

1 Поларизација диелектрика и врсте поларизације

Диелектрични материјали су изолатори са специфичном отпорношћу од $10^6 \Omega\text{m}$ до $10^{18} \Omega\text{m}$. Код њих се електрони и на температури апсолутне нуле налазе искључиво у валентној зони, а на собној температури проводна зона је практично без електрона.

Способност поларизације је од основног значаја за понашање диелектричних материјала.

Под утицајем спољашњег електричног поља центри позитивног и негативног наелектрисања унутар сваког елементарног конституента (атома, молекула ...) се или почињу раздвајати (уколико су се пре деловања поља поклапали) или се још више раздвајају (уколико су се пре деловања поља били раздвојени). Сваки елемент запремине диелектрика (атом, молекул ...) са помереним центрима позитивног и негативног наелектрисања поседује **диполни моменат**¹, који тежи да заузме положај са минималном потенцијалном енергијом, под утицајем спољашњег хомогеног електричног поља. Диелектрик са диполним моментом у сваком елементу своје запремине је поларизовани диелектрик.

Битне карактеристике диелектричних материјала су везане за способност поларизације при чему се разликују три основна типа:

1. ЕЛЕКТРОНСКА ПОЛАРИЗАЦИЈА

2. ЈОНСКА ПОЛАРИЗАЦИЈА

3. ОРИЈЕНТАЦИЈСКА ПОЛАРИЗАЦИЈА

1. Електронска поларизација диелектрика се јавља услед померања центра еквивалентног негативног наелектрисања (електрона у електронским орбиталама атома, као делова молекула) у односу на центар еквивалентног позитивног наелектрисања (које извире из свих језгара атома молекула конституента диелектрика). Најизразитија је код **диелектрика са неполарним молекулима** (код којих се центри позитивног и негативног наелектрисања поклапају). Ова поларизација је својствена свим диелектрицима, без обзира да ли су органског или неорганског порекла и којег су агрегатног стања. Она доводи до изразитих изолаторских својстава са релативном диелектричном константом $\epsilon < 3$, а специфичном отпорношћу $\rho > 10^{14} \Omega\text{m}$.

2. Јонска поларизација је својствена само диелектрицима са јонском кристалном структуром. Она настаје услед померања позитивно и негативно наелектрисаних јона из равнотежног положаја (унутар кристала), када се диелектрик налази у спољашњем електричном пољу. Она доводи до значајних изолаторских својстава са релативном диелектричном константом $\epsilon < 10$, а специфичном отпорношћу $10^{10} \Omega\text{m} < \rho < 10^{14} \Omega\text{m}$.

3. Оријентациона поларизација је својствена само диелектрицима са сталним диполним моментима. Стални диполни моменти теже да заузму положаје са минималном потенцијалном енергијом у спољашњем електричном пољу, односно да са својим правцем и правцем спољашњег поља образују најмањи могући угао. Оваквом оријентисању супротставља се *топлотно кретање*, па неће ни у једном тренутку сви диполни моменти бити исто оријентисани. Међутим, у сваком тренутку највећи број диполних момената има компоненту у правцу и смеру јачине поља. Зато је једна страна хомогеног диелектрика позитивно, а друга негативно наелектрисана. Оријентациона

¹ Дипол је систем од две једнаке количине електрицитета (q) супротног знака на извесном растојању (l). Диполни моменат је векторска величина и скаларно је једнака производу апсолутне вредности количине електрицитета q и растојања l . Правац јој је линија која спаја наелектрисања, а смер јој је од негативног ка позитивном наелектрисању.

поларизација доводи до релативно слабих изолаторских својстава са релативном диелектричном константом $\epsilon > 10$, а специфичном отпорношћу $10^6 \Omega \text{m} < \rho < 10^{10} \Omega \text{m}$.

Овој подели се може додати и још једна врста поларизације, а то је **атомска поларизација**. Она се јавља приликом прерасподеле негативног наелектрисања између атома који образују молекуле диелектрика. Том приликом неки атоми у молекулу поседују вишак негативног, а неки вишак позитивног наелектрисања у односу на стање када су били међусобно одвојени.

Када се диелектрик изнесе из спољашњег поља, у највећем броју случајева, у њему неће бити раздвојеног макроскопског наелектрисања: наелектрисања неполарних молекула вратиће се у своје стабилне положаје и молекули неће имати диполне моменте; диполни моменти поларних молекула ће бити оријентисани у свим правцима и њихов векторски збир биће једнак нули. У диелектрицима могу да постоје и слободна наелектрисања, а познати примери за њих су пластика и стакло (који се наелектришу трљањем).

