



3.1.2. Elektriskais lauks dielektriķos

3.1.2.1. Brīvie un saistītie lādiņi

1729. gadā angļu zinātnieks S. Grejs (1666 – 1736) kurš konstatēja, ka elektriskais lādiņš var pāriet no viena ķermeņa uz otru, piemēram, pa metāla stiepli. Līdz ar to, var uzskatīt, ka S. Grejs pirmais atklāja vielu elektrovadītspēju pirmais Izpētot dažādus materiālus, S. Grejs tos iedalīja divās grupās: *elektrības vadītājos un nevadītājos jeb izolatoros*.

Vadītāji ir metāli, elektrolīti un plazma (jonizēta gāze). *Vadītājos* elektriskie lādiņi var brīvi pārvietoties pa vadītāja tilpumu, tādēļ saka, ka vadītājos ir brīvi lādiņi. Metālos brīvie lādiņnesēji ir elektroni, kuri nav stingri saistīti ar noteiktu kristāliskā režģa atomu, bet var brīvi pārvietoties telpā starp režģi veidojošajiem joniem. Elektrolītos brīvie lādiņnesēji var būt pozitīvie un negatīvie joni, bet plazmā – elektroni un joni.

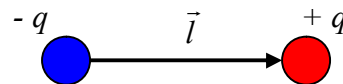
Pie izolatoriem pieder nemetāli (dielektriķi), kas var atrasties cietā, šķidrā vai gāzveida agregātstāvoklī. Cieti *kristāliski* izolatori ir, piemēram, vizla, kvarcs un dimants, cieti *amorfi* izolatori ir parafīns, polietilēns, darva, stikls, ebonīts un dzintars, šķidru izolatoru piemēri ir dažādas eļļas, glicerīns, destilēts ūdens, bet slāpekļis, skābeklis, gaiss, hēlijs un argons ir gāzes.

Arī izolatori jeb dielektriķi sastāv no lādētām daļiņām – pozitīvi lādētiem kodoliem un negatīviem elektroniem, tomēr, atšķirībā no vadītājiem, dielektriķos lādiņi nevar brīvi pārvietoties, var notikt tikai neliela lādiņu nobīde. Tā kā pozitīvie un negatīvi elādiņi dielektriķos ir sasaistīti, šādus elektriskos lādiņus sauc par *saistītiem lādiņiem*.

Eksistē arī vielas, kuru īpatnējā pretestība ir daudz lielāka nekā metāliem, bet mazāka nekā dielektriķiem. Šādas vielas sauc par *pusvadītājiem*. Vadītspējas mehānisms pusvadītājos un izolatoros ir vienāds, bet atšķiras kvantitatīvie raksturlielumi.

3.1.2.2. Elektriskais dipols. Dipols homogēnā elektriskā laukā

Par *elektrisko dipolu* sauc divu vienāda lieluma, bet pretēju zīmju punktveida lādiņu kopu ($+q$ un $-q$), ja šie lādiņi atrodas mazā attālumā l . Vektoru $\vec{l}$ (3.14. att.), kas novilkts no lādiņa $-q$ uz lādiņu $+q$, sauc par *dipola plecu*, bet lielumu



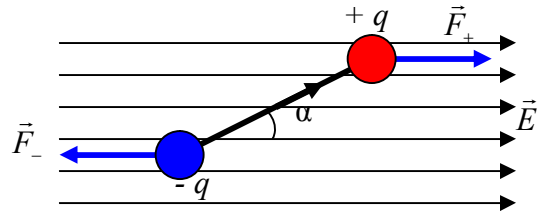
3.14. att.

$$\vec{p}_e = q\vec{l} \quad (3.42)$$

sauc par *elektrisko dipolmomentu*. Vektora $\vec{p}_e$ sākumpunkts sakrīt ar dipola centru, bet virziens sakrīt ar pleca $\vec{l}$ virzienu.

Lai aprakstītu procesus, kas notiek dielektriķos, tos ievieojot ārējā elektriskajā laukā, apskatīsim, kā izturas atsevišķs brīvs dipols elektriskajā laukā, un pēc tam pāriesim pie dielektriķa apraksta.

Pieņemsim, ka dipols atrodas homogēnā elektriskajā laukā, un tā plecs $\vec{l}$ veido leņķi α ar intensitātes līnijām (3.15. att.). Uz dipola lādiņiem $+q$ un $-q$ elektriskais lauks darbojas ar antiparalēliem spēkiem $\vec{F}_+$ un $\vec{F}_-$, pie tam $|\vec{F}_+| = |\vec{F}_-| = F = qE$. Tātad, spēki $\vec{F}_+$ un $\vec{F}_-$ veido spēku pāri, un tas darbojas uz dipolu ar spēka momentu $\vec{M} = \vec{l} \times \vec{F}_+$. Tā kā $\vec{F}_+ = q\vec{E}$, bet $q \times \vec{l} = \vec{p}_e$, tad

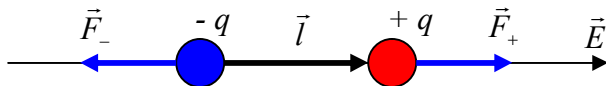


3.15. att.

