

ESF II projekt Západočeské univerzity v Plzni

reg. č. CZ.02.2.69/0.0/0.0/18_056/0013239



EVROPSKÁ UNIE
Evropské strukturální a investiční fondy
Operační program Výzkum, vývoj a vzdělávání



MINISTERSTVO ŠKOLSTVÍ
MLÁDEŽE A TĚLOVÝCHOVY

DMAT - Dielektrické materiály v elektrotechnice

Pavel Trnka

EK 407

2. Přednáška

Interakce látek a elektrického pole, polarizace dielektrika z makroskopického
a mikroskopického hlediska

- ▶ Interakce elektrického pole a látek začne v okamžiku, kdy látku vložíme do elektrického pole.
- ▶ V dielektriku - polarizační procesy - vlastní pole
- ▶ Interakce - **průběh polarizačních jevů** probíhajících po vložení těchto látek do elektrického pole.
- ▶ **Makroskopického hledisko**, kdy chápeme dielektrikum jako objekt daných rozměrů a prakticky ho pouze sledujeme jakoby „zvenku“, to znamená, že zkoumáme vnější projevy polarizačních dějů. V podstatě se v tomto případě nestaráme o strukturu látky a děje probíhající uvnitř. Výsledkem polarizace je tedy vznik vázaných nábojů na povrchu dielektrika a s tím související **vznik dipólového momentu sledovaného dielektrika jako celku**.

Makro pohled

Mikro pohled

Vektor polarizace

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{M}}{\Delta V}$$

(C.m⁻²)

- ▶ **Mikroskopického hledisko**
- ▶ Vycházíme ze znalosti struktury dielektrika a hledáme fyzikální podstatu polarizačních jevů
- ▶ Stanovení příčiny odezev pozorovatelných z makroskopického pohledu
- ▶ Elementární částice – nosiče elektrického náboje a jejich elektrizování.
- ▶ Polarizace:
 - ▶ **pružné posunutí nosičů vázaného náboje** ve směru odpovídajícím směru přiloženého pole v rámci mikroskopických rozměrů, respektive jako **natočení dipólových momentů** existujících ve struktuře látek do směru působícího elektrického pole

Makro pohled

Mikro pohled

$$\vec{\mu} = q \cdot \vec{d}$$

$$\vec{\mu} = \alpha \cdot \vec{E}_L$$

indukovaný dipólový moment částice (C.m)

Makroskopické hledisko na polarizaci dielektrika

Vektor polarizace

- V tomto případě nás zajímá výsledek polarizace, kterým je vznik vázaného elektrického náboje na povrchu zpolarizovaného dielektrika. Na povrchu dielektrika se objeví elektrický vázaný náboj. To znamená, že objem – celek – **dielektrika získá dipólový moment**. V tomto případě tedy můžeme na základě tohoto přístupu definovat vektor polarizace (C.m^{-2}), který charakterizuje polarizované dielektrikum. Definujeme jej jako objemovou hustotu dipólového momentu:

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{M}}{\Delta V}$$

kde $\Delta \vec{M} (\text{C.m})$ je dipólový moment objemového elementu ΔV , orientovaný s ohledem na strukturu dielektrika a její symetrii i orientaci vektoru intenzity elektrického pole působícího na dielektrikum ($\vec{P} \parallel \vec{E}$),
izotropních dielektrikách je $\vec{P} \parallel \vec{E}$,
 ΔV ... objemový element látky (m^3)

Makroskopické hledisko na polarizaci dielektrika

- ▶ Mezi intenzitou elektrického pole působícího na dielektrikum a vektorem polarizace platí vztah:

$$\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

Odvodíme postupně

- ▶ kde κ je **dielektrická susceptibilita** – koeficient **polarizace** – bezrozměrné číslo, pro vakuum a přibližně i pro vzduch je rovna nule,

pro ostatní látky větší než nula (–)

- ▶ ε_0 ... permitivita vakua $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$

Makroskopické hledisko na polarizaci dielektrika

- Pro vektor elektrické indukce platí:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{C.m}^{-2}),$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$$

- Pro permitivitu ε (charakterizuje dielektrikum) platí, že $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$ (součin permitivity vakua a relativní permitivity $\varepsilon_r = C_x/C_0$ míry změny kapacity kondenzátoru s reálným dielektrikem oproti dielektriku vakuum (-).

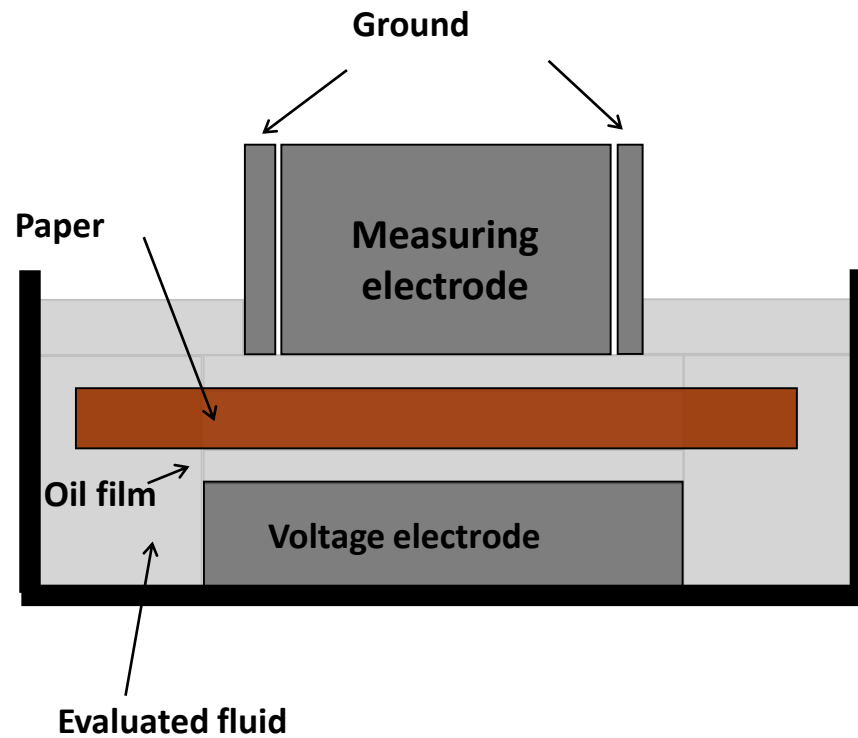
- Dosadíme-li $\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$ a $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$ do $\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$ dostaneme:

