6. ЕЛЕКТРОСТАТИКА

Прва сазнања о електрицитету потичу из античког доба. Према Аристотелу, прве експерименте из електрицитета је вршио Талес из Милета око 600. године пре нове ере. Он је описао појаву да ћилибар потрљан крзном добија особину да привлачи лаке предмете (комадиће хартије). Од тада на проучавање ових појава није ниста урађено следећих 2000 година. Тек је Гилберт утврдио да и друга тела трљањем добијају исте особине као и ћилибар. Ове појаве Гиберт је назвао електричним појавама.

Експериментално је утврђено да постоје две врсте наелектрисања. То се може показати на следећи начин. Две обешене наелектрисане staклене шипке се одбијају, док се не наелектрисана пластична и стаклена шипка привлаче. Ово указује да се наелектрисања стаклене шипке по својој природи разликују од наелектрисања пластичне шипке. Б. Френклин је назвао наелектрисања шипке позитивним (+), а наелектрисања пластичне шипке негативним (−). Ове ознаке су задржане до данас. Наравно, електричне појаве нису ограничена на нека тела, већ се под одређеним условима сва тела могу наелектрисати. Већина тела у природи садрже исту количину позитивног и негативног наелектрисања и зато су електрично неутрална.

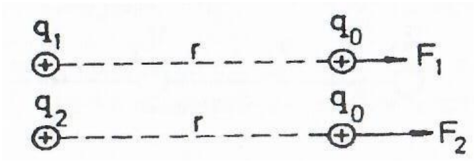
6.1. Кулонов закон

Кулон је 1785. године квантитативно испитивао особине узајамног дејстава два тачкаста наелектрисана тела помоћу торзионе ваге. Под тачкастим наелектрисањем подразумевају се тела чије су димензије мале у односу на њихово међусобно растојање. Кулон је нашао да векор електричне силе између тачкастих наелектрисања лежи на правој која пролази кроз њих. На основу експеримента следи да је Кулонова сила обрнуто сразмерна квадрату растојања између наелектрисања:

$$F \propto \frac{1}{r^2}, \qquad (6.1)$$

указујући да је наелектрисање адитивна величина, што се може показати на основу следећег мисаоног експеримента. Ако се на пробно наелектисање q_o делује најпре наелектрисањем q_1, а затим на истом растојању r, са наелектрисањем q_2 (слика 6.1), добија се однос наелектрисања:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{F_1}{F_2}. \qquad (6.2)$$

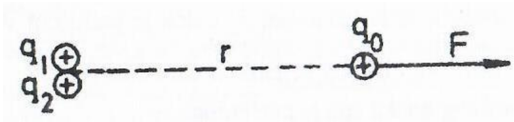


Слика 6.1.

Овај однос не зависи од величине наелектрисања q_o. Довођењем у исту тачку наелектрисања q_1 и q_2 на истом растојању (слика 6.2), сила на пробно наелектисање q_o је:

$F = F_1 + F_2$, (6.3)

односно, резултујућа сила једнака је збиру сила у претходна два случаја.

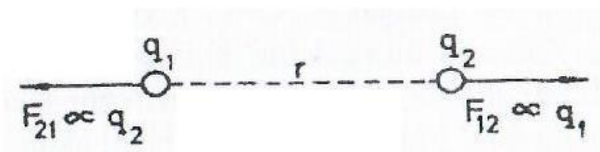


Слика 6.2.

На основу претходног следи да на силу којом интерагују два наелектрисања, не утиче присуство осталих наелектрисања. Ово је врло користан принцип за израчунавање силе између било која два наелектрисања у систему где постоји велики број наелектрисања. Овај принцип се назива принцип суперпозиције.

Посматрајмо интеракцију између наелектрисања q_1 и q_2 као на слици 6.3. Ако су силе које делују на свако наелектрисање једнаке и имају супротан смер (трећи Њутнов закон), онда величина силе мора бити сразмерна сваком наелектрисању:

$F \propto q_1 \cdot q_2$. (6.4)



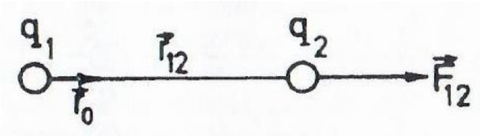
Слика 6.3.

Апсолутна вредност силе између два тачкаста наелектрисања је:

$F = K\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$, (6.5)

где је K константа која зависи од избора јединица за силу, наелектрисање и растојање. Овај закон се може изразити у векторском облику:

$\vec{F}_{12} = K\frac{q_1 \cdot q_2}{r_{12}^3}\vec{r}_{12} = K\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}\vec{r}_o$, (6.6) где $\vec{F}_{12}$ представља силу честице наелектрисања q_1 на силу честице наелектрисања q_2 (слика 6.4).



Слика 6.4.

Права од q_1 до q_2 представљена је вектором $\vec{r}_{12}$, док је јединични вектор $\vec{r_o} = \frac{\vec{r}}{r}$. Када су наелектрисања q_1 и q_2 оба позитивана или оба негативна, сила на q_2 дуж $\vec{r}_{12}$ је одбојна. Уколико су наелектрисања супротног знака сила је привлачна. Једначина (6.6) представља основни закон електростатике. Експериментално је утвржено да Кулонов закон важи у огромном домену растојања и то од 10^{-15} m па до неколико километара.

Многе изведене формуле из Кулоновог закона садрже фактор 4π и зато се уместо константе K уводи нова константа ε_o:

$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}, \tag{6.7}$$

одакле следи да је:

$$\varepsilon_o = \frac{1}{4\pi K} = 8.85418 \cdot 10^{-12}\ \frac{\mathrm{F}}{\mathrm{m}}. \tag{6.8}$$

Константа ε_o назива се пермитивна константа вакуума. Сада се Кулонов закон (6.6) може написати у облику:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}\vec{r}_o. \tag{6.9}$$

6.2. Јачина електричног поља

Свако наелектрисано тело мења својства простора у коме се налази. То промењиво својство простора назива се електрично поље. Основно физичко својство електричног поља састоји се у томе да на свако наелектрисање доведено у то поље делује електрична сила. Интеракција између наелектрисања врши се посредством електричног поља.

Посматрајмо интеракцију између два удаљена наелектрисања q и q_o. Нека се стање наелектрисања q (били величина или положај) нагло промени. На основу Кулоновог закона ова промена стања наелектрисања изазива промену силе на наелектрисање q_o, али се на основу Кулоновог закона не може утврдити када је наелектрисање q_o сазнало даје дошло до промене стања. Експериментално је утврђено да се промена силе на наелектрисање q_o не дешава тренутно, већ је потребно извесно време да од појаве узорка па да се та појава осети. Ово закашњење се може објаснити на следећи начин. Наелектрисање q је својим присуством условило физичку промену околног простора. Овакво стање простора је стално, ако се не мења стање наелектрисања q. Код сваке промене стања наелектрисања q врши се поремећај стања простора, односно електричног поља. Тај поремећај се простире брзином светлости. Према томе закашњење промене силе на наелектрисање q_o одређено је временом $t = l/c$, где је l првобитно растојање између наелектрисања.

