Vážení zákazníci,

dovolujeme si Vás upozornit, že na tuto ukázku knihy se vztahují autorská práva, tzv. copyright.

To znamená, že ukázka má sloužit výhradně pro osobní potřebu potenciálního kupujícího (aby čtenář viděl, jakým způsobem je titul zpracován a mohl se také podle tohoto, jako jednoho z parametrů, rozhodnout, zda titul koupí či ne).

Z toho vyplývá, že není dovoleno tuto ukázku jakýmkoliv způsobem dále šířit, veřejně či neveřejně např. umisťováním na datová média, na jiné internetové stránky (ani prostřednictvím odkazů) apod.

redakce nakladatelství BEN – technická literatura
redakce@ben.cz

kapitola 2

ZÁKLADNÍ ASPEKTY FYZIKY DIELEKTRIK

2.1 Interakce elektrického pole a látek

Interakce elektrického pole a látek začne v okamžiku, kdy látku vložíme do elektrického pole. V případě dielektrika začnou v tomto okamžiku probíhat v látce děje, které nazýváme polarizačními procesy. Jelikož, jak bylo řečeno dříve, jsou dielektrika látkami schopnými v této situaci tvorby vlastního vnitřního elektrického pole, jsou tyto polarizační děje závislé na stavbě a struktuře dané látky. Jestliže se tedy zabýváme interakcí elektrického pole a dielektrika, sledujeme vlastně **průběh polarizačních jevů** probíhajících po vložení těchto látek do elektrického pole. Toto sledování můžeme obecně provádět **dvěma způsoby**.

Jednak lze polarizační jevy zkoumat z **makroskopického hlediska**, 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**.

Ve druhém případě sledujeme polarizaci dielektrika z **mikroskopického hlediska.** Na základě znalosti jeho struktury hledáme fyzikální podstatu polarizačních jevů probíhajících „uvnitř“ dielektrika a hledáme tak příčinu odezev pozorovatelných z makroskopického pohledu. Zajímají nás elementární částice – nosiče elektrického náboje a jejich elektrizování. Polarizaci zde chápeme jako **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.

2.1.1 Makroskopické hledisko na polarizaci dielektrika

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** $\vec{P}$ **[**C·m^{-2}**]**, který charakterizuje polarizované dielektrikum. Definujeme jej jako objemovou hustotu dipólového momentu:

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta \vec{M}}{\Delta V} \qquad \textbf{(2.1.1)}$$

kde $\Delta \vec{M}$ je dipólový moment objemového elementu ΔV, orientovaný s ohledem na strukturu dielektrika a její symetrii i orientaci vektoru intenzity elektrického pole působícího na dielektrikum $\vec{E}$ (v izotropních dielektrikách je $\vec{P} \| \vec{M}$ [C·m]

ΔV je objemový element látky [m^3]

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

$$\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \qquad \textbf{(2.1.2)}$$

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 $8{,}854 \cdot 10^{-12}$ F·m^{-1}

Pro vektor elektrické indukce platí:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \qquad \textbf{(2.1.3)}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \qquad \textbf{(2.1.4)}$$

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 (2.1.2) a (2.1.4) do (2.1.3), dostaneme:

$$\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \qquad \textbf{(2.1.5)}$$

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

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa \qquad \textbf{(2.1.6)}$$

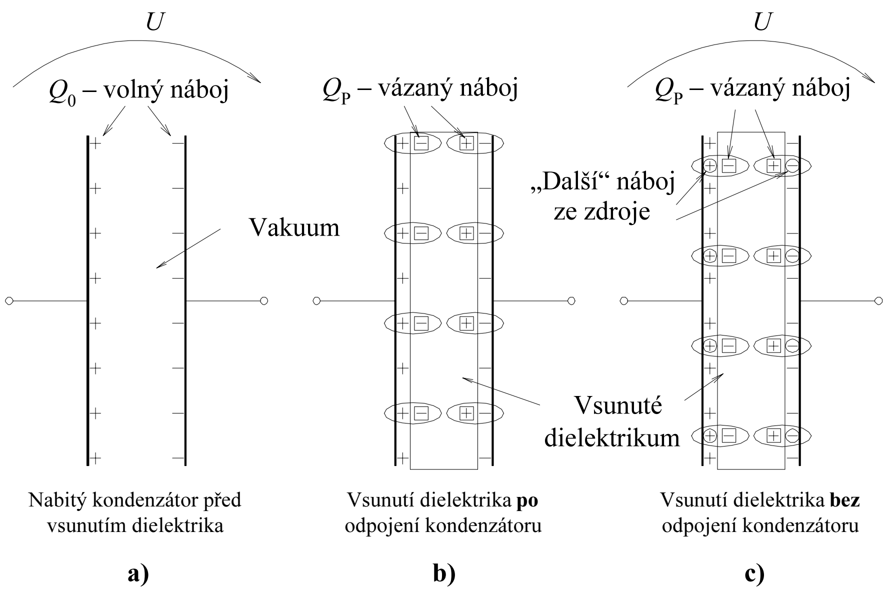
Při makroskopickém pohledu na chování dielektrik ve vnějším elektrickém poli vidíme, že jednou z nejdůležitějších veličin je relativní permitivita ε_r.