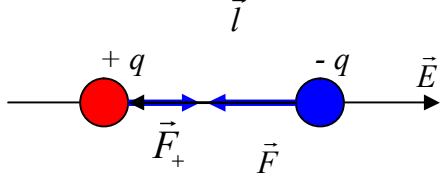
$$\vec{M} = \vec{p}_e \times \vec{E}. \quad (3.43)$$

Spēka momenta $\vec{M}$ modulis $|\vec{M}| = M$ ir izsakāms:

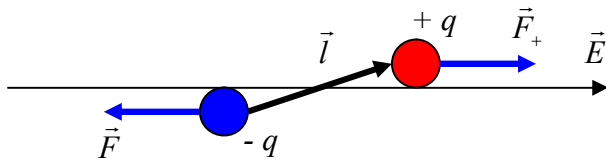
$$M = p_e E \sin \alpha. \quad (3.44)$$



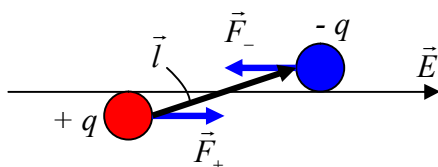
3.16.att.



3.17.att.



3.18. att.



3.19.att.

No izteiksmes redzams, ka spēka moments $\vec{M}$ ir vienāds ar nulli, ja $\alpha = 0$ (3.16. att.) vai $\alpha = \pi$ (3.17. att.). Ja dipolam šādā stāvoklī nav ātruma, tas arī paliek nekustīgs, tātad *atrodas līdzsvara stāvoklī*, pie tam šis stāvoklis $\alpha = 0$ ir *stabils*, jo, ja dipols no šī stāvokļa nedaudz novirzās, rodas spēku pāris, kas atgriež dipolu atpakaļ līdzsvara stāvoklī (3.18. att.). Stāvoklis, kurā $\alpha = \pi$ ir *labils (nestabils)* – ja dipols no tā nedaudz novirzās, rodas spēku pāris, kas vēl vairāk palielina novirzi (3.19. att.).

Ja pēc dipola izvirzīšanas no stabila līdzsvara stāvokļa uz to iedarbojas tikai elektriskā lauka spēki, dipols izdara *nerimstošas svārstības*, kas mazu leņķu α gadījumā ir *harmoniskas*. Ja uz dipolu



papildus iedarbojas arī pretestības spēki, tad svārstības ir *rimstošas*.

Ja leņķi α starp elektriskā lauka intensitātes vektoru $\vec{E}$ un dipola plecu $\vec{l}$ palielina par lielumu $d\alpha$, ārējie spēki pastrādā darbu $dA = M d\alpha$, un šis darbs ir vienāds ar dipola potenciālās enerģijas pieaugumu $dW_p = p_e E \sin \alpha \cdot d\alpha$. Nointegrējot enerģijas pieauguma izteiksmi, iegūstam $W_p = -p_e E \cos \alpha + C$. Pieņemot, ka konstante $C = 0$, $W_p = 0$, ja $\alpha = \frac{\pi}{2}$, t. i., dipola plecs ir perpendikulārs lauka intensitātes līnijām. Tātad

$$W_p = -p_e E \cos \alpha. \quad (3.45)$$

Potenciālā enerģija W_p ir minimāla, ja $\alpha = 0$ (stabils līdzsvara stāvoklis), bet W_p ir maksimāla, ja $\alpha = \pi$ (labils līdzsvara stāvoklis).

3.1.2.3. Polārās un nepolārās molekulas

Normālos apstākļos molekulas ir elektriski neitrālas, jo molekulā ietilpstošo atomu kodolu kopējais pozitīvais lādiņš ir skaitliski vienāds ar molekulas elektronu kopējo negatīvo lādiņu. Ja attālums vairākkārt pārsniedz molekulas izmērus, visu molekulas pozitīvo lādiņu var aizstāt ar vienu lādiņu $q_+ = \sum q_{i+}$ (q_{i+} - atsevišķo atomu kodolu lādiņi), kas atrodas kādā punktā C_+ . Līdzīgi – molekulas kopējais negatīvais lādiņš $q_- = \sum q_{i-}$ atrodas punktā C_- .

Ja abu punktu C_+ un C_- koordinātes ir vienādas, tad molekulas sauc par *nepolārām*. Nepolāras ir molekulas ar simetrisku uzbūvi, piemēram, H_2 , O_2 , CCl_4 , u. c.

