та напрямків використання діелектричних матеріалів, їх експлуатаційних характеристик не можливе без розуміння процесів та явищ які відбуваються в цих матеріалах. Сам тому їм приділяється така увага в дисципліні «Матеріалознавство радіоелектронної апаратури».

Дисципліна «Матеріалознавство радіоелектронної апаратури» вивчається, згідно Учебного плану, у другому та третьому навчальних семестрах. З цим пов'язані певні проблеми при вивченні окремих тем і розділів, які виникають у зв'язку з тим, що студенти на цей час ще не отримали достатньої фізико – математичної підготовки. Саме у зв'язку з цим при викладанні окремих питань розділу «Діелектрики» в лекційному курсі використовуються в деякій мірі спрощені фізичні та математичні моделі, щоб забезпечити необхідний рівень розуміння студентами досить складних процесів що відбуваються у діелектриках. Стосовно ж конкретних діелектричних матеріалів, то вони розглянуті дещо узагальнено, оскільки ця фактична інформація стосовно фізико

– хімічних, та технологічних властивостей цих матеріалів достатньо повно і доступно викладені в учбовій літературі. Крім того, треба мати на увазі, що дисципліна «Матеріалознавство радіоелектронної апаратури» включає в себе крім лекційного курсу, ще лабораторні та практичні заняття, самостійну роботу по вивченню курсу, які також направлені на засвоєння студентами питань цього розділу .

Текст лекцій до розділу «Діелектрики» повинен допомогти студентам краще засвоїти учбовий матеріал, більш свідомо підходити до виконання самостійної роботи, окремих лабораторних та практичних завдань, краще підготуватися до вивчення наступних дисциплін, зокрема “Електронна компонентна база радіоелектронних апаратів ” , «Електронні прилади» , “Конструювання та технологія виробництва радіоелектронних апаратів ” та «Вимірювальні перетворювачі фізичних величин».

1. Основні поняття та визначення.

Діелектрик – речовина основною електричною властивістю якої є здібність поляризуватися в електричному полі.

Перш ніж переходити до інших визначень встановлених стосовно діелектриків, розглянемо декілька наглядних прикладів. На Рис.1-1 умовно зображено зміни які відбуваються в атомах (а), а також в розташуванні іонів (б) та полярних молекул (в) в діелектричних матеріалах під дією зовнішнього електричного поля. Ці зміни полягають перш за все у тому, що в неполярних структурах (а,б) виникають так звані електричні диполі впорядковані відносно зовнішнього поля, а в діелектриках, що містять полярні молекули відбувається їх певна орієнтація. Все це призводить до того, що в об’ємі діелектрика виникає сумарний електричний момент, який і є проявом електричної поляризації діелектрика. Нижче приведені відповідні визначення стосовно розглянутої ситуації.

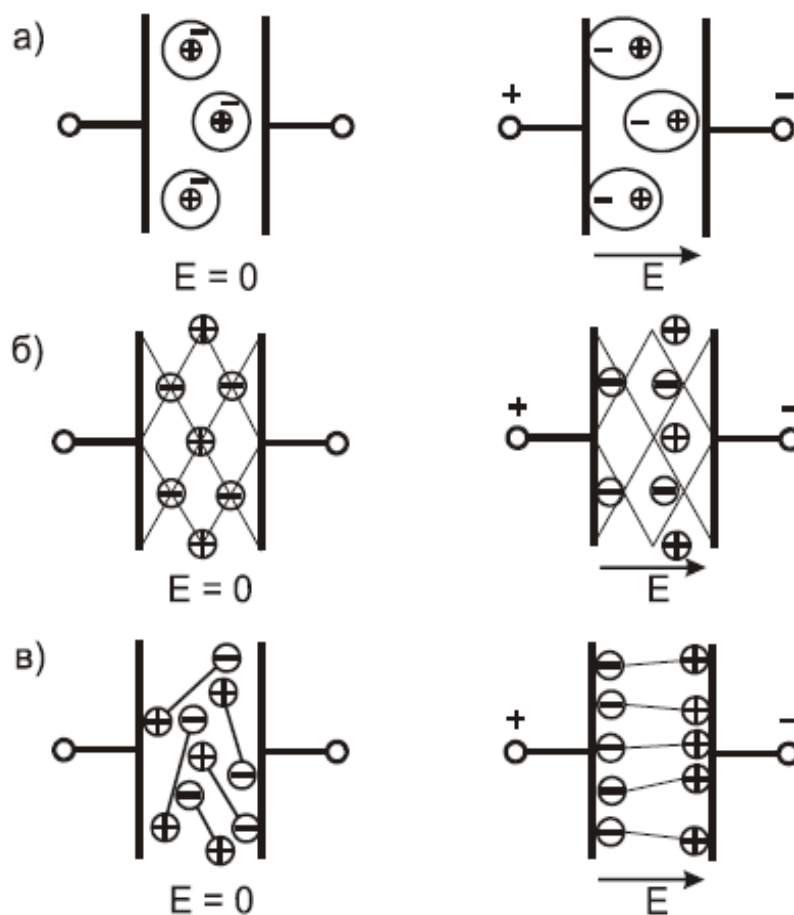


Рис.1-1 Моделі виникнення поляризації у діелектриках.

Електрична поляризація - стан речовини, який характеризується тим, що електричний момент даного об'єму цієї речовини має значення відмінне від нуля.

Електричний момент даного об'єму речовини – векторна величина, яка дорівнює геометричній сумі електричних моментів всіх електричних диполів, що входять до даного об'єму речовини .

Електричний диполь - сукупність двох частинок з електричними зарядами , рівними по величині та протилежними по знаку, які знаходяться одна від іншої на дуже малій відстані порівняно з відстанню від них до точок спостереження.

Електричний момент електричного диполя – векторна величина, яка дорівнює добутку абсолютного значення одного з зарядів диполя та відстані між ними і направлена від негативного заряду до позитивного.

$$\mathbf{p}_i = q_i \mathbf{r}_i \quad (1.1)$$

Відповідно до цього можна записати, що поляризованість діелектрика (Електричний момент даного об'єму речовини) в якому знаходиться n електричних диполів визначиться як:

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^n q_i \mathbf{r}_i = n q_i \mathbf{r}_i = n \mathbf{p}_i \quad (1.2)$$

Поляризуємість частинки діелектрика – величина, яка характеризує здібність частинки діелектрика до електричної поляризації, і дорівнює відношенню електричного моменту частинки, індукованого діючим на неї електричним полем, до напруженості цього поля ($\mathbf{F}_i$).

$$\alpha_i = \mathbf{p}_i / \mathbf{F}_i \quad (1.3)$$

(як випливає з цього визначення розмірність α_i [$\Phi \text{м}^2$]).

Діюче поле – сумарне локальне електричне поле, яке діє на частинку в діелектрику і обумовлене зовнішнім електричним полем та полем поляризованого діелектрика.

$$\mathbf{P} = n \mathbf{p}_i = n \alpha_i \mathbf{F}_i \quad (1.4)$$

Абсолютна діелектрична проникність – величина, що характеризує діелектричні властивості діелектрика, скалярна для ізотропної речовини, яка дорівнює відношенню модулю електричного зміщення до модулю напруженості електричного поля, та тензорна для анізотропної речовини.

$$\epsilon_a = |\mathbf{D}| / |\mathbf{E}| \quad (1.5)$$

Електричне зміщення ($\mathbf{D}$) – векторна величина, яка дорівнює геометричній сумі напруженості електричного поля в певній точці, помноженої на електричну константу, та поляризованості в тій же точці.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.6)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} [\Phi/\text{м}]$ електрична константа

Відповідно до цього **відносна діелектрична проникність**

$$\epsilon = \epsilon_a / \epsilon_0 \quad (1.7)$$

В залежності від особливостей будови молекул діелектриків їх прийнято розрізняти на неполярні та полярні діелектрики.

Неполярний діелектрик, - діелектрик, який не містить електричних диполів здатних до переорієнтації у зовнішньому електричному полі.

Полярний діелектрик, - діелектрик, який містить електричні диполі здатні до переорієнтації у зовнішньому електричному полі.

Практично це означає, що неполярні діелектрики складаються з неполярних (симетричних) молекул у яких центри позитивних та негативних зарядів співпадають. Полярні діелектрики складаються з полярних (несиметричних) молекул (електричних диполів) які характеризуються наявністю дипольного моменту p_i (електричний момент електричного диполя). Приклад будови неполярної та полярної молекул наведені на Рис.1-2 .

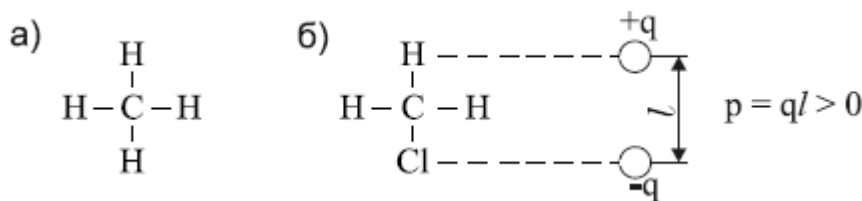


Рис.1-2 Структура неполярної (а - метан) та полярної (б – хлорований метил) молекули

Якщо порівняти математичний вираз для електричного зміщення, який випливає з визначення електричного зміщення (1.6), та відповідне рівняння Максвела ($\mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}$) то можна отримати загальний вираз для поляризації.

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\epsilon - 1) \mathbf{E} \quad (1.8)$$

Таким чином вирази 1.4 та 1.8 описують поляризацію діелектрика з мікроскопічної (1.4) та макроскопічної (1.8) точки зору. Це дає змогу зв'язати поляризуємість частинки діелектрика з його діелектричною проникністю

$$\mathbf{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\mathbf{E} = n \alpha_i \mathbf{F}_i \quad (1.9)$$

Зв'язок між макроскопічним полем $\mathbf{E}$ та діючим полем $\mathbf{F}$ було встановлено Лоренцем (наближення Лоренца), який показав, що для всіх газоподібних діелектриків, неполярних та слабо полярних рідких діелектриків, для атомарних та молекулярних твердих діелектриків, а також для простих іонних діелектриків співвідношення між $\mathbf{E}$ та $\mathbf{F}$ має вигляд:

$$\mathbf{F} = \frac{(\epsilon + 2)}{3} \mathbf{E} \quad (1.10)$$

Врахувавши це співвідношення, з виразу 1.9 отримаємо,-

$$\epsilon_0(\epsilon - 1)\mathbf{E} = n \alpha_i \frac{(\epsilon + 2)}{3} \mathbf{E}$$

і відповідно **рівняння Клаузіуса – Мосотті – Лоренца:**

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n \alpha}{3 \epsilon_0} \quad (1.11)$$

Слід зазначити, що для діелектриків у яких $\epsilon \approx 1$ (наприклад, для газоподібних діелектриків) **рівняння Клаузіуса – Мосотті – Лоренца** можна записати у вигляді

$$\epsilon = 1 + \frac{n \alpha}{\epsilon_0} \quad (1.12)$$

Модельне уявлення про механізми електричної поляризації.

В залежності від характеру сил які пов'язують заряджену мікрочастинку у діелектрику з її оточенням, умовно розрізняють дві основні моделі таких мікрочастинок:

- сильно (пружно) зв'язана частинка;
- слабо зв'язана частинка.

Під сильно (пружно) зв'язаною частинкою мається на увазі частинка, яка має одне положення рівноваги відносно якого відбуваються її теплові

коливання. Енергія такої частинки в залежності від її положення зазвичай (гармонічне наближення) записується як:

$$U = A + \frac{cx^2}{2} \quad (1.13)$$

Якщо врахувати, що сила зв'язку визначається як $\mathcal{F} = -dU/dx$, то отримаємо $\mathcal{F} = -cx$, що відповідає виразу для сили пружності (саме тому таку частинку називають сильно, або пружно зв'язаною частинкою).

На Рис.1-3 наведено залежність енергії та положення пружно зв'язаної частинки при відсутності (а), та при наявності (б) зовнішнього електричного поля E . Як видно з Рис.1-3 зовнішнє електричне поле змінює енергетичний стан частинки і відповідно її положення, у зв'язку з чим і виникає диполь, електричний момент якого $p_i = q_i x_i$.

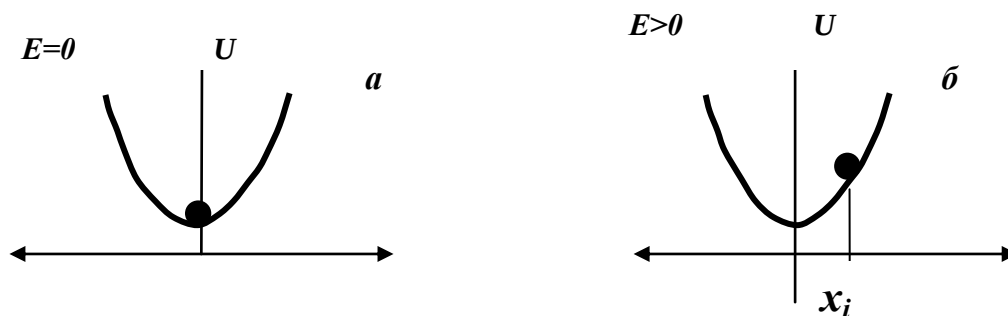


Рис. 1-3 Модель пружно зв'язаної частинки.

При вимкненні електричного поля пружно зв'язана частинка повертається в попереднє положення в якому $x=0$ і відповідно $p_i = 0$. Поляризацію яка виникає за рахунок зміщення таких пружно зв'язаних частинок, які можуть бути електронами, іонами чи диполями зазвичай називають пружною поляризацією.

Під слабо зв'язаною частинкою мається на увазі частинка, яка має цілий ряд однаково імовірних положень рівноваги розділених однаковими потенційними бар'єрами. Перехід частинки з одного положення рівноваги до іншого відбувається за рахунок теплової енергії (kT) при теплових коливаннях

частинки (див. Рис.1-4). Імовірність частинки здолати потенційний бар'єр U_6 пропорційна $\exp(-\frac{U_6}{kT})$.

Оскільки висота потенціальних бар'єрів між положеннями рівноваги однакова, то і імовірність переходу частинки в той чи інший бік є однаковою (Рис.1-4а) що не призводить до виникнення результуючого електричного моменту тобто до поляризації.

Зовнішнє електричне поле змінює потенціальний рельєф (Рис.1-4б), і відповідно через зміну висоти потенціальних бар'єрів (ΔU) змінює імовірність переходів (які як і раніше відбуваються за рахунок теплової енергії частинки) , що призводить до направленої зміщення заряду та виникнення електричного моменту, тобто до поляризації.

В зв'язку з тим, що такий механізм суттєво залежить від температури (kT), таку поляризацію часто називають «тепловою», або релаксацийною. Слабо зв'язаними частинками в діелектриках (в залежності від їх будови) можуть бути ті самі електрони, іони, диполі, які зазвичай називають «релаксаторами».

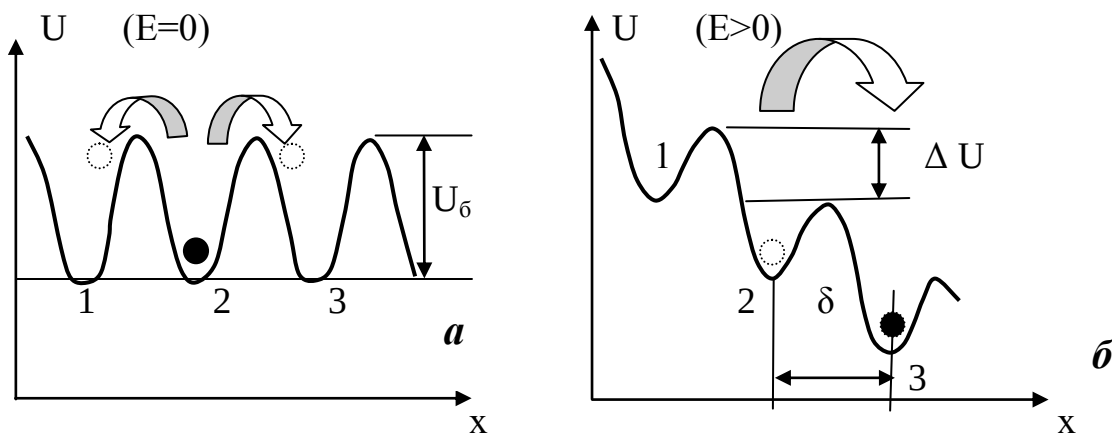


Рис.1-4 Модель поведінки слабо зв'язаної частинки.

Діелектричні втрати. Зовнішнє електричне поле прикладене до діелектрика виконує роботу по зміщенню (процес поляризації), або переміщенню (процес електропровідності) заряджених частинок діелектрика. Це означає, що в

діелектрику відбувається процес поглинання енергії зовнішнього електричного поля. Цей процес є достатньо складним і суттєво залежить як від типу і кількості частинок, що зміщуються (переміщуються) електричним полем, так і від частоти поля, температури діелектрика, особливостей його будови. Але в будь-якому випадку він призводить до того, що в діелектрику під дією електричного поля виділяється потужність, яка призводить до підвищення його температури. Цю потужність називають **діелектричними втратами**.

Для кількісної оцінки та порівняння величини діелектричних втрат в різних діелектричних матеріалах застосовують параметр «тангенс кута діелектричних втрат» **$\text{tg}\delta$** , або "коефіцієнт діелектричних втрат" (дорівнює добутку відносної діелектричної проникності на тангенс кута діелектричних втрат):

$$\epsilon'' = \epsilon' \cdot \text{tg}\delta \quad (1.14)$$

Кутом діелектричних втрат (δ) називають кут який доповнює кут зсуву фаз (φ) між струмом та напругою на векторній діаграмі ємнісного ланцюжку до 90° (Рис.1-5).

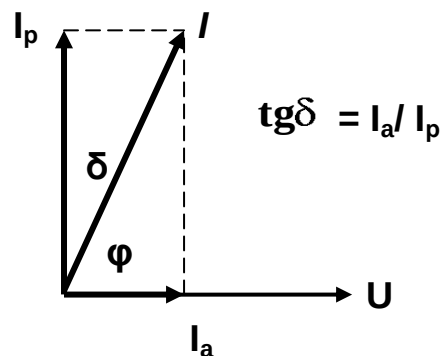


Рис.1-5. Кут діелектричних втрат.

Якщо відштовхуватись від загальновідомого виразу для потужності в електричному колі,

$$P = U I \cos \varphi = U I_a \quad (1.15)$$

то, враховуючи що $I_a = I_p \text{tg}\delta = \frac{U}{\omega C} \text{tg}\delta$, отримаємо:

$$P = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta \quad (1.16)$$

де C - ємність діелектрика, а ω – кругова частота.

Запишемо C , як ємність плаского конденсатора $C = \epsilon \epsilon_0 S / d$, тоді

$$P = U^2 \omega \epsilon \epsilon_0 S \operatorname{tg} \delta / d = U^2 \omega \epsilon'' \epsilon_0 S / d = U^2 \omega \epsilon'' C_0 \quad (1.17)$$

де C_0 – так звана геометрична ємність.

Діелектричні втрати які віднесені до одиниці об'єму діелектрика називають питомими діелектричними втратами $P_{\text{пит}}$

Використавши вираз $P = U^2 \omega \epsilon'' \epsilon_0 S / d$, отримаємо,-

$$P_{\text{пит}} = E^2 \omega \epsilon \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta = E^2 \omega \epsilon'' \epsilon_0 = E^2 2\pi f \epsilon'' \epsilon_0 \quad (1.18)$$

Електропровідність діелектриків, як це вже було показано

при загальному розгляді питання електропровідності, визначається перш за все концентрацією вільних носіїв заряду (для більшості діелектричних матеріалів це іони, та електрони):

$$\sigma = q n u \quad (1.19)$$

де σ - питома електропровідність;

q, n, u – відповідно заряд, концентрація та рухливість носіїв заряду.

Температурна залежність концентрації носіїв заряду в загальному випадку визначається як

$$n(T) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{акт}}}{kT}\right) \quad (1.20)$$

де $U_{\text{акт}}$ – енергія активації носія заряду.

2. Поляризація діелектриків. Види поляризації.

Відповідно до розглянутих нами механізмів поляризації (пружний, тепловий або релаксаційний) та заряджених частинок, зміщення (або орієнтація) яких призводить до виникнення поляризації, можна умовно виділити такі види поляризації індукованої зовнішнім електричним полем:

- електронна пружна;
- іонна пружна;
- дипольна пружна;
- електронна релаксаційна;
- іонна релаксаційна;
- дипольна релаксаційна.

В якості основних для більшості діелектричних матеріалів з цих можливих видів розглядаються наступні (ГОСТ 21515-76).

- Електронна поляризація – електрична поляризація, обумовлена пружним зміщенням та деформацією електронних оболонок атомів (або іонів) відносно їх ядер.

Відповідно до цього визначення вважається, що під дією зовнішнього електричного поля електронні оболонки атомів та іонів пружно зміщуються відносно ядер, тобто використовується модель «сильно зв'язаної частинки».

Цей вид поляризації має місце у всіх без винятку діелектричних матеріалах і є найбільш швидким з усіх видів поляризації. Час встановлення електронної поляризації (τ) становить $10^{-15} \div 10^{-16}$ с. , тобто відносна діелектрична проникність, при наявності в матеріалі тільки такого виду поляризації, не залежить від частоти електричного поля приблизно до частот $10^{15} \div 10^{16}$ Гц і характеризує оптичні властивості діелектрика

$$\epsilon = v^2, \quad (2.1)$$

де v - коефіцієнт заломлення світла матеріалу.

- Іонна поляризація – електрична поляризація, обумовлена пружним

зміщенням різнойменно заряджених іонів відносно їх положення рівноваги у діелектрику.

Цей вид поляризації притаманний тільки для іонних діелектриків, а час його встановлення τ (через більшу масу і відповідно більшу інерційність іонів порівняно з електронами), лежить в межах приблизно $\approx 10^{-11} \div 10^{-13}$ с.

Таким чином для іонних діелектриків на частотах приблизно до $10^{11} \div 10^{13}$ Гц діелектрична проникність визначається як мінімум двома видами поляризації, - електронною та іонною. Відповідна частотна залежність відносної діелектричної проникності (ϵ) для іонного діелектрика приведена на Рис. 2-1.

Відносно характеру зміни ϵ на частотах коли розглянуті види пружної поляризації не встигають встановлюватись, він буде розглянутий нижче при аналізі динамічних властивостей пружно (сильно) зв'язаної частинки.

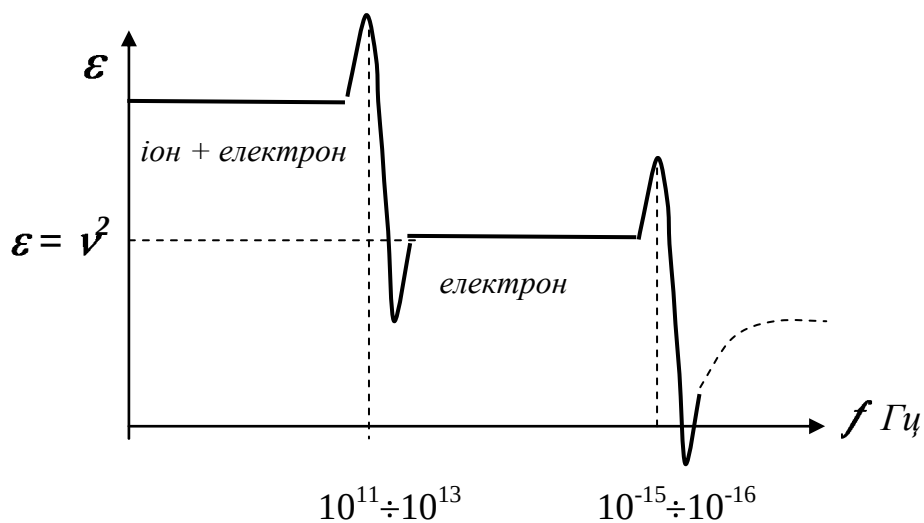


Рис.2-1 Частотна залежність відносної діелектричної проникності для іонного діелектрика

Слід відзначити, що поляризація в іонних діелектриках може виникати і за рахунок зміщення слабо зв'язаних іонів (частіше всього це домішкові іони які за рахунок теплового збудження можуть переходити з одного міжвузля кристалічної ґратки до іншого). Час встановлення такого виду поляризації (іонно релаксаційний чи тепловий іонний) суттєво залежить від температури і

становить приблизно $10^{-5} \div 10^{-8}$ с. Характер частотної залежності відносної діелектричної проникності при такому механізмі поляризації умовно показано на Рис. 2-2, він є практично однаковим для всіх видів релаксаційної поляризації і буде розглянутий пізніше.

Дипольна поляризація – електрична поляризація, обумовлена переважною орієнтацією електричних моментів диполів в одному напрямку в діелектрику.

Цей вид поляризації спостерігається тільки для полярних діелектриків диполі яких, як правило, відповідають моделі слабо зв'язаних частинок.

Час встановлення такого виду поляризації відповідно суттєво залежить від температури і становить приблизно $10^{-4} \div 10^{-7}$ с. Характер частотної залежності відносної діелектричної проникності при такому механізмі поляризації умовно показано на Рис. 2-2.

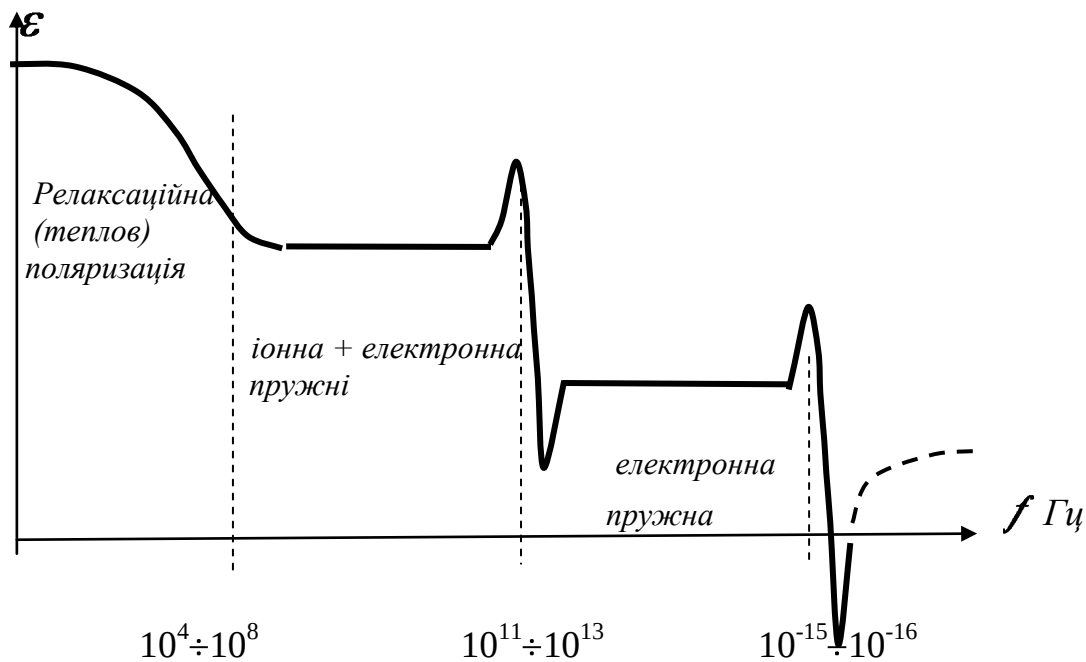


Рис.2-2 Приклад частотної залежності відносної діелектричної проникності для діелектрика з релаксаційним та пружними механізмами поляризації

- Міграційна поляризація – електрична поляризація неоднорідного діелектрика, обумовлена перерозподілом вільних зарядів в його об'ємі.

Неоднорідним діелектриком, за визначенням, називають діелектрик що складається з двох або більше компонент які різняться за своїми електрофізичними властивостями.

Головною особливістю цього виду поляризації відповідно до визначення є те що він виникає за рахунок перерозподілу вільних носіїв заряду які під дією електричного поля переміщуються в основному в межах окремих компонент (фаз) неоднорідного діелектрика і накопичуються, як правило, на межі розподілу цих фаз, що призводить до виникнення сумарного електричного моменту в об'ємі діелектричного матеріалу, тобто до виникнення поляризації. Цей вид поляризації має найбільший час встановлення ($\tau \approx 10^{-3} \div 10^3$ с), що призводить до зменшення відносної діелектричної проникності неоднорідного діелектрика вже при досить низьких частотах зовнішнього електричного поля. Характер зменшення ϵ від частоти при міграційній поляризації буде розглянутий пізніше при аналізі особливостей поляризації неоднорідних діелектриків.

