

13 Elektrostatické javy v dielektrikách

13.1 Polarizácia dielektrika

Elektricky nevodivá látka, izolant alebo dielektrikum, obsahuje nosiče náboja podobne ako vodič. No vo vodiči sú nosiče náboja pohyblivé, zatiaľčo v dielektriku sú nabité častice viazané na pevné miesto a nemôžu sa vplyvom elektrického poľa premiestňovať. Vplyvom elektrického poľa sa dielektrikum polarizuje, stane sa elektrickým dipólom. Z makroskopického hľadiska sa polarizácia prejaví tak, že na povrchu dielektrika sa objaví **viazaný náboj**, vnútri sa náboje vzájomne zrušia. Tento elektrický náboj nemôžeme priamo merať, nemôžeme ho ani odobrať, preto sa preň používa názov viazaný elektrický náboj. Je to elektrický náboj, ktorý je súčasťou atómov, resp. molekúl daného dielektrika. Výsledkom polarizácie je, že v dielektriku je menšie elektrické pole, ako pole, čo ho vyvolalo.

Urobme si pokus s rovinným vzduchovým kondenzátorom. Ak nabijeme kondenzátor nábojom Q bude medzi doskami napätie U . Kapacita takéhoto kondenzátora je potom C_0 (12.27). Ak do kondenzátora teraz vložíme dielektrikum, zistíme, že kapacita kondenzátora sa zvýši. Ako kvantitatívny parameter na vyjadrenie parametrov dielektrík definoval Faraday **relatívnu permitivitu** ε_r ako pomer kapacity kondenzátora C vyplneného dielektrikom a kapacity C_0 toho istého vákuového (vzduchového) kondenzátora

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_0}. \quad (13.1)$$

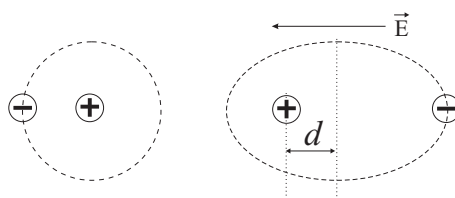
Jej hodnota závisí od druhu dielektrika a aj od jeho stavu. Niektoré hodnoty relatívnej permitivity sú uvedené v tabuľke 13.1.

Dielektrikum sa skladá z atómov a molekúl a tie z elektricky nabitých častíc

Tabuľka 13.1: Hodnoty relatívnej permitivity pre niektoré dielektriká.

Dielektrium	ϵ_r	Dielektrium	ϵ_r
vákuum	1	polystyrén	2,4
vzduch	1,006	plexisklo	3,4 - 4
teflón	2,1	sklo	5 - 8
porcelán	5,5 - 6,5	voda	81,6

- elektrónov a kladných jadier. Kladné a záporné náboje atómov sa navzájom kompenzujú, takže atóm ako celok je elektricky neutrálny. Pohyb atómov je viazaný na vzdialenosti rádovo desiatky nanometrov. Vplyvom silového pôso-

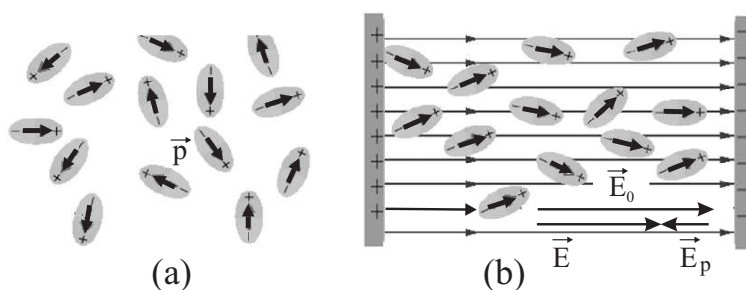


Obrázok 13.1: Polarizácia atómu v elektrostatickom poli.

benia vonkajšieho elektrického poľa sa kladné jadro posunie v smere intenzity elektrického poľa E a elektróny atómového obalu sa posunú opačným smerom (obr. 13.1). Pri polarizácii atómov hovoríme o **atómovej polarizácii**. Výsledkom je vznik **elektrického dipólu** s nábojom $+Q$ (náboj jadra) a $-Q$ (celkový náboj elektrónov), ktoré sú vo vzdialenosti d (kapitola 12.8 Elektrický dipól). Elektrický moment tohto dipólu je $p = Qd$. Táto hodnota je úmerná intenzite vonkajšieho poľa, pretože s intenzitou rastie úmerne i vzdialenosť d .