Ja punktu C_+ un C_- koordinātes ir dažādas, tad pašas molekulas elektrisko lauku var uzskatīt par tāda dipola lauku, kura lādiņi ir q_+ un q_- , bet dipola plecs $\vec{l} = \vec{r}_+ - \vec{r}_-$ (šeit $\vec{r}_+$ un $\vec{r}_-$ ir rādiusvektori punktiem C_+ un C_-). Šādas molekulas sauc par *polārām* molekulām. Polāras ir molekulas ar nesimetrisku uzbūvi, piemēram, CO, NH, H_2O , u. c.

Ja dielektriķis sastāv no nepolārām molekulām, to sauc par *nepolāru dielektriķi*, bet ja no polārām molekulām, tad – par *polāru dielektriķi*,

3.1.2.4. Dielektriķu polarizācija. Polarizācijas vektors

Ja polārs dielektriķis neatrodas elektriskajā laukā, tā elementārie dipoli ir orientēti haotiski, un visa parauga kopējais elektriskais dipola moments $\vec{p}_{ev} = 0$, kaut gan katram elementārajam dipolam ir savs dipola moments $\vec{p}_{ei} \neq 0$. Ja šo polāro dielektriķi ievieto elektriskajā laukā, tad lauka spēku iedarbībā elementārie dipoli orientējas. Pilnīgu elementāro dipolu orientāciju lauka



virzienā neizdodas sasniegt, jo traucē termiskā kustība, tādēļ $\vec{p}_{eV} \neq 0$, tomēr $|\vec{p}_{eV}| < N|\vec{p}_{ei}|$, kur N – elementāro dipolu skaits dielektrikā.

Parādību, kad dielektriķis elektriskajā laukā iegūst elektrisko dipola momentu, sauc par dielektriķa polarizāciju.

Polāros dielektriķos polarizācija notiek, orientējoties elementārajiem dipoliem, tādēļ šo polarizācijas veidu sauc par *orientācijas polarizāciju*. Visvieglāk orientācijas polarizācija notiek šķidros un gāzveida dielektriķos.

Nepolārā dielektrikā bez elektriskā lauka nav elementāro dipolu, bet, ievietojot dielektriķi elektriskajā laukā, dažādu zīmju lādiņi nobīdās pretējos virzienos, un pozitīvo un negatīvo lādiņu sistēmu centri – punkti C_+ un C_- dielektrikā vairs nesakrīt. Rezultātā rodas elementārie elektriskie dipoli, kuru inducētie dipola momenti $\vec{p}_{ei}$ vērsti elektriskā lauka virzienā, tādēļ *visa dielektriķa kopējais dipola moments* ir:

$$\vec{p}_{eV} = N\vec{p}_{ei}, \quad (3.46)$$

kur N – elementāro dipolu skaits dielektrikā.

Šādu dielektriķu polarizāciju sauc par *nobīdes jeb indukcijas polarizāciju*. Visbiežāk tiek nobīdītas elektronu čaulas attiecībā pret atomu vai jonu kodoliem. Jonu kristālos papildus notiek arī jonu nobīde, un polarizācija ir abu efektu kopējais rezultāts (kristāliskos dielektriķos ar jonu režģi katrs blakus esošais pretēju zīmju jonu pāris ir līdzīgs dipolam. Elektriskajā laukā šie dipoli deformējas – pagarinās, ja to asis vērsta lauka virzienā, un saīsinās, ja šīs asis vērsta pretī laukam. Tā rezultātā dielektriķis polarizējas. Šāda veida polarizāciju sauc par *jonu polarizāciju*. Jonu polarizācijas pakāpe ir atkarīga no dielektriķa īpašībām un lauka intensitātes). Iespējama arī atomu nobīde (molekulās ar kovalento saisti starp atomiem). Nobīdes polarizācijas notiek arī polāros dielektriķos, bet salīdzinājumā ar orientācijas polarizāciju tā ir vāja un parasti to var neievērot.

Dielektriķa polarizācijas aksturošanai lieto īpašu fizikālu lielumu, ko sauc par polarizētību jeb polarizācijas vektoru $\vec{P}$. Polarizācijas vektors rāda, cik liels ir dielektriķa tilpuma vienības elektriskais dipola moments. Ja visā tilpumā V dielektriķis ir polarizēts vienmērīgi, tad

$$\vec{P} = \frac{\vec{p}_{eV}}{V}, \quad (3.47)$$

bet, ja dielektriķa polarizācija tilpumā ir nevienmērīga, tad to katrā fizikālā „punktā” var raksturot ar attiecību

$$\vec{P} = \frac{d\vec{p}_e}{dV}. \quad (3.48)$$

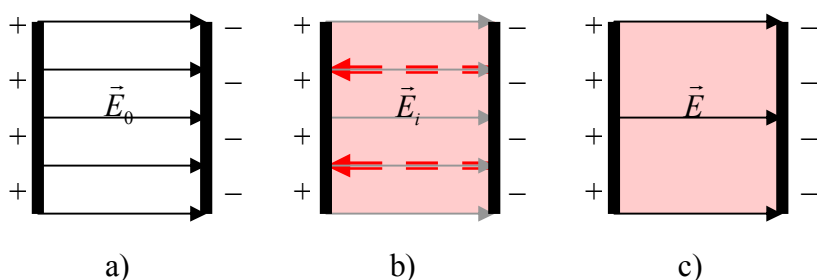


Šeit dV ir dielektriķa elementārais tilpums apskatāmajā telpas punktā, kas tomēr satur pietiekami lielu elementāro dipolu skaitu, bet $d\vec{p}_e$ ir kopējais tilpuma dV dipola moments.