Крім електричної поляризації індукованої зовнішнім електричним полем в деяких діелектриках може мати місце так звана «спонтанна поляризація» (виникає без зовнішнього впливу) та «п'єзоелектрична поляризація» (виникає під дією механічної напруги). Ці види поляризації розглядаються в Розділі «Активні діелектрики».

3. Розрахунок поляризуємості пружно зв'язаних частинок.

3.1 Електрона поляризуємість.

Для розрахунку поляризуємості атому при пружному зміщенні електронної оболонки відносно ядра розглянемо найпростішу «планетарну модель» атому (див. Рис.3-1). При відсутності зовнішнього електричного поля ($E=0$) електронна оболонка розміщується симетрично відносно ядра і атом не має результуючого електричного моменту (а).

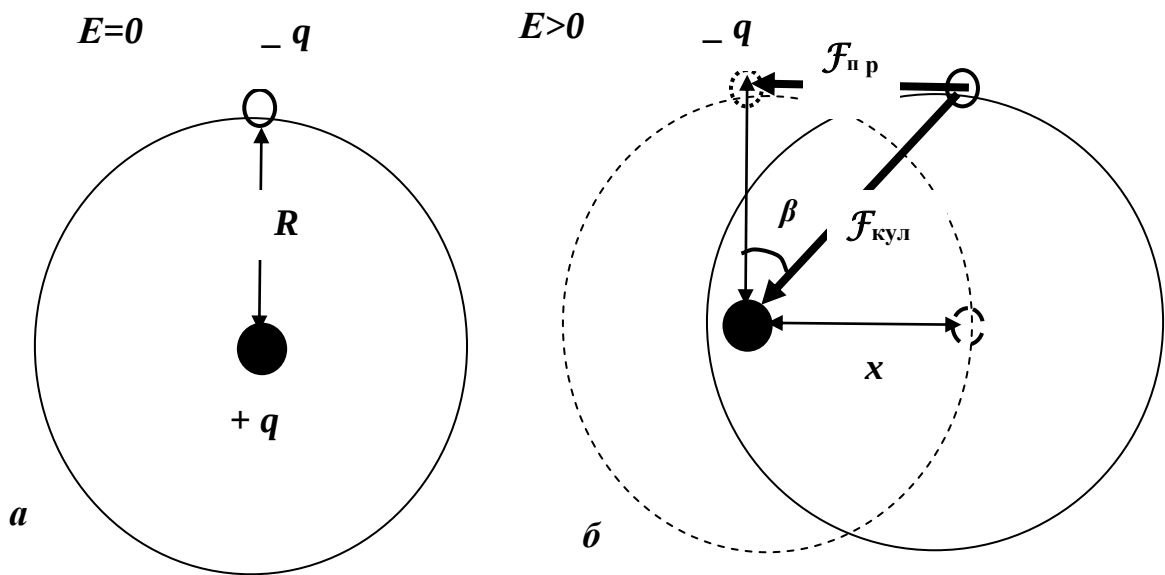


Рис.3-1 Модель до розрахунку електронної поляризуємості.

Під дією зовнішнього електричного поля ($E>0$) електронна оболонка пружно зміщується і деформується в результаті чого «центри ваги» позитивного і негативного зарядів не співпадають (б), система стає несиметричною і виникає електричний диполь електричний момент якого дорівнює $q x$.

Загальний вираз для поляризуємості частинки діелектрика (1.3) $\alpha = p / F$.

Для прийнятої моделі $p = q x$. Сила електричного поля яка зміщує електронну оболонку атому відносно ядра може бути представлена як добуток заряду частинки на напруженість діючого на неї електричного поля

$$F = q E. \quad (3.1)$$

Зміщення електронної оболонки буде відбуватися до тих пір поки сила діючого на частинку електричного поля не буде врівноважена пружною силою ($\mathcal{F}_{\text{пр}} = \mathbf{c}\mathbf{x}$), відповідно отримаємо,-

$$\mathbf{q} \mathbf{F} = \mathbf{c}\mathbf{x}, \text{ звідки } \mathbf{F} = \mathbf{c}\mathbf{x} / \mathbf{q}. \quad (3.2)$$

$$\text{Враховуючи це } \alpha = \mathbf{q}^2 / \mathbf{c}. \quad (3.3)$$

(слід відзначити, що отриманий вираз для α є справедливим для будь якої пружно зв'язаної частинки діелектрика).

Як впливає з Рис.3-1, пружна сила яка повертає електронну оболонку на місце є складова сили Кулона, тобто можемо записати:

$$\mathcal{F}_{\text{пр}} = \mathbf{c}\mathbf{x} = \mathcal{F}_{\text{кул}} \sin\beta = \frac{\mathbf{q}^2}{4\pi \epsilon_0 (\mathbf{R}^2 + \mathbf{x}^2)} \frac{\mathbf{x}}{(\mathbf{R}^2 + \mathbf{x}^2)^{1/2}} \quad (3.4)$$

Таким чином отримаємо значення пружності ,-

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{q}^2}{4\pi \epsilon_0 (\mathbf{R}^2 + \mathbf{x}^2)^{3/2}}, \text{ і відповідно до (3.3):}$$

$$\alpha = 4 \pi \epsilon_0 \mathbf{R}^3 (1 + \mathbf{x}^2 / \mathbf{R}^2)^{3/2}. \quad (3.5)$$

Якщо врахувати, що напруженість діючого на електрони електричного поля на багато менша за напруженість внутрішньоатомних полів, то $\mathbf{x} \ll \mathbf{R}$ і в першому наближенні отримаємо кінцевий вираз для електронної поляризуємості

$$\alpha_{\text{ел}} = 4 \pi \epsilon_0 \mathbf{R}^3 \quad (3.6)$$

(розмірність $\alpha_{\text{ел}}$ відповідає встановленій, див. (1.3)).

3.2. Іонна поляризуємість.

Будемо вважати, що при відсутності зовнішнього електричного поля іони знаходяться на рівноважній відстані a і при цьому електричний момент в об'ємі діелектрика відсутній ($p=0$). При появі зовнішнього електричного поля, діюче на іони поле викличе їх зміщення один відносно одного на деяку величину x , що і викличе появу електричного диполя з електричним моментом $p = qx$ (див. Рис.3-2). Оскільки ми розглядаємо модель пружно зв'язаної частинки то, як і в попередньому випадку, для визначення поляризуємості будемо використовувати вираз $\alpha = q^2 / c$.

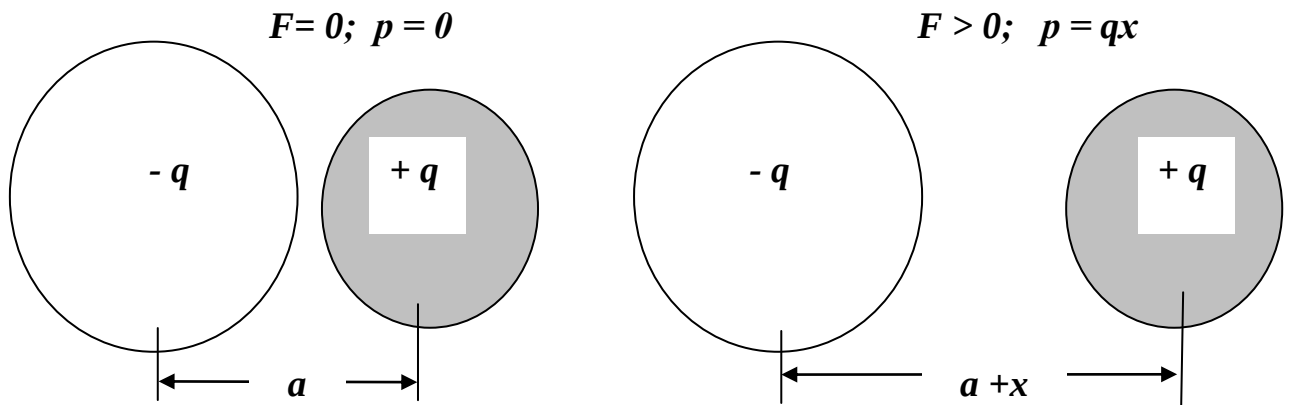


Рис.3-2 Модель іонної пружної поляризації

Таким чином, для визначення іонної поляризуємості необхідно визначити пружність взаємодії іонів у прийнятій моделі. З цією метою розглянемо математичний вираз для енергії взаємодії між різнойменно зарядженими іонами (U) від відстані між ними (r) і його графічне представлення (Рис.3-3).

$$U = -\frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 r} + \frac{d}{r^n}, \quad (3.8)$$

де n - константа значення якої в залежності від діелектричного матеріалу лежить в межах $\approx 9 \div 11$; d – константа значення якої залежить від заряду іонів q та рівноважної відстані між іонами a .

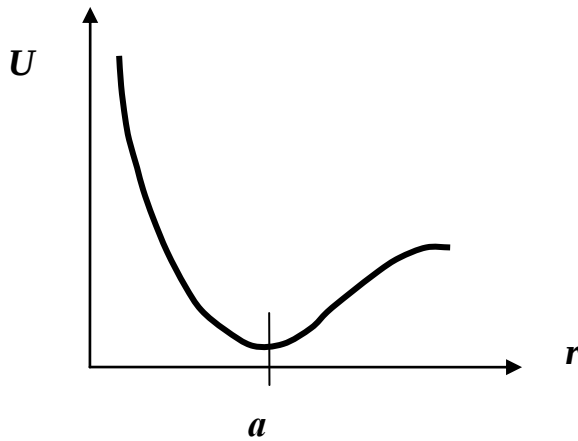


Рис.3-3 Залежність енергії зв'язку між іонами від відстані між ними.

Відповідно до Рис.3-3 енергія зв'язку має мінімальне значення при $r = a$. Виходячи з цього похідна від U по r при $r = a$ дорівнює 0 . Взявши похідну та прирівнявши її 0 отримаємо:

$$\frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 a^2} - \frac{dn}{a^{n+1}} = 0, \text{ та відповідно}$$

$$d = \frac{q^2 a^{n-1}}{4\pi \epsilon_0 n} \quad (3.9)$$

Запишемо енергію пружно зв'язаної частинки відповідно до (1.12) як $U(a+x) = U(a) + cx^2/2$, тоді отримаємо $c = d^2 U(a+x)/dx^2$ і, взявши другу похідну, маємо:

$$c = -\frac{2q^2}{4\pi \epsilon_0 (a+x)^3} + \frac{dn(n+1)}{(a+x)^{n+2}}, \text{ або з урахуванням (3.9)}$$

$$c = \frac{q^2(n-1)}{4\pi\epsilon_0(a+x)^3}.$$

Виходячи з загального виразу $\alpha = q^2/c$, отримаємо,-

$$\alpha = \frac{4\pi\epsilon_0(a+x)^3}{n-1}, \text{ а враховуючи що напруженість внутрішніх полів}$$

значно переважає напруженість діючого електричного поля і відповідно $x \ll a$,

$$\text{то } \alpha_{\text{іон}} = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3}{n-1}, \quad (3.10)$$

як видно з отриманого виразу розмірність $\alpha_{\text{іон}}$ відповідає встановленій (1.3).

4.Динамичні властивості моделі пружного механізму поляризації.

Розглянемо поведінку пружно зв'язаної частинки масою m та зарядом q яка знаходиться у змінному діючому полі $F=F_0\exp(j\omega t)$.

Запишімо рівняння руху такої частинки:

$$m\ddot{x} = q F_0 \exp(j\omega t) - cx - s\dot{x}, \quad (4.1)$$

де $\ddot{x}$ та $\dot{x}$ відповідно друга та перша похідна зміщення у часі;

c – пружність; s – константа яка відповідає за втрати енергії під час руху частинки; ω - кругова частота електричного поля.

Запишімо рівняння у наступному виді:

$$\ddot{x} + \frac{c}{m}x + \frac{s}{m}\dot{x} = \frac{q}{m}F_0\sin\omega t. \quad (4.2)$$

Відношення $\frac{c}{m}$ замінимо на квадрат частоти власних коливань пружно

зв'язаної частинки ω_0 і отримаємо наступне диференціальне рівняння:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \frac{s}{m} \dot{x} = \frac{q}{m} F_0 \sin \omega t, \quad (4.3)$$

рішення якого має вигляд $x = x_1 + x_2$, де $x_1 = A \exp(j\omega_0 t)$,

$x_2 = B \exp(j\omega t)$. x_1 описує зміщення частинки з частотою власних коливань, а

x_2 з частотою зовнішнього електричного поля. Нехтуючи перехідним режимом,

можна вважати, що $x = x_2 = B \exp(j\omega t)$. Взявши першу та другу похідну від x і підставивши їх значення в (4.3), отримаємо:

$$-\omega^2 B \exp(j\omega t) + \omega_0^2 B \exp(j\omega t) + \frac{s}{m} j\omega B \exp(j\omega t) = \frac{q}{m} F_0 \exp(j\omega t)$$

відповідно

$$B = \frac{\frac{q}{m} F_0}{[\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{s}{m} j\omega]}$$

Таким чином рішення диференціального рівняння має вигляд:

$$x = \frac{\frac{q}{m} F_0 \exp(j\omega t)}{[(\omega_0^2 - \omega^2) + \frac{s}{m} j\omega]} = \frac{\frac{q}{m\omega_0^2} F_0 \exp(j\omega t)}{[(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + \frac{s}{m\omega_0} j \frac{\omega}{\omega_0}]} \quad (4.4)$$

Враховуючи, що $\alpha = p/F = qx/F$ (отримаємо значення поляризуємості пружно зв'язаної частинки як функцію частоти зовнішнього електричного поля ω).

$$\alpha^* = \frac{\frac{q^2}{m\omega_0^2}}{[(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + \frac{s}{m\omega_0} j \frac{\omega}{\omega_0}]} \quad (4.5)$$

За допомогою рівняння Клаузіуса-Массотті-Лоренца перейдемо від поляризуємості α^* до відносної діелектричної проникності ϵ^* (зірочка над параметром означає що він є комплексною величиною). Для спрощення математичних викладок будемо вважати, що діюче поле дорівнює середньо макроскопічному ($F=E$) і відповідно рівняння Клаузіуса-Массотті-Лоренца має вигляд :

$$\epsilon^* = 1 + \frac{n\alpha^*}{\epsilon_0}$$

Тоді з урахуванням (4.5) отримаємо:

$$\epsilon^* = 1 + \frac{\frac{nq^2}{m\omega_0^2\epsilon_0}}{[(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + \frac{s}{m\omega_0} j \frac{\omega}{\omega_0}]} \quad (4.6)$$

Для спрощення виразу введемо позначення,-

$$\frac{nq^2}{m\omega_0^2\epsilon_0} = \epsilon_q \text{ діелектрична сила осцилятора, } \frac{s}{m\omega_0} = \Gamma \text{ затухання і тоді}$$

відповідно

$$\epsilon^* = 1 + \frac{\epsilon_q}{[(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + j \frac{\omega}{\omega_0} \Gamma]} \quad (4.7)$$

Помножимо отриманий вираз на комплексне спряжене, для того щоб перейти до загально прийнятого виразу $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ відокремивши дійсну та уявну частини комплексної величини :

$$\varepsilon^* = 1 + \frac{\varepsilon_q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} - j \frac{\varepsilon_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} \quad (4.8)$$

Відповідно до (4.8) маємо:

$$\varepsilon' = 1 + \frac{\varepsilon_q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} \quad (4.9)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} \quad (4.10)$$

де ε' відповідає відносній діелектричній проникності, а ε'' - коефіцієнту діелектричних втрат (див.1.14).

Проаналізуємо частотну залежність $\varepsilon'(\omega)$ при відсутності втрат енергії, тобто коли $\Gamma = 0$ і відповідно $\varepsilon'' = 0$.

$$\varepsilon' = 1 + \frac{\varepsilon_q}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2} \quad (4.11)$$

Згідно (4.11) відносна діелектрична проникність на високій частоті ($\omega \gg \omega_0$) буде наближатися до одиниці, що не відповідає дійсності при існуванні в діелектрику більш швидких видів поляризації. Щоб врахувати можливість існування більш швидких видів поляризації формулу (4.11) записують як

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_q}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2} \quad (4.12)$$

Характер частотної залежності ϵ' що відповідає виразу (4.12) представлено на Рис. 4-1.

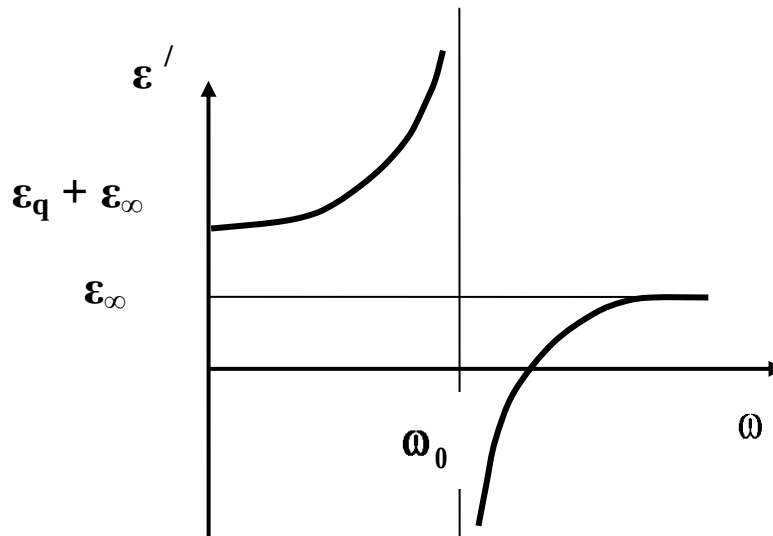


Рис. 4-1 Частотна залежність ϵ' при відсутності втрат енергії .

Якщо врахувати втрати енергії, то частотні залежності ϵ' та ϵ'' відповідно до отриманих виразів

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} - j \frac{\epsilon_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]}$$

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_q \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} \quad (4.13)$$

$$\epsilon'' = \frac{\epsilon_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)}{\left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \Gamma\right)^2\right]} \quad (4.14)$$

будуть мати вигляд представлений на Рис.4-2.

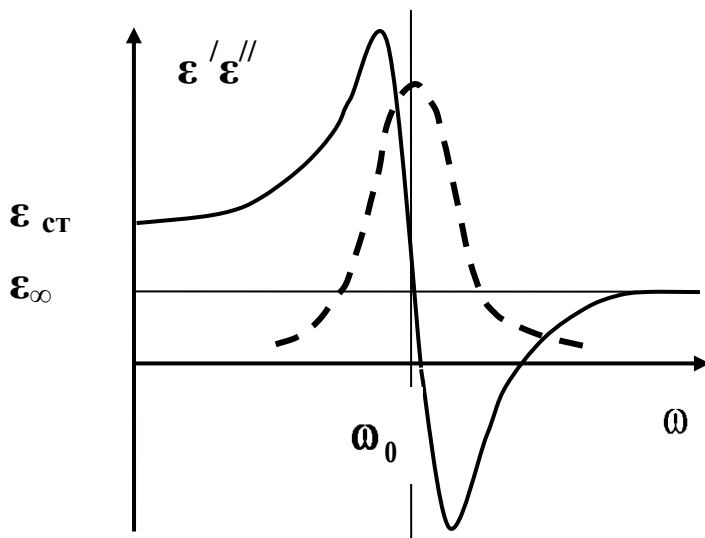


Рис. 4-2 Частотна залежність ϵ' (—) та ϵ'' (---) при наявності втрат енергії.

5. Діелектрична дисперсія.

Як видно з Рис. 4-2 відносна діелектрична проникність в певному діапазоні частот може суттєво залежить від частоти зовнішнього електричного поля. Зміну відносної діелектричної проникності при зміні частоти зовнішнього електричного поля називають діелектричною дисперсією. При цьому розрізняють два види діелектричної дисперсії:

- резонансна діелектрична дисперсія;
- релаксаційна діелектрична дисперсія.

Резонансна діелектрична дисперсія – діелектрична дисперсія, при якій в частотній характеристиці відносної діелектричної проникності існують ділянки як збільшення так і зменшення відносної діелектричної проникності.

Відповідно до цього визначення отримана нами залежність відносної діелектричної проникності від частоти електричного поля (див. Рис.4-2) відповідає саме резонансній діелектричній дисперсії. Таким чином, якщо поляризація діелектрика зумовлена зміщенням пружно зв'язаної частинки (пружний механізм поляризації), то в певному діапазоні частот (який визначається часом встановлення даного виду поляризації) для діелектрика

характерна наявність резонансної діелектричної дисперсії при якій значення відносної діелектричної проникності (в залежності від величини діелектричних втрат) може приймати навіть від'ємні значення. Таку поведінку відносної діелектричної проникності можна пояснити інерційністю мікрочастинки, коли частота зовнішнього електричного поля перевищує частоту її власних коливань.

Релаксаційна діелектрична дисперсія - діелектрична дисперсія, при якій відносна діелектрична проникність монотонно знижується при збільшенні частоти електричного поля. Така діелектрична дисперсія характерна для релаксаційних механізмів поляризації, які виникають за рахунок зміщення (орієнтації) слабо зв'язаних частинок. (Математичний опис релаксаційної діелектричної дисперсії буде розглянутий дещо пізніше при аналізі динамічних властивостей слабо зв'язаної частинки).

Незалежно від виду діелектричної дисперсії для її характеристики використовують наступні параметри:

- частота діелектричної дисперсії – частота діючого на діелектрик електричного поля, при якій абсолютне значення похідної відносної діелектричної проникності по частоті максимально.
- глибина діелектричної дисперсії ($\Delta\epsilon$) – величина, яка дорівнює різниці значень відносної діелектричної проникності на частотах, що відповідають початку та закінченню діелектричної дисперсії.
- ширина діелектричної дисперсії ($\Delta\omega$) – величина, яка дорівнює різниці частот, при яких коефіцієнт діелектричних втрат (ϵ'') становить половину свого максимального значення.

На Рис.5-1 наведено характер частотних залежностей ϵ' та ϵ'' при резонансній (а) та релаксаційній діелектричній дисперсії (б) і вказані глибина та ширина діелектричної дисперсії.

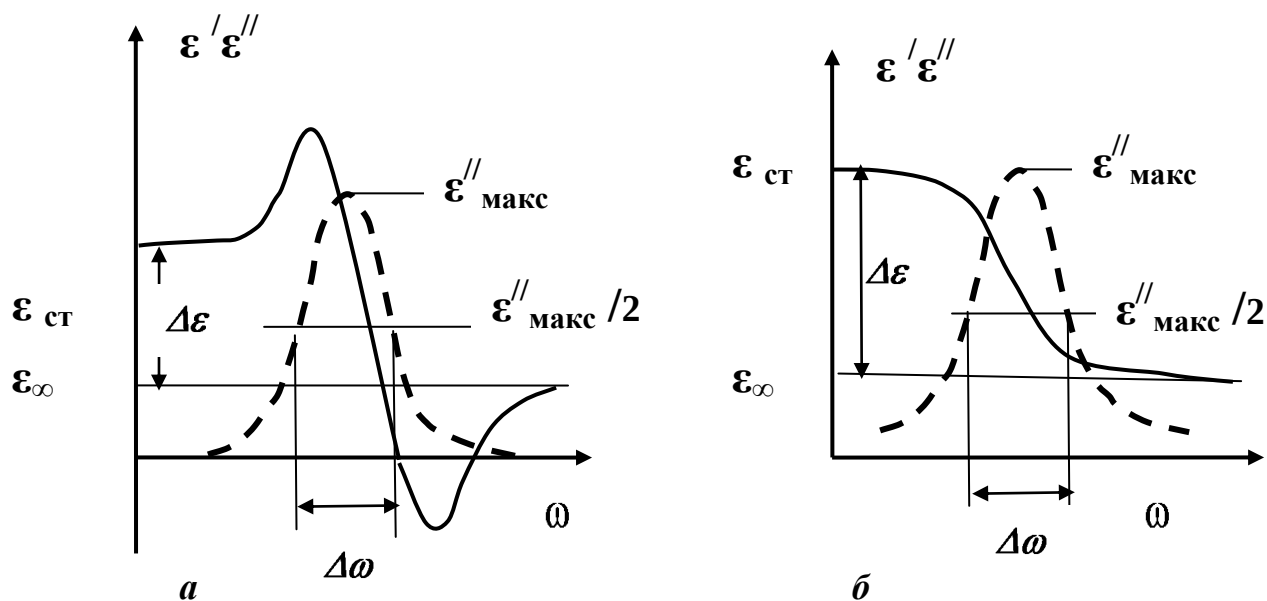


Рис.5-1 Види та параметри діелектричної дисперсії: *а* – резонансна, *б* – релаксаційна.

6. Розрахунок поляризуємості слабо зв'язаних частинок.

Проведемо розрахунок слабо зв'язаних частинок на прикладі слабо зв'язаних іонів. Модель виникнення поляризації за рахунок зміщення слабо зв'язаних іонів наведена на Рис. 6-1.

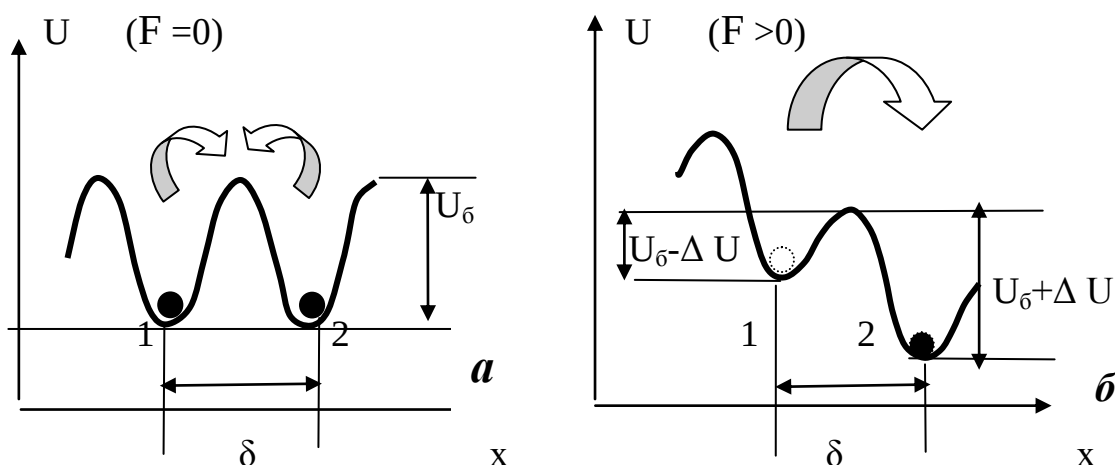


Рис.6-1 Модель виникнення поляризації за рахунок зміщення слабо зв'язаних іонів

Будемо вважати що в одиниці об'єму ізотропного діелектрика знаходиться n_0 слабо зв'язаних іонів зарядом q . Для одномірного варіанту моделі

представленого на Рис.6-1 це означає що вздовж осі **X** за рахунок теплової енергії можуть зміщуватись $n_0/3$ іонів. При відсутності електричного поля імовірність переходу слабо зв'язаного іону наприклад з положення **2** у положення **1** або з положення **1** у положення **2** однакова і визначається

$\exp(-U_6/kT)$, тому в об'ємі діелектрика не виникає електричного моменту, тобто поляризації.

Діюче на частинку електричне поле змінює висоту потенційних бар'єрів, що розділяють положення рівноваги іонів на величину $\Delta U = q\delta F/2$. Це призводить до того, що імовірність переходу іонів з положення **1** в положення **2** зростає і в положенні **2** виникає певний надлишок іонів (Δn). Це означає, що в об'ємі діелектрика виникає електричний момент $P = \Delta n q \delta$, тобто поляризація.

