

სილაბუსი. ფიზიკა 2

ელექტროდინამიკის საფუძვლები

ელექტროსტატიკა

1. ელექტრული მუხტი. მუხტის შენახვის კანონი. კულონის კანონი. ელექტრული ველის დამაბულობა. ელექტროსტატიკური ველების სუპერპოზიციის პრინციპი. დიპოლი. ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია.

2. პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა. ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის ვექტორის ნაკადი. გაუსის თეორემა ელექტრო-სტატიკური ველისთვის ვაკუუმში. ელექტროსტატიკური ველების გათვლის ზოგიერთი მაგალითები. დიელექტრიკების პოლარიზაცია.

3. ველის დამაბულობა დიელექტრიკში. ელექტრული წანაცვლება. გაუსის თეორემა დიელექტრიკში ელექტრული ველისთვის. გამტარები და მუხტების განაწილება მათში. გამტარი გარე ელექტროსტატიკურ ველში.

4. განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა. კონდენსატორები და მათი შეერთებები. ელექტროსტატიკური ველის ენერგია.

5. მუდმივი ელექტრული დენი. ელექტრული დენი, ძირითადი მახასიათებლები. გარე ძალები. ელექტრომამოძრავებელი ძალა და ძაბვა. ომის კანონი წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის. წინააღმდეგობა. დენის მუშაობა და .სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი. ომის კანონი წრედის არაერთგვაროვანი უბნისათვის.

6. ელექტრული დენი მეტალებში, ვაკუუმში და გაზებში. მეტალების ელექტროგამტარობის ელემენტარული კლასიკური თეორია. ელექტრონების მეტალიდან გამოსვლის მუშაობა. ემისიური მოვლენები და მათი გამოყენება. გაზების იონიზაცია. არათავისთავადი გაზური განმუხტვა. თავისთავადი გაზური განმუხტვა და მისი სახეები. პლაზმა და მისი თვისებები.

მაგნეტიზმი

7. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ველის მახასიათებლები. დენების მაგნიტური ველი. მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი. ამპერის კანონი. პარალელური დენების ურთიერთქმედება. მაგნიტური ინდუქციისა და დენის ძალის ერთეულები.

8. ლორენცის ძალა. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მაგნიტურ ველში. თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაციის შესახებ ვაკუუმში. სოლენოიდისა და ტოროიდის მაგნიტური ველები. მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი. გაუსის თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორისათვის. მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარისა და კონტურის გადაადგილების მუშაობა.

9. დამაგნიტებულობა. თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ცირკულაციის შესახებ ნივთიერებაში. თეორემა მაგნიტური ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაციის შესახებ. პარა-, დია- და ფერომაგნეტიკები.

10. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი (ფარადეის კანონი).

11. ინდუქტივობა. თვითინდუქციის მოვლენა. ურთიერთ ინდუქცია. მაგნიტური ველის ენერგია. გრიგალური ელექტრული ველი. წანაცვლების დენი. მაქსველის განტოლებები.

მექანიკური და ელექტრომაგნიტური რხევები

12. მექანიკური რხევები. რხევები და მისი ძირითადი მახასიათებლები. მექანიკური ჰარმონიული რხევები. ქანქარები.

13. ელექტრომაგნიტური რხევები. რხევითი კონტური. რხევითი კონტურის განტოლება. თავისუფალი არამილევადი რხევები კონტურში. თავისუფალი მილევადი რხევები კონტურში. იძულებითი რხევები კონტურში. ელექტრული რეზონანსი. რეზონანსული მრუდები.

14. დრეკადი ტალღები. ტალღური პროცესები. განივი და გრივი ტალღები. მსრბოლი ტალღის განტოლება. ფაზური სიჩქარე. ტალღური განტოლება. სუპერპოზიციის პრინციპი. ტალღების ინტერფერენცია. მდგარი ტალღები. ბგერითი ტალღები. დოპლერის ეფექტი აკუსტიკაში. ულტრაბგერა და მისი გამოყენება.

15. ელექტრომაგნიტური ტალღები. მათი ექსპერიმენტალური მიღება. ელ.-მაგნიტური ტალღის დიფერენციალური განტოლება. ელ.-მაგნიტური ტალღის ენერგია და იმპულსი. დიპოლის გამოსხივება. ელ.-მაგნიტური ტალღების გამოყენება.

ანალოგიები და მსგავსებები ფიზიკაში.

ლექცია N1

ელექტროდინამიკის საფუძვლები

ელექტროსტატიკა

ელექტრული მუხტი. მუხტის შენახვის კანონი

ელექტრული მუხტი - არის სხეულთან დაკავშირებული თვისება, რომელიც აძლევს მას საშუალებას იყოს *ელექტრული ველის* წყარო და მიიღოს მონაწილეობა *ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებებში*.

არსებობს *ელექტრული მუხტების ორი ტიპი* : მუხტები, მსგავსი ტყავით გახეხილ მინაზე წარმოქმნილების (მას უწოდეს **დადებითი მუხტები**) და მუხტები, მსგავსი ბეწვით გახეხილ ებონიტზე (მათ უწოდეს **უარყოფითი მუხტები**).

ყველა სხეულს ბუნებაში შეუძლიათ დაელექტრიზება, ე.ი. ელექტრული მუხტის შექმნა. სხეულების ელექტრიზაცია შეიძლება განხორციელებულ იქნას სხვადასხვა მეთოდებით: შეხებით (ხახუნით), ელექტროსტატიკური ინდუქციით და ა.შ. როგორც წესი, სხეულების დამუხტვის პროცესი დაიყვანება მუხტების გაყოფაზე, რომლის დროსაც ერთ სხეულზე (ან სხეულის ნაწილზე) წარმოიქმნება დადებითი მუხტის სიჭარბე, ხოლო მეორეზე (ან სხეულის მეორე ნაწილზე) - უარყოფითი მუხტის სიჭარბე.

ელექტრული მუხტი - სხეულების *ერთერთი ძირითადი მახასიათებელი* - ფლობს შემდეგ ფუნდამენტურ თვისებებს:

- *არსებობს ორი სახით*: დადებითი და უარყოფითი. ერთსახელიანი მუხტები განიზიდებიან, ხოლო სხვადასხვა სახელიანები მიიზიდებიან;

- *არიან ინვარიანტულები*: მუხტის სიდიდე არაა დამოკიდებული ათვლის სისტემაზე, ანუ არაა დამოკიდებული იმაზე ათვლის სისტემა მოძრაობს თუ უძრავია;

- *არიან დისკრეტულები*: ნებისმიერი სხეულის მუხტი წარმოადგენს **e ელემენტარული ელექტრული მუხტის** ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ კულ) მთელ ჯერადს. **ელექტრონი** ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ კგ) და **პროტონი** ($m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ კგ) არიან ელემენტარული მუხტის, შესაბამისად დადებითის და უარყოფითის, მატარებლები;

- *არიან ადიტიურები*: სხეულების (ნაწილაკების) ნებისმიერი სისტემის მუხტი, ტოლია სისტემაში შემავალი სხეულების (ნაწილაკების) მუხტების ჯამის.

ელექტრული მუხტის ერთეული SI-სისტემაში არის **კულონი** (1კ არის ელექტრული მუხტი, რომელიც გადის გამტარის განივკვეთში 1 ა დენის ძალისას, 1წმ-ში). კულონი *წარმოებული ერთეულია*.

ცდისეული მონაცემების განზოგადოებისა და ექსპერიმენტალური დადასტურების შედეგად ფარადეიმ ჩამოაყალიბა **ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი**: სხეულში არსებული,

ორივე ნიშნის მუხტების საერთო რაოდენობა უცვლელია; ეს მუხტები მხოლოდ გადანაწილდება სხეულებს შორის.

სისტემას ეწოდება ჩაკეტილი, თუ იგი არ ცვლის მუხტებს გარე სხეულებთან.

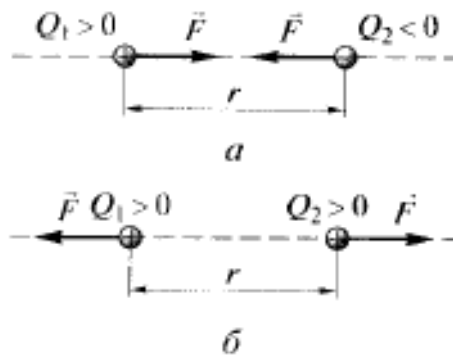
კულონის კანონი

ელექტრული მუხტების ურთიერთქმედების აღსაწერად შემოაქვთ წერტილოვანი მუხტის ცნება - ეს არის მუხტი, რომელიც თავმოყრილია სხეულზე, რომლის ხაზოვანი ზომებიც მცირეა, შედარებით სხვა დამუხტულ სხეულებამდე მანძილებთან, რომელებთანაც იგი ურთიერთქმედებს. ეს რა თქმა უნდა ფიზიკური აბსტრაქციაა.

ერთმანეთის მიმართ უძრავი წერტილოვანი მუხტების ურთიერთქმედების კანონი - კულონის კანონი - დადგენილია ცდისეული გზით: ვაკუუმში მოთავსებულ ორ წერტილოვან უძრავ მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალა F , პროპორციულია Q_1 და Q_2 მუხტების და უკუ პროპორციულია მათ შორის r მანძილის კვადრატის:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|Q_1 Q_2|}{r^2}. \quad (1)$$

ძალა F , რომელსაც ასევე უწოდებენ კულონურ ძალას, მიმართულია ორი ურთიერთქმედი მუხტის შემაერთებელი წრფის გასწვრივ, ე.ი. არის ცენტრალური, და შეესაბამება მიზიდულობას ($F < 0$) სხვადასხვა ნიშნის მუხტებისათვის, და განზიდვას ($F > 0$) ერთნიშნის მუხტებისათვის. (სურ. 1 ა და ბ).



სურ. 1

კულონური ძალები ემორჩილებიან ნიუტონის მესამე კანონს, რადგან ისინი ტოლი არიან მოდულით, მიმართული არიან ურთიერთ საწინააღმდეგოდ მათი შემაერთებელი წრფის გასწვრივ, მოქმედებენ წყვილ-წყვილად, წარმოადგენენ ერთი ბუნების ძალებს, და მოდებული არიან სხვადასხვა სხეულებზე (მუხტებზე).

ფორმულა (1)-ში

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ფ/მ} \quad (2)$$

ელექტრული მუდმივაა, იგი მიეკუთვნება ფუნდამენტურ ფიზიკურ მუდმივათა რიცხვს, სადაც ფარადა (ფ) - ელექტროტევადობის ერთეულია.

სხვადასხვა ამოცანების ამოხსნისას მოხერხებულია

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ მ/ფ.}$$

სიდიდით სარგებლობა.

კულონის კანონის შესრულება დიდ მანძილებზე, 10^7 მ-მდე, დადგენილია დედამიწის მახლობელ სივრცეში თანამგზავრების დახმარებით. ითვლება, რომ კულონის კანონი უნდა სრულდებოდეს უფრო მეტ მანძილებზეც, მაგრამ პირდაპირი ექსპერიმენტები არ ჩატარებულა. ეს კანონი სრულდება მცირე მანძილებისთვისაც, თითქმის 10^{-15} მ-ამდე (დამტკიცებულია რეზერფორდის ცდებში). შემდგომმა ექსპერიმენტებმა დიდი ენერჯის ელექტრონების დრეკადი გაბნევებისთვის, დამაჯერებლად დაამტკიცეს რომ კულონის კანონი სრულდება $\approx 10^{-17}$ მ მანძილებზეც.

ელექტრული ველის დამაბულობა

თუ სივრცეში, რომელიც გარს აკრავს ელექტრულ მუხტს, შევიტანთ მეორე მუხტს, მაშინ მასზე იმოქმედებს კულონის ძალა, ე.ი. ელექტრული მუხტების გარემომცველ სივრცეში არსებობს *ძალური ველი*, რომლის საშუალებითაც ურთიერთქმედებენ ელექტრული მუხტები. ველებს, რომლებიც შექმნილია უძრავი ელექტრული მუხტებით, უწოდებენ *ელექტროსტატიკურს*.

ელექტროსტატიკური ველის აღმოსაჩენად და ექსპერიმენტალური კვლევისთვის გამოიყენება *საცდელი წერტილოვანი დადებითი მუხტი* - ისეთი მუხტი, რომელიც არ ამახინჯებს გამოსაკვლევ ველს (არ იწვევს ველის შემქმნელი მუხტების გადაწეობას).