No formulas (3.47) izriet, ka polarizācijas vektora mērvienība $[P] = 1 \text{ C/m}^2$, kas sakrīt ar virsmas lādiņa blīvuma mērvienību.

3.1.2.5. Vides relatīvā dielektriskā caurlaidība

Dielektriķa polarizācija elektriskajā laukā pavājinā elektrisko lauku dielektriķī. Pieņemsim,



3.20. att.

ka lauka intensitāte starp divām ar pretēju zīmju lādiņiem uzlādētām vakuumā novietotām bezgalīgām paralēlām plāksnēm ir $\vec{E}_0$ (3.20. (a) att.). Starp plāksnēm novietosim homogēnu izotropu

dielektriķi. Dielektriķis pēc polarizācijas radīs savu pašlauku ar intensitāti $\vec{E}_i$, kas vērsta pretī ārējam laukam (3.20. (b) att.), tāpēc rezultējošā lauka intensitāte $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_i$ dielektriķī pēc absolūtās vērtības ir par lielumu E_i mazāka nekā E_0 : $E = E_0 - E_i$ (3.20. (c) att.).

Lauka intensitātes vakuumā E_0 attiecību pret lauka intensitāti homogēnā izotropā dielektriskā vidē E sauc par šīs vides relatīvo dielektrisko caurlaidību ε (jeb vienkārši par dielektrisko caurlaidību):

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (3.49)$$

Acīmredzot ε ir bezdimensionāls lielums. Tās skaitliskā vērtība dažādiem dielektriķiem ir dota rokasgrāmatu tabulās.

Tā kā

$$\frac{E_0}{E} = \frac{F_0}{F},$$

kur F_0 – lādiņu mijiedarbības spēks vakuumā, F – to pašu lādiņu mijiedarbības spēks dielektriķī, tad formulu (3.49) var uzrakstīt šādā veidā:

$$\varepsilon = \frac{F_0}{F}. \quad (3.50)$$



Tātad, *dielektriskā caurlaidība parāda, cik reizu samazinās vakuumā esošu lādiņu mijiedarbības spēks, ja vakuumu aizstāj ar homogēnu izotropu dielektriķi.*

Elektriskās konstantes ε_0 un vides relatīvās dielektriskās caurlaidības ε reizinājumu sauc par vides absolūto dielektrisko caurlaidību ε_a :

$$\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon. \quad (3.51)$$

Tā kā ε ir bezdimensionāls lielums, tad ε_a mēra tādās pašās vienībās kā elektrisko konstanti ε_0 , t. i., $1 \frac{N \cdot m^2}{C^2}$.

Visas iepriekš iegūtās formulas ((3.8), (3.12), (3.18) un (3.36)), kas izsaka elektrisko lauku un elektrisko lādiņu mijiedarbību vakuumā, ir spēkā arī tādos gadījumos, kad minētās parādības noris homogēnā izotropā dielektriķī, tikai tad formulās, kurās ir elektriskā konstante ε_0 , pie ε_0 kā papildu reizinātāju pieraksta dielektrisko caurlaidību ε (formulās, kurās nav ε_0 , nekādi papildinājumi nav vajadzīgi). Homogēnam izotropam dielektriķim varam uzrakstīt:

$$F = \frac{kq_1q_2}{\varepsilon \cdot r^2} = \frac{q_1q_2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot r^2}, \quad (3.52)$$

$$E = \frac{kq}{\varepsilon \cdot r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot r^2}, \quad (3.53)$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot \vec{n} dS = \Phi_E = \frac{Q_V}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.54)$$

$$\varphi = \frac{kq}{\varepsilon \cdot r} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot r}. \quad (3.55)$$

3.1.2.6. Elektriskā lauka indukcija (nobīde)

Pieņemsim, ka vakuumā ir homogēns elektriskais lauks ar intensitāti $\vec{E}_0$. Piepildīsim vakuumu ar paralēliem dažādu dielektriķu slāņiem, kuru relatīvās dielektriskās caurlaidības ir ε_1 , ε_2 , ε_3 utt., novietojot šos slāņus perpendikulāri lauka intensitātei. Lauka intensitāte katrā dielektriķī būs citāda un attiecīgi vienāda ar $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$, $\vec{E}_3$, utt., taču, pēc formulas (3.49):

$$\varepsilon_1 \vec{E}_1 = \varepsilon_2 \vec{E}_2 = \varepsilon_3 \vec{E}_3 = \dots = \vec{E}_0 = \text{const}.$$