Спробуємо математично описати таку ситуацію. При цьому зазначимо, що до включення електричного поля кількість іонів які знаходились в положеннях **1** та **2** була однаковою и відповідно до нашої моделі становила $n_0/6$. Кількість спроб які здійснювали іони щосекунди, щоб подолати потенційний бар'єр U_6 визначається частотою теплових коливань γ . Відповідно до цього запишемо кількість іонів які будуть переходити з положення **1** в положення **2** в одиницю часу при включенні електричного поля:

$$n_{1 \rightarrow 2} = \frac{n_0}{6} \gamma \exp\left(-\frac{U - \Delta U}{kT}\right). \quad (6.1a)$$

Відповідно кількість іонів які будуть переходити з положення **2** в положення **1** запишемо як

$$n_{2 \rightarrow 1} = \frac{n_0}{6} \gamma \exp\left(-\frac{U + \Delta U}{kT}\right). \quad (6.1б)$$

Врахуємо, що вирази (6.1a,б) справедливі лише для моменту включення поля коли кількість іонів в положеннях **1** і **2** була однакова. Але через зміну ймовірностей переходу іонів в положенні **2** буде накопичуватись певний надлишок іонів (Δn), який є функцією від часу. Тоді для будь якого моменту часу можемо записати:

$$n_{1 \rightarrow 2} = \left(\frac{n_0}{6} - \Delta n\right) \gamma \exp\left(-\frac{U - \Delta U}{kT}\right),$$

$$n_{2 \rightarrow 1} = \left(\frac{n_0}{6} + \Delta n\right) \gamma \exp\left(-\frac{U + \Delta U}{kT}\right). \quad (6.2)$$

Швидкість зростання Δn вочевидь можна представити як:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = n_{1 \rightarrow 2} - n_{2 \rightarrow 1}. \quad (6.3)$$

Підставивши (6.2) в (6.3) отримаємо:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \left(\frac{n_0}{6} - \Delta n\right) \gamma \exp\left(-\frac{U - \Delta U}{kT}\right) - \left(\frac{n_0}{6} + \Delta n\right) \gamma \exp\left(-\frac{U + \Delta U}{kT}\right),$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \gamma \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \left[\left(\frac{n_0}{6} - \Delta n\right) \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right) - \left(\frac{n_0}{6} + \Delta n\right) \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right) \right].$$

Для відносно слабких електричних полів приймемо $\Delta U \ll kT$ і відповідно

провівши заміну $\exp\left(\pm \frac{\Delta U}{kT}\right) = 1 \pm \frac{\Delta U}{kT}$, отримаємо:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \gamma \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \left[\left(\frac{n_0}{6} - \Delta n\right) \left(1 + \frac{\Delta U}{kT}\right) - \left(\frac{n_0}{6} + \Delta n\right) \left(1 - \frac{\Delta U}{kT}\right) \right], \text{ або}$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = 2\gamma \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \left[\left(\frac{n_0}{6} \frac{\Delta U}{kT}\right) - \Delta n \right]. \quad (6.4)$$

Для спрощення запису введемо позначення:

$$\left(\frac{n_0}{6} \frac{\Delta U}{kT}\right) = A, \quad \frac{\exp\left(-\frac{U}{kT}\right)}{2\gamma} = \tau. \quad (6.5)$$

Тоді отримаємо (6.4) у вигляді диференційного рівняння $\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{A - \Delta n}{\tau}$,

рішення якого має вигляд

$$\Delta n = A + C \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (6.6)$$

Константа інтегрування C може бути визначена з початкових умов, а саме при $t = 0$ (в момент включення електричного поля) $\Delta n = 0$ і відповідно $C = -A$.

Виходячи з цього

$$\Delta n = A[1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] = (\frac{n_0}{6} \frac{\Delta U}{kT}) [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] . \quad (6.7)$$

Таким чином, записавши поляризацію яка виникає для розглянутої нами моделі як $P = \Delta n q \delta$ і порівнявши її з загальним виразом для поляризації через поляризуємість частинки діелектрика $P = n_0 \alpha F$ отримаємо:

$$\alpha = \frac{q \Delta n \delta}{n_0 F} = (\frac{q}{6} \frac{\Delta U \delta}{kTF}) [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})]$$

(де n_0 загальна кількість слабо зв'язаних іонів в одиниці об'єму діелектрика і тому отримане нами значення поляризуємості носить середньостатистичний характер). З урахуванням величини $\Delta U = q\delta F/2$ кінцевий вираз для α_{ip} (іонно - релаксаційний механізм) має вигляд:

$$\alpha_{ip} = (\frac{q^2}{12 kT} \delta^2) [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] . \quad (6.8)$$

Аналогічним чином можна було б розглянути модель виникнення поляризації за рахунок орієнтації слабо зв'язаних диполів (дипольно релаксаційний механізм). В цьому випадку розрахунок приводить до наступного виразу для дипольно - релаксаційної поляризуємості (α_{dp}) :

$$\alpha_{dp} = \frac{p_0^2}{3kT} [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})] . \quad (6.9)$$

Слід відзначити, що в обох випадках (6.7 та 6.8) розмірності α_{ip} та α_{dp} відповідають встановленій $[Фм^2]$, а їх часові залежності є тотожними, що дає змогу отримати загальний характер динамічних властивостей поляризації обумовленої зміщенням (орієнтацією) слабо зв'язаних частинок. З (6.7 та 6.8) видно, що при достатніх термінах дії електричного поля поляризуємості α_{ip} та

$$\alpha_{dp} \text{ досягнуть сталих значень } \alpha_{ip} = (\frac{q^2}{12 kT} \delta^2), \alpha_{dp} = \frac{p_0^2}{3kT} .$$

7. Динамічні властивості моделі релаксаційного механізму поляризації. Дисперсійна формула Дебая.

Виходячи з отриманої нами часової залежності поляризуємості слабо зв'язаної частинки (релаксатора), представлені виразами (6.7 та 6.8), можна показати, що залежність релаксаційної поляризації від часу прикладення електричного поля має вигляд представлений на Рис.7-1.

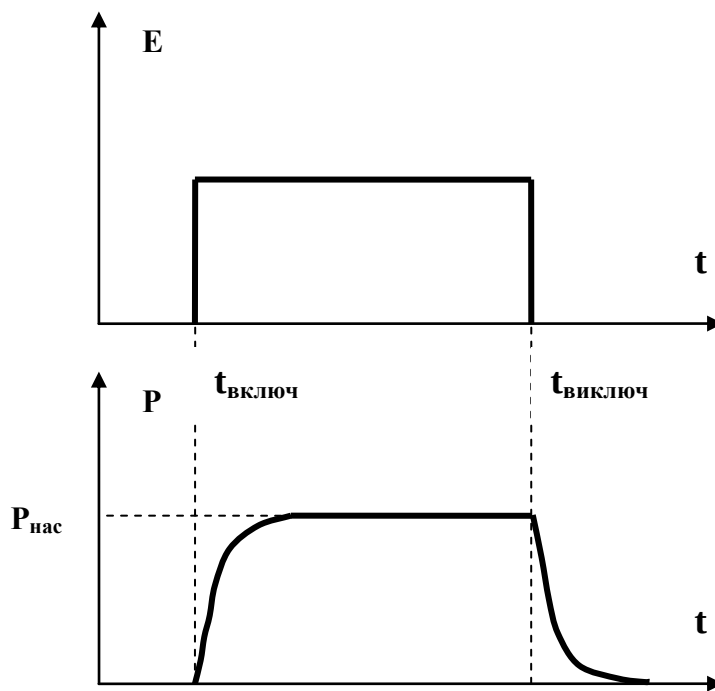


Рис.7-1 Залежність релаксаційної поляризації від напруженості електричного поля.

Зміна величини релаксаційної поляризації під час включення тв. виключення електричного поля, відповідно до (6.7 та 6.8) описується наступними виразами:

$$P_{\text{включ}} = P_{\text{нас}} [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})], \quad P_{\text{викл.юч}} = P_{\text{нас}} \exp(-\frac{t}{\tau}),$$

вочевидь що параметр τ ,

має розмірність часу ($\tau = \frac{\exp(\frac{U}{kT})}{2\gamma}$, див 6.5) і відповідає проміжку часу за який

релаксаційна поляризація змінюється в (e) раз. Параметр τ називають часом релаксації.

Якщо розглядати систему слабо зв'язаних частинок (релаксаторів), як термодинамічну систему в якій під дією змінного електричного поля $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\exp(j\omega t)$ виникає поляризація $\mathbf{P}$, то зв'язок між $\mathbf{P}$ та $\mathbf{E}$ задається диференціальним рівнянням:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} + \frac{\mathbf{P}}{\tau} = \frac{n\alpha}{\tau} \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t) \quad (7-1)$$

Позначимо $\frac{n\alpha}{\tau} = \mathbf{g}$ (цю величину зазвичай називають ефективною провідністю, виходячи з її розмірності [1/Ом м] в чому легко переконатися). Відповідно до цього, рішення диференціального рівняння має вигляд:

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{g}\tau}{1+j\omega\tau} \mathbf{E}_0 \exp(j\omega t) . \quad (7-2)$$

Враховуючи загальний вираз для поляризації $\mathbf{P}=\epsilon_0(\epsilon-1)\mathbf{E}$ (див 1-8)

$$\text{отримаємо: } \epsilon^* = 1 + \frac{\frac{\mathbf{g}\tau}{\epsilon_0}}{1+j\omega\tau} . \quad (7-3)$$

Щоб привести цей вираз до більш зручної форми ($\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$) помножимо чисельник та знаменник на комплексно спряжене та розділимо дійсну та уявну частини

$$\epsilon^* = 1 + \frac{\frac{\mathbf{g}\tau}{\epsilon_0}}{1+\omega^2\tau^2} - j \frac{\frac{\omega\mathbf{g}\tau^2}{\epsilon_0}}{1+\omega^2\tau^2} . \quad (7-4)$$

Звідки:

$$\epsilon' = 1 + \frac{\frac{\mathbf{g}\tau}{\epsilon_0}}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \epsilon'' = \frac{\frac{\omega\mathbf{g}\tau^2}{\epsilon_0}}{1+\omega^2\tau^2}$$

Згідно цього, відносна діелектрична проникність (ϵ') на високій частоті ($\omega \rightarrow \infty$) буде наближатися до одиниці, що не відповідає дійсності при існуванні в

діелектрику більш швидких видів поляризації. Щоб врахувати існування більш швидких видів поляризації у виразі (7-4) замінимо 1 на ϵ_{∞} і отримаємо:

$$\epsilon^* = \epsilon_{\infty} + \frac{\frac{g\tau}{\epsilon_0}}{1 + j\omega\tau} = \epsilon_{\infty} + \frac{\frac{g\tau}{\epsilon_0}}{1 + \omega^2\tau^2} - j \frac{\frac{\omega g\tau^2}{\epsilon_0}}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (7-5)$$

З (7-5) випливає, що:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\frac{g\tau}{\epsilon_0}}{1 + \omega^2\tau^2} ; \quad (7.6)$$

Якщо позначити ϵ' на нульовій частоті як $\epsilon_{ст}$ (статичне), то з (7.6) отримаємо

$$\epsilon_{ст} = \epsilon_{\infty} + \frac{g\tau}{\epsilon_0} \quad \text{і відповідно} \quad \frac{g\tau}{\epsilon_0} = \epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty} . \quad \text{З урахуванням цього запишемо}$$

$$\epsilon^* = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega\tau} = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2\tau^2} - j \frac{\omega\tau(\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty})}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (7.7)$$

Отриманий нами вираз і є дисперсійною формулою Дебая.

8. Анализ частотных зависимостей ϵ' ϵ'' та $\text{tg}\delta$ при релаксационному механізмі поляризації.

Відповідно до дисперсійної формули Дебая (7.7) запишемо математичні вирази для відносної діелектричної проникності (ϵ'), коефіцієнта діелектричних втрат (ϵ'') та $\text{tg}\delta$ ($\text{tg}\delta = \epsilon'' / \epsilon'$):

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (8.1)$$

$$\epsilon'' = \frac{\omega\tau(\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty})}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (8.2)$$

$$\text{tg}\delta = \frac{\omega\tau(\epsilon_{ст} - \epsilon_{\infty})}{\epsilon_{ст} + \epsilon_{\infty}\omega^2\tau^2} \quad (8.3)$$

З (8.1) випливає, що при нульовій частоті електричного поля $\epsilon' = \epsilon_{\text{ст.}}$, при безкінечно високій частоті $\epsilon' = \epsilon_{\infty}$, а якщо $\omega\tau = 1$ то $\epsilon' = (\epsilon_{\text{ст.}} + \epsilon_{\infty})/2$. Задаючись різними значеннями $\omega\tau$, як > 1 , так і < 1 можна отримати залежність характер якої зображено на Рис.8-1. Вочевидь що він відповідає розглянутому нами раніше визначенню релаксаційної діелектричної дисперсії (див. 5 стор.26).

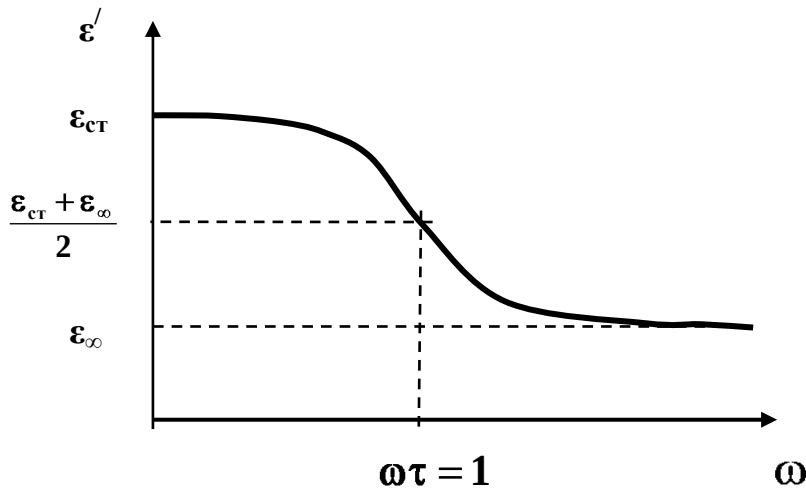


Рис.8-1 Частотна залежність відносної діелектричної проникності при релаксаційному механізмі поляризації

Частотна залежність коефіцієнта діелектричних втрат, судячи з формули (8.2) являє собою криву з максимумом, при цьому величина ϵ'' на нульовій та нескінченно високій частотах наближається до нуля. Взявши похідну від ϵ'' по частоті і прирівнявши її нулю отримаємо частоту при якій коефіцієнт діелектричних втрат має максимальне значення, а саме $\omega_{\epsilon'' \text{ max}} = \frac{1}{\tau}$, тобто умовою максимуму ϵ'' є $\omega\tau = 1$. Підставивши цю умову в (8.2) отримаємо максимальне значення коефіцієнту діелектричних втрат

$$\epsilon''_{\text{max}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}}{2}. \quad (8.4)$$

Частотна залежність $\text{tg}\delta$ відповідно до (8.3) має аналогічний характер, але свого максимального значення $\text{tg}\delta$ досягає на частоті $\omega_{\text{tg}\delta \text{ max}} = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\infty}}}$,

тобто умовою максимуму $\text{tg}\delta$ є $\omega\tau = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\infty}}}$ і відповідно максимум $\text{tg}\delta$ спостерігається на більш високій частоті ніж максимум ϵ'' . Величина максимуму $\text{tg}\delta$ виходячи з (8.3), при умові, що $\omega = \omega_{\text{tg}\delta \text{ max}}$, становить

$$\text{tg}\delta_{\text{max}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}}{2\sqrt{\epsilon_{\text{ст}}\epsilon_{\infty}}} . \quad (8.5)$$

На Рис. 8-2 наведено характер частотних залежностей ϵ'' та $\text{tg}\delta$ при релаксаційному механізмі поляризації встановлений згідно проведеного вище аналізу.

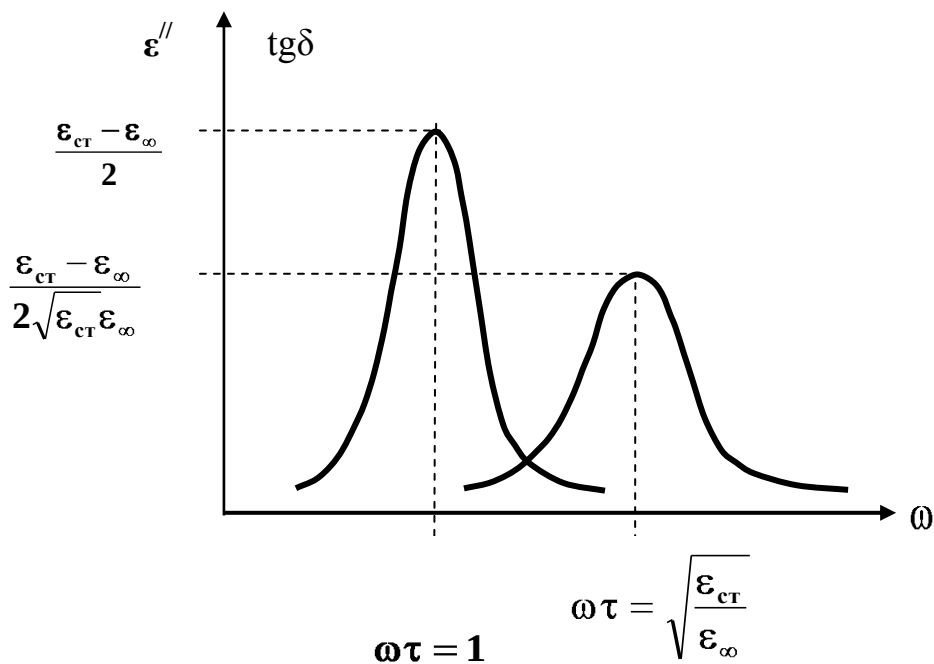


Рис.8-2 Частотні залежності ϵ'' та $\text{tg}\delta$ при релаксаційному механізмі поляризації.

Виходячи з отриманих результатів спробуємо встановити яким чином зміна температури вплине на розглянуті частотні залежності. При цьому, ми поки що

не будемо зважати на те як температура може впливати на значення $\epsilon_{ст}$, ϵ_{∞} і відповідно на максимальні значення ϵ'' та $\text{tg}\delta$.

Оскільки максимуми ϵ'' та $\text{tg}\delta$ спостерігаються на частотах значення яких тісно пов'язане з часом релаксації τ , який суттєво залежить від температури (див. ф-лу 6.5), то вочевидь збільшення температури призводить до зменшення часу релаксації τ і відповідно до збільшення частот які відповідають максимальним значенням ϵ'' та $\text{tg}\delta$, тобто до зміщення максимумів частотних характеристик в бік більш високих частот. На Рис. 8-3 наведені якісні частотні характеристики ϵ' , ϵ'' та $\text{tg}\delta$ при релаксацийному механізмі поляризації для двох різних температур.

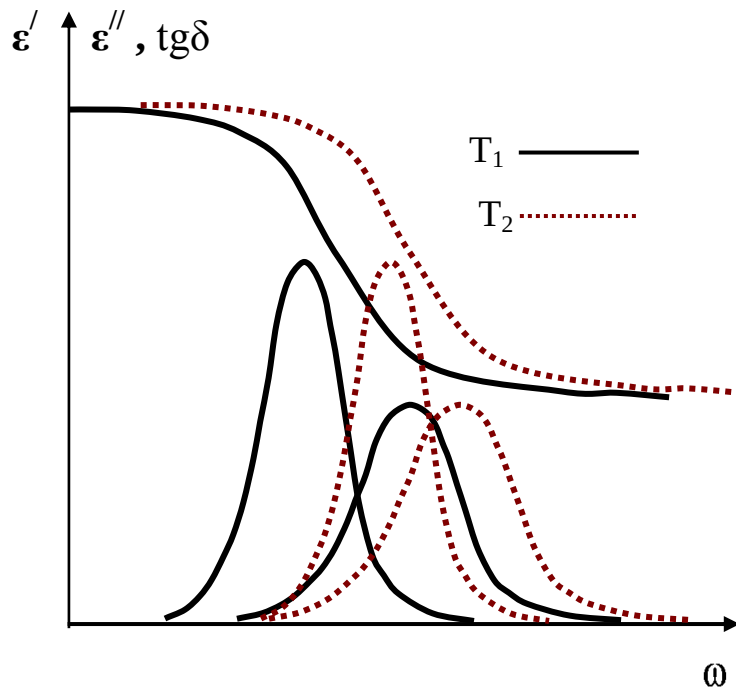


Рис.8-3 Частотні залежності ϵ' , ϵ'' та $\text{tg}\delta$ для двох різних температур ($T_2 > T_1$) при релаксацийному механізмі поляризації.

Якщо діелектрик містить два, чи навіть більше типів слабо зв'язаних частинок (релаксаторів) з суттєво різним часом релаксації то кожному типу релаксаторів буде відповідати своя частотна область релаксацийної дисперсії, при цьому кожна область буде описуватись відповідною формулою Дебая (див. 8.6 та 8.7).

Так, наприклад, якщо в діелектрику існують два типи релаксаторів з суттєво різним часом релаксації (τ_1 та τ_2) то частотні залежності ϵ' , ϵ'' та $\text{tg}\delta$ будуть мати вигляд представлений на Рис. 8-4.

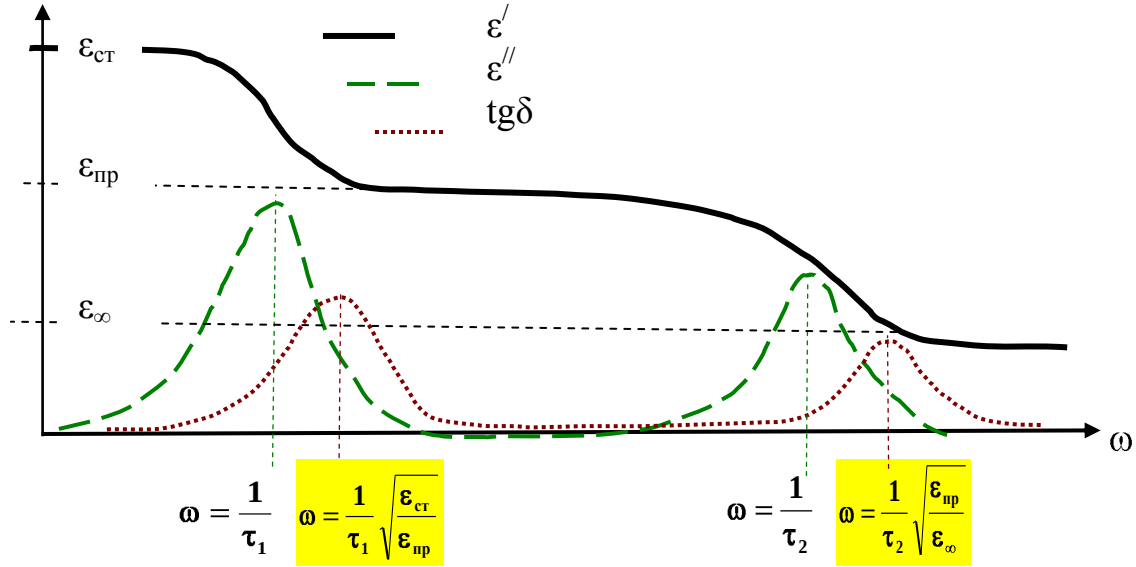


Рис.8-4 Частотні залежності ϵ' , ϵ'' та $\text{tg}\delta$ при існуванні двох типів релаксаторів з суттєво різним часом релаксації.

$$\epsilon' = \epsilon_{\text{пр}} + \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\text{пр}}}{1 + \omega^2 \tau_1^2}; \quad \epsilon'' = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\text{пр}})}{1 + \omega^2 \tau_1^2}; \quad \text{tg}\delta = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\text{пр}})}{\epsilon_{\text{ст}} + \epsilon_{\text{пр}} \omega^2 \tau_1^2} \quad (8.6)$$

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{\text{пр}} - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau_2^2}; \quad \epsilon'' = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{пр}} - \epsilon_{\infty})}{1 + \omega^2 \tau_2^2}; \quad \text{tg}\delta = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{пр}} - \epsilon_{\infty})}{\epsilon_{\text{пр}} + \epsilon_{\infty} \omega^2 \tau_2^2} \quad (8.7)$$

Значення величини частотних максимумів ϵ'' та $\text{tg}\delta$ для першої та другої області складатимуть:

для першої області,-

$$\epsilon''_{\text{max1}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\text{пр}}}{2}, \quad \text{tg}\delta_{\text{max1}} = \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\text{пр}}}{2\sqrt{\epsilon_{\text{ст}} \epsilon_{\text{пр}}}}, \quad (8.8)$$

а для другої області,-

$$\epsilon''_{\text{max2}} = \frac{\epsilon_{\text{пр}} - \epsilon_{\infty}}{2}, \quad \text{tg}\delta_{\text{max}} = \frac{\epsilon_{\text{пр}} - \epsilon_{\infty}}{2\sqrt{\epsilon_{\text{пр}} \epsilon_{\infty}}}. \quad (8.9)$$

Наявність у діелектрику релаксаторів з близькими значеннями величини часу релаксації (набір часів релаксації) призводить до того, що частотні залежності ϵ' , ϵ'' , $\operatorname{tg}\delta$ стають суттєво розмитими як це показано на Рис. 8-5.

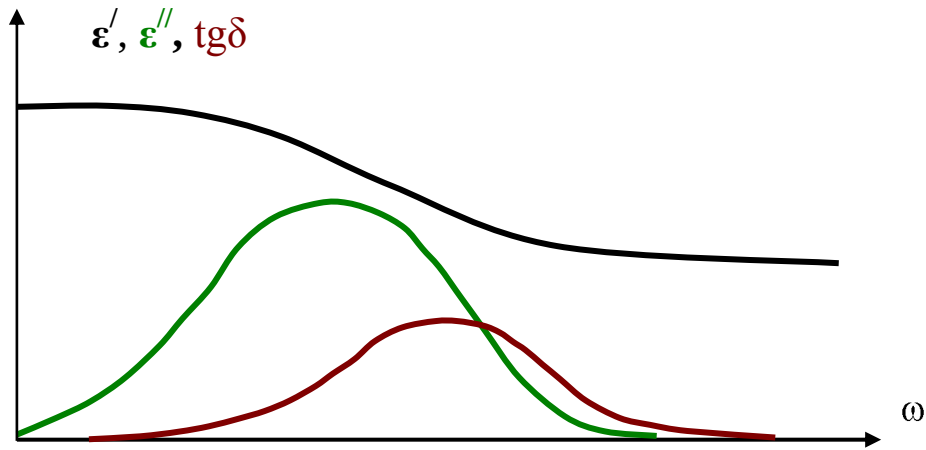


Рис.8-5 Частотні залежності ϵ' , ϵ'' та $\operatorname{tg}\delta$ при наборі часів релаксації.

Такий характер частотних залежностей також може бути описаний формулою Дебая в яку введено коефіцієнт розподілу часу релаксації (α'), значення якого знаходиться в межах від **0** до **1**.

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_\infty}{(1 + j\omega\tau)^{(1-\alpha')}}.$$

Діаграма Коул – Коул. Аналіз частотних залежностей ϵ' , ϵ'' в області релаксаційної дисперсії свідчить про тісний зв'язок цих параметрів між собою. Залежність між ними була встановлена братами Коул, які показали, що в області релаксаційної дисперсії в координатах ϵ' - ϵ'' всі точки лягають на половину окружності, центр якої знаходиться на осі ϵ' , а радіус дорівнює $\frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_\infty}{2}$. Рівняння відповідної окружності має вигляд,

$$\left(\epsilon' - \frac{\epsilon_{\text{ст}} + \epsilon_\infty}{2}\right)^2 + (\epsilon'')^2 = \left(\frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_\infty}{2}\right)^2, \quad (8.10)$$

а її графічне зображення (діаграма Коул-Коул) представлено на Рис. 8-6 .

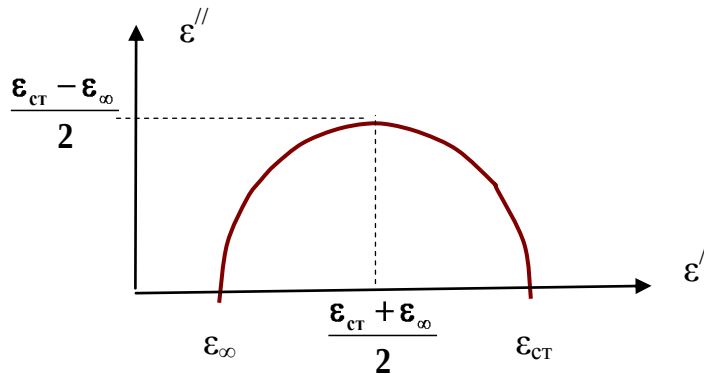


Рис. 8-6 Діаграма Коул-Коул для одного типу релаксаторів (одного часу релаксації).

В справедливості рівняння (8.10) можна пересвідчитись підставивши в нього значення ϵ' та ϵ'' з формули Дебая (8.1 ; 8.2).

При наявності двох типів релаксаторів з суттєво різним часом релаксації діаграма Коул-Коул буде мати вигляд двох половинок окружностей , як це наведено на Рис. 8-7

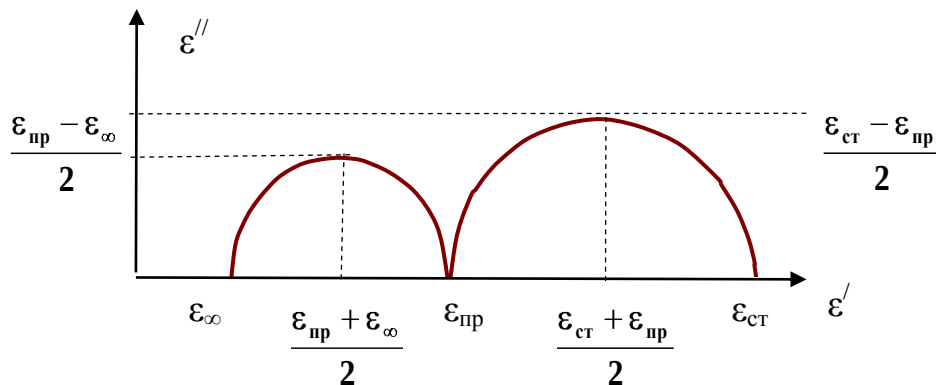


Рис. 8-7 Діаграма Коул-Коул для двох суттєво різних часів релаксації.