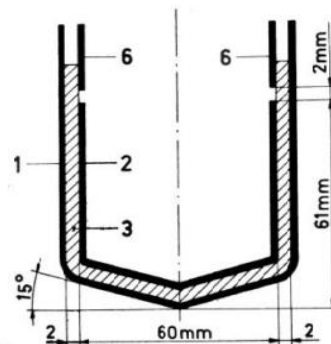
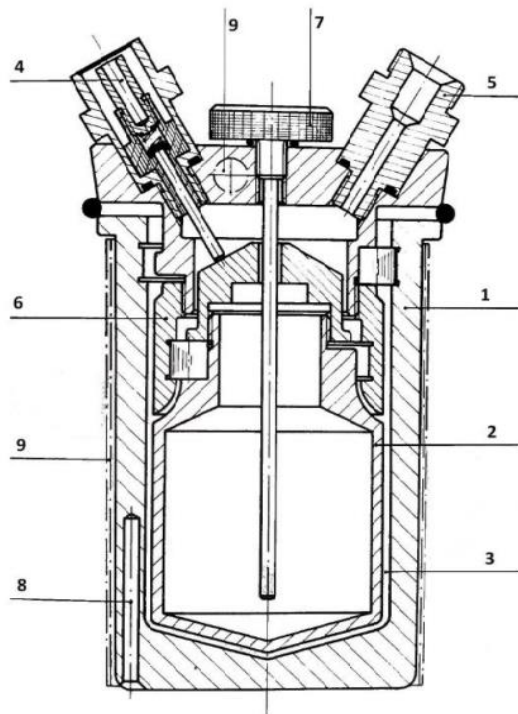
$$\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

- Vydělením celé rovnice součinem $\varepsilon_0 \cdot \vec{E}$ dostaneme vztah pro relativní permitivitu:

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa$$

- Při makroskopickém pohledu na chování dielektrik ve vnějším elektrickém poli vidíme, že jednou z nejdůležitějších veličin je relativní permitivita ε_r .





- 1) napěťová elektroda
- 2) měřicí elektroda
- 3) prostor pro kapalinu
- 4) konektor měřicí elektrody
- 5) vakuový konektor
- 6) ochranný kroužek
- 7) teplotní čidlo
- 8) externí teplotní čidlo
- 9) vytápění



CLEANING BY ULTRASONIC PROCESS, ANNEX A OF IEC 60247

$$\oint_c H dl = I + \frac{d\psi}{dt}$$

$$\oint_c E dl = -\frac{d\phi}{dt}$$

$$\oint_S D dS = Q$$

$$\oint_S B dS = 0$$

$$\operatorname{rot} H = J + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\operatorname{div} D = \rho$$

$$\operatorname{div} B = 0$$

- **Elektrická susceptibilita** vyjadřuje míru polarizace dielektrika jako odezvu na působení elektrického pole (-)

$$\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa$$

- Pro nelineární dielektrika (polarizace není přímo úměrná intenzitě elektrického pole):

$$\vec{P} = \kappa(E) \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

- Pro vyšší frekvence $\vec{P}(\omega) = \kappa(\omega) \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}(\omega)$

$$(1 + \chi_m) = \mu_r$$

- **X** Magnetická susceptibilita je fyzikální veličina, která popisuje chování materiálu ve vnějším magnetickém poli.

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}, \text{ kde } \mathbf{M} \text{ je magnetizace a } \mathbf{H} \text{ intenzita magnetického pole}$$

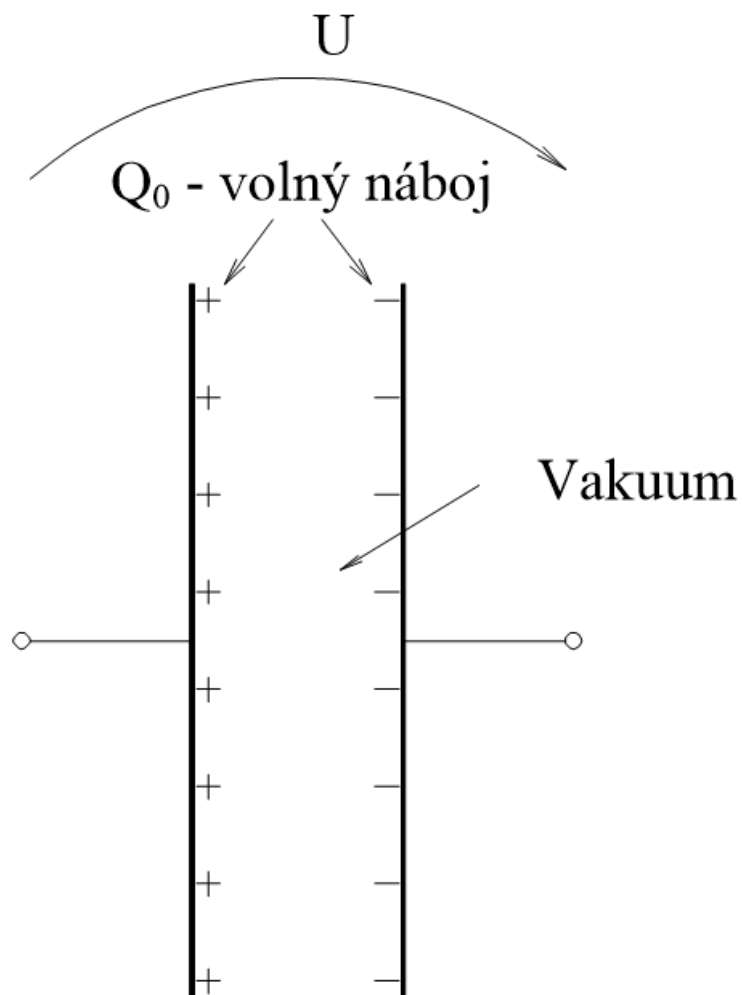
Relativní permitivita – reálné hodnoty

Látka/materiál	ϵ_r
vzduch	1,00054
slída	6,9 – 11,7
Destilovaná voda	81
Kondenzátorový papír	2,5
dřevo	1,4 (balza) – 7
jantar	2,9
Pěnový polystyren	1,03



Příklad na deskovém kondenzátoru

Nabitý kondenzátor před vsunutím dielektrika



Nejprve tedy je mezi jeho elektrodami vakuum. Kapacita tohoto uspořádání je C_0 . Tento kondenzátor připojíme na zdroj časově neproměnného napětí o velikosti U (V). Po přiložení napětí na kondenzátor přiteče na elektrody **volný** elektrický náboj $\pm Q_0$ (C), jehož velikost je dána velikostí přiloženého napětí a kapacity kondenzátoru: $Q_0 = C_0 \cdot U$

Příklad na deskovém kondenzátoru

- Mezi elektrodami se vytvoří elektrické pole o intenzitě dané poměrem napětí na kondenzátoru U (V) a vzdáleností jeho elektrod d (m) (při předpokladu homogenního pole):

$$E = \frac{U}{d}$$

- Kapacita deskového kondenzátoru, jehož dielektrikem je vakuum, je dána vztahem:

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$$

kde S je plocha elektrod (m^2)
 d je vzdálenost elektrod (m)

- Dosadíme-li tento vztah do upraveného vztahu pro intenzitu elektrického pole $E = \frac{U}{d}$ a použijeme-li rovnici $Q_0 = C_0 \cdot U$ dostaneme:

$$E = \frac{Q_0}{C_0 \cdot d} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot d} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$$

homogenní pole – všechny siločáry jsou vzájemně rovnoběžnými přímkami – takovéto pole je generované například nekonečnou homogenně nabitou rovinou

kde σ_0 je plošná hustota elektrického náboje na elektrodách ($\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$)

- Z tohoto vztahu $E = \frac{Q_0}{C_0 \cdot d} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d}} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0}$ plyne, že