თუ ველში, რომელიც შექმნილია Q მუხტით, მოვათავსებთ საცდელ მუხტს Q_0 , მასზე იმოქმედებს ძალა F , რომელიც განსხვავებულია ველის სხვადასხვა წერტილში, და რომელიც კულონის კანონის თანახმად პროპორციულია საცდელი მუხტის Q_0 . ამიტომ ფარდობა F/Q_0 , არაა დამოკიდებული Q_0 -ზე და ახასიათებს ელექტროსტატიკურ ველს იმ წერტილში, სადაც იმყოფება საცდელი მუხტი. ამ სიდიდეს ეწოდება დამაბულობა და წარმოადგენს *ელექტროსტატიკური ველის ძალურ მახასიათებელს*. ხაზი უნდა გაესვას, რომ დამაბულობა არაა დამოკიდებული არც ძალაზე და არც ელექტრული მუხტის სიდიდეზე, და განისაზღვრება მხოლოდ მათი ფარდობით.

მოცემულ წერტილში ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობა არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განსაზღვრავს ველის მოცემულ წერტილში მოთავსებულ ერთეულოვან დადებით მუხტზე მოქმედ ძალას

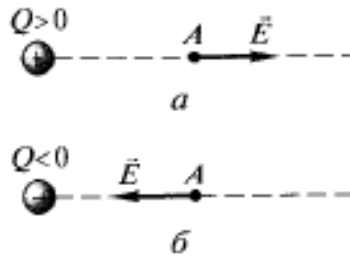
$$E = F/Q_0 . \quad (3)$$

ამ ფორმულის თანახმად ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის ერთეული SI სისტემაში არის ნ/კ; 1ნ/კ არის ისეთი ველის დამაბულობა, რომელიც 1კ წერტილოვან მუხტზე მოქმედებს 1ნ ძალით; $1\text{ნ/კ} = 1\text{ვ/მ}$, სადაც ვ (ვოლტი) ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალის ერთეულია.

წერტილოვანი მუხტის ველის დაძაბულობა ვაკუუმში

$$E = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{Q}{r^2}.$$

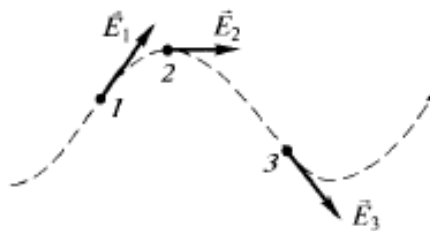
E ვექტორის მიმართულება თანხვედნილია დადებით მუხტზე მოქმედი ძალის მიმართულებას. თუ ველი შექმნილია დადებითი მუხტით, მაშინ E ვექტორი მიმართულია რადიუს ვექტორის გასწვრივ მუხტიდან გარე სივრცეში (საცდელი დადებითი მუხტის განზიდვა, სურ. 2ა); თუ ველი შექმნილია უარყოფითი მუხტით, მაშინ ველი E მიმართულია მუხტისკენ (სურ. 2ბ).



სურ. 2

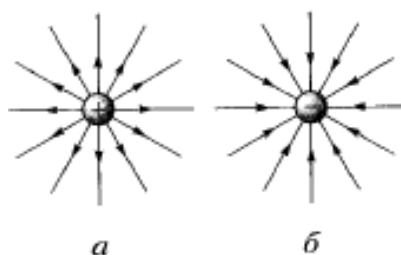
ელექტროსტატიკურ ველს ეწოდება ერთგვაროვანი, თუ ნებისმიერ წერტილში დაძაბულობის ვექტორი მუდმივია მოდულით და მიმართულებით.

ელექტროსტატიკურ ველს გრაფიკულად დაძაბულობის წირების საშუალებით გამოხატავენ, ეს არის წირები, რომელთა მხებიც ნებისმიერ წერტილში თანხვედნია E ვექტორის მიმართულებას (სურ. 3). მას მიაწერენ მიმართულებას, რომელიც თანხვედნილია E ვექტორის მიმართულებას წირის განსახილველ წერტილში. რადგან სივრცის ნებისმიერ მოცემულ წერტილში დაძაბულობის ვექტორს გააჩნია მხოლოდ ერთი მიმართულება, ამიტომ დაძაბულობის წირები არასდროს იკვეთებიან.



სურ. 3

თუ ველი იქმნება წერტილოვანი მუხტით, მაშინ დაძაბულობის წირები მუხტისგან გამოსული რადიალური წირებია, თუ იგი დადებითია, და მასში შემავალი წირებია, თუ მუხტი უარყოფითია (სურ. 4).



სურ.4

ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის წირები იწყება დადებით ელექტრულ მუხტებზე და მთავრდება უარყოფითებზე ან მიდიან უსასრულობაში. (სურ. 5).



სურ. 5

სურ. 5-ზე მაგალითისთვის მოყვანილია ორი მოდულით ტოლი ერთსახელიანი და სხვადასხვა სახელიანი წერტილოვანი მუხტების ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის წირები.

ელექტროსტატიკური ველების სუპერპოზიციის პრინციპი. დიპოლი

განვიხილოთ უძრავი წერტილოვანი მუხტების სისტემა Q_1, Q_2, \dots, Q_n . ექსპერიმენტალურად

დადგენილია, რომ ველის მხრიდან საცდელ Q_0 მუხტზე მოქმედი ჯამური ძალა F ტოლია, თითოეული Q_i მუხტის მხრიდან, მასზე მოდებული F_i ძალების ვექტორული ჯამის:

$$F = \sum_{i=1}^n F_i \quad (4)$$

თანახმად (3)-სა, $F=Q_0E$, სადაც E -ჯამური ველის დამაბულობაა, ხოლო E_i ველის დამაბულობაა, რომელსაც ქმნის Q_i მუხტი. ამ უკანასკნელის ჩასმით (4)-ში ვიღებთ

$$E = \sum_{i=1}^n E_i . \quad (5)$$

თანახმად (3)-სა, $F=Q_0E$, სადაც E -ჯამური ველის დამაბულობაა, ხოლო E_i ველის დამაბულობაა, რომელსაც ქმნის Q_i მუხტი. ამ უკანასკნელის ჩასმით (4)-ში ვიღებთ

$$E = \sum_{i=1}^n E_i . \quad (5)$$

ფორმულა (5) გამოხატავს ელექტროსტატიკური ველის სუპერპოზიციის პრინციპს: მუხტების სისტემის მიერ შექმნილი ჯამური ველის დამაბულობა E , ტოლია მოცემულ წერტილში ცალკეული მუხტების მიერ შექმნილი დამაბულობების გეომეტრიული ჯამის. სუპერპოზიციის პრინციპი იძლევა საშუალებას გამოთვლილ იქნას უძრავი მუხტების სისტემის ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობა, რადგან განფენილი მუხტი, ყოველთვის შეიძლება დაყვანილ იქნას წერტილოვანი მუხტების ერთობლიობაზე. უნდა აღინიშნოს, რომ სუპერპოზიციის პრინციპი წარმოადგენს ცდისეული ფაქტების განზოგადოებას, და შესაძლებელია ირღვევა მცირე მანძილებზე ($\leq 10^{-15}m$).

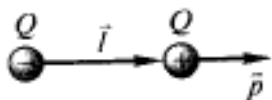
სუპერპოზიციის პრინციპი გამოვიყენოთ ელექტრული დიპოლის ველის გამოსათვლელად ვაკუუმში. ელექტრული დიპოლი არის ორი, მოდულით ტოლი, სხვადასხვა ნიშნის

წერტილოვანი მუხტების სისტემა (+Q, -Q), რომელთა შორის მანძილი l, გაცილებით ნაკლებია ველის განსახილველ წერტილებამდე მანძილზე.

ვექტორს, რომელიც მიმართულია დიპოლის ღერძის გასწვრივ (წრფე, რომელიც გადის ორივე მუხტზე), უარყოფითი მუხტიდან დადებითისკენ და ტოლია მათ შორის მანძილის, უწოდებენ დიპოლის მხარს l. ვექტორს

$$\mathbf{p} = |Q|l, \quad (6)$$

რომელიც მიმართულებით თანხვედნილია დიპოლის მხარის და ტოლია |Q| მუხტის ნამრავლის მის მხარზე l, უწოდებენ დიპოლის ელექტრულ მომენტს, ან დიპოლურ მომენტს (სურ. 6).



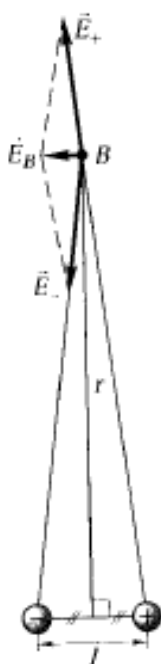
სურ. 6

ელექტროსტატიკური ველების სუპერპოზიციის პრინციპის გამოყენებით, დიპოლის ველის E დამაბულობა ნებისმიერ წერტილში

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- \quad (7)$$

სადაც E₊ და E₋ შესაბამისად დადებითი და უარყოფითი მუხტების მიერ შექმნილი ველების დამაბულობებია.

ერთერთ მაგალითად განვიხილოთ ველის დამაბულობა პერპენდიკულარზე, რომელიც აღმართულია დიპოლის ღერძისადმი მისი შუა წერტილიდან B (სურ. 7). რადგან წერტილი B მუხტებისაგან თანაბრად დაშორებულია, ამიტომ



სურ. 7

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2 + l^2/4} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$$

სადაც r -მანძილია B -წერტილიდან დიპოლის მხარის შუამდე (გათვალისწინებულია, რომ $l \ll r$). ტოლგვერდა სამკუთხედების მსგავსებიდან, რომლებიც ეყრდნობიან დიპოლის მხარს და E_B ვექტორს, მივიღებთ

$$\frac{E_B}{E_+} = \frac{l}{\sqrt{r^2 + (l/2)^2}} \approx l/r, \quad (8)$$

საიდანაც

$$E_B = \frac{E_+ \cdot l}{r}, \quad (9)$$

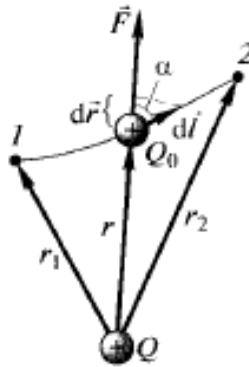
(9)-ს ჩასმით (8)-ში, მივიღებთ

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^3}.$$

ამრიგად, დიპოლის მიერ შექმნილი ველი $r \gg l$ -სთვის, მცირდება დიპოლიდან r მანძილის მესამე ხარისხის უკუპროპორციულად. ელექტრული დიპოლის მომენტი კარგი მიახლოებაა ატომებისა და მოლეკულების ელექტრული თვისებების აღსაწერად (მაგ. პოლარული მოლეკულები).

ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია

თუ Q წერტილოვანი მუხტის ელექტროსტატიკურ ველში, წერტილიდან 1 წერტილ 2-ში ნებისმიერ ტრაექტორიაზე (სურ. 8) გადაადგილდება მეორე წერტილოვანი მუხტი Q_0 , მაშინ მუხტზე მოდებული ძალა ასრულებს მუშაობას. F ძალის მუშაობა ელემენტარულ dl გადაადგილებაზე



სურ. 8

$$dA = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = F dl \cos\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q Q_0}{r^2} dl \cos\alpha.$$

რადგან $dl \cos\alpha = dr$ -ს, ამიტომ

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q Q_0}{r^2} dr.$$

Q_0 მუხტის გადაადგილებისას წერტილი 1-დან 2-ში

$$A_{12} = \int_{r_1}^{r_2} dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_0}{r^2} \int_{r_1}^{r_2} dr/r^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{Q_0}{r_1} - \frac{Q_0}{r_2} \right) \quad (10)$$

არაა დამოკიდებული გადაადგილების ტრაექტორიაზე და განისაზღვრება მხოლოდ საწყისი 1 და საბოლოო 2 წერტილების მდებარეობებით. შესაბამისად, წერტილოვანი მუხტის ელექტროსტატიკური ველი არის პოტენციალური, ხოლო ელექტროსტატიკური ძალები - კონსერვატულები.

თანახმად (10)-სა, მუშაობა მუხტის გადაადგილებისას ჩაკეტილ L გზაზე

$$\oint dA = 0. \quad (11)$$

თუ Q მუხტის ველში გადავიტანთ ერთეულოვან წერტილოვან დადებით მუხტს, მაშინ ველის ძალების მუშაობა ელემენტარულ გადაადგილებაზე dl ტოლია $\mathbf{E}d\mathbf{l} = E_l dl$, სადაც $E_l = E \cos\alpha$ არის \mathbf{E} ვექტორის პროექცია ელემენტარული გადაადგილების მიმართულეზე. მაშინ გამოსახულება (11) ჩაიწერება სახით

$$\oint \mathbf{E}d\mathbf{l} = \oint E_l dl = 0 \quad (12)$$

ინტეგრალს $\oint \mathbf{E}d\mathbf{l} = \oint E_l dl$ -ს უწოდებენ დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია, ხოლო გამოსახულებას (12)-ს - თეორემას \mathbf{E} ვექტორის ცირკულაციის შესახებ. (11) ფორმულიდან გამოდის, რომ ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერი ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ ნულის ტოლია.

ძალურ ველს \mathbf{E} უწოდებენ პოტენციალურს, თუ \mathbf{E} ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურზე ტოლია ნულის.