При наборі часів релаксації діаграма Коул-Коул являє собою дугу окружності, центр якої лежить нижче вісі ϵ' , тобто у від'ємній області значень ϵ'' . Кут β вказаний на Рис.8-8 дорівнює $\pi\alpha/2$, де α коефіцієнт розподілу часів

релаксації. Таким чином, побудувавши таку діаграму на основі експериментальних результатів, можна визначити коефіцієнт розподілу β .

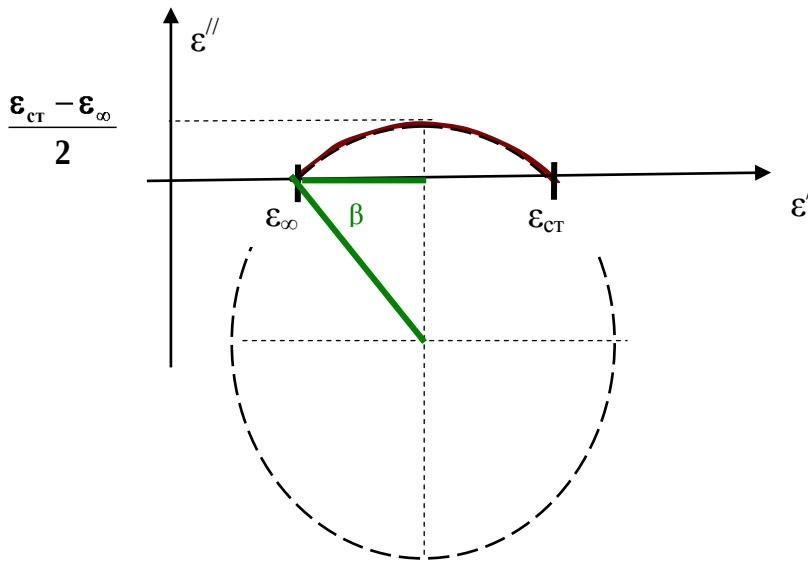


Рис. 8-8 Діаграма Коул-Коул при наборі часів релаксації.

9. Якісний аналіз температурних залежностей ϵ' , ϵ'' , $\text{tg}\delta$ в області релаксаційної дисперсії. Визначення висоти потенційного бар'єру релаксатора.

Для проведення якісного аналізу температурних залежностей ϵ' , ϵ'' , $\text{tg}\delta$ розглянемо вирази (8.1) (8.2) (8.3), які для зручності ще раз наведені нижче, з точки зору залежності величин які входять до них від температури.

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} ; \epsilon'' = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty})}{1 + \omega^2 \tau^2} ; \text{tg}\delta = \frac{\omega \tau (\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty})}{\epsilon_{\text{ст}} + \epsilon_{\infty} \omega^2 \tau^2} . \quad (9.1)$$

Раніше (див. стор. 33,34) було показано, що $(\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}) = \frac{g\tau}{\epsilon_0}$ де $g = \frac{n\alpha}{\tau}$, тобто

$(\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}) = \frac{n\alpha}{\epsilon_0}$. Враховуючи вирази для сталих значень поляризуємості частинок при релаксаційному механізмі поляризації ($\alpha_{\text{ip}} = (\frac{q^2}{12 kT} \delta^2)$; $\alpha_{\text{др}} = \frac{p_0^2}{3kT}$ див. стор. 32), отримаємо у загальному вигляді

$(\epsilon_{\text{ст}} - \epsilon_{\infty}) = \frac{A}{T}$. Залежність часу релаксації (τ) від температури визначається формулою (6.5), і може бути представлена у загальному вигляді як $\tau = \exp \frac{B}{T}$.

Таким чином, введення температури в явному вигляді у вирази (9.1) призведе до наступних температурних залежностей ϵ' , ϵ'' , $\text{tg}\delta$:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{A}{T(1 + \omega^2 \exp \frac{2B}{T})} ; \quad (9.2)$$

$$\epsilon'' = \frac{A\omega \exp \frac{B}{T}}{T(1 + \omega^2 \exp \frac{2B}{T})} ; \quad (9.3)$$

$$\text{tg}\delta = \frac{A\omega \exp \frac{B}{T}}{T(\epsilon_{\text{ст}} + \epsilon_{\infty} \omega^2 \exp \frac{2B}{T})} . \quad (9.4)$$

Провести аналіз отриманих температурних залежностей в широкому діапазоні температур достатньо складно, у зв'язку з цим аналіз проводиться спрощено, для двох окремих діапазонів, - діапазон високих температур (низьких частот), тобто коли релаксаційна поляризація встигає встановлюватись ($\omega\tau \ll 1$); діапазон низьких температур (високих частот) тобто коли релаксаційна поляризація не встигає встановлюватись ($\omega\tau \gg 1$).

Для діапазону високих температур, враховуючи що $\omega\tau \ll 1$, а експоненційна залежність значно сильніше за зворотно пропорційну отримаємо:

$$\epsilon' \approx \epsilon_{\infty} + \frac{A}{T} ; \quad \epsilon'' \approx A \exp \frac{B}{T} ; \quad \text{tg}\delta \approx A \exp \frac{B}{T} \quad (9.5)$$

(тут та надалі будемо вважати що константи А та В завжди включають всі величини які практично не залежать від температури, а значення цих констант не впливає на характер температурних залежностей).

Аналогічно для діапазону низьких температур отримаємо:

$$\epsilon' \approx \epsilon_{\infty} + A \exp\left(-\frac{2B}{T}\right); \epsilon'' \approx A \exp\left(-\frac{B}{T}\right); \operatorname{tg} \delta \approx A \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (9.6)$$

Відповідно до (9.5; 9.6), враховуючи нерозривність цих температурних залежностей можна отримати їх якісне графічне представлення (див. Рис.9-1)

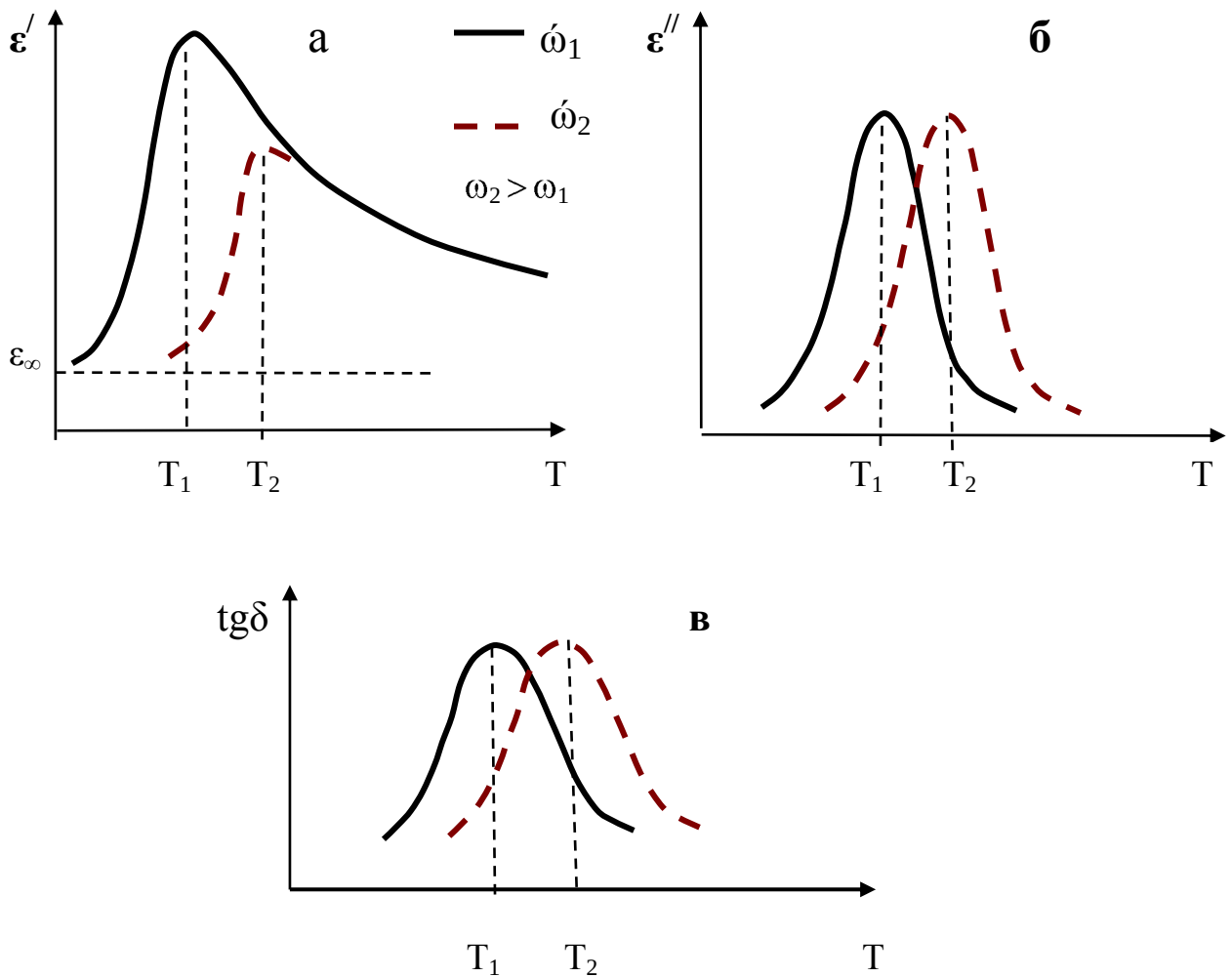


Рис. 9-1 Температурні залежності ϵ' (а), ϵ'' (б), $\operatorname{tg} \delta$ (в) в області релаксаційної дисперсії.

Якщо провести детальний аналіз температурних залежностей ϵ' , ϵ'' , $\operatorname{tg} \delta$ відповідно до виразів (9.2 – 9.4) можна показати, що максимумами температурних залежностей ϵ' та ϵ'' відповідають умові $\omega\tau = 1$, а максимум $\operatorname{tg} \delta$ настає при умові $\omega\tau = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{ст}}}{\epsilon_{\infty}}}$. Оскільки τ є функцією температури, то відповідно збільшення

частоти дослідження призводить до зміщення цих максимумів в бік більш високих температур де τ менше, як це показано на Рис.9-1.

Результати експериментального дослідження температурних залежностей представлених на Рис.9-1 дають змогу визначити висоту потенційного бар'єру який долає слабо зв'язана частинка (релаксатор) при виникненні релаксаційного механізму поляризації.

Для вирішення цієї задачі найбільш зручно отримати експериментальні температурні залежності $\text{tg}\delta$ на двох різних частотах (див. Рис. 9-1в) і скористатися умовою максимуму цих залежностей, а саме $\omega_1\tau_1 = \omega_2\tau_2$.

Підставивши значення τ_1 та τ_2 отримаємо:

$$\omega_1 \frac{1}{2\gamma} \exp \frac{U_6}{kT_1} = \omega_2 \frac{1}{2\gamma} \exp \frac{U_6}{kT_2}, \text{ звідки}$$

$$U_6 = \frac{kT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1}. \quad (9.7)$$

10. Діелектричні втрати.

В першому параграфі ми вже розглянули поняття діелектричних втрат та основні параметри які їх характеризують, а саме ϵ'' та $\text{tg}\delta$. Відповідно до загального визначення діелектричні втрати це потужність, яка виділяється у діелектрику під дією прикладеної до нього електричної напруги.

Прийнято розрізняти наступні види діелектричних втрат.

Резонансні – частина діелектричних втрат, обумовлена резонансною діелектричною дисперсією (відповідні формули та залежності наведені у параграфі 4)

Релаксаційні – частина діелектричних втрат, обумовлена релаксаційною діелектричною дисперсією (відповідні формули та залежності наведені у параграфі 8)

Іонізаційні – частина діелектричних втрат, обумовлена іонізацією діелектрика в електричному полі. Цей вид діелектричних втрат спостерігається, як правило, при досить високій напруженості електричних полів в діелектриках що містять газові включення. Основною характеристикою іонізаційних втрат є так звана іонізаційна крива, яка характеризує залежність $\text{tg}\delta$ діелектрика від електричної напруги прикладеної до нього при її поступовому зростанні. (див. Рис.10-1).

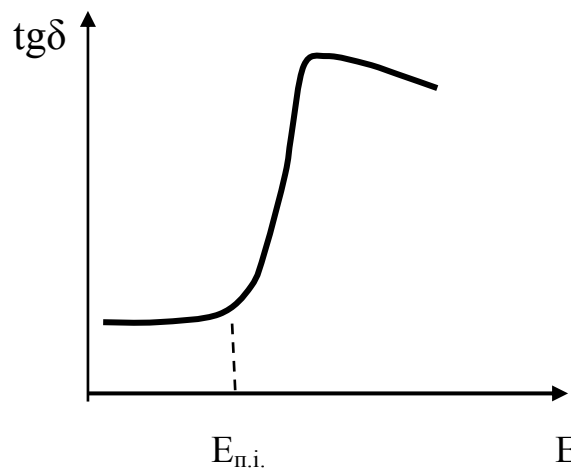


Рис. 10-1 Іонізаційна крива ($E_{п.і.}$ напруженість електричного поля при якій розпочинаються іонізаційні процеси).

Іонізаційна крива використовується для оцінки дефектності високовольтних електроізоляційних матеріалів.

Гістерзісні – частина діелектричних втрат, обумовлена переорієнтацією доменів в діелектриках. Цей вид діелектричних втрат спостерігається у сегнетоелектричних матеріалах (див. Текст лекцій з дисципліни “Матеріалознавство радіоелектронної апаратури”, Розділ «Активні діелектрики»).

Втрати на електропровідність – частина діелектричних втрат, обумовлена наскрізним струмом діелектрика. Наскрізний струм діелектрика – постійна складова струму витікання, Струм витікання – струм у діелектрику обумовлений постійною електричною напругою прикладеною до нього.

Наведені вище визначення дозволяють чітко відділити струм в діелектрику, що обумовлений електропровідністю (наскрізний струм), від відносно короткочасного струму викликаного процесами встановлення поляризації (див. Рис. 10-2).

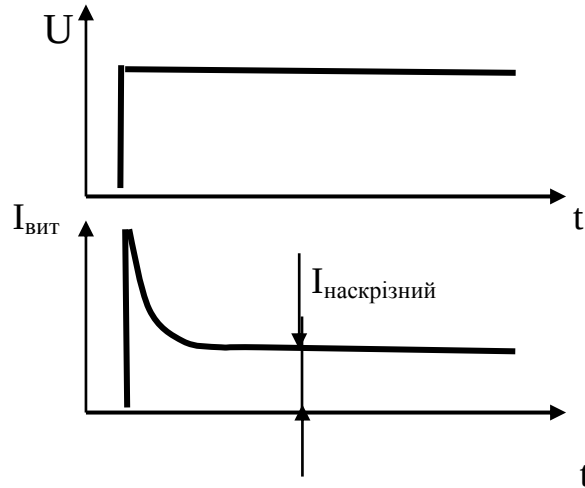


Рис. 10-2. Струм витікання ($I_{\text{вит}}$) та наскрізний струм ($I_{\text{наскрізний}}$) діелектрика.

Для проведення аналізу діелектричних втрат на електропровідність будемо вважати, що, в діелектрику існує тільки один цей вид втрат, тобто будь яка діелектрична дисперсія відсутня і відповідно $\epsilon_{\text{ст.}} = \epsilon_{\infty}$.

Запишемо тангенс кута діелектричних втрат як відношення активної складової струму діелектрика до реактивної (див. Рис. 1-5) $\text{tg}\delta = I_a / I_p$.

Записавши активну складову струму як $I_a = j_a S$, де відповідно до закону Ома $j_a = \sigma E$, а реактивну складову струму як $I_p = U / x_c$, де $x_c = 1 / \omega C$, а C є ємність

плаского конденсатора $C = \frac{\epsilon_{\infty} \epsilon_0 S}{d}$, отримаємо:

$$\text{tg}\delta = \frac{\sigma E S}{U \omega \frac{\epsilon_{\infty} \epsilon_0 S}{d}} = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_{\infty} \epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\pi f \epsilon_{\infty} \epsilon_0} \quad (10.1)$$

Останній вираз, враховуючи числові значення ϵ_0 та π , зазвичай

$$\text{використовують у вигляді} \quad \text{tg}\delta = \frac{1,8 \times 10^{10}}{\epsilon_{\infty} f \rho} \quad (10.2)$$

Відповідно до (10.2) при втратах на електропровідність $\text{tg}\delta$ зменшується при зростанні частоти та збільшується при зростанні температури. Відповідні якісні залежності представлені на Рис. 10-3.

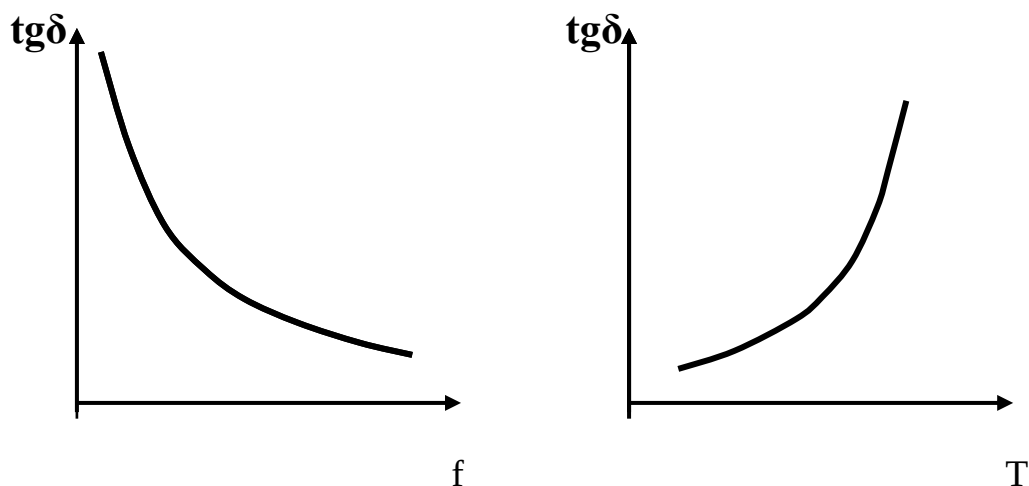


Рис. 10-3. Якісний характер залежності $\text{tg}\delta$ при діелектричних втратах на електропровідність від частоти (f) та температури (T)

Якщо в діелектрику мають місце декілька видів діелектричних втрат, то загальні втрати визначаються їх сумою і відповідним зростанням $\text{tg}\delta$. На Рис.10-4 представлені частотні та температурні залежності $\text{tg}\delta$ для діелектрика в якому, наприклад, є діелектричні втрати на електропровідність та релаксаційні втрати.

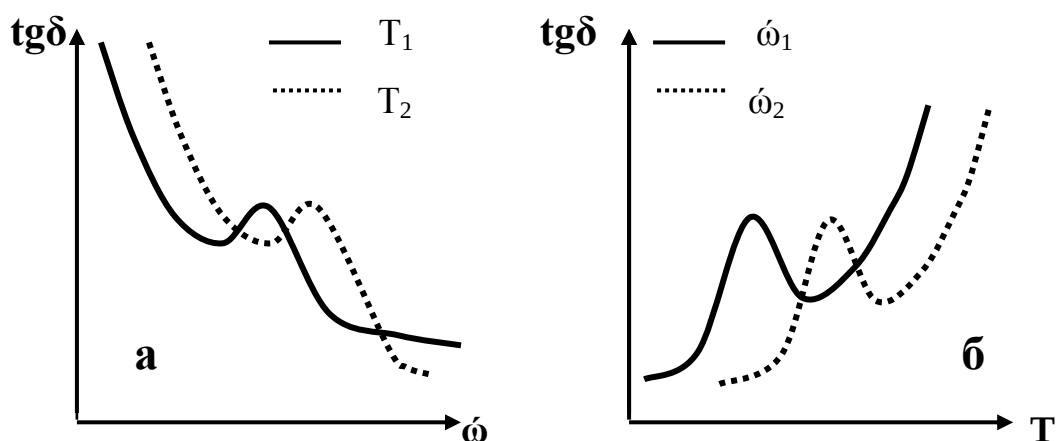


Рис. 10-4. Частотні (а) та температурні (б) залежності $\text{tg}\delta$ для діелектрика з втратами на електропровідність та релаксаційними втратами ($T_2 > T_1$; $\omega_2 > \omega_1$).

11. Еквівалентні схеми заміщення діелектриків з втратами.

В цілому ряді випадків, наприклад при використанні діелектриків в електричних конденсаторах, як елементах електронних схем, виникає необхідність враховувати діелектричні втрати, особливо коли вони суттєво залежать від частоти електричного сигналу. В таких випадках прийнято заміняти діелектрик його еквівалентною схемою заміщення, яка складається з ідеальної ємності та чисто активного опору. Еквівалентність означає, що схема заміщення відповідає наступним вимогам:

- активна потужність яка розсіюється у схемі повинна дорівнювати активній потужності, що виділяється в діелектрику;
- кут зсуву фаз (φ) в схемі та діелектрику повинен бути однаковим;
- еквівалентна схема заміщення та діелектрик повинні мати однаковий характер частотних залежностей $\operatorname{tg}\delta$.

Найбільш простими схемами заміщення діелектриків з втратами є паралельна та послідовна схеми.

Паралельна еквівалентна схема заміщення представлена на Рис.11-1а, а відповідна векторна діаграма на Рис.11-1б.

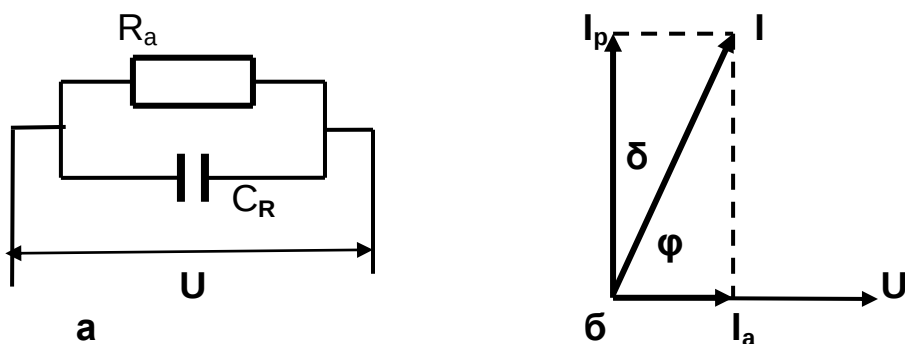


Рис. 11-1. Паралельна еквівалентна схема заміщення (а) та векторна діаграма б).

Відповідно до цієї векторної діаграми маємо

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_a}{I_p} = \frac{U}{R} : \frac{U}{\frac{1}{\omega C_R}} = \frac{1}{R \omega C_R} \quad (11.1)$$

$$P = UI_a = UI_p \operatorname{tg} \delta = U^2 \omega C_R \operatorname{tg} \delta . \quad (11.2)$$

Оскільки $\operatorname{tg} \delta$ для паралельної еквівалентної схеми зворотно пропорційний частоті, так як і для втрат на електропровідність (10.2), то для заміщення діелектриків з таким видом втрат використовується саме паралельна еквівалентна схема.

Послідовна еквівалентна схема заміщення представлена на Рис.11-2а, а відповідна векторна діаграма (трикутник напруги) на Рис.11-2б.

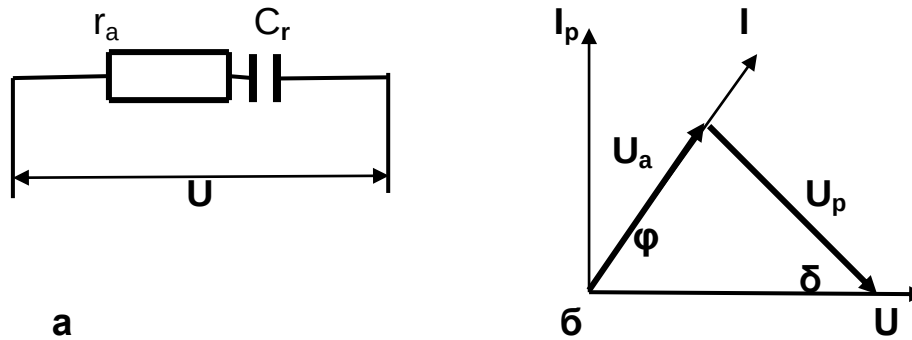


Рис. 11-2.Послідовна еквівалентна схема заміщення (а) та векторна діаграма б).

Відповідно до цієї векторної діаграми маємо:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{U_a}{U_p} = \frac{I r_a}{I \frac{1}{\omega C_r}} = r_a \omega C_r \quad (11.3)$$

$$P = I^2 r_a = \frac{U^2 r_a}{\left(\frac{1}{\omega C_r}\right)^2 + r_a^2} = \frac{U^2 r_a}{\left(\frac{1}{\omega C_r}\right)^2 [1 + (r_a \omega C_r)^2]} ,$$

$$\text{або враховуючи (11.3), } P = \frac{U^2 \omega C_r \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \quad (11.4)$$

Для більшості діелектриків $\operatorname{tg}\delta \ll 1$ і вираз (11.4) практично зводиться до $P = U^2 \omega C_r \operatorname{tg}\delta$ тобто до виразу аналогічного до (11.2).

В тих випадках коли частотні залежності $\operatorname{tg}\delta$ мають більш складний характер ніж ті що реалізуються паралельною та послідовною схемами заміщення, використовуються більш складні схеми заміщення (Рис.11-3).

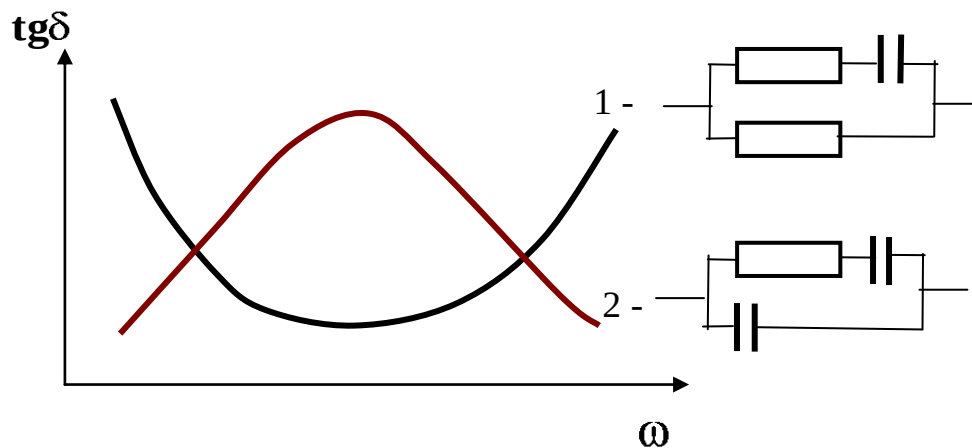


Рис. 11-3. Частотні залежності $\operatorname{tg}\delta$ для різних еквівалентних схем заміщення діелектриків з втратами

12. Електропровідність діелектриків.

Густина струму, що протікає крізь діелектрик у результаті дії на нього електричного поля $\vec{E}$, складається з густини струму зміщення (обумовленого поляризаційними процесами) та густини струму електропровідності:

$$\vec{J} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \sigma \vec{E}, \quad (12.1)$$

де σ - питома об'ємна електропровідність;

$\vec{D}$ - електрична індукція.

Якщо у діелектрику мають місце тільки швидкі види поляризації, то струм зміщення швидко зменшується до нуля (при постійній електричній напрузі прикладеній до діелектрика Рис.10-2) і через діелектрик протікає тільки струм електропровідності. При цьому необхідно відрізняти об'ємну (визначається будовою матеріалу) та поверхневу (визначається будовою та станом поверхні)

електропровідність. Якщо питомий опір при об'ємній електропровідності визначається відомою формулою $\rho = \frac{RS}{l}$ (де R - опір діелектричного зразка, S - площа електродів а l - відстань між ними) і має розмірність [Ом м], то питомий поверхневий опір визначається за формулою $\rho_s = \frac{R_s l}{d}$ (відповідно до Рис.12-1) і має розмірність [Ом] (в мікроелектронній техніці прийнято розмірність $[\frac{\text{Ом}}{\square}]$ «Ом на квадрат», це зумовлено тим, що при $l=d$, поверхня має квадратну форму, і $\rho_s = R_s$, такий підхід спрощує розрахунок інтегральних резисторів).