(C.m⁻²)

$$\varepsilon_0 \cdot E = \sigma_0$$

- a je patrné, porovnáním s, $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$ že elektrická indukce D_0 se rovná plošné hustotě náboje:

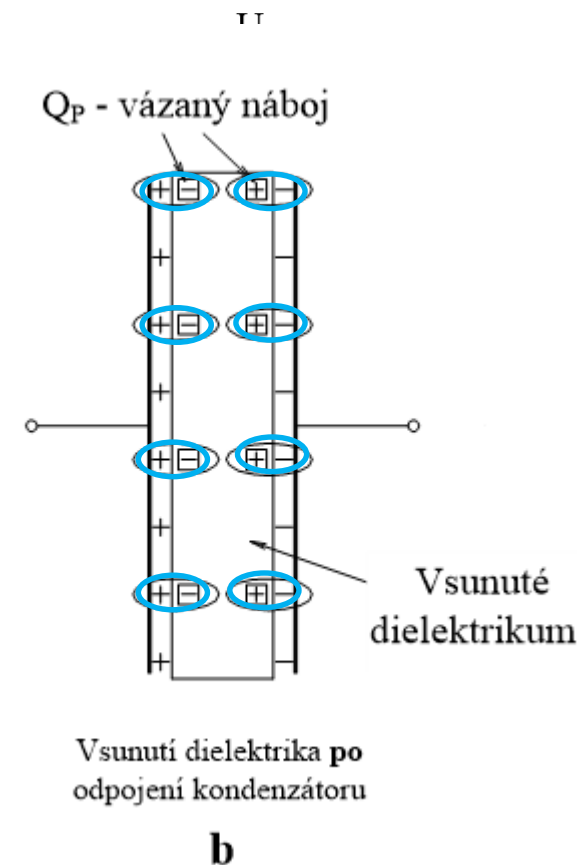
$$D_0 = \sigma_0$$



Bude třeba při odvození Lorenzova pole

- Po ukončení první fáze pokusu (*obr.*) tedy známe stav deskového kondenzátoru s vakuem mezi elektrodami po přiložení napětí.
- **Nyní vsuneme mezi elektrody kondenzátoru dielektrikum o relativní permitivitě ε_r . V této situaci nastávají dva možné případy:**
 - **1 před vsunutím dielektrika kondenzátor odpojíme od zdroje napětí**
 - **2 dielektrikum vsuneme mezi elektrody bez odpojování kondenzátoru od zdroje napětí**

- **1 V prvním případě** tedy nejprve předpokládáme, že jsme odpojili kondenzátor od zdroje. Náboj na elektrodách zůstane nezměněn, neboť (předpokládané ideální) vakuum je ideálním dielektrikem. V důsledku nezměněného náboje zůstane stejná i intenzita elektrického pole mezi elektrodami. Nyní vsuneme mezi elektrody kondenzátoru dielektrikum s relativní permitivitou ϵ_r . Toto dielektrikum se vlivem elektrického pole v kondenzátoru **zpolarizuje**. Projevem polarizace dielektrika z makroskopického hlediska je vznik **vázaného** náboje na jeho površích, které jsou přivráceny k elektrodám. Velikost tohoto „převzatého“ náboje označíme Q_p . Tento náboj váže část volného náboje Q_0 na elektrodách, což způsobí pokles napětí mezi elektrodami. Kondenzátor je, jak jsme řekli, odpojen od zdroje a tím neexistuje možnost jak „úbytek“ náboje na elektrodách způsobený zpolarizovaným dielektrikem „uhradit“.



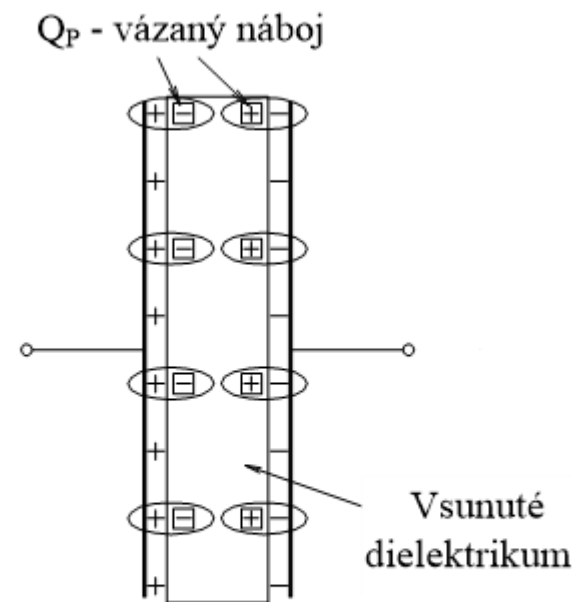
- Důsledkem poklesu napětí na elektrodách dojde k poklesu intenzity elektrického pole mezi elektrodami. Pro určení velikosti této změny vyjdeme ze vztahu pro hodnotu elektrické indukce před vsunutím dielektrika mezi elektrody D_0 a po vsunutí dielektrika, kterou označíme D' . Víme, že elektrická indukce vlastně udává hustotu elektrického toku materiálem (jak plyne z rovnice pro indukční tok $\Psi = \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S}$). Znamená to, že tedy v tomto případě musí být obě hodnoty elektrických indukcí stejné. Tím je

$$D_0 = D'$$

- Jestliže označíme hodnotu intenzity elektrického pole mezi elektrodami po vsunutí dielektrika E' , lze předešlý vztah přepsat do tvaru:

$$\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E' = \varepsilon_0 \cdot E$$

- E zde označuje původní intenzitu elektrického pole mezi elektrodami kondenzátoru před vsunutím dielektrika.



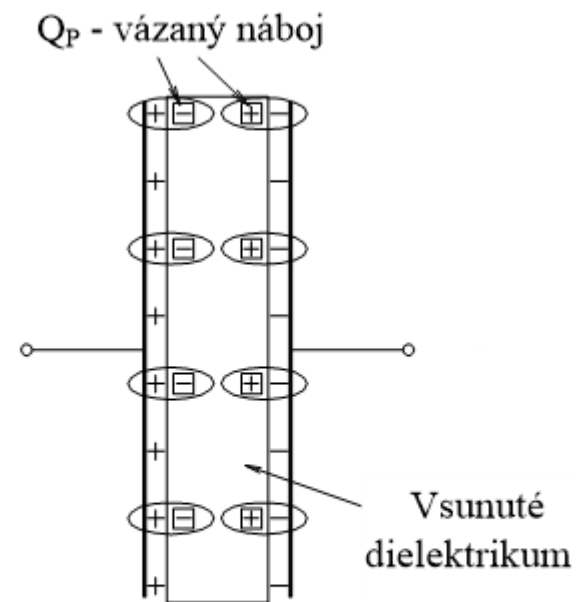
Vsunutí dielektrika po
odpojení kondenzátoru

b

- Jednoduchou úpravou výrazu $\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E' = \varepsilon_0 \cdot E$ dostaneme rovnici vyjadřující vztah intenzit elektrického pole mezi elektrodami před a po vsunutí dielektrika:

$$E' = \frac{E}{\varepsilon_r}$$

- Vidíme, že **intenzita elektrického pole po vsunutí dielektrika poklesla ε_r -krát oproti intenzitě elektrického pole ve vakuu**. To znamená, že uvažované dielektrikum s relativní permitivitou $\varepsilon_r > 1$ je **ε_r -krát méně elektricky namáhané** než dielektrikum, jehož relativní permitivita je rovná 1 (takovým dielektrikem je kromě vakua i vzduch, jehož ε_r je jedné velice blízka).

