ნ. ᲛᲐᲘᲡᲣᲠᲐᲫᲔ, მ. ᲪᲘᲠᲔᲙᲘᲫᲔ, მ. ᲨᲔᲜᲒᲔᲚᲘᲐ

ლექციების კურსი ზოგად ფიზიკაში

II ნაწილი

2017 წ.

წინამდებარე სახელმძღვანელო წარმოადგენს ლექციების კურსის ელექტრონულ ვერსიას ზოგად ფიზიკაში. იგი შედგენილია ამჟამად მოქმედი ზოგადი ფიზიკის სილაბუსის მიხედვით.

წიგნი გამიზნულია ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის. ასევე ამ წიგნით შეუძლია ისარგებლონ ენერგეტიკის, სამშენებლო, სამთო - გეოლოგიის, სატრანსპორტო და მანქანათმშენებლობის ფაკულტეტის სტუდენტებმა.

ავტორთა მიზანია სწორი წარმოდგენა შეუქმნას სტუდენტებს გამოცდებზე მოთხოვნათა დონის შესახებ და დაეხმაროს მათ ფიზიკის გამოცდებისათვის მომზადებაში.

ამ ლექციების კურსით შეუძლიათ ისარგებლონ ფიზიკის ლექტორებმაც და ასევე სხვა პირებმაც, რომლებიც დაინტერსდება ფიზიკის სასწავლო კურსით საქ. ტექნიკურ უნივერსიტეტში.

ამჟამად წარმოდგენილია II სემესტრის 15 სალექციო კვირის მასალა, რომელიც დაყოფილია პროგრამით გათვალისწინებული თითოეული კვირის ლექციების მიხედვით.

ავტორები მწუხარებას გამოთქვამენ, რომ მათ რიგებს გამოაკლდა ნიჭიერი მეცნიერი და თავისი პროფესიის ღრმა მცოდნე პროფესორი ნოდარ მაისურაძე, რომელსაც დიდი წვლილი აქვს შეტანილი წინამდებარე ფიზიკის ლექციების კურსის შედგენაში.

სარჩევი

XIII ლექცია

მაგნეტიკები: პარამაგნიტური, დიამაგნიტური და ფერომაგნიტური სხეულები. დამაგნიტების ვექტორი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა. ელექტრონების და ატომების მაგნიტური მომენტი. პარამაგნეტიზმის, დიამაგნეტიზმის და ფერომაგნეტიზმის ბუნება.

XIV ლექცია

ცვლადი დენი. ცვლადი დენის მიღება. ცვლადი დენის სრული წრედი. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში. დენის ძალის, ძაბვის, ემ ძალის ეფექტური მნიშვნელობა.

XV ლექცია

რხევითი კონტური. ტომსონის ფორმულა. მილევადი ელექტრომაგნიტური რხევები. წანაცვლების დენი. მაქსველის განტოლებები და მათი ფიზიკური შინაარსი. ელექტრომაგნიტური ველი. ელექტრომაგნიტური ტალღა. ელექტრომაგნიტური ტალღების თვისებები.

I ლექცია

დაელექტრობა ხახუნით. ელექტრული მუხტი. ელემენტარული მუხტი. ელექტრული მუხტის მუდმივობის კანონი. კულონის კანონი. დიელექტრიკული შეღწევადობა. ელექტრული ველი. ელექტრული ველის დაძაბულობა. ველების სუპერპოზიციის პრინციპი. წერტილოვანი მუხტის დაძაბულობა. ველების სუპერპოზიციის პრინციპი.

§1. დაელექტრობა ხახუნით. ელექტრული მუხტი. ელემენტარული მუხტი. ელექტრული მუხტის მუდმივობის კანონი.

ჯერ ჯიდევ ძველ საბერძნეთში მეცნიერებმა დაადგინეს, რომ ქარვისგან დამზადებული სხეული შალის ნაჭერზე ხახუნის შედეგად იძენდა სხვა მსუბუქი სხეულების მიზიდვის უნარს. ქარვას ბერძნულად ელექტრონი ეწოდება და ტერმინი ელექტრობა სწორედ აქედან არის წარმოქმნილი. ამ მოვლენას ელექტრიზაცია ეწოდება, ხოლო სხეულს, რომელიც იძენს მსუბუქი საგნების მიზიდვის უნარს – დაელექტროებული, ანდა დამუხტული. ასეთივე მიზიდვის უნარს იჩენენ სხვა სხეულებიც, მაგ. მინა აბრეშუმის ქსოვილის ნაჭერზე ხახუნისას. აღმოჩნდა რომ ბუნებაში არსებობს ორი ტიპის მუხტი. პირობითად ერთ-ერთს უწოდეს დადებითი (მინის ელექტრობა) და მეორეს (ქარვის ელექტრობა) უარყოფითი. ცდებიდან დადგინდა, რომ ერთი ნიშნით დამუხტული სხეულები ერთმანეთს განიზიდავს, ხოლო სხვადასხვა სახელიანი კი ერთმანეთს მიიზიდავს.

დამუხტული სხეულების ურთიერთქმედებას ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება ეწოდება. ელექტრული მუხტი არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განსაზღვრავს ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების ინტენსივობას, ისევე როგორც მასა განსაზღვრავს გრავიტაციული ურთიერთქმედების ინტენსივობას. მაგრამ გრავიტაციული ურთიერთქმედების ძალა ~100-ჯერ ნაკლებია ელ. მაგნ. ურთიერთქმედების ძალაზე.

ხახუნით სხეულთა დაელექტრობა ახსნილი იქნა ნივთიერების აგებულების ელექტრონული თეორიის საფუძველზე. ამ თეორიის თანახმად ყოველი ატომი შედგება ორი ტიპის დამუხტული ნაწილაკებისაგან – ელექტრონებისა და პროტონებისაგან. უმცირესი სიდიდის ელექტრულ მუხტს ელემენტარული მუხტი ეწოდება. უარყოფითი ელემენტარული მუხტი აქვს ელექტრონს, დადებითი პროტონს. სიდიდით მათი მუხტები ერთმანეთის ტოლია (ელემენტარული მუხტის სიდიდე $\boldsymbol{e} = \mathbf{1{,}6 \cdot 10^{-19}}$ კ). ატომში ისინი ტოლი რაოდენობითაა და მათი მათი ერთმანეთის კომპენსირების გამო, ატომი ნეიტრალურია. ხახუნის დროს ელექტრონები გადადიან ერთი სხეულიდან მეორეში და იქ სადაც ელექტრონების სიჭარბეა, ის სხეული იმუხტება უარყოფითად, ხოლო რომელსაც აკლია ელექტრონები – დადებითად.

ელექტრონებს შეუძლიათ გადაადგილება სხეულის შიგნით, ხოლო პროტონები არიან ატომის ბირთვში (ასრულებენ რხევით მოძრაობას). ხახუნის შედეგად იმ სხეულიდან, რომელშიც ელექტრონების სხეულთან კავშირი შედარებით მცირეა, გადადიან მეორე სხეულში. ამის შედეგად ერთ სხეულში ელექტრონების სიჭარბეა, მეორეში კი ნაკლებობა და როდე-

საც მათ განვაცალკევებთ ერთი აღმოჩნდება უარყოფითად დამუხტული, მეორე კი დადებითად. ე.ი. ხახუნით დაელექტროების დროს ორივე სხეული იმუხტება ტოლი რაოდენობის სხვადახვა ნიშნის მუხტით, რადგან რამდენითაც შემცირდება ერთი სხეულის უარყოფითი მუხტი ელექტრონების დაკარგვის გამო, იმდენითვე გაიზრდება მეორე სხეულის უარყოფითი მუხტი ელექტრონების შეძენის გამო. ეს მოვლენა გამოხატავს მუხტის შენახვის კანონს: ელექტრული მუხტი არ წარმოიქმნება და არც ქრება, იგი გადადის ერთი სხეულიდან მეორეში, ან გადაადგილდება სხეულის შიგნით. შეიძლება მოხდეს ელემენტარულ ნაწილაკთა ურთიერთგარდაქმნა, მაგრამ ყველა შემ-ში დამუხტული ნაწილაკები წარმოიქმნება წყვილად სიდიდით ტოლი და საპირისპირო ნიშნის მუხტებით, ან ორი საპირისპირო ნიშნის მუხტი იქცევა ნეიტრალურ ნაწილაკად., ისე რომ ჯამური მუხტი არ იცვლება. ე.ი. **ჩაკეტილ სისტემაში მუხტების ალგებრული ჯამი მუდმივია** (ჩაკეტილია ის სისტემა, რომელშიც არ შედიან და არ გამოდიან დამუხტული ნაწილაკები).

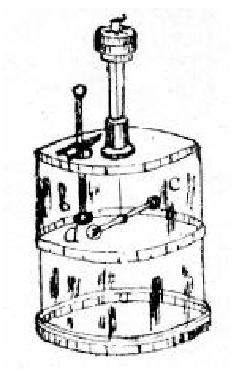
გარდა ორნიშნიანობისა და მუდმივობისა ელექტრული მუხტებისათვის დამახასიათებელი ასევე დისკრეტულობა, ანუ წყვეტილობა. მისი არსი ისაა, რომ არსებობს ელემენტარული (უმცირესი) მუხტი და ნებისმიერი დამუხტული სხეულის მუხტი ამ მუხტის ჯერადია. ე.ი. სხეულის მუხტის გაზრდა ან შემცირება შეიძლება ამ ელემენტარული მუხტის ან მისი ჯერადით.

ელ. თვისებების მიხედვით სხეულები იყოფიან სამ ჯგუფად: გამტარებად, დიელექტრიკებად და ნახევარგამტარებად. გამტარებში მუხტებს შეუძლიათ თავისუფლად გადაადგილება (ლითონები, მჟავას, ტუტეების, მარილების წყალხსნარები). დიელექტრიკებში მათ თავისუფლად გადაადგილება არ შეუძლიათ (მინა, ებონიტი, კაუჩუკი და სხვა). ნახევარგამტარებს უკავიათ მათ შორის შუალედური მდგ-ბა.

§2. კულონის კანონი. დიელექტრიკული შეღწევადობა.

უძრავი მუხტების ურთიერთქმედებას შეისწავლის ელექტროსტატიკა. მისი ძირითადი კანონია კულონის კანონი, რომელიც განიხილავს წერტილოვან მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალებს.

დამუხტულ სხეულებს, რომელთა გეომეტრიული ზომები გაცილებით ნაკლებია მათ შორის მანძილზე, წერტილოვანი მუხტები ეწოდება. წერტილოვანი მუხტების ურთიერთქმედების ძალა განსაზღვრა კულონმა გრეხითი სასწორის გამოყენებით, რომლის სქემა მოცემული ნახ.1.1-ზე. ვერცხლის ძაფზე დაკიდებულია მინის წვრილი ღერო. ღეროს ერთ ბოლოზე დამაგრებულია მოოქრული ანწლის ***a*** ბურთულა, ხოლო მეორეზე ***c*** საპირწონე ბურთულა. ამის გამო ღერო ჰორიზონტალურადაა. მთელი ეს სისტემა მოთავსებული იყო მინის ცილინდრულ ჭურჭელში ჰაერის მოძრაობის გავლენის

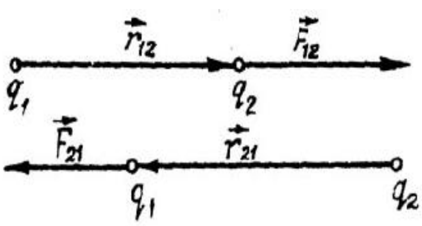


ნახ. 1.1

დასაცავად. ***a*** ბურთულას ეხებიან უძრავ ღერძზე დამაგრებული ისეთივე ზომის ***b*** დამუხტული ბურთულათი. მუხტი ამ დროს თანაბრად ნაწილდება ***a*** და ***b*** ბურთულებს შორის. რადგან ბურთულებზე ერთნაირი ნიშნის მუხტებია, ამიტომ ისინი განიზიდებიან რაღაც ძალით, რის გამოც ***a*** ბურთულა გადაიხრება. ეს იწვევდა ძაფის დაგრეხვას. გადახრა მაშინ წყდებოდა, როდესაც ძაფში აღძრული დრეკადობის ძალის მომენტი აწონასწორებდა ელექტრული განზიდვის ძალის მომენტს. გრეხის კუთხის მიხედვით საზღვრავდნენ მაბრუნებელი ძალის მომენტს და შესაბამისად მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალასაც. ცდა ჩატარდა ბირთვების მუხტებისა და მათ შორის მანძილის სხვადასხვა მნიშვნელობებისთვის. ამ ცდების საფუძველზე კულონმა დაადგინა, რომ უძრავ წერტილოვან მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალა სიდიდით პროპორციულია მუხტების სიდიდის ნამრავლისა და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატისა და მიმართულია მუხტების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ , ე.ი. კულონის ძალა ცენტრალური ძალაა. ის გამოისახება ფორმულით:

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2} \qquad (1.1),$$

სადაც q_1 და q_2 წერტილოვანი მუხტებია, r – მათ შორის მანძილი, k – პროპორციულობის კოეფიციენტია, რომელიც რიცხობრივად ტოლია ერთეულოვანი მუხტების ურთიერთქმედების ძალისა, როცა მუხტებს შორის მანძილი სიგრძის ერთეულის ტოლია. როგორც ავღნიშნეთ ძალა მიმართულია მუხტების შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. თუ მუხტები ერთნიშნაა, მაშინ $q_1 \cdot q_2 > 0$, ამიტომ $F > 0$. სხვადასხვა ნიშნის შემ-ში $q_1 \cdot q_2 < 0$ და $F < 0$. ვექტორული სახით, ძალა რომლითაც q_1 მუხტი მოქმედებს q_2-ზე, ტოლია: $\vec{F}_{12} = k\frac{q_1 q_2}{r^3}\vec{r}_{12}$, სადაც $\vec{r}_{12}$ მიმართულია q_1-დან q_2-სკენ.



ანალოგიურად $\vec{F}_{21} = k\frac{q_1q_2}{r^3}\vec{r}_{21}$ არის ძალა რომლითაც q_2 მუხტი მოქმედებს q_1-ზე, ხოლო $\vec{r}_{21}$ მიმართულია q_2-დან q_1-სკენ. $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$ (ნახ. 1.2). ერთეულთა საერთაშორისო ***SI*** სისტემაში მუხტის ერთეულია კულონი (კ), რომელიც განისაზღვრება დენის ძალის ფორმულიდან $I = \frac{q}{t}$ და $q = It$. დენის ძალის ერთეული არის ამპერი, ამიტომ 1 კულონი არის ისეთი მუხტის რაოდენობა, რომელიც გადაიტანება გამტარის განივკვეთში 1 წამში, როდესაც მასში გადის

ნახ. 1.2 1 ამპერი დენი. დადგინდა, რომ პროპორციულობის კოეფიციენტის რიცხვითი მნი-ბა ***SI*** სისტემაში ტოლია $k = 9\cdot 10^9$ ნ·მ²/კ², ანუ 1 მეტრით დაშორებული თითო კულონის სიდიდის მუხტები ურთიერთქმედებენ. $9\cdot 10^9$ ნიუტონი ძალით.

ხშირად პრაქტიკაში გამოიყენება ისეთი ფორმულები, რომელთა მნიშვნელი შეიცავს 4π-ს. ამიტომ კულონის კანონს გარდაქმნიან და ვიღებთ მის **"რაციონალიზებულ"** ფორმულას (სისტემას სადაც ასეთი რაციონალიზებული ფორმაა ჩაწერის – **რაციონალიზებული სისტემა** ეწოდება). ***SI*** სისტემა ასეთი სისტემაა. მაშინ გვექნება

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{r^2} \qquad (1.2).$$

აქ $\frac{1}{4\pi}$ - რაციონალიზაციის კოეფიციენტია, ხოლო ε_0 - ელექტრული მუდმივა და ის ტოლია

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8{,}85\cdot 10^{12} \text{ კ}^2/\text{ნ·მ}^2.$$

(1.2) ფორმულა სამართლიანია ვაკუუმისთვის. დიელექტრიკში (თხევადში ან აირადში) კი კულონის კანონი ასე ჩაიწერება:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{\varepsilon r^2} \qquad (1.3),$$

სადაც ε დიელექტრიკის დიელექტრიკული შეღწევადობაა. ე.ი. დიელექტრიკში მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალა ε-ჯერ მცირდება.

§3. ელექტრული ველი. ელექტრული ველის დაძაბულობა. ველების სუპერპოზიციის პრინციპი.

იმის და მიხედვით, თუ როგორ ხდება მუხტების ურთიერთქმედება, არსებობდა ორი თეორია: შორსქმედების და ახლოქმედების.

პირველი თეორიის თანახმად ერთი მუხტის მოქმედება მეორეზე გადაეცემა მანძილზე, ისე რომ მათ შორის მოთავსებული გარემო არავითარ როლს არ თამაშობს ამ მოქმედების გადაცემაში. ამ მოქმედების გადაცემა ამ თეორიით ხდება მყისიერად (საჭირო დრო $t = 0$).

მეორე თეორიის თანახმად პირიქით – ერთი მუხტის მოქმედება მეორეს გადაეცემა თანდათან, სასრული სიჩქარით, რომელიც ტოლია სინათლის გავრცელების სიჩქარისა ვაკუუმში ($c = 3\cdot10^8$ მ/წმ). მოქმედების გადამცემი ობიექტი კი მატერიის განსაკუთრებული ფორმაა, რომელიც ფარადეის თანახმად ელექტრული ველია. მისი თეორიის თანახმად უძრავი მუხტები თავის გარშემო ქმნიან ძალურ ველს, რომლის მეშვეობითაც ისინი ერთმანეთზე მოქმედებენ. ის მატერიის ერთ-ერთი ფორმაა. ხასიათდება ენერგიით და ინერციით. მაშასადამე ელექტრული ველი არის მატერიის განსაკუთრებული ფორმა, რომელიც აღიძვრება ყოველი დამუხტული სხეულის ირგვლივ და რომლის არსებობა ვლინდება იმით, რომ ამ ველში შეტანილ ყოველ დამუხტულ სხეულზე მოქმედებს ძალა. ამ თეორიამ საბოლოოდ გაიმარჯვა მას შემდეგ, რაც მაქსველმა თეორიულად დაასაბუთა ელ. მაგნ. ველის არსებობა და გამოთვალა მისი სიჩქარე.

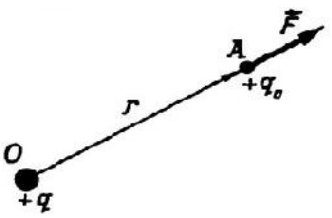
უძრავი მუხტის ელ. ველს ელექტროსტატიკური ველი ეწოდება. მის შესასწავლად მის ყოველ წერტილში შეაქვთ ე.წ. სასინჯი q_0 მუხტი (მცირე ზომის სხეულზე მოთავსებული მცირე მუხტი, რომელიც არ იწვევს შესასწავლი ველის დამახინჯებას). ველის მოცემულ წერტილში შეტანილ სხვადასხვა სიდიდის სასინჯ მუხტებზე მოქმედებს სხვადასხვა სიდიდის ძალები, ამიტომ ძალა ველის დასახასიათებლად არ გამოდგება. მაგრამ კულონის კანონიდან გამოდის, რომ ძალის ფარდობა მუხტთან არ არის დამოკიდებული მუხტის სიდიდეზე და ამ ფარდობით ახასიათებენ ველის მოცემულ წერტილს. ამ ფარდობას უწოდებენ დაძაბულობას. მას აღნიშნავენ $\boldsymbol{E}$ ასოთი. ე.ი. $\boldsymbol{E} = \dfrac{\boldsymbol{F}}{q_0}$. ვექტორულად

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} \qquad (1.4).$$

ე.ი. დაძაბულობა ველის ძალური მახასიათებელია, რომელიც ვექტორული სიდიდეა და ტოლია ველში შეტანილ ე.წ. საცდელ (წერტილოვან) მუხტზე მოქმედი ძალის ფარდობისა ამ მუხტის სიდიდესთან.. რიცხობრივად ის დადებით ერთეულოვან მუხტზე მოქმედი ძალის ტოლია. ერთეულია 1 ნ/კ (ნიუტონი კულონზე). მიმართულებით ის ემთხვევა დადებით მუხტზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. აქედან მუხტზე მოქმედი ძალა $\vec{F} = q_0\vec{E}$.

§4. წერტილოვანი მუხტის დაძაბულობა. ველების სუპერპოზიციის პრინციპი.

ვთქვათ ველი შექმნილია რაიმე წერტილოვანი $q > 0$ მუხტით. მაშინ დაძაბულობა ამ მუხტიდან r მანძილით დაშორებულ რაიმე ნებისმიერ A წერტილში (სადაც მოთავსებულია სასინჯი q_0 მუხტი) ტოლია (ნახ. 1.3): $E = \frac{F}{q_0}$. კულონის კანონიდან



ნახ. 1.3

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q\cdot q_0}{r^2} \quad \text{და} \quad E = \frac{F}{q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}. \qquad (1.5)$$

ე.ი წერტილოვანი მუხტის დაძაბულობა პროპორციულია ველის აღმძვრელი მუხტისა და უკუპროპორციულია მისგან მანძილის კვადრატისა. ვექტორულად გვექნება: $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\cdot\vec{r}$. დაძაბულობის მიმართულებას მოცემულ A წერტილში, თუ ველის შემქნელი მუხტი დადებითია, აქვს ამ A წერტილიდან q და სასინჯი q_0 მუხტების შემაერთებელ წრფეზე q მუხტიდან იქით მიმართულება. თუ q უარყოფითია, მაშინ დაძაბულობის ვექტორი მიმართულია მოცემული A წერტილიდან მუხტების შემაერთებელ წრფეზე მუხტისაკენ.

თუ ველი შექმნილია რამდენიმე $q_1, q_2, q_3.....q_n$ წერტილოვანი მუხტებით, მაშინ ველის დაძაბულობა ნებისმიერ წერტილში

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}, \qquad (1..6)$$

სადაც $\vec{F} = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i$ არის ამ წერტილში მოთავსებულ q_0 მუხტზე ყველა წერტილოვანი მუხტის მხრიდან მოქმედი ძალების ჯამი და შესაბამისად

$$\vec{E} = \frac{\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_{iq}}{q_0} = \sum_{i=1}^{n}\frac{\vec{F}_i}{q_0}. \qquad (1.7)$$

აქ $\vec{F}_i$ არის ის ძალა რომლითაც q_i მუხტის ველი მოქმედებს q_0 მუხტზე, ე.ი. $\frac{\vec{F}_i}{q_0} = \vec{E}_i$ და

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + ... + \vec{E}_n \qquad (1.8),$$

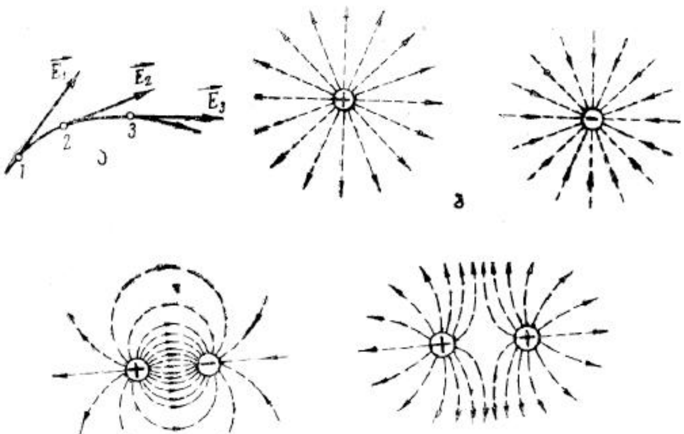
ანუ **რამდენიმე მუხტით შექმნილი საერთო ველის დაძაბულობა ტოლია ცალკეული მუხტების ველის დაძაბულობათა ვექტორული ჯამისა.** ეს დებულება ცნობილია ველების სუპერპოზიციის პრინციპით (რომ ველების ზედდებისას ისინი ერთმანეთზე გავლენას არ ახდენენ და თვითოეული მუხტის დაძაბულობა ამ შემ-ში ისეთივეა, როგორიც იქნებოდა განცალკევებული მუხტის შემ-ში).

II ლექცია

ელექტრული ველის ძალწირები. ერთგვაროვანი ელექტრული ველი. ძალწირების ნაკადი. გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემა (გამოყვანის გარეშე). მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე. თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყის, სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ორი პარალელური უსასრულო სიბრტყის, თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის ველის დაძაბულობა.

§1. ელექტრული ველის ძალწირები. ერთგვაროვანი ელექტრული ველი.

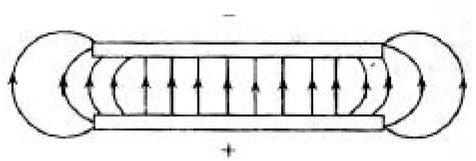
რომ დავინახოთ, თუ როგორ არის ელ. ველი სივრცეში განაწილებული, ამისთვის შემოღებულია დაძაბულობის წირის (ძალწირის) ცნება. **ძალწირი ეწოდება წირს, რომლის ყოველ წერტილში გავლებული მხების მიმართულება ემთხვევა ამ წერტილში $\vec{E}$ დაძაბულობის ვექტორის მიმართულებას** (ნახ. 2.1 ა). ძალწირს აქვს გარკვეული მიმართულება. რადგან დაძაბულობის მიმართულება დადებით მუხტზე მოქმედი ძალის მიმართულებას ემთხვევა, ამიტომ ძალწირი იწყება დადებითი მუხტიდან და მთავრდება უარყოფით მუხტზე, ან გრძელდება უსასრულობაში. ძალწირები არ გადაიკვეთებიან, რადგან $\vec{E}$ დაძაბულობის ვექტორს არ შეიძლება ერთ წერტილში ორი მიმართულება ჰქონდეს. ნახ. 2.1 ბ-ზე ნაჩვენებია წერტილოვანი მუხტის ველის ძალწირები, რომელიც მიმართულია არიან რადიალურად გარეთ, როდესაც $q > 0$ მუხტი დადებითია და რადიალურად შიგნით თუ $q < 0$. აქვე 2.1 გ-ზე მოცემულია ორი წერტილოვანი მუხტის ძალწირები.



ნახ. 2.1

ძალწირი არ შეიძლება გავაიგივოთ მუხტის ტრაექტორიათან, რადგან ტრაექტორიის ყოველ წერტილში გავლებული მხები გამოხატავს სიჩქარის მიმართულებას, ხოლო ძალწირის მხები კი გამოხატავს მუხტზე მოქმედი ძალის (შესაბამისად აჩქარების) მიმართულებას.

ველს, რომლის ყველა წერტილში დაძაბულობის ვექტორის სიდიდე და მიმართულება ერთნაირია , ერთგვაროვანი ველი ეწოდება. ასეთი ველის ძალწირები ერთმანეთის პარალელური და თანაბრად დაშორებული წრფეებია. ასეთი ველი მიიღება სხვადასხვა ნიშნით და-



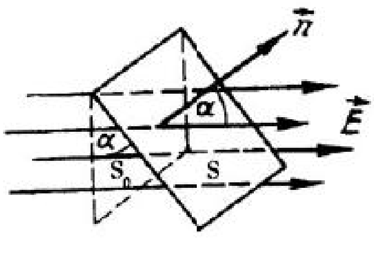
მუხტულ ორ პარალელურ ფირფიტას შორის (ნახ. 2.2). ძალწირებს ავლებენ ისე, რომ მათი საშუალებით გაიგონ არა მარტო მიმართულება, არამედ სიდიდეც. სადაც დაძაბულობა დიდია იქ ძალწირებს ავლებენ მეტი სიხშირით, კერძოდ ისეთი სიხშირით, რომ , რომ ძალწირებისადმი მართობულ ფართობის ერთეულში გამავალი ძალწირების რაოდენობა

ნახ. 2.2

ტოლი იყოს დაძაბულობის მნიშვნელობისა ამ წერტილში.

§2. ძალწირების ნაკადი. გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემა (გამოყვანის გარეშე).

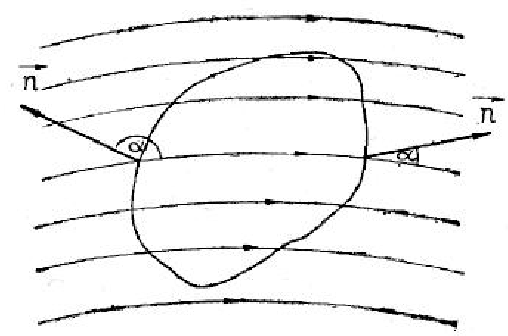
რაიმე დაძაბულობის ველში მოცემული ფართობის გამჭოლ ძალწირების რიცხვს ძალწირების ნაკადი ეწოდება. ე.ი. თუ $\vec{E}$ დაძაბულობის ველში მის მართობულად მოთავსებულია რაიმე ბრტყელი S_0 ფართობი, მაშინ იმის გამო რომ ველის მართობულ ერთეულოვან ფართობში შესაძლებელია E რაოდენობის ძალწირის გავლება, ამიტომ S_0 ფართობში გამავალი ძალწირების რაოდენობა ანუ ნაკადი ტოლია $N = ES_0$. თუ S ფართობი დახრილია ძალწირებისადმი რაიმე α კუთხით (კუთხე სიბრტყის ნორმალსა და დაძაბულობის ვექტორს შორის) (ცხადია ასეთივე კუთხე იქნება S და S_0 სიბრტყეებს შორის) (ნახ. 2.3), მაშინ $S_n = S\cos\alpha$ და S ფართობისათვის ნაკადი $N = ES\cos\alpha$. $E_n = E\cos\alpha$ არის $\vec{E}$ -ს გეგმილი S სიბრტყის ნორმალის მიმართულებაზე და ამიტომ



$$N = E_n S \qquad (2.1)$$

ნახ. 2.3

N – იგივე დაძაბულობის ნაკადია. ის შეიძლება იყოს, როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი. მისი ნიშანი დამოკიდებულია კუთხეზე ძალწირებსა და ნორმალის იმ მიმართულებას შორის, რომელიც დადებითადაა მიღებული (ნახ. 2.4). შეკრული კონტურის შემ-ში დადებითად ითვლება გარე ნორმალი, ამიტომ ზედაპირიდან გამოსული ნაკადი ($\alpha > \frac{\pi}{2}$, $\cos\alpha < 0$) დადებითია, ხოლო მასში შესული კი



ნახ. 2.4

უარყოფითი ($\alpha < \frac{\pi}{2}$, $\cos\alpha > 0$).

თუ ველი არაერთვაროვანია და ზედაპირი არ არის ბრტყელი, მაშინ S-ს ყოფენ უსასრულოდ მცირე dS ელემენტებად (რომ ჩაითვალოს ბრტყელად), ველი მის ფარგლებში იყოს ერთგვაროვანი, მაშინ ელემენტარული ნაკადი ამ ელემენტში $dN = E_n dS$, სადაც $E_n = E\cos\alpha$ და მთელ S-ს ზედაპირში დაძაბულობის ნაკადი იქნება ამ ელემენტარული ნაკადების ჯამი, ანუ ელემენტარული ნაკადის ინტეგრალი $N = \int E_n dS$, სადაც ინტეგრალი ვრცელდება მთელ S ზედაპირზე.

თუ ზედაპირი ჩაკეტილია, მაშინ ნაკადი ასეთი ჩაკეტილი ზედაპირის შიგნით

$$N = \oint_S E_n dS \qquad (2.2).$$

თუ ველი ერთგვაროვანია, მაშინ $E = const$ და $\int_S dS = S$ და $N = E_n dS$.

გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემით გამოითვლება დაძაბულობის ნაკადი ნებისმიერი ფორმის ჩაკეტილ ზედაპირში და ასე ჩამოყალიბდება: **ჩაკეტილი ზედაპირის გამჭოლი ძალწირების ნაკადი ტოლია** $\frac{1}{\varepsilon_0}$ **(ε_0 – ელექტრული მუდმივაა) რიცხვის ნამრავლისა ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული მუხტების ალგებრული ჯამზე.**

$$\Phi = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (2.3),$$

სადაც E არის საერთო ველის დაძაბულობა ჩაკეტილი ზედაპირის შიგნით მოცემულ წერტილში, ხოლო $\sum_{i=1}^{n} q_i$ – ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებულ მუხტთა ალგებრული ჯამი.

ეს ფორმულა გამოვიყვანოთ r – რადიუსიანი სფერული ფორმის ჩაკეტილი ზედაპირისთვის, როდესაც ზედაპირის შიგნით მოთავსებულია ერთადერთი q მუხტი:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \qquad (2.4).$$

ფორმულა (2.4) მართებულია ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირისთვის.

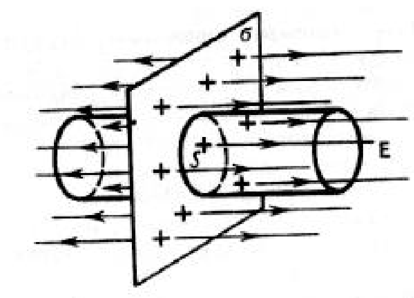
თუ $q > 0$, მაშინ მუხტიდან გამოდის Φ ძალწირი და თუ $q < 0$, მაშინ შედის. ამიტომ თუ ზედაპირის შიგნით მოთავსებულია q_1, q_2, ...q_n მუხტი, ზედაპირის გამჭოლი სრული ნაკადი ტოლი იქნება: $\Phi = \frac{q_1}{\varepsilon_0} + \frac{q_2}{\varepsilon_0} + ... + \frac{q_n}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i$. (2.5).