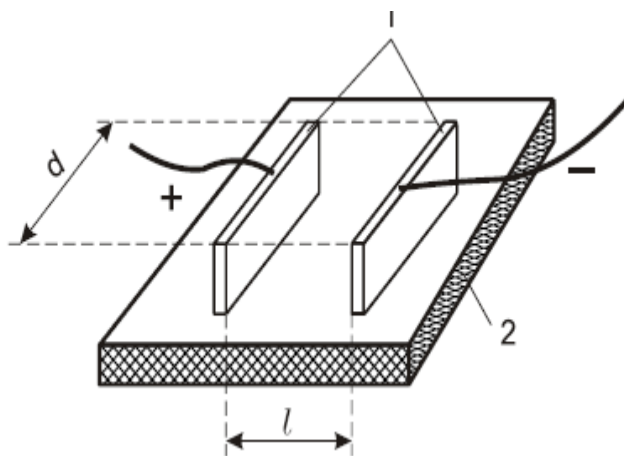


Рис.12-1 Схема визначення поверхневого опору (1-електроди, 2 діелектричний зразок).

У більшості діелектричних матеріалів об'ємна електропровідність може мати як іонний, так і електронний характер. Але електронний характер електропровідності виникає, як правило, лише при високій напруженості електричних полів, чи при високих температурах. Іонна електропровідність, яка має місце при відносно низьких температурах пов'язана з точковими дефектами структури (вакансіями, міжвузловими іонами, іонами домішок...). Власні іони діелектрика стають носіями при більш високих температурах, коли теплова енергія достатня для того, щоб іон став вільним (тобто теплова енергія дорівнює енергії активації носія). Концентрація вільних носіїв заряду

активованих тепловою енергією експоненційно залежить від температури (див. 1.19).

Нехтуючи більш слабкою залежністю рухливості носіїв від температури, і враховуючи загальну форму запису для електропровідності: $\sigma = qnu$

(де q - заряд носія, n - концентрація носіїв, u рухливість носіїв), отримаємо

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{акт}}}{kT}\right). \quad (12.2)$$

Якщо електропровідність зумовлена декількома типами носіїв заряду, то

$$\sigma = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (12.3)$$

З виразів 12.2 та 12.3 видно, що при одному типі носіїв температурна залежність електропровідності побудована в координатах $\ln \sigma$ від $\frac{1}{T}$, має вигляд прямої лінії, нахил якої визначається енергією активації цього типу носіїв, якщо ж типів носіїв декілька, то залежність буде мати вигляд ламаної, кожен з відрізків якої відноситься до певного типу носіїв (Рис.12-1.а,б). Оскільки всі технічні діелектрики містять достатню кількість домішок (в тому числі, наприклад, технологічних) з різною енергією активації, то на практиці ламана перетворюється на гладку криву (Рис.12-1в).

Причиною виникнення вільних носіїв заряду в діелектриках є як правило термічна генерація, або ударна іонізація (в сильних електричних полях), але слід мати на увазі і можливість їх виникнення за рахунок фотогенерації, або інжекції. Основними механізмами направленого переносу вільних носіїв заряду вважаються : дрейфовий (коли більшу частину часу носій перебуває в направленому русі за рахунок дії електричного поля), стрибковий (коли більшу частину часу носій закріплений у певному локалізованому місці, а потім «стрибком» направлено переміщується до нового місця локалізації) та дифузійний (коли носій направлено рухається за рахунок наявності градієнту його концентрації, навіть за відсутності зовнішнього електричного поля,- дифузійний струм).

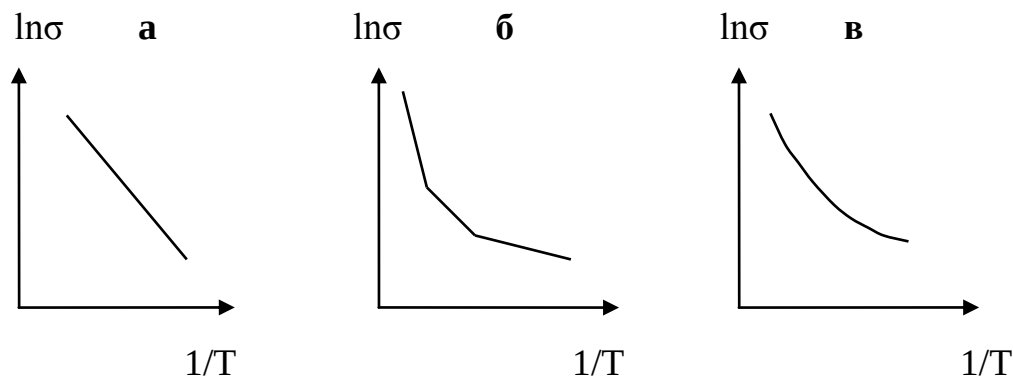


Рис.12-2.

Температурні залежності питомої електропровідності діелектриків при різній кількості носіїв заряду.

Слід також відзначити, що в деяких випадках вільними носіями заряду можуть розглядатися так звані «полярони» (електрони які досить сильно пов'язані з кристалічною ґраткою і тому мають значно нижчу рухливість), та «моліони» (заряджені групи атомів чи молекул які існують в специфічних діелектричних рідинах, так званих «емульсіях» і «суспензіях» і з якими пов'язано явище електрофорезу).

У діелектричних матеріалах із сегнетоелектричними властивостями (в певному діапазоні температур) спостерігається аномальна, для звичайних діелектриків, температурна залежність електропровідність, коли вона різко зменшується при підвищенні температури поблизу фазового переходу, що зв'язано з перебудовою структури речовини. Такий ефект носить назву "позисторного ефекту" («позитивний» температурний коефіцієнт опору), а матеріали, в яких він спостерігається – "позисторами".

На Рис.12-3 наведено температурну залежність питомого опору чистого та легованого BaTiO_3 .

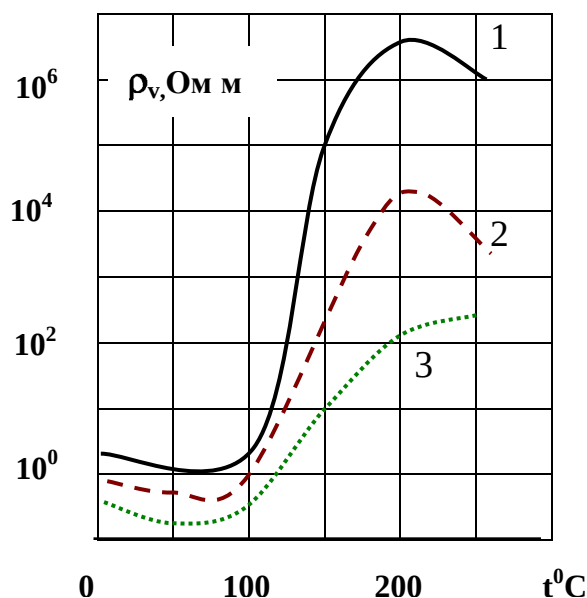


Рис.12-3 Температурна залежність питомого опору BaTiO_3 з домішками 1-Mn (0,127%), 2-Fe (0,024%), 3- BaTiO_3 без домішок.

В сильних електричних полях електропровідність діелектриків починає збільшуватись при збільшенні напруженості електричного поля, таке збільшення може бути викликано досить великою кількістю причин пов'язаних з специфікою складу та будови матеріалу і може відповідати як емпіричній формулі Пуля ($\sigma \sim E$), так і теоретичній формулі Френкеля ($\sigma \sim \sqrt{E}$).

Залежність електропровідності від частоти змінного електричного поля, яка спостерігається в деяких діелектричних матеріалах може бути пов'язана з декількома причинами. По-перше зростання електропровідності в діапазоні відносно низьких частот пояснюють тим, що при зростанні частоти деякі слабкозв'язані частинки не встигають займати нові положення рівноваги і закріпитись там, фактично вони «виключаються» з процесу поляризації і дають свій вклад в електропровідність (що підтверджується одночасним зменшенням діелектричної проникності матеріалу). Таке зростання електропровідності, як правило, відповідає співвідношенню $\sigma \sim \omega^n$ (формула А.Іончера де $0,7 < n < 1$). Зниження електропровідності в діапазоні високих частот пояснюють інерційністю мікрочастинок, які просто не встигають за зміною електричного поля і тому перестають на нього реагувати.

13. Пробій діелектриків.

Згідно встановленого визначення Пробій – явище виникнення у діелектрику провідного каналу під дією електричного поля. Крім того розрізняють ще неповний пробій (провідний канал не досягає хоча б одного з електродів), та частковий розряд (пробій газового, або рідинного включення в діелектрику).

Відповідно до механізму виникнення провідного каналу прийнято розрізняти наступні види пробою:

- **електричний пробій** – пробій, зумовлений ударною іонізацією або розривом зв'язків між частинками діелектрика, безпосередньо під дією електричного поля;
- **тепловий пробій** – пробій, зумовлений порушенням теплової рівноваги діелектрика внаслідок діелектричних втрат;
- **електрохімічний пробій** – пробій, зумовлений хімічними процесами, що призводять до змін у діелектрику під дією електричного поля;
- **іонізаційний пробій** – пробій, зумовлений іонізаційними процесами внаслідок часткових розрядів діелектрика;
- **електромеханічний пробій** – пробій, зумовлений пошкодженням діелектрика механічними напругами, що виникають під дією електричного поля;
- **поверхневий пробій** – пробій твердого діелектрика по його поверхні в газі або в рідині. (Цей вид пробою може супроводжуватись так званим трекінгом діелектрика – пошкодженням твердого діелектрика у вигляді виникнення провідникових слідів на його поверхні внаслідок поверхневого пробою).

Для характеристики електроізоляційних властивостей діелектриків зазвичай використовують наступні параметри:

пробивна напруга діелектрика – мінімальна прикладена до діелектрика електрична напруга, що призводить до його пробою;

електрична міцність діелектрика – мінімальна напруженість однорідного електричного поля, що призводить до пробою діелектрика.

Слід зауважити, що основними механізмами пробою діелектриків є електричний, тепловий (які як правило можна виділити у «чистому» вигляді) та електрохімічний (який з одного боку може бути тісно пов'язаний з іонізаційними та тепловими процесами, а з іншого супроводжуватись механічним пошкодженням діелектрика).

При будь якому механізмі пробою прийнято виділяти дві його основні стадії:

- порушення стаціонарного режиму протікання електричного струму (тобто незмінності величини струму при незмінності електричної напруги);
- виникнення електричного розряду з утворенням провідного каналу.

Для виникнення пробою необхідною умовою є наявність трьох основних процесів:

1. ініціюючі процеси (забезпечують початкову концентрацію носіїв заряду у діелектрику і відповідно початковий струм крізь нього);
2. первинні процеси (визначаються властивостями матеріалу і забезпечують початкове зростання вільних носіїв заряду і відповідно струму крізь діелектрик);
3. вторинні процеси (компенсують перехід носіїв заряду на електроди, тобто забезпечують позитивний зворотній зв'язок у процесі пробою).

Явище пробою може бути формально модельовано достатньо простою електричною схемою, представленою на Рис. 13.1, відповідно до якої вихідний електричний струм може бути записаний у вигляді:

$$I_{\text{вих}} = \frac{I_0}{1 - \gamma(\alpha - 1)} \quad (13.1)$$

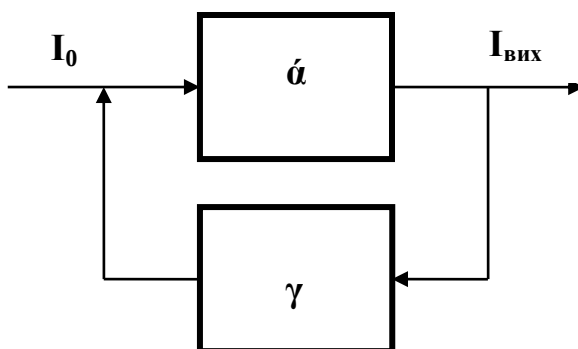


Рис. 13.1 Модель виникнення пробою (I_0 моделює наявність ініціюючих процесів, коефіцієнт підсилення α – первинних, γ –вторинних за рахунок позитивного зворотного зв'язку).

Електричний, тепловий та електрохімічний механізми пробою суттєво відрізняються між собою як за пробивною напругою, так і за часом розвитку пробою. Ці відмінності ілюструє якісна вольт-секундна характеристика наведена на Рис. 13.2.

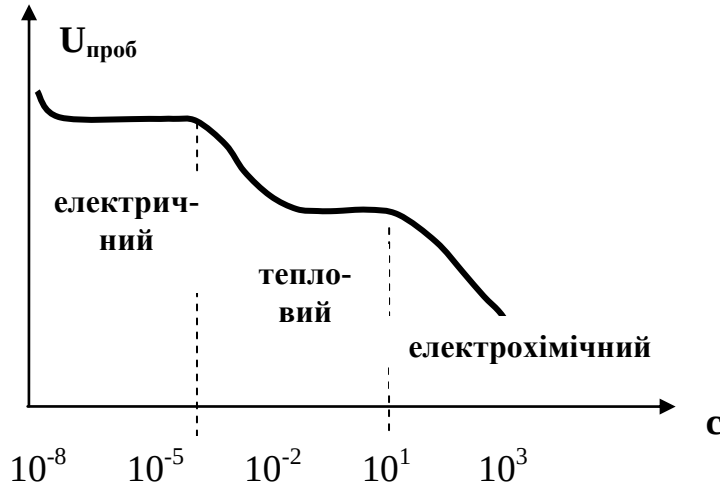


Рис. 13.2. Вольт-секундна характеристика основних механізмів пробою.

Електричний пробій.

Одна з перших теорій електричного пробою за рахунок процесів ударної іонізації була запропонована Таунсендом для газоподібних діелектриків, хоча в деяких випадках може бути використана і для твердих та рідких діелектриків. Для пояснення процесу електричного пробою Таунсенд запропонував розглянути три основні параметри (коефіцієнти Таунсенда):

α – перший коефіцієнт Таунсенда - характеризує збільшення числа носіїв за рахунок ударної іонізації та чисельно дорівнює кількості електронів, що виникають від одного електрону за рахунок ударної іонізації на одиниці довжини шляху.

β – другий коефіцієнт Таунсенда – характеризує збільшення носіїв заряду за рахунок ударної іонізації позитивно зарядженими іонами. Оскільки проведені розрахунки показали, що цей коефіцієнт суттєво не впливає на зростання числа носіїв заряду, він був відкинутий і в подальшому Таундсен його не використовував.

γ -третій коефіцієнт Таунсенда - характеризує вторинну емісію електронів з катоду та чисельно дорівнює кількості електронів, що вибиває з катоду позитивно заряджений іон.

Розглянемо наступну модель виникнення електричного пробою відповідно до теорії Таунсенда (див. Рис.13-1). Нехай початкова концентрація електронів провідності біля катоду становить n_0 . На деякій відстані x від катоду вона, за рахунок ударної іонізації досягає значення n а на відстані $x+dx$ значення $n+dn$.

Тоді, використовуючи перший коефіцієнт Таунсенду, можемо записати наступне диференціальне рівняння для визначення приросту числа електронів (dn) на відрізку dx : $dn = n\alpha dx$ і відповідно $\frac{dn}{n} = \alpha dx$. Інтегруючи цей вираз від n_0 до n_a і від 0 до δ отримаємо:

$$n_a = n_0 \exp(\alpha \delta) \quad (13.2)$$

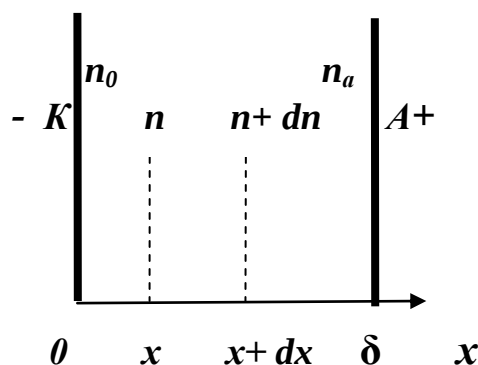


Рис.13-1. До розрахунку приросту числа електронів за рахунок ударної іонізації.

Розглянемо тепер детальніше що відбувається в проміжку між катодом та анодом з урахуванням як процесу ударної іонізації (α), так і процесу вторинної емісії електронів з катоду (γ). Згідно (13.2) початкова кількість електронів яка досягне аноду становить $n_0 e^{\alpha \delta}$ (див. Рис.13-2).

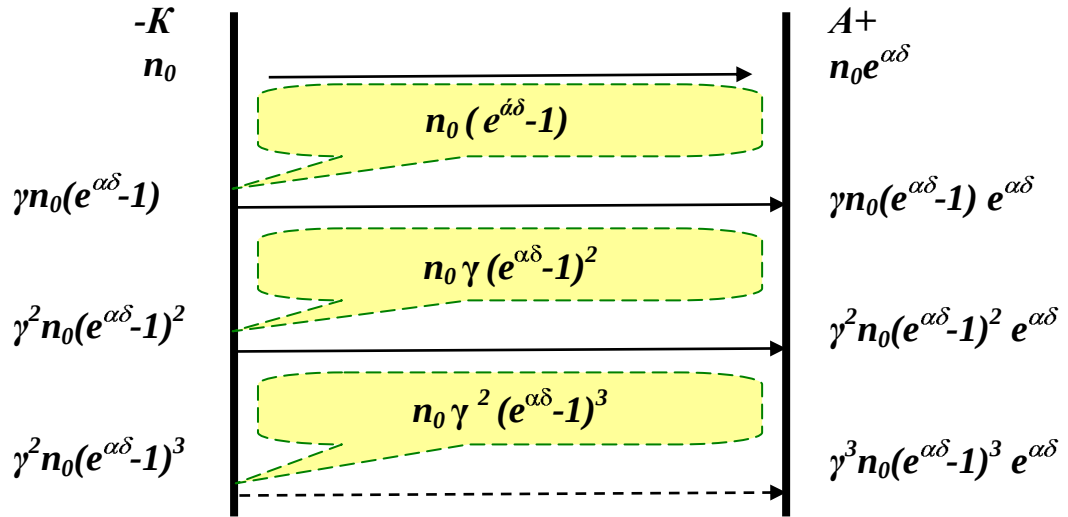


Рис.13-2. До розрахунку числа електронів на аноді за рахунок ударної іонізації та вторинної емісії електронів з катода.

При цьому кількість позитивно заряджених іонів, які виникнуть за рахунок першої хвилі ударної іонізації становитиме відповідно $n_0(e^{\alpha\delta}-1)$. Бомбардування катода позитивними іонами призведе, згідно визначення третього коефіцієнту Таунсенда, до виникнення біля катода $\gamma n_0(e^{\alpha\delta}-1)$ електронів. Тоді їх кількість, яка досягне аноду становитиме $\gamma n_0(e^{\alpha\delta}-1) e^{\alpha\delta}$, а кількість позитивно заряджених іонів, що будуть бомбардувати катод досягне кількості $\gamma n_0(e^{\alpha\delta}-1)^2$. Неважко помітити, що кількість електронів що досягає аноду збільшується за геометричною прогресією із знаменником $\gamma(e^{\alpha\delta}-1)$, тоді сумарний результат становитиме $n_a = \frac{n_0 e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma(e^{\alpha\delta}-1)}$. Відповідно до цього можна записати величину

струму як

$$I_a = \frac{I_0}{1 - \gamma(e^{\alpha\delta}-1)} \quad (13.3)$$

Величину $\gamma(e^{\alpha\delta}-1)$ називають коефіцієнтом іонізаційного зростання.

В разі якщо $\gamma(e^{\alpha\delta}-1) > 1$ в газі має місце незатухаючий розряд, при

$\gamma(e^{\alpha\delta}-1) < 1$, затухаючий. Умова $\gamma(e^{\alpha\delta}-1) = 1$ є критерієм пробою за Таунсендом.

Слід відзначити, що теорія електричного пробою за Таунсендом добре працює для газоподібних діелектриків коли добуток тиску газу та відстані між електродами є достатньо незначною величиною. Крім того ця теорія дає зазвичай невірні результати при визначенні часу розвитку пробою, та завищене значення напруги пробою. Ці недоліки теорії Таунсенду були враховані в «стрімерній» теорії електричного пробою. Вона базується на понятті «стрімера», як потоку позитивного об'ємного заряду (утвореного позитивно зарядженими іонами), який порушує однорідність електричного поля, втягує в себе електрони і розповсюджується за рахунок фотоіонізації.

Основні ідеї лавинного процесу та «стрімерний» механізм використовуються також для пояснення електричного пробою в рідких та твердих діелектриках.

Тепловий пробій.

Тепловий механізм пробою притаманний лише твердим діелектрикам і виникає в результаті порушення теплової рівноваги, тобто коли кількість тепла яка виділяється в діелектрику за рахунок діелектричних втрат (всіх видів) перевищує кількість тепла яка розсіюється у зовнішнє середовище за рахунок тепловідводу від діелектрика.

В найпростішому випадку будемо вважати, що в діелектрику ємністю C під дією електричної напруги U частотою ω виділяється потужність

$P_U = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta$ (див. ф-лу 1.16), де характер температурної залежності

$\operatorname{tg} \delta$ може бути представлений у вигляді $\operatorname{tg} \delta_T = \operatorname{tg} \delta_0 e^{\alpha(T-T_0)}$

(α -температурний коефіцієнт $\operatorname{tg} \delta$). Потужність яка відводиться від діелектрика в зовнішнє середовище є лінійною функцією температури і може бути записана як $P_{\text{від}} = \chi (T-T_0)$, де χ коефіцієнт який характеризує тепловідвід від діелектрика). Ситуація, яка може виникнути у цьому випадку при різній електричній нарузі прикладеній до діелектрика, проілюстрована на Рис.13-3.

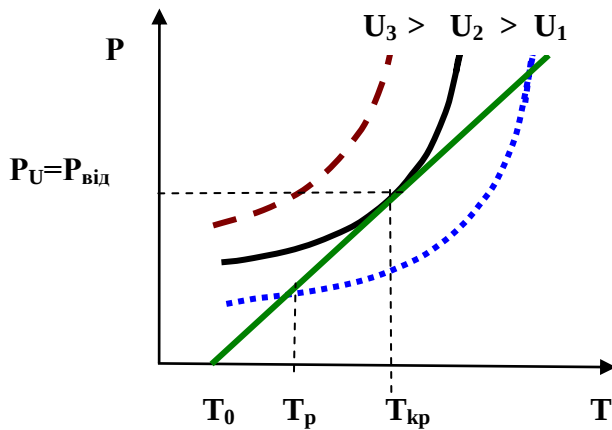


Рис.13-3. До пояснення розрахунку напруги пробую при тепловому механізмі.

При електричній напрузі U_1 за рахунок потужності, що виділяється у діелектрику його температура буде збільшуватись поки процеси тепловиділення і тепловідводу не врівноважаться (при температурі T_p) і діелектрик буде стабільно перебувати у стані теплової рівноваги. Якщо електрична напруга зростає до значення U_2 , то тепла рівновага буде досягнута лише при температурі діелектрика $T_{кр}$, але в цьому випадку будь яке незначне підвищення температури діелектрика (наприклад, через сторонні фактори, або через незначне збільшення температури навколишнього середовища) призведе до того, що тепловиділення буде постійно переважати тепловідвід і тепла рівновага буде остаточно порушена, тобто виникнуть умови для теплового механізму пробую. Саме тому напругу U_2 приймають за напругу пробую.

Прирівнявши вирази для P_U та $P_{від}$, отримаємо:

$$U_{пробую} = \sqrt{\frac{\chi(T_{кр} - T_0)}{\omega C \operatorname{tg} \delta}} \quad (13.4)$$

З останнього виразу видно, що при збільшенні частоти електричної напруги, $\operatorname{tg} \delta$ та відносної діелектричної проникності (зумовлює величину ємності) пробивна напруга діелектрика при тепловому механізмі пробую буде зменшуватись.

При напрузі більшій за U_2 в діелектрику (при прийнятих χ та T_0) безумовно відбудеться тепловий пробій. Вочевидь, що забезпечити електроізоляційні

властивості діелектрика при напрузі більшій за U_2 можна знизивши температуру навколишнього середовища T_0 (пряма тепловідводу зміститься вліво), або забезпечивши кращій тепловідвід (χ - визначає кут нахилу прямої тепловідводу).

Для отримання більш точного виразу для пробивної напруги при тепловому механізмі пробою необхідно враховувати всі фактори які впливають на тепловідвід від діелектрика в навколишнє середовище, що зробити достатньо складно. Так, наприклад, нижче приведена формула для розрахунку пробивної напруги при тепловому механізмі пробою отримана Н. Семеновим та В. Фоком:

$$U_{\text{пробою}} = 3,82 \times 10^5 \sqrt{\frac{\lambda_d}{f \epsilon \tan \delta \alpha}} \Phi(c) \quad [\text{В}] \quad (13.5)$$

де λ_d - питома теплопровідність діелектрика, f – частота електричної напруги, ϵ – відносна діелектрична проникність матеріалу, α - температурний коефіцієнт тангенсу кута діелектричних втрат.

Значення функції $\Phi(c)$, яка немає аналітичного виразу, знаходять по графіку, характер якого наведено на Рис.13-4. (точний вигляд залежності можна знайти в довідковій або нормативній літературі).

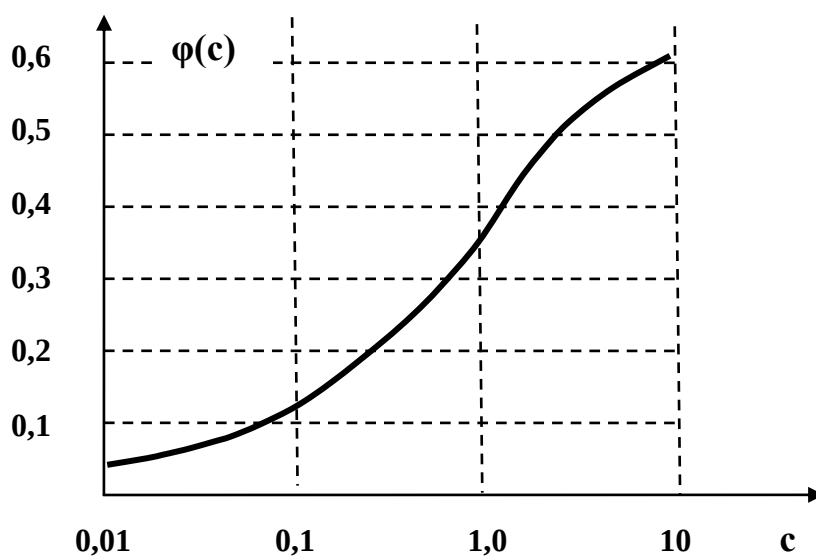


Рис.13-4 Характер залежності функції $\Phi(c)$ від величини аргументу c .

Значення аргументу c отримують з наступної формули :

$$c = \frac{\lambda_e \sigma h}{2\lambda_d (\lambda_e + \sigma l)} \quad (13.6)$$

де λ_e - питома теплопровідність матеріалу електродів, σ – коефіцієнт теплопередачі від діелектрика до електродів, h – товщина діелектрика, l – товщина електроду.

Слід відзначити, що результати розрахунку $U_{\text{пробою}}$ згідно (13.4) не завжди співпадають з експериментальними значеннями, це пояснюється складним характером залежності вищезначених параметрів від умов проведення досліджень.

Електрохімічний пробій.

Питання електрохімічного пробою тісно пов'язані з специфікою хімічного складу та будови діелектриків і тому, як правило, розглядаються тільки стосовно конкретних діелектричних матеріалів, так наприклад для полімерних діелектриків перш за все суттєвими є процеси окислення озоном, який виникає в результаті часткових розрядів. В неорганічних діелектриках електрохімічні процеси найчастіше пов'язані з іонним характером їх електропровідності. Всі ці повільні зміни в діелектриках називають «старінням діелектрика»

14. Діелектричні та електроізоляційні властивості газоподібних діелектриків.

Оскільки газоподібні діелектрики можуть бути як полярними, так і неполярними, запишемо рівняння Клаузіуса – Масоті – Лоренца у наступному вигляді

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n(\alpha_e + \alpha_{др})}{3\epsilon_0}, \quad (14.1)$$

де електронна та дипольна поляризуємість, відповідно до (3.7 та 6.10)

дорівнюють: $\alpha_{e,л} = 4\pi\epsilon_0 r^3$, $\alpha_{др} = \frac{P_0^3}{3kT}$.