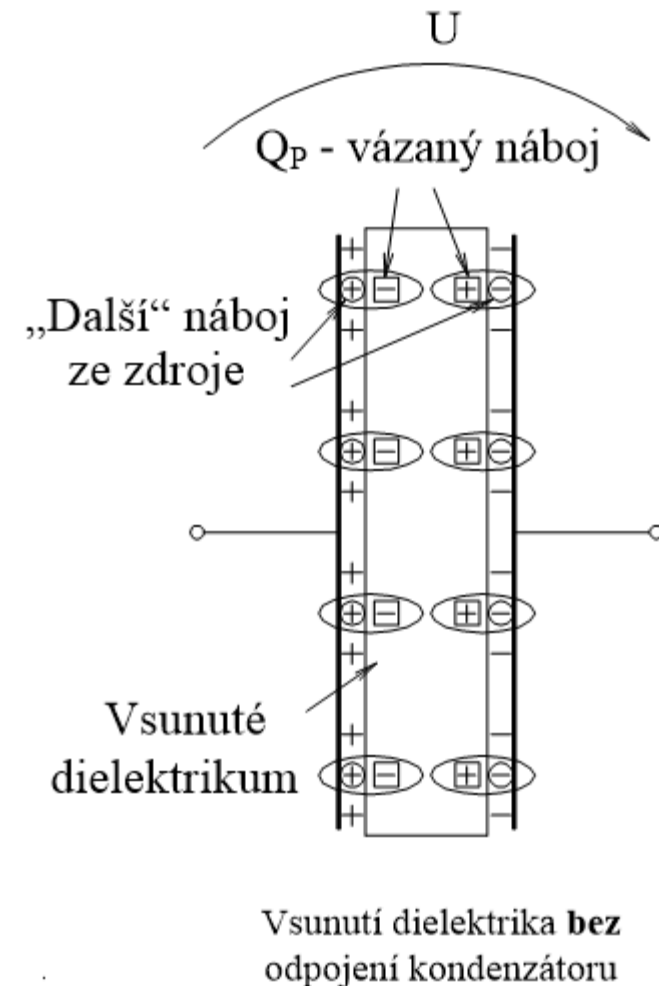


Vsunutí dielektrika po odpojení kondenzátoru

b

- **2 Ve druhém případě** předpokládáme, že kondenzátor od zdroje neodpojíme a mezi jeho elektrody opět vsuneme dielektrikum s určitou relativní permitivitou $\varepsilon_r > 1$. Jako v předchozím případě se i nyní dielektrikum dostane do vlivu vnějšího elektrického pole o intenzitě E a v důsledku toho se zpolarizuje. To znamená, že na jeho površích přivrácených k elektrodám se objeví náboj Q_p , který opět váže část volného náboje Q_0 rozloženého na elektrodách. V tomto případě již nemůže dojít k poklesu napětí na kondenzátoru, protože ten je stále připojen ke zdroji, který drží napětí konstantní. Z hlediska kondenzátoru to znamená, že na elektrody přiteče ze zdroje další náboj o velikosti rovné Q_p , který kompenzuje účinky náboje na povrchu dielektrika vzniklého polarizací. Původní velikost náboje na elektrodách Q_0 se tedy zvětší na hodnotu Q :

$$Q = Q_0 + Q_p$$



- Pro kapacitu kondenzátoru potom platí:

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q_0 + Q_p}{U} = \frac{Q_0 + Q_p}{Q_0} \cdot \frac{Q_0}{U} = \frac{\sigma_0 + \sigma_p}{\sigma_0} \cdot C_0 = \frac{D}{D_0} \cdot C_0$$

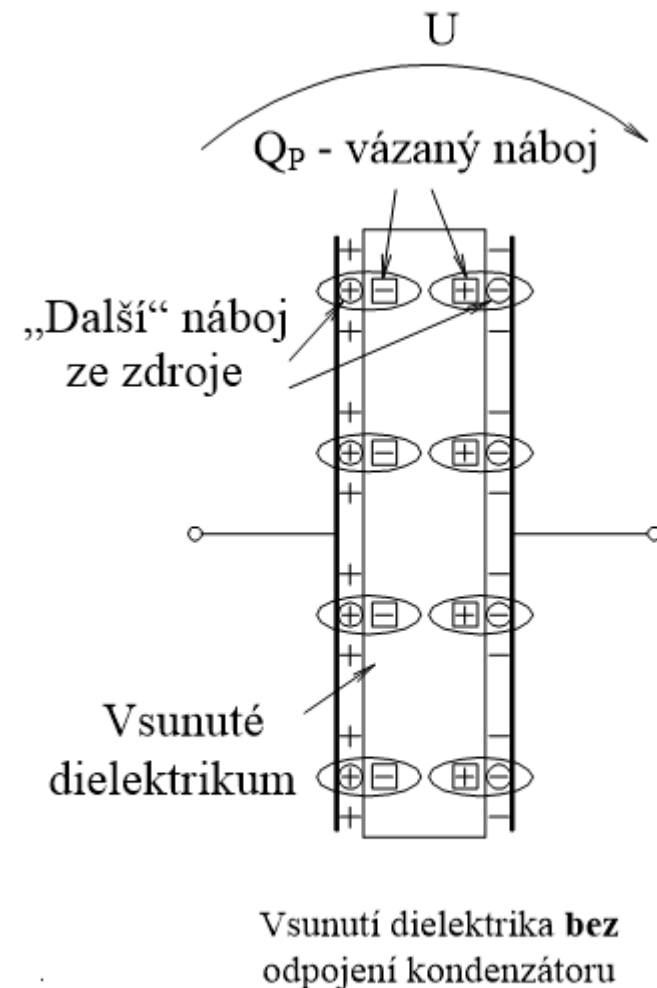
- kde D_0 je hodnota elektrické indukce ($C \cdot m^{-2}$) před vsunutím dielektrika:

$$D_0 = \varepsilon_0 \cdot E$$

- a D je hodnota elektrické indukce ($C \cdot m^{-2}$) po vsunutí dielektrika mezi elektrody kondenzátoru:

$$D = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E$$

- Ve vztazích $D_0 = \varepsilon_0 \cdot E$ a $D = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E$ je stále stejná hodnota intenzity elektrického pole E , i když jedna rovnice platí pro elektrickou indukci před a druhá po vsunutí dielektrika. Důvod je ten, že intenzita elektrického pole se nemění. Nemůže se měnit, neboť kondenzátor je stále připojen ke zdroji časově neproměnného napětí, který na jeho elektrodách udržuje stálé napětí a tedy i stálou hodnotu intenzity elektrického pole mezi nimi.