თუ ჩაკეტილი ზედაპირის შიგნით დადებითი და უარყოფითი მუხტების რაოდენობა ტოლია, მაშინ მათი ალგებრული ჯამი ნულია ($\sum q_i = 0$) და ნაკადიც ნული იქნება. ამ დროს ზედაპირიდან გამოსული ძალწირების რიცხვი უდრის მასში შესული ძალწირების რაოდენობას. ასევე თუ ჩაკეტილი ზედაპირის შიგნით მუხტები არაა, მაშინ ამ დროსაც ნაკადი ნულია. თუ ძალწირები კვეთენ ზედაპირს, ისე რომ მის შიგნით არც იწყებიან და არც ბოლოვდებიან (მუხტები გარეთაა), მაშინ იმის გამო, რომ ზედაპირში შემავალი და გამომავალი ძალწირების რაოდენობა ერთნაირია, ნაკადი ასევე ნულია.

§3. მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე. თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყის, სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ორი პარალელური უსასრულო სიბრტყის, თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის ველის დაძაბულობა.

ამ თეორემით შეიძლება განვსაზღვროთ სხვადასხვა ფორმის დამუხტული სხეულების ელ. ველის დაძაბულობები.

1. თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყის ველი.



ნახ. 2.5

მაგ. განვიხილოთ $+\sigma$ მუხტის ზედაპირული სიმკვრივით ($\sigma = \frac{q}{S}$ ანუ ზედაპირის ერთეულ ფართობზე მოთავსებული მუხტი) თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყე. ძალწირები გამოდიან სიბრტყის ორივე მხრიდან ზედაპირისადმი მართობულად (ნახ. 2.5). ჩაკეტილ ზედაპირად გამოვყოთ ცილინდრი, რომლის ფუძეები პარალელურია სიბრტყის, ხოლო ღერძი კი მის მართობულია. ნაკადი გვერდით ზედაპირში იქნება ნულის ტოლი, რადგან $\alpha = 90^0$ და $\cos\alpha = 0$. მაშინ სრული ნაკადი ამ ცილინდრის გასწვრივ ტოლია ნაკადების ჯამისა მის ფუძეებში, რომელთა ფართობები ტოლია და $\vec{E}_n$ ემთხვევა $\vec{E}$-ს. მაშინ

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \oint_S E_n dS = E\cdot S + E\cdot S = 2E\cdot S \qquad (2.6).$$

მეორე მხრივ გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემის თანახმად იგივე ნაკადი

$$\Phi = \frac{1}{\varepsilon_0}\cdot q = \frac{1}{\varepsilon_0}\sigma\cdot S \qquad (2.7).$$

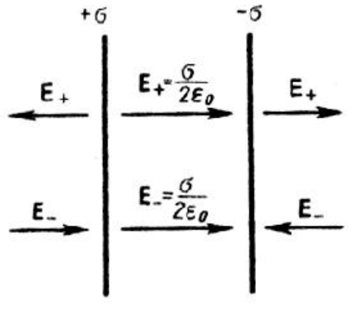
(2.6) და (2.7)-ის გატოლების შემდეგ გვექნება:

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \qquad (2.8).$$

ამ ფორმულიდან ჩანს, რომ უსასრულო სიბრტყის მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობა არ არის დამოკიდებული მანძილზე. ის სივრცეში ყველგან ერთნაირია და პროპორციულია მუხტის ზედაპირული სიმკვრივის.

2. სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ორი პარალელური უსასრულო სიბრტყის ველი.

ვთქვათ ორი პარალელური უსასრულო სიბრტყე დამუხტულია თანაბრად $+\sigma$ და $-\sigma$ მუხტის ზედაპირული სიმკვრივით (ნახ. 2.6). განვსაზღვროთ ველის დაძაბულობა სიბრტეებს შიგნით და მის გარეთ. როგორც ცნობილია დადებითი მუხტიდან ძალწირები გამოდიან, უარყოფითში კი შედიან. სიბრტყეებს გარეთ ძალწირებს აქვთ ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულება. სიბრტყეებს შიგნით კი ერთნაირი. ამიტომ



დაძაბულობა სიბრტყეებს გარეთ ნულის ტოლია , $E = E_+ - E_- = 0$, ხოლო სიბრტყეებს შორის კი $E = E_+ + E_- = 2E_+$ (რადგან სიდიდით $E_+ = E_-$).

ნახ. 2.6 (2.8) ფორმულის თანახმად გვექნება:

$$E = 2\frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \qquad (2.9).$$

ე.ი. 2-ჯერ მეტია, ვიდრე ერთი სიბრტყის შემ-ში. მაშასადამე ამ შემ-ში ველი თავმოყრილია სიბრტყეებს შორის და ამ არეში ის ერთგვაროვანია.

3. **თანაბრად დამუხტული R რადიუსიანი ჩაკეტილი სფერული ზედაპირი**, რომელზეც q მუხტი თანაბრადაა განაწილებული. ამ დროს ძალწირები რადიალური წრფეებია. სფერული ზედაპირის ნორმალსაც რადიუსის მიმართულება აქვს, ამიტომ $E_n = E$ და ის ამ ზედაპირის ყველა წერტილში სიმეტრიის გამო ერთნაირია ($E = const$).

ერთი მხრივ ძალწირების ნაკადი ტოლია:

$$N = \oint_S EdS = E\oint_S dS = E \cdot S = E \cdot 4\pi r^2 , \qquad (2.10)$$

სადაც $r \geq R$ - რაღაც მანძილია სფეროს ცენტრიდან

მეორე მხრივ გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემიდან

$$N = \frac{1}{\varepsilon_0} q \qquad (2.11)$$

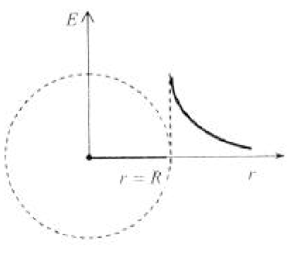
და მათი გატოლების შემდეგ სფეროს ზედაპირზე და მის გარეთ გვექნება

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \qquad (2.10).$$

ეს ფორმულა ემთხვევა წერტილოვანი მუხტის დაძაბულობის ფორმულას. ე.ი. სფერული ზედაპირის ზედაპირზე და გარეთ დაძაბულობა ისეთია, თითქოს ზედაპირის მთელი q მუხტი მოთავსებულია მის ცენტრში. ის მანძილის ზრდასთან ერთად მისი კვადრატის უკუპროპორციულად მცირდება.

თუ სფეროს ცენტრიდან შემოვხაზავთ $r' < R$ რადიუსიან ზედაპირს, მაშინ ასეთი ჩაკეტილი ზედაპირი არ შეიცავს მუხტს, ამიტომ ასეთი თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის სიგნით ე. სტატიკური ველი არ გვაქვს, ანუ $E = 0$.

მაშასადამე თანაბრად დამუხტული ზედაპირის შიგნით დაძაბულობა ნულის ტოლია, სფეროს გარეთ კი ნულისგან განსხვავებულია. გრაფიკულად დაძაბულობის მანძილზე დამოკიდებულება ასე გამოისახება (ნახ. 2.6).



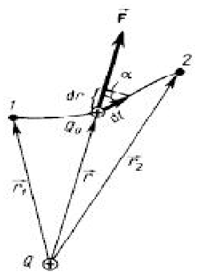
ნახ. 2.6

III ლექცია

ელექტროსტატიკურ ველში მუხტის გადადგილებაზე შესრულებული მუშაობა. პოტენციური ველი. დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ჩაკეტილი წირის გასწვრივ. პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა. წერტილოვანი მუხტის ველის პოტენციალი. კავშირი დაძაბულობასა და პოტენციალს შორის.

§1. ელექტროსტატიკურ ველში მუხტის გადადგილებაზე შესრულებული მუშაობა. პოტენციური ველი. დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ჩაკეტილი წირის გასწვრივ.

ელ. სტატიკურ ველში შეტანილ მუხტზე მოქმედებს ელ. ძალა, ამიტომ ის გადაადგილდება, ე.ი. სრულდება მუშაობა. გამოვთვალოთ ის. დავუშვათ $q > 0$ წერტილოვანი მუხტის მიერ შექმნილ ველში 1 წერტილში მოვათავსეთ სასინჯი $q_0 > 0$ წერტილოვანი მუხტი. ველი იმოქმედებს მასზე $\vec{F}$ ელ. ძალით და გადაადგილებს რაიმე 2 წერტილში (ნახ. 3.1). მაშინ სრულდება მუშაობა. მის საპოვნელად გზა დავყოთ იმდენად მცირე dl უბნებად, რომ თითოეულის ფარგლებში ძალა ჩაითვალოს მუდმივად და მუშაობა თითოეულ ამ



ნახ. 3.1

უბანზე $dA = (\vec{F} \cdot d\vec{l}) = Fdl\cos\alpha = F \cdot dr$, სადაც α – კუთხეა $\vec{F}$ ძალასა და $d\vec{l}$ გადაადგილებას შორის, ხოლო dr არის r მანძილის ცვლილება q_0 მუხტის dl უბანზე გადაადგილებისას. ან $dA = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r^2}dr$.

სრული მუშაობა იქნება ამ ელემენტარული მუშაობების ჯამი, ანუ $A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA =$

$$\int_{r_1}^{r_2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}qq_0\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad \left(\int \frac{1}{r^2}dr = -\frac{1}{r}\right). \quad \text{ანუ} \quad A_{12} = q_0\left(\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r_2}\right) \qquad (3.1).$$

აქედან ჩანს, რომ ეს მუშაობა, ისევე როგორც სიმძიმის ძალის მუშაობა არაა დამოკიდებული გზის ფორმაზე. იგი დამოკიდებულია q_0 მუხტის საწყის და საბოლოო მდგ-ზე და ველის აღმძვრელი q მუხტის სიდიდეზე. ე.ი. ჩაკეტილ კონტურში ($r_1 = r_2$) ის ნულის ტოლია. ეს ველიც პოტენციური ველია, რადგან მასში შესრულებული მუშაობა გზის ფორმაზე დამოკიდებული არ არის. ასეთ ველში როგორც ცნობილია მოქმედებენ პოტენციური (კონსერვატული) ძალები. ე.ი. ელ. სტატიკური ველი გრავიტაციულის მსგავსად პოტენციურია, ხოლო ელ. სტატიკური ძალა კი პოტენციური ძალა.

მუშაობა დადებითია, თუ მას ასრულებენ ველის ძალები (ამ დროს მუხტების ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგია მცირდება) და უარყოფითია თუ მას ასრულებენ გარე ძალები (პოტენციური ენერგია იზრდება). მაშასადამე ელსტატიკური ძალები-კონსერვატული ძალებია.

თუ $r_1 = r_2$ ანუ მუხტი გადაადგილდება ჩაკეტილ კონტურზე, მაშინ მუშაობა ნულია.

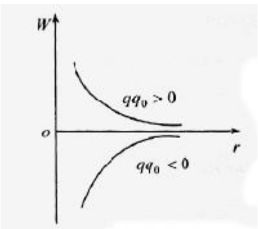
გამოვსახოთ ველის პოტენციურობა მათემატიკურად. რადგან q_0 მუხტზე მოქმედი ძალა $F = q_0 E$, ამიტომ ელემენტარული მუშაობა $dA = Fdl\cos\alpha = q_0 E_l dl$. სადაც $E_l = E\cos\alpha$ არის $\vec{E}$-ს გეგმილი $d\vec{l}$ მიმართულებაზე. თუ მუხტი ერთეულოვანია ($q_0 = 1$), მაშინ $dA = E_l dl$ და სრული მუშაობა $A_{12} = \int E_l dl$, ხოლო ჩაკეტილ კონტურზე ($r_1 = r_2$): $A_{12} = \oint E_l dl = 0$. (3.2)

სიდიდეს $\oint(\vec{E}\cdot d\vec{l}) = \oint E_l dl$ ეწოდება $\vec{E}$ ვექტორის ცირკულაცია l ჩაკეტილი წირის გასწვრივ. $\oint E_l dl = 0$. ე.ი. ველის პოტენციალურობა მათემატიკურად ნიშნავს, რომ ელ.სტატიკური ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნულის ტოლია. ის ასევე გვიჩვენებს, რომ დაძაბულობის წირები არ შეიძლება იყვნენ ჩაკეტილი (მათ აქვთ დასაწყისი-დადებით და დასასრული-უარყოფით მუხტებზე).

§2. პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა.

რადგან ელ. სტატიკური ველი პოტენციურია, ამიტომ მათში მოთავსებულ მუხტებს უნდა გააჩნდეთ პოტენციური ენერგია. ელ. ველის მიერ მუშაობის შესრულების დროს პოტენციური ენერგია მცირდება, ანუ მუშაობა ტოლია მუხტის პოტენციური ენერგიის ცვლილებისა შებრუნებული ნიშნით $dA = -dW$. ელემენტარული მუშაობა dr მანძილზე q_0 მუხტის გადაადგილებისას წინა პარაგრაფიდან ტოლია $dA = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr$ და $dW = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r^2}dr$. აქედან $W = \int dW = k\frac{qq_0}{r}$ $\left(\int\frac{dx}{x^2} = -\frac{1}{x}\right)$, (3.3)

ანუ ეს არის q_0 მუხტის პოტენციური ენერგიაა r - მანძილზე q მუხტის ველში. თუ q და q_0 მუხტები ერთი ნიშნისაა, მაშინ მათი განზიდვის პოტენციური ენერგია დადებითია და მუხტების დაახლოებისას იზრდება. თუ სხვადასხვა ნიშნისაა, მაშინ მათი მიზიდვის პოტენციური ენერგია უარყოფითია და იზრდება ნულამდე ერთ-ერთი მუხტის უსასრულობაში გადატანისას . ორი წერტილოვანი მუხტის პოტენციური ენერგიის დამოკიდებულება მათ შორის მანძილზე მოცემულია ნახ. 3.2-ზე.



მუხტის სასრულ მანძილზე 1 წერტილიდან საბოლოო 2-ში გადაადგილებისას პოტენციური ენერგიის ცვლილება ტოლი იქნება:

ნახ. 3.2

$A_{12} = -(W_2 - W_1)$, ან $W_2 - W_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{qq_0}{r_2} - \frac{qq_0}{r_1}\right)$ (3.4).

ზოგადად თუ ჩავთვლით, რომ q_0 მუხტის პოტენციური ენერგია ნულის ტოლია მაშინ, როცა ის იმყოფება q მუხტიდან უსასრულოდ შორს ($r \to \infty$, $W = 0$), მივიღებთ რომ მისი პოტენციური ენერგია r მანძილით დაშორებულ წერტილში ტოლია: $W = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r}$ (3.5). (3.5) ფორმულიდან ჩანს, რომ q მუხტის ველის მოცემულ წერტილში q_0 მუხტის პოტენციური ენერგია პროპორციულია q_0 მუხტის. ამიტომ ფარდობა $\frac{W}{q_0}$ ველის ერთსა და იმავე წერტილში ერთი და იგივეა (q_0 -ის 2-ჯერ გაზრდისას W -ც 2-ჯერ იზრდება და ა.შ. ისე, რომ ფარდობა $\frac{W}{q_0}$ ყოველთვის მუდმივია და არ იცვლება). შესაბამისად ველის მოცემულ წერტილში მუხტის პიტენციური ენერგიის შეფარდებას მუხტის სიდიდესთან ეწოდება ველის პოტენციალი ამ წერტილში $\varphi = \frac{W}{q_0}$.

(3.6)

ის სკალური სიდიდეა. თუ $q_0 = 1$, მაშინ $\varphi = W$. ე.ი. ველის პოტენციალი მოცემულ წერტილში რიცხობრივად ტოლია ამ წერტილში მოთავსებული ერთეულოვანი დადებითი მუხტის პოტენციური ენერგიის. ის ველის ენერგეტიკული მახასიათებელია, განსხვავებით დაძაბულობისაგან, რომელიც ველის ძალური მახასიათებელია. თუ $q > 0$, მაშინ პოტენციალი $\varphi > 0$ და პირიქით.

(3.5) და (3.6) ფორმულებიდან მივიღებთ q წერტილოვანი მუხტის პოტენციალს მისგან r მანძილით დაშორებულ წერტილში შემდეგი ფორმულით: $\varphi = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{q}{r}$ (3.7).

აქედან ჩანს, რომ პოტენციალი უსასრულობაში ($r = \infty$) ნულის ტოლია.
თუ მოცემულია რამდენიმე $q_1, q_2, \ldots q_n$ წერტილოვანი მუხტის ველი, მაშინ ველის პოტენციალი რომელიმე წერტილში ტოლია მუხტების ველების პოტენციალთა ალგებრული ჯამისა: (სუპერპოზიციის პრინციპი) $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots \varphi_n = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i$ (3.8).

რადგან მუშაობის ფორმულა რადგან $A = W_1 - W_2$, ხოლო $W = q_0\varphi$, ამიტომ

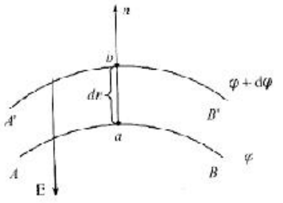
$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (3.9).$$

მაშასადამე ელსტატიკურ ველში მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა ტოლია მუხტის ნამრავლისა საწყის და საბოლოო წერტილების პოტენციალთა სხვაობაზე. აქედან $\varphi_1 - \varphi_2 = \dfrac{A_{12}}{q_0}$. ე.ი. პოტენციალთა სხვაობა ველის ორ წერტილს შორის ტოლია ველის ძალების მიერ q_0 მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობის ფარდობასა ამ მუხტის სიდიდესთან. (3.9) ფორმულიდან განვმარტოთ პოტენციალის ფიზიკური აზრი. ვთქვათ მუხტი გადაადგილდა 1 წერტილიდან უსასრულობაში ($r_2 = \infty$). მაშინ $\varphi_2 = 0$ და $A_{12} = q_0\varphi_1$, საიდანაც $\varphi_1 = \dfrac{A_{12}}{q_0}$. თუ $q_0 = 1$, მაშინ $\varphi_1 = A_{12}$. ე.ი. ველის მოცემული წერტილის პოტენციალი რიცხობრივად იმ მუშაობის ტოლია, რომელსაც ასრულებს ელ. ძალა ამ წერტილიდან უსასრულობაში დადებითი მუხტის გადაადგილებისას.

პოტენციალთა სხვაობას ასევე ძაბვას უწოდებენ: $U = \varphi_1 - \varphi_2$ და $U = \dfrac{A_{12}}{q_0}$ (3.10) აქედან მისი ერთეულია ვოლტი. 1ვ=1ჯ/კ. ვოლტი არის ისეთი ორი წერტილის პოტენციალთა სხვაობაა, რომელთა შორის ერთი კულონი მუხტის გადაადგილებაზე სრულდება ერთი ჯოული მუშაობა.

ზოგადად რადგან მუშაობა განისაზღვრება პოტენციალთა სხვაობის საშუალებით, ამიტომ პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს სწორედ პოტენციალთა სხვაობას და არა პოტენციალს. პოტენციალის მნიშ-ბა დამოკიდებულია ნულოვანი დონის არჩევაზე. ნულად

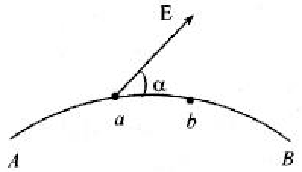
მიჩნეულია უსასრულობაში მდებარე წერტილის პოტენციალი. მაგრამ მიღებულია, რომ ნულის ტოლი იყოს დედამიწის პოტენციალი.



§3. წერტილოვანი მუხტის ველის პოტენციალი. კავშირი დაძაბულობასა და პოტენციალს შორის.

მაშასადამე ელ. სტატიკურ ველს ახასიათებენ ვექტორული – დაძაბულობით და სკალარული სიდიდით – პოტენციალით. ამიტომ მათ შორის არსებობს რაღაც კავშირი, რომელიც გამოვიყვანოთ. მუშაობა შეიძლება გამოისახოს ამ ორის სიდიდის საშუალებით ცალკ-ცალკე.

შემოვიტანოთ ეკვიპოტენციალური ზედაპირის ცნება. ეკვიპოტენციალური (იზოპოტენციალური) ზედაპირი ისეთი ზედაპირია, რომლის ყოველ წერტილში პოტენციალი ერთი და იგივეა – $\varphi = const$. წერტილოვანი მუხტის ველის ეკვიპოტენციალური ზედაპირები კონცენტრული სფერული ზედაპირებია, რომელთა ცენტრი მუხტის მოთავსების წერტილშია. დაძაბულობა, (ანუ ველის ძალწირი) ყოველთვის მართობია ეკვიპოტენციალური ზედაპირის. ვთქვათ AB ეკვიპოტენციალურ ზედაპირზე a წერტილიდან b წერტილში გაადგილდა q_0 მუხტი (ნახ. 3.3). კუთხე დაძაბულობასა და გადაადგილებას შორის იყოს α. მაშინ



ნახ. 3.3

შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება $A = F \cdot ab \cdot cos\alpha$. მეორე მხრივ $A = q_0(\varphi_a - \varphi_b) = 0$, $(\varphi_a = \varphi_b)$. ე.ი. $F \cdot ab \cdot cos\alpha = 0$. მაგრამ $F \cdot ab \neq 0$, ე.ი. $cos\alpha = 0$ და $\alpha = \frac{\pi}{2}$. რადგან ელ. ველი გამოისახება ძალწირებით, ამიტომ ის გამოვსახოთ ეკვიპოტენციალური ზედაპირების საშუალებითაც.

ამ ზედაპირების ნორმალი გვიჩვენებს დაძაბულობის მიმართულებას, ხოლო მათი გავლების სიხშირე კი დაძაბულობის სიდიდეს, რადგან ერთი ზედაპირიდან მეორეზე q_0 მუხტის გადაადგილებისას სრულდება ერთი და იგივე მუშაობა $A = F \cdot d = q_0 E \cdot d$, სადაც d – ზედაპირებს შორის უმოკლესი მანძილია. იქ სადაც E დიდია, d მცირეა და პირიქით.

ავიღოთ ორი უსასრულოდ ახლოს მდებარე ეკვიპოტენციალური ზედაპირები – AB და $A'B'$ (ნახ. 3.4). ამ ზედაპირების პოტენციალები იყოს φ და $\varphi + d\varphi$. ამასთან $d\varphi < 0$. რადგან ეს ზედაპირები ახლოს არიან ერთმანეთთან, ამიტომ ნორმალი $\vec{n}$ მათთვის საერთოა. დამუშვათ q_0 მუხტი გადაადგილდა a წერტილიდან b წერტილში ნორმალის გასწვრივ. რადგან დაძაბულობა (ანუ მუხტზე

ნახ. 3.4

მოქმედი ძალა) მართობია ეკვიპოტენციალური ზედაპირის, ამიტომ შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება: $dA = F \cdot ab = q_0 E \cdot dn$ (3.11).

მეორე მხრივ მუშაობა ტოლია $dA = q_0[\varphi - (\varphi + d\varphi)] = -q_0 d\varphi$ (3.12).

ამ ფორმულების გატოლებიდან მივიღებთ, რომ

$$E = -\frac{d\varphi}{dn}, \qquad (3.13)$$

სადაც $\frac{d\varphi}{dn}$ არის პოტენციალის ცვლილება (წარმოებული) იმ მიმართულების გასწვრივ, რომელზედაც ამ ცვლილების სიჩქარე მაქსიმალურია. მას პოტენციალის გრადიენტი ეწოდება. ანუ დაძაბულობა არის პოტენციალის გრადიენტი შებრუნებული ნიშნით:

$$E = -grad\varphi \qquad (3.14).$$

პოტენციალის გრადიენტი ვექტორული სიდიდეა და მიმართულია პოტენციალის ზრდის მიმართულებით. (3.13)-ში ნიშანი “–“ იმას მიუთითებს, რომ დაძაბულობის $\vec{E}$ ვექტორი მიმართულია პოტენციალის გრადიენტის საპირისპიროდ ანუ პოტენციალის შემცირების მიმართულებით. გრადიენტის მდგენელები კოორდინატთა ღერძებზე არის $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial y}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial z}$. შესაბამისად თუ დაძაბულობის ვექტორის მდგენელები იქნება E_x, E_y, E_z, მაშინ

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} \qquad (3.15),$$

ხოლო დაძაბულობის ვექტორის სიდიდე $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2} = \sqrt{(\frac{\partial\varphi}{\partial x})^2 + (\frac{\partial\varphi}{\partial y})^2 + (\frac{\partial\varphi}{\partial z})^2}$.

თუ ველი ერთგვაროვანია, $d\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$, ხოლო $dn = d$, მაშინ დამოკიდებულება დაძაბულობასა და პოტენციალთა სხვაობას შორის გამოისახება ფორმულით:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}, \qquad (3.16)$$

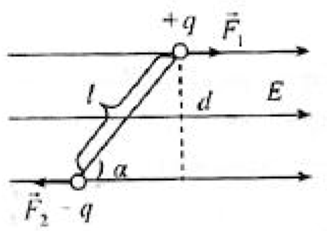
სადაც პოტენციალთა სხვაობა $\varphi_1 - \varphi_2$ აღებულია ძალწირების მიმართულებით, ხოლო d მანძილია ამ წერტილებს შორის. (3.15) ფორმულიდან ჩანს, რომ დაძაბულობა რიცხობრივად ტოლია პოტენციალის ცვლილებისა სიგრძის ერთეულზე ძალწირის მიმართულებით.

(3.15) ფორმულიდან ასევე შეიძლება დავადგინოთ დაძაბულობის კიდევ სხვა (ნ/კ – ნიუტონი კულონთან) ერთეული ***SI*** სისტემაში. ეს ერთეულია ვ/მ (ვოლტი მეტრზე). ეს არის ისეთი ველის დაძაბულობა, რომლის პოტენციალი მცირდება ერთი ვოლტით ძალწირის გასწვრივ ერთი მეტრით გადანაცვლებისას. ნ/კ და ვ/მ ერთმანეთს ემთხვევა ($E = \frac{U}{d} = \frac{A}{q_0 d} = \frac{F \cdot d}{q_0 d} = \frac{F}{q_0}$).

IV ლექცია

დიპოლი გარე ელექტრულ ველში. დიელექტრიკების პოლარიზაცია. პოლარული და არაპოლარული მოლეკულები. პოლარიზაციის ვექტორი. კავშირი პოლარიზაციის ვექტორსა და ელექტრული ველის დაძაბულობას შორის. დიელექტრიკული ამთვისებლობა. დიელექტრიკული შეღწევადობა.

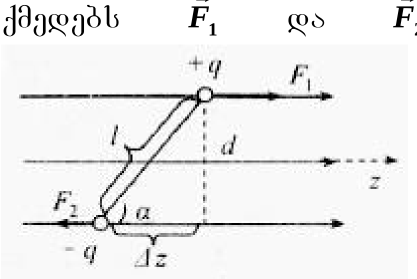
§1. დიპოლი გარე ელექტრულ ველში. დიელექტრიკების პოლარიზაცია. პოლარული და არაპოლარული მოლეკულები. ვთქვათ $\vec{E}$ დაძაბულობის ერთგვაროვან ($E = const$) ველში მოთავსებულია დიპოლი, რომლის მუხტია q, ხოლო მხარი l. კუთხე რომელსაც დიპოლის ღერძი დაძაბულობასთან ადგენს იყოს α (ნახ. 4.1). დიპოლის დადებით და უარყოფით მუხტებზე იმოქმედებენ ველის გასწვრივ და მის საპირისპიროდ მიმართული $\vec{F}_1 = q\vec{E}$ და $\vec{F}_2 = q\vec{E}$ ძალები, რომლებიც სიდიდით ტოლია და მიმართულებით საწინააღმდეგო.



ნახ. 4.1

ისინი გამოიწვევენ დიპოლის მობრუნებას. მათი, როგორც წყვილძალის მაბრუნებელი მომენტი ტოლია ერთ-ერთი ძალის ნამრავლისა წყვილძალის d მხარზე $M = Fd = qEd = qEl\sin\alpha$. რადგან დიპოლის მომენტი $p = ql$, ამიტომ $M = pE\sin\alpha$, ან ვექტორულად $\vec{M} = [\vec{p}\vec{E}]$. მომენტის გავლენით დიპოლი იქამდე მობრუნდება, სანამ მისი $\vec{p}$ მომენტის მიმართულება არ დაემთხვევა ველის $\vec{E}$ დაძაბულობის მიმართულებას. ამ დროს $M = 0$, რადგან $\alpha = 0$ და დიპოლი აღმოჩნდება წონასწორობაში, რადგან მასზე იმოქმედებს ტოლი და საპირისპიროდ მიმართული ორი ძალა.

თუ ველი არაერთგვაროვანია ($E \neq const$), მაშინ ასეთი ველის ძალწირები ერთმანეთის პარალელური არ არიან, მაგრამ დიპოლის მხრის სიმცირის გამო შეიძლება ჩავთვალოთ პარალელურად. მაგრამ ამ დროს $+q$ და $-q$ მუხტებზე მოქმედი ძალები $\vec{F}_1 = q\vec{E}_1$ და $\vec{F}_2 = q\vec{E}_2$ ტოლი არ არიან (ნახ. 4.2). მაშინ დიპოლზე გარდა მაბრუნებელი მომენტისა, იმოქმედებს $\vec{F}_1$ და $\vec{F}_2$ ძალების ტოლქმედი, რომელიც სიდიდით უდრის $F = F_1 - F_2 = q(E_1 - E_2)$. თუ z ღერძი ძალწირების გასწვრივაა, მაშინ $E_1 - E_2 = \frac{dE}{dz}\Delta z = \frac{dE}{dz}l\cos\alpha$. აქ $\frac{dE}{dz}$ - დაძაბულობის გრადიენტია სიგრძის ერთეულზე. რადგან $p = ql$, ამიტომ



ნახ. 4.2

$$F = p\frac{dE}{dz}\cos\alpha \qquad (4.1).$$

თუ $\alpha < 90^0$, მაშინ ეს მიმართულია მეტი დაძაბულობის მხარეს და ის მაქსიმალურია, როდესაც $\alpha = 0^0$, ანუ როდესაც დიპოლი დაძაბულობის პარალელურია.

ამ ძალით იხსნება დამუხტული სხეულების მიერ მსუბუქი სხეულების მიზიდვა. მაგ. მინის ღეროს ტყავზე ხახუნისას (იმუხტება დადებითად) მასზე ახლოს მყოფი ქაღალდის ნაჭრის მოპირდაპირე მხარეებზე პოლარაზაციის შედეგად აღიძვრება ტოლი და ნიშნით საწინააღმდეგო ნიშნის ბმული მუხტები. ამის გამო ეს ნაჭერი იქცევა დიპოლად და იგი იმოძრავებს ველის ზრდის (მინის ჯოხისკენ) მხარეს.

დიელექტრიკი შედგება ნეიტრალური ატომების და მოლეკულებისაგან. ლითონებისგან განსხვავებით მასში არ არის თავისუფალი მუხტები. დიელექტრიკის მუხტები დაკავშირებულია მის ატომებთან და მოლეკულებთან და ელ. ველის მოქმედებით ისინი წაინაცვლებენ მხოლოდ მიკროსკოპიულ მანძილებზე.

ამ მოვლენას-ველის მოქმედებით დიელექტრიკში ელ. მუხტების წანაცვლებას დიელექტრიკის პოლარიზაცია ეწოდება.

დიელექტრიკები იყოფა ორ ძირითად ჯგუჯად:

ა) პოლარული-ისეთი დიელექტრიკია, რომელიც შედგება პოლარული მოლეკულებისგან. ეს არის არასიმეტრიული მოლეკულები, სადაც დადებითი მუხტების სიმძიმის ცენტრი არ ემთხვევა უარყოფითი მუხტების სიმძიმის ცენტრს. ფაქტიურად ისინი ელექტრული დიპოლებია, თავის დიპოლური მომენტით $p = ql,$ (ის ვექტორია, მიმართულებით უარყოფითი მუხტიდან დადებითისკენ $\vec{p} = q\vec{l}$), სადაც $l -$მანძილს დიპოლის ღერძის გასწვრივ დადებით და უარყოფით მუხტებს შორის დიპოლის მხარი ეწოდება (ზოგადად დიპოლი ეს არის ორი ურთიერთსაწინააღმდეგო ნიშნის მუხტების ერთობლიობა, რომელთა შორის მანძილი გაცილებით მცირეა იმ მანძილთან, რომელზეც განიხილება მისი მოქმედება). ასეთი დიელექტრიკი თუ არ არის მოთავსებული ე. ველში, იმის გამო რომ მოლეკულების დიპოლური მომენტები ქაოსურადაა ორიენტირებული, რაიმე ΔV მოცულობაში მათი ვექტორული ჯამი ნულის ტოლია $\sum \vec{p}_i = 0$. დიელექტრიკის შეტანისას ელ. ველში თვითოელ დიპოლზე იმოქმედებს მაბრუნებელი მომენტი და გამოიწვევს მათ მეტ-ნაკლებ ორიენტაციას ველის გასწვრივ.. სრული ორიენტაცია არ ხდება სითბური მოძრაობის გამო. დიპოლების შემობრუნებისას დადებითი მუხტები წაინაცლებენ ველის გასწვრივ, უარყოფითები ველის საპირისპიროდ. ეს არის ორიენტაციული პოლარიზაცია და შესაბამისად გვექნება პოლარიზებული დიელექტრიკი. ამ დროს უკვე დიელექტრიკის ნებისმიერ მოცულობაში დიპოლური მომენტების ჯამი ნულისაგან განსხვავებულია $\sum \vec{p}_i \neq 0$ და მით მეტია, რაც მეტია ველის დაძაბულობა და ნაკლებია ტემპერატურა. პოლარული დიელექტრიკებია H_2O, HCl, HBr, CO და ასევე მყარი სხეულები.