Для неполярного газу вираз (14-1) можна спрощено записати як

$\epsilon = 1 + \frac{n\alpha}{\epsilon_0}$ (див. 1-12) і тоді вочевидь що при нагріванні неполярного газу при умові постійності його об'єму діелектрична проникність не залежить від температури, тобто $TK\epsilon = \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT} = 0$.

Розглянемо поведінку неполярного газу при нагріванні в умовах постійного тиску (об'єм газу збільшується). Згідно основного газового закону $P = nkT$ і відповідно $n = P/(kT)$. Тоді отримаємо,-

$$\epsilon = 1 + \frac{P\alpha_e}{\epsilon_0 kT} = \gamma^2, \quad \frac{d\epsilon}{dT} = -\frac{P\alpha_e}{\epsilon_0 kT^2} = -\frac{\gamma^2 - 1}{T}$$

$$TK\epsilon = -\frac{\gamma^2 - 1}{T}. \quad (14.2)$$

Це означає, що при нагріванні неполярного газу в умовах постійного тиску його відносна діелектрична проникність зменшується, наприклад, для повітря при різній температурі відносна діелектрична проникність становитиме:

t°C	+60	+20	-60
ϵ	1,00052	1,00058	1,00081

Для полярних газів, рівняння Клаузіуса – Масоті – Лоренца (14.1), з урахуванням значення $\alpha_{др}$ набуває вигляду:

$$\epsilon - 1 = \frac{n\alpha_e}{\epsilon_0} + \frac{nP_0^2}{\epsilon_0 3kT}, \text{ а оскільки } \frac{n\alpha_e}{\epsilon_0} = \gamma^2 - 1, \text{ то } \epsilon - \gamma^2 = \frac{nP_0^2}{\epsilon_0 3kT} \text{ і}$$

відповідно

$$\epsilon = \gamma^2 + \frac{nP_0^2}{\epsilon_0 3kT}. \quad (14.3)$$

Запишемо значення похідної від ϵ по температурі при нагріванні полярного газу в умовах постійного об'єму

$$\frac{d\varepsilon}{dT}_{W-Const} = -\frac{nP_0^2}{\varepsilon_0 3kT^2} = -\frac{\varepsilon - \gamma^2}{T} \text{ і відповідно}$$

$$TK\varepsilon_{W-Const} = -\frac{\varepsilon - \gamma^2}{T}. \quad (14.4)$$

Це означає, що при нагріванні полярного газу, навіть в умовах постійного об'єму, його ε , на відміну від неполярного газу буде зменшуватись.

На Рис. 14-1 наведено залежність ε від $1/T$, яка дозволяє визначити величину електричного моменту молекули полярного газу (P_0).

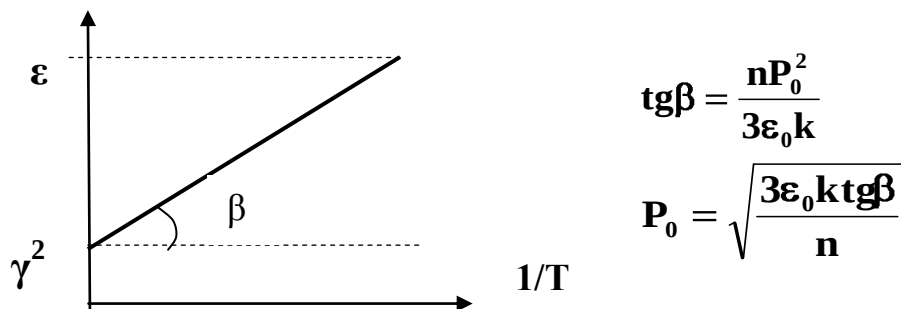


Рис.14-1. До визначення електричного моменту молекули полярного газу.

Слід відзначити, що при нагріванні полярного газу в умовах постійного тиску, його відносна діелектрична проникність, як і для неполярного газу, зменшується, однак це зменшення є більш суттєвим, оскільки зменшується не лише концентрація частинок, але і їх поляризуємість.

Основним механізмом діелектричних втрат у газоподібних діелектриках є втрати на електропровідність ($tg\delta$ зменшується з ростом частоти, та збільшується з ростом температури див. (10.2)). Іонізаційні втрати спостерігаються лише при значній напруженості електричних полів.

Електропровідність газоподібних діелектриків обумовлена носіями, які виникають в результаті іонізації газів за рахунок зовнішніх джерел (фото-, термо- іонізація) при низькій напруженості електричного поля, та за рахунок ударної іонізації при високій напруженості електричного поля. Загальний характер залежності щільності струму газу від напруженості електричного поля наведено на Рис. 14-2



Рис.14-2 Залежність щільності струму газоподібного діелектрика від напруженості електричного поля.

Наявність ділянки насичення обумовлений тим, що всі носії заряду, що утворені за рахунок зовнішніх джерел іонізації (при незмінності їх потужності) приймають участь у електропровідності. При високій напруженості електричних полів, за умови, що енергія електронів перевищує енергію іонізації нейтральних атомів,

$$W_{\text{ел}} = q\lambda E \geq W_{\text{ат}} , \quad (14.5)$$

починаються процеси ударної іонізації, які призводить до різкого збільшення числа носіїв заряду і відповідно щільності струму. (λ .- довжина вільного пробігу електронів).

Пробій газоподібних діелектриків достатньо добре відповідає теорії Таунсенда, особливо при незначному добутку тиску газу та відстані між електродами ($P \delta$).

Залежність електричної міцності газоподібних діелектриків від відстані між електродами (див. Рис. 14-3а) зумовлена тим що при малій величині δ вона стає близькою до довжини вільного пробігу і це зменшує ймовірність ударної іонізації, крім того при збільшенні δ зростає неоднорідність електричного поля, що також зменшує електричну міцність. Залежність електричної міцності газоподібних діелектриків від тиску (див. Рис.14-3б) зумовлена тим що при

малій величині тиску, через малу концентрацію атомів газу, знов таки зменшується ймовірність ударної іонізації. Зростання ж електричної міцності газу при відносно високому тиску ($P > P_n$) пояснюється зменшенням енергії вільних електронів через зменшення довжини вільного пробігу (див. 14.5).

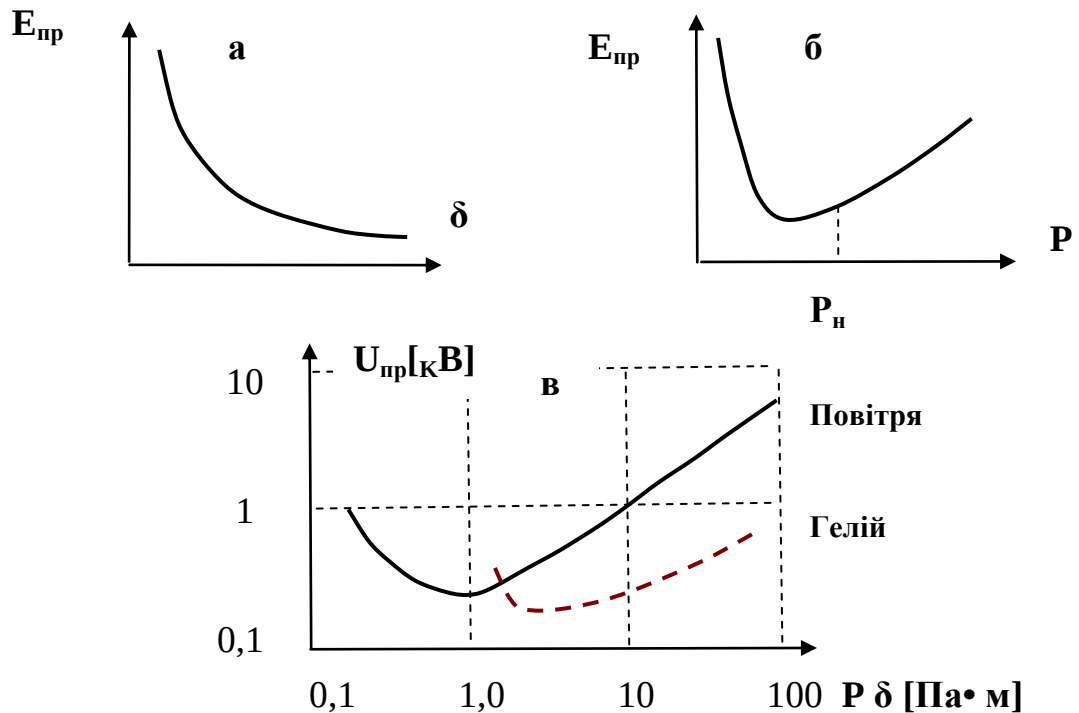


Рис.14-3 Особливості пробою газоподібних діелектриків.

Як впливає з графіків представлених на Рис.14.3 а, б, та їх роз'яснення, електрична міцність газоподібних діелектриків не є однозначною функцією ні відстані між електродами, ні тиску. Цей факт зафіксовано в законі Пашена, - при незмінній температурі пробивна напруга газу в однорідному полі $U_{пр}$ є функцією добутку тиску (P) на відстань між електродами (δ). На Рис. 14-3 наведені так звані «криві Пашена» для повітря та газоподібного гелію.

15. Діелектричні та електроізоляційні властивості рідких діелектриків.

Рідкі діелектрики за особливостями структури молекул поділяються на

- неполярні (ϵ до 2,5)
- слабо полярні (ϵ 2,5÷3,5)

- полярні ($\epsilon \mathbf{3,5\div10}$)
- сильно полярні ($\epsilon\mathbf{>10}$) .

Розглянемо спочатку відносну діелектричну проникність неполярних рідких діелектриків. Виходячи з рівняння Клаузіуса – Масоті - Лоренца (див. 1.10) $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n\alpha_e}{3\epsilon_0}$, визначимо температурний коефіцієнт діелектричної проникності такої рідини. Взявши похідну по температурі з обох боків рівняння отримаємо:

$$\frac{\frac{d\epsilon}{dT}(\epsilon + 2) - \frac{d\epsilon}{dT}(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 2)^2} = \frac{3 \frac{d\epsilon}{dT}}{(\epsilon + 2)^2} = \frac{dn}{dT} \frac{\alpha_e}{3\epsilon_0}.$$

Помножимо чисельник та знаменник правої частини на концентрацію (n), та врахуємо, що $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} = -\beta_w$ (коефіцієнт об'ємного розширення взятий з

зворотнім знаком). Тоді $\frac{3 \frac{d\epsilon}{dT}}{(\epsilon + 2)^2} = -\beta_w \frac{n\alpha_e}{3\epsilon_0} = -\beta_w \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$ і, відповідно

$$\frac{d\epsilon}{dT} = -\beta_w \frac{(\epsilon - 1)(\epsilon + 2)}{3}, \text{ а}$$

$$\mathbf{TK\epsilon = -\beta_w \frac{(\epsilon - 1)(\epsilon + 2)}{3\epsilon}}. \quad (15.1)$$

Тобто при нагріванні неполярної діелектричної рідини її ϵ зменшується.

Нижче наведені експериментальні дані, що підтверджують ці теоретичні положення.

Неполярна рідина	v^2 (квадрат коеф. заломлення)	$\epsilon_{\text{експер.}}$	TK_{ϵ} (розраховане)	TK_{ϵ} (експеримент.)
Бензол (C_6H_6)	2,25	2,28	- 0,96*10⁻³	- 0,93*10⁻³
Толуол (C_7H_8)	2,25	2,39	- 0,9*10⁻³	-1,1*10⁻³

Основним механізмом діелектричних втрат в неполярних рідких діелектриках є діелектричні втрати на електропровідність.

Для полярних діелектриків наближення Лоренца стосовно величини діючого поля не є прийнятним і тому рівняння Клаузіуса - Масоті – Лоренца не може бути використано для обчислення відносної діелектричної проникності полярних діелектриків. Ця задача в наш час вирішується тільки для окремих

класів полярних речовин при використанні цілого ряду наближень (наближення Онзагера, теорія Фрьоліха, модель Кірквуда). Стосовно експериментальних даних про частотні та температурні залежності відносної діелектричної проникності та тангенсу кута діелектричних втрат, то їх характер в основному відповідає характеру релаксаційної діелектричної дисперсії і формулі Дебая (див. параграфи 8, 9). Оскільки в полярних діелектричних рідинах окрім електронної поляризації присутня ще й дипольна релаксаційна, то відповідно їх відносна діелектрична проникність суттєво переважає квадрат коефіцієнту заломлення світла (ν^2), а діелектричні втрати обумовлені не лише електропровідністю, але і релаксаційною дисперсією. Нижче наведені параметри та характеристики деяких полярних діелектричних рідин.

Полярна рідина	ν	ν^2	$\epsilon_{\text{експеримент.}}$
Хлороформ (CHCl_3)	1,446	2,09	5,1
Монохлорбензол ($\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$)	1,523	2,33	10,3
Нитробензол ($\text{C}_6\text{H}_5\text{-NO}_2$)	1,553	2,41	36,5
Вода (H_2O)	1,333	1,78	81

На Рис.15-1 наведені експериментальні залежності отримані для хлорованих дифенілів ($\text{C}_{12}\text{H}_{10-n}\text{Cl}_n$), а на Рис.15-2 залежності отримані для поліфенілетілсилоксанової рідини, характер яких є досить типовими для рідких полярних діелектриків.

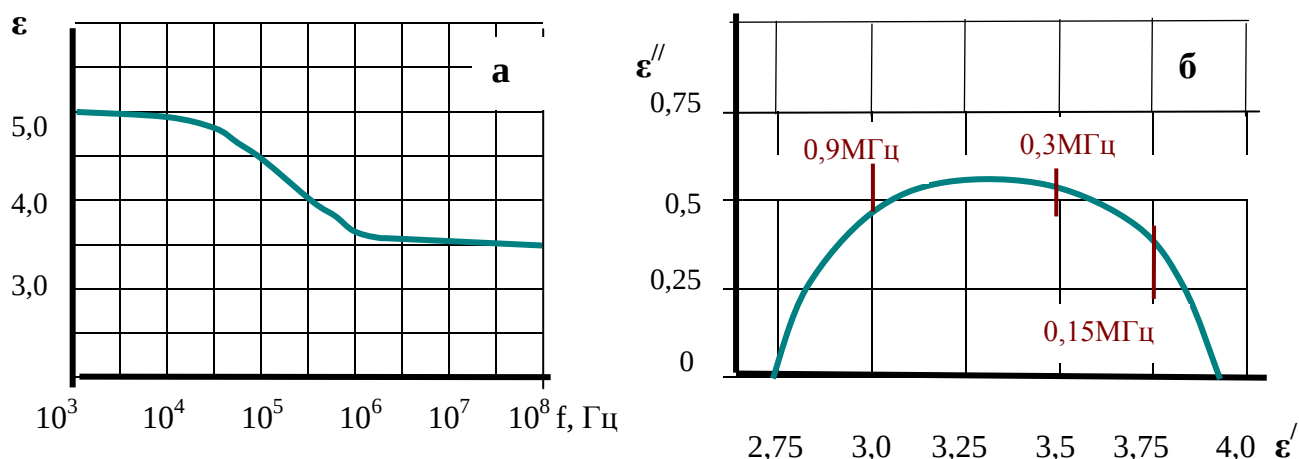


Рис.15-1 Діелектричні властивості хлорованих дифенілів, а- савол, б-гексахлордифеніл.

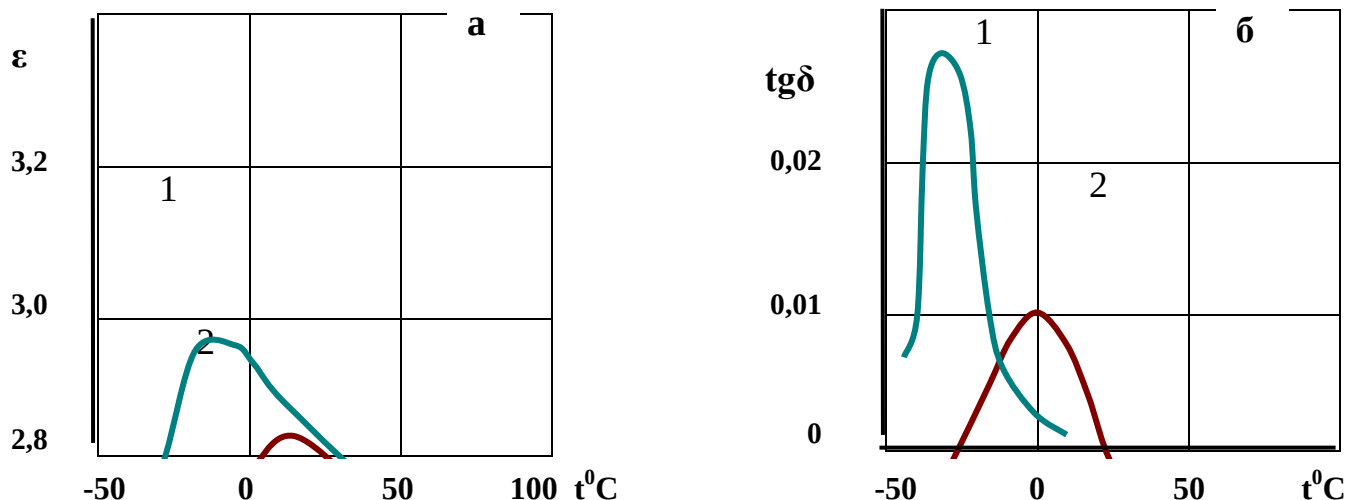


Рис.15-2 Температурні залежності ϵ (а) та $\text{tg}\delta$ (б) поліфенілетілсилоксанової рідини на частотах 1- 200 Гц 2- 1,5 МГц.

Особливості електропровідності та пробою рідких діелектриків.

Носії зарядів в рідких діелектриках виникають в основному за рахунок дисоціації молекул як самої рідини, так і домішків які в ній знаходяться. Оскільки процеси дисоціації в полярних рідинах відбуваються більш інтенсивно ніж в неполярних, то і електропровідність в них як правило вище. Експериментальні данні з електропровідності та пробою рідких діелектриків, які наводяться в літературі, помітно відрізняються між собою, що зумовлено різними видами домішок, які зазвичай знаходяться в рідких діелектриках, та особливостями методів очистки рідин.

На Рис.15-3 представлено загальний характер залежності густини струму від напруженості електричного поля для рідких діелектриків. Слід відзначити, що на відміну від аналогічної залежності для газоподібних діелектриків (див. Рис.14-2), ділянка насичення для рідких діелектриків спостерігається лише після ґрунтовної очистки рідини.

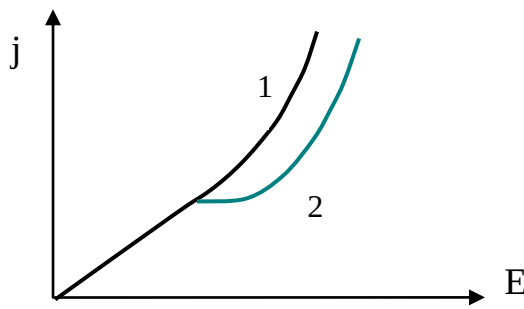


Рис.15-3. Характер залежності щільності струму від напруженості електричного поля в діелектричній рідині, 1- технічна діелектрична рідина, 2- після ґрунтовної очистки.

Таким чином, можна вважати, що в чистій діелектричній рідині електропровідність як і в газоподібних діелектриках пов'язана з процесами іонізації (дисоціації) як за рахунок зовнішніх (при незначній напруженості електричного поля) чинників, так і за рахунок процесів ударної іонізації (в сильних електричних полях).

Для в'язких діелектричних рідин в певному діапазоні температур як правило виконується закон Пісаржевського – Вальдена, який пов'язує між собою електропровідність та динамічну в'язкість рідини: $\sigma\eta = \text{Const}T$.

Дійсно, якщо використати модель з закону Стокса, згідно якого швидкість яку набуває шароподібне тіло радіусом R у середовищі з динамічною в'язкістю η під дією сили F дорівнює:

$$V = \frac{F}{6\pi R\eta}. \quad (15.2)$$

Якщо записати загальний вираз для електропровідності $\sigma = qnu$ і врахувати,

що рухливість $u = \frac{V}{E}$, а сила електричного поля F , яка діє на заряд q

становить qE , отримаємо:

$$\sigma = qnu = \frac{q^2 n}{6\pi R\eta}, \quad (15.3)$$

та відповідно

$$\sigma\eta = \frac{q^2 n}{6\pi R} = \text{Const.}, \quad (15.4)$$

при умові, що концентрація носіїв заряду n не залежить від температури.

Механізм пробою діелектричної рідини, як і механізм її електропровідності суттєво залежить від наявності домішок, їх характеру та концентрації. Електронний механізм пробою (за рахунок ударної іонізації) спостерігається тільки в дуже ретельно очищеній діелектричній рідині, або при малій експозиції електричного поля, що чітко відображується на узагальненій вольт-секундній характеристиці (див. Рис.15-4)

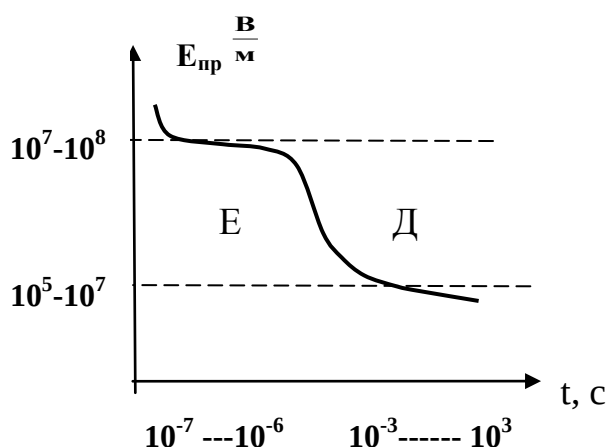


Рис.15-4 Вольт - секундна характеристика пробою діелектричної рідини, Е - область електронного пробою, Д – область домішкового пробою

В області домішкового пробою ситуація суттєво залежить від агрегатного стану домішку (твердий, рідкий, газоподібний). Згідно теорії А. Геманта тверді мікродомішки та молекули рідких домішок під дією електричного поля шикуються в містки, які протягуються між електродами і утворюють шлях пробою. Аналогічна картина розглядається і в разі газу розчиненого в рідкому діелектрику, що підтверджується залежністю електричної міцності не дегазованої рідини від тиску (адже рідина практично не стискається).

На Рис.15-5 наведено графіки які ілюструють залежність електричної міцності діелектричної рідини в області домішкового пробою від наявності домішку.

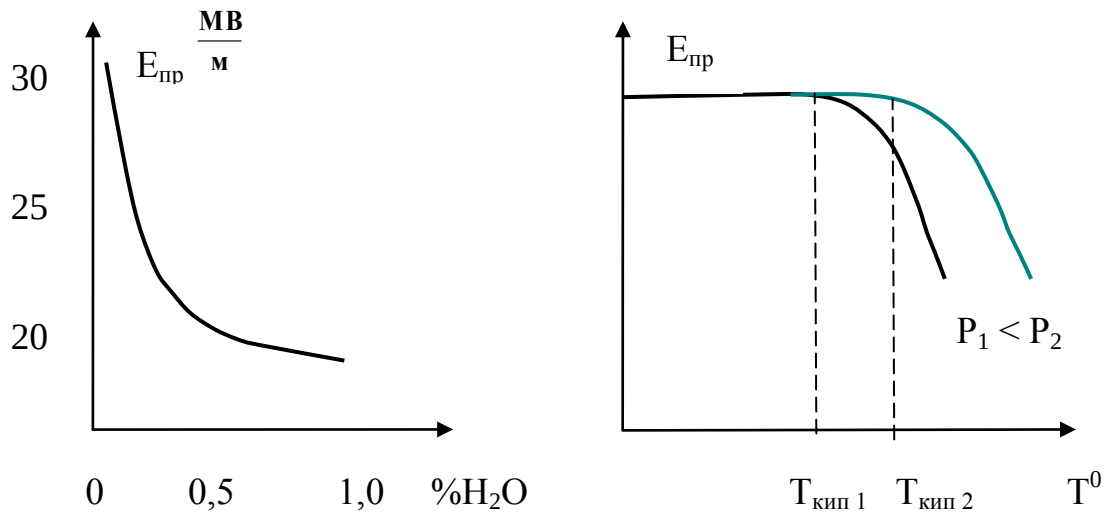


Рис. 15-5 а- залежність електричної міцності трансформаторного масла від вмісту води; б- вплив тиску на електричну міцність не дегазованої діелектричної рідини.

16. Діелектричні та електроізоляційні властивості твердих діелектриків.

16.1 Електротехнічне скло.

Скло - аморфна речовина, отримана шляхом переохолодження розплаву, яка набуває в результаті збільшення в'язкості механічні властивості твердого тіла. Процес переходу у твердий стан є оборотнім і відбувається в певному діапазоні температур. Тобто скло, на відміну від багатьох інших неорганічних твердих речовин не має певної температури плавлення.

По хімічному складу скло поділяють на:

- оксидне (SiO_2 – силікатне, B_2O_3 – боратне, $Al_2O_3 - SiO_2$ – алюмосилікатне, $B_2O_5 - SiO_2$ – боросилікатне, $Al_2O_3 - B_2O_5 - SiO_2$ – алюмоборосилікатне, ...);
- галогенідне (BeF_2);
- халькогенідне (на основі сульфідів, селенідів та телуридів).

Найбільш широке розповсюдження в наш час має силікатне скло в склад якого окрім склоутворюючих оксидів (SiO_2 , Al_2O_3 ...), входять ще модифікуючі (наприклад, CaO , BaO , K_2O , Na_2O), які суттєво впливають на властивості скла, а також проміжні (ZnO , TiO_2 , MgO ,...) , що сприяють утворенню склосітки.

За вмістом оксидів лужних металів скло поділяють на :

- без лужне ($\text{R}_2\text{O} < 0,7\%$)
- мало лужне ($\text{R}_2\text{O} \leq 5\%$)
- лужне ($\text{R}_2\text{O} > 5\%$)

Скло отримують в результаті варки шихти (мілко дисперсний порошок) визначеного хімічного та вагового складу з наступним охолодженням розплавленої скломаси по спеціальному технологічному режиму.

Для скла та виробів з нього характерна ізотропність властивостей, об'ємна однорідність, висока вакуум щільність (газонепроникність), широка варіативність властивостей в залежності від хімічного складу, висока технологічність, прийнятні електрофізичні та механічні властивості.

В Таблиці 1 наведені орієнтовні діапазони значень основних параметрів різних марок алюмосилікатного електротехнічного скла.

Таблиці 1

П а р а м е т р	Позначення та діапазон значень
Об'ємна густина	$\rho = (2 \div 8) \text{ г/см}^3$
Межа міцності на стискання	$\sigma_{\text{ст.}} = (200 \div 500) \text{ МПа}$
Межа міцності на розтягіння	$\sigma_{\text{роз.}} = (20 \div 100) \text{ МПа}$
Питомий опір	$\rho_v = (10^6 \div 10^{15}) \text{ Ом м}$
Відносна діелектрична проникність	$\epsilon = 3,8 \div 16,5$
Тангенс кута діелектричних втрат	$\text{tg} \delta = 10^{-4} \div 10^{-2}$
Електрична міцність	$E_{\text{пр}} = (300 \div 500) \text{ мВ/м}$
Температурний коефіцієнт лінійного розширення	$\text{ТКЛР} (5 \div 120) \cdot 10^{-7} \text{ } 1/^{\circ}\text{C}$

За величиною ТКЛР скло поділяють на групи: вольфрамова (марки С37 ÷ С41); молібденова (С47 ÷ С52); титанова (С66-2 ÷ С72-4); платинова (С84 ÷ С95); залізна (С-120-1).

В цих групах ТКЛР скла наближений до ТКЛР відповідних металів, а марка скла містить інформацію про його ТКЛР, наприклад, скло С37-1 має $\text{TKЛР}=37 \cdot 10^{-7} \text{ } 1/^{\circ}\text{C}.$ Окрему групу складає кварцове скло С5-1, яке має найменший $\text{TKЛР} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ } 1/^{\circ}\text{C}.$

За напрямками застосування скло поділяють на: електровакуумне, ізоляторне, для кінескопів, для герметизації напівпровідникових приладів, конденсаторне, захисне (ФСС – фосфоро-силікатне скло), кварцове, порошкове (використовується для виготовлення установчих електроізоляційних деталей методом спікання порошку; для отримання скломалей и склоприпоїв), скло для склотканини.

Для виготовлення склотканини та ізоляторів на постійну напругу використовують виключно без лужне скло.

