

## 4. ДИЕЛЕКТРИЧНИ МАТЕРИЈАЛИ

### 4.1 Увод

Во третото поглавие, говорејќи за енергетските зони на електроните кај материјалите, рековме дека кај диелектричните материјали валентната и проводната зона се одделени со забранета енергетска зона чија ширина на ниски температури е поголема од 3 eV.

Но, поимот за енергетски зони не се користи многу за објаснување на својствата на диелектриците, бидејќи ретки се тие диелектрици кај кои слободните носители на електрицитет се генерираат со префрлање на електрони од валентната во проводната зона. Кај гасните диелектрици пак, воопшто не може да се говори за енергетски зони, бидејќи атомите се наоѓаат на големи растојанија и не си делуваат со сили кои би предизвикале цепење на енергетските нивоа на зони. Сепак, во диелектриците постојат и други носители на електрицитет, што чини истите на собни температури сепак да имаат макар и мала проводливост. Но, диелектричните материјали, како што ќе видиме покасно, се карактеризираат и со други многу важни својства, освен електричната проводливост.

Поимот диелектрични материјали ќе го употребуваме и како синоним за поимот изолациони материјали, бидејќи тоа е вообичаено во праксата. Поимот пак изолатор не е исто што и изолационен материјал, бидејќи изолатор значи некоја направа (конструкција) направена од изолационен материјал.

Диелектричните материјали служат за изработка на електрична изолација и изолациони конструкции во електричните апарати. Нивната цел е да ја одржат електричната струја во границите на проводниците и со тоа ги спречат загубите на електрична енергија а и ги заштитат луѓето во нивната околина. Но многу важна е примената на диелектриците во електричните кондензатори, каде тие се носители на енергија на електричното поле (Ова не значи дека при примената за изолирањена проводници, не се појавуваат и ефектите на складирана енергија на електричното поле).

Одовде произлегува и ваква поделба на диелектричните материјали во однос на нивната примена:

1. Пасивни диелектрици. Намената им е да ги изолираат проводниците еден во однос на друг, а тоа може да настане на еден од следните начини

- без да бидат битни механичките својства, односно без функција на прицврстување (на пример: трансформаторското масло, изолационен лак);
- со искористување на механичките својства на материјалот, односно со функција на прицврстување (на пример изолаторите кај електричните водови, подлогата на печатените кола и други).

2. Активни диелектрици. Во оваа примена се искористува појавата на поларизација. Овде има ваква поделба:

- диелектрици за кондензатори (со цел за зголемување на капацитетот);
- фероелектрични материјали со остаточна поларизација (на пример, за меморирање на информации);
- Пиезоелектрични материјали, кои служат за претворање на механичките сигнали во електрични и обратно (на пример, глави на фонографи, филтери, запалки)

Кога зборуваме за поделбата, одма да ја спомнеме и поделбата во однос на потеклото и природата на диелектриците, таб. 4.1

Табела 4.1 Поделба според потеклото и природата со примери за илустрација

природа\потекло	природни	природни преработени	вештачки-синтетички
органски	памук	хартија	вештачки смоли(пластични маси)
неоргански	лискун	миканит	стакло

Ќе дадеме една панорама на проблематиката која се разгледува во врска со диелектриците.

Идеалниот диелектрик има бесконечно голем ел. отпор односно проводливост еднаква на нула. Но бидејќи секој материјал содржи макар и многу мал број слободни електрони, секој реален диелектрик има макар и мала проводливост. Во пракса изолациони материјали (диелектрици) ги нарекуваме оние материјали кај кои специфичната електрична проводливост не е поголема од  $10^{-6}$  S/m, но најдобрите изолатори имаат специфична проводливост околу  $10^{-16}$  S/m.

За толкување на однесувањето на диелектричните материјали под влијание на електричното поле треба да се претпостави дека тие содржат елементарни електрични диполи било заради тоа што молекулите се електрично несиметрични (поларни материјали), било заради тоа што такви несиметрични настануваат првобитно симетричните молекули (неполарни материјали) ако се внесат во електрично поле.

**Поларизацијата** е основно својство со кое се карактеризира еден диелектрик кога се најде во електрично поле. Поларизацијата се состои во поместување на врзаните електрични товари и ориентирање на диполните молекули.

За процесите сврзани со појавата поларизација може да се суди според износот на **диелектричната пропусливост**, а исто така и според **аголот на диелектричните загуби** ако при процесот на поларизацијата настануваат и загуби на енергија кои предизвикуваат загревање на диелектрикот.

Но, загубите на електрична енергија кои се јавуваат во еден диелектрик кој се наоѓа во електрично поле не се резултат само на појавата поларизација. Под влијание на електричното поле, низ диелектрикот тече макар и многу мала електрична струја која минува низ неговиот волумен но и по неговата површина. оваа појава се карактеризира со величините **специфична**

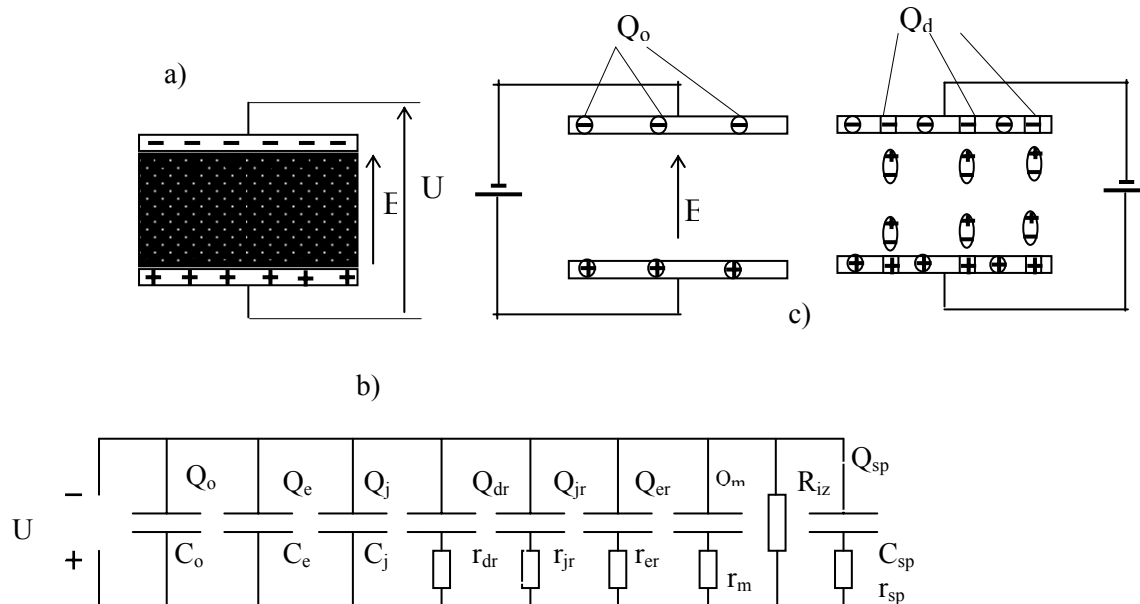
**волуменска електрична проводливост и специфична површинска електрична проводливост** и реципрочни на нив електрични отпорности.