ფორმულა (11) სამართლიანია მხოლოდ ელექტროსტატიკური ველისთვის. შემდეგში ნაჩვენებ იქნება, რომ ეს პირობა მოძრავი მუხტების ველისთვის არ სრულდება (მისთვის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ნულისგან განსხვავებულია).

ლექცია 2

პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა

კონსერვატიული ძალების მუშაობა შეიძლება წარმოდგენილ იქნას, როგორც პოტენციალური ენერჯის კლება:

$$A_{12} = -\Delta W = W_1 - W_2 \quad (1)$$

წინა ლექციის ფორმულა (10)-დან და ზედა ფორმულიდან გამოდის, რომ Q_0 -მუხტის პოტენციალური ენერჯია Q -მუხტის ველში

$$W = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (QQ_0/r) + C,$$

როცა $r \rightarrow \infty$, პოტენციალური ენერჯია $W=0$, ამიტომ $C=0$. მაშინ

$$W = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (QQ_0/r). \quad (2)$$

ამ ფორმულიდან გამოდის, რომ ფარდობა W/Q_0 არ არის დამოკიდებული Q_0 მუხტზე და ამიტომ შეიძლება გამოვვადგეს ელექტროსტატიკური ველის ენერჯეტიკულ მახასიათებლად, რომელსაც უწოდებენ - პოტენციალს:

$$\varphi = W/Q_0 \quad (3)$$

ეს არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება მოცემულ წერტილში მოთავსებული, ერთეულოვანი დადებითი მუხტის პოტენციალური ენერჯიით. თუ კი ველი იქმნება რამდენიმე ელექტრული მუხტით, მაშინ მუხტების სისტემის ველის პოტენციალი ტოლია თითოეული მუხტის მიერ ცალ-ცალკე, ამ წერტილში შექმნილი პოტენციალური ველების ალგებრული ჯამის:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot Q_i/r_i. \quad (4)$$

წერტილოვანი Q მუხტით შექმნილი ველის პოტენციალი, ტოლია

$$\varphi = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot Q/r. \quad (5)$$

წერტილიდან 1 წერტილ 2-ში, Q_0 მუხტის გადაადგილებისას, ელექტრო-სტატიკური ველის ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა

$$A_{12} = W_1 - W_2 = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (6)$$

ტოლია, ამ მუხტის სიდიდის ნამრავლის, საწყის და საბოლოო წერტილებში პოტენციალთა სხვაობაზე.

თუ Q_0 მუხტს წერტილიდან პოტენციალით φ გადავიტანთ უსასრულობაში (სადაც შეთანხმების თანახმად პოტენციალი 0-ს ტოლია), ელექტროსტატიკური ძალების მუშაობა, (6)-ის თანახმად, $A_\infty = Q_0 \cdot \varphi$, საიდანაც

$$\varphi = A_\infty / Q_0. \quad (7)$$

შესაბამისად, პოტენციალი არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება ერთეულ დადებით მუხტზე შესრულებული მუშაობით მისი გადაადგილებისას ველის მოცემული წერტილიდან უსასრულობაში. (3), (7) და (6) ფორმულებიდან გამოდის, რომ პოტენციალისა და პოტენციალთა სხვაობის ერთეული SI-სისტემაში ვოლტი - არის ველის ისეთი წერტილის პოტენციალი, რომელშიც 1კლ მუხტი ფლობს 1ჯ პოტენციალურ ენერგიას ($1ვ=1ჯ/კ$). ვოლტის განზომილების გათვალისწინებით, შეიძლება ჩვენება, რომ ადრე შემოყვანილი ელექტრო-სტატიკური ველის დამაბულობის ერთეული, მართლაც ტოლია $1ვ/მ: 1ნ/კ=1ნ·მ/(კ·მ)=1ჯ/(კ·მ)=1ვ/მ$.

ველის ძალების მიერ, Q_0 მუხტის მიერ, წერტილიდან 1 წერტილ 2-ში გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა, შეიძლება ასევე ჩაიწეროს სახით

$$A_{12} = \int_1^2 Q_0 \cdot \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}. \quad (8)$$

გამოსახულება (6)-ს და (8)-ს გატოლებით მივალთ პოტენციალთა სხვაობის გამოსახულებამდე

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int_1^2 E_l \cdot dl, \quad (9)$$

სადაც E_l , \mathbf{E} -ვექტორის პროექციაა l -ის ნებისმიერ მიმართულებაზე. ინტეგრირება (9)-ში, სეიძლება მოხდეს საწყისი და საბოლოო წერტილების შემაერთებელი ნებისმიერი წირის გასწვრივ, რადგანაც ელექტროსტატიკური ველის ძალების მუშაობა არ არის დამოკიდებული გადაადგილების ტრაექტორიაზე.

წარმოსახვით ზედაპირებს, რომელთა ყველა წერტილს ერთნაირი პოტენციალი გააჩნიათ, უწოდებენ ექვიპოტენციალურ ზედაპირებს.

ველი თუ იქმნება წერტილოვანი მუხტით, მაშინ, მოცემულ შემთხვევაში, ექვიპოტენციალურ ზედაპირებს წარმოადგენს კონცენტრირებული სფეროები. მეორეს მხრივ, წერტილოვანი მუხტის შემთხვევაში, დამაბულობის წირები - რადიალური სწორებია. შესაბამისად, წერტილოვანი მუხტის შემთხვევაში, დამაბულობის წირები ექვიპოტენციალური ზედაპირების პერპენდიკულარულნი არიან.

დამაბულობის წირები ყოველთვის ექვიპოტენციალური ზედაპირებისადმი ნორმალურნი არიან. მართლაც, ექვიპოტენციალურ ზედაპირებს გააჩნიათ ერთნაირი პოტენციალი, ამიტომ ამ ზედაპირებზე მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა მის მცირე dl უბანზე ტოლია $\Delta A = Q_0 \cdot \mathbf{E} \cdot dl \cos \alpha = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$, საიდანაც გამოდის, რომ $\alpha = \pi/2$ და \mathbf{E} -ვექტორი ყოველთვის ნორმალურია ექვიპოტენციალური ზედაპირების მიმართ. და გარდა ამისა დამაბულობის ვექტორი ყოველთვის მიმართულია პოტენციალის ვარდნის მიმართულებით.

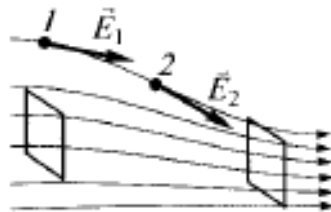


სურ. 1

მაგალითისათვის, სურ.1-ზე ნაჩვენებია წერტილოვანი დადებითი მუხტის, დაძაბულობის წირების სახეები (დაშტრიხული) და ექვიპოტენციალური ზედაპირების კვთები (უწყვეტი ხაზები). თანახმად E-ს r-სგან დამოკიდებულების ხასიათისა ექვიპოტენციალური ზედაპირები მუხტთან მიახლოებისას ხდებიან უფრო ხშირი.

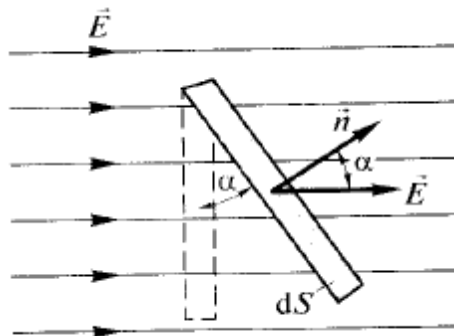
ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის ვექტორის ნაკადი

იმისათვის, რომ ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის წირების საშუალებით დავახასიათოთ არა მარტო \mathbf{E} ვექტორის მიმართულება, არამედ მისი მოდულიც, დაძაბულობის წირებს ატარებენ გარკვეული სიხშირით (სურ. 2), თანაც ისე, რომ დაძაბულობის წირების პერპენდიკულარული, ზედაპირის ფართის ერთეულის გამჭოლი დაძაბულობის წირების რიცხვი უნდა იყოს \mathbf{E} ვექტორის მოდულის ტოლი.



სურ. 2

dS ფართის, რომლის ნორმალის \mathbf{n} , ქმნის α კუთხეს \mathbf{E} ვექტორთან, გამჭოლი დაძაბულობის წირების რიცხვი ტოლია $E dS \cos \alpha = E_n dS$, სადაც E_n , \mathbf{E} ვექტორის პროექციაა dS -ფართის მიმართ \mathbf{n} ნორმალზე (სურ. 3). სიდიდეს



სურ. 3

$$d\Phi_E = E_n \cdot dS = E dS \quad (10)$$

ეწოდება დამაბულობის ვექტორის ნაკადი dS ფართში, სადაც $dS=dS\cdot\mathbf{n}$ არის ვექტორი, რომლის მოდულიც dS -ს ტოლია, ხოლო მიმართულება ფართის \mathbf{n} ნორმალის მიმართულების თანხვედენილია.

ელექტრო-სტატიკური ველის დამაბულობის ვექტორის ნაკადის ერთეულია ვოლტი-მეტრზე (ვ/მ). ნებისმიერი S ჩაკეტილი ზედაპირისთვის \mathbf{E} ვექტორის ნაკადი ამ ზედაპირზე

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}, \quad (11)$$

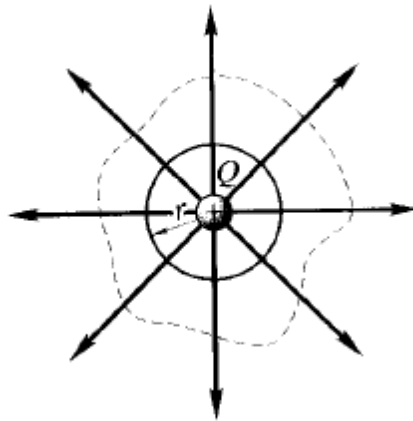
სადაც გამოსახულება \oint ნიშნავს, რომ ინტეგრალი აიღება S ჩაკეტილ ზედაპირზე.

\mathbf{E} -ვექტორის ნაკადი წარმოადგენს ალგებრულ სიდიდეს: იგი დამოკიდებულია არა მარტო \mathbf{E} -ველის კონფიგურაციაზე, არამედ \mathbf{n} -ვექტორის მიმართულების შერჩევაზეც. ჩაკეტილი ზედაპირებისთვის ნორმალის დადებით მიმართულებად მიღებულია გარე ნორმალის მიმართულება, ანუ ნორმალი, მიმართული შემოფარგლული ზედაპირის, არის გარეთ.

გაუსის თეორემა ელექტრო-სტატიკური ველისთვის ვაკუუმში

დამაბულობის ვექტორის ნაკადი r რადიუსის სფეროს ზედაპირზე, რომელიც მოიცავს მის ცენტრში მყოფ Q წერტილოვან მუხტს (სურ. 4), ტოლია

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = (Q/4\pi\epsilon_0 r^2)4\pi r^2 = Q/\epsilon_0 \quad (12)$$



სურ. 4

შეიძლება დამტკიცება, რომ ნებისმიერი ფორმის ზედაპირისთვის, თუ იგი ჩაკეტილია და მოიცავს Q მუხტს, \mathbf{E} -ვექტორის ნაკადი ტოლია Q/ϵ_0 -ს, ანუ

$$\Phi_E = \oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S E_n dS = Q/\epsilon_0. \quad (13)$$

ნაკადის ნიშანი, Q -მუხტის ნიშნის თანხვედენილია. თუ ნებისმიერი ზედაპირი n მუხტს მოიცავს, მაშინ სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად $\mathbf{E} = \sum_i \mathbf{E}_i$, სადაც \mathbf{E}_i i -ური მუხტის მიერ შექმნილი ველია. ამიტომ

$$\Phi_E = \oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S (\sum_i \mathbf{E}_i) \cdot d\mathbf{S} = \sum_i \oint_S \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{S}.$$

თანახმად (12)-სა ნებისმიერი ინტეგრალი, რომელიც დგას ჯამის ნიშნის ქვეშ, ტოლია Q/ϵ_0 . შესაბამისად

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S E_n dS = (1/\epsilon_0) \sum_1^n Q_i \quad (14)$$

ფორმულა (14) გამოხატავს გაუსის თეორემას ელექტრო-სტატიკური ველისათვის ვაკუუმში: ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობის ვექტორის ნაკადი ვაკუუმში ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირზე ტოლია, ამ ზედაპირის შიგნით მოქცეული მუხტების ალგებრული ჯამის.

ზოგად შემთხვევაში, ელექტრული მუხტები შეიძლება განაწილებულ იყვნენ გარკვეული მოცულობითი სიმკვრივით

$$\rho = dQ/dV \quad (15)$$

რაც წარმოადგენს მოცულობის ერთეულზე მოსულ მუხტს. მაშინ გაუსის თეორემა შეიძლება ჩაწერილ იქნას სახით

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S E_n dS = (1/\epsilon_0) \int_V \rho dV, \quad (16)$$

სადაც, $\int_V \rho dV$ ჩაკეტილი S ზედაპირის შიგნით მომწყვდეული ჯამური მუხტია, რომელიც მოიცავს გარკვეულ მოცულობას.