Слід відзначити, що лужні оксиди суттєво впливають на електрофізичні властивості скла, зазвичай погіршуючи їх (див. Рис. 16-1), але водночас поліпшують їх технологічні властивості. Для вирішення цього протиріччя використовують так званий ефект «нейтралізації» (коли потрібна для забезпечення технологічних властивостей кількість лужного оксиду вводиться за рахунок не одного а декількох лужних оксидів) див. Рис. 16-2, або ефект «подавлення» (коли в скло вводять додатково оксиди важких металів, -Ba, Pb).



Рис. 16-1 Залежність питомого опору та діелектричної проникності силікатного скла від вмісту Na_2O – 1 та K_2O -2.

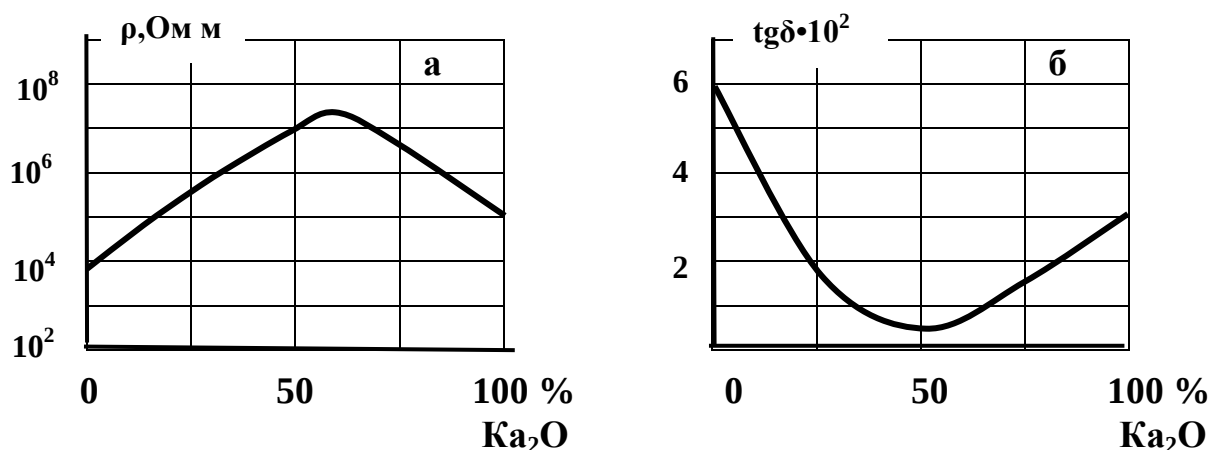


Рис. 16-2 Залежність питомого опору та $tg\delta$ силікатного скла від співвідношення $Na_2O - Ka_2O$ при їх сумарній кількості в склі **а**-27%, **б**-13%.

16.2 Ситали.

Ситал – закристалізоване скло, яке отримують методом керованої направленої кристалізації, в результаті якої речовина отримує мікрокристалічну структуру (розмір кристалітів до 1 мкм, ступінь кристалізації більше 80%).

Технологія виробництва ситалових виробів включає три основних етапи:

- 1) варка скломаси, що містить спеціальні каталітичні добавки;
- 2) формовка деталей з скломаси;
- 3) термообробка, що забезпечує високу ступінь кристалізації виробу.

В якості скломаси для отримання ситалів найчастіше використовують алюмосилікати магнію ($MgO-Al_2O_3-SiO_3$), барію ($BaO-Al_2O_3-SiO_3$), або цинку, кальцію, літію. Каталітичними добавками можуть слугувати метали (Cu, Ag, Au); оксиди титану, цирконію, миш'яку; сульфідів (Cd, Zn, Fe, Cu). До каталітичних добавок висувають наступні вимоги:

- а) необмежена розчинність в скломасі при високій температурі та обмежена при низькій;
- б) висока швидкість дифузії при низьких температурах;
- с) параметри кристалічної ґратки каталітичних добавок повинні бути близькими до параметрів кристалічної фази, що виникає в ситалі.

Для формовки деталей з скломаси можуть використовуватись всі стандартні методи виробництва скловиробів, від лиття до штамповки.

Процес термообробки може провадитись як при охолодженні зформованої з скломаси деталі, так і при нагріві попередньо зформованої деталі. Для забезпечення необхідної ступені кристалізації виробу при його термообробці необхідно якомога точніше витримати два температурні параметри: температуру виникнення максимального числа центрів кристалізації ($T_{\text{чцк}}$ забезпечує мікрокристалічність) та температуру максимальної швидкості росту кристалів ($T_{\text{мшк}}$ забезпечує необхідний процент кристалізації). Характер залежності цих параметрів кристалізації від температури наведено на Рис.16-3а, а відповідну схему режиму термообробки на Рис.16-3б.

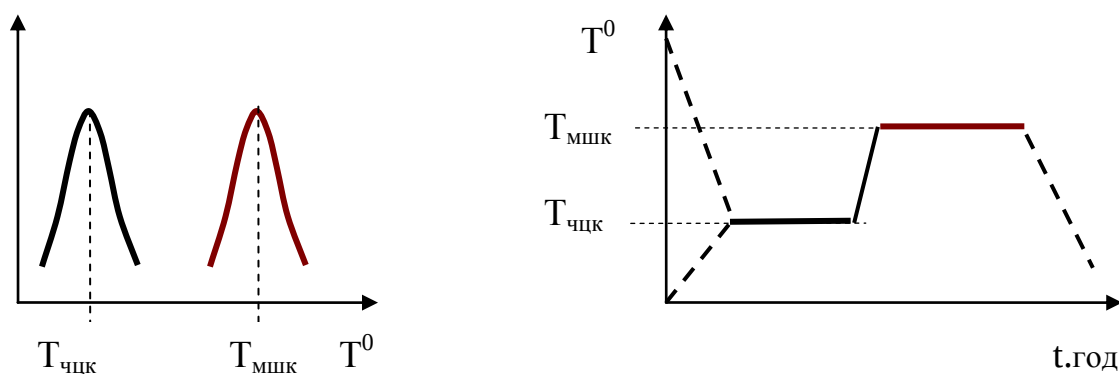


Рис.16-3 Особливості процесу термообробки ситалів.

Температура виникнення максимального числа центрів кристалізації ($T_{\text{чцк}}$) може становити порядок 400 – 700 °С, а температура максимальної швидкості росту кристалів ($T_{\text{мшк}}$), - 900-1300°С

За більшістю електрофізичних параметрів ситали переважають скло на основі якого вони отримані. На Рис.16-4 а,б наведені деякі порівняльні електрофізичні характеристики скла та відповідного ситалу.

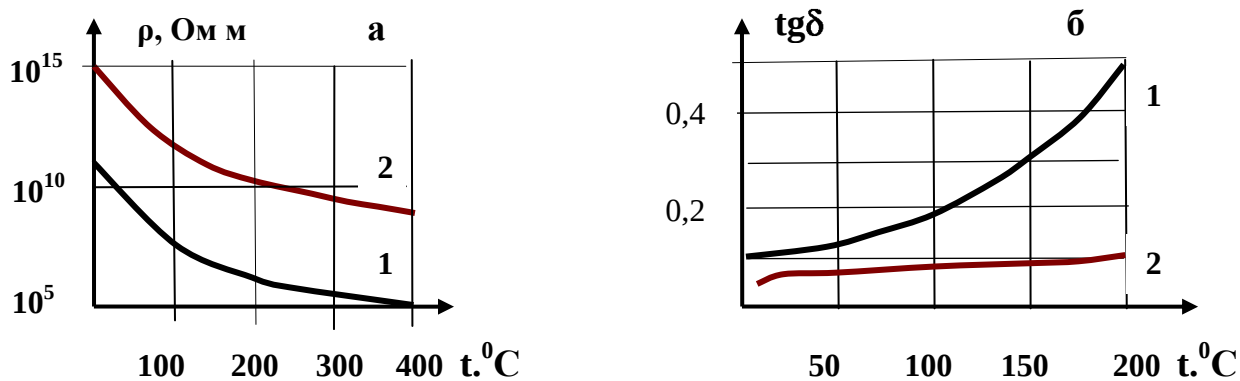


Рис.16-4 Порівняльні характеристики скла (1) та відповідного ситалу (2),
а - система $Li_2O-ZnO-SiO_2$, б - $Li_2O-Al_2O_3-SiO_2$

В Таблиці 2 наведені деякі основні параметри окремих марок ситалів.

Таблиця 2

Параметр	Марка		
	СТЛ-1	СТМ-1	СТБ-1
Об'ємна густина, ρ , г/см ³	2,53	2,84	2,5
Межа міцності на стискання $\sigma_{ст.}$, ГПа	0,88	0,43	0,45
Коефіцієнт теплопровідності λ , Вт/(м•К)	1,26	2,13	0,97
Температурний коефіцієнт лінійного розширення $TKLP \cdot 10^7$	1,2	34	38
Відносна діелектрична проникність ϵ	9,7	5,1	5,1
Тангенс кута діелектричних втрат $tg\delta \cdot 10^4$	460	9,6	8
Електрична міцність E , МВ/м	70,7	22,9	73,5
Об'ємний питомий опір ρ_v , Ом•м	$2,2 \cdot 10^{10}$	$2,6 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^{10}$
Поверхневий питомий опір ρ_s , Ом/□	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{11}$

Слід також зазначити, що ситали характеризуються високою газонепроникністю, термостійкістю та хімічною стійкістю.

До основних напрямків застосування ситалів в електроніці треба віднести перш за все електроізоляційні деталі, конденсатори, підкладки для гібридних інтегральних схем.

16.3 Електротехнічна кераміка.

Кераміка,- матеріал, що отримують спіканням мілкодисперсних порошків неорганічних речовин. Кераміка по суті є багатофазним матеріалом в якому присутні кристалічна та скло фази, а також газова фаза (хоча в деяких видах сучасної кераміки вона може бути практично зведена до нуля). Доступність сировини, достатні електрофізичні та механічні властивості, висока технологічність, широкий діапазон використання, зумовили великий інтерес до цього класу твердих неорганічних діелектриків.

Електротехнічна кераміка за своїм хімічним складом поділяється на сім основних груп, які додатково розділяються на підгрупи в залежності від кількісного складу компонент, та окремих властивостей (див. ГОСТ 20419-83):

група 100 – лужні алюмосилікати $\text{BaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (фарфори);

група 200 – силікати магнію MgO-SiO_2 (стеатити);

група 300 – кераміка на основі титанатів, ніобітів, цирконатів, станітів (CaTiO_3 , CaNb_2O_3 , CaSnO_3 , CaZrO_3);

група 400 – алюмосилікати магнію $\text{MgO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (кордієрітова кераміка) або барію $\text{BaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (цельзіанова кераміка);

група 500 – алюмосилікати магнію $\text{MgO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (кераміка пориста, термостійка);

група 600 – глиноземіста 50-80% Al_2O_3 (муліт-корундова);

група 700 – високоглиноземіста 80-99% Al_2O_3 (корундова).

Стосовно кераміки призначеної для використання в радіотехнічній (електронній) техніці, то вона відповідно до ГОСТ5458-75 поділяється в залежності від призначення на типи:

А - високочастотна для конденсаторів;

Б - низькочастотна для конденсаторів;

В – кераміка для установчих деталей (електроізоляційна).

Типи кераміки для конкретних напрямків використання та у відповідності до значень основних параметрів (відносна діелектрична проникність, тангенс кута діелектричних втрат, питомий опір, електрична міцність ...) поділяються на класи, а ті на групи та категорії.

В якості кераміки для установчих (електроізоляційних) деталей найбільш розповсюдженою є стеатитова кераміка та ультрафарфор. Основні характеристики цих матеріалів приведені у Таблиці 3.

Таблиця 3

Параметр	Ультрафарфор		Стеатит
	УФ-46	УФ-61	СПК-2
Об'ємна густина, ρ , г/см ³	3,2 – 3,4	3,6 - 3,7	2,95
Межа міцності на згинання $\sigma_{зг.}$, МПа	250 - 280	300 - 380	160
Температурний коефіцієнт лінійного розширення ТКЛР К ⁻¹	$(4,2 - 5,5) \cdot 10^{-6}$	$(4,9 - 5,8) \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$
Відносна діелектрична проникність ϵ	8,0-8,2	8,5 - 9,5	6-8
Температурний коефіцієнт ϵ ТКϵ • 10⁶ К ⁻¹	80-130	110-120	5,9 - 6,3
Тангенс кута діелектричних втрат tgδ • 10⁴	6 - 12	1 - 2	7-7,5
Електрична міцність E , МВ/м	18 - 20	25 - 30	40
Об'ємний питомий опір ρ_v , Ом•м	10^{10}	$10^{11} - 10^{12}$	10^{15}

В радіотехніці та електроніці (особливо для області високих та надвисоких частот) широке розповсюдження в наш час отримала так звана високоглиноземіста кераміка (вміст $Al_2O_3 > 94\%$). Так, наприклад, кераміка ВК-94-1 (Al_2O_3 – 95,14%; SiO_2 – 2,5%; CaO – 0,48%; BaO – 0,2%; MgO – 1,96% , стара назва 22ХС) яка відрізняється високою механічною міцністю, нагрівостійкістю є основним матеріалом для корпусів ІС та напівпровідникових

приладів, підкладок ГІС. Ще більш високими діелектричними параметрами, необхідними в техніці НВЧ, характеризується кераміка «полікор» («полікристалічний корунд», вміст $\text{Al}_2\text{O}_3 > 99,5\%$). Унікальні властивості має кераміка на основі окису берилію, - «брокеріт», теплопровідність якої подібна до теплопровідності Al , механічна міцність та твердість відповідає показникам сталі, а об'ємна густина становить $2,8 \text{ г/см}^3$. Все це робить «брокеріт» прекрасним матеріалом для корпусів НВЧ ІС. Потенційним конкурентом «брокеріту» є алмазна теплопровідна кераміка (АТК), яка при достатньо високому питомому опорі ($10^{12} \text{ Ом}\cdot\text{см}$) і малому $\text{tg}\delta$ (10^{-3}) має коефіцієнт теплопровідності 500 Вт/м К^0 , що більше ніж у срібла. Це дозволяє забезпечувати необхідний тепловідвід від потужних НВЧ напівпровідникових приладів.

В якості конденсаторної кераміки найчастіше використовується кераміка групи 300 (див. ГОСТ 20419-83), яка поділяється на підгрупи:

- підгрупа 310 – на основ TiO_2 (рутилова кераміка);
- підгрупа 340 – на основ титанату кальцію, стронцію, вісмуту;
- підгрупа 350 – на основі BaTiO_3 с ϵ до 3000;
- підгрупа 351 – на основі BaTiO_3 с ϵ більше 3000.

Для виготовлення високочастотних конденсаторів використовують здебільшого кераміку з 310 та 340 підгруп (кераміка з «лінійною поляризацією»). Основні параметри такої кераміки наведені у Таблиці 4.

Параметри височастотної кераміки

Таблиця 4

Параметри	Марка						
	T-300	T-150	T-130	T-80	T-70	T-60	T-40
$\epsilon_{f=(0,5-5)\text{МГц}}$	270-330	140-160	130-135	80-90	70-75	57-59	35-40
$\text{TK}\epsilon 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	-3300	-1300	-1250	-700	-700	-470	-80
$\text{tg}\delta \cdot 10^4_{f=1\text{МГц}}$	4-6	2-5	2-4	3-5	3-4	3-4	4-6
$E_{\text{пр}} \text{ МВ/м}$	6-8	10-12	25-35	10-12	15-20	8-10	8-10
$\rho_v, \text{ Ом}\cdot\text{м}$	10^9-10^{10}	$10^{10}-10^{12}$	$10^{10}-10^{11}$	10^9-10^{11}	10^9-10^{11}	10^9-10^{10}	$10^{10}-10^{11}$
$\text{TKLP} 10^{-6} \text{ К}^{-1}$	8-9					7-9	5,5-6,0
$\rho, \text{ г/см}^3$	3,8-3,9						

Слід відзначити, що всі розглянуті марки високочастотної кераміки мають від'ємний **ТК ϵ** , що пов'язано з специфікою поляризації іонних діелектриків в складі яких містяться іони титану (навіть незначне зміщення іонів викликає суттєве зміщення та деформацію електронних орбіт, що викликає суттєву електронну поляризацію та відповідно від'ємне значення **ТК ϵ**). Для отримання кераміки з додатнім значенням **ТК ϵ** використовують кераміку на основі Mg_2TiO_4 , стеатитову (див. Таблицю 3), або станітну кераміку (CaSnO_3 , SrSnO_3).

Основою низькочастотної конденсаторної кераміки є титанат барію (BaTiO_3) та тверді розчини на його основі, для яких, як правило, притаманні сегнетоелектричні властивості (детальніше дивись розділ «Активні діелектрики»). Завдяки доменній поляризації сегнетоелектричних речовин така кераміка має високе значення відносної діелектричної проникності, яка суттєво залежить від температур, частоти та напруженості електричного поля (кераміка з нелінійною поляризацією).

В Таблиці 5, як приклад, наведені основні параметри низькочастотної конденсаторної кераміки марки СМ-1 ($\text{BaTiO}_3\text{-BiO-ZnO}$) та Т-7500 ($\text{BaTiO}_3\text{-CaTiO}_3\text{-SrTiO}_3$).

Таблиця 5.

Параметри	Марка	
	СМ-1	Т-7500
$\epsilon_{\text{при } t=20^\circ\text{C}}$	3000-4000	6000-7500
$\text{tg}\delta_{1\text{кГц}, 20^\circ\text{C}}$	$\leq 0,03$	$\leq 0,03$
$\rho_v, t=20^\circ\text{C} \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$10^9\text{-}10^{10}$	$10^9\text{-}10^{11}$
$E_{\text{пр}}, \text{МВ/м}$	≥ 4	$\geq 2,5$
Точка Кюрі $t^\circ\text{C}$	35 ± 10	35 ± 10
$\rho, \text{г/см}^3$	$\sim 5,5$	$\sim 5,0$

Слід відзначити, що **ТК ϵ** для низькочастотної конденсаторної кераміки зазвичай не вказується оскільки його величина та знак залежать від температури (див. Рис.16-5).

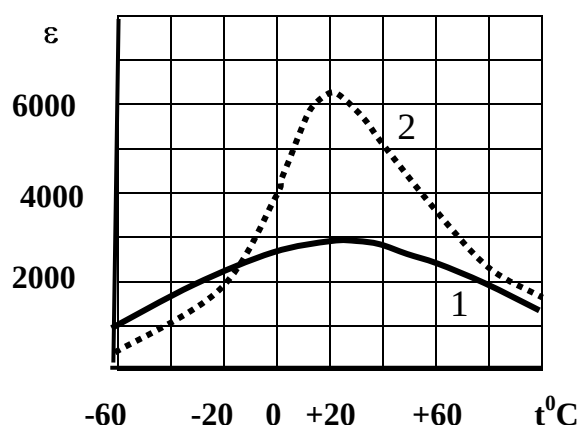


Рис.16-5 Температурні залежності відносної діелектричної проникності (ϵ) низькочастотної конденсаторної кераміки СМ-1 (1) та Т-7500 (2).

Характер температурної залежності відносної діелектричної проникності суттєво залежить від співвідношення компонент в твердих розчинах на основі BaTiO_3 . Так на Рис. 16-6 наведено характер температурної залежності ϵ твердого розчину $\text{BaTiO}_3 - \text{BaZrO}_3$ при різних концентраціях компонент.

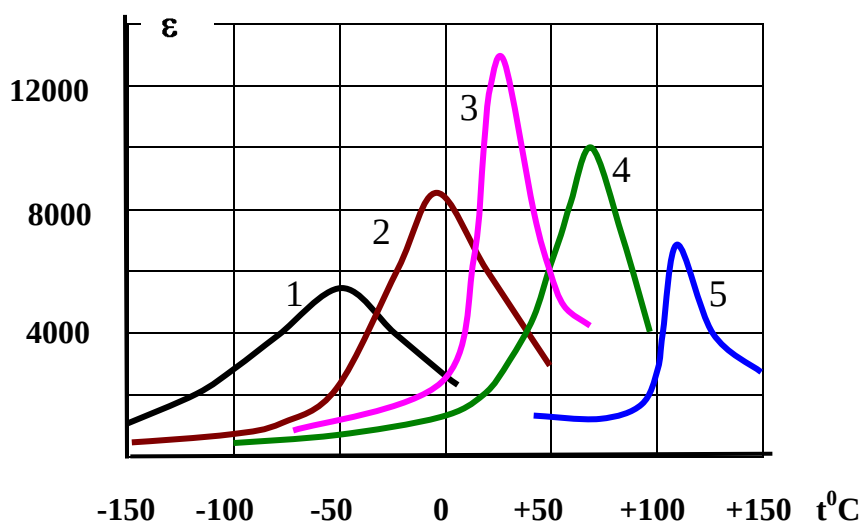


Рис.16-5 Температурні залежності ϵ твердих розчинів $\text{BaTiO}_3 - \text{BaZrO}_3$ при вмісті BaTiO_3 : 1 - 70%; 2 - 75%; 3 - 80%; 4 - 85%; 5 - 100%.

Висока нелінійність низькочастотної конденсаторної кераміки пов'язана з її сегнетоелектричними властивостями і притаманною сегнетоелектрикам доменною поляризацією, яка відбувається за рахунок переорієнтації доменів у змінному електричному полі. Збільшення напруженості змінного електричного поля призводить до зростання кількості доменів що підключаються до цього

механізму поляризації і таким чином збільшують відносну діелектричну проникність. Якщо додатково до змінного електричного поля на таку кераміку подавати ще і постійну електричну напругу, то це призведе до зменшення ϵ через закріплення доменів в певному напрямку та їх виключення з процесу доменної поляризації. Залежність ϵ від напруженості постійного електричного поля (при заданій напруженості змінного електричного поля) прийнято називати «характеристиками управління».

На Рис.16-6 наведено характер залежностей відносної діелектричної проникності нелінійної конденсаторної кераміки від напруженості змінного електричного поля, та під одночасною дією постійного електричного поля.

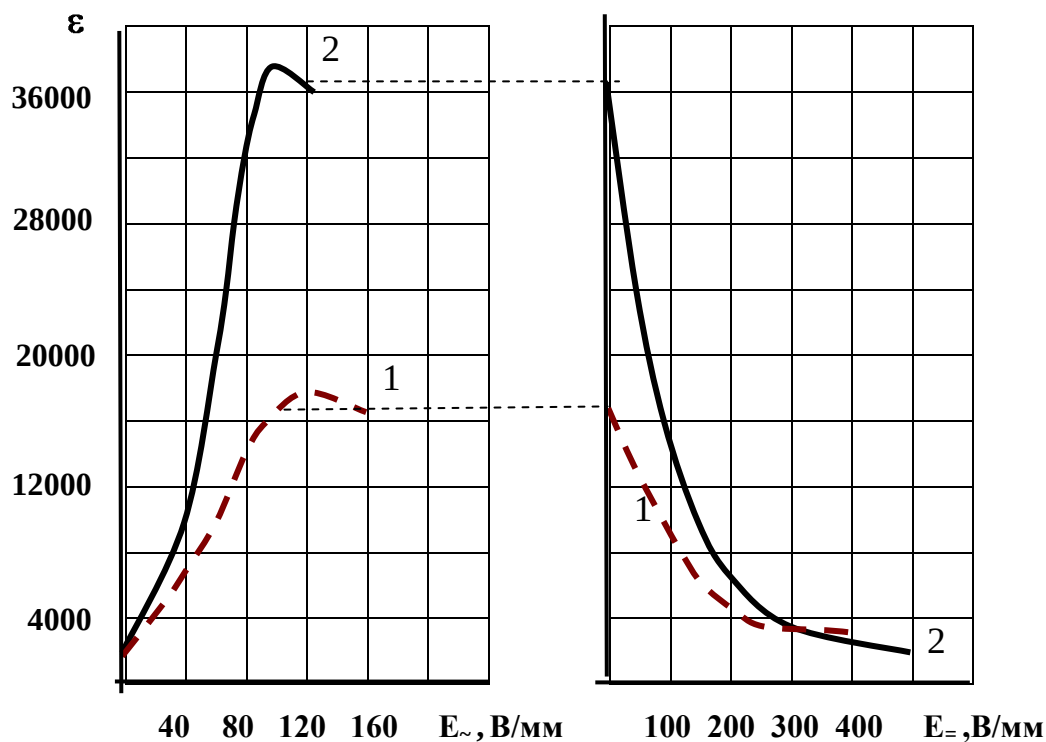


Рис.16-6 Залежності ϵ кераміки ВК-1 (крива1) та ВК-2 (крива 2) від величини напруженості змінного та постійного електричного поля.

Конденсаторну кераміку з максимальною нелінійністю називають «варикондовою» керамікою. Основні параметри деяких марок такої кераміки наведені у Таблиці 6.

Нелінійні діелектричні елементи, зазвичай в плівковому виконанні, використовуються в різних радіоелектронних пристроях,- параметричних

підсилювачах, фазообертачів, низькочастотних підсилювачах потужності, множників частоти, модуляторів, керованих фільтрів та ін..

Таблиця 6

Марка кераміки	Параметр				
	Температура Кюрі $^{\circ}\text{C}$	$\epsilon_{\text{початкове}}$	$\epsilon_{\text{максимальне}}$	$E_{\sim \text{макс } \epsilon}$ В/мм	Коефіцієнт нелінійності $K_{\sim} = \epsilon_{\text{поч}}/\epsilon_{\text{мак}}$
ВК-1	75±10	2300-2500	16000-20000	150-200	≥ 4
ВК-2	75±10	2000-2500	40000-50000	120-150	≥ 8
ВК-3	25±10	10000-20000	30000-40000	50-100	$K_{\sim} \geq 4$
ВК-4	105±10	1800-2000	20000-35000	250-300	≥ 8
ВК-5	75±10	2000-3000	80000-100000	80-100	≥ 20
ВК-6	200±20	400-500	10000-22000	500-600	≥ 8 (до 30)

16.4 Полімерні діелектрики. Пластмаси.

Полімерні діелектрики становлять значний практичний інтерес не тільки в якості електроізоляційних та конденсаторних плівок, а і як основа для виробництва пластичних мас, які широко використовуються в радіоелектронному апаратобудуванні.

Полімери являють собою високомолекулярну сполуку, що складається з однакових ланцюжків які поєднуються між собою хімічними зв'язками. Розміри молекул визначаються кількістю таких ланцюжків (ступенем полімеризації). За своїм походженням полімерні матеріали поділяються на природні (крохмаль, протеїн), штучні (продукт переробки природних, - наприклад, каучук), та синтетичні (не мають природних аналогів).

В залежності від будови молекул полімери розділяють на лінійні та просторові. В лінійних полімерах молекули слабо зв'язані одна з одною і при нагріванні полімер переходить у високо еластичний та в'язко – текучий стан. Такі лінійні полімери, як правило є термопластичними, тобто зберігають після нагрівання свої властивості плавкості та розчинності. Просторові (сітчасті) полімери містять реакційноздатні групи (R- групи), які при нагріві утворюють велику кількість сильних поперечних зв'язків, що обумовлюють просторову

структуру полімеру. Просторові полімери називають термореактивними, тобто полімерами які при нагріванні втрачають властивості плавкості та розчинності.

Полімери отримують з простих речовин за рахунок процесів полімеризації або поліконденсації. В залежності від ступені впорядкування в розташуванні макромолекул в полімерах розрізняють аморфну та кристалічну фази. Аморфна фаза характеризується відсутністю дальнього порядку в розташуванні макромолекул, кристалічна, - впорядкованим розташуванням. Зазвичай в полімерах знаходяться обидві фази, коли кристалічна розташована в аморфній у вигляді окремих впорядкованих мікроблоків.

Відповідно до основних електрофізичних характеристик зумовлених будовою полімерів їх розрізняють на неполярні та полярні полімерні діелектрики. З неполярних полімерних діелектриків, які відносять до високочастотних матеріалів, необхідно перш за все відзначити поліетилен, полістирол, фторопласт -4 (політетрафторетилен). Структурні формули цих полімерів представлені на Рис.16-7, а основні параметри у Таблиці 7.

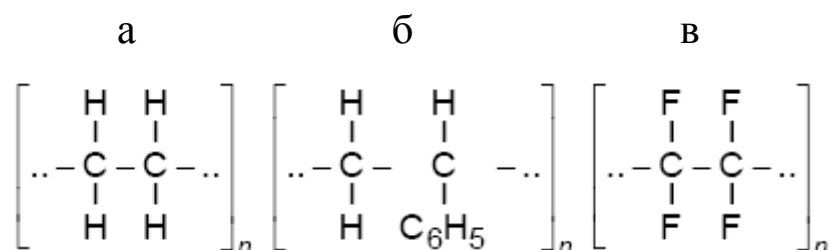


Рис.16-7 Структурні формули неполярних полімерних діелектриків, а- поліетилен (C_2H_4), б- полістирол (C_8H_8), в – політетрафторетилен (C_2F_4).