Pro přiblížení makroskopického hlediska chování dielektrika ve vnějším elektrickém poli použijeme jednoduchý příklad deskového kondenzátoru (podle *obr. 2.1.1*). Při změnách podmínek jednak mezi jeho elektrodami a dále přiloženého napětí na tyto elektrody budeme sledovat vývoj poměrů na tomto kondenzátoru. 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:

$$Q_0 = C_0 \cdot U \qquad \textbf{(2.1.7)}$$

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):

$$E = \frac{U}{d} \qquad \textbf{(2.1.8)}$$



Obr. 2.1.1 Dielektrikum ve vnějším elektrickém poli

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

$$C_0 = \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \qquad \textbf{(2.1.9)}$$

kde S je plocha elektrod [m^2]
d je vzdálenost elektrod [m]

Dosadíme-li tento vztah do upraveného vztahu pro intenzitu elektrického pole (2.1.8) a použijeme-li rovnici (2.1.7) dostaneme:

$$E = \frac{Q_0}{C_0 \cdot d} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot d} = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \qquad \textbf{(2.1.10)}$$

kde σ_0 je plošná hustota elektrického náboje na elektrodách [C·m^{-2}].

Z tohoto vztahu (2.1.10) plyne, že

$$\varepsilon_0 \cdot E = \sigma_0 \qquad \textbf{(2.1.11)}$$

a je patrné, porovnáním s (2.1.4), že elektrická indukce D_0 se rovná plošné hustotě náboje:

$$D_0 = \sigma_0 \qquad \textbf{(2.1.12)}$$

Po ukončení prvé fáze našeho pokusu (*obr. 2.1.1a*) 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 (*obr. 2.1.1b*);

2 dielektrikum vsuneme mezi elektrody bez odpojování kondenzátoru od zdroje napětí (*obr. 2.1.1c*).

1) V **prvém 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 $\Psi = \int_S \mathrm{D} \cdot d\mathrm{S}$). Znamená to, že tedy v tomto případě musí být obě hodnoty elektrických indukcí stejné. Tím je

$$D_0 = D' \qquad \textbf{(2.1.13)}$$

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

$$\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E' = \varepsilon_0 \cdot E \qquad \textbf{(2.1.14)}$$

E zde označuje původní intenzitu elektrického pole mezi elektrodami kondenzátoru před vsunutím dielektrika. Jednoduchou úpravou výrazu (2.1.14) dostaneme rovnici vyjadřující vztah intenzit elektrického pole mezi elektrodami před a po vsunutí dielektrika:

$$E' = \frac{E}{\varepsilon_r} \qquad \textbf{(2.1.15)}$$

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 blízká).

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:

$$Q = Q_0 + Q_p \tag{2.1.16}$$

Pro kapacitu kondenzátoru potom platí:

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{Q_0 + Q_p}{U} = \frac{Q_0 + Q_p}{Q_0} \cdot \frac{Q_0}{U} = \frac{\sigma_0 + \sigma_p}{\sigma_0} \cdot C_0 = \frac{D}{D_0} \cdot C_0 \tag{2.1.17}$$

kde D_0 je hodnota elektrické indukce [C·m^{-2}] před vsunutím dielektrika:

$$D_0 = \varepsilon_0 \cdot E \tag{2.1.18}$$

a D je hodnota elektrické indukce [C·m^{-2}] po vsunutí dielektrika mezi elektrody kondenzátoru:

$$D = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot E \tag{2.1.19}$$

Ve vztazích (2.1.18) a (2.1.19) 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.