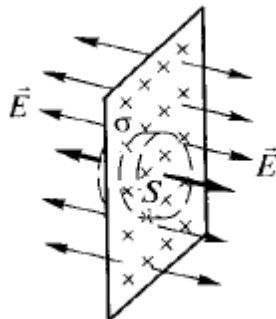
ელექტროსტატიკური ველების გათვლის ზოგიერთი მაგალითები

თანაბრად დამუხტული უსასრულო სიბრტყე σ ზედაპირული სიმკვრივით. მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე

$$\sigma = dQ/dS \quad (17)$$

არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება ფართის ერთეულზე მოსული მუხტით.

ჩაკეტილ ზედაპირად, წარმოდგენით ავიღოთ ცილინდრი, რომელთა ფუძეები დამუხტული ზედაპირის პარალელურები არიან, ხოლო ღერძი მისი პერპენდიკულარული (სურ. 5).



სურ. 5

რადგანაც ცილინდრის მსახველები დამაბულობის ვექტორების პარალელურები არიან, დამაბულობის ვექტორის ნაკადი ცილინდრის გვერდით ზედაპირებზე ნულის ტოლია, ხოლო სრული, ცილინდრის გამჭოლი ნაკადი ტოლია მათი ფუძეების გამჭოლი ნაკადების ჯამის, ე.ი.

2ES-ის. აგებული ცილინდრული ზედაპირის შიგნით მოთავსებული მუხტი, ტოლია σS -ის. თანახმად გაუსის თეორემისა, $2ES = \sigma S/\epsilon_0$, საიდანაც

$$E = \sigma/2\epsilon_0. \quad (18)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ სიბრტყის უსასრულობაში იგულისხმება ფიზიკური და არა მათემატიკური აბსტრაქცია, ანუ ფორმულა (18) სამართლიანია მხოლოდ სიბრტყის ფარდობით სიახლოვეში, სივრცის არის ხაზოვანი ზომებთან შედარებით.

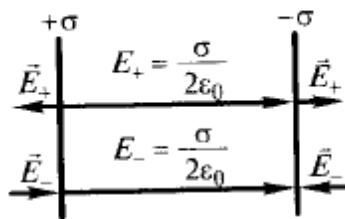
პოტენციალთა სხვაობა წერტილებს შორის, რომლებიც ძვეს x_1 და x_2 მანძილებზე სიბრტყიდან, ტოლია

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} dx = (\sigma/2\epsilon_0)(x_2 - x_1)$$

ორი სხვადასხვა ნიშნიანი მუხტებით დამუხტული უსასრულო პარალელური სიბრტყეები + σ და - σ ზედაპირული მუხტებით.

ასეთი სიბრტყეების ველი შეგვიძლია ვიპოვოთ, როგორც ცალკე თითოეული სიბრტყის მიერ შექმნილი ველების სუპერპოზიცია. *სიბრტყეებს შორის არეში*, შესაკრებ ველებს, აქვთ ერთი და იგივე მიმართულება, ამიტომ ჯამური დამაბულობა

$$E = \sigma/\epsilon_0. \quad (19)$$



სურ.6

სიბრტყეებით შემოფარგლულ არეში (სურ. 6), შესაკრები ველები საწინააღმდეგო მიმართულებისაა, და ამიტომ ჯამური დამაბულობა $E = 0$.

სიბრტყეებს შორის, რომელთა შორის მანძილი არის d , პოტენციალთა სხვაობა, ტოლია

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d E dx = \int_0^d \frac{\sigma}{\epsilon_0} dx = (\sigma/\epsilon_0) \cdot d \quad (20)$$

თანაბრად დამუხტული R რადიუსის სფერული ზედაპირი, + σ ზედაპირული სიმკვრივით.

ზედაპირზე მუხტის თანაბარი განაწილების გამო, მათ მიერ შექმნილი ველი ფლობს სფერულ სიმეტრიას. ამიტომ დამაბულობის წირები რადიალურადაა მიმართული (სურ.7).



სურ. 7

აზრობრივად, ავაგოთ r რადიუსის სფერო, რომელსაც გააჩნია დამუხტულ სფეროსთან საერთო ცენტრი. სფეროს ცენტრის მიმართ ველი არის ცენტრალურ-სიმეტრიული. დაძაბულობა, წარმოადგენს სფეროს ცენტრიდან r მანძილის ფუნქციას და ერთნაირია, სფეროდან ტოლად დაშორებულ ყველა წერტილში. თუ $r > R$, მაშინ სფეროს შიგნით ხვდება, განსახილველი ველის შემქმნელი, მთელი Q მუხტი და გაუსის თეორემის თანახმად (14)

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = Q/\epsilon_0,$$

საიდანაც

$$E(r) = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot Q/r^2 \quad (r \gg R). \quad (21)$$

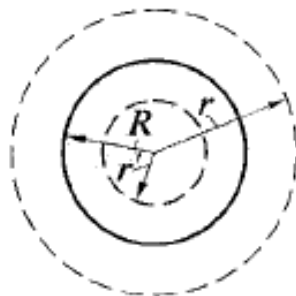
თუ $r < R$, მაშინ ჩაკეტილი ზედაპირი არ მოიცავს შიგნით მუხტებს, და ამიტომ თანაბრად დამუხტული სფერული ზედაპირის შიგნით ველი არ არსებობს [$E(r)=0$].

ორ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა, რომლებიც ძევს r_1 და r_2 მანძილებზე სფეროს ცენტრიდან ($r_1 > R$, $r_2 > R$, $r_2 > r_1$), ტოლია

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr = \int_{r_1}^{r_2} (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (Q/r^2) \cdot dr = (Q/4\pi\epsilon_0) \cdot \left\{ \left(\frac{1}{r_1}\right) - \left(\frac{1}{r_2}\right) \right\} \quad (22)$$

R-რადიუსის მქონე მოცულობით დამუხტული სფერო, ρ მოცულობითი სიმკვრივით

წარმოდგენით ავაგოთ (სურ.8) r რადიუსის მქონე სფერო, საერთო ცენტრით დამუხტულ სფეროსთან. ველი ცენტრალურ-სიმეტრიულია (სფეროს ცენტრი - ველის სიმეტრიის ცენტრია). როგორც სფეროს შემთხვევაში, r რადიუსის წარმოსახვითი სფეროს შემთხვევაშიც, დაძაბულობა E ერთნაირია ყველა წერტილში.



სურ. 8

ველისთვის სფეროს გარეთ ($r > R$), იგივე შედეგი მიიღება, რაც ზედაპირულად დამუხტული სფეროს შემთხვევაში და ველი აღიწერება ფორმულით (21). სფეროს შიგნით ($r < R$) კი, სფერო რადიუსით r' მოიცავს მუხტს $Q' = (4/3)\pi r'^3 \rho$. ამიტომ, თანახმად გაუსის თეორემისა

$$E(r) \cdot 4\pi(r')^2 = Q'/\epsilon_0 = (4/3)\pi(r')^3 \rho / \epsilon_0.$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\rho = Q/(4/3)\pi R^3$, მივიღებთ

$$E(r) = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (Q/R^3) \cdot r' \quad (r' \leq R). \quad (23)$$

ამრიგად, ველის დამახულობა სფეროს გარეთ კლებულობს იგივე კანონით, როგორც წერტილოვანი მუხტისათვის, ხოლო სფეროს შიგნით - იზრდება წრფივად სფეროს ცენტრიდან r' მანძილთან ერთად.

მოცულობით დამუხტული სფეროს ველის დამახულობა სფეროს გარეთ განისაზღვრება (21) ფორმულით, ამიტომ ორ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა განისაზღვრება (22) გამოსახულებით. სფეროს შიგნით ორ წერტილს შორის, განლაგებულების ცენტრიდან r'_1 და r'_2 მანძილებზე ($r'_1 < R$, $r'_2 < R$, $r'_2 > r'_1$), პოტენციალთა სხვაობა ტოლია

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r'_1}^{r'_2} E \cdot dr = (Q/8\pi\epsilon_0 R) \cdot [(r'_2)^2 - (r'_1)^2] \quad (24)$$

დიელექტრიკების პოლარიზაცია

დიელექტრიკები - არიან ნივთიერებები, რომლებშიც არ არსებობენ თავისუფალი მუხტის მატარებლები და რომლებიც არ ატარებენ ელექტრულ დენს (ტერმინი შემოღებულია ფარადეის მიერ). იდეალური დიელექტრიკები ბუნებაში არ არსებობენ, რადგანაც ყველა ნივთიერება, ამა თუ იმ ხარისხით ატარებენ ელექტრულ დენს. დიელექტრიკები ატარებენ ელექტრულ დენს $\approx 15-20$ რიგით უარესად, ვიდრე ნივთიერებები, რომელთაც უწოდებენ **გამტარებს**.

დიელექტრიკები, ისევე როგორც ყველა სხვა ნივთიერებები, შედგება ატომებისა და მოლეკულებისაგან. რადგანაც მოლეკულების ყველა ბირთვების დადებითი მუხტი ტოლია ელექტრონების ჯამური მუხტის, მოლეკულა მთლიანობაში ნეიტრალურია. თუ მოლეკულის ბირთვების ჯამურ დადებით მუხტს შევცვლით $+Q$ -თი, რომელიც იმყოფება დადებითი მუხტების ცენტრში, ხოლო ყველა ელექტრონების მუხტს $-Q$ -თი, რომელიც იმყოფება უარყოფითი მუხტების ცენტრში, მოლეკულა შეიძლება განხილულ იქნას, როგორც $\mathbf{p} = |Q|l$ ელექტრული მომენტის მქონე დიპოლი, სადაც l არის მანძილი დადებით და უარყოფით მუხტების ცენტრებს შორის.

თუ კი, დიელექტრიკის მოლეკულებს (მაგ. N_2 , H_2 , O_2 , CO_2) გააჩნიათ სიმეტრიული აგებულება, ანუ დადებითი და უარყოფითი მუხტების მასათა ცენტრები თანხვედნილია გარე ელექტრული ველის არ არსებობისას, მაშინ ასეთი მოლეკულების დიპოლური მომენტი ნულის ტოლია; მსგავს მოლეკულებს უწოდებენ **არაპოლარულს**. გარე ელექტრული ველის გავლენით ასეთი მოლეკულების მუხტები წაინაცვლებენ საწინააღმდეგო მიმართულებით (დადებითები ველის მიმართულებით, უარყოფითები ველის საწინააღმდეგოდ) და მოლეკულა იძენს დიპოლურ მომენტს.

თუ დიელექტრიკის მოლეკულები (მაგ. H_2O , NH_3 , SO_2 , CO), გააჩნიათ ასიმეტრიული აგებულება, ანუ დადებითი და უარყოფითი მუხტების ცენტრები არ თანხვდებიან გარეშე ველის არ არსებობისას, ასეთი მოლეკულების დიპოლური მომენტი განსხვავებულია ნულისგან; მსგავს მოლეკულებს უწოდებენ **პოლარულს**.

გარე ველის არ არსებობისას პოლარული მოლეკულების დიპოლური მომენტები სითბური მოძრაობის გამო ქაოტურადაა ორიენტირებული სივრცეში და მათი ჯამური მომენტი ნულის ტოლია. თუ ასეთ დიელექტრიკს მოვათავსებთ გარე ველი, ამ ველის ძალები ეცდებიან დიპოლები მოაბრუნონ ველის გასწვრივ და წარმოიქმნება ნულისგან განსხვავებული ჯამური დიპოლური მომენტი.

ამრიგად, არაპოლარულ და პოლარულ მოლეკულებიანი დიელექტრიკების შეტანას გარე ელექტრულ ველში, მივყავართ ნულისგან განსხვავებული დიელექტრიკის ჯამური მომენტის წარმოქმნასთან, ან სხვა სიტყვებით, დიელექტრიკის პოლარიზაციასთან. დიელექტრიკის **პოლარიზაცია** ეწოდება დიპოლების ორიენტაციის პროცესს, ან ველის მიმართულებით ორიენტირებული დიპოლების წარმოქმნას, გარე ელექტრული ველის ქმედების გამო.