Електрично поље постоји у простору у коме се осећа дејство наелектрисаног тела на остала наелектрисана тела. Да би се утврдило да ли у некој тачки простора постоји електрично поље, потребно је у ту тачку ставити пробно наелектрисање q_o и утврдити да ли на њега делује електрична сила. Електрично поље је утолико веће уколико је сила на пробно наелектрисање већа. Сила на пробно наелектрисање на основу Кулоновиог закона (слика 6.5) је:

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q \cdot q_o}{r^2}\vec{r}_o. \quad (6.10)$$

Слика 6.5

Ова сила поред q и r зависи од величине пробног наелектрисања q_o. Ако се јадначина (6.10) подели са q_o, добија се величина која само зависи од q и r. Однос F/q_o, за дато q и r, је константан и независи од величине пробног наелектрисања q_o. Зато се као мерило за јачину електричног поља узима однос F/q_o:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_o}, \quad (6.11)$$

где $\vec{E}$ представља јачину електричног поља у датој тачки. У случају тачкастог наелектрисања јачина електричног поља је:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\vec{r}_o. \quad (6.12)$$

Јачина електричног поља сразмерна је наелектрисању q и обрнуто сразмерна квадрату растојања r од наелектрисања q. Електрично поље има правац радијус вектора повученог од места где се наелектрисање q налази према тачки у којој се посматра. За позитивно наелектрисање јачина поља $\vec{E}$ усмерена је од наелектрисања, а за негативно наелектрисање ка том наелектрисању.

Знајући вредност електричног поља у некој тачки може се наћи сила $\vec{F}$ којом то поље делује на било које наелектрисање q', помоћу једначине:

$$\vec{F} = q' \cdot \vec{E}. \tag{6.13}$$

Када постоји систем од неколико тачкастих наелектрисања q_1, q_2, q_3,…q_n, који се налазе на растојањима $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, $\vec{r}_3$,… $\vec{r}_n$ од пробног наелектрисања q_o, тада свако од ових наелектрисања појединачно делује одговарајућом силом на пробно наелектрисање. Резултујућа сила једнака је векторском збиру ових сила:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i = \frac{q_o}{4\pi\varepsilon_o} \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{r_i^2} \vec{r}_{oi}, \tag{6.14}$$

док је резултујуће електрично поље:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_o} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i}{r_i^2} \vec{r}_{oi}, \tag{6.15}$$

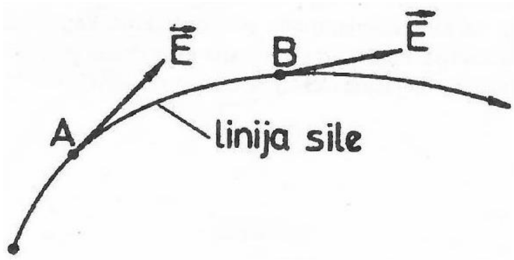
или у облику:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \cdots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i. \tag{6.16}$$

То значи да је јачина електричног поља која потиче од већег броја тачкастих наелектрисања, једнака векторском збиру јачина поља које би стварало свако наелектрисање посебно. Ова формуација представља принцип суперпозиције јачине електричног поља.

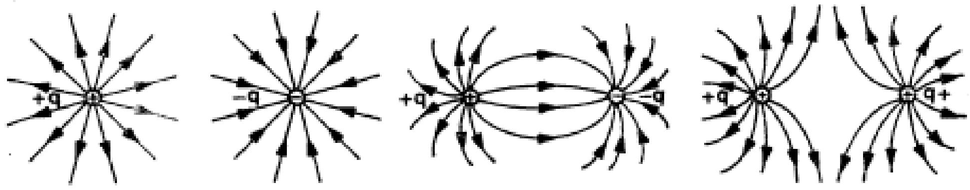
6.3. Линије сила електричног поља

Електрично поље, било ког тачкастог наелектрисања или наелектрисаног тела, може се графички представити вектором, у свакој тачки простора, који би одговарао по интензитету, правцу и смеру вектора електричног поља $\vec{E}$. Скуп свих тих вектора сачињавају векторско поље. За визуално представљање електричног поља Фарадеј је увео појам линија сила или линија електричног поља. Под линијом силе подразумева се она линија на којој вектор јачине електричног поља стоји, у свакој њеној тачки, тангенцијално (слика 6.6).



Слика 6.6.

Линија силе има исти смер са вектором јачине електричног поља у свакој тачки, односно имају одређени правац и само један смер, при чему се линије силе не могу пресецати. У електростатици све линије сила полазе од позитивног наелектрисања, а завршавају се у негативном наелектрисању. Наравно, није могуће нацртати све линије електростатичког поља јер их има бесконачно много. Обично се њихова густина бира тако да број линија које пролазе кроз јединичну површину постављену нормално на правац поља у датој тачки буде једнак интензитету вектора електричног поља у тој тачки. На слици 6.7 приказана је структура линија поља једноставних система.



Слика 6.7.

6.4. Флукс електричног поља

Флукс је особина било ког векторског поља. Под флуксом електричног поља подразумева се скаларни производ тог вектора и оријентисане површине, кроз коју пролази тај вектор. Флукс електричног поља представља број линија сила електричног поља које пролазе кроз неку површину, а једнак је производу јачине електричног поља и те површине:

$$d\Phi_E = \vec{E} \cdot d\vec{S}, \tag{6.17}$$

где је:

$$d\vec{S} = \vec{n} dS. \tag{6.18}$$

У једначини (6.18) $\vec{n}$ је јединични вектор нормалан на елемент површине dS и усмерен напоље, када је површина затворена.

Једначина (6.17) може се написати у облику:

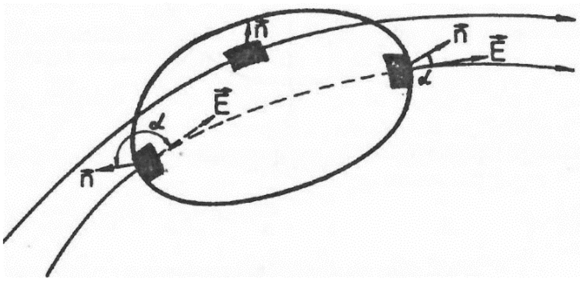
$$d\Phi_E = E\cos(\alpha)dS. \tag{6.19}$$

У зависности од величине угла α између правца електричног поља и нормале на површину постоје три случаја (слика 6.8):

а) За угао α = 90°, cos(90°) = 0, и $d\Phi_E = 0$. То физички значи да линије сила леже на површини, а не продиру кроз њу.

б) За угао $\alpha < 90°$, $\cos(\alpha) > 0$, и $d\Phi_E > 0$. Линије сила излазе кроз површину напоље.

ц) За угао $\alpha > 90°$, $\cos(\alpha) < 0$, и $d\Phi_E < 0$. Линије сила улазе кроз површину унутар.



Слика 6.8.