K podobnému efektu dochádza i v prípade molekuly vo vonkajšom elektrickom poli. Tu však musíme rozlišovať molekuly, ktoré sa svojou stavbou podobajú atómom a bez prítomnosti vonkajšieho poľa nemajú žiadny elektrický dipólový moment - **nepolárne molekuly** (napr. molekula vodíka, kyslíka a dusíka). Polarizácia týchto molekúl prebieha podobne ako atómová polarizácia. Na druhej strane existujú molekuly, ktoré svojou nesymerickou stavbou sa vyznačujú elektrickým dipólovým momentom a nazývame ich **polárne molekuly** (napr. HCl , H_2O , C_2H_5OH a pod.). Bez vonkajšieho elektrického poľa sa orientácia polárnych molekúl vplyvom zrážok neustále mení a stredná hodnota výsledného elektrického dipólového momentu molekúl sa rovná nule (obr. 13.2(a)). Vplyvom vonkajšieho poľa sa hlavne zmení dĺžka

dipólu, takže sa zväčší aj jej elektrický dipólový moment o určitú hodnotu. Vo vonkajšom elektrickom poli na každý dipól pôsobí otáčavý moment (12.22), ktorý sa ho snaží natočiť v smere intenzity (obr. 13.2(b)). Vplyvom tepelného pohybu molekúl je tento účinok marený, a preto je možný len istý stupeň **orientačnej polarizácie**. V prípade dostatočne silného elektrického poľa sa natočia elektrické dipólové momenty všetkých molekúl do smeru elektrického poľa a orientačná polarizácia sa už nedá ďalej zvyšovať. Z teórie vyplýva, že stredná hodnota polarizácie polárneho dielektrika je nepriamoúmerná teplote. Čím je teplota vyššia, tým viac bude chaotický tepelný pohyb prekážať orientácii molekulárnych dipólov a polarizácia bude menšia.



Obrázok 13.2: Polárne dielektrikum (a) bez prítomnosti a (b) orientované v smere elektrostatického poľa E_0 (E_p - elektrické pole vzniknuté vplyvom polarizácie, E - výsledné elektrické pole v dielektriku).

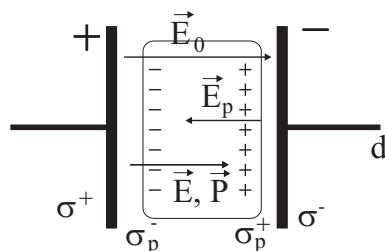
Opísané javy v predošlom odseku sa súhrne nazývajú polarizácia dielektrika. Na kvantitatívne charakterizovanie polarizácie v určitom bode dielektrika definujeme **vektor polarizácie** vzťahom

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{\Delta V}, \quad (13.2)$$

kde $\sum_i \vec{p}_i$ predstavuje vektorový súčet všetkých elementárnych elektrických dipólových momentov nachádzajúcich sa v danom objemovom elemente ΔV dielektrika. Vektor polarizácie je funkciou priestorových súradníc a v dielektriku je definované pole tohto vektora. Jeho rozmer je ($C/m^2 = A \cdot s/m^2$). Polarizácia dielektrika sa prejavuje ako existenciou viazaného náboja na povrchu dielektrika (obr. 13.3). Ak označíme plošnú hustotu viazaného náboja σ_p , potom normálová zložka vektora polarizácie k zvolenej ploche na povrchu alebo vo vnútri dielektrika sa rovná plošnej hustote viazaného náboja σ_p

$$P_n = \sigma_p. \quad (13.3)$$

13.2 Elektrické pole v dielektriku



Obrázok 13.3: Kondenzátor s dielektrikom.

Pre správne pochopenie vzniku elektrického poľa v dielektriku si dôkladnejšie preberieme prípad dielektrickej platne medzi doskami rovinného kondenzátora. Ak vzduchový kondenzátor kapacity C_0 pripojíme k zdroju napätia potom sa na jeho elektródach nahromadí **voľný elektrický náboj** $Q_0 = C_0 U$ s plošnou hustotou $\sigma_0 = Q_0/S$. Voláme ho voľný náboj preto, lebo je to elektrický náboj, ktorý môžeme priviesť alebo odobrať, teda aj priamo merať. Intenzita elektrického poľa v kondenzátore bude

$$E_0 = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} . \quad (13.4)$$

Po vložení dielektrika (13.1) hrúbky d , ktoré vyplní celý priestor kondenzátora, zvýši sa jeho kapacita z C_0 na

$$C = \varepsilon_r C_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{S}{d} . \quad (13.5)$$