ბ) არაპოლარული–ისეთი დიელექტრიკია, რომელიც შედგება არაპოლარული მოლეკულებისგან. ეს არის სიმეტრიული მოლეკულები, სადაც დადებითი მუხტების სიმძიმის ცენტრი ემთხვევა უარყოფითი მუხტების სიმძიმის ცენტრს. როდესაც ველი არ გვაქვს, მათ

დიპოლური მომენტი არ გააჩნიათ ($\vec{p} = 0$, რადგან $l = 0$). ელექტრულ ველში ხდება ასეთი მოლეკულების დეფორმაცია: დადებითები წაინაცლებენ ველის გასწვრივ, უარყოფითები ველის საპირისპიროდ. ე.ი. ისინი გარდაიქმნებიან დიპოლებად, რომლებიც ორიენტირებული იქნებიან ველის გასწვრივ და მათი ჯამი $\sum \vec{p}_i \neq 0$. ეს არის ელექტრონული პოლარიზაცია.

ასეთი ტიპის დიელექტრიკებია H_2, N_2 და ა.შ. ასევე ჯგუფი დიელექტრიკებისა ($NaCl$, KCl, KBr), რომელთაც აქვთ იონური აღნაგობა, ანუ წარმოადგენენ ისეთ კრის-ტალებს, რომელთა სივრცული მესერი შედგება სხვადასხვა ნიშნის იონებისაგან. გარე ველის მოქმედებით ხდება მესრის დეფორმაცია (დადებით მუხტები ველის მიმართულებით და პირიქით), რაც იწვევს დიპოლური მომენტების გაჩენას (იონური პოლარიზაცია).

§2. პოლარიზაციის ვექტორი. კავშირი პოლარიზაციის ვექტორსა და ელექტრული ველის დაძაბულობას შორის. დიელექტრიკული ამთვისებლობა. დიელექტრიკული შეღწევადობა.

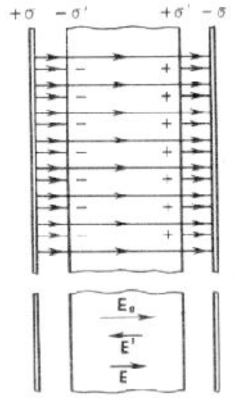
როგორც ავღნიშნეთ დიელექტრიკის გარე ველში მოთავსებისას ის პოლარიზდება, ანუ იძენს ნულისგან განსხვავებულ დიპოლურ მომენტს.

პოლარიზაციის ხარისხს ახასიათებენ პოლარიზაციის ვექტორით, რომელიც ეწოდება დიელექტრიკის ერთეულ მოცულობაში დიპოლური მომენტების ვექტორულ ჯამს. ე.ი.

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i}{\Delta V} \qquad (4.2).$$

$\vec{p}_V = \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i$ – ყველას ჯამია. $\vec{P}$ – ს განზომილებაა კ·მ/მ^3=კ/მ^2 (კულონი/მეტრკვადრატზე) ემთხვევა $\varepsilon_0 E$ – ს განზომილებას, რადგან წერტილოვანი მუხტისთვის $E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$. ამიტომ $\vec{P}$ და $\vec{E}$ ვექტორებს შორის პროპორციული დამოკიდებულებაა $\vec{P} = \chi\varepsilon_0\vec{E}$. χ – ს ნივთიერების დიელექტრიკული ამთვისებლობა ეწოდება (განყენებული რიცხვია). $\chi > 0$ ყოველთვის და ძირითადად ტოლია რამდენიმე ერთეულის. მაგრამ ზოგიერთვის ის დიდია (სპირტისთვის 25, წყლისთვის 80).

იმის დასადგენად თუ როგორ იცლება ელექტრული ველი მასში დიელექტრიკის შეტანისას, ჩავატაროთ ცდა: შევიტანოთ დიელექტრიკი გარე ელ.სტატიკურ ველში (რომელიც იქმნება ორი უსასრულო პარალელური სხვადასხვა ნიშნით დამუხტული ფირფიტებით, რომელთა მუხტების ზედაპირული სიმკვრივეებია $(\pm\sigma)$, ისე რომ დიელექტრიკი მთლიანად ავსებდეს ფირფიტებს შორის სივრცეს (ნახ. 4.3). ფირფიტებს შორის დაძაბულობა $E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$. ველის გავლენით დიელექტრიკი პოლარიზდება, ანუ ხდება მუხტების წანაცლება-დადებითები ველის გასწვრივ და პირიქით. ამიტომ დიელექტრიკის მარჯვენა



ნახ. 4.3

მხარეს გვექნება დადებითი მუხტების სიჭარბე $+\sigma'$ სიმკვრივით, მარცხენა მხარეს კი უარყოფითები $-\sigma'$–თი. ეს გაუკომპენსირებული მუხტები ბმული მუხტებია, რომლებიც დიელექტრიკში ქმნიან ელ. ველს $\vec{E}_0$ – დაძაბულობის საპირისპირო $\vec{E}'$– დაძაბულობით და ის ასუსტებს მას. ჯამური ველი დიელექტრიკში ტოლი გახდება $E = E_0 - E'$, სადაც ცხადია $E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}$. ვიპოვოთ σ'.

ვიცით $p_V = P\cdot V = PSd$, სადაც S – ფირფიტის ფართობია, d – სისქე. მაგრამ $p = ql$ დიპოლის მომენტის ფორმულიდან ასეთი $q' = \sigma' S$ ბმული მუხტების მთლიანი დიპოლური მომენტი ტოლი იქნება:

$$p_V = \sigma' Sd, \text{ ან } PSd = \sigma' Sd \text{ და } \sigma' = P. \qquad (4.3)$$

ე.ი. ბმული მუხტების ზედაპირული სიმკვრივე ტოლია პოლარიზაციის ვექტორის მნიშვნელობის. მაშინ $E = E_0 - E' = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0}$ და $E = E_0 - \frac{\chi\varepsilon_0 E}{\varepsilon_0} = E_0 - \chi E$. ან $E = E_0/(1+\chi)$. აღვნიშნოთ $1+\chi = \varepsilon$. გვექნება

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon} \qquad (4.4)$$

ε – ს ეწოდება ნივთიერების ფარდობითი დიელექტრიკული შეღწევადობა და გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ მეტია თავისუფალი მუხტების მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობა ვაკუუმში დიელექტრიკთან შედარებით ($\varepsilon = \frac{E_0}{E}$). (4.4) ფორმულა სამართლიანია ერთგვაროვანი ველისთვისაც.

რადგან დაძაბულობა დიელექტრიკში ε – ჯერ მცირდება, ამიტომ ასეთ დიელექტრიკში მუხტების ურთიერთქმედების ძალაც ($F = qE$) იმდენჯერვე შემცირდება და კულონის კანონი ასე ჩაიწერება:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2}. \qquad (4.5)$$

სიდიდეს $\varepsilon' = \varepsilon_0\varepsilon$ ეწოდება აბსოლუტური დიელექტრიკული შეღწევადობა. ასევე ε_0 – ს ხშირად ვაკუუმის დიელექტრიკულ შეღწევადობასაც უწოდებენ.

ვაკუუმში $\varepsilon = 1$. ჰაერისთვის კი ის ტოლია 1,0006 და ფაქტიურად არ განსხვავდება ერთისაგან, ამიტომ ჰაერში ველის დაძაბულობა, პოტენციალი და კულონის ძალა ფაქტიურად იგივეა, რაც ვაკუუმში. მისი მნიშვნელობა სხვადასხვა ნივთიერებებისთვის სხვადასხვაა, არაპოლარულებისთვის 2,5-8, პოლარულებისთვის 10-81 და ა.შ. მაგ. წყლის 81.

V ლექცია

გამტარის ელექტროტევადობა. კონდენსატორი. ბრტყელი კონდენსატორის ტევადობა. დამუხტული კონდენსატორის ენერგია. ელექტროსტატიკური ველის ენერგია. ენერგიის სიმკვრივე.

§1. გამტარის ელექტროტევადობა

სხვადასხვა გამტარებს განსხვავებული ელ. თვისებები აქვთ. მაგ. ტოლი სიდიდის მუხტების გადაცემისას ისინი სხვადასხვა პოტენციალამდე იმუხტებიან. ამიტომ გამტარის ამ თვისების დასახასითებლად შემოაქვთ ელექტროტევადობის ცნება.

გამტარს, რომელიც დაშორებულია სხვა სხეულებისგან ისეთი მანძილით, რომ მათ შორის ელექტრულ ურთიერთქმედებას ადგილი არ აქვს, განმხოლოებული გამტარი ეწო–დება. ასეთ დაუმუხტავ გამტარს (რომლის პოტენციალი ნულია) გადავცეთ გარკვეული სიდიდის მუხტი, რომელიც გარკვეული წესით განაწილდება მის ზედაპირზე. განაწილების ხასიათი (მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე σ) დამოკიდებულია არა მხოლოდ გადაცემული მუხტის სიდიდეზე, არამედ გამტარის ზედაპირის ფორმაზეც. დამუხტული გამტარი გარე სივრცეში შექმნის ელექტრულ ველს, რომლის ყოველ წერტილში პოტენციალს ექნება რაღაც მნიშვნელობაბა, ხოლო გამტარის ყველა წერტილს კი ექნება ერთნაირი პოტენციალი.

თუ გამტარს მუხტის ახალ რაოდენობას გადავცემთ, იგი წინა მუხტის მსგავსად განა-წილდება ზედაპირზე, გაიზრდება ცალკეულ წერტილებში მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე σ და გაიზრდება თვითოეული წერტილის პოტენციალიც. ე.ი. განმხოლოებული გამტარის პოტენციალი φ პირდაპირპროპორციულია მასზე მოთავსებული q მუხტისა:

$$\varphi = \frac{1}{C} q \quad \text{ან} \quad q = C\varphi \qquad (5.1).$$

პროპორციულობის C კოეფიციენტს განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადო-ბა ეწოდება. ის დამოკიდებულია გამტარის ზომაზე, ფორმაზე, გარემომცველი გარემოს დიე-ლექტრიკულ თვისებებზე და სხვა გამტარების სიახლოვეზე. გამტარის გვარობაზე და სიღ-რუეზე ის დამოკიდებული არ არის. მოცემული გამტარისთვის C მუდმივია და უდრის მუხტის შეფარდებას გამტარის პოტენციალთან:

$$C = \frac{q}{\varphi} \qquad (5.2).$$

ე.ი. რაც ნაკლებ პოტენციალს იძენს გამტარი q მუხტის გადაცემისას, მით მეტია მისი ტევადობა. (5.2)-დან ჩანს ტევადობის ფიზიკური შინაარსი: თუ $\varphi = 1$, მაშინ $C = q$ და მაშასადამე განცალკევებული გამტარის ელექტროტევადობა რიცხობრივად იმ მუხტის ტოლია, რომელიც გამტარის პოტენციალს ერთი ერთეულით ცვლის. მისი ერთეულია ფა-რადი. 1 ფარადი ისეთი გამტარის ტევადობაა, რომლის პოტენციალს 1 კულონი მუხტი 1 ვოლტით ცვლის. 1 ფ=1 კ/ვ. ფარადა ძალიან დიდი ტევადობაა. მაგ. ის გააჩნია სფეროს

ვაკუუმში, რომლის რადიუსი 1400-ჯერ მეტია დედამიწის რადიუსზე. დედამიწის ტევადობა 0,7 მილიფარადაა. გამოიყენება ასევე მიკროფარადა 1 მკფ=10^{-6}ფ და პიკოფარადა 1 პკფ=10^{-12}ფ.

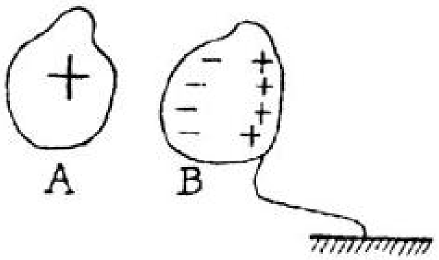
ავიღოთ r რადიუსიანი სფერო, რომელიც მოთავსებულია ε დიელექტრიკული შეღწევადობის ერთგვაროვან დიელექტრიკში. გადავცეთ მას q მუხტი. ის ზედაპირზე თანაბრად განაწილდება. თანაბრად დამუხტული სფეროს ელ. ველი კი ისეთია, როგორსაც შექმნიდა მის ცენტრში მოთავსებული მუხტი. ამიტომ სფერული ზედაპირის პოტენციალი

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\varepsilon r} \qquad (5.3)$$

სადაც ε – ფარდობითი დიელექტრიკული შეღწევადობაა. დამუხტული სფეროს შიგნით დაძაბულობა ნულის ტოლია, ამიტომ ის იზოპოტენციურ მოცულობას წარმოადგენს და ამიტომ სფეროს ნებისმიერ წერტილში პოტენციალი ყველგან ერთნაირია.

რადგან $C = \frac{q}{\varphi}$, ამიტომ $C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r$. ვაკუუმისთვის $\varepsilon = 1$ და $C = 4\pi\varepsilon_0 r$. ე.ი. ის პროპორციულია სფეროს r რადიუსის და გარემოს ε დიელექტრიკული შეღწევადობის.

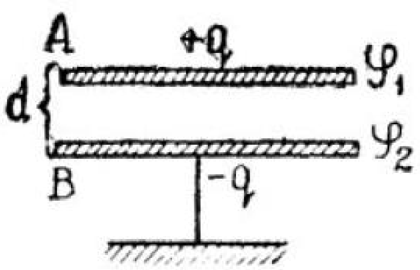
§2. კონდენსატორი და მისი ელექტროტევადობა. ბრტყელი კონდენსატორის ტევადობა.



ნახ. 5.1

გამტარის ტევადობა დამოკიდებულია მასთან სხვა გამტარის სიახლოვეზე. ვთქვათ ***A*** დამუხტულ გამტარს, რომლის ტევადობა $C = \frac{q}{\varphi}$, მივუახლოვოთ ***B*** დაუმუხტავი გამტარი (ნახ. 5.1). მაშინ ***A*** გამტარის პოტენციალს განსაზღვრავს არა მხოლოდ მასზე მოთავსებული მუხტი, არამედ მეზობელი გამტარის მუხტიც. იმ დროსაც კი როდესაც მეზობელი გამტარი დამუხტული არ არის, ***A*** გამტარის პოტენციალი მაინც იცვლება, რადგან ***A*** გამტარის ელ. ველის მოქმედებით ***B*** გამტარში ადგილი აქვს მუხტების გადანაწილებას., ისე რომ ***A***-სთან უახლოეს ზედაპირზე ინდუქციით განლაგდება საპირისპირო ნიშნის, რომლის პოტენციალი იქნება φ', ხოლო დაშორებულ ზედაპირზე იგივე ნიშნის მუხტი $-\varphi''$ პოტენციალით. φ'-ასევე იქნება ***A*** გამტარზე ***B*** გამტარის უარყოფითი მუხტით შექმნილი პოტენციალი, ხოლო φ''-კი ***B*** გამტარის დადებითი მუხტით შექმნილი. მაშინ ***A***-ს საერთო პოტენციალი გახდება $\varphi_A = \varphi - \varphi' + \varphi''$. რადგან ***A***-სთან სიახლოვის გამო $\varphi' > \varphi''$, ამიტომ ეს გამოიწვევს დამუხტული გამტარის პოტენციალის შემცირებას $\varphi_A < \varphi$ (სადაც φ არის ***A***-ს პოტენციალი, როდესაც ის განცალკევებულია) და შესაბამისად მისი ტევადობის გაზრდას $C_A = \frac{q}{\varphi_A} > \frac{q}{\varphi} = C$. თუ ***B***-ს დავამიწებთ, მაშინ გამტარის პოტენციალი კიდევ უფრო შემცირდება (რადგან დადებითი მუხტი უკვე გადავა დიდი ზომის დედამიწის შორეულ ნაწილში) და გამტარის პოტენციალი გახდება $\varphi_A = \varphi - \varphi'$ და ტევადობა კიდევ უფრო გაიზრდება. ***A***-ს საწყის პოტენციალამდის დასამუხტად საჭიროა მასზე მეტი მუხტის გადიდება. ე.ი. მეორე გამტარის მიახლოება საშუალებას გვაძლევს დავაგროვოთ პირველ გამტარზე იმაზე მეტი მუხტი, ვიდრე განცალკევებული გამტარის შემ-ში და მისი ტევადობა იზრდება. ეს მოვლენა გამოყენებულია დიდი ტევადობის ხელსაწყოების (კონდენსატორების) დასამზადებლად.

კონდენსატორი ეწოდება დიელექტრიკით განცალკევებულ ორი გამტარის ერთობლიობას. არსებობს ბრტყელი, სფერული, ცილინდრული და სხვა კონსტრუქციის კონდენსატორები. კონდენსატორის ტევადობაზე გავლენა რომ არ მოახდინოს გარემომცველმა სხეულებმა, შემონაფენებს აძლევენ ისეთ ფორმას, რომ მასზე დაგროვილი მუხტების მიერ



შექმნილი ველი თავმოყრილი იყოს მათ შორის. ამას აკმაყოფილებს ორი პარალელური ფირფიტა – ბრტყელი კონდენსატორი (ნახ. 5.2), რომელიც წარმოადგენს ორ ბრტყელ პარალელურ გამტარს, რომელთა შორის

დიელექტრიკია (პარაფინით გაჟღენთილი ქაღალდი, ქარსის ფენა და ა.შ.). ამ ფირფიტებს კონდენსატორის შემონაფენები ეწოდება. მათ მუხტავენ ტოლი და საპირისპირო ნიშნის მუხტით. მის ტევადობა ტოლია ერთ-ერთი შემონაფენის q მუხტის ფარდობისა შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობაზე

ნახ. 5.2
$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \qquad (5.4)$$

აქ უნდა გავითვალიწინოთ, რომ თვითოეულ გამტარის პოტენციალი განისაზღვრება ორივე გამტარზე განაწილებული მუხტით. მისი ტევადობა რიცხობრივად ტოლია იმ მუხტის სიდიდისა, რომელიც უნდა გადავიტანოთ ერთი გამტარიდან მეორეზე, რომ პოტენციალთა სხვაობა მათ შორის შეიცვალოს ერთი ერთეულით.

გამოთვლებით მიღებულია ბრტყელი კონდენსატორის ტევადობა:$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$ (ვიცით $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$, ხოლო $\sigma = \frac{q}{S}$, $E = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S}$. ასევე დაძაბულობასა და პოტენციალთა სხვაობას შორის კავშირიდან გვაქვს $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$ და $\frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$,. აქედან $q = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2)\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$ და $C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$). ამ ფორმულიდან გამოდის, რომ ფორფიტებს შორის d − მანძილის შემცირებით შეიძლება დიდი ტევადობის კონდე\ნსატორი მივიღოთ, მაგრამ უცვლელი პოტენციალთა სხვაობის დროს იზრდება E − დაძაბულობა და შეიძლება მოხდეს დიელექტრიკის გარღვევა, ამიტომ არ შეიძლება მისი უსასრულოდ შემცირება. იგი პროპორციულია შემონაფენის ფართობის (S) და უკუპროპორციულია ფირფიტებს შორის მანძილის (d). ε_0 ელექტრული მუდმივაა, ε ფარდობითი დიელექტრიკული შეღწევადობა.

§3. დამუხტული კონდენსატორის ენერგია. ელექტროსტატიკური ველის ენერგია. ენერგიის სიმკვრივე.

დამუხტული კონდენსატორის განმუხტვისას გამოიყოფა სითბო, ე.ი. კონდენსატორს გააჩნია ენერგია. ეს ენერგია ასე გამოითვლება: კონდენსატორის ენერგია, თუ φ-ს ნაცვლად ავიღებთ პოტენციალთა სხვაობას (ძაბვას-U) და ვისარგებლებთ კონდენსატორის ტევადობის ფორმულით ტოლი იქნება:

$$W_P = \frac{CU^2}{2} \qquad (5.5)$$

რადგან $C = \frac{q}{U}$, ამიტომ კონდენსატორის ენერგიისათვის მივიღებთ ასევე

$$W_P = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C} \qquad (5.6)$$

(განმუხტვისას შემონაფენებს შორის dq - მუხტის გადატანაზე ელ. სტატიკური ველის მუშაობა $dA = dqU$. რადგან $q = CU$, ამიტომ $dq = CdU$ და $A = W = C\int_0^U UdU = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2}$).

როგორც ვნახეთ კონდენსატორის ენერგიის გამოსათვლელი ერთ-ერთი ფორმულა ასეთია

$$W = W_P = \frac{qU}{2} = \frac{1}{2}q(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (5.7)$$

(გამოისახება მუხტისა და პოტენციალების საშუალებით). გამოვსახოთ ის ველის მახასიათებელი სიდიდეებით. შემონაფენებს შორის ველის დაძაბულობა ცნობილია $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon S}$.

აქედან $q = \varepsilon_0\varepsilon ES$. მეორე მხრივ ერთგვაროვანი ველის შემთხვევაში $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$ და $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$. ამ სიდიდეების შეტანით $W = \frac{1}{2}q(\varphi_1 - \varphi_2)$ ფორმულაში, მივიღებთ

$$W = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 Sd = \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon E^2 V \qquad (5.8),$$

სადაც $V = Sd$ არის შემონაფენებს შორის სივრცის მოცულობა (მათ გარეთ $E = 0$).

(5.8) ფორმულა გამოსახავს კონდენსატორის ენერგიას შემონაფენებს შორის არსებული ველის დაძაბულობის საშუალებით. ე.ი. კონდენსატორის შემონაფენებს შორის არსებულ ელ. სტატიკურ ველს აქვს ენერგია და ეს არის **ელექტროსტატიკური ველის ენერგია.**

ენერგიას, რომელიც მოდის მოცულობის ერთეულზე, ეწოდება ელექტროსტატიკური ველის სიმკვრივე. მაშასადამე ენერგიის სიმკვრივე ტოლი იქნება:

$$\mu\ Z\ \frac{\boldsymbol{W}}{2}\ Z\ \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\pounds_{\mathbf{0}}\pounds\boldsymbol{E}^{2} \qquad (5.9)$$

(5.9) ფორმულა მიღებული იქნა ერთგვაროვანი ველისთვის, მაგრამ იგი სამართლიანი არაერთგვაროვანი ველებისთვისაც. ერთგვაროვანი ველის შემ-ში μ სივრცის ყველა წერტილში ერთნაირია, ხოლო არაერთგვაროვანის დროს ის იცვლება წერტილიდან წერტილამდე.

ვაკუუმისთვის $\pounds\ Z\ \mathbf{1}$ და $\mu\ Z\ \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\pounds_{\mathbf{0}}\boldsymbol{E}^{2}$, ანუ ველის ენერგიის სიმკვრივე ველის $\boldsymbol{E}$ დაძაბულობის ერთი და იგივე მნიშვნელობის დროს დიელექტრიკში მეტია, ვიდრე ვაკუუმში. ეს იმიტომ, რომ ვაკუუმში კონდენსატორის დამუხტვისას მუშაობა იხარჯება მხოლოდ ელ. ველის შექმნაზე, ხოლო დიელექტრიკის შემ-ში როგორც ველის შექმნაზე, ისე მის პოლარიზაციაზე. მუშაობა კი განსაზღვრავს ენერგიის მარაგს.

VI ლექცია

ელექტრული დენი. ელექტრული დენის არსებობის პირობები. დენის ძალა. დენის სიმკვრივე. დენის წყაროები. ელექტრომამოძრავებელი ძალა და ძაბვა. ომის კანონი წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის და მისი დიფერენციალური სახე. გამტარის წინაღობის გამოსათვლელი ფორმულა.

§1. ელექტრული დენი. ელექტრული დენის არსებობის პირობები. დენის ძალა. დენის სიმკვრივე.

ელექტრობის იმ ნაწილს, რომელშიც განიხილება ელექტრული მუხტების მიმართულ მოძრაობასთან დაკავშირებული მოვლენები, ელექტროდინამიკა ეწოდება.

გამტარში ელექტრული ველის გავლენით მუხტების მოწესრიგებულ (მიმართულ) მოძრაობას ელექტრული დენი ეწოდება. ნივთიერებას, რომელშიც შესაძლებელია ასეთი მოძრაობა ელექტრობის გამტარი ეწოდება, ხოლო აღძრულ დენს, გამტარებლობის დენი. დენის მიმართულებად მიღებულია დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულება. თუ დენი შექმნილია მხოლოდ უარყოფითი მუხტებით (მაგ. ლითონებში ელექტრონებით), მაშინ დენის მიმართულება ელექტრონების მოძრაობის საპირისპირო მიმართულებაა.

დენის არსებობისთვის საჭიროა შემდეგი პირობის შესრულება:

ა) სხეულში უნდა არსებობდეს თავისუფალი დამუხტული ნაწილაკები, რომლებსაც შეუძლიათ გადაადგილება გამტარის მთელ მოცულობაში. ლითონებში თავისუფალ მუხტებს წარმოადგენენ ატომებიდან მოშორებული ელექტრონები, ხოლო ელექტროლიტებში კი დადებითი და უარყოფითი იონები.

ბ) გამტარში უნდა არსებობდეს ელექტრული ველი, რომლის ენერგიის ხარჯზეც გადაადგილდება მუხტები. ეს ნიშნავს, თავისუფალ დამუხტულ ნაწილაკებზე იმოქმედოს $\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E}$ ელექტრულმა ძალამ, რის გამოც მუხტები ქაოსურ მოძრაობასთან ერთად შეასრულებენ მიმართულ მოძრაობას. რადგან ველის დაძაბულობა ძაბვასთან (პოტენციალთა სხვაობა) ასეთ კავშირშია $E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d}$, გამოდის რომ გამტარის ბოლებზე უნდა არსებობდეს პოტენციალთა სხვაობა, ანუ მასზე მოდებული იყოს ძაბვა.

დენის სიდიდის დასახასიათებლად შემოაქვთ დენის ძალის ცნება. დენის ძალა ეწოდება სიდიდეს, რომელიც იზომება გამტარის განივკვეთში დროის ერთეულში გავლილი მუხტის რაოდენობით. თუ გამტარის განივკვეთში t დროში გადის q მუხტი, მაშინ დენის ძალა

$$I = \frac{q}{t} \qquad (6.1).$$

თუ გამტარის განივკეთში დროის რაღაც შუალედში გადის ერთი და იგივე მუხტი, მაშინ გვაქვს მუდმივი დენი.

დენის ძალის ერთეული SI სისტემაში არის ამპერი (ა). **ამპერი ისეთი დენის ძალაა, რომელიც გადის ვაკუუმში 1 მეტრით დაშორებულ ორ უსასრულოდ გრძელ და წვრილ პარალელურ გამტარებში და სიგრძის ყოველ მეტრზე იწვევს $2\cdot 10^{-7}$ ნიუტონის ტოლ ურთიერთქმედების ძალას.**

(6.1) ფორმულიდან გამოდის, რომ ამპერი ტოლია ისეთი მუდმივი დენის ძალისა, რომლის დროსაც გამტარის განივკვეთსი 1 წამში გადის 1 კულონი მუხტი.

თუ დენი არ არის მუდმივი, მაშინ მისი საშუალო მნიშვნელობა დროის Δt შუალედში ტოლია $\bar{I} = \frac{\Delta q}{\Delta t}$, ხოლო მოცემულ მომენტში დენის სიდიდე (მყისი მნიშ-ბა) ტოლი იქნება:

$$I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt} \qquad (6.2),$$

ანუ მუხტის წარმოებულია დროით.

დენის ძალა სკალარული სიდიდეა. ის განეკუთვნება გამტარის მთელ განივკვეთს. განივკვეთის ფართობის ერთეულზე მოცულ დენის ძალის (ან ფართობის ერთეულში ერთ წამში გავლილი ელექტრობის რაოდენობა) სიდიდეს **დენის სიმკვრივე ეწოდება**. მუდმივი დენისთვის ის ტოლია

$$i = \frac{I}{S} = \frac{q}{St} \qquad (6.3).$$

არამუდმივი დენის შემ-ში (ანუ გამტარის ფართობში დენის არათანაბარი განაწილება) გვექნება დენის სიმკვრივის საშუალო $\bar{i} = \frac{\Delta I}{\Delta S}$ და მყისი, ანუ სიმკვრივე მოცემულ წერტილში

$$i = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta I}{\Delta S} = \frac{dI}{dS} = \frac{dq}{dS \cdot dt} \qquad (6.4),$$

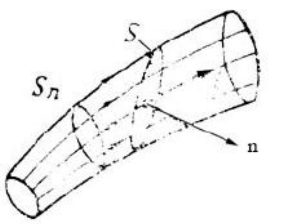
ანუ სიმკვრივე დენის წარმოებულია დროით.

დენის სიმკვრივის ერთეულია ა/მ^2 (ამპერი მეტრკვადრატთან). ის ვექტორული სიდიდეა და მისი მიმართულება ემთხვევა დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულებას.

თუ ფართობი არ არის დენის მიმართულების მართობული, მაშინ $i = \frac{\Delta I}{\Delta S_n}$ და

$$i = \frac{dI}{dS_n} = \frac{dI}{dS\cos\alpha} \qquad (6.5)$$

სადაც α არის კუთხე დენის სიმკვრივის ვექტორსა ($\vec{i}$) და S ფართის ნორმალს შორის



(ნახ. 6.1). შესაბამისად (6.5)-დან გვექნება $dI = i \cdot dS\cos\alpha$ და

$$I = \int dI = \int_S i\,dS_n = \int_S i_n\,dS \qquad (i_n = i\cos\alpha) \qquad (6.6).$$

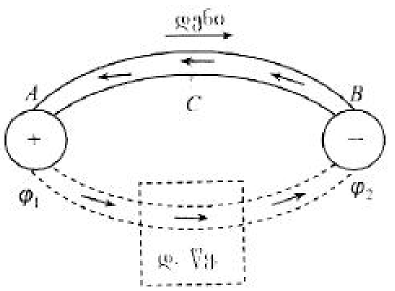
აქ i_n არისდენის სიმკვრივის ვექტორის გეგმილი dS ფართობის ნორმა-

ნახ. 6.1 ლზე. (6.6)-დან ჩანს, რომ დენის ძალა დენის სიმკვრივის ვექტორის ნაკადია ***S*** ფართობში.

§2. დენის წყაროები. ელექტრომამოძრავებელი ძალა და ძაბვა.

დენის გავლისას გამტარში ხდება მუხტების ისეთი გადანაწილება, რომ ელ. ველი ისპობა (ე.ი. პოტენციალი ყველა წერტილში თანაბრდება) და დენი წყდება. მაშასადამე დენი რომ შევინარჩუნოთ საჭიროა ხელი შევუშალოთ ველის მოსპობას გამტარის შიგნით, უნდა შესრულდეს მუშაობა ელსტატიკური ძალების წინააღმდეგ არაელ. სტატიკური ბუნების ძალებით, რომლებიც უზრუნველყოფენ ელ. ველის მიერ მუხტების გადაადგილებაზე დახარჯული ენერგიის განუწყვეტლივ შევსებას. ეს უნდა სრულდებოდეს ენერგიის რაიმე წყაროს (დენის წყარო) ხარჯზე. ასეთი წყაროებია მექანიკური, სითბური, ქიმიური და სხვა. დენის წყაროში მოქმედი ძალები (გარე ძალები) იწვევენ სხვადასხვა ნიშნის მუხტების განცალკევებას და ქმნიან მასში ელ. ველს.

თუ სხვადასხვა ნიშნით დამუხტულ ორ ***A*** და ***B*** გამტარ სფეროებს შევაერთებთ ***C*** მავთულით (ნახ. 6.2), მაშინ მაღალი პოტენციალის მქონე გამტარიდან მეორეში გადავა დადებითი მუხტები (ელექტრონები ***BCA*** მიმართულებით) და წარმოიშობა დენი. ასეთი გადასვლა როგორც ავღნიშნეთ ამცირებს პოტენციალთა სხვაობას. პოტენციალი ყველა წერტილში თანაბრდება და მცირე დროში დენი მოისპობა. დენის შენარჩუნებისთვის კი აუცილებელია მუხტები ***A***-დან ისევ ***B***-ში გადავიტანოთ კულონური ძალების საწინააღმდეგოდ, ანუ უნდა განხორციელდეს დენის მიერ ***A*** სფეროზე გადმოტანილი ელექტრონების ისევ ***B*** სფეროზე გადატანა (ნახაზზე პუნქტირი), რაც ხორციელდება დენის წყაროში არსებული გარე (არაელექტროსტატიკური) ძალების მეშვეობით. დენის წყაროში ხდება დადებითი და უარყოფითი მუხტების განცალკევება, რაც კულონურ ძალებს არ შეუძლიათ.



ნახ. 6.2

წყაროში გარე ძალები მუხტებს გადაადგილებს ელ. ძალების მოქმედების საწინააღმდეგოდ მიმართულებით. გარე წრედში კი მუხტები გადაადგილდებიან ელ. ძალების მოქმედებით, რაც უზრუნველყოფს წრედის ჩაკეტვას.