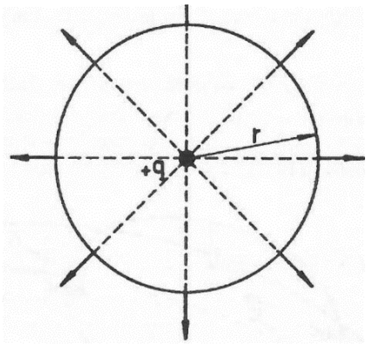
Дакле, флукс електричног поља је позитиван када линије сила излазе кроз површину, а негативан кад улазе унутра. Да би се нашао флукс кроз било коју затворену површину (Гаусова површина), врши се интеграција по свим површинским елементима, узимајући промене електричног поља $\vec{E}$ како по величини тако и по правцу од једне до друге тачке површине:

$$\Phi_E = \oint_S \, d\Phi_E = \oint_S \, \vec{E}d\vec{S}\,. \tag{6.20}$$

6.5. Гаусова теорема

Израчунајмо електрични флукс кроз сферну површину у чијем се центру налази позитивно тачкасто наелектрисање q (слика 6.9). Јачина електричног поља има правац радијуса, а смер од наелектрисања. Линије сила су нормалне на сферну површину у било којој њеној тачки. Величина електричног поља, односно број линија сила по јединици нормалне површине на растојању r од тачкастог наелектрисања је:

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$. (6.21)



Слика 6.9.

Површина сфере је $4\pi r^2$, тако да је електрични флукс:

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_o}. \quad (6.22)$$

Овај флукс је независанод величине сфере. Пошто су линије сила непрекидне, онда ће исти број линија сила пролазити и кроз затворену површину ма каквог облика, ако она у себи затвара исто наелектрисање. Једначина (6.22) има општу важност и може се написати у облику:

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E}d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i q_i . \quad (6.23)$$

Једначина (6.23) изражава Гаусов закон који гласи: Укупан електрични флукс кроз затворену површину било каквог облика једнак је алгербарском збиру наелектрисања, унутар те површине, подељеном са ε_0.

6.5. Примена Гаусове теореме

Поље просторно хомогено наелектрисане сфере

Нека је просторна густина наелектрисања ρ иста у свим елементима наелектрисања сфере. Ако је укупно наелектрисање Q сфере радијуса R, тада је:

$$\rho = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{\frac{4}{3}R^3\pi} = \frac{3Q}{4R^3\pi}. \quad (6.24)$$

Због симетричне расподеле наелектрисања, може се одредити електрично поље унутар сфере на било ком растојању од њеног центра. Количина наелектрисања обухваћена сфером полупречника r је (слика 6.10):

$$q = \frac{4}{3} r^3 \pi \rho = \frac{4}{3} r^3 \pi \frac{3Q}{4R^3\pi} = Q\left(\frac{r}{R}\right)^3. \tag{6.25}$$

Електрични флукс у овом случају је:

$$\phi_E = E4r^2\pi = \frac{q}{\varepsilon_o} = \frac{Q}{\varepsilon_o}\left(\frac{r}{R}\right)^3, \tag{6.26}$$

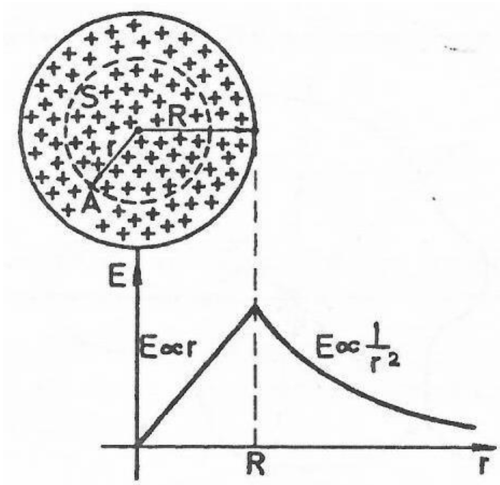
одакле се добија да је:

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{r}{R^3}. \tag{6.27}$$

Електрично поље унутар хомогене просторно наелектрисане сфере, линеарно је сразмерна растојању r. За $r = 0$ и $E = 0$, док је за $r = R$ електрично поље $E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{R^2}$. За вредности $r > R$ електрично поље је:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r^2}. \tag{6.28}$$

Поље опада као од тачкастог наелектрисања, или као да је целокупно наелектрисање у центру сфере.



Слика 6.10.

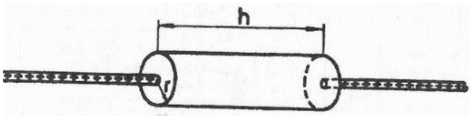
Поље бесконачно дугог наелектрисаног проводника

Нека је линеарна густина наелектрисања λ бесконачно дугог наелектрисаног проводника. Због симетричне расподеле наелектрисања електрично поље је радијално усмерено од проводника. Изаберимо Гаусову површину у облику цилиндра полупречника r и дужине h у чијој оси лежи проводник (слика 6.11). Флукс кроз крајеве цилиндра је нула, јер линије сила леже у равни крајева. Остаје само флукс кроз цилиндричну површину $2r\pi h$. Како је $\vec{E}$ увек нормално на ову површину, а по интензитету исто у свакој тачки површине, онда је укупан флукс:

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = E(2r\pi h) = \frac{q}{\varepsilon_o} = \frac{\lambda h}{\varepsilon_o}, \qquad (6.29)$$

односно, електрично поље је:

$$E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{\lambda}{r}. \qquad (6.30)$$



Слика 6.11.

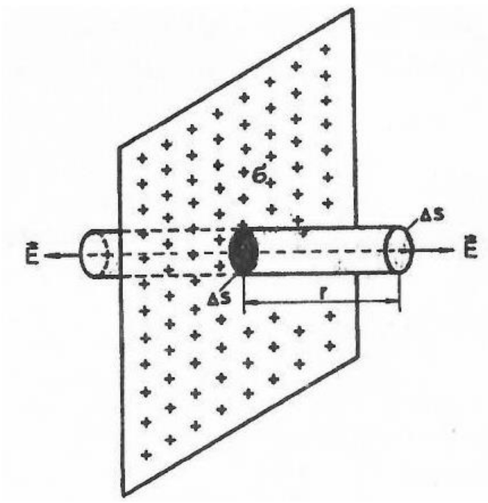
Поље наелектрисане равни

Нека је површинска густина наелектрисања σ проводне хомогено наелектрисане равни. Због симетричне расподеле наелектрисања електрично поље је нормално на раван. Изаберимо Гаусову површину у облику цилиндра и то тако да је оса цилиндра нормална на раван (слика 6.12). Нека је површина основе цилиндра ΔS. Линије сила електричног поља паралелне су са површином омотача и зато је флукс кроз ту површину нула. Кроз основе цилиндра електрично поље је нормално. Флукс кроз површину основе цилиндра је:

$$\Phi_E = \oint_S \vec{E} d\vec{S} = 2E\Delta S = \frac{q}{\varepsilon_o} = \frac{\sigma\Delta S}{\varepsilon_o}, \qquad (6.31)$$

односно, електрично поље је:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_o}. \qquad (6.32)$$



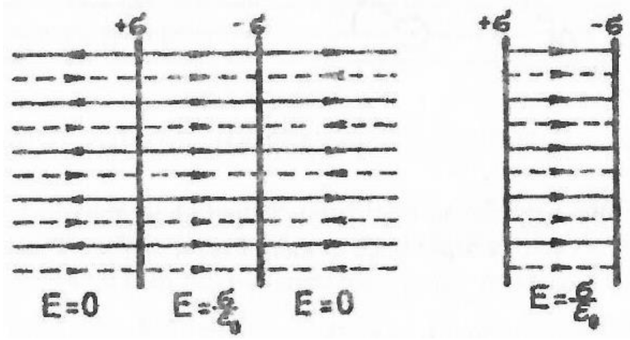
Слика 6.12.