Могућ је прилаз према коме би се диелектрици делили на **гасовите**, **течне** и **чврсте** (у које спадају и течни кристали), према агрегатном стању у коме се материјал налази.

Ако извршимо поделу према основим релевантним особинама и могућностима примене, онда имамо две врсте диелектрика. То су **активни** и **пасивни диелектрици**.

1. Представници **пасивних диелектрика** су **парадиелектрици**. Основна карактеристика парадиелектрика је да у спољашњем статичком пољу поларизација линеарно пропорционална јачини резултујућег електричног поља. Код њих доминира оријентациона поларизација.

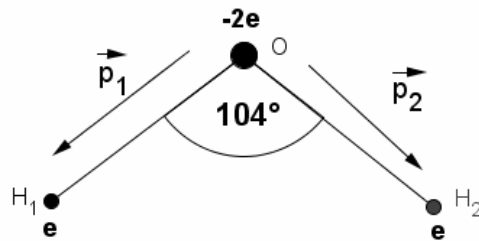
2. Представници **активних диелектрика** су:

- **Фероелектрици** (код којих се поларизација одвија на пример услед уређивања одређених елемената у кристалној решетки, који нису били уређени у одређеном температурном интервалу)
- **Пиезоелектрици** (код којих се поларизација одвија услед механичких напрезања)
- **Пироелектрици** (код којих се поларизација одвија услед загревања или хлађења)
- **Електрети** (код којих се поларизација одвија „замрзавањем“ центара позитивног и негативног наелектрисања хлађењем или осветљавањем диелектрика у јаком константном спољашњем електричном пољу)

2 Оријентациона поларизација и Ланжевенова функција

2.1 Оријентациона поларизација

Оријентациона поларизација је својствена диелектрицима са сталним **диполним моментима**. Напред на слици је илустровано постојање перманентног дипола на познатом примеру изразите поларизабилности код молекула воде. Угао између диполних момената различит од π , у овом случају између праваца OH_1 и OH_2 , даје резултујући диполни моменат молекула $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$.



Стални диполни моменти слободно ротирају око својих центара ротације и могу да заузму ма који положај услед топлотне флукуације. Стога је резултујући диполни момент у јединици запремине диелектрика (поларизација²) једнак нули, када се диелектрик не налази у спољашњем електричном пољу. Стални диполни моменти, као што је већ речено, у спољашњем хомогеном електричном пољу јачине \vec{E}_0 теже да заузму положај са минималном потенцијалном енергијом у диелектрику. Односно, електрично поље делује на сваки молекул спрегом сила настојећи да постави молекул тако да се правац и смер диполног момента покlope са правцем и смером јачине поља. Тој тежњи сталних диполних момената, као што је речено, у спољашњем хомогеном електричном пољу супротставља се термичко кретање све до успостављања термодинамичке равнотеже у диелектрику.

Треба запазити да само они диполи који су на датој температури усмерени у правцу дејства спољашњег поља доприносе поларизацији. Тачније речено, само пројекција дипола на правац и у смеру спољашњег поља доприноси овом процесу код диелектрика. Тако се од битног значаја јавља угао између вектора диполног момента молекула и вектора јачине спољашњег електричног поља, који ће бити означен са θ .

Пре него што се упустимо у даљу анализу требало би да уведемо неколико ознака, правила и да објаснимо неколико појмова. На даље ћемо готово стално имати у виду да се диелектрик налази у спољашњем електричном пољу јачине \vec{E}_0 . То поље код диелектрика чији молекули имају стални диполни моменат изазива „везана наелектрисања на спољној површини узорка“ која настају услед преоријентације момента дипола код највећег броја молекула у диелектрику. Одатле су површине на супротним крајевима диелектрика супротно наелектрисане чиме се ствара електрично поље између њих и његову јачину ћемо означити са \vec{E}_1 . Јачина овог поља директно утиче на јачину спољашњег поља и то најчешће тако да се јачина спољашњег поља смањује управо за јачину од \vec{E}_1 . Зато се ово индуковано поље назива **деполаризационо електрично поље**.