Секој диелектрик може да се користи само до одредени износи на јачината на електричното поле. Ако јачината на полето во диелектрикот ја надмине таа граница, ќе настане **пробив** во диелектрикот, со што тој целосно ќе ги загуби диелектричните својства. Вредноста на напонот при кој настанува пробив на диелектрикот се вика **пробивен напон**, а соодветната јачина на приложеното надворешно хомогено електрично поле се вика **диелектрична цврстина** на тој диелектрик.

## 4.2. Поим за поларизација и диелектрична пропусливост

Под влијание на електричното поле, сврзаните електрични товари во диелектрикот се поместуваат во смерот на силите предизвикани од полето и тоа поместување е толку поголемо, колку е посилен интензитетот на електричното поле. Ако електричното поле исчезне, врзаните електрични товари се враќаат во почетната позиција. Ако диелектрикот е поларен, (т.е. неговите молекули претставуваат електрични диполи), електричното поле додатно предизвикува и извесно завртување на диполите (ако е тоа можно) во смерот на полето. Кога полето исчезне, диполите пак се поставуваат хаотично распоредени заради топлинските движења.

Кај голем број диелектрици меѓу јачината на електричното поле во диелектрикот и поместувањето на врзаните товари владее линеарна зависност. Но има и такви диелектрици, кај кои со промената на јачината на електричното поле поместувањето постига извесна заситеност, т.е. не постои линеарност меѓу овие две појави (т.н. фероелектрични диелектрици види покасно).



сл.4.1: а)- Диелектрик со сложена структура во кој се присутни разни механизми на поларизација во ел. поле; б)-еквивалентна ел. шема; с)- сликовит приказ на односите меѓу слободните  $Q_o$  и врзаните електрични товари  $Q_d$  при поларизацијата.

Секој диелектрик сместен меѓу две електроди приклучени на еднонасочен напон  $U$  може да се смета за кондензатор со капацитет  $C$ , сл.4.1а. Сега важи:

$$Q = CU$$

(4.1)

а за капацитетот со вакуумски диелектрик важи:

$$Q_0 = C_0 U \quad (4.2)$$

Товарот во првиот случај се состои од две компоненти, и тоа товарот  $Q_0$  која би постоела на електродите при исти напон, но во отсуство на диелектрик (со вакуумски диелектрик) и товарот  $Q_d$  кој е присутен заради присуството на диелектрикот, а претставува во суштина померениот врзан товар (сл. 4.1.с):

$$Q = Q_0 + Q_d$$

(4.3)

Под поимот **релативна диелектрична пропусливост**  $\epsilon_r$  го разбираме односот на товарот  $Q$  кој постои на облогите од кондензаторот при даден напон и присуство на диелектрик, и товарот  $Q_0$  кој би постоел на истиот кондензатор при ист приклучен напон, но без присуство на диелектрик (т. е. со вакуумски диелектрик):

$$\epsilon_r = \frac{Q}{Q_0} = \frac{Q_0 + Q_d}{Q_0} = 1 + \frac{Q_d}{Q_0}$$

(4.4)

Од горната равенка заклучуваме дека релативната диелектрична пропусливост на било кој диелектрик е број поголем од 1, а за вакуумски диелектрик, тој изнесува точно 1. Таа е број без димензија.

Од равенките (4.2) и (4.4) следува:

$$Q = Q_0 \epsilon_r = CU = C_0 U \epsilon_r; \Rightarrow \epsilon_r = \frac{C}{C_0}$$

(4.5)

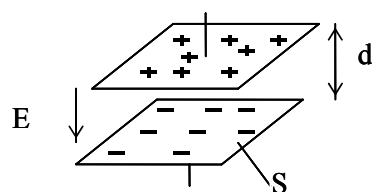
каде  $C_0$  е капацитетот на истиот кондензатор под услов меѓу неговите електроди да постои вакуум (т.н. геометриски капацитет). Од равенката (4.5) гледаме дека диелектричната пропусливост  $\epsilon_r$  можеме да ја одредиме ако ги измериме капацитетите  $C$  и  $C_0$ , односно капацитетот со и без присуство на диелектрик. (обично  $C_0$  се пресметува, а  $C$  се мери). За еден планпаралелен кондензатор со вакуумски диелектрик со површина на плочите  $S$ , растојание меѓу нив  $d$ , сл. 4.2, капацитетот е

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{d}$$

(4.6)

каде  $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} = 8,842 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  е **диелектричната константа**.

**Апсолутната диелектрична пропусливост** е  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ . Според тоа,  $\epsilon$  има иста природа како и  $\epsilon_0$  и единица F/m.



сл.4.2

#### 4.2.1 Диелектрик подложен на наизменично електрично поле

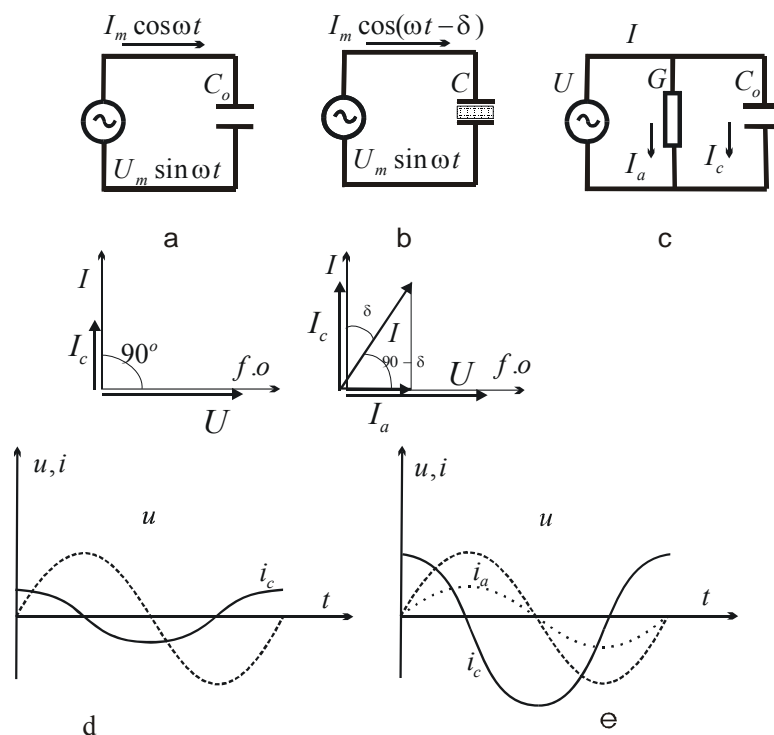
Ако на кондензатор во вакуум се приклучи синусоидален напон со кружна фреквенција  $\omega = 2\pi f$ , ( $u = U_m \sin \omega t$ , со комплексен претставник  $\bar{U} = U_m e^{j\omega t}$ ) и електричното поле и оптоварувањето  $q_0$  ќе се менуваат по синусоидален закон:  $q_0 = C_0 u = C_0 U_m \sin \omega t = Q_0 \sin \omega t$ .