გარე ძალების მიერ მუხტის გადატანაზე შესრულებულ მუშაობას ახასიათებენ სიდიდით, რომელსაც ელექტრომამოძრავებელი ძალა (ემძ) ეწოდება. ემძ რიცხობრივად ტოლია გარე ძალთა მიერ წრედის გასწვრივ ერთეული დადებითი მუხტის გადატანაზე შესრულებული მუშაობისა და ტოლია:

$$\pounds \; Z \; \frac{\boldsymbol{A}}{\boldsymbol{q}} \qquad (6.9)$$

ფორმულიდან ჩანს, რომ ის იზომება ვოლტებით (როგორც ძაბვა) და ის სკალარული სიდიდეა. დენი მუდმივია, თუ გამტარის განივკვეთში დროის ტოლ შუალედში ტოლი სიდი-

დის მუხტები გადაიტანება. ასეთი დენის შესანარჩუნებლად წრედი აუცილებლად ჩაკეტილი უნდა იყოს.

q მუხტზე მოქმედი გარე ძალა ტოლია: $F_{\text{გ}} = qE_{\text{გ}}$ (6.10).

$\vec{E}_{\text{გ}}$ არის გარე ძალთა ველის დაძაბულობა და ამ ძალების მიერ q მუხტის წრედის 1-2 უბანზე გადასატანად შესრულებული მუშაობა ტოლია: $A_{12} = \int_1^2 (\vec{F}_{\text{გ}} \cdot d\vec{l}\,) = q\int_1^2 (\vec{E}_{\text{გ}} \cdot d\vec{l}\,)$ (6.11).

ამ მუშაობის გაყოფა q მუხტზე მოგვცემს მოცემულ უბანზე მოქმედ ემძ-ს, ანუ

$$\mathcal{E}_{12} = \int_1^2 (\vec{E}_{\text{გ}} \cdot d\vec{l}\,) \qquad (6.12).$$

ჩაკეტილი წრედისათვის ასეთი ინტეგრალი მოგვცემს ამ წრედში მოქმედ ემძ-ს:

$$\mathcal{E} = \oint (\vec{E}_{\text{გ}} \cdot d\vec{l}\,) \qquad (6.13).$$

ე.ი. ჩაკეტილ წრედში მოქმედი ემძ განისაზღვრება როგორც გარე ძალთა დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია.

მუხტზე ასევე ჩაკეტილ წრედში მოქმედებს ელ. სტატიკური ველის ძალა $F_E = qE$ და ჯამური ძალა მუხტზე წრედის ყოველ წერტილში ტოლია

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_{\text{გ}} = q(\vec{E} + \vec{E}_{\text{გ}}) \qquad (6.14).$$

მაშინ მუშაობა რომელსაც ეს ჯამური ძალა ასრულებს q მუხტის წრედის 1-2 უბანზე გადასაადგილებლად ტოლია: $A_{12} = q\int_1^2 (\vec{E} \cdot d\vec{l}\,) + q\int_1^2 (\vec{E}_{\text{გ}} \cdot d\vec{l}\,) = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\mathcal{E}_{12}$ (6.15).

სიდიდეს, რომელიც რიცხობრივად ტოლია ელექტროსტატიკური და გარე ძალების მიერ ერთეულოვანი მუხტის გადატანაზე შესრულებული მუშაობის, ეწოდება მოცემულ უბანზე **ძაბვა** (U). ე.ი. ძაბვა 1-2 უბანზე ტოლი გამოდის $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}$.

წრედის ისეთ უბანს, სადაც არ მოქმედებს გარე ძალები, ერგვაროვანი ეწოდება და თუ უბანზე დენის მატარებლებზე მოქმედებს გარე ძალები, მაშინ ასეთ უბანს არაერთ-გვაროვანი ეწოდება. თუ უბანი ერთგვაროვანია, $\mathcal{E}_{12} = 0$, მაშინ $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ (6.16)

და ძაბვა თანხვდება უბნის ბოლოებზე პოტენციალთა სხვაობას.

§3. ომის კანონი წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის და მისი დიფერენციალური სახე. გამტარის წინაღობის გამოსათვლელი ფორმულა.

გამტარში გამავალი დენის ძალა დამოკიდებულია გასმტარის ბოლოებზე არსებულ პოტენციალთა სხვაობაზე ანუ ძაბვაზე: $I = f(\varphi_1 - \varphi_2) = f(U)$ (6.17).

დენის ძალასა და ძაბვას შორის ფუნქციონალურ დამოკიდებულებას ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი ეწოდება და ეს დამოკიდებულება ექსპერიმენტალურად დაადგინა ომმა (გერმანელი), რომლის თანახმად ლითონურ გამტარში გამავალი დენის ძალა გამტარის ბოლებზე არსებული ძაბვის პირდაპირპროპორციულია: $I = kU$ (6.18).

k − პროპორციულობის კოეფიციენტს ელექტროგამტარობა ეწოდება. თუ $T = const$, მაშინ $k = const$. რაც მეტია k, მით მეტი დენი გადის გამტარში მოცემული ძაბვის დროს.

$R = \frac{1}{k}$ სიდიდეს, რომელიც გამტარობის შებრუნებულია, გამტარის წინაღობა ეწოდება. მაშინ $I = \frac{U}{R}$

(6.19).

ეს ფორმულა გამოსახავს ომის კანონს ერთგვაროვანი წრედის უბნისათვის და ასე ჩამოყალიბდება: **გამტარში გამავალი დენის ძალა პირდაპირპროპორციულია გამტარის ბოლოებზე**

არსებული ძაბვის და უკუპროპორციულია გამტარის წინაღობის.

რაც მეტია წინაღობა, მით ნაკლებია დენი, ანუ წინაღობა გამტარის ის თვისებაა, რომ

წინააღმდგებობა გაუწიოს დენის გავლას. ე.ი. უკუქმედებაა ელ. დენის მიმართ.

სიდიდეს $U = IR$ ეწოდება ძაბვის ვარნა მოცემულ უბანზე და ის ტოლია უბნის წინაღობის ნამრავლისა მასში გამავალ დენზე. თუ წრედი გაწყვეტილია, მაშინ გვაქვს წრედის ორ წერტილს შორის მხოლოდ ძაბვა (პოტენციალთა სხვაობა) და არა ძაბვის ვარდნა.

ფორმულიდან $R = \frac{U}{I}$ დგინდება წინაღობის ერთეული **SI** სისტემაში: ვოლტი/ამპერი=ომი, ანუ ომის არის ისეთი გამტარის წინაღობა, რომლის ბოლოებზე 1 ვოლტი ძაბვის დროს მასში გადის 1 ამპერი დენი.

გამტარის წინაღობა დამოკიდებულია გამტარის მასალაზე (ρ) და მის გეომეტრიულ ზომებზე (l − სიგრძე და S − განივკვეთის ფართი) და ის გამოითვლება ფორმულით:

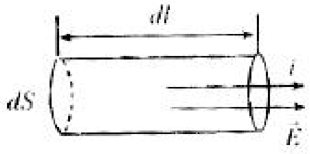
$$R = \rho \frac{l}{S} \qquad (6.20).$$

აქ ρ არის ნივთიერების გვარობაზე დამოკიდებული და მას კუთრი წინაღობა ეწოდება. თუ $l = 1$ და $S = 1$, მაშინ $\rho = R$, ანუ კუთრი წინაღობა ერთეულოვანი სიგრძის და ერთეუ-

ლოვანი განივკვეთის ფართის მქონე გამტარის წინაღობაა. ***SI*** სისტემაში მისი ერთეულია ომი·მ (ომი მეტრზე). ტექნიკაში გამოიყენება ასევე ერთეული ომი·მმ^2/მ. მცირე კუთრი წინაღობა აქვთ ძვირფას ლითონებს (მაგ. ვერცხლისთვის 1,6·10^8 ომი·მ) და სპილენძს (1,7·10^8 ომი·მ). კუთრი წინაღობის შებრუნებული სიდიდეა კუთრი ელექტროგამტარობა: $\sigma = \frac{1}{\boldsymbol{R}}$ (6.21).

ომის კანონიდან ვიგებთ დენის ძალას, რომელზეც დამოკიდებულია დენის სითბური, ქიმიური და მაგნიტური მოქმედებანი. $\boldsymbol{I} = \frac{\boldsymbol{U}}{\boldsymbol{R}}$ ასეთი სახით ჩაწერილ ომის კანონს ინტეგრალურ სახეს უწოდებენ. ინტეგრალურს იმიტომ, რომ გამტარის მოცემულ განივკვეთში დენის ძალის გასაგებად საჭიროა ინტეგრალური სიდიდეების (გამტარის წინაღობა და ძაბვა) ცოდნა. მაგრამ რიგ შემთხვევებში გამტარის ერთი წერტილისთვის საჭიროა ვიცოდეთ დენის ძალასა და ველის მახასიათებელ სიდიდეს შორის. ასეთ კავშირს გამოხატავს ომის დიფერენეციალური კანონი.

გამტარში აზრობრივად გამოვყოთ $\boldsymbol{dl}$ სიგრძის და $\boldsymbol{dS}$ განივკვეთის ფართის ელემენტარული ცილინდრი, რომლის მსახველები ველის $\vec{\boldsymbol{E}}$ დაძაბულობის და ე.ი. დენის სიმკვრივის ვექტორების პარალელურია (ნახ. 6.3). ცილინდრის განივკვეთში დენის ძალა $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{idS}$. მასზე მოდებული ძაბვა $\boldsymbol{U} = \boldsymbol{Edl}$, სადაც $\vec{\boldsymbol{E}}$ ველის დაძაბულობაა მოცემულ ადგილას. ცილინდრის



ნახ. 6.3

წინაღობა $\boldsymbol{R} = \rho \frac{\boldsymbol{dl}}{\boldsymbol{dS}}$. ყველა ამ სიდიდის $\boldsymbol{I} = \frac{\boldsymbol{U}}{\boldsymbol{R}}$ ფორმულაში შეტანა გვაძლევს $\boldsymbol{idS} = \frac{\boldsymbol{dS}}{\rho \boldsymbol{dl}} \boldsymbol{Edl}$, ან $\boldsymbol{i} = \frac{1}{\rho} \boldsymbol{E} = \sigma \boldsymbol{E}$. ე.ი. დენის სიმკვრივე დაძაბულობის პროპორციულია. რადგან $\vec{\boldsymbol{i}}$ -ის მიმართულება ემთხვევა $\vec{\boldsymbol{E}}$ -ს მიმართულებას, ამიტომ ბოლო ფორმულა ვექტორულად ასე ჩაიწერება: $\vec{\boldsymbol{i}} = \sigma \vec{\boldsymbol{E}}$ (6.22).

ასეთი სახით გამოსახულ ომის კანონს დიფერენციალური სახე ეწოდება. დიფერენციალური იმიტომ ეწოდება, რომ იგი გვაძლევს დენის სიმკვრივის მნიშვნელობას გამტარის მოცემულ წერტილში, თუ ცნობილია ველის დაძაბულობა ამ წერტილში, ანუ კავშირს $\boldsymbol{i}$ -სა და $\boldsymbol{E}$ -ს შორის მოცემულია გამტარის ერთი და იგივე წერტილისათვის. ამ ორი ვექტორის პარალელობიდან გამომდინარეობს, რომ დენის წირები ემთხვევა ელექტრულ ძალწირებს და დენის სიმკვრივის ვექტორი მართობულია ეკვიპოტენციალური ზედაპირების.

VII ლექცია

დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე. ომის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის. კირჰოფის კანონები.

§1. დენის მუშაობა და სიმძლავრე: ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე.

გამტარში დენის გავლის დროს ელექტრული ველი ასრულებს გარკვეულ მუშაობას, რომელსაც დენის მუშაობა ეწოდება. წრედის რომელიმე უბანზე ელ. ველში q მუხტის გა-დაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU = IUt \qquad (7.1),$$

რადგან $q = It$. ე.ი. წრედის უბანზე დენის მუშაობა ტოლია დენის ძალის, ძაბვის და დენის დინების დროის ნამრავლისა. თუ ვისარგებლებთ ომის კანონით ($I = \frac{U}{R}$ და $U = IR$, მაშინ გვექნება სამი ეკვივალენტური ფორმულა მუშაობისთვის:

$$A = IUt = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t \qquad (7.2).$$

$A = I^2Rt$ ფორმულა მოსახერხებელია გამტართა მიმდევრობითი შეერთების დროს, რადგან ამ დროს დენის ძალა ყველა გამტარში ერთი და იგივეა. $A = \frac{U^2}{R}t$ – კი პარალელური შეერ-თების დროს, რადგან ამ დროს ყველა გამტარზე ერთი და იგივე ძაბვაა მოდებული.

რადგან სიმძლავრე ეს არის დროის ერთეულში შესრულებული მუშაობა, ამიტომ დენის სიმძლავრე ტოლია:

$$P = \frac{A}{t} = IU = I^2R = \frac{U^2}{R} \qquad (7.3)$$

დენის მუშაობის ერთეული **SI** სისტემაში არის ჯოული , მაშინ სიმძლავრის ერთეული იქნება ვატი (ვტ) და 1ვტ=1ჯ/1წმ=1ა·1ვ. ასევე სისტემგარეშე ერთეულია კილოვატი (კვტ).

1კვტ=1000ვტ. ელექტროტექნიკაში მუშაობის ერთეულად ასევე მიღებულია კილოვატსაათი.

1კვტსთ=10^3ვტ·3600წმ=$3{,}6\cdot10^6$ჯ.

როდესაც წრედის გამტარები უძრავია და მასში გადის დენი, გარე ძალების მიერ მუხტის გადაადგილებაზე შერულებული მუშაობა მთლიანად გარდაიქმნება გამტარის შინაგან ენერგიად, რაც იწვევს გამტარის გათბობას. ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად, გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა შესრულებული მუშაობის ტოლია, ე.ი.

$$Q = A = I^2Rt = \frac{U^2}{R}t \qquad (7.4).$$

ფორმულა $Q = I^2Rt$ ატარებს ჯოულ-ლენცის კანონის სახელს: **დენის მიერ გამტარში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა პროპორციულია დენის ძალის კვადრატის, წინაღობის და გამტარში დენის დინების დროის.**

მივიღოთ ამ კანონის დიფერენციალური სახე. ამისთვის გამოვყოთ გამტარში ელე-მენტარული ცილინდრი dl სიმაღლით და dS ფუძის ფართობით. მაშინ მისი მოცულობა ტოლი იქნება $dV = dldS$. ცილინდრის წინაღობა $R = \rho \dfrac{dl}{dS}$. ჯოულ-ლენცის კანონის თანახ-მად მცირე dV მოცულობაში dt დროში გამოიყოფა სითბოს რაოდენობა

$$dQ = I^2Rdt = (idS)^2 \cdot \rho \frac{dl}{dS} \cdot dt = \rho i^2 dldSdt = \rho i^2 dVdt \qquad (7.5)$$

შემოვიტანოთ სითბური სიმძლავრის სიმკვრივის (კუთრი სითბური სიმძლავრე), ცნება, რომელიც ტოლია ერთეულ მოცულობაში ერთეულ დროში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობის. თუ უსასრულოდ მცირე dV მოცულობაში dt დროში გამოიყო dQ სითბო, მაშინ კუთრი სითბური სიმძლავრე ტოლი იქნება $w = \dfrac{dQ}{dVdt} = \rho i^2$. თუ გამოვიყენებთ ომის კანონის დიფერენციალურ ფორმას $i = \gamma E$ და ვიცით ასევე კუთრი ρ წინაღობა კუთრი γ წინაღობის შებრუნებული სიდიდეა $\rho = \dfrac{1}{\gamma}$, გვექნება

$$w = \rho i^2 = \frac{1}{\gamma}\gamma^2 E^2 = \gamma E^2 \qquad (7.6)$$

ეს ფორმულა გამოსახავს ჯოულ-ლენცის კანონს დიფერენციალური ფორმით: **გამტარის მოცემულ წერტილში დენის კუთრი სითბური სიმძლავრე პროპორციულია ამავე წერტილში ველის დაძაბულობის კვადრატის.** ფორმულა მართებულია ნებისმიერი გამტარისთვის მუდ-მივი და ცვლადი დენისთვის.

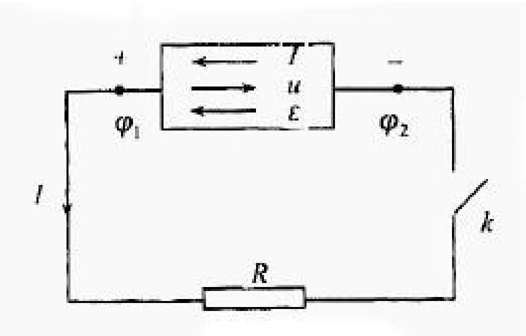
დენის სითბური მოქმედება ფართოდ გამოიყენება ვარვარების ნათურებში. ასევე გამახურებელ ხელსაწოებში, როდესაც გვაქვს მიმდევრობით შეერთებული წრედი. ამ დროს $I = const$, ამიტომ ყველაზე დიდი სითბო გამოიყოფა იმ უბანზე, სადაც წინაღობა დიდია, მაგ. გამხურებლის სპირალი, ან ნათურის ძაფი, ხოლო ამ დროს რადგან შემაერთებელ სადენებს მცირე წინაღობა აქვთ, იქ ნაკლები სითბო გამოიყოფა. სპირალებად გამოყენებული ნიქრომი, რომლის კუთრი წინაღობა $\rho = 110 \cdot 10^{-8}$ ომი·მ, ხოლო სპილენძის (როგორც მიყვანი სადენები) $\rho = 2{,}7 \cdot 10^{-8}$ ომი·მ.

§2. ომის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის.

ვთქვათ გვაქვს ჩაკეტილი წრედი, რომელიც შედგება დენის წყაროსა და რაიმე მომხმარებლისაგან. დენის წყაროს ემძ იყოს $\mathcal{E}$, ხოლო მის შიგა წინაღობა r. მომხმარებლის წინაღობა (გარე წინაღობა) ავღნიშნოთ R-ით, ხოლო მიმყვანი სადენების წინაღობა უგულებელვყოთ (ნახ. 7.1). I დენის წრედში გავლისას დენის წყაროს მიერ dt დროში შესრულებული მუშაობა ტოლი იქნება:

$$dA = I\mathcal{E}dt \qquad (7.7)$$

(რადგან რაიმე q მუხტის გაადგილებისა ჩაკეტილ წრედში ტოლია სამი მუშაობის ჯამისა: $A = A_1 + A_2 + A_3 = q\mathcal{E} = I\mathcal{E}dt$, სადაც $A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2)$ არის გარე წრედში ელექტრული ძალების მიერ დადებითი პოლუსიდან უარყოფითისკენ მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა, $A_2 = -q(\varphi_1 - \varphi_2)$ – არის ელექტრული ძალების, რომლებიც ეწინააღმდეგებიან მუხტის გადაადგილებას დენის წყაროს შიგნით, შესრულებული უარყოფითი მუშაობა და $A_3 = q\mathcal{E}$ არის დენის წყაროს შიგნით გარე ძალების, რომლებსაც მუხტი გადააქვთ უარყოფითი პოლუსიდან დადებითზე, მიერ შესრულებული მუშაობა და ამიტომ $A = I\mathcal{E}dt$). ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად ამ მუშაობის ხარჯზე ხდება ჯოულ-ლენცის კანონის თანახმად სითბოს გამოყოფა წრედის გარე და შიგა უბნებზე:



ნახ. 7.1

$$dA = dQ = I^2Rdt + I^2rdt = I\mathcal{E}dt, \qquad (7.8)$$

საიდანაც $\mathcal{E} = Ir + Ir$, რაც ნიშნავს რომ ჩაკეტილ წრედში მოქმედი ემძ ტოლია წრედის გარე და შიგა უბნებზე ძაბვის ვარდნათა ჯამისა. რადგან $U = IR$ (U − წყაროს მომჭერებზე ძაბვაა), ამიტომ

$$\mathcal{E} = U + Ir. \qquad (7.9)$$

ე.ი. დენის წყაროს ემ ძალა მეტია წყაროს პოლუსებს შორის ძაბვაზე Ir სიდიდით, რომელიც ძაბვის ვარდნაა შიგა წრედში. ბოლო ფორმულიდან

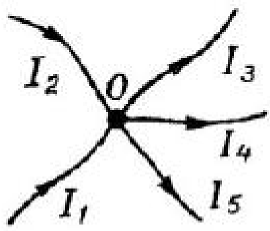
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \qquad (7.10)$$

რომელიც გამოსაცავს ომის კანონს ჩაკეტილი წრედისათვის: **დენის ძალა პროპორციულია წრედის ემ ძალისა და უკუპროპორციულია გარე და შიგა წინაღობათა ჯამისა.**

თუ წრედი განრთულია, მაშინ $I = 0$ და ფორმულიდან $\mathcal{E} = U$, ანუ ემ ძალა რიცხობრივად განრთული წრედის ბოლოებზე არსებული ძაბვის ტოლია. ასევე წყაროს უცვლელი $\mathcal{E}$ და r-ისთვის დენი დამოკიდებულია გარე R წინაღობაზე. დენი უდიდესია, როდესაც

$R=0$, $I_0=\frac{\varepsilon}{r}$ (მოკლე ჩართვის დენი). R-ის გადიდებით დენი მცირდება და როდესაც $R\to\infty$, მაშინ $I=0$, რაც განრთულ წრედს შეესაბამება.

§3. კირჰოფის კანონები.



ნახ. 7.2

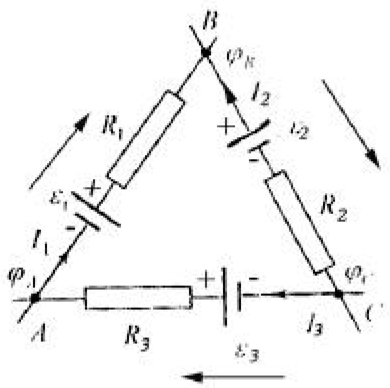
კირხოფის I კანონი ეხება კვანძს (ისეთი წერტილია, სადაც თავს იყრის არანაკლებ სამი დენიანი გამტარი). ***O*** კვანძში (ნახ. 7.2) შედის I_1 და I_2, ხოლო გამოდის I_3, I_4, I_5 დენები. მაშინ $I_1+I_2=I_3+I_4+I_5$. თუ დავუშვებთ, რომ $I_1+I_2>I_3+I_4+I_5$, მაშინ კვანძში მუხტები გროვდება, რაც დენის სტაციონარობას ეწინააღმდეგება. პირიქით თუ $I_1+I_2<I_3+I_4+I_5$, მაშინ კვანძში უნდა იყოს მოთავსებული დენის წყარო. მაშასადამე კირხოფის I კანონი ასე ჩამოყალიბდება: **კვანძში შესული დენების ჯამი უდრის კვანძიდან გამოსული დენების ჯამს**. თუ ჩავთვლით, რომ შესული დენები დადებითია, ხოლო გამოსული უარყოფითი,

მაშინ $$I_1+I_2+(-I_3)+(-I_4)+(-I_5)=0. \quad (7.11)$$

ე.ი. კვანძში თავმოყრილი დენების ალგებრული ჯამი ნულის ტოლის. ზოგადად

$$\sum_{i=1}^{n} I_i = 0 \qquad (7.12).$$

კირხოფის II კანონი კი ეხება რთული წრედიდან გამოყოფილ რაიმე კონტურს, რომლის ცალკეულ უბნებში ჩართულია დენის წყაროები. მაგ. ***ABCA*** კონტური (ნახ. 7.3). შემოვლის მიმართულებად ავირჩიოთ საათის ისრის მოძრაობის მიმართულება. დენები, რომელთა მიმართულებებიც ემთხვევა შემოვლის მიმართულებას ითვლება დადებითად (I_1, I_3), ხოლო რომლებიც შემოვლის მიმართულების საპირისპიროა – უარყოფითად (I_2). ემძ-ბი დადებითია, თუ ისინი ქმნიან დენს, რომელთა მიმართულება ემთხვევა შემოვლის მიმართულებას, ანუ შემოვლის მიმართულებით გადავდივართ უარყოფითი პოლუსიდან დადებითისკენ.



ნახ. 7.3

თითოეული არაერთგვაროვანი უბნისათვის ომის კანონიდან გვექნება

$$\begin{aligned} I_1R_1 &= \varphi_A - \varphi_B + \varepsilon_1 \\ -I_2R_2 &= \varphi_B - \varphi_C - \varepsilon_2 \qquad (7.13) \\ I_3R_3 &= \varphi_c - \varphi_A + \varepsilon_3 \end{aligned}$$

შევკრიბოთ ეს ტოლობები:

$$I_1R_1 - I_2R_2 + I_3R_3 = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3,$$

ან ზოგადად

$$\sum_{i=1}^{n} I_iR_i = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i \qquad (7.14).$$

(7.14) ფორმულა გამოსახავს კირხოფის II კანონს: **ჩაკეტილი კონტურის ცალკეულ უბნებში ძაბვის ვარდნათა ალგებრული ჯამი უდრის კონტურში მოქმედ ემ ძალათა ალგებრულ ჯამს.**

რთული განშტოებული წრედებისთვის ვადგენთ იმდენ განტოლებას, რამდენი უცნობი სიდიდეცაა საძიებელი.

VIII ლექცია

მაგნიტური ველი. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი. მაგნიტური მომენტი. მაგნიტური ინდუქ-ციის ნაკადი. მაგნიტური ველის გრიგალური ხასიათი.

§1. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი. მაგნიტური მომენტი.

ბუნებაში არსებობს რკინის მადანი (მაგნიტური რკინაქვა Fe_3O_4), რომელიც იზიდავს რკინასა და ზოგიერთ სხვა ლითონს. მას ბუნებრივი მაგნიტი ეწოდება. მისი მიზიდვის უნარი მაქსიმალურია მაგნიტის ბოლოებში, ცენტრალური ნაწილისკენ მცირდება და შუაში ნულის ტოლია. მაგნიტის ბოლოებს მაგნიტის პოლუსები ეწოდება, ხოლო შუა ადგილს ნეიტრალური ზონა. აღნიშნავენ N (ჩრდილოეთი) და S-ით (სამხრეთი) პოლუსები. პოლუსების ასეთი აღნიშვნა დაკავშირებულია იმასთან, რომ თავისუფლად მოძრავი მაგნიტური ისარი ისე ორიენტირდება დედამიწის მაგნიტურ ველში, რომ მისი ერთი ბოლო მიმართულია დედამიწის ჩრდილოეთ პოლუსისიკენ, ხოლო მეორე სამხრეთისკენ. იმ სივრცეს რომელიც გარს აკრავს მაგნიტს და მჟღავნდება მისი მიზიდვის უნარი, მაგნიტური ველი ეწოდება. ის ელ. ველის მსგავსად მატერიალურია, გააჩნია ენერგია. ამ ველის მაორიენტირებელი მოქმედება მაგნიტურ ისარზე საშუალებას გვაძლევს მაგნ. ველს მივცეთ მიმართულება. ეს მიმართულება მაგნ. ისრის ჩრდილოეთ პოლუსზე მოქმედი ძალის მიმართულებაა. ე.ი. მაგნ. ისარზე მაგნ. ველში, ისე როგორც დიპოლზე (Hqდა Jq მუხტებისაგან შემდგარი სისტემა, რომლებიც ერთმანეთთან ხისტად არიან დაკავშირებული რაღაც l მანძილით – მხარით) ელ. ველში, მოქმედებს მაბრუნებელი მომენტი და ის შემობრუნდება. არსებითი განსხვავება დიპოლსა და მუდმივ მაგნიტს შორის ის არის, თუ დიპოლს "გავჭრით" შუაში, მის ერთ ნაწილზე აღმოჩნდება დადებითი , ხოლო მეორე მხარეს უარყოფითი მუხტი. მაგნიტის გაჭრისას კი მიიღება ორი მაგნიტი თავის პოლუსებით. ე.ი. ბუნებაში "მაგნიტური მუხტები " არ არსებობს.

1820 წელს ერსტედმა აღმოაჩინა, რომ მაგნ. ველს ქმნის ასევე გამტარში გამავალი დენიც (ზოგადად მოძრავი მუხტები). დენს, რომელიც განპირობებულია გამტარში თავი-სუფალი მუხტების მიმართული მოძრაობით (გამტარობის დენი), ვუწოდოთ მაკროსკოპიული დენი (მაკროდენი), ხოლო ატომში ან მოლეკულაში ელექტრონების წრიული მოძრაობით განპირობებულ დენს – მიკროსკოპიული დენი (მიკროდენი). ასეთ მოძრავ მუხტებს გააჩნიათ სხვა (მაგნიტური) ურთიერთქმედებები (დენიანი გამტარების ურთიერთქმედება, ელ. დენის მოქმედება მაგნ. ისარზე და სხვა), რომელიც არ დაიყვანება ელექტრულ ურთიერთ-ქმედებამდე.

მაგნიტური ველის ძირითადი მახასიათებელია მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორი, რომელიც შექმნილია ყველა მაკრო და მიკროდენების მიერ. მოცემული მაკროდენის შემ-ში მისი მნიშ-ბა დამოკიდებულია გარემოს თვისებებზე.

მაკროსკოპიული დენით შექმნილ მაგნიტურ ველს ახასიათებენ დამხმარე $\vec{H}$ მაგნ. ველის დაძულობის ვექტორით, რომელიც არ არის დამოკიდებული გარემოს თვისებებზე. ე. მაგნ. ველის დასახასიათებლად გამოყენებული ორი ვექტორიდან $\vec{B}$–ს ანალოგიურია ელ. ველის $\vec{E}$ დაძაბულობის ვექტორი და არა $\vec{H}$. ასევე სხეულის მაგნიტური თვისებების დასახასიათებლად, როგორც დიელექტრიკის შემ–ში $\vec{P}$ პოლარიზაციის ვექტორი ახასიათებს დიელექტრიკის ელექტრულ თვისებებს, აქაც შემოღებულია დამაგნიტების $\vec{P}$ ვექტორი და ის განიმარტება როგორც ელემენტარული მაგნიტური მომენტების ჯამი მოცულობის ერთეულში. დამაგნიტების $\vec{P}$ ვექტორი ახასიათებს სხეულში არსებული მიკროდენების მიერ შექმნილ მაგნიტურ ველს.

SI სისტემაში $\vec{B}$–ს ერთეულია ტესლა (ტლ) – 1 ტლ=ვ·წმ/მ^2, ხოლო $\vec{H}$-ს ამპერი მეტრზე (ა/მ).

ვაკუუმში $\vec{B}_{ვაკ} = \mu_0 \vec{H}$, სადაც პროპორციულობის μ_0 კოეფიციენტს ვაკუუმის მაგნიტურ შეღწევადობას ან მაგნიტურ მუდმივას უწოდებენ. μ_0-ს სიდიდეს ადგენენ დენიანი გამტარების ურთიერთქმედების საფუძველზე და ტოლია $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot \frac{ვ \cdot წმ}{ა \cdot მ} = \frac{ჰნ}{მ}$, სადაც 1 ჰენრი=1ვ·წმ/ა იდუქციურობის ერთეულია.

დამაგნიტების $\vec{P}$ ვექტორს ***SI*** სისტემაში აქვს $\vec{H}$-ის განზომილება, ამიტომ ვექტორი $\vec{B}$, რომელიც ახასიათებს ყველა მაკრო ($\vec{H}$) და მიკრო ($\vec{P}$) დენების მიერ შექმნილ ჯამურ ველს, განისაზღვრება ტოლობით:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{P}) \qquad (8.1).$$

ე.ი. მაკრო და მიკროდენების მიერ შექმნილი ველი ცალკ-ცალკე ველების ვექტორული ჯამის ტოლია.

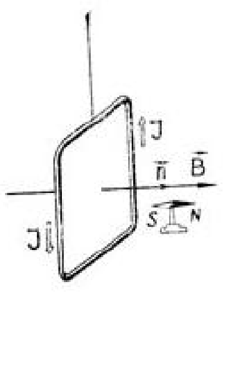
მაგნიტური ველის ძალური მახასიათებლის განსაზღვრა შეიძლება სამი ხერხით:

ა) დენიან გამტარზე მოქმედი ძალის საშუალებით (ამპერის ძალა),

ბ) მოძრავ მუხტზე მოქმედი ძალის საშუალებით (ლორენცის ძალა)

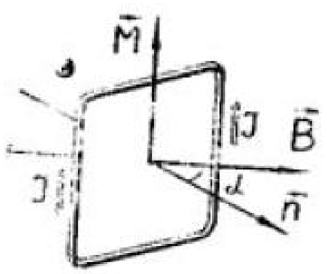
გ) დენიან ბრტყელ კონტურზე (დენიან ჩარჩოზე) მოქმედი ძალის მომენტის საშუალებით (მაორიენტირებელი მოქმედების საშუალებით).

გ)–ს დროს გამოიყენება მეტად მცირე ზომის დენიანი ჩარჩო, რომელშიც გამავალი დენი ასევე მცირეა. მაგნიტური ველი ჩარჩოზე მაორენტირებელ მოქმედებას და ის შემობრუნდება (ნახ. 8.1). ამ დროს მაგნიტური ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულება ემთხვევა ჩარჩოს დადებითი ნორმალის მიმართულებას, რომელიც განისაზღვრება მარჯვენა ბურღის



წესით: თუ ბურღის ტარის ბრუნვის მიმართულება ემთხვევა ჩარჩოში გამავალი დენის მიმართულებას, მაშინ ბურღის გადატანითი მოძრაობის

ნახ. 8.1 მიმართულება ემთხვევა დადებითი ნორმალის მიმართულებას. მაგნ. ისარიც დაიკავებს ნახ-ზე ნაჩვენებ მდგ-ს. ე.ი. მაგნ. ველის მიმართულება თანხვდება მაგნ. ისრის ჩრდილოეთ პოლუსზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. მაშასადამე დენიან ჩარჩოზე მაგნ. ველში მოქმედებს მაბრუნებელი მომენტი M. ცდებიდან დგინდება, რომ M-ის სიდიდე დამოკიდებულია ჩარჩოს ორიენტაციაზე (კუთხე α ჩარჩოს ნორმალსა და მაგნ. ინდუქციის ვექტორს შორის), მასში გამავალ დენზე და მის ფართობზე (და არა მის ფორმაზე). ველის მოცემულ წერტილში სხვადასხვა სიდიდის ჩარჩოებზე მოქმედებს სხვადასხვა სიდიდის მაბრუნებელი მომენტი, მაგრამ ფარდობა $\frac{M}{ISsi\alpha}$ მაგნ. ველის მოცემული წერტილისთვის მუდმივია და ის მიჩნეულია მაგნ. ველის ინდუქციად: $B = \frac{M}{ISsi\alpha}$. ამ ფორმულით განისაზღვრება B-ს სიდიდე. აქედან $M = IBS\sin\alpha$.