Поље две супротно наелектрисане равни

На слици 6.13 приказане су две међусобно паралелне и супротно наелектрисане равни истих површинских густина. Линије сила позитивно наелектрисане равни означене су пуним линијама, а негативно наелектрисане равни испрекиданим линијама. Линије сила позитивно наелектрисане равни усмерене су од равни, а линије сила негативно наелектрисане равни усмерене су ка тој равни. Са слике се види да јачине поља имају исти смер између равни, због чега је њихов геометријски збир једнак алгербарском збиру:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_o} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_o} = \frac{\sigma}{\varepsilon_o}. \tag{6.33}$$

Јачине поља изван ових равни супротно су оријентисане и њихово резултујуће поље је нула.



Слика 6.13.

6.5. Конзервативни карактер електростатичких сила

Силе електричног поља, при померању наелектрисаног тела у електричном пољу, врше рад, при чему је износ промене кинетичке енергије наелектрисаног тела једнак промени потенцијалне енергије електростатичког поља. Размотримо рад електростатичке силе на наелектрисање q_o у пољу тачкастог наелектрисања q, које је фиксирано у једној тачки простора. Поље овог наелектрисања на растојању r је:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\vec{r}_o. \tag{6.34}$$

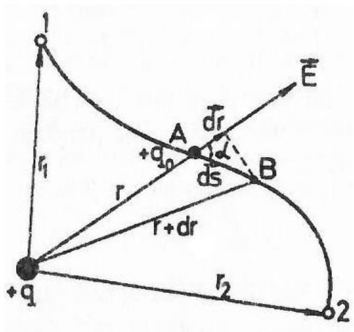
Ако су оба наелектрисања исте врсте, тада на покретно наелектрисање q_o, које се налази у електричном пољу $\vec{E}$, делује одбојна електростатичка сила:

$$\vec{F} = q_o\vec{E}. \tag{6.35}$$

За померање наелектрисања q_{o} према наелектрисању q, насупрот сили $\vec{F}$, потребно је извршити спољашњи рад. Такав рад је позитиван и доводи до повећања потенцијалне енергије наелектрисања q_{o} у електричном пољу. Међутим, ако се систем наелектрисања q_{o} и q препусти самом себи, наелектрисање q_{o} удаљује се од наелектрисања q под дејством силе $\vec{F}$, која врши рад. Дакле, наелектрисање q_{o} у свакој тачки поља $\vec{E}$, има одређену потенцијалну енергију, чија величина зависи од положаја наелектрисања q_{o} у односу на наелектрисање q.

Нека електростатичка сила $\vec{F}$ помера наелектрисање q_{o} на путу од тачке A до тачке B (слика 6.14). Бесконачно кратко померање ds наелектрисања q_{o}, између ових тачака, може се сматрати праволинијско. На том делу пута и сила $\vec{F} = q_o\vec{E}$ може се сматрати да је константна, и рад ове силе је:

$$dA = \vec{F}d\vec{s} = Fds\cos(\alpha). \tag{6.36}$$



Слика 6.14.

Са слике 6.14 се види да је:

$$ds\cos(\alpha) = dr, \tag{6.37}$$

и заменом у једначину (6.36) добија се:

$$dA = Fdr. \tag{6.38}$$

Заменом вредности за F, одређене Кулоновим законом, једначина (6.38) постаје:

$$dA = \frac{qq_o}{4\pi\varepsilon_o}\frac{dr}{r^2}. \tag{6.39}$$

Укупан рад силе F, на путу од тачке 1 до тачке 2, једнак је збиру елементарних радова:

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} Fdr = \frac{qq_o}{4\pi\varepsilon_o}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{qq_o}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \tag{6.40}$$

Из једначине (6.40) види се да рад електростатичке силе не зависи од облика путање по којој се помера наелектрисање q_{o}, већ само од почетног и крајњег положаја.

Рад електростатичких сила по затвореној путањи ($r_1 = r_2$) једнак је нули, односно електростатичке силе су конзервативне силе.

6.6. Електростатичка потенцијална енергија

Потенцијална енергија може се дефинисати за систем од два тела, ако између њих делује конзервативна сила. Како су електростатичке силе конзервативне силе, електростатичкој интеракцији може се приписати потенцијална енергија. Када изолован систем садржи наелектрисане честице, онда је укупна енергија система константна:

$$E = E_k + E_p = \text{const.} \tag{6.41}$$

где је E_k кинетичка енергија тела чије је наелектрисање q_o, а E_p потенцијална енергија система наелектрисања q и q_o. Рад електростатичке силе на померају наелектрисања q_o, из тачке 1 у тачку 2, једнак је промени кинетичке енергије овог наелектрисања између крајних тачака:

$$\Delta E_k = E_{k2} - E_{k1} = A_{12}, \tag{6.42}$$

па је на основу једначине (6.40):

$$\Delta E_k = \int_{r_1}^{r_2} F dr = q_o \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q q_o}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \tag{6.43}$$

Рад електростатичких сила може се сматрати као рад унутрашњих сила у изолованом систему. Укупна енергија система се не мења:

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = 0, \tag{6.44}$$

односно:

$$\Delta E_p = -\Delta E_k = -A_{12}. \tag{6.45}$$

Из једначина (6.44) и (6.45) следи да је:

$$\Delta E_p = E_{p2} - E_{p1} = -q_o \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q q_o}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right). \tag{6.46}$$

Уобичајно је да се за нулту вредност потенцијалне енергије узима такав распоред наелектрисања да силе интеракције између њих буду једнаке нули, односно потенцијална енергија два наелектрисања биће једнака нули када се она налазе на бесконачно великом растојању. Дакле, за $r_2 \to \infty$, $E_{p2} = 0$ и потенцијална енергија за било које друго растојање r је:

$$E_p(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q q_o}{r}. \tag{6.47}$$

Из једначине (6.47) види се да је потенцијална енергија два истоимена наелектрисања позитивна, јер се она међусобно одбијају. Између разноимених наелектрисања постоје привлачне силе и потенцијална енергија је негативна

6.7. Електрични потенцијал

Електрично поље око наелектрисаног тела може се описати поред вектора јачине електричног поља $\vec{E}$ и са скаларном величином која се зове електрични потенцијал V. Наелектрисање q_o у пољу наелектрисања q поседује потенцијалну енергију дату једначином (6.47). Различите величине пробних наелектрисања имају у истој тачки поља различите потенцијалне енергије. Без обзира колика је величина пробног наелектрисања, однос E_p/q_o остаје сталан у некој тачки простора, на растојању r od наелектрисања q. Овако дефинисан однос:

$$V = \frac{E_p}{q_o} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}, \tag{6.48}$$

назива се електрични потенцијал. Дељењем једначине (6.46) са q_o добија се:

$$\frac{E_{p2}}{q_o} - \frac{E_{p1}}{q_o} = -\int_1^2 \vec{E}d\vec{s} = V_2 - V_1. \tag{6.49}$$

Величина:

$$U = V_1 - V_2, \tag{6.50}$$

назива се разлика потенцијала или напон. Из једначина (6.49) и (6.50) следи да је:

$$U = \int_1^2 \vec{E}d\vec{s}. \tag{6.51}$$

6.8. Електрични капацитет тела

Различити проводници наелектрисани једнаким количинама наелектрисања показују различите потенцијале. Физичка величина по којој се ови проводници разликују назива се електрични капацитет тела. На потенцијал неког тела могу електростатичком индукцијом да утичу друга тела која га окружују. Посматраћемо изоловано тело. Потенцијал изолованог тела управо је пропорционалан количини наелектрисања на њему:

$$Q = C \cdot V. \tag{6.52}$$

Коефицијенат пропорционалности не зависи од количине наелектрисања нити од потенцијала, већ само од облика и величине тела и назива се његовим капацитетом. Из једначине (6.52) следи да је капацитет тела:

$$C = \frac{Q}{V}, \tag{6.53}$$

односно, капатитет изолованог проводника једнак је количини наелектрисања коју треба довести или одвести од тела да би му се потенцијал променио за јединицу. У SI системуу, јединица за капацитет је фарад (F).