Низ кондензаторот тече капацитивна наизменична струја заради неговото циклично натоварување и растоварување:

$$i_C = \frac{dq_0}{dt} = \frac{d}{dt}(C_0 U_m \sin \omega t) = \omega C_0 U_m \cos \omega t = I_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

или изразено преку комплексните претставници:  $\bar{I}_C = I_m e^{j(\omega t + \pi/2)}$   
(4.7)

Гледаме дека оваа струја фазно предничи пред напонот и за  $\pi/2$ . На сл.4.3.а прикажан е овој случај.



сл.4.3 Однос на струјата и напонот кај еден кондензатор; а)-со вакуумски диелектрик, б)- при присуство на материјален диелектрик. Долу: изглед на напонот и струјата.

Како што се гледа од претходната релација, во вакво коло (со кондензатор со вакуумски диелектрик) не постојат енергетски загуби.

Но, ако меѓу плочите на кондензаторот има материјален диелектрик, ќе се појави поларизација и на површината на диелектрикот ќе постојат врзани товари, сл.4.1.с. За нивна неутрализација во доводните водови до кондензаторот ќе дотекнува дополнителен товар  $q_d$ , па ќе постои и дополнителна компонента на струјата  $i_p$  заради поларизацијата. За моменталните вредности ќе важи

$$q = q_0 + q_d = \varepsilon_r q_0 \quad (4.8)$$

$$q = Cu = CU_m \sin \omega t = Q \sin \omega t \quad (4.9)$$

при  $C > C_o$ , кое е секогаш исполнето без оглед на видот на поларизација.

Ако во механизмот на поларизацијата е присутна и т.н. релаксациона поларизација (за овој поим во наредниот наслов), во диелектрикот ќе се расејува електрична енергија во вид на топлина или велиме дека ќе се појават загуби на енергија. Сега струјата во колото ќе предничи на напонот за агол  $(\pi/2 - \delta) < \pi/2$ , сл.4.3.b. Аголот  $\delta$  е мерка за тие загуби. (Покасно ќе утврдиме попрецизно дека покрај поларизацијата, и проводливоста на диелектрикот иако мала е причинител на енергетски загуби).

Според тоа, во кондензаторот сега тече и активна компонента на струјата  $I_a$ , која е во фаза со приложениот напон. Оваа компонента во еквивалентната шема можеме да ја замениме со некоја еквивалентна проводливост  $G$ , сл.4.3c)

$$i_a = GU_m \sin \omega t$$

Велиме еквивалентна, бидејќи таа ги опфаќа и загубите заради проводливост и заради поларизација. Сега, вкупната струја во кондензаторот е векторски збир:

$$\bar{I} = \bar{I}_c + \bar{I}_a \quad \text{од каде за ефективната вредност на вкупната струја имаме}$$

$$I = \sqrt{I_c^2 + I_a^2}.$$

Односот  $\tan \delta = \frac{I_a}{I_c}$  се вика фактор на загубите и е мерка за енергетските загуби

во диелектрикот при наизменично поле. Овој фактор може да се пресмета и преку еквивалентната проводливост  $G$ :

$$\tan \delta = \frac{G}{\omega C} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_r \varepsilon_o} \quad (4.10)$$

Овде  $\sigma$  е специфичната проводливост ( $G = \sigma \frac{S}{d}$ ;  $C = \varepsilon_r \varepsilon_o \frac{S}{d}$ )

**Комплексен израз за диелектричната пропусливост.** При анализа на поларизационите процеси при наизменичен напон, се воведува комплексен израз за релативната диелектрична пропусливост:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (4.11)$$

каде  $\varepsilon_r'$  е реалниот дел кој го дефинира прирастот на товарите заради поларизацијата;  $\varepsilon_r''$  е имагинарниот дел, кој води сметка за закаснувањето на процесот на поларизацијата во однос на електричното поле и е резултат на постоењето на диелектричните загуби (овде не се вклучени загубите заради проводливоста).

Аналогно, за апсолутната диелектрична пропусливост (единица F/m) може да се напише:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_o \varepsilon_r^* = (\varepsilon_r' - \varepsilon_r'') = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (4.12)$$

Со помошта на комплексната диелектрична пропусливост кај изразот за струјата низ кондензатор со материјален диелектрик се добиваат едноставни односи ако се користат комплексни претставници за наизменичните величини:

$$\bar{I} = \bar{Y}\bar{U} = j\omega C\bar{U} = j\omega\varepsilon_r^* C_0 \bar{U} = \omega C_0 \varepsilon_r' U + j\omega C_0 \varepsilon_r'' U = I_a + jI_c \quad (4.13)$$

каде  $I_a$  е активната а  $I_c$  е капацитивната компонента на струјата.

$$\text{Одовде и: } \tan \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \quad (4.14)$$

#### 4.2.2. Видови поларизација

Постојат два основни видови (со подвидови) поларизација:

- Поларизација која под дејството на ел. поле настанува многу брзо, скоро моментално, целосно еластично, и практично **без загуба на енергија** при електротехничките фреквенции (без развивање на топлина),

- Поларизација која не настанува моментално, а пораснува и се губи постепено и се обавува **пропратена со загуби** на енергија и загревање на диелектрикот. Овој втор вид поларизација со општо име се вика **релаксациона поларизација**.

Во првospомнатиот вид на поларизација спаѓаат **електронската и јонската**. Сите останати видови кои ќе ги наброиме припаѓаат кон релаксационата поларизација.