ლექცია # 3

ველის დაძაბულობა დიელექტრიკში

როგორც უკვე იყო განხილული, გარეშე ელექტროსტატიკური ველის გავლენით დიელექტრიკი პოლარიზდება. დიელექტრიკის პოლარიზაციის ხარისხს წარმოადგენს ვექტორული სიდიდე - პოლარიზება, რომელიც განისაზღვრება დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის დიპოლური მომენტი:

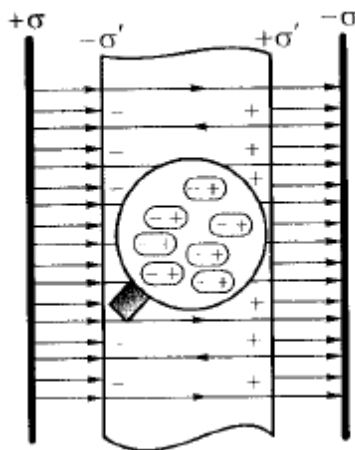
$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_v/V = \sum_i \mathbf{p}_i, \quad (1)$$

სადაც დიელექტრიკის დიპოლური მომენტი $\mathbf{p}_v = \sum_i \mathbf{p}_i$ (\mathbf{p}_i - i-ური მოლეკულის დიპოლური მომენტი). იზოტროპული დიელექტრიკებისათვის პოლარიზება და ველის დაძაბულობა მოცემულ წერტილში დაკავშირებულია თანაფარდობით

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \quad (2)$$

სადაც ϵ - უგანზომილებო სიდიდეა, იგი წარმოადგენს ნივთიერების დიელექტრიკული ამთვისებლობას და ახასიათებს დიელექტრიკის თვისებებს.

უსასრულო, ბრტყელპარალელური სახის, უსასრულო დაა იზოტროპული დიელექტრიკული ფირფიტა (დიელექტრიკის თვისებები ყველა წერტილში და ყველა მიმართულებით ერთნაირია) შევიტანოთ გარე ერთგვაროვან ელექტროსტატიკურ ველში, რომელიც შექმნილია ორი სხვადასხვა ნიშნიანი სიბრტყეებით, მუხტის ზედაპირული სიმკვრივებით $+\sigma$ და $-\sigma$ (სურ. 1).



სურ. 1

ველის მოქმედებით დიელექტრიკი პოლარიზდება, ე.ი. ხდება მუხტების წანაცვლება: დადებითები წანაცვლებენ ველის მიმართულებით, ხოლო უარყოფითები მის საწინააღმდეგოდ. ამის შედეგად დიელექტრიკის მარჯვენა წახნაგზე, მიმართულის უარყოფითი სიბრტყისაკენ, იქნება დადებითი მუხტების სიჭარბე სიმკვრივით $+\sigma'$, ხოლო მარცხენა წახნაგზე, უარყოფითი მუხტის სიჭარბე, სიმკვრივით $-\sigma'$. ეს დაუკომპენსირებული

მუხტები, რომლებიც წარმოიქმნებიან დიელექტრიკის პოლარიზაციის შედეგად, იწოდება **ბმულეზად**.

ბმული მუხტები დიელექტრიკის შიგნით შექმნიან ერთგვაროვან ველს, რომლის დამაბულოზაც

$$E' = \sigma' / \epsilon_0 . \quad (3)$$

E' ველი მიმართულია გარე E ველის საწინააღმდეგოდ (ველისა, რომელსაც ქმნიან თავისუფალი მუხტები) და ასუსტებენ მას (სურ. 1). დიელექტრიკის შიგნით ჯამური ველი

$$E = E_0 - \sigma' / \epsilon_0 ; \quad (4)$$

ხოლო დიელექტრიკს გარეთ $E = E_0$. დიელექტრიკზე ბმული მუხტების წარმოქმნის გამო დამაბულოზის წირების ნაწილი ვერ გადის დიელექტრიკს, და თავდება (ან იწყება) ბმულ მუხტებზე.

σ' -ს განსასაზღვრავად გავიხსენოთ, რომ დიელექტრიკის ფირფიტის დიპოლური მომენტი $p_v = PV = PSd$, სადაც S ფირფიტის წახნაგის ფართია; d - მისი სისქე.

მეორეს მხრივ დიპოლური მომენტი ტოლია თითოეული წახნაგის ბმული მუხტის, $Q' = \sigma' S$, ნამრავლის მათ შორის d მანძილზე, ე.ი. $p_v = \sigma' Sd$. ამრიგად $PSd = \sigma' Sd$, ანუ

$$\sigma' = P, \quad (5)$$

ე.ი. განხილული კერძო შემთხვევისათვის ბმული მუხტების σ' ზედაპირული სიმკვრივე ტოლია პოლარიზების. აღსანიშნავია, რომ ზოგადი სახით (5) ფორმულაში დგას P_n - პოლარიზებულების ვექტორის ნორმალური კომპონენტი.

მე-(4) გამოსახულებაში (5)-ს და (2)-ს ჩასმით, მივიღებთ

$$E = E_0 - \epsilon E,$$

საიდანაც, დიელექტრიკის შიგნით დამაბულოზის ჯამური ველი

$$E = E_0 / (1 + \epsilon) = E_0 / \epsilon, \quad (6)$$

სადაც, უგანზომილებო სიდიდე

$$\epsilon = 1 + \epsilon \quad (7)$$

- გარემოს დიელექტრიკული განჭოლვადობაა, რომელიც გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერ ამცირებს დიელექტრიკი ველს; იგი რაოდენობრივად ახასიათებს დიელექტრიკის ელექტრულ ველში დაპოლარიზების თვისებას.

ელექტრული წანაცვლება. გაუსის თეორემა დიელექტრიკში ელექტრული ველისთვის

ელექტროსტატიკური ველის დასახასიათებლად, გარდა დამაბულობის E ვექტორისა, რომელიც დიელექტრიკის საზღვარზე განიცდის ნახტომს ($E=E/\epsilon_0$), შემოყავთ ელექტრული წანაცვლების D ვექტორი. იზოტროპული გარემოსთვის

$$D = \epsilon_0 E, \quad (8)$$

სადაც ϵ_0 - ელექტრული მუდმივაა; ϵ - გარემოს დიელექტრული შეღწევადობა.

ვაჩვენოთ, რომ D -ვექტორი არ განიცდის წყვეტას ორი დიელექტრიკის, ϵ_1 და ϵ_2 -ით, საზღვარზე. თანახმად (6) და (8) ფორმულებისა, $E_1=E_0/\epsilon_1$, $E_2=E_0/\epsilon_2$ და $D_1=\epsilon_0\epsilon_1 E_1$, $D_2=\epsilon_0\epsilon_2 E_2$, საიდანაც გამოდის, რომ $D_1=\epsilon_0 E_0$ და $D_2=\epsilon_0 E_0$, ე.ი. $D_1= D_2$.

$\epsilon = 1 + \alpha$ და $P = \alpha\epsilon_0 E$, ფორმულების გათვალისწინებით, ელექტრული წანაცვლების ვექტორი შეიძლება გამოსახულ იქნას, როგორც

$$D = \epsilon_0 E + P. \quad (9)$$

ელექტრული წანაცვლების ერთეული SI სისტემაში არის კულონი მეტრზე კვადრატში (კლ/მ²).

E ველის ანალოგიურად D ველიც გამოისახება ელექტრული წანაცვლების წირებით, რომელთა მიმართულება და სიხშირე ზუსტად ისევე განისაზღვრება, როგორც დამაბულობის წირებისთვის.

E ვექტორის წირები შეიძლება იწყებოდეს და თავდებოდეს ნებისმიერ მუხტებზე - თავისუფალზე და ბმულზეც, იმ დროს როდესაც D -ვექტორის წირები - მხოლოდ თავისუფალ მუხტებზე. ველის იმ არეებში სადაც არიან ბმული მუხტები, D ვექტორის წირები გადიან წყვეტის გარეშე.

ანალოგიურად E ვექტორის ნაკადისა შემოყავთ D ელექტრული წანაცვლების ვექტორის ნაკადი, რომელიც ნებისმიერ ჩაკეტილ S ზედაპირში

$$\Phi_D = \oint_S D dS = \oint_S D_n dS, \quad (10)$$

სადაც D_n , D - ვექტორის პროექციაა dS ფართის ნორმალზე.

დიელექტრიკში ელექტროსტატიკურ ველისთვის გაუსის თეორემაა:

$$\oint_S D dS = \oint_S D_n dS = \sum_i^n Q_i, \quad (11)$$

ე.ი. დიელექტრიკში, ელექტრული ველის წანაცვლების ვექტორის ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირში ტოლია, ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული თავისუფალი ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამის. გაუსის თეორემა ასეთი ფორმით სამართლიანია, როგორც ერთგვაროვანი და იზოტროპული, ასევე არაერთგვაროვანი და ანიზოტროპული გარემოების ელექტროსტატიკური ველებისათვის.

სივრცეში, ρ მოცულობითი სიმკვრივის მუხტის, უწყვეტი განაწილების შემთხვევაში, გაუსის თეორემა დიელექტრიკში ელექტრული ველისათვის შეიძლება ჩაიწეროს სახით

$$\oint_S D dS = \oint_S D_n dS = \int_V \rho dV, \quad (12)$$

ე.ი. დიელექტრიკში ელექტროსტატიკური ველის წანაცვლების ვექტორის ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირში, ტოლია ამ ზედაპირით შემოფარგულ მოცულობაში მოთავსებულ თავისუფალი მუხტის.

გამტარები და მუხტების განაწილება მათში

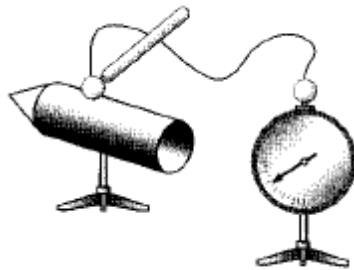
გამტარები არიან ისეთი სხეულები, რომლებშიც ელექტრულ მუხტს შეუძლია გადაადგილდეს მთელ მის მოცულობაში.

თუ კი გამტარს მოვათავსებთ გარე ელექტროსტატიკურ ველში ან მას დავმუხტავთ, მაშინ გამტარის მუხტებზე იმოქმედებს ელექტროსტატიკური ველი, რომლის შედეგადაც, ისინი დაიწყებენ გადაადგილებას მანამდე, სანამ არ დამყარდება *მუხტების წონასწორული განაწილება*, რომლის დროსაც *გამტარის შიგნით ელექტროსტატიკური ველი ხდება ნული*:

$$\mathbf{E} = 0. \quad (13)$$

ეს ასე, რომ არ ყოფილიყო მუხტები იმოძრაებდნენ ენერგიის ხარჯვის გარეშე, რაც ეწინააღმდეგება ენერგიის შშმეენახვის კანონს.

გამტარის ზედაპირი ელექტროსტატიკურ ველში წარმოადგენს *ექვიპოტენციალურს*. ამის ექსპერიმენტალურ დადასტურებას ემსახურება შემდეგი ცდა. თუ ერთერთ ფუძეზე კონუსური შვერილის, ხოლო მეორეზე ღრმულის მქონე ცილინდრულ გამტარს დავმუხტავთ და შევაერთებთ



სურ. 2

მავთულით იზოლირებულ სახელურიან საცდელ ბურთულასთან, ელექტრომეტრით, ვნახავთ, რომ ბურთულას გადაადგილებისას გამტარის შიგა და გარე ზედაპირებზე, ელექტრომეტრის ჩვენებები იქნება *ერთნაირი*. აქედანვე გამოდის, რომ \mathbf{E} ვექტორი მიმართულია *გამტარის ზედაპირის ნებისმიერი წერტილის მართობულად*:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_n \quad (14)$$

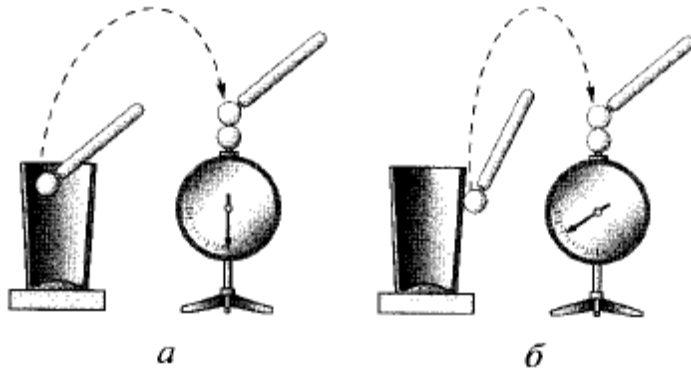
გარდა ამისა, ეს რომ ასე არ ყოფილიყო, მაშინ \mathbf{E} -ს მხები მდგენელის მოქმედებით მუხტები დაიწყებდნენ გამტარის ზედაპირზე გადაადგილებას, რაც ეწინააღმდეგება მუხტების წონასწორულ განაწილებას.

თუ გამტარს მივანიჭებთ რომელიღაც Q მუხტს, მაშინ არაკომპენსირებული მუხტები *მხოლოდ გამტარის ზედაპირზე* განლაგდებიან. ეს გამოდის უშუალოდ გაუსის თეორემიდან, რომლის თანახმადაც, გამტარის შიგნით, რომელიღაც მოცულობაში მოთავსებული Q მუხტი, რომელიც შემოსაზღვრულია ნებისმიერი ჩაკეტილი ზედაპირით,

$$Q = \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = \oint_S D_n dS = 0,$$

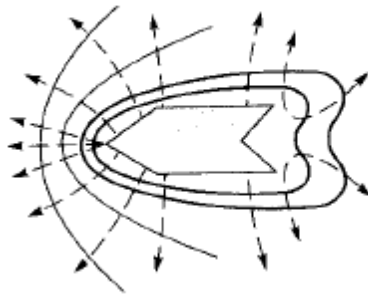
რადგანაც, ზედაპირის შიგნით ყველა წერტილებში $D=0$.