6.9. Кондензатори

Систем проводника чији је капацитет не зависи од осталих тела назива се кондензатор. Два проводника постављена један поред другог у непроводној средини на одређеном растојању чине електрични кондензатор. Проводници који образују кондензатор називају се кондензаторске облоге. Под наелектрисањем кондензатора подразумева се апсолутни износ наелектрисања једне облоге.

Електрично поље локализовано је само у простору између облога кондензатора. Између кондензаторских облога може бити ваздух или који други диелектрик. Капацитет кондензатора:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{Q}{U}, \tag{6.54}$$

независан је од количине наелектрисања Q и напона између облога U. За време пуњења на облоге кондензатора доводе се једнаке количине наелектрисања супротног знака. Тада напон између облога расте. Количина наелектрисања која се може довести на облоге кондензатора је ограничена. Код одређеног износа наелектрисања електрично поље између облога достиже критичну вредност при којој долази до пробоја диелектрика. Према врсти облога кондензатори се деле на равне или плочасте, сферне и цилиндричне.

капацитет плочастог кондензатора

Плочасти кондензатор се састоји од две паралелне плоче површине S на малом растојању d у односу на димензије плоча тако да је електрично поље хомогено и потпуно локализовано између облога (слика 6.15). Поље у том случају је:

$$E_o = \frac{\sigma}{\varepsilon_o} = \frac{Q}{\varepsilon_o S}, \tag{6.55}$$

односно:

$$E_o = \frac{U_o}{d}. \qquad (6.56)$$

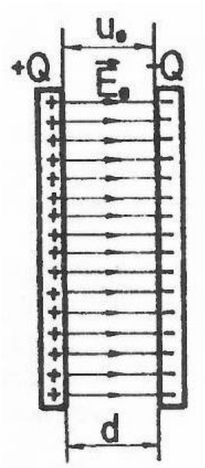
Изједначавањем једначина (6.55) и (6.56) следи:

$$\frac{Q}{\varepsilon_o S} = \frac{U_o}{d}, \qquad (6.57)$$

одакле следи да је:

$$C_o = \frac{Q}{U_o} = \frac{\varepsilon_o S}{d}. \qquad (6.58)$$

Капацитет плочастог кондензатора је сразмеран површини облога, а обрнуто сразмеран растојању између облога.

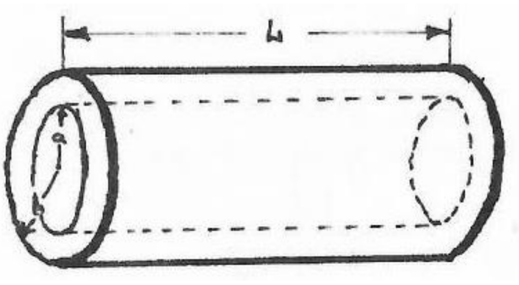


Слика 6.15.

капацитет цилиндричног кондензатора

Цилиндрични кондензатор се састоји од два каоксијална цилиндра полупречника a и b и дужине L (слика 6.16). Нака је $L >> b$ тако да је електрично поље хомогено и линије сила имају правац радијуса. Ако је наелектрисање кондензатора Q онда је линеарна густина:

$$\lambda = \frac{Q}{L}. \qquad (6.59)$$



Слика 6.16.

Ако се изабере Гаусова површина у облику цилиндра полупречника r, тада Гаусова теорема има облик:

$$\varepsilon_o \oint_S \vec{E} d\vec{S} = Q, \tag{6.60}$$

односно:

$$\varepsilon_o E 2r\pi L = Q, \tag{6.61}$$

одакле је:

$$E = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_o L} \cdot \frac{1}{r}. \tag{6.62}$$

Напон између облога је:

$$U_o = \int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{r} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_o L} \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_o L} \ln\frac{b}{a}, \tag{6.63}$$

а капацитет је:

$$C_o = \frac{Q}{U_o} = \frac{2\pi\varepsilon_o L}{\ln\frac{b}{a}}. \tag{6.64}$$

капацитет сферног кондензатора

Сферни кондензатор састоји се од концентричних сферних проводних облога чији су полупречници r_o и R (слика 6.17). На основу Гаусове теореме јачина поља је:

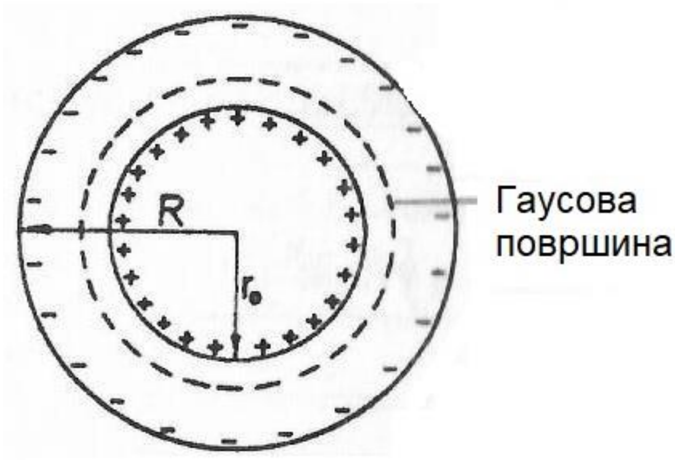
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \frac{Q}{r^2}. \tag{6.65}$$

Како су $\vec{E}$ и $d\vec{r}$ колинеарни, напон између облога је:

$$U_o = \int_{r_o}^R \vec{E} \cdot d\vec{r} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_o} \int_{r_o}^R \frac{dr}{r^2} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_o}\left(\frac{1}{r_o} - \frac{1}{R}\right), \tag{6.66}$$

а капацитет:

$$C_o = \frac{Q}{U_o} = 4\pi\varepsilon_o \frac{r_o R}{R - r_o}. \tag{6.67}$$



Слика 6.17.