Капацитетот на еден кондензатор со технички диелектрик и насобраните електрични товари во него се резултат на сумарниот ефект на различни механизми на поларизација. При разни диелектрици се јавуваат разни видови поларизација, но исто така може во даден технички диелектрик да постојат повеќе видови поларизација истовремено.

Еквивалентната шема на диелектрикот кај кого постојат разни видови поларизација ја претставуваме со паралелно приклучување на капацитети кон ист напонски извор  $U$  (сл.4.1.б). Капацитетот  $C_o$  и товарот  $Q_o$  одговараат на случајот кога меѓу електродите не би постоел диелектрик а би постоел вакуум. Секој друг капацитет и товар одговараат на некој вид поларизација. Така на пример  $C_e$  и  $Q_e$  одговараат на електронската поларизација.

**Електронска поларизација** (сл.4.4.а) претставува еластично изместување и деформација на електронската обвивка на атомите и јоните. Во атомот, при отсуство на надворешно електрично поле, тежиштето на електричниот товар на електронската обвивка усреднено во времето, се совпаѓа со тежиштето на електричниот товар на јадрото. Атомот не поседува електричен диполен момент. Единица волумен од диелектрикот се однесува како електрично неутрална. Под дејство на надворешно електрично поле електронската обвивка се поместува во смер спротивен од смерот на полето на некое растојание. Истовремено, и јадрото се поместува во смер на електричното поле, но на занермарливо мало растојание, бидејќи неговата маса е многу поголема од

масата на електроните. Во атомот се појавува индуциран електричен момент  $p_i$  во смер на силовите линии на полето. Атомот делува како електричен дипол. Големината на диполниот момент  $p_i$  е пропорционален на силата на електричното поле и зависи од силата со која електроните се сврзани со јадрото и со која се спротивставуваат на поместувањето. Сумата на индуцираните моменти на атомите во одреден волумен не е рамна на нула. Целиот волумен (тело) се однесува како електричен дипол.

Времето на воспоставувањето на електронската поларизација е занемарливо мало (околу  $10^{-15}$  s). Ова е затоа што масата на електронската обвивка е мала. Кај неполарните диелектрици ова е и единствениот механизам на поларизацијата. Дури и при електрични полиња со фреквенции на видливата светлина овој механизам на поларизацијата е делотворен. Затоа важи:

$$\varepsilon_r = n^2 \quad )^1$$

каде  $n$  е коефициентот на прекршување на светлината. Изместувањето на електронските орбити на атомите или јоните не зависи од температурата, но сепак електронската поларизација малку се намалува при зголемена температура, заради топлинското ширење на диелектрикот и намалувањето на бројот на честички во единица волумен.

Електронската поларизација постои кај сите диелектрици, бидејќи сите диелектрици се составени од атоми кои имаат своја електронска обвивка. Таа не предизвикува загуби на енергија се до највисоки фреквенции кои се користат во електротехниката (освен во ултравиолетовиот дел од спектарот).

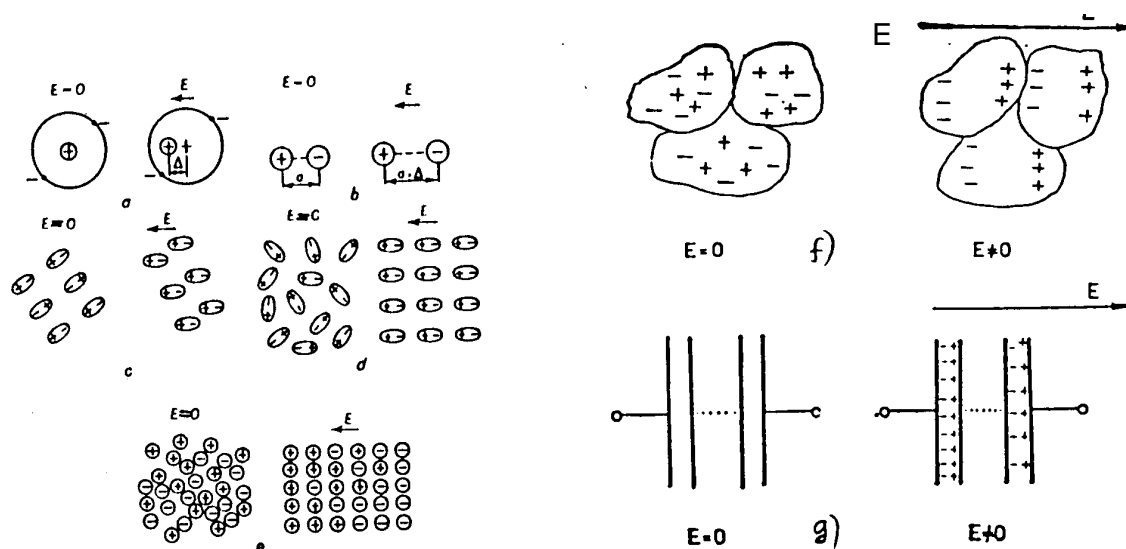
**Јонска поларизација** (сл.4.4b;  $C_j$ ,  $Q_j$  на сл.4.1.б) постои кај цврсти тела со јонска структура (јонски тип на кристали). При оваа поларизација настанува еластично померување на поврзаните јони. При повишувањето на температурата оваа поларизација се засилува, бидејќи еластичните сили меѓу јоните ослабуваат, заради зголемените растојанија меѓу јоните. Времето на воспоставување на овој вид поларизација исто така е кусо - околу  $10^{-13}$  s, и не причинува загуби на енергија се до највисоките фреквенции на полето кои се во употреба во електротехничката пракса (освен во инфрацрвениот дел од спектарот). Материјалите кај кои постои јонска поларизација, секогаш имаат и електронска поларизација. Ако телото со јонска структура се стопи под дејство на топлина, јонската поларизација ќе исчезне бидејќи врските меѓу јоните тогаш се разрушени.

**Диполно-релаксациона поларизација** (сл.4.4d,  $C_{dr}$ ,  $Q_{dr}$ ,  $r_{rd}$  на сл.4.1б). Оваа поларизација се јавува кај диелектрици чии составни честички (молекули) поседуваат поларен момент, т.е. електрички се однесуваат како диполи. Накратко ќе ја викаме диполна. Таа се разликува од претходните две со тоа што е непосредно поврзана со топлинските движења на честичките. Диполните молекули кои се наоѓаат во топлотно движење се хаотично ориентирани во просторот. Под дејство на надворешното поле тие може да се ориентираат до извесен степен и како резултат на тоа се јавува пола-

<sup>1</sup> доаѓа од: индексот на прекршување на светлината е однос на брзините на светлината во материјата  $v$  и во вакуум  $c$ :  $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = \sqrt{\varepsilon_r}$ , при што  $\mu_r$  се усвојува  $=1$ .