Поред спољашњег и деполаризационог електричног поља на формирање електричног поља унутар диелектрика могу утицати и многи други фактори (на пример ако постоје неке шупљине унутар диелектрика, онда оне посебно имају свој утицај). Да би олакшали даљу анализу претпоставићемо да је електрично поље унутар диелектрика

² Поларизација (\vec{P}) је диполни момент јединице запремине диелектрика. Дакле, ако је $\sum_{\Delta V} \vec{p}$ векторски

збир диполних момената свих молекула у запремини ΔV диелектрика, поларизација диелектрика је:

$$\vec{P} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}}{\Delta V}.$$

формирано само помоћу спољашњег и деполаризационог електричног поља и то тако да је $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_1$.

2.2 Средња вредност пројекција сталног диполног момента у правцу електричног поља у диелектрику

Под претпоставком да сви молекули диелектрика имају исту грађу и састав закључујемо да сви молекули диелектрика имају исти диполни моменат. Означимо га са \vec{p}_0 . Ако диполни моменат једног произвољно одабраног молекула образује угао θ са вектором јачине електричног поља \vec{E} онда је његова пројекција једнака $p_0 \cos \theta$. Приметимо да само она доприноси укупној поларизацији диелектрика у спољашњем електричном пољу.

Поменути пројекција сталног диполног момента може да има било коју вредност. Средња вредност пројекција сталног диполног момента у правцу електричног поља \vec{E} у диелектрику је $\langle p \rangle = p_0 \langle \cos \theta \rangle$ и она је једнака нули без присуства спољашњег електричног поља. Са подједнаком вероватноћом може да пролази вектор диполног момента \vec{p}_0 кроз сваку тачку на сферној површини јединичног полупречника у диелектрику, када се диелектрик не налази у спољашњем електричном пољу \vec{E}_0 .

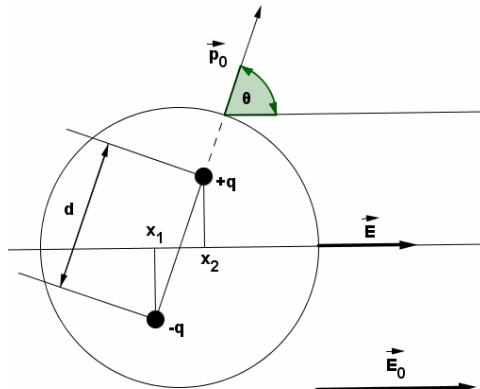
Први наредни задатак ће нам бити да одредимо $\langle p \rangle$.

Потенцијална енергија сталног диполног момента: Пре него што наставимо даље треба да кажемо нешто и о потенцијалној енергији сталног диполног момента.

Потенцијална енергија W_p сталног диполног момента \vec{p}_0 у електричном пољу \vec{E} у диелектрику, једнака је збиру потенцијалне енергије негативног наелектрисања са једног краја дипола и потенцијалне енергије позитивног наелектрисања са другог краја дипола. Одатле је

$$W_p = -qE(x_2 - x_1) = -qdE \cos \theta$$

где је d растојање између разноимених наелектрисања, $x_2 - x_1 = d \cos \theta$ ($x_1 < 0, x_2 > 0$ и $x_1 = -x_2$), а θ угао који образује правац диполног момента \vec{p}_0 са правцем вектора јачине електричног поља \vec{E} . Читава ситуација је приказана на наредној слици.

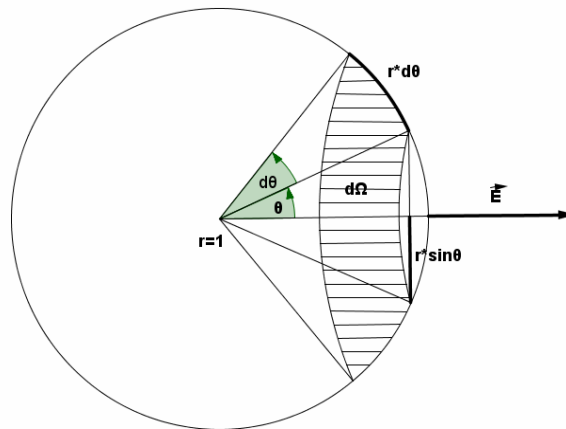


Једначина потенцијалне енергије сталног диполног момента W_p може се написати у облику скаларног производа, односно на следећи начин:

$$W_p = -\vec{p}_0 \cdot \vec{E} = p_0 E \cos \theta$$

јер је $\vec{p}_0 = q\vec{d}$ диполни моменат раздвојеног позитивног и негативног наелектрисања.