დადგენილია, რომ $\vec{M}$ ყოველთვის მართობულია $\vec{n}$ და $\vec{B}$ ვექტორებზე გამავალი სიბრტყის და მიმართულია იმ ბურღის გადაადგილების გასწვრივ, რომლის ტარსაც ვაბრუნებთ $\vec{n}$-დან $\vec{B}$-სკენ (ნახ. 8.2). ვექტორულად $\vec{M} = IS[\vec{n}_0\vec{B}] = [IS\vec{n}_0\vec{B}]$, სადაც $\vec{n}_0$- ნორმალის ერთეულოვანი ვექტორია. ვექტორს $\vec{P}_m = IS\vec{n}_0$, რომლის მოდული ტო-

ნახ. 8.2 ლია ჩარჩოში გამავალი დენის და ჩარჩოს ფართობის ნამრავლისა და რომელიც მიმართულია ჩარჩოს დადებითი ნორმალის გასწვრივ, ჩარჩოს მაგნიტური მომენტი ეწოდება. ე.ი. $\vec{M} = [\vec{P}_m\vec{B}]$. მაქსიმალური მომენტი მაშინ არის თუ $\alpha = \frac{\pi}{2}$ და მაშინ

$M_{maks} = IBS$ და $$B = \frac{M_{maks}}{IS} \qquad (8.2).$$

აქედან დგინდება SI სისტემაში მაგნ. ინდუქციის ერთეული – ტესლა. **ტესლა (ტლ) ისეთი მაგნ. ველის ინდუქციაა, როდესაც ჩარჩოზე, რომლის ფართობია 1 მ² და რომელშიც გადის 1 ა დენი, მოქმედებს $M_{maks} = 1$ ნ·მ მაბრუნებელი მომენტი.**

$$1\text{ტლ}=1\frac{\text{ნ}\cdot\text{მ}}{\text{ა}\cdot\text{მ}^2} = 1\frac{\text{ჯ}}{\text{ა}\cdot\text{მ}^2} = 1\frac{\text{ვ}\cdot\text{წმ}}{\text{მ}^2}.$$

1 ტესლა საკმაოდ დიდი ინდუქციაა. მაგ. მძლავრი ელექტრომაგნიტების ინდუქცია 10 ტესლას რიგისაა. დედამიწის მაგნ. ველის ინდუქცია მაგნ. პოლუსზე არის 0,65·10⁻⁴ ტესლა.

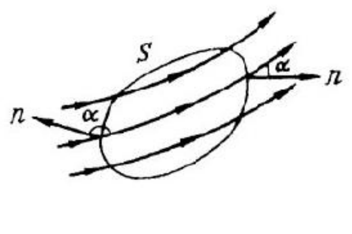
მაგნ. ველისთვის, ისე როგორც ელ. ველისთვის მართებულია სუპერპოზიის (ზედდების) პრინციპი: რამოდენიმე დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ($\vec{B}$) ცალკეული დენების მიერ შექმნილი მაგნიტური ველების ($\vec{B}_i$) ვექტორული ჯამის ტოლია:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \ldots\ldots \vec{B}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{B}_i \qquad (8.3)$$

§2. მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი. მაგნიტური ველის გრიგალური ხასიათი.

მაგნიტური ველი ისევე როგორც ელ. ველი ძალური ველია და გრაფიკულად გამოისახება მაგნიტური ძალწირის (ისეთი წირი, რომლის ყოველ წერტილში გავლებულ მხებს აქვს ამ წერტილში არსებული მაგნ. ინდუქციის ვექტორის მიმართულება) საშუალებით. წირებს ავლებენ ისეთი სიხშირით, რომ წირებისადმი მართობულ ფართობის ერთეულში გამავალი წირების რაოდენობა ტოლი იყოს მაგნ. ინდუქციის ვექტორის მნიშვნელობისა ამ წერტილში.

რაიმე ფართობის გამჭოლ მაგნ. ინდუქციის წირების რაოდენობას, მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი ეწოდება. რადგან წირებისადმი მართობულ ერთეულოვან ფართობს განჭოლავს B-ს რაოდენობა, მაშინ რაიმე ელემენტარულ dS_0 ფართობში მაგნ. ინდუქციის ნაკადი იქნება $d\Phi_0 = BdS_0$. თუ ზედაპირი არ არის მართობული, მაშინ ნაკადი $d\Phi = BdS\cos\alpha$, სადაც α კუთხეა $\vec{B}$-სა dS ზედაპირის $\vec{n}$ ნორმალს შორის. რადგან $B\cos\alpha = B_n$ (ეს არის $\vec{B}$-ს გეგმილი $\vec{n}$ ნორმალის მიმართულებაზე), ამიტომ $d\Phi = B_n dS$ და სრული ნაკადი სასრულ S ფართობში ტოლი იქნება: $\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B_n dS = \int_S (\vec{B} \cdot d\vec{S})$. თუ ველი ერთგვაროვანია, მაშინ $B_n = const$ და $\Phi = B_n S$.



მაგნ. ინდუქციის ნაკადის ერთეული SI სისტემაში არის ვებერი (ვბ). 1 ვებერი ისეთი მაგნ. ნაკადია, რომელიც განჭოლავს 1 მ^2 ფართობის მართობულ ზედაპირს 1 ტესლა მაგნიტური ველის ინდუქციის დროს. თუ S ზედაპირი ჩაკეტილია, მაშინ ნაკადი ნულის ტოლია. მართლაც ზედაპირიდან გამოსული ნაკადი ყოველთვის დადებითია ($\alpha < \frac{\pi}{2}$, $\cos\alpha > 0$), ხოლო ზედაპირში შესული კი უარყოფითი ($\alpha > \frac{\pi}{2}$, $\cos\alpha < 0$. მაგნიტური ინდუქციის წირების ჩაკეტილობის გამო ეს ნაკადები სიდიდით ერთმანეთის ტოლია, ამიტომ მათი ჯამი, ანუ სრული ნაკადი ნულის ტოლია:

$$\oint_S B_n dS = \oint_S (\vec{B} d\vec{S}) = 0 \qquad (8.4).$$

ეს ტოლობა გამოსახავს გაუს-ოსტროგრადსკის თეორემას მაგნ. ინდუქციის ნაკადისთვის და გამოხატავს იმ ფაქტს, რომ მაგნ. ველი გრიგალური ველია, ანუ ბუნებაში არ არსებობს მაგნ. მუხტები, რომელზედაც დაიწყებოდა ან დამთავრდებოდა მაგნ. ინდუქციის წირები. მაგნიტური ველი განსხვავებით ელექტრული ველისაგან, რომლის ძალწირები არ არიან ჩაკეტილი (აქვთ დასაწყისი და დასასრული – პოტენციალური ველია), გრიგალური (არაპოტენციური) ველია, რითაც ის განსხვავდება ელ. ველისგან, რომლის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი წირის გასწვრივ ნულის ტოლია $\oint_l E_l dl = 0$,

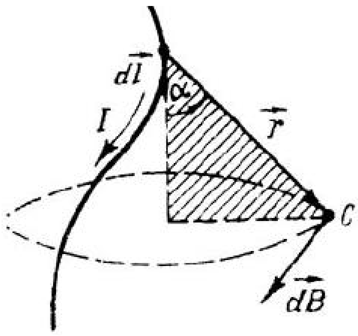
ხოლო მაგნიტური ველისა კი $\Gamma = \oint_{l} (\vec{B} \cdot d\vec{l}) = \mu_0 \sum_{i=1}^{n} I_i$. ეს ფორმულა გამოხატავს სრული დენის კანონს მაგნიტური ველისთვის ვაკუუმში: მაგნ. ველის ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ ტოლია მაგნიტური მუდმივას ნამრავლისა იმ დენების ალგებრულ ჯამზე, რომელსაც ეს კონტური მოიცავს.

IX ლექცია

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი. სასრული, უსასრულო სიგრძის წრფივი დენი, წრიული დენის და სოლენოიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია.

§1. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი.

კანონის არსი იმაშია, რომ ვიპოვოთ რაიმე დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია მისგან რაიმე მანძილზე. ამისთვის საჭიროა დენიანი გამტარი დავყოთ დენის უსასრულო მცირე ელემენტებად, ვიპოვოთ თვითოელი ელემენტის მიერ მოცემულ წერტილში შექმნილი მაგნ. ველის ინდუქცია და შედეგები შემდეგ ვექტორულად შევკრიბოთ. ეს კანონი მდგ-ს შემდეგში: ელემენტარული $\boldsymbol{dB}$ ინდუქცია მაგნ. ველისა, რომელსაც ქმნის $\boldsymbol{I}$ დენის $\boldsymbol{dl}$ ელემენტი ($\boldsymbol{Idl}$-ს დენის ელემენტი ეწოდება, ვექტორია და აქვს დენის მიმართულება) მისგან $\boldsymbol{r}$ მანძილზე გამოითვლება ფორმულით (ნახ. 9.1):



ნახ. 9.1

$$dB = k\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \qquad (9.1)$$

სადაც α კუთხეა $\boldsymbol{Idl}$ ელემენტსა და $\vec{r}$ რადიუს ვექტორს შორის, $\boldsymbol{k}$ პროპორციულობის კოეფიციენტია. $d\vec{B}$–ყოველთვის მართობია $Id\vec{l}$ და $\vec{r}$ ვექტორებზე გამავალი სიბრტყის და მიმართულია ბურღის გასწვრივ თუ ბურღის ტარს ვაბრუნებთ $Id\vec{l}$-დან $\vec{r}$-სკენ. ვექტორულად (9.1) ფორმულას ასეთი სახე ექნება

$$d\vec{B} = k\frac{(Id\vec{l}\times\vec{r})}{r^3} \qquad (9.2).$$

სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად მთელი დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნ. ველის ინდუქცია ველის მოცემულ წერტილში ტოლია ცალკეული $d\vec{B}$ ვექტორების გეო-მეტრიული ჯამისა ანუ

$$\overline{B} = \sum_{i=1}^{n} d\vec{B}_i \qquad (9.3).$$

თუ ყველა $d\vec{B}$ ერთნაირადაა მიმართული, მაშინ ჯამი იცვლება ინტეგრალით l-ის გას-წვრივ

$$B = \int_l dB = kI\int_l \frac{\sin\alpha\, dl}{r^2} \qquad (9.4).$$

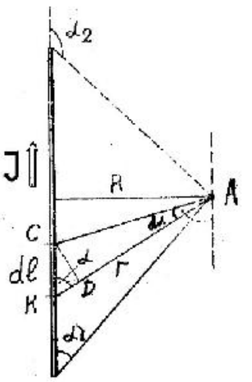
$\boldsymbol{SI}$ სისტემაში $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$, სადაც $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ ჰნ/მ არის მაგნიტური მუდმივა და გვექნება

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \quad \text{და} \quad B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int_l \frac{\sin\alpha\, dl}{r^2} \qquad (9.5).$$

§2. სასრული, უსასრულო სიგრძის წრფივი დენის, წრიული დენის და სოლენოიდის მაგნიტური ველის ინდუქცია.

(9.5) ფორმულის გამოყენებით შეგვიძლია გამოვთვალოთ ინდუქციები:

1) **სასრული სიგრძის წრფივი დენიანი გამტარისთვის** მისგან რაიმე R მანძილზე. ვთქვათ ამ გამტარში გადის I დენი. დავყოთ გამტარი მცირე dl ელემენტებად და ვიპოვოთ თვითოელის მიერ შექმნილი ინდუქცია A წერტილში და მიღებული შედეგები შევკრიბოთ.



ამ დროს ყველა $d\vec{B}$ ვექტორი მიმართულია ერთნაირად – ნახაზის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან, ამიტომ შეიძლება მათი ალგებრული შეკრება. (ნახ. 9..2). ვიცით $B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int\limits_l \frac{\sin\alpha dl}{r^2}$. დავიდეთ ერთ ცვლადზე. dl მონაკვეთის ბოლო C წერტილიდან დავუშვათ CD მართობი $\vec{r}$ რადიუს-ვექტორზე. ნახაზიდან $CD = rd\alpha = dl\sin\alpha$ (dl-ის სიმცირის გამი, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $CA \approx r$). აქედან $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r\sin\alpha}$. რადგან $r\sin\alpha = R$, ამიტომ

ნახ. 9.2

$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{R}$ და სიგრძით ინტეგრება შევცვალოთ კუთხის ინტეგრებით,

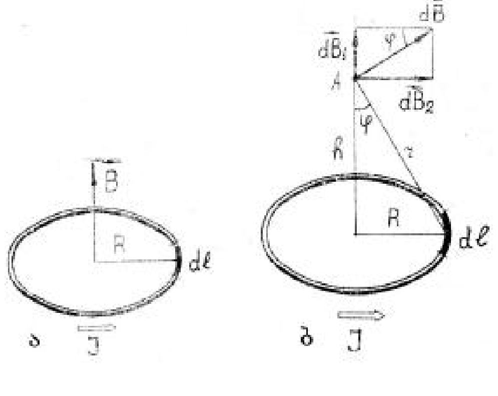
$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int\limits_{\alpha_1}^{\alpha_2}\frac{\sin\alpha d\alpha}{R} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}\int\limits_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha d\alpha = -\frac{\mu_0 I}{4\pi R}(\cos\alpha_2 - \cos\alpha_1) = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2). \quad (9.6)$$

ამ ფორმულიდან შეიძლება მაგ. კვადრატის ფორმის გამტარისთვის მის ცენტრში ინ-დუქციის განსაზღვრა და ის ტოლია $B = \frac{\mu_0 I}{\pi a}2\sqrt{2}$, სადაც a კვადრატის გვერდია.

2) **უსასრულო სიგრძის დენიანი გამტარისთვის** (9.6) ფორმულაში $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 180^0$, $\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2 = (1 - (-1)) = 2$ და $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$. ეს ფორმულა გამოსადეგია საკმაოდ გრძელი წრ-ფივი დენის მაგნ. ინდუქციის გამოსათვლელად, თუ გამტარის l სიგრძე გაცილებით მეტია R მანძილზე.

3) **R რადიუსიანი წრიული დენიანი გამტარისთვის :**

ა) წრიული დენის ცენტრში (ნახ. 9.3 ა). ამ დროს ყველა $d\vec{B}$ მიმართულია წრიული დენის სიბრტყის მართობულად ქვევიდან ზევით-ერთ მხარეს.



ამიტომ $$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\int\limits_l \frac{\sin\alpha}{r^2}dl \quad (9.7)$$

ამასთან ყველა dl ელემენტისთვის $r = R$, $\sin\alpha = 1$ $r = R$, $\sin\alpha = 1$ და ფორმულიდან გამოდის

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2}\oint\limits_l dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2}\cdot 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (9.8).$$

ნახ. 9.3

აქაც ინდუქცია პირდაპირპროპორციულია გამტარში გამავალი დენისა და უკუპროპორციულია ამ გამტარიდან მანძილისა.

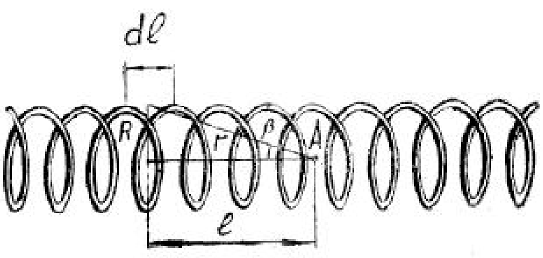
ბ) წრიული დენის ღერძზე ცენტრიდან h მანძილით დაშორებულ A წერტილში (ნახ. 9.3 ბ) გამოთვლებით მიღებულია რომ,

$$B = \frac{\mu_0 R^2 I}{2(R^2 + h^2)^{3/2}} \qquad (9.9).$$

$\vec{B}$ მიმართულია წრიული დენის ღერძის გასწვრივ. ცენტრისთვის $h = 0$ და (9.8) ფორმულა გადადის (9.8)-ში.

4) **სოლენოიდისთვის.**

სოლენოიდი არის წრფივი ღერძის მქონე წრიული დენების ერთობლიობა, ამიტომ ინდუქცია მის ღერძზე ტოლი იქნება ცალკეული წრიული დენების ინდუქციათა ჯამისა. გამოვიყვანოთ ინდუქციის გამოსათვლელი ფორმულა გრძელი სოლენოიდის ღერძზე. ამისთვის გამოვყოთ სოლენოიდის მცირე dl ელემენტი (ნახ. 9.4). იგი შეიცავს ndl ხვიას, სადაც n ხვიათა რიცხვია სოლენოიდის სიგრძის ერთეულზე. სოლენოიდის თითოეულ ხვიაში გადის I დენი და თითოეული ელემენტი შეიძლება განვიხილოთ როგორც წრიული გამტარი, რომელშიც გადის $Indl$ დენი. მაშინ (9.9) –ს თანახმად ამ წრიული დენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია l მანძილით დაშორებულ A წერტილში



ნახ. 9.4

ტოლი იქნება $$dB = \frac{\mu_0 R^2 Indl}{2(R^2 + l^2)^{3/2}} \qquad (9.10)$$

ყველა ელემენტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია A წერტილში ერთნაირადაა მიმართული (ღერძის გასწვრივ) და ამიტომ ჯამური ინდუქცია მიიღება (9.9)-ს ინტეგრებით:

$$B = \int_l dB = \frac{\mu_0 R^2 In}{2} \int_l \frac{dl}{(R^2 + l^2)^{3/2}} . \qquad (9.11)$$

dl და $R^2 + l^2$ ცვლადები გამოვსახოთ ერთი დამოუკიდებელი ცვლადით. A წერტილიდან მოცემულ ელემენტამდე გავავლოთ $\vec{r}$ რადიუს ვექტორი. კუთხე $\vec{r}$-სა და სოლენოიდის ღერძს შორის იყოს . ნახაზიდან $l = Rctg$ და აქედან $dl = \frac{Rd}{sin^2}$. ასევე $R^2 + l^2 = R^2(1 + ctg^2\ ) = \frac{R^2}{sin^2}$. შევიტანოთ dl და $R^2 + l^2$ (9.9-ში) და სიგრძით ინტეგრება შევცვალოთ კუთხით ინტეგრებით. მაშინ

$$B=\frac{\mu_0 R^2 nI}{2}\int_{\theta_1}^{\theta_2}\frac{\frac{R}{\sin^2\theta}}{\left(\frac{R^2}{\sin^2\theta}\right)^{3/2}}d\theta=\frac{\mu_0 nI}{2}\int_{\theta_1}^{\theta_2}\sin\theta\, d\theta=\frac{1}{2}\mu_0 nI(\cos\theta_1-\cos\theta_2). \qquad (9.12)$$

აქ θ_1 და θ_2 სოლენოიდის კიდურა ელემენტების შესაბამისი კუთხეებია, ათვლილი ღერძის იმავე მიმართულებით. თუ სოლენოიდი გრძელია, მაშინ $\theta_1=0$ და $\theta_2=\pi$ და

$$B=\mu_0 nI. \qquad (9.13)$$

სოლენოიდი მაშინ ითვლება უსასრულოდ გრძელად, როდესაც სოლენოიდის L სიგრძე გაცილებით მეტია ხვიის R რადიუსზე.

გამოთვლებით მიღებულია, რომ სასრული სიგრძის სოლენოიდისთვის ინდუქცია ნაკლებია, ვიდრე უსასრულო სიგრძის და ამ დროს მაქსიმალური ინდუქცია სოლენოიდის შუა წერტილისთვის

$$B=\mu_0 nL\sqrt{4R^2+L^2} \qquad (9.13)$$

რადგან $B_0=\mu_0 H$, მაშინ გვექნება:

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი:

$$dH=\frac{1}{4\pi}\frac{Idl\sin\alpha}{r^2} \qquad (9.14)$$

უსასრულო წრფივი დენის მაგნიტური ველი;

$$H=\frac{I}{2\pi R} \qquad (9.15)$$

წრიული დენის მაგნიტური ველი ცენტრში:

$$H=\frac{I}{2R}.$$

ე.ი. მაგნიტური ველის დაძაბულობის განზომილება ტოლია დენის განზომილების გაყოფისა სიგრძის განზომილებაზე, ანუ **ამპერი მეტრზე (ა/მ).** თუ $I=1$ა და $R=\frac{1}{2\pi}$, მაშინ $H=$ა/მ, ანუ ამპერი მეტრზე არის ისეთი მაგნიტური ველის დაძაბულობა, რომელსაც ქმნის უსასრულო წრფივი გამტარი, რომელშიც გადის 1 ა დენი მისგან $\frac{1}{2\pi}$ მანძილზე.

X ლექცია

მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან გამტარზე. ამპერის ფორმულა. დენების ურთიერთქმედება. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა.

§1. მაგნიტური ველის მოქმედება დენიან გამტარზე. ამპერის ფორმულა. დენების ურთიერთქმედება.

ამპერმა ექსპერიმენტულად დაადგინა, რომ F ძალა, რომლითაც ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი მოქმედებს წრფივ დენიან გამტარზე, დამოკიდებულია მაგნ. ველის ინდუქციაზე (B), გამტარის სიგრძეზე (l), მასში გამავალ დენზე (I) და გამტარის ორიენტაციაზე მაგნიტურ ველში ველში. ეს დამოკიდებულება მოცემულია ამპერის ფორმულით: $F = kIBl\sin\alpha$, სადაც α არის კუთხე $\vec{B}$-სა და დენის მიმართულებას შორის. SI სისტემაში პროპორციულობის კოეფიციენტი $k = 1$ და

$$F = IBl\sin\alpha \qquad (10.1)$$

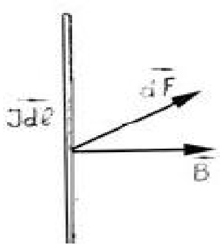
თუ $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (დენიანი გამტარი მოთავსებულია $\vec{B}$-ს მართობულად) , მაშინ ძალა მაქსიმალურია და $F = F_{maks} = IBl$. თუ $\alpha = 0$ (მოთავსემულია $\vec{B}$-ს პარალელურად), მაშინ $F = 0$.

თუ ველი არაერთგვაროვანია, ხოლო გამტარი ნებისმიერი ფორმისაა, მაშინ გამტარი იყოფა მცირე dl ელემენტებად (შეიძლება ჩავთვალოთ წრფივად და ველი მის მახლობლობაში ერთგვაროვნად) და მასზე მოქმედი ძალა

$$dF = IdlB\sin\alpha \qquad (10.2)$$

სადაც α კუთხეა $Id\vec{l}$ დენის ელემენტსა და $\vec{B}$-ს შორის.

ამპერის ძალის მიმართულება განისაზღვრება ა) **მარცხენა ხელის წესით**: თუ მარცხენა ხელს გავშლით ისე, რომ მაგნიტური ინდუქციის წირები შედიოდეს ხელის გულში, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი ემთხვეოდეს დენის მიმართულებას, მაშინ მართი კუთხით გაშლილი ცერი ემთხვევა დენზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. ბ) **უნივერსალური** – ბურღის წესი: თუ ბურღის სახელურს ვაბრუნებთ $Id\vec{l}$ ექტორიდან $\vec{B}$ ვექტორისკენ, მაშინ ბურღის გადატანითი მოძრაობა გვიჩვენებს $d\vec{F}$-ის მიმართულებას (ნახ. 10.1).



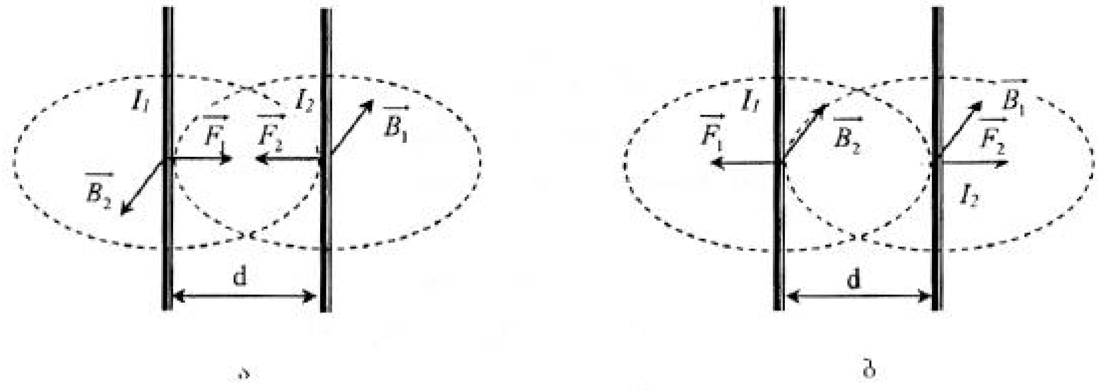
ვექტორულად (10.2) ფორმულა ასე ჩაიწერება:

$$d\vec{F} = [Id\vec{l} \times \vec{B}] \qquad (10.3)$$

მაგნიტური ველის ეს მოქმედება დენიან გამტარზე გამოიყენება მაგ. ლექტროძრავებში, ასევე ის საფუძვლად უდევს ელექტროსაზომი ხელსაწყოების მოწყობილობას.

ნახ. 10.1

დენიანი გამტარები ერთმანეთზე მოქმედებენ. ეს გამოწვეულია თვითოელი დენის მაგ-ნიტური ველის მოქმედებით მეორეზე. ნახ. 10.2 –ზე (ა ბ) ნაჩვენებია ის შემთ-ვა, როდესაც საკმაოდ გრძელი დენიანი გამტარები (გადის I_1 და I_2 დენები) ერთმანეთის პა-რალელური და ანტიპარალელურია. თვითოელი გამტარის სიგრძე იყოს l, ხოლო d მათ შორის მანძილი.



ნახ. 10.2

როდესაც დენები პარალელურია (ა) ამ დროს ბურღის წესით ვადგენთ, რომ I_1 დენის მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორი ($\vec{B}_1$) I_2 დენის არეში მიმართულია სურათის სიბ-რტყის მართობულად ჩვენგან და სიდიდით ტოლია $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$. (სასრული სიგრძის წრფივი დენის მაგნიტური ველის ინდუქცია ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად). ამპერის კანო-ნის თანახმად B_1 ინდუქციის მაგნ. ველი l სიგრძის I_2 დენიან გამტარზე იმოქმედებს ძა-ლით:

$$\left(\alpha = \frac{\pi}{2}\right) \quad F_2 = I_2 B_1 l = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l. \qquad (10.4)$$

მარცხენა ხელის წესის თანახმად ამ $\vec{F}_2$ ძალას აქვს სურათზე ნაჩვენები მიმართულება (პირველი გამტარისკენ). ანალოგიური მსჯელობით ძალა რომლითაც მეორე I_2 დენიანი გამტარის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი $B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2\pi d}$ იმოქმედებს I_1-დენიან გამტარზე F_1 ძალით, რომელიც ტოლია: $F_1 = I_1 B_2 l = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d} l$. ეს ძალა სიდიდით ტოლია F_2 ძალის და მიმართულია მის საპირისპიროდ $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$. ე.ი. პარალელური დენები ერთმანეთს მიიზიდავენ. ანალოგიურად დგინდება, რომ ანტიპარალელური დენები განიზიდავენ იმავე სიდიდის ძალით. ე.ი. მიზიდვის და განზიდვის ძალების სიდიდე ერთნაირია და ტოლია

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi d}. \qquad (10.5).$$

დადგენილია, რომ თუ დენიანი გამტარები ერთმანეთს გადაკვეთენ რაღაც α კუთხით (ნახ. 10.3), მაშინ მათ შორის აღიძვრება მაგნიტური ურთიერთქმედების ძალები, რომლებიც ცდილობენ შემოაბრუნონ გამტარები და დააყენონ ერთმანეთის პარალელურად, ისე რომ ორივე გამტარში ერთი მიმართულების დენი გადიოდეს.

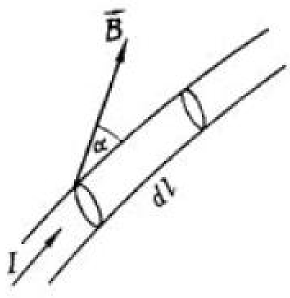
(10.5)-დან და დენის ძალის ***SI*** სისტემაში ამპერის განმარტებიდან გამოდის, რომ მაგნიტური მუდმივას რიცხვით მნ-ბა ტოლია ($\boldsymbol{I_1} = \boldsymbol{I_2} = 1$ა), $\boldsymbol{l} = 1$ მ, $\boldsymbol{d} = \mathbf{1}$ მ, $\boldsymbol{F} = \mathbf{2}\cdot\mathbf{10}^{-7}$ ნ)

$$\mu_0 = \frac{\boldsymbol{F}\cdot\mathbf{2}\pi\boldsymbol{d}}{\boldsymbol{I_1 I_2 l}} = \mathbf{4}\pi\cdot\mathbf{10}^{-7}\,\frac{\text{ჰნ}}{\text{მ}}. \qquad (10.6)$$

ნახ. 10.3

§2. მაგნიტური ველის მოქმედება მოძრავ მუხტზე. ლორენცის ძალა.

ამპერის კანონის თანახმად მაგნიტური ველი გარკვეული ძალით მოქმედებს დენიან გამტარზე, ხოლო დენი ეს არის მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობა. ე.ი. მაგნ. ველი რა-დაც ძალით მოქმედებს მოძრავ მუხტზე და ამ ძალას **ლორენცის** ძალა ეწოდება. ცნობილია B ინდუქციის მაგნ. ველი I დენის dl ელემენტზე მოქმედებს ამპერის ძალით $dF = IdlB\sin\alpha$, სადაც α კუთხეა $I\vec{dl}$ დენის ელემენტსა და $\vec{B}$-ს შორის (ნახ. 10.4).



დენის ძალა $I = n_0 qSv$ (n_0 -დამუხტული ნაწილაკების კონცენტრაციაა, q - ელემენტარული ნაწილაკის მუხტი, S - გამტარის განივკვეთის ფართობი და v - დამუხტული ნაწილაკების მიმართული მოძრაობის სიჩქარე). ამიტომ $dF = n_0 qvSBdl\sin\alpha$. ეს არის I დენის dl ელემენტზე, ანუ Sdl მოცულობაში ყველა მუხტზე, რომელთა რაოდენობა $dN = n_0 Sdl$, მოქმედი ნახ. 10.4 ძალა. ეს მუხტები მოწესრიგებულად მოძრაობენ ერთანირი v სიჩქარით. ამიტომ ერთ მუხტზე მოქმედი ძალა (ლორენცის ძალა) ტოლი იქნება:

$$F_L = \frac{dF}{dN} = \frac{n_0 qvSBdl\sin\alpha}{n_0 Sdl} = qvB\sin\alpha \qquad (10.7)$$

აქ უკვე α კუთხეა $\vec{v}$ და $\vec{B}$-ს შორის. ლორენცის ძალის მიმართულებაც განისაზღვრება მარცხენა ხელის ან ბურღის წესით. ვექტორულად $\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}]$. რადგან დენის მიმართულება დადებითი მუხტების მოძრაობის მიმართულებაა, ამიტომ ლორენცის ძალის მიმართულება ემთხვევა $[\vec{v}\vec{B}]$-ს მიმართულებას (მარცხენა ხელის წესით) მაშინ, როცა $q > 0$ და როცა $q < 0$, მაშინ $[\vec{B}\vec{v}]$-ს მიმართულებას.

თუ $\alpha = 0$, ანუ ნაწილაკი მოძრაობს ველის ($\vec{B}$-ს) პარალელურად, მაშინ $F_L = 0$. როცა $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ანუ ნაწილაკი მოძრაობს ველის მართობულად, მაშინ $F_L = F_{max} = qvB$ - ძალა მაქსიმალურია.

რადგან ლორენცის ძალა მართობულია ნაწილაკის სიჩქარის, ამიტომ მისი მუშაობა ნულის ტოლია, არ ცვლის მის სიჩქარის სიდიდეს და შესაბამისად მის ენერგიას. ის ცვლის მხოლოდ სიჩქარის მიმართულებას, ანუ წარმოადგენს ცენტრისკენულ ძალას

$$F = \frac{mv^2}{R},$$

სადაც R –ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსია. მეორე მხრივ როდესაც $\alpha = \frac{\pi}{2}$, $F_L = qvB$.