მუხტების განაწილება გამტარის ზედაპირზე შეგვიძლია ვაჩვენოთ, თუ ავიღებთ დამუხტულ ღრუ მეტალის ჭიქას (სურ. 3) და შევხებებით რა სასინჯი ბურთულით მის შიდა და გარე ზედაპირებს, გადავიტანთ ბურთულას დაუმუხტავ ელექტროსკოპზე. პირველ შემთხვევაში საცდელი ბურთულა არ დამუხტულა, ხოლო მეორეში დაიმუხტა.



სურ. 3

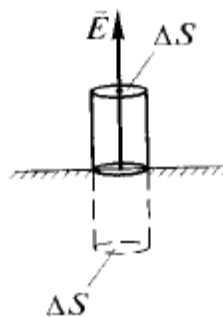
სურ. 4-ზე ნაჩვენებია დამუხტული მეტალის ცილინდრის, რომელსაც გააჩნია ერთ მხარეს შვერილი, ხოლო მეორე მხარეს ღრმული, ველის დამაბულობის წირების სახე (დაშტრიბული წირები) და ექვიპოტენციალური ზედაპირების კვთები (უწყვეტი წირები). სურათიდან გამოდის,



სურ. 4

რომ წვეროსა და შვერილების მახლობლობაში, ექვიპოტენციალური ზედაპირები განლაგებულია უფრო ხშირად, ე.ი. იქ ველის დამაბულობაც მეტია. შესაბამისად, წვეროებსა და შვერილებზე მუხტების ზედაპირული სიმკვრივე მეტია, ვიდრე ზედაპირის სხვა უბნებში. ღრმულების არეში ველის დამაბულობა და მუხტების ზედაპირული სიმკვრივე მინიმალურია.

განვიხილოთ ΔS ფუძეების მქონე, მცირე ზომის ცილინდრი, რომელთაგან ერთერთი განლაგებულია გამტარის შიგნით, ხოლო მეორე გამტარს გარეთ, თანაც ცილინდრის ღერძი ორიენტირებულია \vec{E} ვექტორის გასწვრივ (სურ. 5).



სურ. 5

ზედაპირის შიდა ნაწილში \vec{D} ვექტორის ნაკადი ტოლია ნოლის, რადგან \vec{E} ვექტორი გამტარის შიგნით, და შესაბამისად \vec{D} -ც ტოლია ნოლის. გამტარს გარეთ ველის დამაბულობა მიმართულია ზედაპირის მართობულად. შესაბამისად, \vec{D} ვექტორის ნაკადი ჩაკეტილ ცილინდრულ ზედაპირზე განისაზღვრება მხოლოდ ცილინდრის გარე ფუძეში გამავალი ნაკადით. გაუსის თეორემის თანახმად, ეს ნაკადი ($D\Delta S$) ტოლია მუხტების ჯამის ($Q=\sigma\Delta S$), რომელსაც მოიცავს ზედაპირი: $D\Delta S = \sigma\Delta S$, ე.ი.

$$D = \sigma \quad (15)$$

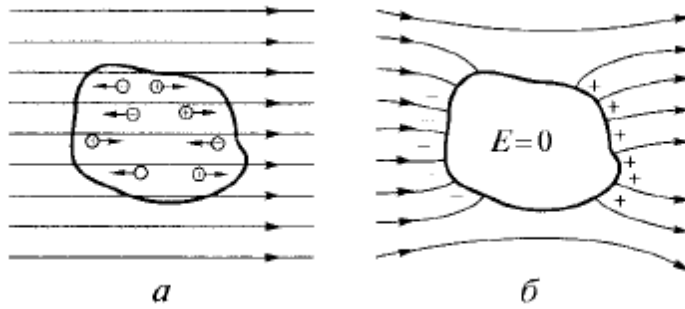
ახ

$$E = \sigma/\epsilon_0 \epsilon, \quad (16)$$

სადაც ϵ - გარემოს დიელექტრიკული განჭოლვადობაა. თანაფარდობა (16) განსაზღვრავს ელექტროსტატიკური ველის დამაბულობას *ნებისმიერი ფორმის* გამტარის ზედაპირის მახლობლობაში.

გამტარი გარე ელექტროსტატიკურ ველში

თუ, გარე ელექტროსტატიკურ ველში შევიტანთ *ნეიტრალურ გამტარს*, მაშინ თავისუფალი მუხტები (ელექტრონები, იონები) გადაადგილდებიან: დადებითები ველის მიმართულებით,



სურ. 6

ხოლო უარყოფითები მის საწინააღმდეგოდ (სურ. 6^ა). გამტარის ერთ ბოლოზე დაგროვდება ჭარბი დადებითი მუხტი, ხოლო მეორეზე ჭარბი უარყოფითი. ამ მუხტებს უწოდებენ *ინდუცირებულებს*. პროცესი გაგრძელდება იქამდე, სანამ გამტარის შიგნით ველის დამაბულობა არ გახდება ნულის ტოლი, ხოლო დამაბულობის წირები გამტარს გარეთ მისი ზედაპირის მართი (სურ. 6^ბ). ამრიგად, ელექტროსტატიკურ ველში შეტანილი ნეიტრალური გამტარი, წყვეტს დამაბულობის წირების ნაწილს; ისინი მთავრდებიან უარყოფით ინდუცირებულ მუხტებზე და კვლავ იწყებიან დადებითებზე. ინდუცირებული მუხტები განაწილდებიან გამტარის გარე ზედაპირზე.

გარე ელექტროსტატიკურ ველში გამტარზე ზედაპირული მუხტების გადანაწილების მოვლენას უწოდებენ *ელექტროსტატიკურ ინდუქციას*.

რადგანაც გამტარის შიგნით, წონასწორულ მდგომარეობაში მუხტები არ არსებობენ, მის შიგნით ღრუს შექმნა არ იმოქმედებს მუხტების განლაგების კონფიგურაციაზე და ამით ელექტრო სტატიკურ ველზე. შესაბამისად ღრუს შიგნით ველი არ გვექნება. თუ ახლა ამ ღრუიან გამტარს დავამიწებთ, მაშინ ღრუს ყველა წერტილში პოტენციალი იქნება ნულოვანი, ე.ი. ღრუ სრულიად იზოლირებულია გარე ელექტროსტატიკური ველების გავლენისაგან. ამაზეა დამყარებული *ელექტროსტატიკური დაცვა* - სხეულების ეკრანირება, მაგ. გამზომი ხელსაწყოების, გარე ელექტრო სტატიკური ველების გავლენისაგან ნაცვლად უწყვეტი გამტარისა დაცვისათვის შეიძლება გამოყენებულ იქნას ხშირი მეტალური ბადე.

განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა

სხვა გამტარებისგან, სხეულებისგან და მუხტებისგან დაშორებულ გამტარს უწოდებენ *განმხოლოებულ გამტარს*.

ცდებიდან გამოდის, რომ სხვადასხვა ფორმის ერთნაირად დამუხტულ გამტარებს გააჩნიათ სხვადასხვა პოტენციალი. ამიტომ განმხოლოებული გამტარისათვის შეიძლება ჩაიწეროს

$$Q = C \cdot \phi.$$

სიდიდეს

$$C = Q/\varphi \quad (17)$$

უწოდებენ განმხოლოებული გამტარის ელექტრულ ტევადობას (ელექტროტევადობას). განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა განისაზღვრება მუხტით, რომლის გადაცემით გამტარზე, მისი პოტენციალს ცვლის ერთეულით.

გამტარის ელექტროტევადობა განსაზღვრავს გამტარის მიერ ელექტრული მუხტის დაგროვების უნარს. იგი დამოკიდებულია მის ზომებზე, ფორმაზე და გარემოს დიელექტრიკულ შეღწევადობაზე, მაგრამ არაა დამოკიდებული გამტარის მასალაზე, აგრეგატულ მდგომარეობაზე, მის შიგნით ღრუს ფორმასა და ზომებზე. ეს იმასთანაა დაკავშირებული, რომ ჭარბი მუხტები ნაწილდება გამტარის გარე ზედაპირზე. ელექტროტევადობა ასევე არაა დამოკიდებული არც გამტარის მუხტზე, არც მის პოტენციალზე. ნათქვამი არ ეწინააღმდეგება (17) ფორმულას, რადგან იგი მხოლოდ უჩვენებს, რომ განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა შეიძლება გამოთვლილ იქნას ამ ფორმულით.

ელექტროტევადობის ერთეულია - **ფარადი (ფ)**; 1ფ ისეთი განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობაა, რომლის პოტენციალიც იცვლება 1ვ-ით, მისთვის 1კლ მუხტის გადაცემისას.

ϵ დიელექტრიკული განჭოლვადობის მქონე ერთგვაროვან გარემოში მყოფი, R რადიუსიანი განმხოლოებული სფეროს პოტენციალი, ტოლია

$$\varphi = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (Q/\epsilon R). \quad (18)$$

(17) ფორმულის გამოყენებით მივიღებთ, რომ *სფეროს ელექტროტევადობა*

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (19)$$

აქედან გამოდის, რომ 1 ფ ელექტროტევადობა ექნებოდა განმხოლოებულ სფეროს ვაკუუმში რომლის რადიუსიცაა $R=C/4\pi\epsilon_0 \approx 9 \cdot 10^6$ კმ, რაც დაახლოებით 1400 ჯერ მეტია დედამიწის რადიუსზე (დედამიწის ელექტროტევადობა $C \approx 0,7$ მფ. შესაბამისად, ფარადა - ძალზე დიდი სიდიდეა, ამიტომ პრაქტიკაში გამოიყენება მისი წილადი ერთეულები - მილიფარადა (მფ), მიკრო ფარადა (მკფ), ნანოფარადა (ნფ), პიკოფარადა (პფ).

ლექცია # 4

კონდენსატორები და მათი შეერთებები

იმისათვის, რომ გამტარს გააჩნდეს დიდი ელექტროტევადობა მას უნდა ჰქონდეს დიდი ზომები. მაგრამ, პრაქტიკაში, ხშირად არის საჭირო მოწყობილობები, რომლებიც ფლობენ უნარს მცირე ზომებისას და არც თუ დიდი ირგვლივ მყოფი სხელების მიმართ პოტენციალებისას შეაგროვოს სიდიდით მნიშვნელოვანი მუხტები, სხვა სიტყვებით *ფლობდნენ დიდ ტევადობას*. ამ მოწყობილობებმა მიიღეს სახელი *კონდენსატორები*.

თუ დამუხტულ გამტარს მივუახლოვებთ სხვა სხეულებს, მათზე წარმოიქმნება ინდუცირებული (გამტარზე) ან ბმული (დიელექტრიკზე) მუხტები, თანაც უახლოესი საყენ Q მუხტთან მუხტები იქნებიან საპირისპირო ნიშნის. ბუნებრივია ეს მუხტები ასუსტებენ Q მუხტით შექმნილ ველს, ე.ი. ადაბლებენ გამტარის პოტენციალს, რასაც მივყავართ მისი ელექტროტევადობის გაზრდასთან.

კონდენსატორები - ორი გამტარის (შემონაფენების) სისტემაა, მოდულით ერთნაირი, მაგრამ საპირისპირო ნიშნის მუხტებით, რომელთა ფორმა და განლაგება ისეთია, რომ ველი თავმოყრილია შემონაფენებს შორის ვიწრო ღრეჩოში.

კონდენსატორის ელექტროტევადობა

$$C = Q/(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (1)$$

სადაც Q - კონდენსატორში დაგროვებული მუხტია; $(\varphi_1 - \varphi_2)$ - პოტენციალთა სხვაობა (ასევე უწოდებენ ძაბვას) კონდენსატორის შემონაფენებს შორის.

ბრტყელი კონდენსატორი შედგება ორი პარალელური მეტალის ფირფიტებისაგან, თითოეული S ფართით, რომლებიც განლაგებულია ერთმანეთისაგან d მანძილზე და გააჩნიათ +Q და -Q მუხტები. თუ ფირფიტებს შორის მანძილი მცირეა მის წირით ზომებთან შედარებით, სასაზღვრო ეფექტები შეგვიძლია უგულვებელვყოთ და შემონაფენებს შორის ველი ჩავთვალოთ ერთგვაროვნად.