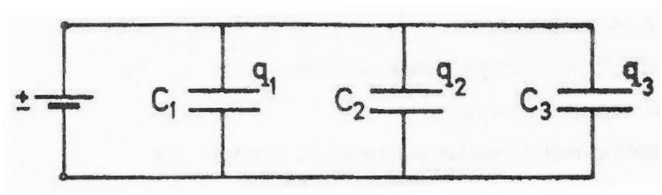
везивање кондензатора

На слици 6.18 приказана је паралелна веза 3 кондензатора. Разлика потенцијала или напон на сваком паралелно везаном кондензатору је исти:

$$U = U_1 = U_2 = U_3, \tag{6.68}$$

зато што су све горње облоге везане заједно на позитиван пол батерије. Количина наелектрисања на кондензаторима зависи од њихових капацитета:

$$q_1 = C_1 U,$$
$$q_2 = C_2 U, \tag{6.69}$$
$$q_3 = C_3 U.$$



Слика 6.18.

Укупно наелектрисање је:

$$q = q_1 + q_2 + q_3. \tag{6.70}$$

Из једначина (6.69) и (6.70) следи да је:

$$q = (C_1 + C_2 + C_3) \cdot U, \tag{6.71}$$

односно, еквивалентан капацитет је:

$$C = \frac{q}{U} = C_1 + C_2 + C_3. \tag{6.72}$$

Из једначине (6.72) следи да је еквивалентни капацитет везаних кондензатора једнак збиру њихових капацитета.

Код редно везаних кондензатора наелектрисање q је исто на свим облогама (слика 6.19). То је због тога што је укупно наелектрисање унутар црткане линије једнако нули. Укупно наелектрисање на свим плочама у почетку је било једнако нули, а након прикључивања батерије само је дошло до раздвајања наелектрисања, па је њихов алгербарски збир непромењен јер су све облоге потпуно електрично изоловане. Због тога је:

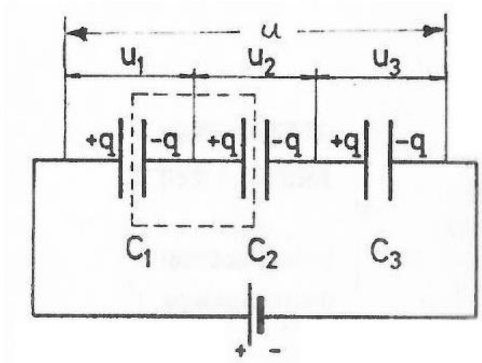
$$q = q_1 = q_2 = q_3, \tag{6.73}$$

а како је:

$$U = U_1 + U_2 + U_3, \tag{6.74}$$

из једначина (6.69), (6.73) и (6.74) следи да је:

$$U = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} + \frac{q_3}{C_3} = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right) \cdot q. \tag{6.75}$$



Слика 6.19.

Еквивалентни капацитет је:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{1}{\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}}, \tag{6.76}$$

или:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}. \tag{6.77}$$

За већи број редно везаних кондензатора еквивалентни капацитет је:

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i}. \tag{6.78}$$

6.10. Енергија система наелектрисања

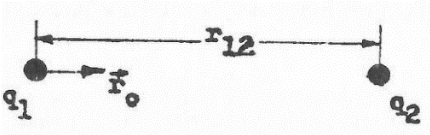
Довођењем истоимених наелектрисања на мања растојања или раздвајање разноимених наелектрисања може се вршити само под дејством спољашњих сила. Сила којом треба вршити овај рад мора бити једнака електростатичкој сили али супротног смера. Како су електростатичке силе конзервативне и рад ових сила не зависи од облика путање. Извршен рад против електростатичких сила једнак је повећању потенцијалне енергије система наелектрисања.

Посматрајмо два истоимена наелектрисања q_1 и q_2. Нека се у почетку ова два наелектрисања налазе на бесконачно великом растојању, где је сила између њих једнака нули. Ове честице треба довести на растојање r_{12}, као на слици 6.20. Приближавање се може извести на два еквивалентна начина: фиксира се наелектрисање q_1 а помера се наелектрисање q_2, или се фиксира наелектрисање q_2 а помера се наелектрисање q_1 до траженог растојање. У том случају спољашње силе врше рад:

$$A = \int_{\infty}^{r_{12}} \vec{F} \cdot d\vec{r} = q_2 \int_{\infty}^{r_{12}} \vec{E}_1 \cdot d\vec{r}, \tag{6.79}$$

где је $\vec{E}_1$ електрично поље наелектрисање q_1 и има правац и смер вектора:

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{q_1}{r^2} \vec{r}_o. \tag{6.80}$$



Слика 6.20.

Померање q_2 врши се у смеру супротно од радијус вектора и зато је прираштај померања $-d\vec{r}$. Тада је скаларни производ:

$$\vec{E}_1 \cdot d\vec{r} = E_1 \cos(\pi) dr = -E_1 dr = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{q_1}{r^2} dr. \tag{6.81}$$

Рад спољашњих сила има супротан смер од електростатичке силе ($F = - q_2 E_1$). Из једначина (6.79) и (6.81) следи да је:

$$A = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_o} \int_{\infty}^{r_{12}} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{1}{r_{12}}. \tag{6.82}$$

Дакле, рад за преношење наелектрисања q_2 из бесконачности у тачку удаљену за r_{12} од наелектрисања q_1 на основу једначине (6.82) може се написати у облику:

$$A_2 = q_2 V_2 = q_2 \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{1}{r_{12}}, \tag{6.83}$$

где је V_2 потенцијал који ствара наелектрисање q_1 у тачки у коју се премешта наелектрисање q_2. Исти рад се врши ако је фиксирано наелектрисање q_2 а доводи се наелектрисање q_1 до истог растојања r_{12}:

$$A_1 = q_1 V_1 = q_1 \frac{q_2}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{1}{r_{12}}, \tag{6.84}$$

где је V_1 потенцијал који ствара наелектрисање q_2 у тачки у коју се премешта наелектрисање q_1. Вредност радова (6.83) и (6.84) су једнаки и њихове величине представљају енергију система ова два наелектрисања:

$$E_p = q_1 V_1 = q_2 V_2 = \frac{1}{2}(q_1 V_1 + q_1 V_1). \tag{6.85}$$

E_p је потенцијална енергија система од две честице и она се може написати у облику:

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} q_i V_i. \tag{6.86}$$

где је V_i потенцијал у тачки где се налази наелектрисање q_i и који стварају сва наелектрисања система сем наелектрисања q_i.

6.11. Енергија наелектрисаног кондензатора

Облоге кондензатора су у почетку неутралне. Пуњење почиње када се са једне облоге кондензатора пренесе врло мала количина наелектрисања dq на другу облогу. Ова количина наелектрисања повећава наелектрисање друге облоге, а за исти износ умањује наелектрисање истог знака прве облоге. На тај начин се се у току процеса пуњења кондензатора повећавају количине наелектрисања на облогама истог износа, а супротног знака. За преношење наелектрисања dq са једне облоге на другу треба против електростатичких сила извршити рад. Ако је тренутна разлика потенцијала између облога $U = V_1 – V_2$, онда је потребан рад:

$$dA = U \cdot dq = \frac{q}{C} dq. \tag{6.87}$$

Укупан рад добија се интеграцијом једначине (6.87):

$$A = \frac{1}{C}\int_0^Q q dq = \frac{Q^2}{2C}. \tag{6.88}$$

Извршен рад је једнак повећању потенцијалне енергије $A = E_p$.