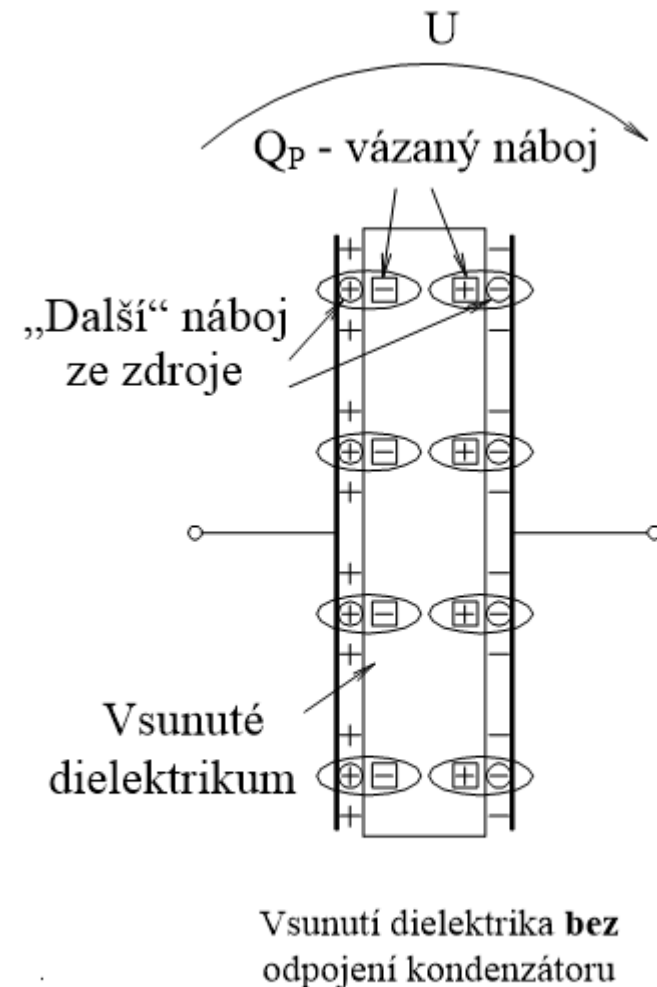


► Tedy: $\frac{D}{D_0} = \varepsilon_r$ a $C = \varepsilon_r \cdot C_0$

- **Kapacita deskového kondenzátoru se vsunutím dielektrika o relativní permitivitě $\varepsilon_r > 1$ zvětšila ε_r -krát oproti kapacitě shodného kondenzátoru, jehož dielektrikum tvoří vakuum.** Ze vztahu $C = \varepsilon_r \cdot C_0$ pak lze vyjádřit relativní permitivitu daného dielektrika jako poměr kapacit kondenzátorů s daným vsunutým dielektrikem a dielektrikem vakuum. Jednoduchou úpravou pak získáme relativní permitivitu i pomocí podílu nábojů:

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_0} = \frac{\frac{Q}{U}}{\frac{Q_0}{U}} = \frac{Q}{Q_0}$$

- kde Q_0 (C) ... volný náboj na elektrodách kondenzátoru před vsunutím dielektrika
► Q (C) ... zvětšený náboj na elektrodách po vsunutí dielektrika



- ▶ Na základě dříve uvedených vztahů můžeme pro uvažovaný deskový kondenzátor (s izotropním dielektrikem) napsat pro vektor polarizace:

$$P = \frac{M}{V} = \frac{Q_p \cdot d}{S \cdot d} = \sigma_p$$

- ▶ Kde $\sigma_p = \frac{Q_p}{S}$ je plošná hustota náboje na povrchu dielektrika ($\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$)
- ▶ Dále platí:

- ▶ a
- $$E = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S}$$
- $$C = \varepsilon_r \cdot C_0 = \frac{Q}{U}$$
- Dosadíme-li vztahy $E = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S}$ a $C = \varepsilon_r \cdot C_0 = \frac{Q}{U}$ do rovnice: pro náboj,

dostaneme:

$$Q = Q_0 + Q_p$$

$$\varepsilon_r \cdot C_0 \cdot U = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P$$

- Pro deskový kondenzátor, kde je dostaneme:

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$$

z rovnice

$$\varepsilon_r \cdot C_0 \cdot U = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P$$

$$\varepsilon_r \cdot U \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P$$

$$\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{U}{d} = \varepsilon_0 \cdot E + P$$

$$\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E = D_0 + P$$

$$D = D_0 + P$$

kde $D / \text{C.m}^{-2}$ je elektrická indukce v dielektriku ($D = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot E$)

$D_0 / \text{C.m}^{-2}$ je elektrická indukce ve vakuu ($D_0 = \varepsilon_0 \cdot E$)

Z uvedeného posledního vztahu můžeme za pomoci (2.1.6) vyjádřit polarizaci P :

$$\varepsilon_r \cdot C_0 \cdot U = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P$$

- vyjádřit polarizaci P :

$$P = \varepsilon_0 \cdot E \cdot (\varepsilon_r - 1) = \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot E$$

kde $(\varepsilon_r - 1) = \kappa$ je
dielektrická susceptibilita
daného dielektrika

- ▶ Makroskopickým pohledem na dielektrikum vložené do elektrického pole, kdy toto chápeme jako objekt reálných rozměrů jsme jednoduchou úvahou získali **vztah elektrické indukce v dielektriku D s relativní permitivitou ϵ_r , elektrické indukce ve vakuu D_0 a vektoru polarizace P .** Pro polarizaci P jsme získali výraz určující její vztah k intenzitě elektrického pole. Musíme ovšem mít na zřeteli, že získaný vztah pro indukci v takto jednoduchém tvaru platí pouze v homogenním elektrickém poli. Obecně je třeba celou záležitost psát (a chápat) vektorově.

- Při druhém – mikroskopickém – pohledu na polarizaci dielektrika jej chápeme jako systém sestávající z podřízených elementů, jimiž jsou v tomto případě nosiče elektrického náboje. Při tomto mikroskopickém pohledu se v podstatě na polarizaci dielektrika díváme jako na pružný pohyb více či méně vázaných nosičů elektrického náboje. Tyto nosiče jsou úzce vázány se základními stavebními prvky daného dielektrika. Sledujeme tedy chování dielektrika na úrovni jeho struktury. Na ní závisí možnost a rychlost pohybu nosičů elektrického náboje a také vzdálenosti, v jejichž rámci se nosiče mohou pohybovat (posouvat).

- ▶ Projevem polarizace dielektrika z mikroskopického hlediska je většinou orientace stávajících, nebo vznik nových dipólových momentů. Vše je úzkým odrazem struktury konkrétního dielektrika, zejména existence stálých (permanentních) dipólových momentů v látce.
- ▶ **Vznik nových (tzv. indukovaných) dipólových momentů** v dielektriku je výsledkem posunutí (vyvolané nejčastěji vnějším elektrickým polem) nosičů kladného a záporného elektrického náboje tak, že původně splývající těžiště kladného a záporného náboje zaujmou nové rovnovážné polohy v určité vzájemné vzdálenosti. Po skončení působení vnějšího vlivu elektrického pole, který toto posunutí vyvolal, indukované dipólové momenty zanikají – nosiče elektrického náboje se vrací na svá původní místa.