Dělíme-li rovnici (2.1.19) rovnicí (2.1.18) dostaneme:

$$\frac{D}{D_0} = \varepsilon_r \tag{2.1.20}$$

Podle tohoto vztahu nahradíme podíl D/D_0 v rovnici (2.1.17) a dostaneme

$$C = \varepsilon_r \cdot C_0 \tag{2.1.21}$$

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 (2.1.21) pak lze vyjádřit relativní permitivitu daného dielektrika jako poměr kapacit kondenzátoru s daným vsunutým dielektrikem a dielektrikem vakuum. Jednoduchou úpravou pak získáme relativní permitivitu i pomocí podílu nábojů:

$$\varepsilon_\mathrm{r} = \frac{C}{C_0} = \frac{\dfrac{Q}{U}}{\dfrac{Q_0}{U}} = \frac{Q}{Q_0} \tag{2.1.22}$$

kde Q_0 je volný náboj na elektrodách kondenzátoru před vsunutím dielektrika [C]

Q je zvětšený náboj na elektrodách po vsunutí dielektrika [C]

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

$$P = \frac{M}{V} = \frac{Q_\mathrm{p} \cdot d}{S \cdot d} = \sigma_\mathrm{p} \tag{2.1.23}$$

kde $\sigma_\mathrm{p} = \dfrac{Q_\mathrm{p}}{S}$ je plošná hustota náboje na povrchu dielektrika [C·m^{-2}].

Dále platí:

$$E = \frac{Q_0}{\varepsilon_0 \cdot S} \tag{2.1.24}$$

a

$$C = \varepsilon_\mathrm{r} \cdot C_0 = \frac{Q}{U} \tag{2.1.25}$$

Dosadíme-li vztahy (2.1.24) a (2.1.25) do rovnice (2.1.16) pro náboj,

$$Q = Q_0 + Q_\mathrm{p}$$

dostaneme:

$$\varepsilon_\mathrm{r} \cdot C_0 \cdot U = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P \tag{2.1.26}$$

Pro deskový kondenzátor, kde je $C_0 = \varepsilon_0 \cdot \dfrac{S}{d}$, z rovnice (2.1.26) dostaneme:

$$\varepsilon_\mathrm{r} \cdot U \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{S}{d} = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S + S \cdot P$$

$$\varepsilon_\mathrm{r} \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{U}{d} = \varepsilon_0 \cdot E + P$$

$$\varepsilon_\mathrm{r} \cdot \varepsilon_0 \cdot E = D_0 + P$$

$$D = D_0 + P$$

kde D je elektrická indukce v dielektriku ($D = \varepsilon_0 \varepsilon_\mathrm{r} E$) [C·m^{-2}]

D_0 je elektrická indukce ve vakuu ($D_0 = \varepsilon_0 E$) [C·m^{-2}]

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

$$P = \varepsilon_0 \cdot E \cdot (\varepsilon_r - 1) = \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot E \qquad \textbf{(2.1.27)}$$

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.

2.1.2 Mikroskopické hledisko na polarizaci dielektrika

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 (permanentní) 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).

Pro velikost indukovaného elementárního dipólového momentu můžeme napsat:

$$\vec{\mu} = \alpha \cdot \vec{E}_L \tag{2.1.28}$$

kde $\vec{\mu}$ je indukovaný dipólový moment částice [C·m].

$$\vec{\mu} = q \cdot \vec{d} \tag{2.1.29}$$

kde q je velikost náboje [C]

$\vec{d}$ je orientovaná vzdálenost posunutí nábojů [m]

$\vec{E}_L$ je intenzita elektrického pole působící **v místě** dipólu – tzv. intenzita **lokálního pole** respektujícího vzájemné interakce částic [V·m^{-1}]

α je polarizovatelnost [F·m^2]

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

$$\vec{P} = n \cdot \vec{\mu} = n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \tag{2.1.30}$$

kde n je koncentrace (počet) indukovaných dipólových momentů [m^{-3}].

Pro vektor polarizace, jak bylo uvedeno (2.1.27) platí vztah:

$$\vec{P} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \tag{2.1.31}$$

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

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\varepsilon_r - 1) \tag{2.1.32}$$

Porovnáním rovnic (2.1.30) a (2.1.32) dostaneme vztah pro relativní permitivitu:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot (\varepsilon_r - 1) &= n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \\ \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} - \varepsilon_0 \cdot \vec{E} &= n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \\ \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} &= n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L + \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \end{aligned} \tag{2.1.33}$$

$$\varepsilon_r = 1 + n \cdot \alpha \cdot \vec{E}_L \cdot \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot \vec{E}} \tag{2.1.34}$$

Rovnicí (2.1.34) 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** $\varepsilon_{\mathbf{r}}$ (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**.

2.1.3 Vnitřní lokální pole v dielektriku

Jak vyplynulo z předchozího odstavce, musíme znát, chceme-li určit relativní permitivitu na základě mikroskopických veličin (vztah (2.1.34)), nejen polarizovatelnost dané látky, ale také intenzitu tzv. lokálního pole, které respektuje vzájemné interakce nosičů elektrického náboje, jejich vzájemné ovlivňování včetně superpozice s vnějším elektrickým polem. Musíme totiž respektovat, že částice není sama v prázdném prostoru, ale že je obklopena velkým počtem dalších částic, jejichž vliv se superponuje na vliv středního makroskopického pole. Jedná se o vzájemné interakce jimiž částice ovlivňují své okolí.