აქედან $qvB = \frac{mv^2}{R}$ და

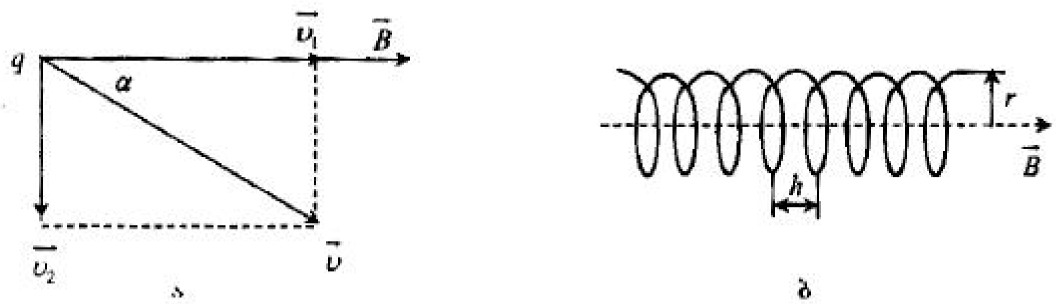
$$R = \frac{mv}{qB} \qquad (10.8).$$

ე.ი. ამ ძალის გავლენით ნაწილაკი მოძრაობს წრეწირზე. შესაბამისად ბრუნვის პერიოდი, ანუ დრო რომლის განმავლობაშიც დამუხტული ნაწილაკი შემოწერს R რადიუსიან წრეწირს, ტოლია

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \qquad (10.9)$$

ე.ი. ის არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის სიჩქარეზე (წრეწირის რადიუსზე) და განისაზღვრება მხოლოდ მაგნიტური ველის B ინდუქციით. ეს საფუძვლად უდევს დამუხტული ნაწილაკის ციკლური ამაჩქარებლის – ციკლოტრონის მუშაობას.

ვთქვათ დამუხტული ნაწილაკი მოძრაობს ერთგვაროვან მაგნ. ველში, ისე რომ მისი სიჩქარის ვექტორი ადგენდეს მაგნ. ინდუქციის ვექტორთან რაიმე მახვილ α კუთხეს (ნახ. 10.5). სიჩქარის ვექტორი დავშალოთ ორ v_1 ველის პარალელურ და v_2 ველის მართობულ



ნახ. 10.5

$v_1 = v\cos\alpha;$ $v_2 = v\sin\alpha$ მდგენლად. პირველ მდგენელზე მაგნიტური ველი არ მოქმედებს, ხოლო მეორეს უცვლის მიმართულებას. ამ დროს ნაწილაკი მოძრაობს ერთდროულად ორ მოძრაობაში: იგი თანაბრად ბრუნავს v_2 სიჩქარით წრეწირზე, რომლის რადიუსი

$$R = \frac{mv_2}{qB} = \frac{mv\sin\alpha}{qB} \qquad (10.9)$$

და გადაადგილდება მაგნ. ველის გასწვრივ (ბრუნვის სიბრტყის მართობულად) თანაბრად v_1 სიჩქარით. შედეგად ნაწილაკი იმოძრავებს ხრახნულ წირზე, რომლის ღერძი თანხვდება მაგნ. ველის ინდუქციის წირს (ბ). რადიუსი განისაზღვრება (10.8) ფორმულით, ხოლო ხრახნის ბიჯი

$$h = v_1 T = v\frac{2\pi m}{qB}\cos\alpha \qquad (10.10).$$

თუ ნაწილაკზე ერთდროულად მოქმედებს ელექტრული $F = qE$ და მაგნიტური ძალა, მაშინ ჯამური ძალა ტოლია მათი ვექტორული ჯამის:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q[\vec{v}\vec{B}] = q(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) \qquad (10.11)$$

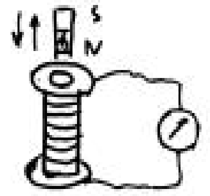
ამ ძალას ლორენცის განზოგადოებული ძალსა ეწოდება.

XI ლექცია

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა. ფარადეის ცდები. ლენცის წესი. ინდუქციის ემ ძალა. ფარადეის კანონი. ინდუქციის ემ ძალის აღძვრის მექანიზმი.

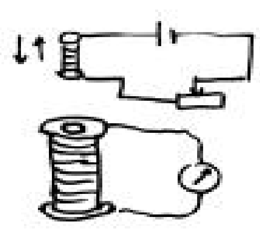
§1. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა. ფარადეის ცდები. ლენცის წესი. ინდუქციის ემ ძალა. ფარადეის კანონი.

ელექტრული დენი თავის გარშემო ქმნის მაგნიტურ ველს. 1831 წ. ფარადეიმ აღმოაჩინა საპირისპირო (ელექტრომაგნიტური ინდუქციის) მოვლენა, რომელიც შემდეგში მდგ-ს: **ნებისმიერ შეკრულ (ჩაკეტილ) კონტურში კონტურის გამჭოლი მაგნ. ნაკადის ცვლილებისას, ამ კონტურში აღიძვრება ემ ძალა (ინდუქციის), რომელიც იარსებებს მანამ, სანამ ეს ნაკადი იცვლება. შესაბამისად ჩაკეტილ კონტურში აღიძვრება ინდუქციური დენი.** ფარადეიმ აჩვენა, რომ გარკვეულ პირობებში მაგნიტური ველიც ქმნის ელექტრულ დენს. სწორედ ეს არის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა. ფარადეის კლასიკური ცდები შემდეგშია: 1) თუ შეკრულ კონტურში (სოლენოიდი), სადაც ჩართულია გალვანომეტრი, შევიტანთ ან გამოვიტანთ მუდმივ მაგნიტს (ნახ. 11.1), მაშინ შეტანის ან გამოტანის მომენტში კონტურში აღიძვრება ინდუქციური დენი, რომლის მიმართულება დამოკიდებულია მაგნიტის შეტანის ან გამოტანის მიმართულებაზე. ეს დენი მით უფრო მეტია, რაც მეტია მაგნიტის მოძრაობის სიჩქარე. თუ მაგნიტი კოჭას მიმართ უძრავია, მაშინ ისარი არ იხრება, ანუ უცვლელი



ნახ. 11.1

მაგნიტური ნაკადი კოჭაში ინდუქციის ემ ძალას არ აღძრავს. შეიძლება პირიქით მაგნიტი იყოს უძრავი, ხოლო სოლენოიდი ვამოძრაოთ. ე.ი. როცა მაგნიტი შეგვაქვს კოჭაში გამჭოლი მაგნ. ნაკადი იზრდება და პირიქით. თუ მაგნიტი გაჩერებულია, მაშინ კოჭას მაგნ. ნაკადი არ განჭოლავს და დენი არ აღიძვრება.

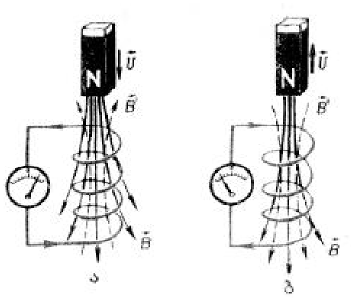


2) გალვანომეტრის ისარი გადაიხრება მაშინაც, როდესაც პატარა კოჭაში ირთვება ან განირთვება დენი, ან როდესაც პატარაში იცვლება დენი (ნახ. 11.2). აქაც დენის მიმართულება სხვადასხვა შემ-ში სხვადასხვაა. ე.ი. ინდუქციური დენი აღიძვრება ყოველთვის, როდესაც იცვლება კოჭას გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი. ამ დენის სიდიდე არ არის დამოკიდებული

ნახ. 11.2

ნაკადის ცვლილების ცვლილების სიჩქარეზე.

ფარადეიმ დაადგინა, რომ ინდუქციის ემ ძალის სიდიდე კონტურით შემოსაზღვრულ ფართობში მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარის ტოლია: $\mathcal{E}_i = \left|\frac{d\Phi}{dt}\right|$. ამას ფარადეის კანონი ეწოდება. დავადგინოთ ინდუქციური დენის მიმართულება. ეს დაადგინა ლენცმა: **ინდუქციურ დენს ყოველთვის ისეთი მიმართულება აქვს, რომ მისი მაგნ. ველი ეწინააღმდეგება დენის აღმძვრელი მაგნ. ველის ცვლილებას.** მართლაც როდესაც მაგნიტი ჩრდილო პოლუსით შეგვაქვს ხვიაში (ე.ი. ვზრდით ხვიის გამჭოლ ნაკადს



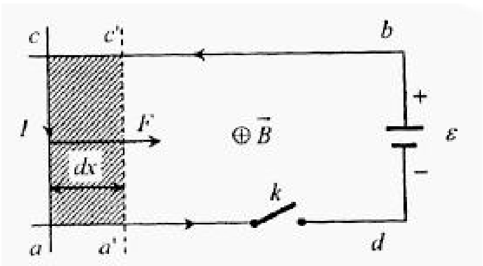
($\frac{d\Phi}{dt}$>0) (ნახ.. 11.3 ა), მაშინ ხვიაში აღიძვრება ისეთი მიმართულების დენი, რომ მაგნიტისადმი ხვიის უახლოეს ბოლოზე გაჩნდება ჩრდილოეთ პოლუსი, რომელიც ეწინააღმდეგეგება მაგნიტის შემდგომ მიახლოებას. მარჯვენა ბურღის წესის თანახმად დენის მიერ აღძრული მაგნ. ველის ინდუქციის ვექტორი $\vec{B}'$ მიმართული იქნება $\vec{B}$-ს საპირისპიროდ, ხოლო დენს ექნება საათის ისრის საწინააღმდეგო

ნახ. 11.3

მიმართულება ($\mathcal{E}_i > 0$) და ის შეამცირებს $\vec{B}$-ს. პირიქით თუ მაგნიტი გამო-გვაქვს, ანუ ვამცირებთ გამჭოლ ნაკადს ($\frac{d\Phi}{dt}$**<0) (**ნახ. 11. 3ბ**)**, დენს ექნება **საათის ისრის მიმართულება ($\mathcal{E}_i < 0$) და $\vec{B}'$** გააძლიერებს $\vec{B}$-ს. ანუ $\frac{d\Phi}{dt}$-ს და $\mathcal{E}_i$-ს აქვთ საწინააღმდეგო ნიშნები. საბოოლოდ გვექნება

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (11.1).$$

ეს ფორმულა აერთიანებს ფარადეის და ლენცის კანონებს და წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ძირითად კანონს: **ინდუქციის ემ ძალა ჩაკეტილ კონტურში სიდიდით ტოლია და ნიშნით საპირისპირო მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარისა კონტურით შემოსაზღვრულ ფართობში.** ამ ფორმულიდან დგინდება მაგნ. ინდუქციის ნაკადის ერთეული ვებერი (ვბ). 1 **ვებერი ისეთი მაგნიტური ნაკადია, როდესაც მისი ცვლილებისას კონტურში 1 წმ-ში აღიძვრება 1 ვოლტი ინდუქციის ემ ძალა.**



ნახ. 11.4

$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$ ფორმულა მიიღო ჰელჰოლცმა (გერმანელი) ენერგიის მუდმივობის კანონის საფუძველზე. ვთქვათ მოცემულია ***abcd*** ჩაკეტილი კონტური, რომლის ერთი ***ac*** გვერდი მოძრავია (ნახ. 11.4). როდესაც კონტური არ არის მაგნიტურ ველში, მაშინ მასში დენის გავლისას დენის წყაროს მუშაობა $dA = I\mathcal{E}dt$ dt დროში ხმარდება გამტარის გათბობას–ჯოულ-ლენცის სითბოს გამოყოფას $dQ = I^2Rdt$ და ენერგიის მუდმივობიდან $dA = dQ$. ანუ $I\mathcal{E}dt = I^2Rdt$ და $I = \frac{\mathcal{E}}{R}$, სადაც R − სრული წინაღობაა (ომის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის). როდესაც კონტური მოთავსებულია მაგ. ველში ($\vec{B}$ − მიმართულია კონტურის სიბრტყის მართობულად ჩვენგან), მაშინ კონტურის ***ac*** მოძრავ გვერდზე იმოქმედებს ამპერის ძალა და ის გადაადგილდება მარჯვნივ ***dx*** მანძილზე და დაიკავებს ***a'c'*** მდგ-ს. ამ დროს მის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა $dA' = Fdx = BIacdx = BIdS = Id\Phi\ (\alpha = 90^0)$, რადგან $dS = ac \cdot dx$ არის

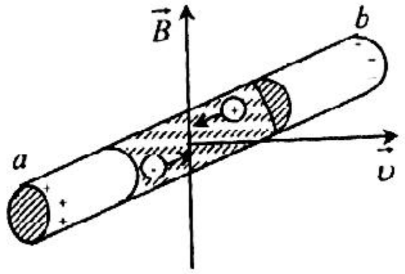
გამტარის გადაადგილებისას მის მიერ შემოწერილი ფართობი, ხოლო $d\Phi = \boldsymbol{BdS}$ ამ ფართობის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი. ე.ი. ამ დროს წყაროს მიერ შესრულებული მუშაობის ნაწილი ხმარდება გამტარების გათბობას, ხოლო ნაწილი გამტარის გადაადგილებაზე dA' მუშაობას, ანუ $dA = dQ + dA'$, ან $I\varepsilon dt = I^2Rdt + Id\Phi$ და $I = \dfrac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R}$ - ჩაკეტილი წრედის ომის კანონი. აქ არის ახალი წევრი "$-\dfrac{d\Phi}{dt}$" და სწორედ ეს არის ინდუქციის ემძ $\varepsilon_i = -\dfrac{d\Phi}{dt}$.

(11.1) ფორმულაში ნიშანი "–" ლენცის წესს გამოხატავს. როგორც ავღნიშნეთ როდესაც $\dfrac{d\Phi}{dt}$ – ნაკადი იზრდება, აღძრული ინდუქციის ემ ძალა უარყოფითია ($\varepsilon_i < 0$) და კონტურში ისეთი დენი გაივლის, რომლის მაგნიტური ველი შესასუსტებს (აკომპენსირებს) ამ ნაკადის ზრდას და პირიქით.

§2. ინდუქციის ემ ძალის აღძვრის მექანიზმი.

მისი აღძვრა ხდება ორ შემ-ში

1. **როდესაც გამტარი მოძრაობს ძალწირების მართობულ მუდმივ მაგნიტურ. ველში.** ვთქვათ l სიგრძის ლითონის ab ღერო მოძრაობს ox ღერძის გასწვრივ v სიჩქარით oz ღერძის გასწვრივ მიმართულ მუდმივ $\vec{B}$ ინდუქციის მაგნ. ველში (ნახ. 11.5). გამტარში ბმულ დადებით იონებზე (რომლებიც მოთავსემული არიან მესრის კვანძებში და უძრავნი არიან) და თავისუფალ ქაოსურად მოძრავ ელექტრონებზე, რომლებიც გამტართან ერთად



ნახ. 11. 5

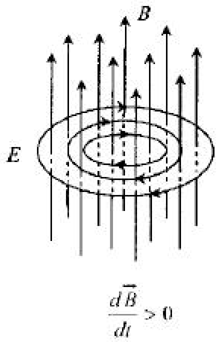
მოძრაობენ v სიჩქარით იმოქმედებს ლორენცის ძალა (მხოლოდ ელექტრონებზე) $\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}]$ ამის გამო ელექტრონები ამოძრავდებიან a-დან b-სკენ, ანუ b ბოლოზე იქნება მათი სიჭარბე, ხოლო a-ზე მათი ნაკლებობა, ანუ დადებითი მუხტების სიჭარბე. ეს კი იწვევს გამტარის ბოლოებს შორის პოტენციალთა სხვაობის წარმოქმნას (ინდუქციის ემ ძალა). მას ასე გამოვთვლით: მუხტების განცალკევება გამტარში ქმნის a-დან b-სკენ მიმართულ ელ. ველს, რომლის დაძაბულობა $E = \frac{\varphi_a - \varphi_b}{l}$. ამიტომ თითოეულ ელექტრონზე იმოქმედებს ლორენცის ძალის საპირისპირო $\vec{F} = q\vec{E}$ ელ. ძალა და როდესაც ეს ძალები ერთმანეთს გაუტოლდებიან, მყარდება წონასწორობა, ანუ $q\vec{E} = q[\vec{v}\vec{B}]$ და $\vec{E} = [\vec{v}\vec{B}]$, ან სიდიდით $E = vB$ $(\alpha = 90^0)$. ამ დროს, რადგან ლორენცის ძალა მუხტებს ამოძრავებს ელ. ძალის საწინააღმდეგოდ, არის გარე ძალა, რომლის მუშაობა ab უბანზე ერთეული დადებითი მუხტის გადაადგილებისას ემ ძალა ანუ ინდუქციის ემ ძალაა და $\varepsilon_i = \varphi_b - \varphi_a = -El = -vBl$.

რადგან გამტარის სიჩქარე $v = \frac{dx}{dt}$, ამიტომ $\varepsilon_i = -B\frac{dx}{dt} \cdot l = -B\frac{dS}{dt}$, სადაც $dS = ldx$ გამტარის მიერ dt დროში შემოწერილი ფართობია, ხოლო $BdS = d\Phi$ – ინდუქციის ნაკადი ამ ფართობში და ინდუქციის ემ ძალა ტოლი იქნება $\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt}$ (ელ.მაგნ. ინდუქციის კანონი). თუ კონტური შეკრული იქნება, მაშინ ამ შემ-ში მასში გაივლის ინდუქციური დენი.

2. **როდესაც უძრავი გამტარი მოთავსებულია ცვლად მაგნ. ველში.** ამ დროს უკვე უძრავ მუხტებზე ლორენცის ძალა აღარ იმოქმედებს. იმის გამო, რომ უძრავ მუხტებზე მოქმედებს ელ. ველი, უნდა ვივარაუდოთ, რომ ეს ველი წარმოშობილია ცვლადი მაგნ. ველის მიერ და ის მოქმედებს უძრავ მუხტებზე და განაპირობებს ინდუქციურ დენს. სწორედ ეს დასკვნა გააკეთა მაქსველმა, რომ **დროში ცვლილებისას მაგნ. ველი წარმოქმნის ელ. ველს,** რომე-

ლიც იმით განსხვავდება ელ. სტატიკური ველისაგან, რომ ის ისევე მაგნ. ველი გრიგალური ველია (რომლის ძალწირებს არც დასაწყისი აქვთ, არც დასასრული). გრიგალურ ელ. ველში (არაელ.სტატიკური – გარე ძალთა ველი) კი ჩაკეტილ კონტურში მუხტების გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა ნულის ტოლი არ არის. თუ ამ ველის დაძაბულობას თუ $\vec{E}_B$-თი ავღნიშნავთ, მაშინ მისი ცირკულაცია განსხვავებით ელ. სტატიკური ველის ცირკულაციისაგან ჩაკეტილ წრედში არ არის ნულის ტოლი და სწორედ ის არის ინდუქციის ემ ძალა $\varepsilon_i = \oint_l (\vec{E}_B d\vec{l}) = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$. აქ კერძო წარმოებული $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ იმას მიუთითებს, რომ მაგნ. ინდუქციის ნაკადი დამოკიდებულია მხოლოდ დროზე.

ე.ი. ცვლადი მაგნ. ველი ქმნის ცვლად გრიგალურ (არასტატიკურ) ელ. ველს, რომლის ძალწირების მიმართულება (რომელიც მოიცავს მაგნ. ინდუქციის წირებს ნახ. 11.6) განისაზღვრება ლენცის წესით. თუ მაგნტური ინდუქცია იზრდება ($\frac{dB}{dt} > 0$) ელ. ველის ძალწირები $\vec{B}$-ს მიმართულებასთან ქმნიან მარცხენა ხრახნს (კავშირში არიან მარცხენა ბურღის წესით).



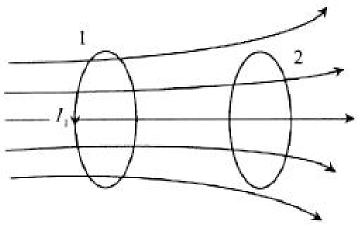
ნახ. 11.6

XII ლექცია

ურთიერთინდუქცია. თვითინდუქცია. თვითინდუქციის ემ ძალა. ინდუქციურობა. დენის მაგნიტური ველის ენერგია.

§1. ურთიერთინდუქცია.

ურთიერთინდუქცია ელ. მაგნიტური. ინდუქციის კერძო სახეა და ეწოდება **მოცემულ კონტურში დენის ცვლილების შედეგად სხვა (მეზობელ) კონტურებში ინდუქციური დენის აღძვრას.** ვთქვათ მოცემული გვაქვს ორი ერთმანეთთან ახლოს მდებარე ორი ჩაკეტილი კონტური, სადაც პირველ კონტურში გადის I_1 დენი (ნახ. 12.1). ეს დენი ქმნის B_1 მაგნ. ველს, რომლის მეორე კონტურით შემოსაზღვრულ ფართობში გამჭოლი მაგნ. ნაკადია Φ_{21}. ეს ნაკადი დამ-ბია დენზე, კონტურის ფორმაზე, ზომაზე, ურთიერთ-განლა



ნახ. 12.1

გებაზე და გარემოს მაგნ. თვისებებზე (μ). ამ I_1 დენის ცვლილებისას იცვლება Φ_{21} ნაკადიც და ელ. მაგნ. ინდუქციის კანონის თანახმად მეორე კონტურში აღიძვრება ურთიერთინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_{21} = -\dfrac{d\Phi_{21}}{dt}$ (12.1)

ნაკადის განმარტებიდან $\Phi_{21} \sim B_1$, ხოლო ბიო-სავარ-ლაპლასიდან $B_1 \sim I_1$, ანუ $\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1$. L_{21} − ს პირველი და მეორე კონტურების ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტი ან ურთიერთინდუქციურობა ეწოდება. ის დამოკიდებულია კონტურის ფორმაზე, ზომაზე, ურთიერთგანლაგებაზე და გარემოს მაგნ. თვისებებზე (μ). მაშინ

$$\mathcal{E}_{21} = -\frac{d}{dt}(L_{21}I_1) = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \qquad (12.2),$$

რადგან $L_{21} = const$. ანალოგიურად გვექნება ყველაფერი, როდესაც დენი გადის მხოლოდ მეორე გამტარში (I_2). აქ გვექნება L_{12}, $\mathcal{E}_{12}$. მტკიცდება, რომ $L_{21} = L_{12}$.

თუ (12.2)-ში $\dfrac{dI_1}{dt} = 1\dfrac{ა}{წმ}$, მივიღებთ $\mathcal{E}_{21} = -L_{21}$, ანუ ორი კონტურის ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტი რიცხობრივად იმ ემ ძალის ტოლია, რომრლიც აღიძვრება ერთერთ კონტურში, როდესაც მეორეში დენი ძალა იცვლება 1 ამპერით წამში. მისი ერთეული *SI* სისტემაში არის ჰენრი. როდესაც $\dfrac{dI_1}{dt} = 1\dfrac{ა}{წმ}$ და $\mathcal{E}_{21} = 1$ვ, მაშინ $L_{21} = 1\dfrac{ვ \cdot წმ}{ა} = 1$ჰენრი(ჰნ). ე.ი. **ჰენრი ისეთი ორი კონტურის ურთიერთინდუქციის კოეფიციენტია, რომელთაგან ერთ-ერთში დენის შეცვლა $1\dfrac{ა}{წმ}$**–ით მეორეში აღძრავს 1 ვოლტ ურთიერთინდუქცვიის ემ ძალას.

ეს მოვლენა საფუძვლად უდევს ტრანსფორმატორის მოქმედების პრინციპს.

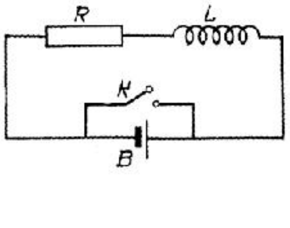
§2. თვითინდუქციის ემ ძალა. ინდუქციურობა

ელ. დენი, რომელიც გადის ჩაკეტილ კონტურში, თავის გარშემო ქმნის მაგნ. ველს, რომელიც ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად პროპორციულია დენის. ამის გამო კონტურის გამჭოლი ნაკადი პროპორციული იქნება კონტურში I დენისა ე.ი. $\Phi \sim I$. თუ კონტურის ფორმაზე, სიდიდეზე და გარემოზე დამოკიდებულ კოეფიციენტს L-ით ავღნიშნავთ, მივიღებთ $\Phi = LI$. L-ს კონტურის ინდუქციურობა ეწოდება. თუ $I = 1$, მაშინ $L = \Phi$, ანუ ინდუქციურობა რიცხობრივად იმ მაგნიტური ნაკადის ტოლია, რომელსაც მოცემულ კონტურში ერთეული დენი წარმოქმნის. მისი ერთეულია ჰენრი. ეს ისეთი კონტურის ინდუქციურობაა, რომელშიც როდესაც გადის 1 ამპერი დენი გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი იქნება 1 ვებერი. ზოგადად ინდუქციურობა დამოკიდებულია კონტურის გეომეტრიულ ფორმაზე, მის ზომებზე დ აიმ გარემოს მაგნიტურ შეღწევადობაზე, სადაც ის იმყოფება. თუ კონტურში იცვლება დენი, მაშინ შეიცვლება მისი გამჭოლი მაგნიტური ნაკადიც და მასში აღიძვრება ინდუქციის ემ ძალა. ამ მოვლენას – ინდუქციის ემ ძალის აღძვრას გამტარ კონტურში მასში დენის ცვლილებისას ეწოდება თვითინდუქცია. თვითინდუქციის ემ ძალა

$$\mathcal{E}_{is} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right). \qquad (12.3)$$

თუ კონტური არ განიცდის დეფორმაციას და მაგნ. შეღწევადობაც არ იცლება, მაშინ $L = const$ და მეორე წევრი ნულის ტოლია , ე.ი. $\mathcal{E}_{is} = -L\frac{dI}{dt}$. ნიშანი "–" ლენცის წესის თანახმად გვიჩვენებს, რომ თუ კონტურს აქვს ინდუქციურობა, მაშინ ის იწვევს დენის შენელებულ ცვლილებას. მართლაც თუ $\frac{dI}{dt} > 0$ ე.ი. იზრდება დროის მიხედვით, მაშინ $\mathcal{E}_{is} < 0$ ანუ მიმართულია დენის საწინააღმდეგოდ და ამუხრუჭებს მის ზრდას, რომელიც გარე წყაროთია განპირობებული. თუ დენი მცირდება $\frac{dI}{dt} < 0$, მაშინ $\mathcal{E}_{is} > 0$ და თვითინდუქციის ემ ძალა მიმართულია დენის მხარეს და ხელს უშლის მის შემცირებას. აქტიურად კონტური იძენს თავისებურ ელექტრულ ინერციულობას. მაშასადამე L არის დენის ცვლილების მიმართ კონტურის ინერციულობის ზომა. აქედან ასევე დგინდება ინდუქციურობის ერთეული–ჰენრი. 1ჰნ=1 ვ·1წმ/1ა ე.ი. **ჰენრი არის ისეთი კონტურის ინდუქციურობა, რომელშიც აღიძვრება 1ვ-ის ტოლი თვითინდუქციის ემ ძალა, თუ მასში დენი 1 წმ-ში 1 ამპერით იცვლება.**

ლენცის კანონის თანახმად თვითინდუქციის გამო გამტარში აღძრული დამატებითი დენი ისეა მიმართული, რომ ხელს უშლის წრედში დენის ცვლილებას. ამის გამო წრედის



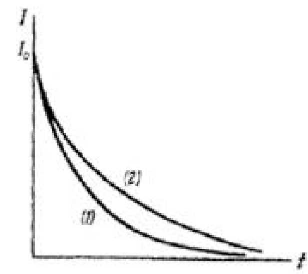
ჩართვისას დენის ზრდა და გამორთვისას დენის შემცირება ხდება

არა მყისიერად, არამედ თანდათანობით. განვიხილოთ დენის ძალის ცვლილება წრედის გამორთვისას (ნახ. 12.2), რომელიც შედგება $\mathcal{E}$ ემ

ნახ. 12.2 ძალის დენის წყაროს, L ინდუქციურობის კოჭას და R ომური წინაღობისაგან. გამორთვისას დენის ძალა წრედში მცირდება, მისი მაგნიტური ველიც მცირდება, ე.ი. აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_i = -L\dfrac{dI}{dt}$ და ე.წ. გამორთვის ექსტრადენი $I = \dfrac{\mathcal{E}_i}{R} = -\dfrac{L}{R}\dfrac{dI}{dt}$, ანუ $IR = -L\dfrac{dI}{dt}$ (ომის კანონი) რომელსაც ძირითადი დენის თანხვდენილი მიმართულება აქვს. განტ-დან გვაქვს $\dfrac{dI}{dI} = -\dfrac{R}{L}dt$. ინტეგრებიდან $lnI = -\dfrac{R}{L}t + lnC$. C ინტეგრების მუდმივაა. აქედან $I = Ce^{=\frac{R}{L}t}$. როცა $t = 0$, მაშინ $C = I_0$ და

$$I = I_0e^{-\frac{R}{L}t} \qquad (12.4).$$

მაშასადამე წრედის განრთვისას დენი მცირდება ექსპონენციალურად I_0 -დან 0-მდე (ნახ. 12.3). (12.4) ფორმულიდან ჩანს, რომ დენის შემცირება გამორთვისას მით უფრო ნელა ხდება რაც მცირეა R და დიდია L (2) და პირიქით (1) ($\dfrac{R_2}{L_2} < \dfrac{R_1}{L_1}$). წრედის ჩართვის მომენტში დენი უცბად არ აღწევს მუდმივ $\dfrac{\mathcal{E}}{R}$ მნიშ-ს, არამედ იზრდება თანდათანობით. ამავე



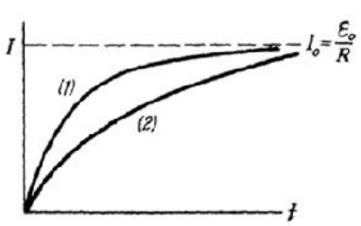
ნახ. 12.3

დროს იზრდება მაგნ. ნაკადიც და აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა და თვითინდუქციის ე.წ. ჩართვის ექსტრადენი. მისი კანონი ახლა ასე ჩაიწერება: $IR = \mathcal{E} - \mathcal{E}_i$, ან $IR = \mathcal{E} - L\dfrac{dI}{dt}$. აქედან $\dfrac{dI}{dt} + \dfrac{R}{L}I = \dfrac{\mathcal{E}}{R}$.

საბოლოოდ შესაბამისი მათემატიკური გარდაქმნებით მივიღებთ:

$$I = I_0(1 - e^{-\frac{R}{L}t}), \qquad (12.5)$$

სადაც $I_0 = \dfrac{\mathcal{E}}{R}$ დენის უდიდესი მნიშვნელობაა. აქაც დენის ზრდა მით უფრო ნელა მიმდინარეობს, რაც მეტია L და ნაკლებია R (1) და პირიქით (2) ($\dfrac{R_2}{L_2} < \dfrac{R_1}{L_1}$) (ნახ. 12.4).



ნახ. 12.4

§3. დენის მაგნიტური ველის ენერგია

დენიანი გამტარის გარშემო არსებობს მაგნიტური ველი, ე.ი. დენის ენერგიის ნაწილი მიდის მაგნიტური ველის შექმნაზე, რომელიც ასვე ენერგიის მატარებელია. ამიტომ მაგნიტური ველის ენერგია იმ მუშაობის ტოლია, რომელსაც ხარჯავს დენი ამ ველის შექმნაზე. ვიცით კონტურში $\Phi = LI$.. თუ დენი დენი შეიცვალა dI $-$ით, მაშინ $d\Phi = LdI$. მაგრამ მაგნიტური ნაკადი რომ შევცვალოთ $d\Phi$ $-$თი ამისთვის უნდა შევასრულოთ მუშაობა $dA = Id\Phi = ILdI$ **(მართლაც l სიგრძის დენიან გამტარზე, რომელიც მოთავსებულია ერთგვაროვან ნახაზის სიბრტყის მართობულ B ინდუქციის მაგნ. ველში ამპერის ძალის მოქმედების შედეგად მაგ. ველის მიერ შესრულებული მუშაობა გამტარის გადაადგილებაზე ასე გამოითვლება: ვთქვათ ამ გამტარს თავისუფლად შეუძლია გადაადგილება. მაშინ ამპერის ძალა [$F = BIL$ $(\sin\alpha = 1)$], რომლის მიმართულება მარცხენა ხელის წესის თანახმად ნაჩვენებია ნახაზზე თავის თავის პარალელურად dx მანძილზე შესარულებს მუშაობას $dA = F \cdot dx = BIldx = BIdS = Id\Phi$ $(BdS = d\Phi)$** და მთელი მუშაობა ნაკადის შექმნაზე ტოლი იქნება $A = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2}$. შესაბამისად ეს მუშაობა არის დენის მაგნ. ველის ენერგიის ზომა

$$W_{მ} = \frac{LI^2}{2}. \qquad (12.6)$$

თუ ამ ფორმულას შევადარებთ კინეტიკური ენერგიის ფორმულას ($W = \frac{mv^2}{2}$), ვასკვნით, რომ L ინდუქციურობა ელექტრომაგნიტურ მოვლენებში ისეთივე როლს ასრულებს როგორც m მასა მექანიკურ მოვლენებში, ანუ როგორც ავღნიშნეთ ინდუქციურობა ელექტრული წრედის (დენის მაგნიტური ველის) ინერტულობის ზომაა. მართლაც, როგორც მასა ეწინააღმდეგება სიჩქარის ცვლილებას, ისე ინდუქციურობა ეწინააღმდეგება დენის ცვლილებას.