Имајмо на даље у виду да се диелектрик налази у спољашњем електричном пољу. Број диполних момената у правцу нормале на површини уочене сферне површине између просторног угла θ и просторног угла $\theta + d\theta$, једнак је производу елемента просторног угла³ $d\Omega$ и вероватноће налажења диполног момента \vec{p}_0 у дефинисаном елементу просторног угла, $f(\theta)$. Ако поменути број диполних момената означимо са dN , онда имамо да је $dN = f(\theta)d\Omega$. Ова ситуација је илустрована на слици испод текста.



Описивањем вероватноће налажења диполног момента \vec{p}_0 у исечку просторног угла $d\theta$ Максвел-Болцмановом статистичком расподелом имамо да је $f(\theta) = A \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}}$, где је A константа за број диполних момената у елементу просторног угла, W_p потенцијална енергија сталног диполног момента \vec{p}_0 , а T апсолутна температура. За $d\Omega$ имамо да је $d\Omega = 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$ у правцу нормале на површину сфере јединичног полупречника.

На основу претходних формула добија се да је $dN = 2\pi \cdot A \cdot \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}} d\theta$. Интеграљењем последње формуле од 0 до π добијамо за константу A да је

$$A = \frac{N_1}{2\pi \cdot \int_0^{\pi} \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}} d\theta}$$

³ Елемент просторног угла $d\Omega$ је на слици приказан као осенчена површина.

где је N_1 број диполних момената у јединици запремине диелектрика. Одавде на крају

$$\text{добиамо да је } dN(\theta) = \frac{N_1 \cdot \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}}}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}} d\theta} d\theta.$$

Збир свих пројекција вектора диполних момената унутар јединичне сфере на правац електричног поља у диелектрику је са једне стране једнак $P_1 = N_1 \cdot \langle p \rangle$, а са

$$\text{друге стране је једнак } P_1 = \int_0^{N_1} p_p(N) dN = \int_0^\pi p_0 \cos \theta \frac{N_1 \cdot \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}}}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{-\frac{W_p}{kT}} d\theta} d\theta.$$

Изједначавањем и сређивањем последња два израза добијамо да је:

$$\langle p \rangle = p_0 \cdot \frac{\int_0^\pi \sin \theta \cos \theta \cdot e^{-\frac{p_0 E \cos \theta}{kT}} d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{-\frac{p_0 E \cos \theta}{kT}} d\theta}.$$

Да би смо решили интеграле у последњој формули увешћемо смене $a = \frac{p_0 E}{kT}$ и

$a \cdot \cos \theta = x$. Како се функцијом $x(\theta) = a \cdot \cos \theta$ интервал $[0, \pi]$ бијективно пресликава на интервал $[-a, a]$ и како је $dx = -a(\sin \theta) d\theta$ то на основу извођења

$$\langle p \rangle = p_0 \cdot \frac{\int_0^\pi \sin \theta \cos \theta \cdot e^{-\frac{p_0 E \cos \theta}{kT}} d\theta}{\int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{-\frac{p_0 E \cos \theta}{kT}} d\theta} = p_0 \cdot \frac{\int_{-a}^a \sin \theta \cdot \frac{x}{a} \cdot e^x \frac{dx}{-a \cdot \sin \theta}}{\int_{-a}^a \sin \theta \cdot e^x \frac{dx}{-a \cdot \sin \theta}} = p_0 \cdot \frac{\int_{-a}^a x \cdot e^x dx}{\int_{-a}^a e^x dx}$$

добиамо да је

$$\langle p \rangle = \frac{p_0}{a} \cdot \frac{x \cdot e^x - e^x \Big|_{-a}^a}{e^x \Big|_{-a}^a} = \frac{p_0}{a} \cdot \frac{a \cdot e^a - e^a - (-a \cdot e^{-a} - e^{-a})}{e^a - e^{-a}} = p_0 \cdot \frac{a(e^a + e^{-a}) - (e^a - e^{-a})}{a(e^a - e^{-a})}$$

одакле добијамо да је

$$\langle p \rangle = p_0 \cdot \left(\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} \right).$$

2.3 Ланжевенова функција

Последњу формулу из претходног поглавља можемо представити на следећи начин

$$\langle p \rangle = p_0 L(a).$$

Функција $L(a)$ се назива **Ланжевенова функција**. Она се обично даје у следећем облику

$$L(a) = \operatorname{cth}(a) - \frac{1}{a},$$

где је $\operatorname{cth}(a) = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}}$, за $a \in \mathfrak{R}$ (за $a = 0$ је $L(0) = 0$, што ће се видети из даљег текста).