Reizinot šīs vienādības visas daļas ar elektrisko konstanti ε_0 , dabūjam, ka

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 \vec{E}_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \vec{E}_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_3 \vec{E}_3 = \dots = \varepsilon_0 \vec{E}_0 = \text{const}.$$

Apzīmējam



$$\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \vec{D}. \quad (3.56)$$

Tad iepriekšējo sakarību var uzrakstīt šādā veidā:

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2 = \vec{D}_3 = \dots = \vec{D}_0 = \text{const}.$$

Vektoru $\vec{D}$, kas vienāds ar elektriskā lauka intensitātes dielektriķī un tā absolūtās dielektriskās caurlaidības reizinājumu, sauc par elektrisko indukciju (nobīdi). Nobīdes vektora virziens sakrīt ar intensitātes vektora $\vec{E}$ virzienu. Elektriskā indukcija vakuumā $\vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_0$.

Elektriskās indukcijas vienība SI sistēmā ir $1 \frac{C}{m^2}$.

Atšķirībā no intensitātes E , elektriskā indukcija D visos dielektriķos ir nemainīga, tāpēc nehomogēnā dielektriskā vidē elektrisko lauku izdevīgāk raksturot nevis ar intensitāti E , bet gan ar indukciju D . Šajā nolūkā lieto *indukcijas līniju* un *indukcijas plūsmas* jēdzienu (tāpat kā tika lietoti spēka līniju un intensitātes plūsmas jēdzieni).

Tā kā elektriskā indukcija D uz dažādu dielektriķu robežvirsmas ir nepārtraukta, tad visas indukcijas līnijas, kas sākas lādiņos, kurus aptver kāda noslēgta virsma, šķērso šo virsmu, tāpēc Ostrogradska-Gausa teorēma (formula 3.18) pilnīgi saglabā savu jēgu *indukcijas plūsmai* Φ_D arī *nehomogēnā dielektriskā vidē*. Šo teorēmu matemātiski var izteikt ar šādu formulu:

$$\oint_S \vec{D} \cdot \vec{n} dS = Q_V, \quad (3.57)$$

kur $\oint_S \vec{D} \cdot \vec{n} dS = \Phi_D$ - plūsma, kas iet caur noslēgtu virsmu S , bet Q_V - virsmas S norobežotajā tilpumā esošais lādiņš.

3.1.3. Vadītāji elektriskajā laukā

3.1.3.1. Elektriskais lauks vadītājā un ārpus vadītāja tā virsmas tuvumā

Elektrostatiskā lauka avots ir nekustīgi elektriskie lādiņi. Brīvie lādiņnesēji vadītājos var pārvietoties pat ļoti maza spēka ietekmē, tādēļ brīvie lādiņi vadītājā atrodas līdzsvarā tikai gadījumā,

ja visā vadītāja tilpumā elektriskā lauka intensitāte ir nulle:

$$\vec{E} = 0, \quad (3.58)$$

vai arī, *ja uz vadītāja virsmas elektriskā lauka intensitātes vektors ir perpendikulārs virsmai:*

$$\vec{E} = \vec{E}_n. \quad (3.59)$$

No sakarības (3.40) izriet, ka *visos vadītāja punktos ir vienāds potenciāls* ($\varphi = \text{const}$), un *vadītāja virsma ir ekvipotenciāla virsma*.

Ja, vadītāju uzlādējot, tam pievada lādiņu q , tad lādiņš sadalās tā, lai tiktu izpildīti līdzsvara nosacījumi (3.58) un (3.59). Tā kā vadītājā lauka nav, tad elektriskā lauka indukcijas vektora plūsma caur jebkuru noslēgtu virsmu, kas visa pilnībā atrodas vadītājā, ir vienāda ar nulli. Tātad, saskaņā ar Ostrogradska-Gausa teorēmu, šāda virsma neaptver nekādus nekompensētus lādiņus, un *nekompensētais lādiņš q novietojas uz vadītāja virsmas*.

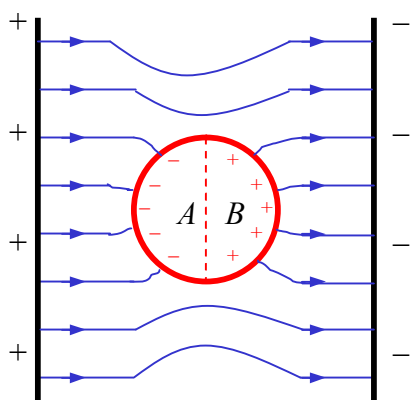
Lauka intensitāte E punktā uz vadītāja virsmas un tās tiešā tuvumā saistīta ar virsmas lādiņa blīvumu σ šajā punktā:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} . \quad (3.60)$$