ან მეორენაირად: ჩავწეროთ ომის კანონი ჩაკეტილი წრედისათვის. წრედის ჩართვის მომენტიდან, ვიდრე დენის ძალა არ მიაღწევს მუდმივ I მნიშ-ს, მასში გარდა დენის წაყროს $\mathcal{E}$ ემ ძალისა მოქმედებს თვითინდუქციის ემ ძალა $\mathcal{E}_{is} = -L\frac{dI}{dt}$ და დენის ძალა წრედში

იქნება
$$I = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_{is}}{R} = \frac{\mathcal{E} - L\frac{dI}{dt}}{R}. \qquad (12.7)$$

გავამრავლოთ $IRdt$ $-$ზე, გვექნება $I^2Rdt = I\mathcal{E}dt - LIdI$, ან $I\mathcal{E}dt = I^2Rdt + LIdI$. ეს არის ფაქტიურად ენერგიის მუდმივობის კანონი. ბოლო ფორმულიდან ჩანს, რომ დროის $(0 - dt)$ შუალედში წყაროს მიერ შესრულებული $I\mathcal{E}dt$ მუშაობის ნაწილი ხმარდება ჯოულის I^2Rdt სითბოს გამოყოფას, ნაწილი კი ხმარდება დენის ძალის გაზრდას dI სიდიდით და ეს

მუშაობა ტოლია $dA = LIdI$. აქედან სრული მუშაობა დენის გასაზრდელად ნულიდან მაქსიმალურ I მნიშ-მდე ტოლია $A = \int dA = \int_0^I LIdI = \frac{LI^2}{2}$ (12.8).

ვინაიდან დენის გაზრდისას იზრდება მისი მაგნიტური ველი, ამიტომ ჩავთვალოთ, რომ ეს მუშაობა წარმოადგენს დენის მაგნ. ველის შექმნაზე შესრულებულ დადებით მუშაობას, ანუ დენის მაგნ. ველის ენერგიის ზომას

$$W_{\text{მ}} = A = \frac{LI^2}{2} \qquad (12.9).$$

წრედის განრთვისას დენი ისპობა და დენის მომარაგებული ენერგია ამა თუ იმ სახით მჟღავნდება საკმაოდ ძლიერ ნაპერწკალში, რომელიც წარმოიქნება დიდი ინდუქციურობის წრედში.

XIII ლექცია

მაგნეტიკები: პარამაგნიტური, დიამაგნიტური და ფერომაგნიტური სხეულები. დამაგნიტების ვექტორი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა. ელექტრონების და ატომების მაგნიტური მომენტი. პარამაგნეტიზმის, დიამაგნეტიზმის და ფერომაგნეტიზმის ბუნება.

§1. მაგნეტიკები: პარამაგნიტური, დიამაგნიტური და ფერომაგნიტური სხეულები. დამაგნიტების ვექტორი. ნივთიერების მაგნიტური შეღწევადობა.

ბუნებაში არსებული ყველა სხეული გარეშე მაგნ. ველში შეტანისას მაგნიტდება და იწვევს მის ცვლილებას. მაგნ. აქტიურ სხეულებს მაგნეტიკებს უწოდებენ. არსებობენ სუსტ-მაგნიტური – პარამაგნეტიკები და დიამაგნეტიკები) და ძლიერმაგნიტური (ფერიტები, რომლებსაც ნახევარგამტარული თვისებებიც აქვთ და ფერომაგნიტური) სხეულები.

როგორც ცნობილია დიელექტრიკი ელ. სტატიკურ ველში შეტანისას პოლარიზდებოდა – მის ზედაპირზე წარმოიქმნებოდა ბმული მუხტები, რომლებიც ქმნიდნენ თავის ელ. სტატიკურ ველს და ჯამური დაძაბულობა დიელექტრიკის შიგნით ტოლი იყო $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$, სადაც $\vec{E}_0$ თავისუფალი მუხტების (გარე ველის) მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობაა, ხოლო $\vec{E}'$ დიელექტრიკის ბმული მუხტების მიერ შექმნილი.

ანალოგიურად მაგნეტიკის გარეშე მაგნიტურ ველში შეტანისას ის მაგნიტდება და ის აღძრავს საკუთარ მაგნ. ველს, რომელიც იკრიბება გარეშე მაგნ. ველთან და ცვლის მას. ჯამური ველის ინდუქცია სხეულის შიგნით სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად ტოლი იქნება $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$, სადაც $\vec{B}_0$ გარეშე მაგნ. ველის ინდუქციაა, $\vec{B}'$-მაგნეტიკის მიერ შექმნილი. ვინაიდან $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ ($\vec{H}$ – მაგნ. ველის დაძაბულობაა), ამიტომ $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{B}'$. $\vec{B}'$-ს შეიძლება ჰქონდეს $\vec{B}_0$-ის გარე მაგნ. ველის როგორც საწინააღმდეგო (ასუსტებენ გარე მაგნ. ველს – დიამაგნეტიკები), ისე თანხვდენილი (აძლიერებენ – პარამაგნეტიკები) მიმართულება. მაგნ. ველის არარსებობის შემ-ში ეს სხეულები მაგნიტურ თვისებებს არ ამჟღავნებენ. ასევე ამ სხეულებისთვის $\vec{B}'$ მცირეა $\vec{B}_0$-თან შედარებით. პარამაგნეტიკებიდან გამოიყოფა მცირერიცხოვანი ჯგუფი სხეულებისა – ფერომაგნეტიკები, რომელთათვისაც $\vec{B}' >> \vec{B}_0$ (მაგ. რკინისთვის), რაც ამ სხეულების შეტანისას მაგნ. ველში იწვევს ველის მკვეთრ ზრდას.

სხეულის მაგნიტური თვისებების დასახასიათებლად შემოღებულია დამაგნიტების ვექტორი. დამაგნიტების ვექტორი ეწოდება მაგნეტიკის ერთეულ მოცულობაში მოთავსებულ მოლეკულათა მაგნიტური მომენტების ჯამს ანუ ის ახასიათებს სხეულში არსებული მიკრო-დენების მიერ შექმნილ მაგნიტურ ველს:

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \vec{P}_{mi}}{\Delta V}, \qquad (13.1)$$

სადაც $\vec{P}_{mi}$ i – ური მოლეკულის მაგნ. მომენტია, ხოლო N მოლეკულების რიცხვი ΔV მოცულობაში. უნდა ჩავთვალოთ, რომ ველი მუდმივია და მაგნეტიკი ერთგვაროვანი და იზოტროპიულია, მაშინ ყველა მოლეკულის $\vec{P}_m$ მაგნ. მომენტი ერთნაირია და

$\sum_{i=1}^{N}\vec{P}_{mi} = N\vec{P}_m$. აქედან $$\vec{P} = \frac{N\vec{P}_m}{V} = n\vec{P}_m \qquad (13.2),$$

სადაც $n = \frac{N}{V}$ მოლეკულების კონცენტრაციაა.

დამაგნიტების ვექტორის ერთეული SI სისტემაში არის ა/მ (ამპერი მეტრზე).

ვინაიდან სხეულის დამაგნიტება შედეგია მიკროდენებზე გარეშე მაგნ. ველის ($\vec{H}$) მოქმედებისა, ამიტომ დამაგნიტების ხარისხი ($\vec{P}$) დამოკიდებული იქნება ამ ველის სიდიდეზე. სუსტმაგნიტური სხეულებისთვის ამ ორ სიდიდეს შორის წრფივი პროპორციული დამოკიდებულებაა: $\vec{P} = k_m\vec{H} = \frac{k_m}{\mu_0}\vec{B}_0$. k_m – პროპორციულობის კოეფიციენტს ნივთიერების **მაგნიტური ამთვისებლობა ან დამაგნიტების კოეფიციენტი** ეწოდება. მას განზომილება არ აქვს და დამოკიდებლია ნივთიერების გვაროზაზე. პარამაგნეტიკებისთვის ის დადებითია ($k_m > 0$), დიამაგნეტიკებისთვის უარყოფითი ($k_m < 0$). ამასთან არსებობს გარკვეული კავშირი დამაგნიტების ($\vec{P}$) ვექტორსა და დამაგნიტებული სხეულის (მაგნეტიკის) საკუთარ (მიკროდენების) $\vec{B}'$ მაგნ. ველს შორის. ამ კავშირის მისაღებად დავუშვათ ცილინდრული ფორმის მაგნეტიკი შეგვაქვს გრძელი სოლენოიდში, რომლის შიგნით ველი ერთგვაროვანია ($\vec{B}_0 = const$). ამ დროს სხეულის მსახველი მაგნ. ველის პარალელურია. სოლენოიდის ველის გავლენით მაგნეტიკის წრიული მოლეკულური დენების მაგნიტური მომენტები ორიენტირებდიან ცილინდრის ღერძის გასწვრივ, წრიული დენები კი ღერძის მართობულად. მაგნეტიკის რაიმე კვეთაში ყველა მოლეკური დენი ერთნაირია, რის გამოც ისინი ერთმანეთს აბათილებენ და გვრჩება მხოლოდ კვეთის გარე კონტურზე დენები. ე.ი. სხეულის საკუთარი მაგნ. ველი შექმნილია ღერძის მართობული ცილინდრის გარე ზედაპირზე გამავალი დენებით. თუ ერთ-ერთი წრიული დენის სიდიდე არის I', ხოლო ცილინდრის ერთეულ სიგრძეზე მათი რიცხვი n – ია, მაშინ სოლენოიდის მაგნ. ველის ინდუქციის სოლენოიდის ღერძზე გამოსათვლელი ფორმულის ($B' = \mu_0 nI$, სადაც n არის ხვიათა რიცხვი სოლენოიდის სიგრძის ერთეულზე, I – სოლენოიდში დენი). ანალოგიურად გვექნება $B' = \mu_0 nI'$. ასევე რადგან მაგნეტიკის მცირე ელემენტის მოცულობა $\Delta V = S\Delta l$-ის ტოლია, ხოლო წრიულ დენთა რაოდენობა ამ მცირე Δl ელემენტზე არის $n\Delta l$, ამიტომ მი-

სი მაგნ. მომეტი ტოლი იქნება $\left|\sum_{i=1}^{N}\vec{P}_{mi}\right| = n\Delta l I' S$ და დამაგნიტების ვექტორის სიდიდე გამო-

დის $\quad P = \dfrac{\left|\sum_{i=1}^{N}\vec{P}_{mi}\right|}{\Delta V} = \dfrac{n\Delta l I' S}{S\Delta l} = nI' \qquad (13.3).$

მაშინ $B' = \mu_0 nI$ და $P = nI'$ შედარებიდან გვექნება $B' = \mu_0 P$, ან ვექტორულად

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{P}. \qquad (13.4)$$

ამის გათვალიწინებით გვექნება: $\vec{B}' = \mu_0 \vec{P} = \mu_0 \dfrac{k_m}{\mu_0}\vec{B}_0 = k_m \vec{B}_0$. მაშინ

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0(1 + k_m) = \mu\vec{B}_0 \qquad (13.5).$$

უგანზომილებო სიდიდეს $\mu = 1 + k_m$ ნივთიერების **ფარდობითი მაგნიტური შეღწევადობა** ეწოდება. ის გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ მეტია (ან ნაკლებია) მაკროდენის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის ინდუქცია მოცემულ ნივთიერებაში $(\vec{B})$ ვიდრე სიცარიელეში $(\vec{B}_0)$.

დიამაგნიტური სხეულებისთვის $k_m < 0$ და $\mu < 1$. პარამაგნეტიკებისთვის $k_m > 0$ და $\mu > 1$. რადგან $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, ამიტომ $\qquad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \qquad (13.6).$

აქედან ჩანს, რომ თუ გვეცოდინება მაკროდენების მაგნ. ველი და გარემოს მაგნ. შეღწევადობა, შეიძლება $\vec{B}$-ს განსაზღვრა მიკროდენების ველის ცოდნის გარეშე.

§2. ელექტრონების და ატომების მაგნიტური მომენტი.

ატომი შედგება დადებითი ატომბირთვისა და მის ირგვლივ დიდი სიჩქარით მბრუნავი ელექტრონებისაგან. ელექტრონების მოძრაობა ტოლფასია წრიული დენიანი კონტურისა, რომელიც ქმნის ორბიტალურ მაგნიტურ მომენტს. მართლაც თუ m მასისა და e მუხტის მქონე ელექტრონის ბრუნვისას დადებითი ბირთვის გარშემო, განაპირობებს წრიულ დენს, მაშინ მას აქვს ორბიტალური მაგნ. მომენტი $p_0 = IS$, სადაც I დენის ძალაა, S ორბიტის ფართობი. თავის მხრივ $I = e\nu$, სადაც $\nu = \frac{1}{T}$ ბრუნთა რიცხვია ერთ წამში, ხოლო $S = \pi r^2$ (r – ორბიტის რადიუსია). ელექტრონის წრიული სიჩქარე $v = 2\pi r\nu \Rightarrow \nu = \frac{v}{2\pi r}$ და $p_0 = e\frac{v}{2\pi r}\cdot\pi r^2 = \frac{evr}{2}$. ასევე მას გააჩნია ორბიტული მექანიკური მომენტი ($L_0 = m[\vec{r}\cdot\vec{v}]$), რომლის მიმართულება მაგნ. მომენტის საპირისპიროა.

ამას გარდა ელექტრონი ბრუნავს საკუთარი ღერძის ირვლივ და თვლიდნენ, რომ მას გააჩნია შესაბამისი სპინური მაგნიტური $p_s = \frac{eh}{4\pi m}$ და მექანიკური L_S მომენტი). შემდეგ აღმოჩნდა, რომ სპინის შესახებ წარმოდგენა თითქოს ის დაკავშირებული იყო ელექტრონის ბრუნვასთან საკუთარი ღერძის გარშემო, არასწორია და სპინი არის ელექტრონისთვის ისეთივე თვისება, როგორ მასა და მუხტი. ორბიტული და სპინური მაგნ. მომენტების ჯამს ელექტრონის სრული მაგნიტური მომენტი ეწოდება. ანუ ვექტორულად ატომის ან მოლეკულის ყველა ელექტრონის მაგნ. მომენტების ჯამს (ბირთვული მომენტები უგულებელყოფილია), ატომის ან მოლეკულის მაგნიტური მომენტი ეწოდება: $\vec{P}_a = \sum_{i=1}^{n}\vec{p}_{oi} + \sum_{i=1}^{n}\vec{p}_{si}$ (13.7).

§3. პარამაგნეტიზმის, დიამაგნეტიზმის და ფერომაგნეტიზმის ბუნება.

ზოგადად იმის და მიხედვით თუ როგორია ატომში შემავალი ელექტრონების მაგნ. მომენტების (როგორც ორბიტალურის, ასევე სპინურის) ორიენტაცია, ატომის მაგნიტური მომენტი იქნება ნულისგან განსხვავებული, ან ნულის ტოლი. შესაბამისად ნივთიერებები იყოფა ორ ჯგუფად:

ა) ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური მომენტები ნულისგან განსვავებულია.

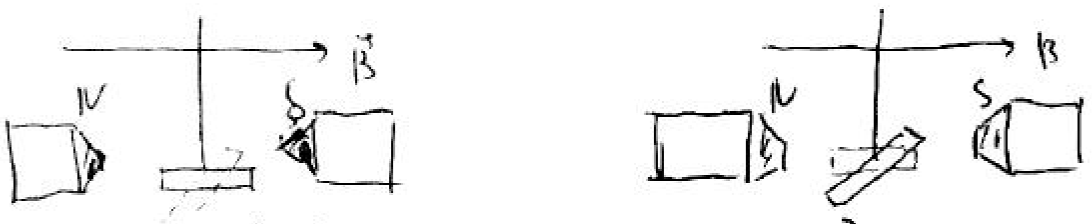
ასეთი ნივთიერებებისთვის გარეშე მაგნ. ველის არარსებობის შემ-ში ეს მომენტები ქაოსურად ორიენტირებული არიან და ერთმანეთს აბათილებენ, ამიტომ სხეული მაგნ. თვისებებს არ ამჟღავნებენ. გარეშე (მაკროდენის) მაგნ. ველში ისინი ისე ორიენტირდებიან, რომ სხეული იძენს მაკრო მაგნ. მომენტს – იგი მაგნიტდება და ქმნის საკუთარ მაგნ. ველს $\vec{B}'$, რომელიც მიმართულებით ემთხვევა გარეშე $\vec{B}_0$ ინდუქციის მიმართულებას და აძლიერებს მას. სხეული **პარამაგნიტურია** (ტუტე ლითონები, იშვიათმიწათა ლითონები, Cr, Mn, Pt და ა.შ.). მათთვის k_m [$\mathbf{0}$ და « [$\mathbf{1}$.

ბ) ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური მომენტები ნულის ტოლია.

ამ დროს ცალკეული ელექტრონების მაგნ. მომენტები ისე არიან ორიენტირებული, რომ ერთმანეთს აბათილებენ. ასეთი ნივთიერების მაგნ. ველში შეტანისას თვითოელ ელექტრონზე მოქმედებს ლორენცის ძალა, რაც ტოლფასია წრიული დენის წარმოქმნისა, რომლის მიმართულება ლენცის წესის თანახმად ისეთია, რომ მისი შესაბამისი მაგნიტური მომენტი ყოველთვის გარე მაგნ. ველის საწინააღმდეგოდაა მიმართული. ამ დროს სხეულის საკუთარი მაგნ. ველის ინდუქცია $\vec{B}'$ გარეშე $\vec{B}_0$ ინდუქციის საპირისპიროა და ამცირებს მას. სხეული დიამაგნიტურია (წყალი, მინა ფაიფური, ტყვია, ნაშირბადი, გერმანიუმი, სპილენძი, ვერცხლი, ოქრო, თუთუა და სხვა). მათთვის k_m Y $\mathbf{0}$ და « Y $\mathbf{1}$.

როგორც პარამაგნიტური, ასევე დიამაგნიტური სხეულები მიეკუთვნებია სუსტ მაგნ. ნივთიერებათა კლასს. მათთვის $k_m \sim 10^{-4}$ და $|k_m| \sim 10^{-6}$ რიგისაა და « ~ 1, ანუ $B \sim B_0$, ანუ ამ სხეულებში მაგნ. ველის ინდუქცია უმნიშვნელოდ განსხვავდება ვაკუუმში ინდუქციისაგან.

სახელწოდებები “პარამაგნიტური” და “დიამაგნიტური” დაკავშირებულია იმ ცდისეულ ფაქტთან, რომ ძაფზე დაკიდებული პარამაგნიტური ნივთიერებისგან დამზადებული ღერო მაგნ. ველში დგება ველის გასწვრივ (“პარა”–გასწვრივ ნახ. 13.1 ა), ხოლო დიამაგნიტური მის მართობულად (“დია” – განივად ნახ. 13.1 ბ).



ა - პარა   ბ - დია

ნახ. 13.1

ზოგადად პარამაგნიტურია ნივთიერებები, რომლებიც შეიზიდებიან ძლიერ მაგნ. ველში, ხოლო დიამაგნიტური ნივთიერებებვი პირიქით გამოიზიდებიან.

პარამაგნიტური სხეულებიდან გამოიყოფა მცირერიცხოვანი ჯგუფი სხეულებისა, რომელთა მიერ შექმნილი მაგნ. ველი ასჯერ და ათასჯერ შეიძლება სჭარბობდეს გარეშე მაგნ. ველს. ასეთ სხეულებს ფერომაგნეტიკები ეწოდებათ (რკინა, ნიკელი, კობალტი, ტიტანი, მთელი რიგი შენადნობები და სხვა). მათთვის $\boldsymbol{k_m}$ აღწევს 10^3 – 10^5 სიდიდეს, ხოლო « [[**1** (მაგ. რკინისთვის « ù **5000** , პერმალოისთვის (78% $\boldsymbol{Ni}$ +22% $\boldsymbol{Fe}$)) « ù **100000**).

საერთოდ ფერომაგნეტიზმი თავს იჩენს მხოლოდ კრისტალურ მდგ-ში. მათთვის არსებობს განსაკუთრებული ტემპერატურა, ე.წ. **კიურის წერტილი** (მაგ. რკინისთვის $770°C$), რომლის ზევითაც ისინი კარგავენ ფერომაგნიტურ თვისებებს და გადაიქცევიან ჩვეულებრივ პარამაგნეტიკად.

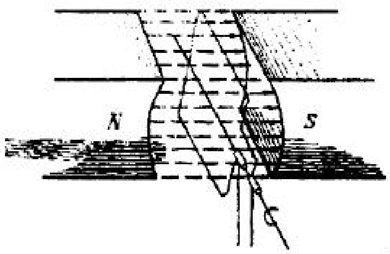
ფერომაგნეტიზმის ბუნების ასახსნელად ფრანგმა ვეისმა წამოაყენა ჰიპოთეზა, რომლის თანახმად ყოველი ფერომაგნეტიკი კიურის ტემპერატურაზე დაბლა იყოფა მცირე სიდიდის არეებად (≈10^{-2} სმ) (დომენებად). როდესაც გარე მაგნ. ველი არა გვაქვს ამ ცალკეული დომენების მაგნ. მომენტები ორიენტირებული არიან ქაოსურად და ერთმანეთს აწონასწორებენ, ანუ ჯამური მომენტი ნულის ტოლია. გარე მაგნ. ველში ორიენტირდებიან არა ცალკეული ატომების მაგნ. მომენტები (როგორც პარამაგნეტიკებშია), არამედ სპონტანური დამაგნიტების მთელი არეები და სხეული ხდება ერთი მთლიანი დომენი (ანუ დომენებს შორის ხდება საზღვრების გადაადგილება და მოცულობის შეცვლა და სხეული მაგნიტდება). მაგნ. ველის შემცირებისას ნულამდე ფერომაგნეტიკები ინარჩუნებენ ნარჩენ მაგნეტიზმს, რადგან სითბური მოძრაობა არ აძლევს საშუალებას მაგნ. დომენების სწრაფ დეზორიენტირებას. კიურის ტემპერატურის ზევით დომენების სტრუქტურა ირღვევა. დომენების არსებობა დამტკიცებულ იქნა ექსპერიმენტალურად. ასევე ფრენკელისა და ჰაიზენბერგის მიერ დამტკიცებული იქნა, რომ ელექტრონების მხოლოდ სპინური და არა ორბიტული მაგნ. მომენტები განაპირობებს ფერომაგნეტიზმს.

XIV ლექცია

ცვლადი დენი. ცვლადი დენის მიღება. ცვლადი დენის სრული წრედი. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში. დენის ძალის, ძაბვის, ემ ძალის ეფექტური მნიშვნელობა.

§1. ცვლადი დენის მიღება, ცვლადი დენის სრული წრედი.

დენს, რომლის სიდიდე და მიმართულება პერიოდულად იცვლება, ცვლადი დენი ეწოდება. მის მიღება შეიძლება ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენაზე დაყრდნობით, რათა მექანიკური ენერგია გარდავქმნათ ელექტრული დენის ენერგიად.



ნახ. 14.1

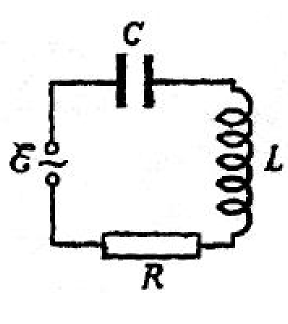
ვთქვათ $\boldsymbol{B}$ ინდუქციის მუდმივ ერთგვაროვან მაგნ. ველში ველის მართობული ღერძის ირგვლივ მუდმივი ω კუთხური სიჩქარით ბრუნავს თანაბრად ბრუნავს მართკუთხა გამტარი ჩარჩო, რომელიც შემოსაზღვრავს $\boldsymbol{S}$ ფართობს (ნახ. 14.1). ბრუნვის დროს განუწყვეტილ იცვლება ჩარჩოს ფართობის გამჭოლი მაგნ. ინდუქციის ნაკადი, რის შედეგად ამ კონტურში აღიძვრება ინდუქციის ემ ძალა, რომლის სიდიდე და მიმართულება სინუსოიდურად იცვლება. ეს კი იწვევს ინდუქციური ცვლადი დენის აღძვრას. საწყის მომენტში ($t=0$) ხვიის სიბრტყე მართობულია მაგნ. ინდუქციის წირების და კუთხე $\vec{B}$ − სა და ჩარჩოს ნორმალს შორის $\varphi=0$. ამ დროს მისი გამჭოლი ნაკადი მაქსიმალურია და ტოლია $\Phi_0=BS$. ჩარჩოს ბრუნვისას ω კუთხური სიჩქარით, ჩარჩო t დროში შემობრუნდება $\varphi=\omega t$ კუთხით ნაკადი შეიცვლება $\Phi=\Phi_0 cos\varphi=BS\,cos\varphi=BS\,cos\,\omega t$ (14.1)

კანონით, ამიტომ $\varepsilon=-\dfrac{d\Phi}{dt}=\omega BS\,sin\,\omega t=\varepsilon_0\,sin\,\omega t$, (14.2)

სადაც $\varepsilon_0=BS\omega$ ინდუქციური ემ ძალის ამპლიტუდაა, ხოლო ε მყისი მნიშ-ბა. შესაბამისად ინდუქციური მყისი დენის მნიშ-ბა ტოლი იქნება: $i=\dfrac{\varepsilon}{R}=\dfrac{\varepsilon_0}{R}sin\,\omega t=I_0\,sin\,\omega t$. (14.3)

აქ $I_0=\dfrac{\varepsilon_0}{R}$ ცვლადი დენის ამპლიტუდაა, ხოლო R ჩარჩოს წინაღობა. როგორც ვხედავთ დენის ძალა იცვლება სინუსოიდურად, ჰარმონიული კანონით. ω − ს ცვლადი დენის წრიული ანუ ციკლური სიხშირე ეწოდება. $\omega=2\pi\nu=\dfrac{2\pi}{T}$, სადაც ν − ცვლადი დენის სიხშირეა ($\nu=50$ ჰც ტექნ. დენებისთვის, აშშ-ში $\nu=60$ ჰც), ხოლო T − პერიოდი.

ომის და კირხჰოფის კანონები ასევე მართებულია ცვლადი დენისა და ძაბვისათვის, თუ მათი ცვლილება არ ხდება ძალიან სწრაფად. ცვლადი დენის სრული წრედი შეიცავს ცვლადი დენის წყაროს, L − ინდუქციურობის კოჭას, C − ტევადობის კონდენსატორს და R − ომურ (აქტიურ)



წინაღობას (ნახ.). ვთქვათ წყაროს ემ ძალა იცვლება კანონით $\varepsilon=\varepsilon_0 \sin\omega t$. კირხჰოფის II კანონის გამოყენებით (ვითვალიწინებთ U – არის ძაბვა კონდენსატორის შემონაფენებზე, IR – ძაბვის ვარდნაა ომურ წინაღობაზე, ხოლო კოჭაში დენის ცვლილებისას აღიძვრება თვითინდუქციის ემ ძალა $\varepsilon_i=-L\frac{dI}{dt}$) მივიღებთ, რომ

$$IR+U=\varepsilon_0 \sin t-L\frac{dI}{dt} \qquad (14.4),$$

რომლის დროით გაწარმოების შემდეგ ($U=\frac{q}{C}$, $I=\frac{dq}{dt}$) მივიღებთ მეორე რიგის არაერთ-გვაროვან დიფერენციალურ განტ-ს: $$L\frac{d^2I}{dt^2}+R\frac{dI}{dt}+\frac{1}{C}I=\varepsilon_0 \sin\omega t, \qquad (14.5),$$

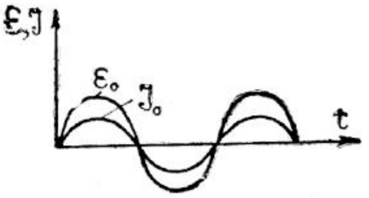
რომლის კერძო ამონახსნია $$i=I_0 \sin(\omega t-\varphi). \qquad (14.6)$$

აქ დენის ძალის ამპლიტუდა $$I_0=\frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2+(L\omega-\frac{1}{C\omega})^2}}, \quad tg\varphi=\frac{L\omega-\frac{1}{C\omega}}{R}, \qquad (14.7)$$

ხოლო ფაზათა სხვაობა დენსა და ემ ძალას შორის ტოლია $\varphi=arctg\frac{L\omega-1/C\omega}{R}$.

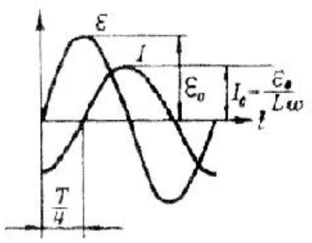
განვიხილოთ კერძო შემთ-ვები:

ა) **ომური წინაღობა ცვლადი დენის წრედში** – $R\neq 0, L=0, C=\infty$. უკანასკნელი



გამოდის იქიდან, რომ თუ კონდენსატორს შევცვლით გამტარით, მაშინ შემონაფენები ერთმანეთს ეხება, მათ შორის მანძილი $d\to 0$ და ტევადობა $C=\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}\to\infty$. მაშინ ზემოთმოყვანილი ფორმულებიდან გვექნება $\varphi=0$ და $i=\frac{\varepsilon}{R}=\frac{\varepsilon_0 \sin\omega t}{R}=I_0 \sin\omega t$, სადაც $I_0=\frac{\varepsilon_0}{R}$ ცვლადი დენის ამპლიტუდაა. აქედან ჩანს, რომ დენი და ემ ძალა ერთნაირ ფაზაში იცვლებიან-ერთდროულად იღებენ როგორც მაქსიმალურ, ისე მინიმალურ მნიშ-ბებს. ომის კანონი ისეთივე სახისაა, როგორც მუდმივი დენის დროს, მხოლოდ აქ წინაღობას უკვე აქტიური წინაღობა ეწოდება. აქტიური იმიტომ რომ, მასზე ხდება ძაბვის ვარნა და ჯოულის სითბოს გამოყოფა (მოიხმარს ენერგიას).

ბ) **ინდუქციურობა ცვლადი დენის წრედში** – $R=0, L\neq 0, C=\infty$. (14.7)-დან გვექნება $I_0=\frac{\varepsilon_0}{L\omega}$



და $tg\varphi=\frac{L\omega}{R}=\infty$ და $\varphi=\frac{\pi}{2}$. ე.ი. აქ დენის ცვლილება ემ ძალის ცვლილებას ჩამორჩება $\frac{\pi}{2}$ ფაზით, ანუ დროში $\frac{T}{4}$ – ით

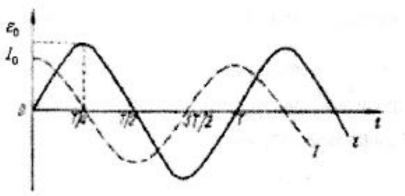
$$i = I_0 \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}), \qquad (14.8)$$

რაც აიხსნება კოჭაში ცვლადი დენის გავლისას თვითინდუქციის ემ ძალის აღძვრით, რომელიც ლენცის კანონის თანახმად ეწინააღმდეგება წრედში დენის ცვლილებას. წინაღობის როლს აქ ასრულებს $R_L = L\omega$ სიდიდე, რომელსაც ინდუქციური (რეაქტიული) წინაღობა ეწოდება. ამ წინაღობაში ჯოულის სითბო არ გამოიყოფა, განსხვავებით აქტიური წინაღობისგან. მუდმივი დენისთვის $\omega = 0$ და $R_L = 0$.

გ) **ტევადობა ცვლადი დენის წრედში**, ე.ი. $R = 0, L = 0, C \neq \infty$. აქაც (14.7)-დან გვექნება $I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\frac{1}{C\omega}}, tg\varphi = -\frac{\frac{1}{C\omega}}{R} = -\infty$ და $\varphi = -\frac{\pi}{2}$. აქ ემ ძალა (ძაბვაც) ჩამორჩება დენს $\frac{\pi}{2}$ ფაზით ანუ დროში $\frac{T}{4}$-ით,

$$i = I_0 \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}). \qquad (14.9)$$

ჩამორჩენის მიზეზი ისაა, რომ დენის ცვლილება აქ უფრო სწრაფად ხდება და ის ასწრებს მუხტისა და ძაბვის ცვლილებას. როცა დენი $I = I_{max}$, მაშინ $\varepsilon = 0$ და $\frac{T}{4}$ დროის შემდეგ პირიქით $I = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_{max}$. წინაღობის როლს აქ ასრულებს $R_C = \frac{1}{C\omega}$ – რეაქტიული ტევადური წინაღობა. მუდმივი დენისთვის $\omega = 0$ და $R_C = \frac{1}{C\omega} = \infty$, ანუ ის მუდმივ დენს არ ატარებს. ამ წინაღობის არსებობა დაკავშირებულია კონდენსატორის დამუხტვას, განმუხტვას და გადამუხტვასთან.

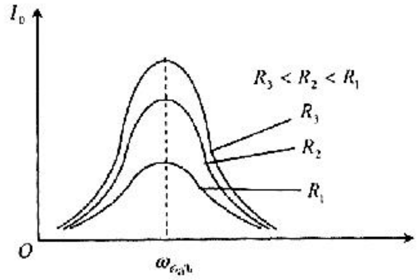


ინდუქციური და ტევადური წინაღობები ანალოგიურია ომური (აქტიური) წინაღობებისა, მხოლოდ დენის ძალის ამპლიტუდაზე მოქმედების თვალსაზრისით. განსხვავება კი შემდეგშია:

1. ინდუქციური და ტევადური წინაღობები წარმოქმნიან ფაზათა სხვაობას დენის ძალასა და ემ ძალას შორის და ასევე დამოკიდებული არიან სიხშირეზე.

2. ომურ წინაღობაზე გამოიყოფა ენერგია ჯოულის სითბოს სახით, ხოლო ინდუქციურ და ტევადურ წინაღობაზე ენერგია არ გამოიყოფა. ამიტომ ომური წინაღობა აქტიურია, ხოლო ინდუქციური და ტევადური – რეაქტიული.