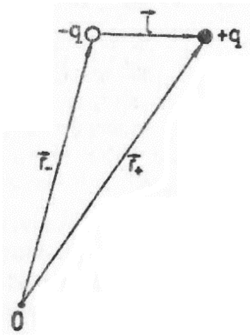
6.12. Диелектрици у електричном пољу

Диелектрици су супстанце у којима нема слободних електрона, као што је случај код проводника. Међутим, стање диелектрика се мења под утицајем електричног поља. Када се диелектрик унесе у поља тада и диелектрик и поље трпе промене. Диелектрици су израђени од неутралних молекула, који чине кристалну решетку. Молекули су изграђени од атома. Електрони се крећу огромном брзином око језгра атома непрекидно мењајући свој положај у односу на језгро. Када се изврши усредњавање по времену добија се тачка у којој је сконцетрисано целокупно наелектрисање електрона. Та тачка у атому преставља тежиште електрона. Дејство свих електрона у може се заменити еквивалентним наелектрисањем које као да се налази у њиховом тежишту. Тежиште позитивног наелектрисања атома налази се увек у језгру. У молекулима диелектрика, у одсуству електричнохг поља, тежишта позитивног и негативног наелектрисања могу се поклапати или бити померене једно у односу на друго.

Молекули код којих се тежишта позитивног и негативног наелектрисања не поклапају називају се поларни молекули. Величина поларности ових молекула мери се диполним електричним моментом:

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l} = q(\vec{r}_+ - \vec{r}_-), \tag{6.89}$$

где је $\vec{l}$ радијус вектора позитивног у односу на тежиште негативног наелектрисања (слика 6.21). Значи, поларни молекули имају перманентни електрични диполни момент и у одсуству спољашњех електричног поља. Резултујући диполни момент диелектрика као целине у било ком правцу једнак је нули, јер су диполи хаотично оријентисани.



Слика 6.21.

Молекули код којих се тежишта обе врсте наелектрисања, у одсуству електричног поља, поклапају називају се неполарни молекули. У одсуству спољашњег електричног поља тежиште позитивног наелектрисања, или језгра атома, налази се у центру електронског облака (слика 6.22). када се неполарни молекул постави у електрично поље, онда поље делује на позитивна наелектрисања у смеру поља, док на електроне делује у супротном смеру. Како је готово целокупна маса атома концентрисана у језгру, то се под утицајем поља језгра померају неупоредиво мање од тежишта електронског облака. Неполарни молекул у електричном пољу се поларизује, јер се раздвајају тежишта позитивног и негативног наелектрисања. Такав молекул се назива индуковани дипол.

Слика 6.22.

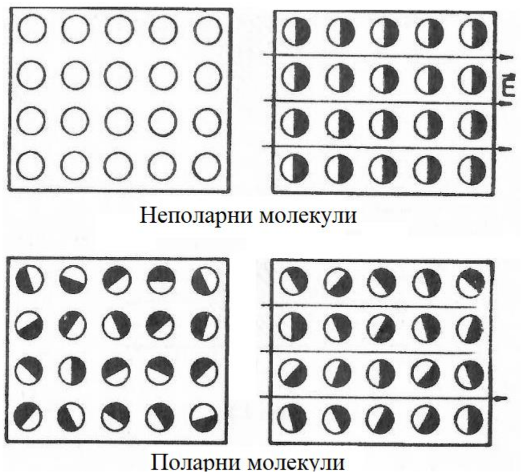
Померање наелектрисања у неполарном молекулу сразмерно је јачини примењеног електричног поља. Силе поља делују у супротном смеру од сила које нормално држе наелектрисања у равнотежном положају. Те везивне силе су електромагнетне природе и разликују се од сила електричног поља. Ако електрично поље није сувише велико, онда је померање наелектрисања сразмерно јачини поља, па је величина индукованог момента дипола:

$$\vec{p} = \beta \varepsilon_o \vec{E}, \tag{6.90}$$

где је β константа карактеристична за одређену врсту молекула и зависи од структуре молекула. Ова константа се назива поларизабилност молекула.

Поларизација молекула диелектрика, неполарних и поларних, приказана је на слици 6.23. Дејство спољашњег поља на поларни молекул манифестује се у оријентацији момента електричног дипола у правцу и смеру поља. Закретни момент дипола је:

$$\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}. \tag{6.91}$$



Слика 6.23.

Диполни моменти поларних молекула знатно су већи од индукованих диполних момената неполарних молекула. Код диелектрика са поларним молекулима долази до делимичне оријентације перманентних дипола у правцу поља. До потпуне оријентације не долази због термичког кретања молекула. Међутим, код диелектрика са неполарним молекулима индуковани диполни моменти су потпуно оријентисани у правцу електричног поља.

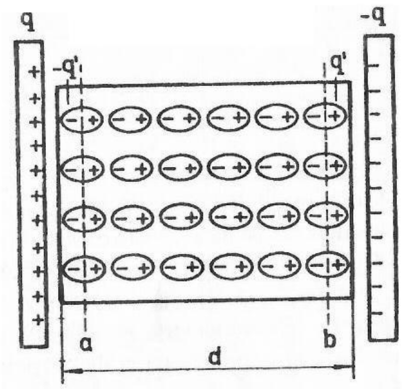
У одсуству спољашњег електричног поља диполни моменти молекула диелектрика или су једнаки нули (неполарни молекули) или су хаотично распоређени у простору (поларни молекули), па је њихов укупни диполни момент у било ком правцу једнак нули:

$$\vec{E} = 0 \begin{cases} \vec{p} = 0, \text{неполарни молекули} \\ \sum \vec{p}_i = 0, \ \text{поларни молекули} \end{cases}$$

Стање унутар диелектрика се мења у електричном пољу и под дејством спољашњег електричног поља диелектрик се поларизује (поларизација диелектрика). У том случају резултујући диполни момент диелектрика у правцу електричног поља је различит од нуле:

$$\vec{E} \neq 0 \begin{cases} \vec{p} \neq 0, \text{неполарни молекули} \\ \sum \vec{p}_i \neq 0, \ \text{поларни молекули} \end{cases}$$

Било да је поларизација индукована или потиче услед оријентације перманентних дипола, распоред наелектрисања у молекулу биће као на слици 6.24. За цео диелектрик, као и за његове појединачне молекуле, каже се да су поларизовани.



Слика 6.24.

Величина која карактерише степен поларизације диелектрика је диполни момент јединице запремине која се означава са $\vec{P}$ и назива се поларизација диелектрика. Диелектрици могу бити изотропни или анизотропни у погледу поларизације. Правци електричног поља и поларизације диелектрика су колинеарни у изотропним, а неколинеарни у анизотропним диелектрицима.

Када је у хомогеном изотропном диелектрику електрично поље хомогено, онда је поларизација диелектрика:

$$\vec{P} = n \cdot \vec{p}, \tag{6.92}$$

где је n број молекула у јединици запремине, а $\vec{p}$ величина диполног момента у правцу поља. Уколико су поље и диелектрик нехомогени онда се и степен поларизације разликује од тачке до тачке. У том случају узима се диполних момената молекула у врло малој запремини ΔV, па је поларизација диелектрика у ма којој тачки:

$$\vec{P} = \frac{\sum_{\Delta V} \vec{p}_i}{\Delta V}. \tag{6.93}$$

Макроскопска густина наелектрисања унутар хомогено поларизованог диелетрика између равни a и b (слика 6.24) једнака је нули. У било којој запремини унутар диелектрика позитивна и негативна наелектрисања, и када се њихова тежишта не поклапају, једнака су међусобно, па се запремина понаша као електрично неутрална. У површинским слојевима, изван равни a и b постоји вишак наелектрисања, негативног у једном, а позитивног у другом слоју. Индукована површинска наелектрисања нису слободна и називају се везана наелектрисања (q'). Унутрашње стање поларизованог диелектрика карактерише се не вишком наелектрисања него релативним померањем наелектрисања унутар њега.