ризација. Сили кои се противат на ориентацијата на молекулите се силите на триењето и хаотичното топлинско движење.



сл.4.4 Разни видови поларизација: а)-електронска, б)- јонска, с)-јонско релаксациона, д)-диполно релаксациона, е)- електронско-релаксациона, ф)-миграциона при нехомоген диелектрик, г)-миграциона, при многуслоен диелектрик

Диполната поларизација е можна само ако меѓумолекуларните сили не го пречат ориентирањето на диполите во смерот на полето. Со зголемувањето на температурата, молекуларните сили ослабуваат, вискозоста на материјалот се намалува, и ова би требало да резултира во засилена поларизација. Но истовремено со зголемувањето на температурата настанува и поинтензивно топлинско движење на молекулите кое се противи на нивното ориентирање. Затоа, со зголемувањето на температурата диполната поларизација отпрво расте, а потоа кога преовладее вториот ефект - опаѓа.

Завртувањето на диполите во смерот на полето во вискозна средина бара совладување на извесен отпор и затоа диполната поларизација е сврзана со загуби на енергија. Во еквивалентната шема на сл.4.1.b воведен е и отпорот  $r_{rd}$ . При вискозни течности отпорот кон завртувањето е толку голем, што при променливо електрично поле со повисоки фреквенции диполите не успеваат да се ориентираат во правецот на полето, и диполната поларизација при зголемени фреквенции на полето може сосем да исчезне.

Времето во кое подреденоста на диполите по исчезнувањето на полето се намалува заради топлинските движења за 2,7 пати во однос на првобитната подреденост, се вика **време на релаксација**.

Диполната поларизација пред сè е карактеристична за поларните гасови и течности (флуидите), т. е. кај оние супстанции каде диполите може да се завртуваат. Такви се гасовите, течностите, или цврстите материјали кои при висока температура омекнуваат. Кај цврстите поларни органски супстанции таа исто така може да постои, но притоа не се завртуваат цели молекули, туку одреди радикали (групи атоми) во однос на самата молекула. Во ваков случај се зборува за *диполно-радикална* поларизација. Таков е на пример случајот со

целулозата каде поларноста е заради присуството на хидроксилните групи ОН кои се завртуваат.

Во молекулите со слаби Ван дер Валсови врски исто така е можна оваа поларизација, при што се завртуваат делумно и цели молекули.

Времето потребно за завртување на диполите до конечната положба е од редот на  $10^{-4}$  до  $10^{-8}$  s. Ова е доста широк појас на вредности. Се добива извесно закаснување (релаксација) од каде доаѓа и името на овој вид поларизација. Во телата со диполно релаксациона поларизација исто така постои електронската (а и јонската ако постојат и јонски врски), што сè придонесува за зголемување на сумарниот ефект на поларизацијата.

**Јонско-релаксациона поларизација** (сл.4.4с,  $C_{jr}$ ,  $Q_{jr}$ ,  $r_{jr}$  на сл.4.1б) Оваа поларизација се јавува кај материјали со јонска решетка, но со слаби меѓујонски врски, например кај неоргански стакла и други јонски кристални неоргански материјали со недоволно густо пакувана решетка. Тие кристали поседуваат празни јазли во решетката. Слабо сврзаните јони се преместуваат во празните јазли на решетката под дејство на топлинските движења, но ова не е насочено преместување. Но под дејство на надворешно електрично поле слабо врзаните јони се поместуваат за извесно растојание во правец на полето, со што се добива диполен момент. После престанок на делување на полето, оваа поларизација ослабува по експоненцијален закон. При зголемена температура оваа поларизација се засилува, бидејќи се зголемува и бројот на слободни јони. И овој вид поларизација е пропратен со електронска и евентуално со јонска и со загуби на енергија.

**Електронско-релаксациона поларизација** (сл.4.4е,  $C_{er}$ ,  $Q_{er}$ ,  $r_{er}$  на сл.4.1б) Настанува кај материјали со дефекти (пореметена структура на решетката) предизвикани од примеси, кои под влијание на температурата стануваат извори на слободни електрони или шуплини. Тоа се всушност полупроводници со електропроводливост помала од онаа што договорно се припишува на полупроводниците. Во електричното поле слободните носители на товар се распределуваат на правилен начин. Тие се преместуваат ограничено во насоката на електричното поле. Такви се на пр. Титан диоксид загаден со примеси на  $Nb^{+5}$ ,  $Ca^{+2}$ ,  $Ba^{+2}$ , Титанов диоксид со анјонски вакансии и примеси на јони  $Ti^{+3}$ , некои соединенија врз основа на метални оксиди каде металите се со променлива валентност (Ti, Nb, Bi).

Треба да се напомене високиот износ на  $\epsilon_r$  кој се постига кај овие материјали преку оваа поларизација, а исто така и постоењето на максимум во температурната зависност на  $\epsilon_r$ . При порастот на фреквенцијата на приложениот напон,  $\epsilon_r$  кај овие материјали опаѓа.

**Миграциона поларизација** (сл.4.4ф,  $C_m$ ,  $Q_m$ ,  $r_m$  на сл.4.1б). Оваа поларизација преставува дополнителен механизам на поларизација кој се јавува при цврсти диелектрици со нехомогена структура при макроскопски нехомогености и присуство на примеси. Електрични товари кои се придвижуваат се јоните кои се во мала концентрација присутни во техничките диелектрици. Ако во диелектрикот не постои електрично поле, јоните се рамномерно распределени по обемот на диелектрикот. Оваа поларизација се јавува при

ниски фреквенции и поврзана е со релативно големи енергетски загуби. Причината за овој вид поларизација се проводливите и полупроводливите уключоци (страни телца) во техничките диелектрици, присуството на слоеви со разни проводливости и слично. (При практичната реализација на изолацијата на електричните апарати за висок напон се користат разни диелектрици истовремено што ја прави изолацијата нехомогена: например фолии или ткаенини од цврсти материјали, со течен или гасовит диелектрик меѓу слоевите, изолациони држачи за да ги издржат механичките сили, со истовремено исполнување на остаточниот простор со некој хомоген диелектрик и сл.).