ზოგადად როდესაც გვაქვს სამივე სახის წინაღობა, მაშინ სრული წინაღობა, ანუ იმპედანსი ტოლია $Z = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}$ და $tg\varphi = \frac{R_L - R_C}{R}$ და როდესაც $R_L > R_C$, მაშინ $tg\varphi > 0, \varphi > 0$ $(0 < \varphi < \frac{\pi}{2})$ დენი ჩამორჩება ემ ძალას (ძაბვასაც) და პირიქით, როდესაც



$\boldsymbol{R_L} < \boldsymbol{R_C}$, მაშინ $\boldsymbol{tg}\varphi < \mathbf{0}$, $\varphi < \mathbf{0}$ $(-\frac{\pi}{\mathbf{2}} < \varphi < \mathbf{0})$, მაშინ ასწრებს. ე.ი. დენის ძალა ან ჩამორჩება ან წინ უსწრებს ემ ძალას, იმის და მიხედვით თუ რომელი წინაღობაა მეტი – ინდუქციური, თუ ტევადური. როდესაც $\boldsymbol{R_L} = \boldsymbol{R_C}$, მაშინ სრული წინაღობა უმცირესია $(\boldsymbol{Z} = \boldsymbol{Z}_{min} = \boldsymbol{R})$, რადგან სრული რეაქტიული წინაღობა $\boldsymbol{R_L} - \boldsymbol{R_C} = \mathbf{0}$ და დენის ამპლიტუდა უდიდესია $\boldsymbol{I_0} = \frac{\mathcal{E}}{\boldsymbol{R}}$, ხოლო $\boldsymbol{tg}\varphi = \mathbf{0}$, $\varphi = \mathbf{0}$, ანუ ფაზათა სხვაობა დენის ძალასა და ემ ძალას შორის არა მარტო მაშინ არის ნული, როდესაც წრედში ჩართულია მხოლოდ ომური წინაღობა, არამედ მაშინაც როდესაც $\boldsymbol{R_L} = \boldsymbol{R_C}$. მაშინაც კი როცა წრედი შეიცავს ყველა ელემენტს და სრულდება პირობა $\boldsymbol{R_L} = \boldsymbol{R_C}$, დენის ძალის ამპლიტუდა მკვეთრად იზრდება და ამ მოვლენას **ელექტრული რეზონანსი ეწოდება.** შესაბამისად გვექნება რეზონანსული სიხშირე – $\omega_{რეზ}$, რომელსაც ასე გამოვითვლით: $\boldsymbol{L}\omega = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{C}\omega}$, საიდანაც $\omega_{რეზ.} = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{\boldsymbol{LC}}}$. ასევე დენის ამპლიტუდის რეზონანსული მნიშ-ბა $\boldsymbol{I}_{რეზ.} = \frac{\mathcal{E}_\mathbf{0}}{\boldsymbol{R}}$, ანუ რაც ნაკლებია აქტიური წინაღობა, მით მეტია რეზონანსული ამპლიტუდა, ან მით მკვეთრია რეზონანსი (ნახ.).

§2. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში. დენის ძალის, ძაბვის, ემ ძალის ეფექტური მნიშვნელობა.

როგორც აღნიშნული იყო ზემოთ მუდმივი დენის ჩაკეტილ წრედში გამოყოფილი სიმძლავრე დენის ძალისა და ემ ძალის ნამრავლის ტოლია: $P = I\mathcal{E}$. დროის ძალიან მცირე ინტერვალში ცვლადი დენიც შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად, ამიტომ ცვლადი დენის მყისი სიმძლავრე ასეთივე ფორმულით განისაზღვრება.

ვიცით ცვლადი დენის წრედში დენის ძალისა და ემ ძალის მყისი მნიშ-ბები ასე იცვლება: $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin\omega t$, $i = I_0 \sin(\omega t - \varphi)$. მაშინ ცვლადი დენის მყისი სიმძლავრე

$$p = i\mathcal{E} = I_0\mathcal{E}_0 \sin\omega t \sin(\omega t - \varphi). \qquad (14.10)$$

უფრო მოსახერხებელია ვიცოდეთ სიმძლავრის საშუალო მნიშ-ბა რაიმე დროში მაგ. პერიოდში, რადგან მომდევნო პერიოდებშიც სიმძლავრე იგივეა, და თუ გამოვიყენეთ ორი სინუსის ნამრავლის ფორმულას: $\sin\alpha \cdot \sin\beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$, შესაბამისი მათემატიკური გარდაქმნებით მივიღებთ $p = \frac{1}{2} I_0\mathcal{E}_0[\cos\varphi - \cos(2\omega t - \varphi)]$ $(\alpha = \omega t,\ \beta = (\omega t - \varphi))$. ამ ტოლობაში დროზე მეორე წევრია დროზე დამოკიდებული, რომელიც პერიოდის განმავლობაში ნულის ტოლია და საშუალო სიმძლავრისთვის პერიოდის განმასვლობაში გვექნება

$$\bar{P} = \frac{I_0\mathcal{E}_0}{2}\cos\varphi = \frac{I_0}{\sqrt{2}}\frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}\cos\varphi. \qquad (14.11)$$

(14.11) ფორმულა შეიძლება ასეც ჩავწეროთ. ცნობილია $\cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + tg^2\varphi}}$, ხოლო

$tg\varphi = \frac{R_L - R_C}{R}$, მაშინ $\cos\varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2}}$ და ასევე რადგან $\sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0}$,

მივიღებთ $\bar{P} = \frac{1}{2} I_0^2 R$. შემოვიღოთ აღნიშვნა $I_{ეფ} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$, მაშინ $\bar{P} = I_{ეფ}^2 R$. (14.12)

თუ დენი წრედში არ ასრულებს მექანიკურ მუშაობას, მაშინ საშუალო სიმძლავრე გამოიყოფა აქტიურ წინაღობაზე სითბოს სახით. ე.ი. რაიმე t დროში გამოყოფილი სითბო

$$Q = \bar{P}t = I_{ეფ}^2 Rt. \qquad (14.13)$$

თუ (14.13) ფორმულას შევადარებთ მუდმივი დენის მიერ იმავე აქტიურ R წინაღობაზე იმავე დროში გამოყოფილი ჯოულ-ლენცის სითბოს – $Q' = I^2Rt$, მაშინ $Q = Q'$ და $I_{ეფ} = I$.

$I_{ეფ}$ -ს ეწოდება ცვლადი დენის ეფექტური (მოქმედი) მნიშვნელობა. ის იძლევა იგივე ენერგეტიკულ ეფექტს, რასაც მისი ტოლი მუდმივი დენი. ამიტომ $I_{ეფ.}$-ის **მნიშ-ბა ისეთი**

მუდმივი დენის ძალის ტოლია, რომელიც იმავე წინაღობაზე, იმავე დროში გამოჰყოფს ისეთივე სითბოს რაოდენობას, როგორსაც მოცემული ცვლადი დენი.

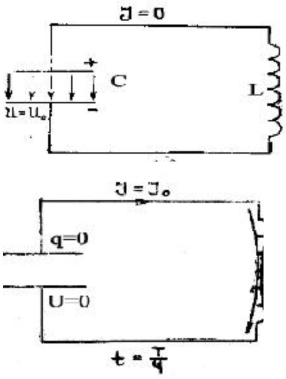
სიდიდეებს $\mathcal{E}_{ეფ} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}$, $U_{ეფ} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$; ცვლადი ემ ძალის და ძაბვის ეფექტური მნიშვნელობები ეწოდებათ. ე. ი. საშუალო სიმძლავრე $\bar{P} = I_{ეფ} \cdot \mathcal{E}_{ეფ} \cdot cos\,\varphi$. (14.14)

თუ $cos\,\varphi = 1$, $\varphi = 0$, მაშინ სიმძლავრე მაქსიმალურია. ეს კი მაშინ ხდება, როდესაც გვაქვს ან რეზონანსი და ამ დროს $\bar{P} = P_{მაქს} = I_{ეფ.}\mathcal{E}_{ეფ.} = \frac{1}{2} I_0 \mathcal{E}_0$, ან წრედში გვაქვს მხოლოდ აქტიური წინაღობა. აქტიურ წინაღობაზე $\bar{P} = I^2_{ეფ.} R$ და ის მაქსიმალურია. თუ წრედში არა გვაქვს აქტიური წინაღობა $R = 0$, ანუ წრედში გვაქვს მხოლოდ რეაქტიული წინაღობა ($cos\,\varphi = 0$, $\varphi = \frac{\pi}{2}$), მაშინ სიმძლავრე ნულის ტოლია. ეს ნიშნავს, რომ ენერგია, რომელსაც წაყრო აწვდის წრედს პირველ მეოთხედში (მაგ. კონდენსატორის დამუხტვისას), უკანვე უბრუნდება წყაროს პერიოდის მეორე მეოთხედში (კონდენსატორის განმუხტვისას).

XV ლექცია

რხევითი კონტური. ტომსონის ფორმულა. მილევადი ელექტრომაგნიტური რხევები. წანაცვლების დენი. მაქსველის განტოლებები და მათი ფიზიკური შინაარსი. ელექტრომაგნიტური ველი. ელექტრომაგნიტური ტალღა. ელექტრომაგნიტური ტალღების თვისებები.

§1. რხევითი კონტური. ტომსონის ფორმულა.



ელ.მაგნ. რხევები ეწოდება ელექტრული და მაგნიტური სიდიდეების პერიოდულ ცვლილებას. უმარტივესი სისტემა მათ მისაღებად რხევითი კონტურია. ეს არის მიმდევრობით შეერთებული C – ტევადობის კონდენსატორი და L – ინდუქციურობის კოჭა (ნახ. 15.1). დავმუხტოთ კონდენსატორი q_0 მუხტით. შემონაფენებზე გვექნება სხვადასხვა ნიშნიანი მუხტები და მათ შორის აღიძვრება მაქსიმალური ძაბვა U_0. რადგან კონტურის ომური წინაღობა $R = 0$, ამიტომ ენერგიის კარგვა არ ხდება. კონდენსატორს მოვაცილოთ დენის წყარო და დავაკვირდეთ მიმდინარე პროცესებს პერიოდის მეოთხედი $\frac{T}{4}$ ტოლი დროის შუალედის შემდეგ. საწყის მომენტში $(t = 0)$ ძაბვა მაქსიმალურია, ელექტრული ველის ენერგია $W_e = \frac{CU_0^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C}$ ასევე მაქსიმალურია, ხოლო დენის ძალა ნულის ტოლია ($I = 0$, შესაბამისად მაგნ. ველის ენერგიაც $W_m = \frac{LI^2}{2}$). ამ ძაბვის გავლენით კონდენსატორი დაიწყებს განმუხტვას, მუხტი და ძაბვა მცირდება, ხოლო დენი იზრდება. შესაბამისად ელ. ენერგია მცირდება, ხოლო მაგნიტური იზრდება. დენი თვითინდუქციის გამო (წარმოიქმნება თვითინდუქციის დენი, რომელიც ძირითადი დენის საპირისპიროდაა მიმართული) ნელა იზრდება. პერიოდის მეოთხედის გავლის შემდეგ დენი იქნება მაქსიმალური (ასევე მაგნიტური ველის ენერგიაც $W_m = \frac{LI_0^2}{2}$). მუხტი, ძაბვა და ელ. ენერგია ამ დროს ნულის ტოლია. ამის შემდეგ ძაბვის არარსებობის გამო დენი მიმართულების შეუცვლელად იწყებს შემცირებას. მაგრამ ასევე თვითინდუქციის გამო (თვითინდუქციის დენი ახლა მიმართულებით ემთხვევა ძირითად დენს) დენი მყისიერად არ მცირდება და ნელ-ნელა ხდება ნული (პერიოდის ნახევარი). ამ დროს ხდება კონდენსატორის გადამუხტვა საწინააღმდეგო მიმართულებით (ქვედა ფირფიტა დადებითად, ზედა უარყოფითად). ე.ი. პერიოდის ნახევრის შემდეგ დენი იქნება ნული (მაგნ. ენერგიაც), ხოლო მუხტი და ძაბვა (ელ. ენერგიაც) მაქსიმალური. შემდგომ დაიწყება წინა პროცესის მსგავსი პროცესი (დენს ექნება საწინააღმდეგო მიმართულება) და ა.შ. პერიოდის გავლის შემდეგ სისტემა დაუბრუნდება საწყის მდგომარეობას. ეს რხევები ანალოგიური ზამბარიანი ქანქა-

რის რხევების პროცესების. $W_{pmaks} = \frac{kx_0^2}{2} \to W_{emaks} = \frac{CU_0^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C}$ ანუ ზამბარის მაქსიმალური პოტენციური ენერგია მაქსიმალური გადახრისას ანალოგიურია მაქსიმალური ელექტრული ენერგიის. ასევე მაქსიმალური კინეტიკური ენერგია წონასწორობის მდგომარეობაში (სიჩქარე მაქსიმალურია) ანალოგიურია მაქსიმალური მაგნიტური ველის ენერგიის $W_{kmaks} = \frac{mv_m^2}{2} \to W_{mmaks} = \frac{LI_0^2}{2}$. ე.ი. L – ინდუქციურობის როლს ასრულებს ბურთულას m – მასა, ხოლო $\frac{1}{C}$ – ს როლს k – სიხისტის კოეფიციენტი. შესაბამისად $x \to q$, $v \to I$. ვიცით ზამბარიანი ქანქარას რხევის პერიოდი $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$. ანალოგიურად რხევის პერიოდი ელმაგნ. რხევებისათვის (პერიოდულად იცვლებიან მუხტი, ძაბვა და ელ. ენერგია კონდენსატორის შემონაფენებზე, ხოლო დენი და მაგნ. ენერგია კოჭაში) ამ ანალოგიიდან $T = 2\pi\sqrt{LC}$. ამ ფორმულას **ტომსონის** ფორმულა ეწოდება. მაშასადამე ყველა ამ სიდიდის რხევას ელმაგნ. რხევები ეწოდება, რომელთა რხევის პერიოდი ტომსონის ფორმულით გამოისახება.

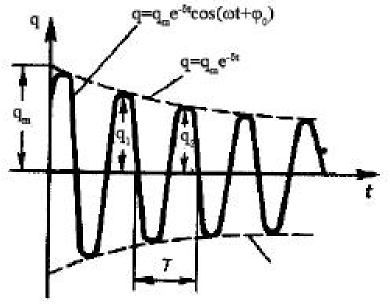
§2. მილევადი ელექტრომაგნიტური რხევები.

რხევით კონტურში აღძრული რხევები თუ ჩავთვლით, რომ კონტურის აქტიური წინაღობა $R = 0$, ჰარმონიულია. ამ დროს ენერგიის კარგვა (ჯოულის სითბოს სახით) არ ხდება და კონტურის სრული ენერგია (ელ. და მაგნ. ენერგიათა ჯამი) დროის მიხედვით არ იცვლება, ანუ $\frac{1}{2}CU^2 + \frac{1}{2}LI^2 = const.$ შესაბამისად რხევები მიულევადია (რხევის ამპლიტუდა მუდმივია – რხევა სინუსოიდურია). რეალურ კონტურში როგორც კოჭას გრაგნილს, ასევე შემაერთებელ სადენებს გააჩნიათ რაღაც $R \neq 0$ აქტიური წინაღობა. ამიტომ კონტურის ენერგიის მარაგი თანდათან იხარჯება ამ წინაღობაში ჯოულის სითბოს გამოყოფაზე, რის გამოც თავისუფალი რხევები მიილევა და ყველა სიდიდეს: ძაბვას, დენის ძალას, მუხტს, ელ. და მაგნ. ველის დაძაბულობებს ექნება კლებადი ამპლიტუდები. ვნახოთ ამ დროს როგორ იცვლება ეს სიდიდეები.

ზოგადად კირხჰოფის II კანონის თანახმად კონტურში, რომელიც შეიცავს L-ინდუქციურობის კოჭას, C-ტევადობის კონდენსატორს და R-წინაღობას გვაქვს

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC}q = 0 \qquad (15.1).$$

რეალურ კონტურში განტ-ბა ზემოთმოყვანილი სახით ძალაში რჩება და მისი ამონახსნი უკვე ასეთი სახისაა $q = q_m e^{-\beta t} cos(\omega t + \varphi_0)$, სადაც $\beta = \frac{R}{2L}$-ს რხევის მილევის კოეფიციენტი ეწოდება. ციკლური სიხშირე $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$. ე.ი. კონდენსატორის მუხ-



ტის რხევის ამპლიტუდა ($q_M = q_m e^{-\beta t}$) მცირდება ექსპონენციალური კანონით (ნახ.). ასეთნაირად მცირდება ასევე ძაბვა კონდენსატორის შემონაფენებზე და დენი წრედში. როგორც ზემოთ მოყვანილიდან ჩანს $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$. ე.ი. რხევის მილევას მაშინ აქვს ადგილი, როდესაც $\omega_0^2 > \beta^2$. აქედან გამოდის, რომ R-წინაღობის გაზრდით სიხშირე მცირდება (პერიოდი იზრდება $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$) და რხევა თანდათან მიილევა. პირიქით L-ის გაზრდა იწვევს სიხშირის ზრდას (პერიოდი მცირდება). ე.ი. წინაღობა ხელს უშლის რხევის შენარჩუნებას, ხოლო ინდუქციურობა ხელს უწყობს.

§3. წანაცვლების დენი. მაქსველის განტოლებები.

აქამდე ელექტრულ დენში ვგულისხმობდით მუხტების მიმართულ მოძრაობას. ასეთ დენს გამტარობის დენი ეწოდება. ასევე ცნობილია, რომ გამტარობის დენის წირები აუცილებლად ჩაკეტილი უნდა იყოს. მუდმივი დენის შემ-ში ეს ყოველთვის სრულდება, მაგრამ არამუდმივი დენის შემ-ში გამტარობის დენის წირები შეიძლება ჩაუკეტავი აღმოჩნდეს. მაგ. ცვლადი დენის წრედში შეიძლება ჩართული იყოს კონდენსატორი. რადგანაც მის შემონაფენებს შორის მუხტების გადაადგილება არ ხდება, ამიტომ გამოდის, რომ ცვლადი დენი შეიძლება არსებობდეს ჩაუკეტავ კონტურში. იმისთვის რომ, დენის წირების ჩაკეტილობა გაევრცელებინა ცვლადი დენის შემ-შიც, მაქსველმა შემოიტანა წანაცვლების დენის ცნება.

ცნობილია მაქსველის პირველი ძირითადი დებულება: მაგნიტური ველის ყოველგვარი ცვლილებისას დროში წარმოიქმნება გრიგალური ელექტრული ველი. ასევე ამ თეორიის მეორე ძირითადი დებულებაა შებრუნებული მოვლენა: ელ. ველის ყოველგვარი ცვლილება დროში იწვევს გრიგალური მაგნ. ველის წარმოქმნას. რადგან მაგნ. ველი ყოველთვის დაკავშირებულია ელექტრულ დენთან, ამიტომ მაქსველმა ცვლად ელ. ველს უწოდა წანაცვლების დენი. ამით მან ეს განასხვავა გამტარობის დენისგან, რომელიც განპირობებულია მუხტების მიმართული მოძრაობით.

წანაცვლების დენის შემოღების შემდეგ შეიცვალა ჩვენი წარმოდგენა ცვლადი დენის წრედის ჩაუკეტავობის შესახებ. მუდმივი დენის წრედი ყოველთვის ჩაკეტილია. რაც შეეხება ცვლადი დენის წრედს ის შეიძლება იყოს ჩაუკეტავი. ამას მაშინ აქვს ადგილი, როცა ცვლადი დენის წრედი შეიცავს კონდენსატორს (მუდმივი დენი კონდენსატორში არ გადის). კონდენსატორის დამუხტვისას და განმუხტვის დროს დენი გადის შემონაფენების შემაერთებელ გამტარში და არ გადის შემონაფენებს შორის დიელექტრიკში. მაქსველის მიხედვით როგორც ავღნიშნეთ ასევე პირიქით ელ. ველის ცვლილებისას უნდა აღიძრას გრიგალური მაგნ. ველი. მაქსველმა ამ ცვლად ელ. ველს, რომელიც ქმნის მაგნ. ველს დაარქვა წანაცვლების დენი, რომელიც განსხვავდება გამტარობის დენისაგან, რომელიც გამოწვეულია დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებული მოძრაობით. მაშასადამე წანაცვლების დენის აღძვრისათვის მაქსველის თანახმად საჭიროა ცვლადი ელ. ველის არსებობა. ცნობილია, რომ მუდმივი დენის წრედი უნდა იყოს ჩაკეტილი. თუ წრედში გვაქვს კონდენსატორი, მაშინ ასეთ წრედში მუდმივი დენი არ გადიოდა. მაქსველამდე თვლიდნენ, რომ ცვლადი დენის შემ-ში კონდენსატორის ფირფიტებს შორის დენი არ გადიოდა და დენი გადის მხოლოდ შემაერთებელ სადენებში კონდენსატორის დამუხტვისა და განმუხტვის დროს. ფირფიტებს შორის დიელექტრიკში დენი არ გადიოდა, ე.ი. წრედი არაა ჩაკეტილი. მაქსველმა კი აჩვენა, რომ ნებისმიერი ცვლადი დენის წრედიც ჩაკეტილია, ანუ გადის კონდენსატორის შემონაფენებს შორის დიელექტრიკში და ამ დენს ეწოდება წანაცვლების დენი. ფირფიტებს შორის რადგან გვაქვს წანაცვლების დენი, გვაქვს ცვლადი ელ. ველი და

ფირფიტებს შორის აღიძვრება მაგნ. ველი. ვთქვათ ფირფიტებს შორის დიელექტრიკია და მათ შორის ერთგვაროვანი ელ. ველია, რომელიც იცვლება კონდენსატორის დამუხტვისა და განმუხტვის დროს დროის მიხედვით. თუ ფირფიტებს გამტარით შევაერთებთ მაქსველის თანახმად ეს ცვლადი ელ. ველი კონდენსატორში ნებისმიერ დროს ქმნის ისეთ მაგნ. ველს, თითქოს ფირფიტებს შორის გვაქვს ისეთი დენი, რომლის ძალა და სიმკვრივე იმ დენის ტოლია, რომელიც გადის შემაერთებელ სადენებში, ე.ი. სადენებში როდესაც გადის გამტარობის დენი, მისი წირები განიცდიან წყვეტას დიელექტრიკის ზედაპირზე. დიელექტრიკში ველის გავლენით დიელექტრიკის ატომებთან და მოლეკულებთან დაკავშირებული მუხტები წაინაცვლება და სწორედ ამ ბმული მუხტების წანაცვლებას ეწოდება წანაცვლების დენი, განსხვავებით იმ დენისგან, რომელიც მიიღება გამტარში თავისუფალი მუხტების გადაადგილებით. მაქსველის თანახმად გამტარობის დენის წირები უწყვეტად გადადიან წანაცვლების დენის წირებში. **მაშასადამე ბუნებაში არსებობენ მხოლოდ ჩაკეტილი დენები.** შეიძლება ითქვას, რომ გამტარობის და წანაცვლების დენის სიმკვრივეები ერთმანეთის ტოლია $\boldsymbol{j}_{\text{წან.}}=\boldsymbol{J}$. ე.ი. გარე წრედში გამტარობის დენის წირები უწყვეტად გადადიან ფირფიტებს შორის წანაცვლების დენის წირებში (გამტარობის დენი იკვრება წანაცვლების დენით). მაშასადამე ელ. ველის ცვლილებისას (როგორც ვაკუუმში, ასევე დიელექტრიკში) აღიძვრება წანაცვლების დენი და მასთან შეკრული მაგნ. ველი. ვაკუუმშიც კი ელ. ველის ყოველგვარი ცვლილება გარემომცველ სივრცეში აღძრავს მაგნ. ველს. ეს არის მაქსველის თეორიის ძირითადი შედეგი – წანაცვლების დენი აღიძვრება ყოველთვის, როცა სივრცეში იცვლება ელ. ველი. მაშასადამე გამტარში გამავალი ცვლადი დენი გაივლის კონდენსატორში წანაცვლების დენის სახით, ანუ კონდენსატორი ატარებს ცვლად დენს იმის გამო, რომ შემონაფენებზე იცვლება მუხტი და მასთან ერთად ელ. ველი, რაც წარმოქმნის წანაცვლების დენს. ე.ი. **ბუნებაში ყველა ელ. დენები შეკრულია. ეს არის მაქსველის დასკვნა.**

წანაცვლების დენს არ ახასიათებს გამტარობის დენის არც ერთი თვისება (სითბური, ქიმიური და სხვა), გარდა ერთისა – იგი ქმნის მაგნიტურ ველს.

მაქსველმა განაზოგადა ცდისეული კანონები და შექმნა ელ.მაგნ. ველის თეორია, რომელსაც ნებისმიერი მუხტები და დენები ქმნიან. ამ თეორიის თანახმად მაქსველმა ჩამოაყალიბა ძირითადი ინტეგრალური განტოლებები:

1. **მაქსველის პირველი განტოლება (ელექტრომაგნ. ინდუქციის კანონი).** ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონიდან $\mathcal{E} = -\dfrac{d\Phi}{dt}$. ცნობილია $\mathcal{E} = \oint\limits_{l}(\vec{E}d\vec{l}\,)$ და $\Phi = \int\limits_{S}(\vec{B}d\vec{S}\,)$,

ამიტომ $\oint\limits_{l}(\vec{E}d\vec{l}\,) = -\dfrac{\partial\Phi}{\partial t}$

ეს არის უძრავ კონტურში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა, როცა ის მოთავსებულია ცვლად მაგნ. ველში ანუ **ელ. ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი *l* კონტურის გასწვრივ ტოლია ამ კონტურის მომჭიმავი ზედაპირის გამჭოლი მაგნ. ნაკადის ცვლილების სიჩქარისა შებრუნებული ნიშნით.** რადგან ელ. ველი შეიძლება იყოს როგორც პოტენციური $\vec{E}_q$, ასევე გრიგალური $\vec{E}_B$. ამიტომ მთლიანი დაძაბულობა $\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_B$. მაგრამ $\vec{E}_q$-ს ცირკულაცია ნულის ტოლია და მთლიანი ცირკულაცია ტოლი იქნება $\oint_l \vec{E}d\vec{l} = -\oint_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$. ე.ი. ეს გან-ბა გვიჩვენებს, რომ ელ. ველის წყარო შეიძლება იყოს არა მარტო ელ. მუხტები, არამედ დროის მიხედვით ცვლადი მაგნ. ველები, ამასთან მეორე შემ-ში ის გრიგალური ხასიათისაა.

2. **მაქსველის მეორე განტოლება (კანონი, რომელიც აკავშირებს მაგნიტურ ველს ელექ-ტრულ დენთან).** ზოგადი თეორემა $\vec{H}$ -ის ცირკულაციის შესახებ, ანუ სრული დენის კანონი: ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ მაგნ. ველის დაძაბულობის ცირკულაცია უდრის ამ კონტურის შიგნით გამავალი დენების ალგებრულ ჯამს: $\oint_L \vec{H}d\vec{l} = \sum I$. აქ გათვალის-წინებულია როგორც გამტარობის, ასევე წანაცვლების დენები. ე.ი. $I = I_{გ.} + I_{წ.}$ $I_{გ}$ გამტარობის დენი იგივეა, რაც $I_{მაკრო}$ მაკროდენების, ამიტომ $\oint_l (\vec{H}d\vec{l}) = I_{მაკრო} + I_{წ}$. ეს განტოლება ასე იკითხება: **მაგნიტური ველის დაძაბულობის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი *l* კონტურის გასწვრივ ტოლია იმ მაკრო და წანაცვლების დენების ალგებრული ჯამისა, რომელსაც ეს კონტური მოიცავს.** ე.ი მაგნ. ველი შეიძლება აღიძრას ან ელ. დენებით (მოძრავი მუხტებით), ან ცვლადი ელ. ველებით.

3. **მაქსველის მესამე განტოლება (გაუსის თეორემა ელ.სტატიკური ველისთვის დიე-ლექტრიკში)** – ელ.სტატიკური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი დიელექტრიკში ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურში ტოლია ამ ზედაპირის შიგნით მუხტების ალგებრული ჯამისა $\oint_s \vec{D}d\vec{S} = q$, სადაც $\oint_s \vec{D}d\vec{S} = N$ არის ელ. ინდუქციის ნაკადი S ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ, ხოლო $q = \sum q_i$ - ზედაპირის შიგნით მოთავსებული თავისუფალ მუხტთა ალგებრული ჯამი. **ელექტრული ინდუქციის ნაკადი ელ.მაგნ. ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ ტოლია ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული თავისუფალ მუხტთა ალგებრული ჯამისა.** ე.ი. ელექტრული ველი იქმნება თავისუფალი მუხტებით. რაც შეეხება ბმული (პოლარიზირებულ) მუხტების ველს, მათი გათვალისწინება ხდება არაპირდაპირი გზით-დიელექტრიკული შეღწევადობის საშუალებით. აქედან ჩანს რომ $\vec{D}$ -ს წირები შეიძლება იწყებოდნენ და მთავრდებოდნენ მუხტზე.

4. მაქსველის მეოთხე განტოლება (გაუსის თეორემა $\vec{B}$ მაგნ. ველისთვის) – მაგნ. ინდუქ-ციის ვექტორის ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურში ნულის ტოლია $\oint_S (\vec{B} d\vec{S}) = 0$.

მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი ელ.მაგნ. ველში აზრობრივად გავლებული ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირის მიმართ ნულის ტოლია. ეს განტ-ბა ასახავს $\vec{B}$-ს იმ თვისებას, რომ მისი წირები ჩაკეტილია. ეს განტოლება გვიჩვენებს, რომ თავისუფალი მაგნიტური მუხტები არ არსებობს. ამ განტ-ბებიდან გამომდინარეობს, რომ ელ. ველის წყაროებია ან ელ. მუხტები, ან ცვლადი მაგნ. ველები, ხოლო მაგნ. ველის: ან მოძრავი მუხტები (ელ. დენები), ან ცვლადი ელ. ველები.

§4. ელექტრომაგნიტური ველი. ელექტრომაგნიტური ტალღა. ელექტრომაგნიტური თვისებები.

სივრცეში ელექტრული ველის ცვლილების შედეგად წარმოიქმნება ასევე ცვლადი მაგნ. ველი. ამ მაგნ. ველის დაძაბულობა პროპორციულია ელექტრული ველის ცვლილების სიჩქარისა $H\sim|\frac{d\vec{D}}{dt}|$. აქ $\vec{D}$-ელექტროსტატიკური ინდუქციის ვექტორია, რომელიც $\vec{E}$ – ელ. ველის დაძაბულობის ვექტორთან ასეთ კავშირშია $\vec{D}=\varepsilon_0\varepsilon\vec{E}$. აქ ε_0 ელექტრული მუდმივაა, ხოლო ε დიელექტრიკული შეღწევადობა. ასევე აღმოჩნდა, რომ მაგნ. ველის ცვლილების შედეგად წარმოიშობა ელ. ველი. მაგნ. ველის ცვლილების შედეგად წარმოქმნილი ელექტრული ველის დაძაბულობა პროპორციულია მაგნ. ველის ცვლილების სიჩქარის $E\sim|\frac{d\vec{B}}{dt}|$. აღსანიშნავია, რომ მუხტის ელ.სტატიკური ველისგან განსხვავებით, რომელიც პოტენციალურ ველს წარმოადგენს, მაგნ. ველის ცვლილების შედეგად წარმოქმნილი ელ. ველი გრიგალურია, ანუ მისი ძალწირები ჩაკეტილია.

საბოლოოდ გვაქვს, რომ ცვლად ელ. ველთან დაკავშირებულია ცვლადი (გრიგა-ლური-რომლის ძალწირები ყოველთვის შეკრულია) მაგნ. ველი და ცვლად მაგნ. ველთან – ცვლადი (გრიგალური) ელ. ველი. ამ ერთმანეთთან დაკავშირებულ ცვლადი ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთობლიობას **ელექტრომაგნიტური ველი ეწოდება.**

მაქსველის თეორიიდან გამომდინარეობს, რომ თუ რაიმე საშუალებით სივრცეში წარ-მოიქმნა ცვლადი ელექტრული ან მაგნიტური ველი, გარემომცველ სივრცეში ადგილი ექნება ცვლადი ელექტრული და მაგნიტური ველების ურთიერთგარდაქმნის პროცესს, რომელიც ვრცელდება წერტილიდან წერტილამდე და პერიოდულია როგორც დროში, ისე სივრცეში ე.ი. წარმოადგენს ტალღურ პროცესს – ელ.მაგნ. ტალღას. ეს ტალღა ხასიათდება პერიოდულად ცვლადი ორი ვექტორით: ელექტრული დაძაბულობის $\vec{E}$ და მაგნიტური დაძაბულობის $\vec{H}$ ვექტორით. ასეთი ტალღები პირველად მიიღო და გამოიკვლია ჰერცმა. ამ ტალღებს გააჩნიათ შემდეგი თვისებები: 1. ელმაგნ. ტალღა განივია, ანუ მისი $\vec{E}$ და $\vec{H}$ ვექ-ტორები ირხევიან ტალღების გავრცელების და ურთიერთ-მართობულად. $\vec{E}$ და $\vec{H}$ პერიოდულად ცვლადები არიან. 2. ელმაგნ. ტალღა ვაკუუმში ვრცელდება სინათლის სიჩქარით $c=3\cdot10^8$ მ/წმ, ხოლო რაიმე გარემოში $v=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, სადაც ε და μ გარემოს დიელექტრიკული და მაგნიტური შეღწევადობებია. 3. ელმაგნ. ტალღის $\vec{E}$ და $\vec{H}$ ვექტორების მოდულები ერთმანეთთან დაკავშირებული არიან ტოლობით $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\,E=\sqrt{\mu_0\mu}\,H$. ε_0 და μ_0 ელექტრული და მაგნიტური მუდმივებია.