Vnitřní lokální pole tedy respektuje vzájemné interakce částic. Má **dvě složky** – složku **středního vnějšího makroskopického pole** (daného napětím na materiálu a geometrií elektrod) a složku danou **vektorovým součtem elektrických polí všech částic obklopujících uvažovanou částici.**

Z existujících postupů pro určení lokálního pole se nejčastěji používá způsob odvozený fyzikem H. A. Lorentzem – odtud mnohdy používané označení „**Lorentzovo lokální pole**“.

Henrik Antoon Lorenz (1852–1928) byl Holanďan. Narodil se v Arnhemu. Studoval v Leidenu, kde pak dlouhá léta působil jako profesor teoretické fyziky. V roce 1902 obdržel Nobelovu cenu za fyziku.

Lorentz při výpočtu lokálního vnitřního pole nejprve kolem uvažované částice opsal pomyslnou kouli o poloměru R. Tento poloměr musí být tak velký, aby bylo možné prostředí vně koule považovat za izotropní s makroskopickými vlastnostmi. Musí být možné nahradit vliv jednotlivých částic ležících mimo kouli působením spojitého makroskopického prostředí. Zároveň však musí být poloměr R podstatně menší než je vzdálenost elektrod. **Intenzitu lokálního pole** potom určíme jako **vektorový součet tří** následujících **složek**:

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \qquad \textbf{(2.1.35)}$$

kde $\vec{E}$ je intenzita středního makroskopického pole [V·m^{-1}]

$\vec{E}_1$ je intenzita elektrického pole od částic vně koule [V·m^{-1}]

$\vec{E}_2$ je intenzita elektrického pole od částic uvnitř koule [V·m^{-1}]

Při výpočtu $\vec{E}_1$ předpokládáme, že uvnitř koule nejsou žádné částice (uvažovaná částice je tedy v prostředí, kde je $\varepsilon_r = 1$) a prostředí mimo kouli je izotropní. Intenzita $\vec{E}_1$ je potom dána vektorovým součtem intenzit $d\vec{E}$, které jsou vytvořeny náboji dQ rozloženými na elementárních ploškách $d\vec{S}$ tvořících povrch koule. Protože předpokládáme, že prostředí vně koule je izotropní, je směr vektoru polarizace $\vec{P}$ tohoto prostředí totožný se směrem vektoru intenzity středního vnějšího makroskopického pole $\vec{E}$. Z této skutečnosti následně vyplývá, že plošná hustota náboje na povrchu koule (způsobená polarizací částic mimo kouli) je dána vztahem:

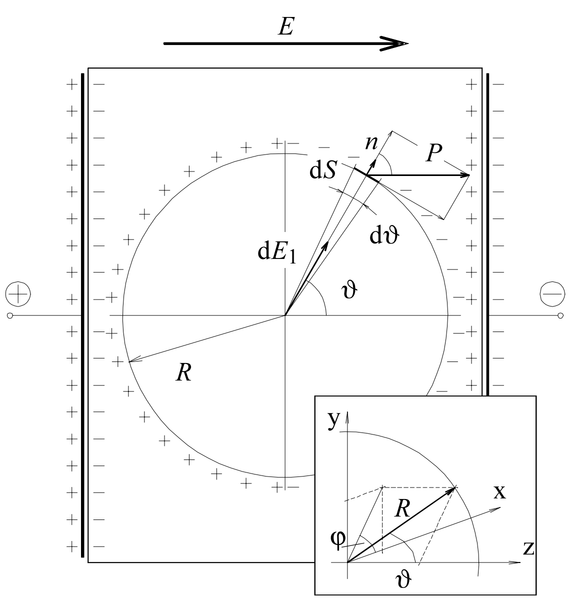
$$\sigma_P = P_n = P \cdot \cos\vartheta \qquad \textbf{(2.1.36)}$$

kde P_n je normálová složka vektoru polarizace $\vec{P}$ [C·m^{-2}]

ϑ je úhel mezi vektorem $\vec{E}$ a normálovým vektorem plošky dS směřujícím ven z koule (*obr. 2.1.2*).

Pro elementární náboj dQ na plošce dS platí:

$$dQ = \sigma_P \cdot dS \qquad \textbf{(2.1.37)}$$



Obr. 2.1.2 Výpočet lokálního pole podle H. A. Lorentze