При внесување на нехомоген материјал во ел. поле, слободните електрони и јони на проводливите и полупроводливите уключоци се поместуваат во рамките на самите уключоци и на тој начин образуваат поголеми поларизирани области. При слоевите материјали, на граничните површини меѓу слоевите и во приелектродните слоеви може да се насоберат товари од споро подвижните јони.

**Спонтанна поларизација** Оваа поларизација постои кај порано спомнатите Фероелектрични материјали. Типично за овие материјали е постоењето на одредени домени (области) со димензии далеку поголеми од димензиите на молекулата, и кои посматрани сами за себе имаат електричен диполен момент и во отсуство на надворешно поле. Но, ориентацијата на моментите на разните домени е различна. Со приложување на надворешно ел. поле домените се ориентираат повеќе или помалку во смерот на полето, што дава силен ефект на поларизација. За разлика од другите видови поларизација, при одредени јачини на надворешното ел. поле настанува заситување, и натамошното зајакнување на ел. поле не предизвикува пораст на интензитетот на поларизацијата. Затоа, диел. пропусливост на овие материјали зависи од јачината на ел. поле. При температурната зависност на  $\epsilon_r$  се јавуваат еден или повеќе максимуми. При променливо ел. поле кај овие материјали се создаваат големи енергетски загуби кои се манифестираат во загревање на диелектрикот.

На сликата 4.1б престаен е и **отпорот на изолацијата**  $R_{iz}$  кој ја моделира струјата на проводливоста низ самата изолација.

#### 4.2.3 Макроскопски и микроскопски величини со кои се карактеризираат диелектриците во врска со поларизацијата

Сликата 4.1 а,б. претставува некој хипотетичен диелектрик во кој се можни сите видови поларизација. Крајниот резултат на поларизацијата е што при еднаква јачина на надворешното ел. поле кое делува на кондензаторот, поларизацијата го зголемува оптоварувањето  $Q$  односно ја зголемува **диелектричната индукција**  $D$  (димензии  $C/m^2$ ) наречена густина на електричното померување, во споредба со индукцијата која би постоела во тој простор кога наместо диелектрик би бил присутен вакуум. Познато е од Основи на електротехниката дека важи:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}; \quad \vec{D}_o = \epsilon_0 \vec{E}$$

(4.15)

каде  $\varepsilon$  е апсолутната диелектрична пропусливост, (F/m),  $\varepsilon_r$  е релативната диелектрична пропусливост (константа без димензија),  $\varepsilon_0$  е диелектричната константа (F/m). Првата равенка важи за материјален диелектрик, а втората за вакуум.

Според тоа, за материјален диелектрик важи:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + h \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \alpha \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}_0 + \vec{P} \quad (4.16)$$

Индукцијата  $\vec{D}$  според тоа е пропорционална со јачината на електричното поле, а коефициентот на пропорционалноста е апсолутната диелектрична пропусливост  $\varepsilon$ . Индукцијата  $\vec{D}$  се состои од две компоненти, имено од  $\vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}$  која ја претставува индукцијата при вакуумски диелектрик, и вториот дел,

$$\vec{P} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \vec{E} = h \varepsilon_0 \vec{E} = \alpha \vec{E},$$

која претставува прираст на индукцијата предизвикан заради поларизацијата на диелектрикот и се вика едноставно **Поларизација** и се обележува со  $P$ . Оваа величина има иста димензија со  $D$ , имено C/m<sup>2</sup>. Додека порано зборувавме за поларизацијата како физичка појава, овде зборуваме за една физичка величина со единица C/m<sup>2</sup>.

Величината

$$h = \varepsilon_r - 1,$$

која покажува колку поларизацијата  $P$  е поголема од електричната индукција во вакуум, се вика **електрична сусцептибилност**. (зборот “сусцептибилност е од странско потекло, а соодветен збор на Македонски би бил “приемчивост”) Гледаме дека поларизацијата е пропорционална на јачината на полето  $E$ . Коефициентот на пропорционалноста  $\alpha$  кој има иста димензија со  $\varepsilon_0$  (F/m), се вика **поларизибилност** или **константа на поларизацијата**

Величините  $\varepsilon_r$ ,  $h$  и  $\alpha$  се макроскопски константи кои го карактеризираат даден диелектрик. Ако е позната една од нив, другите две се наоѓаат според релациите:

$$\alpha = h \varepsilon_0 = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0, \quad h = \frac{\alpha}{\varepsilon_0} = \varepsilon_r - 1, \quad \varepsilon_r = 1 + h = 1 + \frac{\alpha}{\varepsilon_0} \quad (4.17)$$

Ако  $\varepsilon_r$ ,  $h$  и  $\alpha$  се константи велиме дека диелектрикот е линеарен. Забележи дека  $\alpha$  има иста природа како и  $\varepsilon_0$ , а  $h$  има иста природа како и  $\varepsilon_r$ .

Посматрано макроскопски, и поларните и неполарните диел. материјали во одсуство на надворешно поле се електрички неутрални, бидејќи влијанието на товарите на елементарните честички взаимно се поништува. Но при делувањето на ел. поле на диелектрикот (сл.4.1a), ако полето е хомогено, целиот диелектрик макроскопски се однесува како голем дипол. Позитивниот товар со износ  $+\vec{P}S$  се наоѓа при негативната електрода, а негативниот  $-\vec{P}S$  при

позитивната и тие се на растојание  $d$ . ( $S$  е површината на плочите на кондензаторот). Сега за моментот на тој голем дипол важи:

$$\vec{M} = \vec{P}Sd = \vec{P}V \quad (4.18)$$

Бидејќи  $Sd = V$  е волуменот на диелектрикот, може да се пише врз основа на (4.18)  $\vec{P} = \vec{M}/V$  и да се смета дека **поларизацијата е диполен момент по единица волумен**. Овој пак можеме да го замислиме како збир на електрични моменти на елементарните диполи кои постојат во единица волумен. Посматраниот волумен може да биде и многу мал, т.е. инфинитезимален. Со ова гледаме дека појавата може да се анализира поаѓајќи од градивните честички на материјата, т.е. да се посматра микроскопски.