Део математичке анализе Ланжевенове функције:

Функција $\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}}$ посматрана као функција комплексне променљиве има пол првог реда у тачки 0. Зато је развој ове функције у околини нуле (у комплексној равни) облика

$$\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} = \frac{1}{a} + \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \dots$$

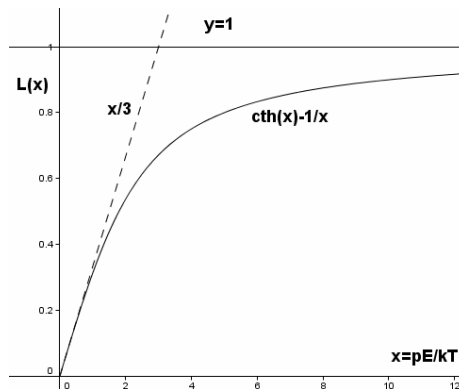
Ако разматрање функције $\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a}$ пребацимо са комплексне равни на реалну праву, добијамо развој

$$\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} = \frac{1}{a} + \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \dots - \frac{1}{a} = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \dots$$

Последње добијени ред је аналитичка функција у околини нуле, а то нам даје за право да функцију $\frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a}$ непрекидно проширимо у нули и тиме добијемо бесконачно непрекидно-диференцијабилу функцију на реалној правој. Дакле развој Ланжевенове функције у степени ред на скупу реалних бројева је облика

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \dots$$

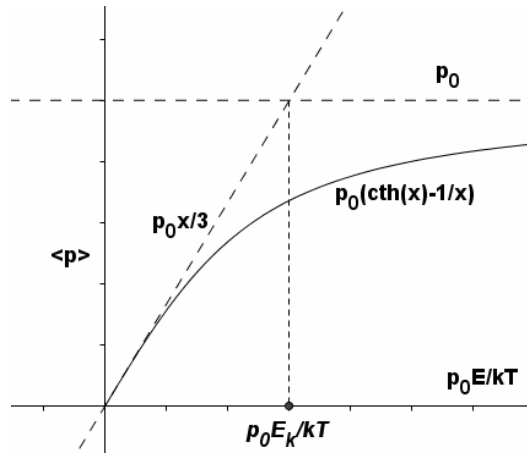
График Ланжевенове функције је приказан напред на слици.



Може се показати да Ланжевенова функција има асимптоту $y = 1$ када $a \rightarrow \infty$. Са графика се види (као и из развоја Ланжевенове функције у Маклоренов ред) да се у околини нуле Ланжевенова функција може апроксимирати линеарном функцијом $f(a) = \frac{a}{3}$, о чему ће касније бити више речи.

2.4 Линеарна апроксимација Ланжевенове функције

График зависности $\langle p \rangle$ од $x = \frac{p_0 E}{kT}$ је дат напред на слици.



Претпоставимо да се температура не мења у околини диелектрика. Са графика (али и из развоја Ланжевенове функције у ред) видимо да је средња вредност пројекције диполног момента у правцу електричног поља у диелектрику $\langle p \rangle$ је сразмерна јачини електричног поља у диелектрику E само у слабом спољашњем хомогеном електричном пољу \vec{E}_0 . Разлог за то је да је за слабо електрично поље, мала и вредност израза $\frac{p_0 E}{kT}$, па највећу вредност од свих чланова у развоју Ланжевенове функције има линеарни, док сви остали заједно имају незнатан утицај на вредност Ланжевенове функције. Као последица претходне анализе, линеарном апроксимацијом Ланжевенове функције за $\langle p \rangle$ се добија

$$\langle p \rangle \approx p_0 \cdot \frac{\frac{p_0 E}{kT}}{3} = \frac{p_0^2 E}{3kT}$$

Под претпоставком да смо извршили линеарну апроксимацију Ланжевенове функције, јачина електричног поља у диелектрику, за коју је средња вредност пројекције диполног момента \bar{p}_0 у правцу електричног поља у диелектрику једна вредности сталног диполног момента изграђивача структуре диелектрика ($\langle p \rangle = p_0$) назива се **критичном јачином електричног поља у диелектрику**. Она се означава са \vec{E}_k . Изведимо израз за поменути јачину електричног поља.