Ja lauku rada lādēts vadītājs, tad tālu no lādētā ķermeņa ekvipotenciālās virsmas ir sfēriskas, tāpat kā punktveida lādiņa gadījumā. Vadītāja tuvumā ekvipotenciālo virsmu forma kļūst līdzīga vadītāja virsmas formai. Smailes tuvumā attālumi starp ekvipotenciālām virsmām ir mazāki, bet iedobuma tuvumā lielāki, tātad, smailes tuvumā ir lielāka lauka intensitāte un lielāks virsmas lādiņa blīvums nekā iedobuma tuvumā. Smailes tuvumā elektriskais lauks var kļūt pat tik spēcīgs, ka tajā jonizējas gāzes molekulas. Tad pretēju zīmju joni nosēžas uz vadītāja, bet vienādās zīmes lādiņi tiek atgrūsti no vadītāja, un jonu plūsma aizrauj līdzī arī neitrālas molekulas – rodas „elektriskais vējš”.

3.1.3.2. Vadītājs ārējā elektriskajā laukā

Ja vadītāju ievieto ārējā elektriskajā laukā, pozitīvie lādiņi pārvietojas lauka intensitātes virzienā, bet negatīvie – pretējā virzienā (metāliskos vadītājos pārvietojas tikai elektroni, jo



3.21. att.

pozitīvie atomu kodoli ir saistīti režģa mezglos). Vadītājā pārvietojušies lādiņi rada savu lauku, kura virziens ir pretējs no ārpuses uzliktā lauka virzienam, un izmanina arī lauku ārpus vadītāja. Lādiņu pārvietošanās turpinās, līdz lauks vadītājā kļūst vienāds ar nulli, bet uz vadītāja virsmas lauka intensitātes līnijas kļūst perpendikulāras virsmai (3.21. att.), kas atbilst līdzsvara nosacījumiem (3.58) un (3.59). *Lādiņu nošķiršanu vadītājā ārējā elektriskā lauka ietekmē sauc par vadītāja elektrisko polarizāciju*.

Elektrisko polarizāciju var novērot, ja elektriskajā laukā ievieto neitrālu vadītāju, kuru var viegli sadalīt divās daļās, piemēram, A un B (3.21. att.).



Pēc tam, kad notikusi vadītāja elektriskā polarizācija, var attālināt abas daļas vienu no otras, un tās ir ieguvušas vienādi lielus pretējas zīmes lādiņus. Ja līdzīgā veidā sadala dielektriķi, iegūst divus neitrālus ķermeņus.

Tā kā nošķirtie jeb inducētie lādiņi novietoti uz vadītāja virsmas, tad elektriskais lauks nav atkarīgs no tā, vai tiek izmantots pildīts vadītājs, vai tikai apvalks vai čaula. Tajā *telpas daļā, kuru aptver slēgta vadītāja čaula, ārējais elektriskais lauks neiekļūst, un* šo parādību sauc par *elektrostatisko ekranēšanu*. Šo ekranēšanu izmanto jutīgu elektrisko mēraparātu un elektronisko sistēmu pasargāšanai no ārējiem elektriskajiem laukiem. Piemēram, arī televīzijas antenas kabelis ir ekranēts. Par elektrostatisko ekrānu čaulas vietā var izmantot arī blīvu metāla stiepļu pinumu.

Iezemēts noslēgts metālisks apvalks ekranē arī apkārtējo telpu no elektriskajiem laukiem, kurus rada avoti, kas novietoti apvalka iekšienē.

Lādiņu īpašību novietoties uz vadītāja virsmas izmantoja amerikāņu fiziķis *R. Van de Grāfs* (1901 – 1967), kas 1931. gadā izgudroja elektrostatisko augstsprieguma ģeneratoru (*Van de Grāfa ģenerators*). Ar šo ģeneratoru var uzkrāt ļoti lielu lādiņu, sasniedzot potenciālu starpību līdz pat 10^7 V (lielākus potenciālus sasniegt traucē lādiņu noplūde). Van de Grāfa ģeneratoru savulaik izmantoja lādētu daļiņu paātrināšanai t. s. lineārajos paātrinātājos.

3.1.3.3. Vadītāju elektriskā kapacitāte. Kondensatori

Izvēlēsimies vadītāju, kas novietots tālu no elektriski uzlādētiem ķermeņiem vai citiem vadītājiem. Šādu vadītāju sauc par *izolētu jeb vientuļu* vadītāju. Ja šis izolētais vadītājs nav uzlādēts, tā potenciāls ir vienāds ar nulli. Uzlādējot vadītāju ar lādiņu q , tas iegūst potenciālu φ . Eksperimentāli ir pierādīts, ka starp φ un q pastāv proporcionalitāte ($q \sim \varphi$):

$$q = C\varphi, \quad (3.61)$$

kur proporcionalitātes koeficientu C sauc par izolēta vadītāja *elektrisko kapacitāti* jeb vienkārši par *kapacitāti*. Kapacitāte ir *atkarīga tikai no vadītāja formas un izmēriem, un no vides, kurā tas atrodas, bet nav atkarīga no vadītāja materiāla, tā agregātstāvokļa un iespējamajiem dobumiem vadītāja iekšienē*.