Ако  $n_i$  е бројот на диполи од  $i$ -та врста во единица волумен, а  $\vec{p}_i$  е нивниот ефективен електричен момент, и ако има  $k$  разни видови диполи ( $k$  видови поларизација), ќе добиеме:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^k n_i \vec{p}_i \quad (4.19)$$

Ефективниот елементарен момент  $\vec{p}_i$  на диполот причинет е не само од полето  $\vec{E}$ , туку и од јачината на полето  $\vec{E}_1$  настанато како резултат на поларизацијата на околните молекули и сопственото поле  $\vec{E}_2$  од поларната молекула која го претставува тој елементарен дипол (ако молекулите се поларни). Величината  $\vec{E}' = \vec{E} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2$  се вика **локално поле**. Имено, во микросветот постојат многу нагли промени на јачината на полето со промена на просторните координати.

$$\text{Значи } \vec{p}_i = \beta \vec{E}'$$

каде  $\beta$  е **коэффициентот на поларизација за една честичка**.

Од интерес е да се воспостави врска меѓу макроскопските и микроскопските величини.

Ако молекулите на диелектрикот не се поларни, третата компонента  $\vec{E}_2$  е нула. Ако диелектрикот е гас или неполарна течност, молекулите слабо си делуваат една на друга па тогаш и  $\vec{E}_1 \approx 0$ . Во тој случај за константата на поларизацијата би добиле:

(Со изедначување на макроскопската и микроскопската релација)

$$\vec{P} = n_0 \beta E \quad (\text{микроскопски})$$

$$\text{и } \vec{P} = h \epsilon_0 E = \alpha E; \quad h = \frac{\alpha}{\epsilon_0} \quad (\text{макроскопски})$$

$$\text{Така добиваме: } \beta = h \frac{\epsilon_0}{n_0} = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_r - 1)}{n_0} = \frac{\alpha}{n_0} \quad (4.20)$$

$$\text{или } \alpha = n_0 \beta. \quad \text{Сега е } \epsilon_r = 1 + h = 1 + \frac{n_0 \beta}{\epsilon_0},$$

што претставува бараната врска меѓу микроскопските  $(n_o, \beta)$  и макроскопските  $(\epsilon_r, \alpha, h)$  величини.

Овде  $n_o$  е бројот на молекули по единица волумен (број елементарни диполи по единица волумен - концентрација).

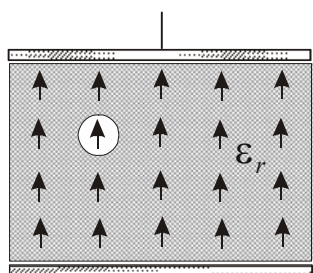
Ако се работи за цврсти диелектрици, треба да се посматра локалното или “внатрешно” поле предизвикано и од однадвор приложеното поле  $E$ , и од полето  $E_1$  предизвикано од поларизацијата (сопствена и од околните молекули). За да се одреди внатрешното поле, да го посматраме случајот на хомоген диелектрик во кој околу посматранат честичка е исечена мала топка и настанала мала шуплина во него, сл.4.5. Во ваква сферна шуплина теоретската електротехника докажува дека владее поле:

$$\vec{E}_1 = \frac{\epsilon_r + 2}{3} \vec{E} \quad (4.21)$$

Со изедначување на поларизацијата  $P$  во макроскопски и микроскопски облик:

$$P = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E = \alpha E \quad (\text{макроскопски})$$

$$\vec{P} = n_o \beta \frac{\epsilon_r + 2}{3} E \quad (\text{микроскопски})$$



Сл. 4.5: Кон изведбата на Класијус - Мосотиевата зависност

$$\text{се добива: } \alpha = \frac{n_o \beta (\epsilon_r + 2)}{3} \quad \text{или} \quad \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{n_o \beta}{3\epsilon_0}$$

и ако се замени  $h = \epsilon_r - 1$  и се реши по  $h$ , се добива:

$$h = \frac{\frac{n_o \beta}{\epsilon_0}}{1 - \frac{n_o \beta}{3\epsilon_0}}$$

(4.22)

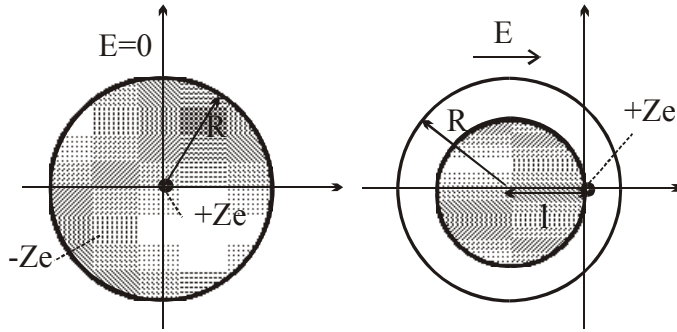
Равенката (4.22) ја дава врската меѓу макроскопскиот параметар на диелектричниот материјал  $\epsilon_r$ ,  $h$  и микроскопските  $n_o$  и  $\beta$ . Оваа равенка се нарекува *Клаузијус - Мосотиева* равенка. Истата важи само за неполарни диелектрични материјали, чии молекули се хаотично распределени или пак образуваат кубна или некоја друга високосиметрична структура. Такви својства имаат и неполарните гасни диелектрични материјали со мала концентрација на молекулите а и некои неполарни течни диелектрици. Ако кај диелектричните материјали е исполнето  $\epsilon_r \approx 1$ , од (4.22) се добива пак равенката (4.20).

### Додаток 1:

Да ја процениме **поларизибилноста и сусцептибилноста предизвикана од електронската поларизација**, сл. 4.6:

Да посматраме упростена слика на еден атом кој има товар  $+Ze$  во јадрото и топчесто распределен електронски облак со товар  $-Ze$ . Ако се приложи електрично поле  $E$ , настанува изместување на електронскиот облак за растојание  $\ell$ . Силата која го предизвикува ова изместување е  $\vec{F}_r = Ze\vec{E}$  и таа се урамнотежува со привлечната сила  $\vec{F}_a$  која се јавува. Значи имаме:

$$\vec{F}_a = \vec{F}_r$$



сл.4.6: Кон пресметка на електронската поларизација

За да ја најдеме силата  $F_a$  потребно ни е полето во точката оддалечена  $\ell$  од јадрото, види ја сликата. Од теоретска електротехника познато е дека јачината на полето на оддалеченост  $\ell$  на рамномерно наелектризирана топка со радијус  $R$  и вкупен товар  $Ze$  е  $E(\ell) = \frac{-Ze\ell}{4\pi\epsilon_0 R^3}$ , <sup>(2)</sup> па одовде силата е  $F_a = \frac{-(Ze)^2 \ell}{4\pi\epsilon_0 R^3}$  и

така добиваме:

$$ZeE = \frac{(Ze)^2 \ell}{4\pi\epsilon_0 R^3}$$

и одовде

$$Ze\ell = 4\pi\epsilon_0 R^3 \vec{E} = \vec{p}$$

каде  $\vec{p}$  е диполниот момент на посматраната честичка (атом). Според тоа, поларизибилноста е

$$\beta = \frac{\vec{p}}{\vec{E}} = 4\pi\epsilon_0 R^3 \quad (4.23)$$

и таа зависи само од атомскиот радијус  $R$ .