Стосовно полярних полімерних діелектриків, (яких відносять до низькочастотних матеріалів через існування в них релаксаційного механізму поляризації) слід відзначити перш за все є полівінілхлорид ($\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$)_n, поліетилентерефталат $\text{C}_6\text{H}_4(\text{COOH})_n$, поліметилметакрилат, поліамідні смоли. Основні параметри деяких полярних полімерних діелектриків наведено у Таблиці 7.

На Рис.16.8 в якості прикладу наведені частотна та температурна залежності ϵ і $\text{tg}\delta$ двох полярних полімерних діелектриків.

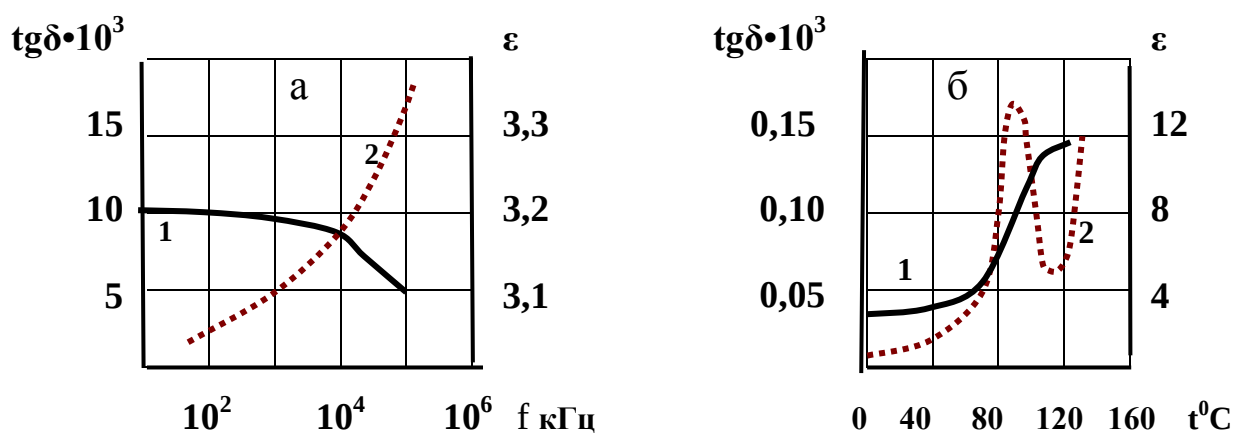


Рис.16-6 Характеристики полярних полімерів а - поліетилентерефталат.

б – полівінілхлорид (1- ϵ ; 2 - $\text{tg}\delta$).

Слід відзначити, що максимальна робоча температура при якій матеріал довготерміново зберігає свої експлуатаційні властивості визначає такий важливий параметр матеріалу як нагрівостійкість. Відповідно до цієї максимальної температури всі матеріали відповідно відносять до того, чи іншого класу нагрівостійкості.

Клас нагрівостійкості	Y	A	E	B	F	H	C
$t_{\text{роб.}}, ^\circ\text{C}$	до 90	до 105	до 120	до 130	до 155	до 180	більше 180

Відповідно визначається і холодостійкість матеріалів, яку одначе не прийнято поділяти на класи. Таким чином поняття нагрівостійкість та холодостійкість практично визначають температурний діапазон можливого використання матеріалу.

Таблиця 7

Матеріали		Параметри							Примітка
		ρ , г/см ³	ε	$\operatorname{tg}\delta$ f=1 МГц	ρ_v , Ом м	Е, МВ/м	Нагріво- стійкість °С	Холодо- стійкість, °С	
Неполярні	Поліетилен	0,95	2,3-2,4	$(2-5) \cdot 10^{-4}$	$10^{14}-10^{15}$	40-150*	105-130	-(65-70)	У вигляді плівки та литих деталей, для високочастотних кабелів, деталей РЕА
	Полістирол	1,05	2,5-2,5	$(2-4) \cdot 10^{-4}$	$10^{14}-10^{16}$	20-110*	75-80	-40	В якості оптичного скла, в плівкових конденсаторах, деталей в.ч. РЕА, основу електроізоляційних лаків.
	Фторопласт-4	2,2	1,9-2,2	$(2-3) \cdot 10^{-4}$	$10^{14}-10^{16}$	20-250*	~ 300	-269	У вигляді плівки та деталей, для В.ч. та СВЧ РЕА
Полярні	Полівинілхлорид	1,2-1,3	3,5-4,5	$(1-5) \cdot 10^{-2}$	$10^{12}-10^{13}$	20-50	60-80	-(35-60)	Електроізоляційні деталі, виробництво монтажних проводів.
	Полиметилметакрилат	1,2	2,8-3,5	$(2-3) \cdot 10^{-2}$	$10^{11}-10^{12}$	18-40	70	-80	«Органічне скло» - конструкційний електроізоляційний матеріал.
	Поліетилентерефталат (Лавсан)	1,4	3,0-3,5	0,002-0,02	$10^{12}-10^{14}$	30-120	160	-80	Плівкові конденсатори
	Капрон	1,15	5,9-6,0	0,06	10^{11}	20	130	-(30-40)	Корпуси приладів, ручки , кнопки управління, каркаси котушок індуктивності, основа емаль лаків
	Поліамід 68	1,15	4,0-5,0	0,03	10^{11}	25-30	120	-60	
	Фторопласт-3	2,15	3,0	0,01-0,02	$10^{14}-10^{16}$	15-20	200	-200	Замінник фторопласту 4 (більш дешевий)

Пластмаси - це композиційні матеріали на основі полімерів, вироби з яких отримують пластичним деформуванням або литвом під тиском.

Основними компонентами будь якої пластмаси є: наповнювач та зв'язуюче.

В якості наповнювача можуть використовуватись порошкові матеріали (кварцовий пісок, тальк, азбестова або деревинна мука ...); волокнисті (бавовняне волокно, скловолокно, азбестове волокно...); шаруваті матеріали (папір, тканина, полімерна плівка). В якості зв'язуючого використовують лінійні полімери (поліамідні, поліуретанові, поліефірні смоли) або просторові полімери (епоксидні, фенол формальдегідні, кремнійорганічні смоли), в залежності від цього пластмаси поділяються на термопласти та реактопласти. Крім того в пластмаси додають допоміжні речовини, так звані «стабілізатори» (підвищують стійкість до зовнішніх впливів), «пластифікатори» (поліпшують технологічні властивості), «легуючі домішки» (забезпечують необхідну ступінь кристалізації), а також барвники.

Широке коло зв'язуючих речовин, наповнювачів, та допоміжних речовин, які використовуються в наш час при виробництві пластмас обумовлює надзвичайно широкий асортимент цих матеріалів.

В Таблиці 8, в якості прикладу наведені лише основні параметри двох марок пластмас, - Сп1-342-02 (реактопласт на основі фенолоаніліноформальдегідної смоли,- фенопласт) та ПСМ-115 (термопласт, полістирол) , які широко використовуються в радіоелектронному апаратобудуванні (потенціометри, плати, втулки, колодки, корпуси, каркаси, установчі електроізоляційні деталі та плівки).

Таблиця 8.

Марка	ρ г/см ³	ϵ		$\text{tg}\delta$		ρ_v , Ом•м	ρ_s , Ом/□	Е, МВ/м	Клас нагрівостій кості
		50Гц	1МГц	50Гц	1МГц				
Сп1-342-02	1,4	10,2-10,8	5,0-6,0	0,016-0,028	0,04-0,06	$5 \cdot 10^{10}$	10^{13}	12,5	А
ПСМ-115	1,05-1,08	2,5-2,8	2,4-2,6	0,0001-0,0006	0,0001-0,0004	$10^{12} - 10^{13}$	10^{15}	20-25	$\leq Y$

Окремий клас пластмас складають шаруваті діелектрики до яких відносяться перш за все гетинакси, текстоліти та склотекстоліти.

Гетинакс являє собою листовий пресований шарований матеріал з листів паперу (сульфато-целюлозного, лавсанового), просоченого термореактивним зв'язуючим (фенольна, епоксидна смола). Просочений зв'язуючим папір після просушки складають у пакети необхідної товщини та пресують при температурі 150-160°C. Марки гетинаксу у відповідності до ГОСТ 2718-74. Гетинакс на основі лавсанового паперу відповідно до ТУ 16-503.223-82. Гетинакс випускається у вигляді листів товщиною – 0,2-50 мм.

Текстоліт - листовий пресований шарований матеріал з шарів бавовно паперової (лавсанової, азбестової) тканини просоченої, як правило формальдегідною смолою. Виробляється по аналогічній з гетинаксом технології (у відповідності до своїх технологічних режимів) у вигляді листів товщиною 0,5-8. мм, а також у вигляді стрижнів діаметром від 5 до 150 мм. Марки текстоліту відповідно до ГОСТ 2910-74.

Склотекстоліт - листовий пресований шарований матеріал з шарів склотканини (на основі алюмоборосилікатного скла з вмістом оксидів лужних металів не більше 0,5%) просоченої, як правило епоксидною смолою. Виготовляється по аналогічній технології (у відповідності до своїх технологічних режимів) у вигляді листів товщиною від 0,3 до 50 мм, та у вигляді стрижнів. Основні марки склотекстоліту відповідно до ГОСТ 12652-74.

Розглянуті нами шаруваті пластики без металізації призначені для їх використання в якості конструкційних матеріалів. Фольговані гетинакси та склотекстоліти відносяться до базових матеріалів друкованих плат і їх особливості та основні параметри розглянуті нижче.

16.5 Базисні матеріали друкованих плат (ГОСТ 26246-89).

Традиційними матеріалами для друкованих плат є фольговані гетинакс та склотекстоліт. В якості фольги використовується мідна електролітична фольга здебільшого товщиною 20; 35 або 50 мкм, яка наноситься на одну, або обидві поверхні листового діелектричного матеріалу (одностороннє, або двостороннє облицювання фольгою, а також товщина фольги як правило вказуються в марці матеріалу, наприклад, ГФ-1-35Г означає, що гетинакс фольгований з одного боку, товщина фольги 35 мкм, фольга гальваностійка, відповідно для склотекстоліту, наприклад СФ-2-50Г). На більшість фольгованих гетинаксів та склотекстолітів розповсюджуються вимоги ГОСТ 10316-78, на інші відповідні технічні умови (ТУ). Фольговані гетинакси виготовляють товщиною 1,0-3,0 мм., склотекстоліти (в залежності від конкретної марки) від 0,06 до 3,0 мм. Для наклеювання фольги на діелектричну основу використовуються різні клеї та адгезиви. Слід відзначити, що склотекстоліти відзначаються суттєво вищими механічними характеристиками та мають певну перевагу в електрофізичних параметрах, надійності, але водночас мають більшу густину та вартість. Крім того для виготовлення багатошарових друкованих плат та мікроелектронних пристроїв використовуються фольговані діелектрики марки ФДМ та ФДМЕ (діелектрик фольгований тонкий).

В якості матеріалів для гнучких друкованих план використовують лавсанові (ЛФ), та поліамідні (ПФ) плівки товщиною від 12,5 – 125 мкм. Лавсанові плівки як правило вкриті мідною фольгою з одного боку (ЛФ-1), поліамідні як з одного (ПФ-1), так і з обох боків (ПФ-2). Товщина мідної фольги як правило лежить в межах 18-105 мкм.

В Таблиці 9 наведені параметри деяких марок фольгованих діелектричних матеріалів які широко використовуються при виробництві високочастотних друкованих плат.

Таблиця 9

Параметри	Марка матеріалу					
	ГФ-1-35Г	ГОФВМ - 2-35Г*	СФ-2-35Г	ФДМ-2	ЛФ-1	ПФ-1-35-0,1
ρ_s , Ом/□	10^9	10^{10}	10^{10}	10^{10}	10^{11}	10^{12}
ρ_v , Ом•м	10^8	10^9	$5 \cdot 10^9$	10^{10} - 10^{11}	10^{12}	10^{12}
$\operatorname{tg} \delta_{f=10^6 \text{ Гц}}$	0,05-0,085	0,05	0,035	0,03	0,03	0,025
$\epsilon_{f=10^6 \text{ Гц}}$	5,5	5,5	5,5-6,0	5,4	3,5	4,0
E, кВ/мм	10-16	12-17	14-18	15-30	30	30

*- ГОФВМ- *гетинакс загального призначення фольгований вологостійкий*

Для виготовлення друкованих плат призначених для діапазону надвисоких частот (НВЧ) використовують фольговані матеріали з мінімальним значенням $\operatorname{tg} \delta$ та стабільною відносною діелектричною проникністю в цьому діапазоні частот. Такими матеріалами в наш час є перш за все фольговані з обох боків наповнений арілокс (арілоксполіфеніленоксид),- ФЛАН (ТУ 16-503.148-80) та полікарбонат,- ПКТ (ТУ16-503.156-77). ФЛАН випускається у вигляді листового матеріалу товщиною 1 та 2 мм, ПКТ,- товщиною 1; 2 та 3 мм. Товщина мідної фольги для обох матеріалів становить 35 мкм. Крім того для НВЧ друкованих плат може використовуватись фольгований Фторопласт -4 (політетрафторетилен). Основні параметри деяких марок ФЛАН та ПКТ наведені нижче у Таблиці 10.

Таблиця 10

Параметр	Марка матеріалу					
	ФЛАН-2,8	ФЛАН-7,2	ФЛАН-16	ПКТ-3ф	ПКТ-5ф	ПКТ-10ф
$\epsilon_{f=10^{10} \text{ Гц}}$	$2,8 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,5$	$16 \pm 1,0$	$3,0 \pm 0,2$	$5,0 \pm 0,3$	$10 \pm 0,8$
$\operatorname{tg} \delta_{f=10^{10} \text{ Гц}}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$

16.6 Неоднорідні діелектрики.

Більшість з розглянутих технічних твердих діелектриків є неоднорідними діелектриками, тобто містять в собі різні фази (наприклад, кристалічну і скло фази) та макроскопічні вкраплення (наприклад, наповнювачі у пластмасах), які суттєво відрізняються між собою за своїми електрофізичними властивостями. Як вже зазначалося раніше у таких неоднорідних діелектриках може існувати ще один специфічний вид поляризації, - міграційна поляризація (поляризація обумовлена перерозподілом вільних зарядів в об'ємі діелектрика). Різноманітність видів «неоднорідностей», які містяться в технічних твердих діелектриках, не дозволяє розглянути особливості міграційної поляризації з мікроскопічної точки зору. Тому для оцінки впливу цього виду поляризації на параметри неоднорідних діелектриків і перш за все на частотні залежності ϵ та $\text{tg}\delta$ використовують аналіз еквівалентної схеми заміщення неоднорідного діелектрика. Найпростішим варіантом такої еквівалентної схеми заміщення є схема представлена на Рис. 16-7.

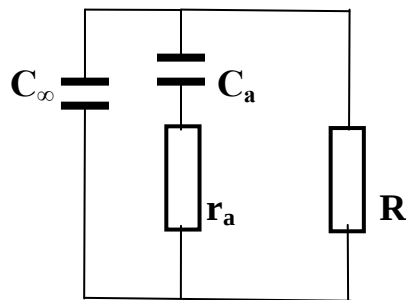


Рис.16-7 Еквівалентна схема заміщення неоднорідного діелектрика з міграційною поляризацією (C_∞ характеризує ємність за рахунок швидких видів поляризації, C_a характеризує ємність за рахунок міграційної поляризації, r_a – відповідає діелектричним втратам при міграційній поляризації, R - відповідає діелектричним втратам на електропровідність).

Запишемо загальний вираз для провідності такої еквівалентної схеми:

$$Y^* = Y_\infty + Y_a + 1/R \quad (16.1)$$

де $Y_\infty = j\omega C_\infty$, $Y_a = 1/Z_a = 1/(r_a + 1/j\omega C_a)$, тобто

$$Y^* = j\omega C_\infty + \frac{j\omega C_a}{r_a j\omega C_a + 1} + \frac{1}{R}, \text{ або позначивши } r_a C_a = \tau \text{ отримаємо}$$

$$Y^* = j\omega C_\infty + \frac{j\omega C_a}{j\omega \tau + 1} + \frac{1}{R} \quad (16.2)$$

Розділивши окремо дійсну та уявну частину запишемо останній вираз у вигляді

$$Y^* = j\omega (C_\infty + \frac{C_a}{1 + \omega^2 \tau^2}) + \frac{\omega^2 C_a \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R} \quad (16.3)$$

Якщо неоднорідний діелектрик розглянути як плоский конденсатор с комплексною діелектричною проникністю $\epsilon^* = \epsilon' - j\epsilon''$ то можна записати його провідність як

$$Y^* = j\omega(\epsilon' - j\epsilon'')C_0 = j\omega\epsilon' C_0 + \epsilon'' \omega C_0 \quad (16.4)$$

де C_0 «геометрична ємність» = $\epsilon_0 S/d$.

Порівнявши вирази (16.3) та (16.4) отримаємо:

$$\epsilon' = \frac{C_\infty}{C_0} + \frac{\frac{C_a}{C_0}}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad \epsilon'' = \frac{\frac{C_a}{C_0} \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R \omega C_0}. \quad (16.5)$$

Позначивши $\epsilon'_{\omega \rightarrow \infty}$ як $\epsilon_\infty = \frac{C_\infty}{C_0}$, а $\epsilon'_{\omega \rightarrow 0}$ як $\epsilon_{ст.} = \frac{C_\infty + C_a}{C_0}$, отримаємо:

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}; \quad \epsilon'' = \frac{(\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{1}{R \omega C_0} \quad (16.6)$$

або з урахуванням виразу для C_0

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_{ст.} - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (16.7)$$

де σ – питома електропровідність діелектрика.

Характер частотних залежностей ϵ' та ϵ'' при міграційній поляризації, відповідно до отриманих виразів, представлені на Рис.16-8.

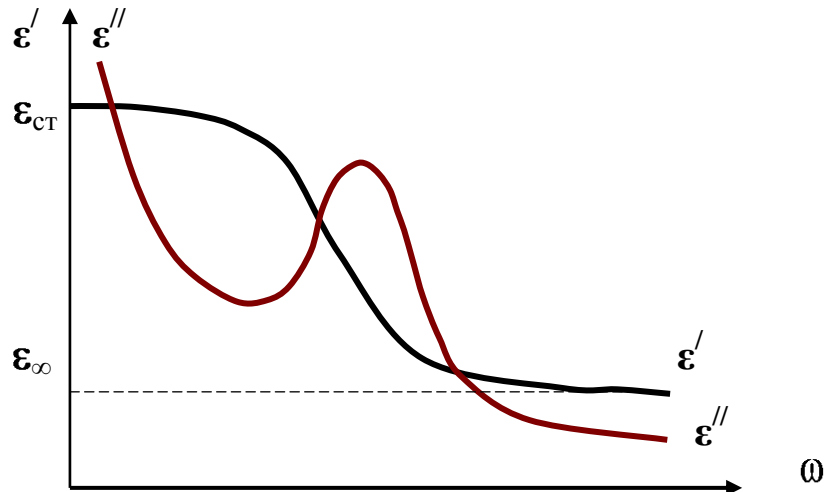


Рис. 16-8 Частотні залежності ϵ' ϵ'' для неоднорідного діелектрика з міграційною поляризацією та поляризаційними втратами і втратами на електропровідність.

При розробці та виготовленні технічних діелектриків, які в більшості випадків є неоднорідними практичне значення набуває питання визначення відносної діелектричної проникності та діелектричних втрат ($\epsilon_{\text{еф}}$ та $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$), які будуть мати ці матеріали в залежності від параметрів компонент які їх утворюють.

Для прикладу розглянемо декілька найбільш простих ситуацій які мають місце для шаруватих діелектриках.

При паралельному поєднанні шарів двох різних діелектриків (див. Рис. 16-9а) їх сумарна ємність ($C_{\text{еф}}$), як відомо, дорівнюватиме сумі ємностей обох шарів і може бути представлена через деяку ефективну діелектричну проникність та геометричні розміри шарів

$$C_{\text{еф}} = C_1 + C_2 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S_1}{d} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_0 S_2}{d} = \frac{\epsilon_{\text{еф}} \epsilon_0 (S_1 + S_2)}{d} \text{ звідки отримаємо:}$$

$$\epsilon_{\text{еф}} = \frac{\epsilon_1 S_1 + \epsilon_2 S_2}{S_1 + S_2}, \text{ або через відносні об'ємні концентрації компонент}$$

x_1 та x_2 ,

$$\epsilon_{\text{еф}} = \epsilon_1 x_1 + \epsilon_2 x_2 \quad (16.8)$$

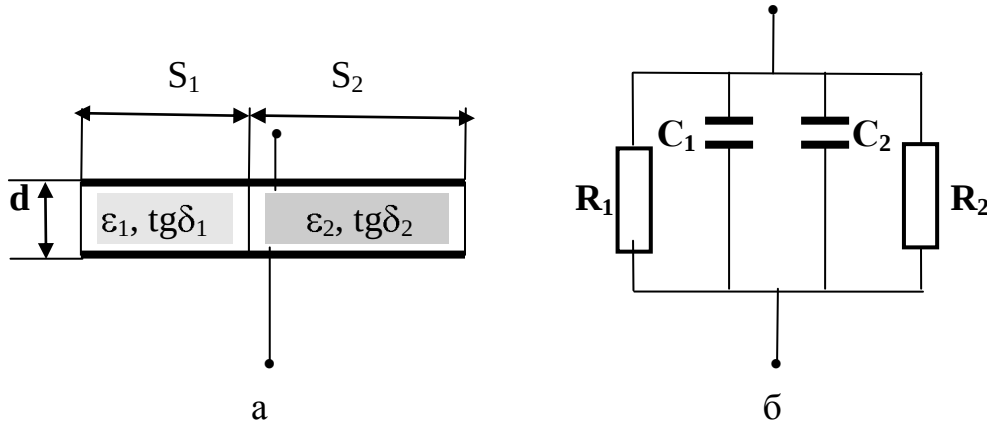


Рис. 16-9 До розрахунку ефективних параметрів при паралельному з'єднанні шарів.

Для визначення $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ використовують еквівалентну схему наведено на Рис. 16-9б. Відповідно до неї

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{I_{\text{ак}}}{I_{\text{реакт}}} = \frac{\frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2}}{U\omega C_1 + U\omega C_2},$$
 або враховуючи, що при паралельній схемі заміщення $\text{tg}\delta = 1/R\omega C$, отримаємо:

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{C_1 \text{tg}\delta_1 + C_2 \text{tg}\delta_2}{C_1 + C_2} \text{ і відповідно через об'ємні концентрації компонент}$$

$$\text{tg}\delta_{\text{еф}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_{\text{еф}}} x_1 \text{tg}\delta_1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{\text{еф}}} x_2 \text{tg}\delta_2. \quad (16.9)$$

При послідовному поєднанні шарів двох різних діелектриків (див. Рис. 16-10а) їх сумарна ємність ($C_{\text{еф}}$), як відомо, може бути представлена у вигляді

$$1/C_{\text{еф}} = 1/C_1 + 1/C_2, \text{ тобто } C_{\text{еф}} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\epsilon_{\text{еф}} \epsilon_0 S}{d_1 + d_2}$$

через ефективну діелектричну проникність та геометричні розміри шарів. Використовуючи поняття відносної об'ємної концентрації компонент (x_1 та x_2) можна отримати:

$$\epsilon_{\text{еф}} = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{x_1 \epsilon_2 + x_2 \epsilon_1}. \quad (16.10)$$

Для розрахунку $\text{tg}\delta_{\text{еф}}$ використовують еквівалентну схему заміщення представлену на Рис. 16-10б. У випадку якщо $\text{tg}\delta_1 \ll 1$ і $\text{tg}\delta_2 \ll 1$ отримаємо:

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{ef}} = \frac{\operatorname{tg} \delta_2 C_1 + \operatorname{tg} \delta_1 C_2}{C_1 + C_2}, \text{ або через об'ємні концентрації,}$$

$$\operatorname{tg} \delta_{\text{ef}} = \frac{x_2 \operatorname{tg} \delta_2 \varepsilon_1 + x_1 \operatorname{tg} \delta_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 x_2 + \varepsilon_2 x_1} \quad (16.11)$$

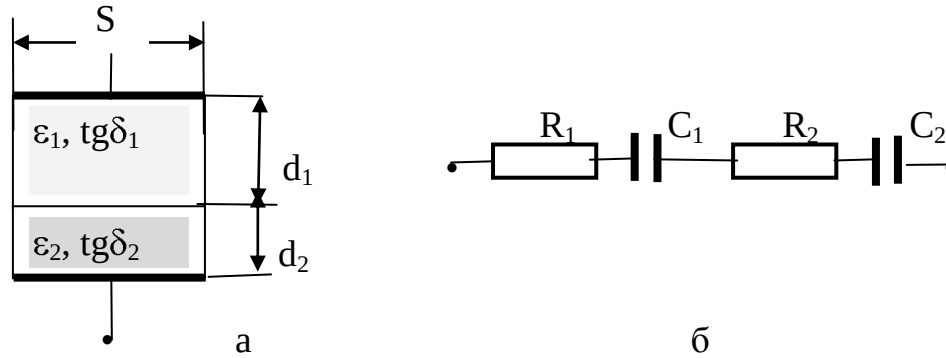


Рис. 16-10 До розрахунку ефективних параметрів при послідовному з'єднанні шарів.

Ефективна діелектрична проникність шаруватих діелектриків при більшій кількості складових компонент може бути представлена наступним виразом:

$$\varepsilon_{\text{ef}}^{\beta} = \sum_{i=1}^n x_i \varepsilon_i^{\beta} \quad (16.12)$$

де $\beta = 1$ при паралельному з'єднанні шарів та $\beta = -1$ при послідовному.

Для визначення ε_{ef} двокомпонентної суміші з хаотичним розташуванням компонент використовують логарифмічну формулу Ліхтенекера:

$$\lg \varepsilon_{\text{ef}} = x_1 \lg \varepsilon_1 + x_2 \lg \varepsilon_2 \quad (16.13)$$

Можна показати, що в цьому випадку для $\operatorname{tg} \delta_{\text{ef}}$ буде справедливий наступний вираз: $\lg(\operatorname{tg} \delta_{\text{ef}}) = x_1 \lg(\operatorname{tg} \delta_1) + x_2 \lg(\operatorname{tg} \delta_2)$

Якщо неоднорідний діелектрик являє собою матричну суміш в якій відносна діелектрична проникність матричної основи становить $\varepsilon_{\text{осн}}$, а домішку введеного в неї $\varepsilon_{\text{дом}}$, то при об'ємній концентрації домішки (x), ε_{ef} можна визначити за допомогою формули Максвела – Вагнера:

$$\varepsilon_{\text{ef}} = \varepsilon_{\text{осн}} \frac{2\varepsilon_{\text{осн}} + \varepsilon_{\text{дом}} + 2x(\varepsilon_{\text{осн}} - \varepsilon_{\text{дом}})}{2\varepsilon_{\text{осн}} + \varepsilon_{\text{дом}} - x(\varepsilon_{\text{осн}} - \varepsilon_{\text{дом}})} \quad (16.14)$$

Література

1. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники.- СПб.: «Лань», 2003.
2. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. – М.: Энергоиздат, 1982.
3. Поплавко Ю.М., Переверзева Л.П., Воронов С.О., Якименко Ю.І. Фізичне матеріалознавство, Частина 2, Діелектрики.,- К.: НТУУ «КПІ», 2007.
4. Поплавко Ю.М. Фізика діелектриків.,- К.: НТУУ «КПІ», 2015.
5. Корицкий Ю.В. Основы физики диэлектриков.,- М.: Энергия, 1979,- 248 с.
6. Материалы микроэлектронной техники. Под. ред. В.М. Андреева.,-М.: Радио и связь, 1989.-350 с.
7. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого и др., в 3-х томах, - Л.: Энергоатомиздат, 1986-1988.
8. Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу «Матеріалознавство та матеріали ЕА», електронне навчальне видання, Пр. № 22/03 від 21. 09. 2012 , ФЕЛ, КПІ, Київ.
9. Методичні вказівки до практичних занять з курсу «Матеріалознавство та матеріали ЕА», електронне навчальне видання, НМУ №Е10/11 -489, 2011.
10. Методичні вказівки до самостійної роботи студентів з дисципліни «Матеріалознавство радіоелектронної апаратури» електронне навчальне видання, Пр.№05/15 від 25.05. 2015, ФЕЛ, КПІ, Київ.
11. Текст лекцій з дисципліни “Матеріалознавство радіоелектронної апаратури ” Розділ «Активні діелектрики». Пр.№06/2016 від 27.06. 2016, ФЕЛ,