- ▶ O **orientaci již existujících dipólových momentů** hovoříme v případech, kdy vlivem druhů chemických vazeb, jimiž dané konfigurace vznikají, jsou ve struktuře daného dielektrika přítomny různě pevně vázané stálé (permanентní) dipólové momenty. Přítomnost těchto dipólových momentů není podmíněna působením vnějšího elektrického pole ani případně jiného vlivu. Znamená to, že působením vnějšího elektrického pole nové dipólové momenty nevznikají, pouze se již existující dipólové momenty orientují souhlasně s jeho směrem a částečně mění svoji velikost (zjednodušeně se hovoří o natáčení dipólů).
- ▶ **Veličinou, která charakterizuje polarizační jevy z mikroskopického hlediska** je tzv. **polarizovatelnost**, označovaná α . Udává míru změny systému dielektrika ve vnějším poli při polarizování, tedy deformabilitu (míru elektrizování).

- ▶ V lineárních dielektrikách pro velikost indukovaného elementárního dipólového momentu můžeme napsat:

$$\vec{\mu} = \alpha \cdot \vec{E}_L$$

- ▶ kde $\vec{\mu}$ je indukovaný dipólový moment částice (C.m)

$$\vec{\mu} = q \cdot \vec{d}$$

- ▶ q ... velikost náboje (C)
- ▶ $\vec{d}$... orientovaná vzdálenost posunutí nábojů (m)
- ▶ $\vec{E}_L$... intenzita elektrického pole působící v místě dipólu – tzv. intenzita lokálního pole respektujícího vzájemné interakce částic (V.m^{-1})
- ▶ α ... polarizovatelnost (F.m^2)

- Pomocí polarizovatelnosti lze vyjádřit vektor polarizace dielektrika (při předpokladu, že dielektrikum obsahuje pouze jeden druh částic – nosičů elektrického náboje), vztahem:

$$\vec{P} = n \cdot \vec{\mu} = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L$$

- kde n ... koncentrace (počet) indukovaných dipólových momentů (m^{-3})
- Pro vektor polarizace, jak bylo uvedeno $P = \varepsilon_0 \cdot E \cdot (\varepsilon_r - 1) = \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot E$ platí vztah:

$$\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

- Vyjádříme-li dielektrickou susceptibilitu vztahem $\kappa = \varepsilon_r - 1$, můžeme pro polarizaci napsat:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\varepsilon_r - 1)$$

- Porovnáním rovnic $\vec{P} = n \cdot \vec{\mu} = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L$ a $\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\varepsilon_r - 1)$ dostaneme vztah pro relativní permitivitu:

$$\varepsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\varepsilon_r - 1) = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L$$

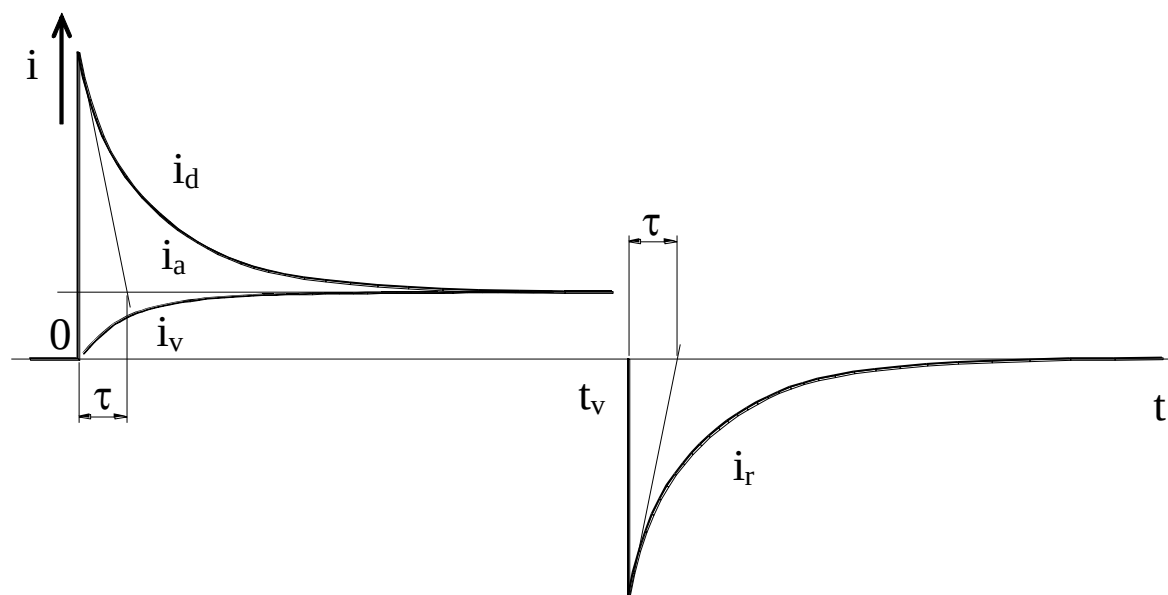
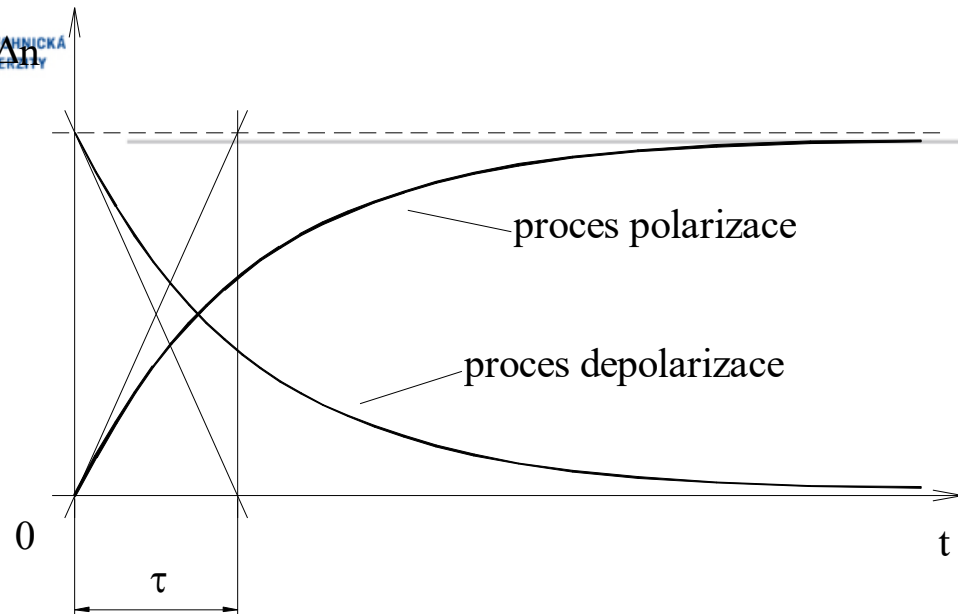
$$\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} - \varepsilon_0 \cdot \vec{E} = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L$$