Na okrajoch dielektrika vznikne viazaný náboj σ_p opačného znamienka ako voľný náboj na elektróde. Viazaný náboj bude vytvárať nové elektrické pole opačného smeru (E_p) ako to, čo ho vyvolalo (obr. 13.3). Elektrické pole v dielektriku je superpozíciou dvoch polí, a to vonkajšieho poľa od voľného elektrického náboja E_0 a elektrického poľa od viazaného elektrického náboja $E_p = \sigma_p/\varepsilon_0$. Výsledné elektrické pole v dielektriku je

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p \quad E = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} - \frac{\sigma_p}{\varepsilon_0} . \quad (13.6)$$

V dôsledku toho je vo vnútri dielektrika intenzita E výsledného poľa menšia ako intenzita vonkajšieho poľa. Jej hodnota sa dá vyjadriť pomocou relatívnej permitivity ako

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon_r} . \quad (13.7)$$

Na základe predošlých vzťahov a zavedením novej konštanty **elektrickej susceptibility** $\kappa = \varepsilon_r - 1$ sa dá veľkosť elektrického poľa od viazaných nábojov v dielektriku vyjadriť nasledujúco

$$E_p = \kappa E_0 . \quad (13.8)$$

Ďalšími úpravami sa dá ukázať, že plošná hustota viazaného náboja sa dá vyjadriť ako

$$\sigma_p = P = \sigma_0 (\varepsilon_r - 1) = \varepsilon_0 \kappa E . \quad (13.9)$$

Coulombov zákon (12.2) sme si definovali pre dva elektrické náboje umiestnené vo vákuu. Pokiaľ sú náboje umiestnené v dielektrickom prostredí, situácia sa mierne skomplikuje, lebo elektrický náboj vytvára elektrické pole, ktoré následne polarizuje okolité dielektrikum. Výslednú silu dokážeme spočítať pomocou Gaussovej vety (12.8), určenia viazaného náboja (13.9) a nakoniec informácie, že intenzita v dielektriku (13.7) je ε_r -krát menšia. Teda sila medzi dvoma nábojmi v dielektriku sa počíta pomocou Coulombovho zákona deleného relatívnou permitivitou dielektrika, čiže

$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \frac{Q_1 Q_2}{r^3} \vec{r} . \quad (13.10)$$

13.3 Vektor elektrickej indukcie a energia elektrického poľa

Okrem vektora intenzity elektrického poľa \vec{E} a polarizácie \vec{P} je pre elektrické pole definovaný aj **vektor elektrickej indukcie** \vec{D} . Pomocou tohto vektora sa dá jednoduchšie vyjadriť elektrické pole v dielektriku. Definovaný je vzťahom

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} . \quad (13.11)$$

Rozmer D je (C/m^2). Z predchádzajúcich úvah vieme, že polarizácia \vec{P} odpovedá plošnej hustote viazaného náboja σ_p (13.3). Teda vektor polarizácie sa dá zapísať ako $\vec{P} = \varepsilon_0 \kappa \vec{E}$ (13.9). Zavedením označenia $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ sa dá vzťah (13.11) zjednodušené zapísať nasledujúco

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} . \quad (13.12)$$

Táto rovnica patrí medzi materiálové rovnice Maxwellových rovníc.

Vo vákuu, v ktorom nie sú iné atómy alebo nosiče náboja, je $\vec{P} = \vec{0} C/m^2$ a z definície (13.12) zostáva iba tvar

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}. \quad (13.13)$$

Štúdiom procesu nabíjania kondenzátora sme ukázali, že energia nabitého kondenzátora s elektrickou kapacitou C , na ktorého doskách je napätie U , je daná vzťahom $W = C U^2/2$ (12.34). Majme doskový kondenzátor s plochou dosiek S , vzdialených o d a nech priestor kondenzátora je plne vyplnený dielektrikom relatívnej permitivity ε_r . Po dosadení vyjadrenia elektrickej kapacity (13.5) a napätia $U = E d$ dostávame pre energiu nabitého kondenzátora s dielektrikom vzťah

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{d} (E d)^2 = \frac{1}{2} E(\varepsilon E)(S d) \\ W &= \frac{1}{2} E D V = w_e V, \end{aligned}$$

kde sme zaviedli hustotu energie elektrického poľa v materiálovom prostredí ako $w_e = \frac{1}{2} E D$, pričom objem kondenzátora je $V = S d$. Vo vektorovom tvare pre **hustotu energie elektrického poľa** platí všeobecný vzťah

$$w_e = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D}. \quad (13.14)$$