ბრტყელი კონდენსატორის შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა, მის შემონაფენებს შორის დიელექტრიკის არსებობისას

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \sigma d / \epsilon_0 \epsilon, \quad (2)$$

სადაც ϵ - დიელექტრიკული შეღწევადობაა; σ - მუხტების ზედაპირული სიმკვრივე. გთვალისწინებით, რომ $Q = \sigma S$, (1) ფორმულიდან, (2)-ის გათვალისწინებით მივიღებთ, **ბრტყელი კონდენსატორის ელექტროტევადობას**

$$C = \epsilon_0 \epsilon S / d. \quad (3)$$

სფერული კონდენსატორი - შედგება 2 კონცენტრირებული მეტალური შემონაფენისგან, რომელიც გაყოფილია დიელექტრიკის ფენით. სფერული კონდენსატორის შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა, მათ შორის დიელექტრიკის არსებობისას, ტოლია

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (Q/4\pi\epsilon_0\epsilon) \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right). \quad (4)$$

(4)-ს ჩასმით (1)-ში, მივიღებთ *სფერული კონდენსატორის ტევადობას*

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot (r_1 r_2 / (r_1 - r_2)). \quad (5)$$

ელექტროსტატიკური ველის ენერჯია

უძრავი წერტილოვანი მუხტების სისტემის ენერჯია. ურთიერთქმედების ელექტროსტატიკური ძალები კონსერვატულებია, შესაბამისად, მუხტების სისტემა ფლობს პოტენციალურ ენერჯიას. ვიპოვოთ, ერთმანეთისგან r მანძილზე დაშორებული, ორი უძრავი წერტილოვანი მუხტის სისტემის პოტენციალური ენერჯია. თითოეული ამ მუხტთაგანი მეორე მუხტის ველში ფლობს პოტენციალურ ენერჯიას:

$$W_1 = Q_1\varphi_{12}, \quad W_2 = Q_2\varphi_{21},$$

სადაც φ_{12} და φ_{21} - პოტენციალებია, შექმნილი Q_2 მუხტით Q_1 მუხტის მდებარეობის წერტილში და Q_1 მუხტით Q_2 -ს მდებარეობის წერტილში, შესაბამისად. თანახმად განმარტების

$$\varphi_{12} = (1/4\pi\epsilon_0)Q_2/r \text{ და } \varphi_{21} = (1/4\pi\epsilon_0)Q_1/r,$$

ამიტომ $W_1=W_2=W$ და

$$W = Q_1\varphi_{12} = Q_2\varphi_{21} = (1/2)(Q_1\varphi_{12} + Q_2\varphi_{21}). \quad (6)$$

ეს ფორმულა შეიძლება განზოგადოებულ იქნას n უძრავ წერტილოვან მუხტის შემთხვევაზე:

$$W = (1/2) \cdot \sum_{i=1}^n Q_i \varphi_i, \quad (7)$$

სადაც φ_i არის პოტენციალი, რომელსაც ქმნიან ყველა მუხტები (გარდა i -რისა), იმ წერტილში, სადაც იმყოფება Q_i მუხტი.

დამუხტული განმხოლოებული გამტარის ენერჯია. ვთქვათ გვაქვს განმხოლოებული გამტარი რომლის მუხტი, ტევადობა და პოტენციალი შესაბამისად ტოლია Q, C და φ -ს. იმისათვის, რომ გავზარდოთ მუხტი გამტარზე, აუცილებელია მუშაობის შესრულება. ეს მუშაობა სრულდება გარე ძალების მიერ, რომელიც მუხტს გადაადგილებს გამტარის ელექტროსტატიკური ველის ძალების საწინააღმდეგოდ, და იხარჯება დამუხტული გამტარის ენერჯიის გაზრდაზე. რადგანაც გამტარის ყველა წერტილში პოტენციალი ერთნაირია, (7)-დან გამოდის

$$W = (1/2) \cdot \varphi \cdot \sum_{i=1}^n Q_i = Q\varphi/2,$$

სადაც $Q = \sum_{i=1}^n Q_i$ - გამტარის მუხტია. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $C = Q/\varphi$, განმხოლოებული დამუხტული გამტარის ენერგია იქნება

$$W = C\varphi^2/2 = Q\varphi/2 = Q^2/2C. \quad (8)$$

დამუხტული კონდენსატორის ენერგია. როგორც ყოველი დამუხტული გამტარი, კონდენსატორიც ფლობს ენერგიას, რომელიც ფორმულა (8)-ს შესაბამისად, ტოლია

$$W = C(\Delta\varphi)^2/2 = Q\Delta\varphi/2 = Q^2/2C, \quad (9)$$

სადაც Q - კონდენსატორის მუხტია; C - მისი ელექტროტევადობა; $\Delta\varphi$ - კონდენსატორის შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა.

ელექტროსტატიკური ველის ენერგია. $W = C(\Delta\varphi)^2/2$ ფორმულა გარდავქმნათ ელექტროტევადობის ($C = \epsilon_0\epsilon S/d$) და შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობის ($\Delta\varphi = Ed$) ფორმულების გამოყენებით. გვექნება

$$W = (\epsilon_0\epsilon E^2/2) \cdot Sd = (\epsilon_0\epsilon E^2/2) \cdot V, \quad (10)$$

სადაც $V = Sd$ - კონდენსატორის მოცულობაა. ფორმულა (10) კონდენსატორის ენერგიას უკავშირებს ელექტროსტატიკური ველის ძირითად მახასიათებელს - **დაძაბულობას E** .

ელექტროსტატიკური ველის ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე (მოცულობის ერთეულის სიმკვრივე)

$$w = W/V = (\epsilon_0\epsilon E^2/2) = ED/2. \quad (11)$$

ეს გამოსახულება სამართლიანია მხოლოდ **იზოტროპული დიელექტრიკისათვის**, რომლისთვისაც სამართლიანია $\mathbf{P} = \chi\epsilon_0\mathbf{E}$.

მუდმივი ელექტრული დენი

ელექტრული დენი, ძირითადი მახასიათებლები

ელექტრული დენი - ელექტრული მუხტების მოწესრიგებული (მიმართული) მოძრაობაა.

ელექტრული დენის აღძვრისა და არსებობისთვის აუცილებელია ერთის მხრივ არსებობა თავისუფალი **დენის მატარებლების** - დამუხტული ნაწილაკების, რომელთაც შეუძლიათ მოწესრიგებულად გადაადგილება, ხოლო მეორეს მხრივ **ელექტრული ველის** არსებობა, რომლის ენერგიაც რაღაცა სახით შესრულებისას, დაიხარჯებოდა მათ მოწესრიგებულ მოძრაობაზე. დენის მიმართულეზად პირობითად ირჩევენ **დადებითი მუხტების** მოძრაობის მიმართულეზას. დენი შეიძლება მიედინებოდეს მყარ სხეულებში (მაგალითად, მეტალებში, ნახევარგამტარებში), სითხეებში (ელექტროლიტებში) და გაზებში.

ელექტრული დენის რაოდენობრივ მახასიათებელს წარმოადგენს **I დენის ძალა**-სკალარული ფიზიკური სიდიდე, რომელიც განისაზღვრება გამტარის განივკვეთში გამავალი ელექტრული მუხტით, დროის ერთეულში:

$$I = dQ/dt . \quad (12)$$

დენს, რომლის მნიშვნელობაც დროში არ იცვლება უწოდებენ **მუდმივს**. მისთვის

$$I = Q/t , \quad (13)$$

სადაც Q გამტარის განივკვეთში, t დროში გამავალი ელექტრული მუხტია.

დენის ძალის ერთეულია - ამპერი.

ზოგად შემთხვევაში ელექტრული დენი გამტარის ზედაპირზე შეიძლება განაწილებულ იყოს *არათანაბრად*. ამიტომ შემოყავთ ფიზიკური სიდიდე **დენის სიმკვრივე** - იგი განისაზღვრება დენის ძალით, რომელიც გადის გამტარის განივი კვეთის ერთეულოვან ფართობში, დენის მიმართულების პერპენდიკულარულად:

$$J = dI/dS_{\perp} . \quad (14)$$

SI-სისტემაში დენის ძალის სიმკვრივის ერთეულია *ამპერი მეტრ კვადრატზე (ა/მ²)*.

თუ, დენის მატარებლების კონცენტრაცია ტოლია n-ის და თითოეულ მატარებელს გააჩნია ელემენტარული მუხტი e (რაც არ არის აუცილებელი იონებისთვის), მაშინ dt დროის განმავლობაში გამტარის S განივ კვეთაში გადაიტანება $dQ=ne\langle v \rangle Sdt$ მუხტი. დენის ძალა

$$I = dQ/dt = ne\langle v \rangle S,$$

ხოლო დენის სიმკვრივე $j = ne\langle v \rangle$.

დენის სიმკვრივე - *ვექტორია*, რომლის მიმართულებაც თანხვედნილია დადებითი მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობის მიმართულების:

$$j = ne\langle v \rangle . \quad (15)$$

თუ სივრცის თითოეულ წერტილში ცნობილია დენის სიმკვრივის ვექტორი, მაშინ დენის ძალა I ნებისმიერ S ზედაპირში განისაზღვრება როგორც

$$I = \int_S j dS, \quad (16)$$

სადაც $dS = ndS$ (n, dS ფართის ნორმალის ერთეულოვანი ვექტორია, რომელიც j ვექტორთან ადგენს α კუთხეს). ამრიგად დენის ძალა განისაზღვრება, როგორც *დენის სიმკვრივის ვექტორის ნაკადი ზედაპირში*.

გარე ძალები. ელექტრომაგნიტური ძალა და ძაბვა

თუ წრედში დენის მატარებელზე მოქმედებენ მხოლოდ ელექტროსტატიკური ველის ძალები ხდება გადამტანების გადაადგილება (ისინი იგულისხმებიან დადებითებად), მაღალი პოტენციალის წერტილებიდან ნაკლები პოტენციალის წერტილებში. ამას მივყავართ წრედის ყველა წერტილებში პოტენციალების გათანაბრებასთან და ელექტრული ველის გაქრობასთან. ამიტომ მუდმივი დენის არსებობისთვის წრედში საჭიროა ისეთი მოწყობილობის არსებობა, რომელსაც ექნება პოტენციალთა სხვაობის შექმნისა და მხარდაჭერის უნარი, *არაელექტრული წარმოშობის* ძალების მიერ შესრულებული მუშაობის ხარჯზე. ასეთ მოწყობილობებს უწოდებენ **დენის წყაროებს**.

არაელექტროსტატიკური წარმოშობის ძალებს, რომლებიც მოქმედებენ მუხტებზე დენის წყაროების მხრიდან, უწოდებენ **გარე ძალებს**.

გარე ძალების ბუნება შეიძლება იყოს განსხვავებული. მაგალითად, გალვანურ ელემენტებში ისინი წარმოიქმნებიან ელექტროდებსა და ელექტროლიტს შორის მიმდინარე ქიმიური რეაქციის ენერჯის ხარჯზე; გენერატორში - გენერატორის როტორის ბრუნვის მექანიკური ენერჯის ხარჯზე და ა.შ. ელექტრულ წრედში დენის წყაროს როლი ფიფგურაღურად, რომ ვთქვათ, ისეთივეა როგორც ტუმბოს როლი, რომელიც აუცილებელია ჰიდრავლიკურ სისტემაში სითხის გადასაქაჩად.

გარე ძალები ასრულებენ მუშაობას ელექტრული მუხტის გადაადგილებაზე. ფიზიკური სიდიდეს, რომელიც განისაზღვრება ერთეულოვან დადებით მუხტის გადაადგილებაზე გარე ძალების მიერ შესრულებული მუშაობით, ეწოდება დენის წყაროს ელექტრო მამოზრავებელი ძალა (ემძ)

$$\mathcal{E} = A_{\text{გარ}}/Q_0 . \quad (17)$$

პოტენციალისა და ბოლო ფორმულებიდან გამოდის, რომ ემძ-ს ერთეულს წარმოადგენს ასევე *ვოლტი*.

Q_0 მუხტზე გარდა გარე ძალებისა, მოქმედებენ ასევე ელექტროსტატიკური ველის ძალები. 1 წერტილიდან 2-ში, Q_0 მუხტის გადაადგილებისას ელექტროსტატიკური ველის ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლია

$$A_{12} = Q_0(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (18)$$

ძაბვა 1-2 უბანზე - არის ფიზიკური სიდიდე, რომელიც ტოლია ჯამური ველის მიერ, ელექტროსტატიკური (კულონური) და გარე ძალების, შესრულებული მუშაობის, ერთეულოვანი დადებითი მუხტის გადაადგილებაზე წრედის მოცემულ უბანზე:

$$U_{12} = (A_{12} + A_{\text{გარ}})/Q_0, \quad (19)$$

თუ (17) და (18)-ს შევიტანთ (19)-ში, მივიღებთ

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E} . \quad (20)$$

ცნება ძაბვა წარმოადგენს პოტენციალთა სხვაობის ცნების განზოგადოებას: ძაბვა წრედის ბოლოებზე ტოლია პოტენციალთა სხვაობისა იმ შემთხვევაში, თუ უბანზე არ მოქმედებს ემპ, ანუ გარე ძალები არ არსებობენ.