Како је $\langle p \rangle = p_0$, то на основу формуле $\langle p \rangle = \frac{p_0^2 E_k}{3kT}$, добијамо да је $\frac{p_0^2 E_k}{3kT} = p_0$.

Даљим сређивањем добијамо да је $E_k = \frac{3kT}{p_0}$.

Поред одређивања средње вредности пројекција свих могућих положаја сталног диполног момента у правцу електричног поља \vec{E} одредићемо и укупну поларизацију

\vec{P} . Поред формула датих на трећој страни овог рада, поларизација \vec{P} линеарног и изотропног диелектрика може бити дата и следећом формулом

$$P = N \cdot p_0 \langle \cos \theta \rangle = N \cdot \langle p \rangle,$$

где су све величине које се појављују у формули раније дефинисане, осим величине N која представља број молекула у јединици запремине.

Користећи првобитни израз за Ланжевену функцију добијамо нови израз за поларизацију

$$P = N \cdot p_0 \left[\operatorname{cth} \frac{p_0 E}{kT} - \frac{kT}{p_0 E} \right].$$

Под претпоставком да смо извршили линеарну апроксимацију Ланжевенове функције можемо добити да је укупна поларизација диелектрика у спољашњем слабом хомогеном електричном пољу дата изразом

$$P = N \cdot \langle p \rangle = \frac{N \cdot p_0^2 E}{3kT}.$$

3 Поларизабилност и Клаузијус-Мосотјева релација

3.1 Поларизабилност

Из последње добијеног израза за укупну поларизацију диелектрика можемо одредити поларизабилност оријентацијског типа по молекулу(атому). Да би смо то учинили прво морамо да се упознамо са појмом оријентацијске поларизабилности.

Поларизабилност атома (молекула) (α) је величина од посебног значаја, дефинисана је односом диполног момента атома(молекула) (\vec{p}_0) и величином локалног електричног поља \vec{E}_l на следећи начин:

$$\vec{p}_0 = \alpha \cdot \vec{E}_l.$$

На величину локалног електричног поља утичу спољашње електрично поље и поље које је последица утицаја диполних момената свих атома(молекула) у окружењу неке одабране тачке.

ПРИМЕР: За кубну симетрију, локално поље је дато релацијом која обједињује утицај спољашњег електричног поља \vec{E}_0 и карактеристике материјала на следећи начин

$$\vec{E}_l = \vec{E}_0 + \frac{f_d \vec{P}}{\epsilon_0},$$

где је f_d фактор деполаризације који има тензорски карактер и зависи од облика узорка. Тако, на пример, за сферу је $f_d = \frac{1}{3}$, а за дугачки кружни цилиндар $f_d = \frac{1}{2}$.

Узрок укупне поларизабилности може бити електронска, јонска или оријентацијска поларизација. Зато се и величина поларизабилности α по молекулу може третирати као сложена из три одговарајуће компоненте α_e , α_j и α_o :

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_j + \alpha_o.$$

Дакле, сада можемо одредити оријентацијску поларизабилност, али уз још један додатан услов. Наиме, претпоставићемо да за један „просечан“ молекул важи да је локално електрично поље једнако унутрашњем електричном пољу ($E_l = E$).

Како оријентацијска поларизација доприноси укупној поларизацији преоријентацијом сталних диполних момената, то ће за један „просечан молекул“ диполни моменат проузрокован оријентацијском поларизацијом имати вредност $\langle p \rangle$. Зато оријентацијску поларизабилност одређујемо из формуле $\langle p \rangle = \alpha_o \cdot E$. Одакле добијамо да је

$$\alpha_o = \frac{\langle p \rangle}{E} = \frac{\frac{p_0^2 E}{3kT}}{E} = \frac{p_0^2}{3kT}.$$

3.2 Поларни диелектрици и Клаузијус-Мосотијева једначина

Клаузијус-Мосотијева релација за поларне диелектрике, који су линеарни и изотропни⁴ је:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N_V}{3\varepsilon_0} (\alpha_e + \alpha_j + \alpha_o),$$

где је ε_r релативна диелектрична константа диелектрика, ε_0 диелектрична константа вакуума, N_V број конституената у јединици запремине, а α_e, α_j и α_o редом електронска, јонска и оријентацијска поларизабилност.

Овом релацијом се дефинише зависност између релативне диелектричне константе диелектрика ε_r , као макроскопске величине, и поларизабилности, као практично немерљивих микроскопских величина у диелектрику.