Вектор поларизације је сразмеран јачини примењеног електричног поља:

$$\vec{P} = k\varepsilon_o\vec{E}, \tag{6.94}$$

где је k диелектрична сусцептибилност или осетљивост диелектрика, која не зависи од јачине електричног поља. Како $\varepsilon_o\vec{E}$ и P имају исте димензије, следи да је k бездимензиона величина. У хомогеном диелектрику са неполарним молекулима поларизација диелектрика је:

$$\vec{P} = k\varepsilon_o\vec{E} = n \cdot \vec{p} = n\beta\varepsilon_o\vec{E}, \tag{6.95}$$

одакле следи да је:

$$k = n\beta. \tag{6.96}$$

Дакле, диелектрична сусцептибилност је мера осетљивости диелектрика да се поларизује помоћу електричног поља.

Поларизовани диелектрик представља макроскопски електрични дипол.чији је диполни момент:

$$\vec{p}_d = q' \cdot \vec{d}, \tag{6.97}$$

где је q' количина индукованих или наелектрисања на површини диелектрика, а d је растојање супротно наелектрисаних површина (слика 6.24). Интензитет вектора поларизације може се представити у облику:

$$\left|\vec{P}\right| = \frac{\sum_V |p_i|}{V} = \frac{q' \cdot d}{S \cdot d} = \frac{q'}{S} = \sigma', \tag{6.98}$$

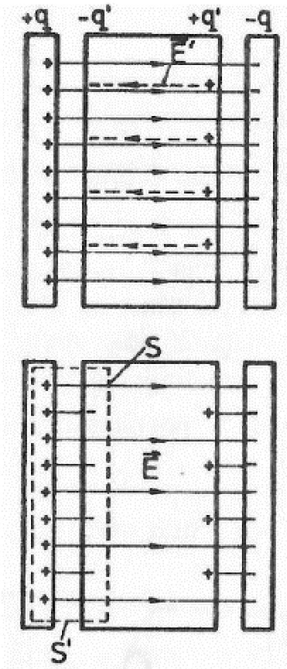
односно, интензитет поларизације диелектрика бројно је једнак површинској густини везаних наелектрисања.

Индукована наелектрисања на површини диелектрика утичу на макроскопско поље унутар диелектрика. Поље $\vec{E}'$, које стварају везана наелектрисања увек имају супротан смер од спољашњег поља $\vec{E}_o$ (слика 6.25), тако да је резултујуће поље у диелектрику:

$$\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}'. \tag{6.99}$$

Спољашње поље $\vec{E}_o$ и индуковано поље $\vec{E}'$ имају исти правац али супротан смер, па је јачина поља:

$$E = E_o - E'. \tag{6.100}$$



Слика 6.25.

Ова јачина поља се наћи и помоћу Гаусове теорије. Нека Гаусова површина S' обухвата целокупна позитивна наелектрисања на проводној плочи и одговарајућа везана негативна наелектрисања $-q'$ на диелектрику. Линије сила пролазе кроз део површине S' који је једнак површини плоче S. Тада имамо:

$$\oint_{S'} \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \cdot S = \frac{q - q'}{\varepsilon_o}, \tag{6.101}$$

одакле је:

$$E = \frac{q}{\varepsilon_o S} - \frac{q'}{\varepsilon_o S} = \frac{1}{\varepsilon_o}(\sigma - \sigma'). \tag{6.102}$$

Како је на основу једначине (6.97) $\sigma' = \left|\vec{P}\right|$, из једначине (6.102) следи:

$$\varepsilon_o \vec{E} = (\sigma - P)\vec{\iota}, \tag{6.103}$$

када је смер поља $\vec{E}$ у смеру x – осе. Ако се уведе помоћни вектор електричне индукције или померања:

$$\vec{D} = \sigma\vec{\imath}, \tag{6.104}$$

чији је интензитет једнак бројној вредности густине слободних наелектрисања, добија се:

$$\varepsilon_o\vec{E} = \vec{D} - \vec{P}, \tag{6.105}$$

односно:

$$\vec{D} = \varepsilon_o\vec{E} + \vec{P}. \tag{6.106}$$

За разлику од електричног поља $\vec{E}$ или поларизације диелектрика $\vec{P}$, вектор електричног померања $\vec{D}$ нема јасно физичко значење. Разлог за увођење вектора $\vec{D}$ је могућност израчунавања поља у присуству диелектрика без претходног познавања расподеле индукованог наелектрисања. Овај вектор је одређен само слободним наелектрисањима и може се представити линијама померања $\vec{D}$, које почињу и завршавају само на слободним наелектрисањима. Тангента ових линија поклапа се са правцем померања, а број линија по јединици површине нормалне на њихов правац бројно је једнак интензитету вектора померања.

Из једначима (6.93) и (6.106) добија се:

$$\vec{D} = \varepsilon_o\vec{E} + k\varepsilon_o\vec{E} = \varepsilon_o\vec{E}(1+k) = \varepsilon_r\varepsilon_o\vec{E}. \tag{6.107}$$

где је:

$$\varepsilon_r = 1 + k. \tag{6.108}$$

Величина ε_r назива се релативна диелектрична константа или диелектрична пропустљивост диелектрика. То је бездимензионална величина.

Полазећи од једначине (6.100) и знајући да је индуковано поље E' одређено површинском густином везаних наелектрисања:

$$E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_o}, \tag{6.109}$$

имамо:

$$E = E_o - \frac{\sigma'}{\varepsilon_o} = E_o - \frac{P}{\varepsilon_o}. \tag{6.110}$$

Односно:

$$\vec{E}' = -\frac{\vec{P}}{\varepsilon_o}. \tag{6.111}$$

Дакле, индуковано поље увек има исти правац а супротан смер од поларизације диелектрика. Заменом вредности за P из једначине (6.94) у једначину (6.110) добија се:

$$E = E_o - kE. \tag{6.112}$$

Из једначине (6.112) следи да је:

$$E_o = (1 + k)E = \varepsilon_r E, \tag{6.113}$$

или:

$$\varepsilon_r = \frac{E_o}{E}. \tag{6.114}$$

Из једначине (6.114) се види да је бројна вредност релативне диелектричне константе одређена односом јачина електричног поља у вакууму и диелектрику који је унет у то поље. Зависност поларизације диелектрика од релативне диелектричне константе добија се кад се вредност за k из једначине (6.107) замени у једначину (6.93):

$$\vec{P} = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_o \vec{E}. \tag{6.115}$$

У вакууму је $\varepsilon_r = 1$, па је $\vec{P} = 0$, а $\vec{D} = \varepsilon_o \vec{E}$, односно $E = E_o$.