Kapacitātes mērvienība SI sistēmā ir *1 farads (F)*, $1 F = 1 C/V$.

Aprēķinot kapacitāti vadītāja lodei (vai čaulai) ar rādiusu R , kura ievietota dielektriskā vidē ar caurlaidību ε , saskaņā ar izteiksmi (3.61) un lodes potenciāla izteiksmi, iegūstam:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon R. \quad (3.62)$$



Lai iegūtu 1 F lielu lodes kapacitāti, ja tā atrodas vidē, kurai $\varepsilon = 1$, lodes rādiusam jābūt $R = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} = 9 \cdot 10^9 \text{ m}$. Šīs lodes rādiuss ir apmēram 1400 reižu lielāks nekā Zemes rādiuss. Tātad 1 F ir ļoti liela mērvienība, un praksē biežāk lieto kapacitātes, kuras izteiktas mikrofarados ($1 \mu\text{F} = 10^{-6} \text{ F}$) vai pikofarados ($1 \text{ pF} = 10^{-12} \text{ F}$).

Taču no vadītājiem, starp kuriem novietoti dielektriķi, var izveidot arī tādu sistēmu, kurai ir liela kapacitāte, kaut gan tās izmēri ir mazi. Tāda veida elektrisko sistēmu sauc par *kondensatoru*. Pats vienkāršākais kondensators sastāv no divām paralēlām metāla plāksnēm – klājumiem, kurus atdala plāna dielektriķa slānis. Šī, tā sauktā *plakanā kondensatora*, klājumus uzlādē ar vienāda lieluma pretēju zīmju lādiņiem.

Par kondensatora kapacitāti C sauc tā pozitīvā klājuma lādiņa q attiecību pret potenciālu starpību $\Delta\varphi$ starp klājumiem:

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi}. \quad (3.63)$$

Kondensatorus iedala atkarībā no klājumu formas. Plašāk izplatīti ir plakanie, cilindriskie un sfēriskie kondensatori.

Plakana kondensatora kapacitāte

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}, \quad (3.64)$$

kur S ir katra klājuma laukums, bet d – attālums starp klājumiem.

Cilindriska kondensatora kapacitāte

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon h}{\ln(R_2/R_1)}, \quad (3.65)$$

kur h ir klājumu augstums, bet R_1 un R_2 – klājumu rādiusi.

Sfēriska kondensatora, kura klājumu rādiusi ir R_1 un R_2 , kapacitāte

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}{\left(1/R_1 - 1/R_2\right)}. \quad (3.66)$$

Ārpus kondensatora elektriskais lauks nepastāv, tāpēc uzlādēts kondensators nevar inducēt lādiņus blakus esošos vadītājos, un tie neietekmē kondensatora kapacitāti. Kondensatorus plaši lieto elektrotehnikā.

Vairākus kondensatorus var saslēgt baterijā. Paralēlslēgumā kondensatoru kapacitātes summējas:



$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_N, \quad (3.67)$$

bet virknes slēgumā summējas kondensatoru kapacitāšu apgrieztie lielumi:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_N}. \quad (3.68)$$

Izmantojot formulas (3.67) un (3.68), iespējams aprēķināt arī kondensatoru jauktā slēguma kapacitāti.

3.1.3.4. Elektriskā lauka enerģija

3.1.3.4.1. Lādiņu sistēmas enerģija

Aprēķināsim nekustīgu lādiņu sistēmai piemītošo lādiņu mijiedarbības potenciālo enerģiju. Vienkāršāko nekustīgu lādiņu sistēmu veido divi punktveida lādiņi q_1 un q_2 , kas novietoti attālumā r viens no otra homogēnā dielektrikā ($\epsilon = \text{const}$). Šādu lādiņu mijiedarbības potenciālā enerģija ir:

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r}. \quad (3.69)$$

Kā redzams no izteiksmes, vienādas zīmes lādiņiem $W > 0$, bet pretējas zīmes lādiņiem $W < 0$.

Lielums $\varphi_{12} = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r}$ ir lādiņa q_2 lauka potenciāls punktā 1, kurā atrodas lādiņš q_1 , bet

lielums $\varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r}$ ir lādiņa q_1 lauka potenciāls punktā 2, kurā atrodas lādiņš q_2 , tādēļ enerģiju

W var izteikt vai nu $W = q_1 \varphi_{12}$ vai $W = q_2 \varphi_{21}$. Enerģijas izteiksme ir simetriska, ja to pieraksta šādi:

$$W = \frac{1}{2}(q_1 \varphi_{12} + q_2 \varphi_{21}). \quad (3.70)$$

Gadījumā, ja sistēmu veido N punktveida lādiņi, tad to mijiedarbības potenciālo enerģiju var izsteikt:

$$W = \frac{1}{2}(q_1 \varphi_1 + \dots + q_i \varphi_i + \dots + q_N \varphi_N) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i, \quad (3.71)$$

kur $\varphi_i = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \varphi_{ij}$ ir potenciāls, ko lādiņa q_i atrašanās vietā rada pārējie sistēmas lādiņi.