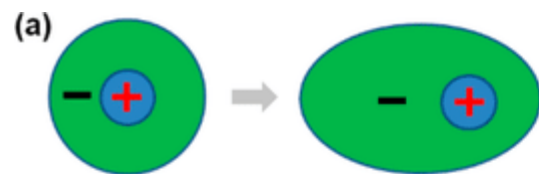
$$\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L + \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$$

$$\varepsilon_r = 1 + n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \vec{E}}$$

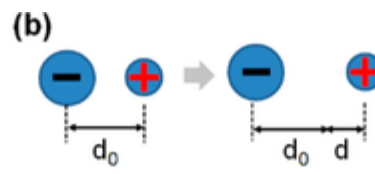
- Rovnicí $\varepsilon_r = 1 + n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \vec{E}}$ jsme dospěli ke **vztahu makro- a mikroskopických** veličin a pochopitelně také mezi **makro- a mikroskopickým pohledem na chování dielektrika**. Rovnice ukazuje, že pro **vyjádření relativní permitivity** ε_r (o níž víme že je nejdůležitější technickou „makro“ charakteristikou polarizace dielektrika) **na základě mikroskopických veličin**, je třeba nutně poznat **souvislost** mezi **lokálním vnitřním polem** E_L a středním **vnějším makroskopickým polem** E . Pod pojmem lokální pole E_L rozumíme **intenzitu elektrického pole přímo v místě konkrétního dipólového momentu**. To znamená, že toto vnitřní pole **respektuje vzájemné interakce nosičů elektrického náboje uvnitř dielektrika**. Středním – **vnějším – makroskopickým polem** E rozumíme **intenzitu vnějšího elektrického pole**. Je dána napětím, které je přiloženo na dielektrikum a daným geometrickým uspořádáním elektrod. Z uvedených skutečností jasně vyplývá **nutnost poznání vnitřního – lokálního – pole**.

V další přednášce!

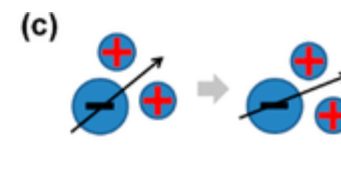




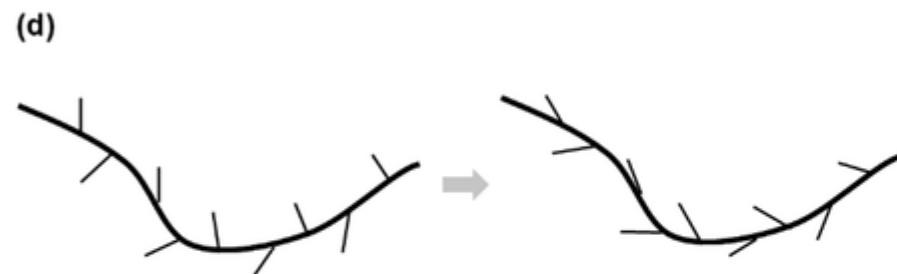
Electronic Polarization



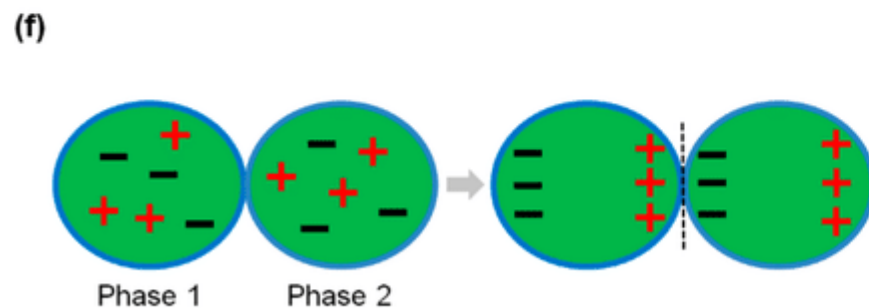
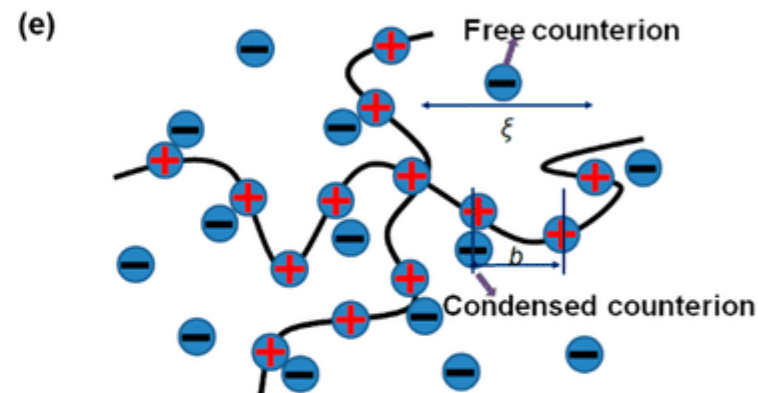
Ionic Polarization