Ако се работи за гасови, нивните честички се далеку една од друга и електрички не си взаимодейнуваат. Макроскопски посматрано поларизацијата  $\vec{P}$  се добива со множење со концентрацијата на честичките  $n$ :

$$\vec{P} = n\vec{p} = n\beta\vec{E} = \alpha\vec{E} \quad \text{каде } \alpha = n4\pi\epsilon_0 R^3 = n\beta,$$

и одовде за уделот во сусцептибилноста од страна на електронската поларизација е:

$$h_{el} = \frac{n\beta}{\epsilon_0} = 4\pi nR^3. \quad (4.24)$$

<sup>2</sup> До оваа равенка може да се дојде и од:  $F_a = \frac{(Ze)^2 \ell^3}{4\pi\epsilon_0 R^3}$ , каде количникот  $\frac{\ell^3}{R^3}$  се додава

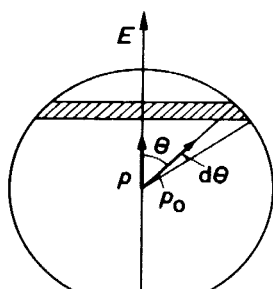
заради фактот што облакот кој се наоѓа на растојание поголемо од  $\ell$  не дава придонес во создавањето на силата.

**Броен пример:** За некој гас би важело:

$$n = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad R = 6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}, \quad h = 4\pi n R^3 = 10^{-4}, \quad \varepsilon_r = 1 + h = 1,0001.$$

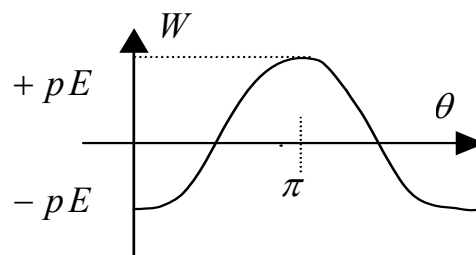
### Додаток 2:

Сега да го посматраме уделот на диполно-релаксационата поларизација. Овде термичкото движење на диполите делува како повратна сила која се спротивставува на поларизацијата. Да посматраме еден дипол, со диполен момент  $p_o$ , сл.4.7.



сл.4.7: Кон пресметката на д-р поларизација

За поларизацијата меродавна е компонентата  $p$  на моментот  $p_o$  во правецот на електричното поле  $E$ :



сл. 4.8

$$p = p_o \cos \theta$$

Вкупната поларизација е

$$\vec{P} = n\vec{p} = np_o \overline{\cos \theta}$$

при што  $\overline{\cos \theta}$  претставува средна вредност на  $\cos \theta$  за сите диполи кои се наоѓаат во единичната сфера околу посматраниот дипол. Оваа величина (која зависи од температурата), ќе ја одредиме на следниот начин.

Енергијата на системот од еден дипол  $\vec{p}_o$  во електрично поле  $\vec{E}$  е (види слика 4.8):

$$W = -p_o E \cos \theta$$

Минимална енергија се добива ако се обата вектори, и  $\vec{p}_o$  и  $\vec{E}$  паралелни и исто ориентирани ( $\theta = 0$ ), а максимална - ако се паралелни и спротивно ориентирани ( $\theta = \pi$ ). Бидејќи распределбата на енергиите на еден атомски систем честички се покорува на Болцмановата распределба, за функцијата на распределба  $f(W)$  може да напишеме:

$$f(W) = \text{const.} e^{-\frac{W}{kT}} \quad \text{односно} \quad f(W) = \text{const.} e^{-\frac{p_o E}{kT} \cos \theta} = f(\theta).$$

За да најдеме средна вредност на  $\cos \theta$  треба да усреднуваме преку сите просторни агли  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$  од 0 до  $\pi$  (шрафирана површина на сликата):



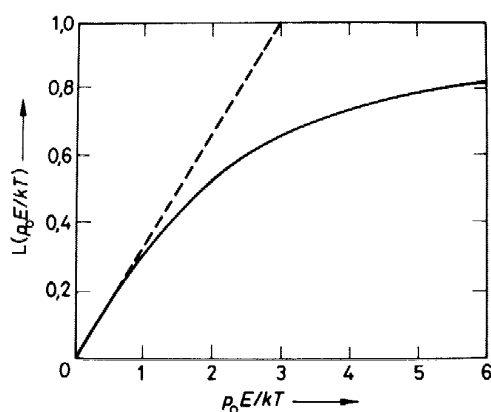
$$\overline{\cos\theta} = \frac{\int_0^\pi \cos\theta f(\theta) d\Omega}{\int_0^\pi f(\theta) d\Omega} = \frac{\int_0^\pi \cos\theta e^{\frac{p_o E}{kT} \cos\theta} \sin\theta d\theta}{\int_0^\pi e^{\frac{p_o E}{kT} \cos\theta} \sin\theta d\theta}. \quad \text{После интегрирањето и замена}$$

во изразот  $\vec{P} = n\vec{p}_o \overline{\cos\theta}$  се добива: 
$$P = np_o \left[ \coth \frac{p_o E}{kT} - \frac{kT}{p_o E} \right].$$

(4.25)

Изразот во средната заграда се вика Ланжевинова (Langevin) функција, сл. 4.9.

При собни температури секогаш е исполнето  $p_o E / kT \ll 1$  дури и при највисоки полиња кои се среќаваат во праксата. Значи, секогаш се наоѓаме во линеарниот дел. Ако  $\coth$  се развие во ред<sup>3</sup> и се земе линеарна апроксимација (само првиот член), се добива:



сл.4.9: Ланжевинова функција

$$P = \frac{np_o^2 E}{3kT}; \quad \alpha = \frac{np_o^2}{3kT}; \quad \beta = \frac{p_o^2}{3kT} \quad \text{и}$$

$$\text{одовде} \quad h_{dr} = \frac{np_o^2}{3\varepsilon_o kT}. \quad (4.26)$$

Гледаме дека суспенцибилноста зависи од температурата  $T$ .

<sup>3</sup> Важи:  $\coth x = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} = \frac{1}{x} + \frac{1}{3x} - \frac{1}{20}x^3 \dots$