3.1.3.4.2. Lādēta vadītāja un kondensatora enerģija

Katram elektriski uzlādētam ķermenim piemīt elektriskā enerģija, kas izsaka tā elektrisko lādiņu savstarpējo potenciālo enerģiju. To raksturo darbs, kas jāpadara, šos lādiņus no bezgalības pārnesot uz ķermeni. Ja ķermeņa (vadītāja) kapacitāte ir C , potenciāls φ un pārējie ķermeņi ir tālu, tad, lai palielinātu tā lādiņu par dq , ir jāpadara darbs $dA = -\varphi dq = -\varphi C d\varphi$. Elektriskajam darbam ir mīnusa zīme tāpēc, ka lādiņa pārvietošanas virziens ir pretējs elektriskā spēka virzienam. Elektriskā potenciālā enerģija palielinās par $dW = -dA = C\varphi d\varphi$. Norādītajā veidā uzlādējot ķermeni no lādiņa $q = 0$ un potenciāla $\varphi = 0$ līdz lādiņam q un potenciālam φ , tas iegūst elektrisko potenciālo enerģiju

$$W = -A = \int_0^{\varphi} dW = \int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.72)$$

Uzlādēta vadītāja enerģijas izteiksmi izsaka sakarība (3.70). Sadalot vadītāja lādiņu q punktveida lādiņos $\Delta q_1, \Delta q_2, \dots, \Delta q_i, \dots, \Delta q_N$, tie atrodas uz vadītāja virsmas ar vienādu potenciālu visos punktos: $\varphi_i = \varphi = \text{const}$, tādēļ $W = \frac{1}{2}\varphi \sum_{i=1}^N \Delta q_i$, jeb $W = \frac{1}{2}q\varphi$.

Ja uzlādēta ķermeņa tuvumā ir kādi citi uzlādēti ķermeņi, tad tam piemīt arī ķermeņu savstarpējā elektriskā potenciālā enerģija. Tā, piemēram, uzlādēta kondensatora elektriskā enerģija

$$W = \frac{C\Delta\varphi^2}{2} = \frac{q\Delta\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.73)$$

3.1.3.4.3. Elektrostatiskā lauka enerģija. Lauka enerģijas blīvums

Uzlādēta kondensatora enerģiju var izteikt, izmantojot lielumus, kuri raksturo lauku starp kondensatora klājumiem. Plakana kondensatora gadījumā lauks starp klājumiem ir homogēns, un tam var rakstīt: $q = \sigma S$, bet $\sigma = D = \varepsilon_0 \varepsilon E$, tātad, $q = \varepsilon_0 \varepsilon ES$. Homogēnā laukā $\Delta\varphi = Ed$, un ievietojot šīs izteiksmes q un $\Delta\varphi$ aprēķinam izteiksmē (3.73), iegūst

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon E^2 Sd, \quad (3.74)$$

kur $V = Sd$ – kondensatora plašu aptvertais tilpums, kurā arī atrodas kondensatora lauks.

Elektrostatiskais lauks un elektriskie lādiņi neeksistē atsevišķi, tādēļ elektrostatisko parādību pētījumi nepaskaidro, kur koncentrēta kondensatora enerģija – lādiņos vai laukā. Ir zināms, ka laikā mainīgi lauki eksistē neatkarīgi no lādiņiem, kuri tos radījuši, un telpā izplatās elektromagnētisko viļņu veidā, un šie viļņi pārnes enerģiju. Elektromagnētisko viļņu pārnēstā



enerģija nodrošina radio un televīzijas pārraides, kā arī pārnēs enerģiju no Saules, tātad, elektrostatikā *enerģijas nesējs ir lauks*.

Elektriskā lauka enerģijas koncentrācijas raksturošanai lieto fizikālu lielumu, kuru sauc par *enerģijas blīvumu* ϖ_e . Tas raksturo lauka tilpuma vienības enerģiju. Ja enerģija tilpumā ir sadalīta vienmērīgi, tad

$$\varpi_e = \frac{W}{V}, \quad (3.75)$$

Ja sadalījums nav vienmērīgs, tad

$$\varpi_e = \frac{dW}{dV}. \quad (3.76)$$

Plakana kondensatora lauks ir homogēns, tādēļ enerģijas sadalījums ir vienmērīgs, un no izteiksmes (3.74), ievērojot enerģijas blīvuma definīciju (3.75), un izmantojot, ka $\varepsilon_0 \varepsilon E = D$, iegūstam:

$$\varpi_e = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon}. \quad (3.77)$$