Горе наведена Клаузијус-Мосотијева релација је применљива само за поларне диелектрике у слабом спољашњем хомогеном електричном пољу, када се локално електрично поље може апроксимативно да замени средњом вредношћу макроскопског електричног поља у диелектрику и на температурама које нису много високе.

На основу чињенице да је спољашње електрично поље слабо, можемо користити формулу за оријентациону поларизабилност $\alpha_o = \frac{p_0^2}{3kT}$. Како је N_V број молекула по

јединици запремине хомогеног и линеарног диелектрика, то је $N_V = \frac{N}{V}$, где је N укупан број молекула у диелектрику, а V укупна запремина диелектрика. Користећи се формулом $N = n \cdot N_A$, где је n укупан број молекула у диелектрику, а N_A Авогадров број добија се да је $N_V = \frac{n \cdot N_A}{V}$. Ако искористимо формулу да је $n = \frac{m}{M}$, где је m укупна маса диелектрика, а M моларна маса изграђивача структуре диелектрика, добијамо да

⁴ Диелектрици са истим физичким својствима у свакој тачки називају се **изотропним диелектрицима**. Изотропни диелектрици, чије физичке особине линеарно зависе од јачине електричног поља у диелектрику називају се **изотропним линеарним диелектрицима**. Вектор поларизације \vec{P} и вектор електричног поља у диелектрику \vec{E} су колинеарни у линеарном и изотропном диелектрику.

је $N_V = \frac{mN_A}{MV}$. Како је $m = \rho \cdot V$, где је ρ густина материјала диелектрика, то на крају

добивамо да је $N_V = \frac{\rho \cdot N_A}{M}$.

Ово извођење смо приказали зато што се Клаузијус-Мосотијева релација даје у следећем облику

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{\rho \cdot N_A}{3M\epsilon_0} \left(\alpha_e + \alpha_j + \frac{p_0^2}{3kT} \right).$$

Ако су конституенти диелектрика атоми, а не молекули и ако се диелектрик налази у слабом спољашњем електричном пољу, онда се електронска поларизабилност конституента може изразити преко формуле

$$\alpha_e \approx 4\pi \cdot \epsilon_0 r_0^3,$$

где је r_0 полупречник атома.

Зато се Клаузијус-Мосотијева релација у овом случају може записати у облику

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{\rho \cdot N_A}{3M\epsilon_0} \left(4\pi \cdot \epsilon_0 r_0^3 + \alpha_j + \frac{p_0^2}{3kT} \right).$$

Електронска и јонска поларизабилност и стални диполни момент изграђивача структуре диелектрика се на основу последње формуле могу одредити из експерименталних података за релативну диелектричну константу и графика функције

$$\frac{3M\epsilon_0(\epsilon_r - 1)}{\rho \cdot N_A(\epsilon_r + 2)} = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

Експериментално одређена вредност за релативну диелектричну константу неких поларних диелектрика се не слаже са вредношћу, која се добија из Клаузијус-Мосотијеве релације за поларне диелектрике. Ово неслагање указује да се локално електрично поље у **јако поларним диелектрицима** не може апроксимативно заменити усредњеним електричним пољем у диелектрику, што је учињено приликом извођења Клаузијус-Мосотијеве релације. То неслагање указује и да је зависност између локалног електричног поља у јако поларном диелектрику и спољашњег хомогеног електричног поља врло сложена.

4 Литература

[1] Петровић, Драгослав М.: „Експериментална физика кондензоване материје“, ПМФ у Новом Саду, 2000.

[2] Драгиша М. Ивановић, Властимир М. Вучић: „Физика II“, Универзитет у Београду, 1960.

[3] Наташа Чалуковић: „Физика II“, Круг, Београд, 2003.

5 Садржај

1	Поларизација диелектрика и врсте поларизације.....	1
2	Оријентациона поларизација и Ланжевенова функција	2
2.1	Оријентациона поларизација.....	2
2.2	Средња вредност пројекција сталног диполног момента у правцу електричног поља у диелектрику	4
2.3	Ланжевенова функција.....	6
2.4	Линеарна апроксимација Ланжевенове функције	8
3	Поларизабилност и Клаузијус-Мосотјева релација	9
3.1	Поларизабилност	9
3.2	Поларни диелектрици и Клаузијус-Мосотијева једначина	10
4	Литература	12
5	Садржај	13