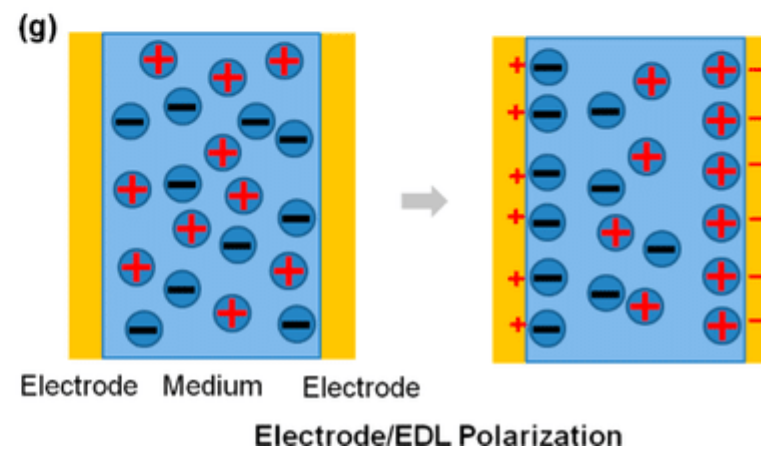
Orientation Polarization



Chain relaxation

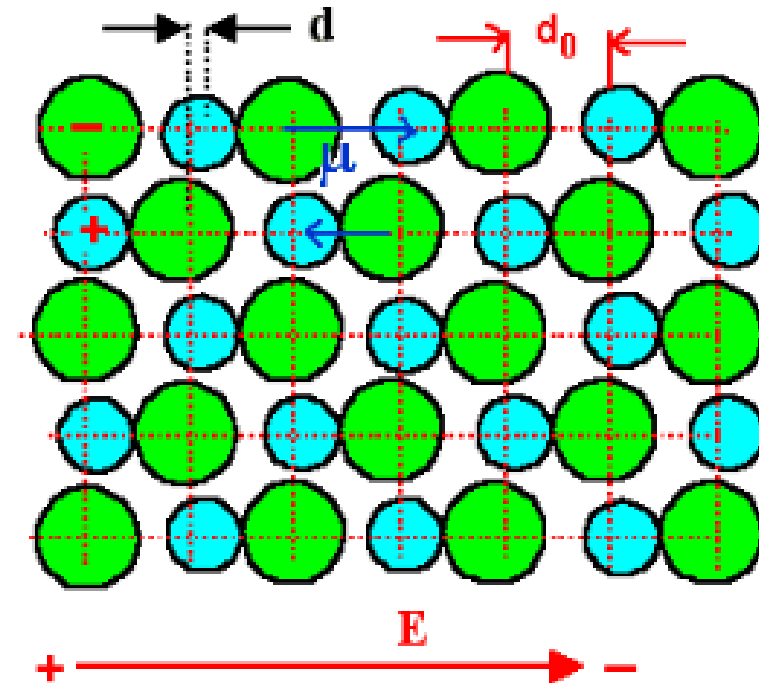
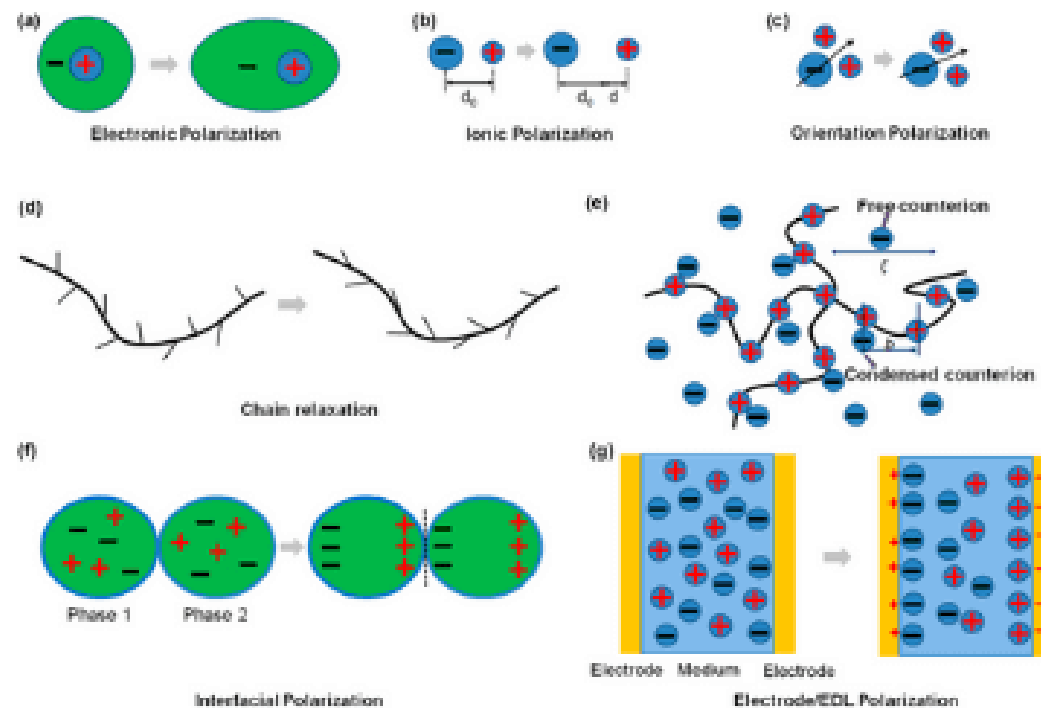


Interfacial Polarization

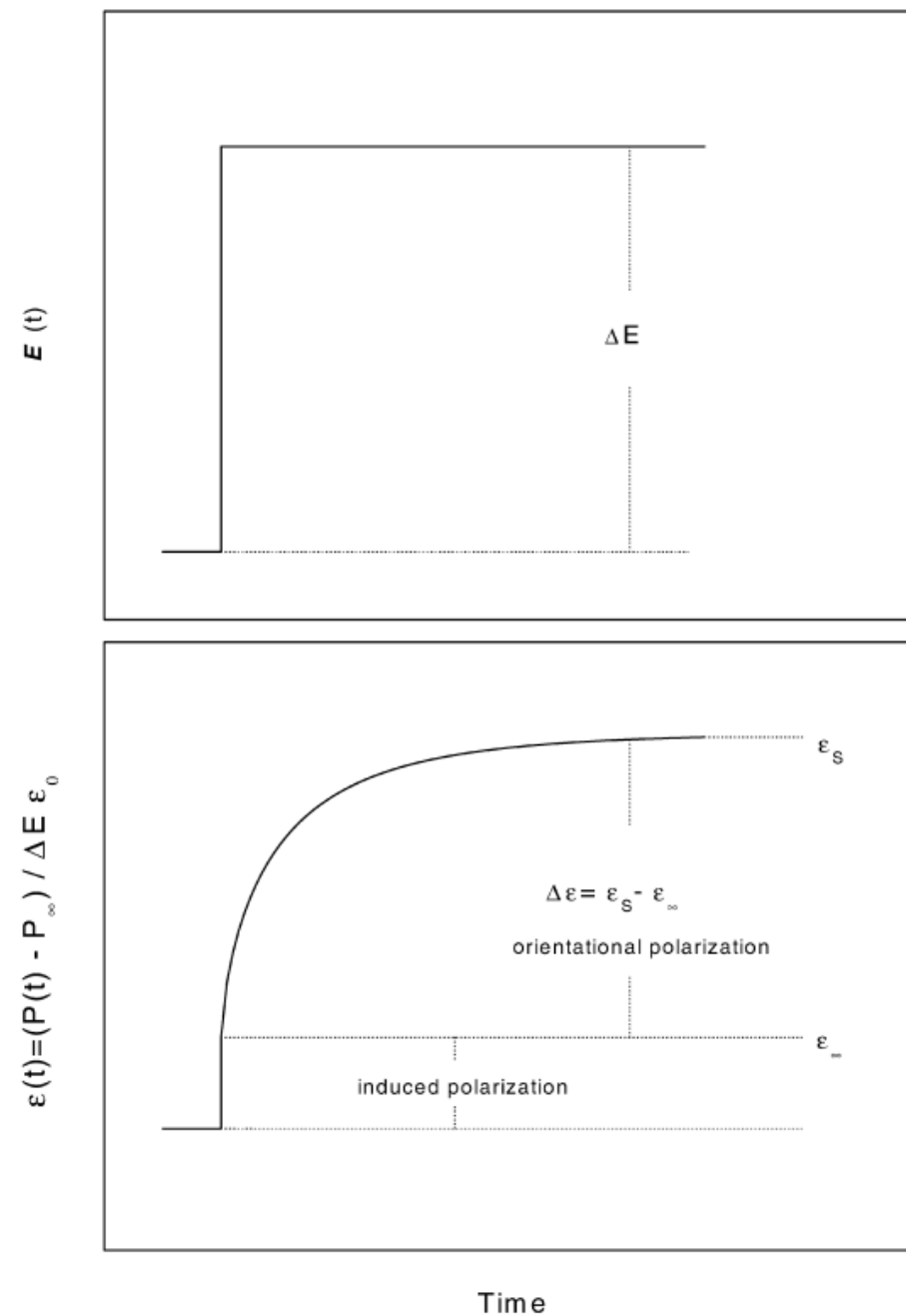


Electrode/EDL Polarization

What is Ionic Polarization?



Electrical 4 U



Zdroj: Kremer, Broadband Dielectric Spectroscopy
Springer,

Fig. 1.3. Schematic relationships between the time dependence of the electric field ΔE (small