ომის კანონი წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის. წინააღმდეგობა

წრედის უბანს, რომელზეც არ მოქმედებენ გარე ძალები, ანუ უბანი რომელიც არ შეიცავს ემპ-ს, უწოდებენ ერთგვაროვანს. ომმა ექსპერიმენტალურად დაადგინა, რომ I დენის ძალა, რომელიც მიედინება ერთგვაროვან მეტალის გამტარში (ანუ გამტარში, რომელშიც გარე ძალები არ მოქმედებენ), პროპორციულია გამტარის ბოლოებზე U ძაბვისა

$$I = U/R, \quad (21)$$

სადაც R გამტარის ელექტრული წინააღმდეგობაა- ფიზიკური სიდიდე, რომელიც ახასიათებს გამტარის საწინააღმდეგო ქმედებას ელექტრული დენისადმი.

(21) ფორმულა ომის კანონია წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის. აქ ძაბვა U (ერთგვაროვანი გამტარის შემთხვევაში) თანხვდება პოტენციალთა სხვაობას $\varphi_1 - \varphi_2$.

წინააღმდეგობის ერთეულია ომი; 1 ომი ისეთი გამტარის წინააღმდეგობაა, რომელშიც 1ვ ძაბვისას მუდმივი დენის ძალა 1ა-ის ტოლია.

სიდიდეს

$$G = 1/R \quad (22)$$

ეწოდება გამტარის ელექტრული გამტარებლობა. გამტარებლობის ერთეულია - სიმენსი (სმ) – იგი 1ომი წინააღმდეგობის მქონე ელექტრული წრედის უბნის გამტარებლობაა.

გამტარის წინააღმდეგობა დამოკიდებულია მის ზომებსა და ფორმაზე, ასევე იმ ნივთიერების გვარობაზე, რომლისგანაც დამზადებულია გამტარი. ერთგვაროვანი წრფივი გამტარის R წინააღმდეგობა პროპორციულია მისი სიგრძის და უკუპროპორციულია განივი კვეთის S ფართის:

$$R = \rho l/S, \quad (23)$$

სადაც ρ - პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომელიც ახასიათებს გამტარის მასალას. მას უწოდებენ ხვედრით ელექტრო წინააღმდეგობას. მისი ერთეულია - ომი-მეტრზე (ომი-მ). უმცირესი ხვედრითი წინააღმდეგობა გააჩნიათ ვერცხლს ($1,6 \cdot 10^{-8}$ ომი-მ) და სპილენძს ($1,7 \cdot 10^{-8}$ ომი-მ). პრაქტიკაში სპილენძის მავთულებთან ერთად გამოიყენება ალუმინის მავთულები. თუმცა ალუმინს გააჩნია სპილენძზე მეტი ხვედრითი წინააღმდეგობა ($2,6 \cdot 10^{-8}$ ომი-მ), სამაგიეროდ მისი სიმკვრივე ნაკლებია სპილენძისაზე. (23)-ის ჩასმით ომის კანონში, მივიღებთ

$$I/S = (1/\rho) \cdot (U/t), \quad (24)$$

სადაც ხვედრითი წინააღმდეგობის შებრუნებული სიდიდეს:

$$\gamma = 1/\rho, \quad (25)$$

უწოდებენ გამტარის ნივთიერების **ხვედრით ელექტრულ გამტარებლობას**. მისი ერთეულია ხლოსაა 1სიმენსი მეტრზე (სმ/მ). თუ გავითვალისწინებთ, რომ $U/l = E$ გამტარში ელექტრული ველის დაძაბულობას, $I/S = j$ დენის სიმკვრივეს, (24) შეიძლება გადავწეროთ სახით

$$J = \gamma E. \quad (26)$$

რადგან იზოტროპულ გამტარში, დენის მატარებლები, თითოეულ წერტილში მოძრაობენ **E** ვექტორის მიმართულებით, **j** და **E** ვექტორები თანხვედნილებია. ამიტომ შემდეგი ფორმულა შეგვიძლია ჩავწეროთ სახით

$$J = \gamma E. \quad (27)$$

ცდები გვიჩვენებს, რომ პირველ მიახლოებაში ხვედრითი წინაღობის ცვლილება და შესაბამისად წინაღობაც, ტემპერატურისაგან აღიწერება წრფივი კანონით:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

$$R = R_0(1 + \alpha t),$$

სადაც α - **წინაღობის ტემპერატურული კოეფიციენტი**, რომელიც სუფთა მეტალებისთვის (არც თუ ისე დაბალ ტემპერატურებისთვის) ახლოსაა $(1/273) K^{-1}$ -თან.

მრავალი მეტალების (მაგ. Al, Pb, Zn) და მათი შენაერთების წინაღობა *ძალზე დაბალი ტემპერატურებისას* $T_K (0,14 - 20 K)$, რომელსაც უწოდებენ **კრიტიკულს** და მახასიათებელია თითოეული ნივთიერებისათვის, ნახტომისებურად მცირდება ნულამდე, ე.ი. მეტალი *ხდება აბსოლუტური გამტარი*. პირველად ეს მოვლენა, რომელსაც უწოდეს **ზეგამტარობა**, დაკვირვებულ იქნა 1911 წელს გ.კამერლინგ-ონესის მიერ ვერცხლისწყლის გაცივებისას $4,2^\circ$ -ზე ქვემოთ.

ზეგამტარობის მოვლენა აიხსნება ქვანტური თეორიის საფუძველზე. ზეგამტარი მასალების პრაქტიკული გამოყენება (ზეგამტარი მაგნიტების გრაფნილებში, ეგმ-ს მახსოვრობის სისტემებში, კრიოტექნიკაში და ა.შ.) გამწვანებულია დაბალი კრიტიკული ტემპერატურების გამო. ბოლო ათწლეულებში სინთეზირებულია და აქტიურად შეისწავლება Bi-Sr-Ca-Cu-O შენაერთები, რომლებიც ზეგამტარ მდგომარეობებში გადადიან $T_K = 110-125 K$ -ზე.

მეტალების ელექტრული წინაღობის ტემპერატურისგან დამოკიდებულებაზეა დამყარებული **წინაღობური თერმომეტრების** მოქმედება (მაგ. ფაიფურის კარკასზე დახვეული მეტალური მავთული), რომლებიც იძლევიან საშუალებას წინაღობის ტემპერატურისგან გრადუირებული ურთიერთკავშირით, გავზომოთ ტემპერატურა $0,001K$ სიზუსტით, როგორც დაბალი, ასევე მაღალი ტემპერატურები.

დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი

განვიხილოთ ერთგვაროვანი გამტარი, რომლის ბოლოებზეც მოდებულია U ძაბვა. გამტარის კვეთაში dt დროში გადაიტანება $dq=Idt$ მუხტი. ამ დროს ელექტროსტატიკური ველის და გარე ძალები ასრულებენ მუშაობას

$$dA = Udq = IUdt. \quad (28)$$

თუ გამტარის წინაღობაა R , მაშინ ომის კანონის გამოყენებით მივიღებთ, რომ დენის

$$\text{მუშაობა } dA = I^2 R dt = (U^2/R)dt. \quad (29)$$

(28) და (29) ფორმულებიდან გამოდის, რომ დენის სიმძლავრე

$$P = dA/dt = IU = I^2 R = U^2/R. \quad (30)$$

თუ დენის ძალა გამოისახება ამპერებში, ძაბვა ვოლტებში, წინაღობა ომებში, მაშინ დენის მუშაობა გამოისახება ჯოულებში, ხოლო სიმძლავრე ვატებში.

თუ გამტარი უძრავია, და მასში არ ხდება ნივთიერების ქიმიური გარდაქმნა, ხოლო დენი მუდმივია, მაშინ დენის მუშაობა იხარჯება გამტარის შიდა გაზრდაზე, ანუ მის გათბობაზე. ენერჯიის შენახვის კანონის თანახმად

$$dQ = dA. \quad (31)$$

მაშინ, თანახმად გამოსახულებებისა (31), (29) და (28),

$$dQ = IUdt = I^2 R dt = (U^2/R)dt. \quad (32)$$

ეს გამოსახულება წარმოადგენს **ჯოულ-ლენცის კანონს**, მათ მიერ აღმოჩენილს, ერთმანეთისგან დამოუკიდებლად.

შემთხვევაში, როცა დენის ძალა იცვლება დროის მიხედვით, t დროში გამოყოფილი სითბო

$$Q = \int_0^t I^2 R dt. \quad (33)$$

ომის კანონი წრედის არაერთგვაროვანი უბნისათვის

წრედის უბანს, რომელზეც მოქმედებს გარე ძალები, ანუ უბანი რომელიც მოიცავს ემმ-ს, უწოდებენ არაერთგვაროვანს.

ომის კანონი წრედის არაერთგვაროვანი უბნისათვის: წრედის არაერთგვაროვან უბანზე დენის ძალა პროპორციულია წრედის უბნის ბოლოებზე ძაბვისა და უკუპროპორციულია მისი წინაღობის

$$I = U_{12}/R. \quad (34)$$

თუ ბოლო გამოსახულებაში შევიტანთ (20)-ს, მივიღებთ ომის კანონს არაერთგვაროვანი წრედისთვის

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12})/R, \quad (35)$$

სადაც \mathcal{E}_{12} – 1-2 უბანზე მოქმედი ემძ-აა; $\varphi_1 - \varphi_2$ - წრედის უბნის ბოლოებზე მოდებული პოტენციალთა სხვაობა. წრედის უბანზე შეირჩევა გარკვეული მიმართულება (მოცემულ შემთხვევაში 1-2). თუ დენი მიედინება არჩეულ მიმართულებით, იგი დადებითია. ემძ ასევე დადებითია ($\mathcal{E}_{12} > 0$), თუ გარე ძალების მოქმედების მიმართულება (წყაროს შიგნით მინუსიდან პლუსისკენ) თანხვედრა შეერჩეულ მიმართულებას. თუ გარე ძალების მიმართულება საწინააღმდეგოა, მაშინ $\mathcal{E}_{12} < 0$.

თუ წრედის მოცემულ უბანზე არ გვაქვს დენის წყარო ($\mathcal{E}_{12} = 0$), მაშინ (35)-დან ვიღებთ ომის კანონს წრედის ერთგვაროვანი უბნისათვის

$$I = (\varphi_1 - \varphi_2)/R = U/R.$$

თუ ელექტრული წრედი ჩაკეტილია, მაშინ შერჩეული წერტილები 1 და 2 თანხვედნილია, და $\varphi_1 = \varphi_2$, მაშინ (35)-დან მივიღებთ ომის კანონს ჩაკეტილი წრედისათვის:

$$I = \mathcal{E}/R,$$

სადაც \mathcal{E} - წრედში მოქმედი ემძ-აა; R - მთელი წრედის ჯამური წინაღობა.

ლექცია N5

ელექტრული დენი მეტალებში, ვაკუუმში და გაზებში

მეტალების ელექტროგამტარობის ელემენტარული კლასიკური თეორია

მეტალებში დენის გადამტანებს წარმოადგენენ კრისტალურ მესერის იონებთან სუსტად ბმული, ანუ თავისუფალი ელექტრონები. ეს წარმოდგენები მეტალებში ემყარება *მეტალების გამტარებლობის ელექტრონულ თეორიას* დენის გადამტანების ბუნებაზე. პირველმა ცდებმა ამ საკითხის გასარკვევად უჩვენა, რომ მიუხედავად გამტარებში გამავალი უზარმაზარი მუხტისა, არ დაიკვირვებოდა არავითარი მიკროსკოპული კვალაც კი ნივთიერების გადატანისა. ეს ამტკიცებდა იმას, რომ იონები არ მონაწილეობდნენ მეტალებში ელექტრობის გადატანაში, ხოლო მუხტის გადატანა მეტალებში ხორციელდება ნაწილაკებით, რომელებიც საერთოა ყველა მეტალებისთვის. ასეთ ნაწილაკები შეიძლება ყოფილიყო ინგლისელი ფიზიკოსის ჯ.ტომსონის მიერ 1897 წ ადმოჩენილი ნაწილაკები - *ელექტრონები*. სხვადასხვა ექსპერიმენტებით დამტკიცებულ იქნა, რომ დენის მატარებლებს მეტალებში გააჩნიათ უარყოფითი მუხტი, ხოლო მათი ხვედრითი მუხტი დაახლოებით ერთნაირია ყველა გამოკვლეული მეტალებისთვის.

ელექტრული დენის მატარებლების ხვედრითი მუხტის მნიშვნელობებით და რ.მილიკენის მიერ ადრე განსაზღვრული ელემენტარული ელექტრული მუხტის საშუალებით განსაზღვრულ იქნა მისი მასა. აღმოჩნდა, რომ დენის მატარებლების ხვედრითი მუხტისა და მასის მნიშვნელობები თანხვედნაში იყვნენ ვაკუუმში მოძრავ ელექტრონების შესაბამის სიდიდეებთან. ამრიგად საბოლოოდ დამტკიცდა, რომ ელექტრული დენის მატარებლებს მეტალებში წარმოადგენენ *თავისუფალი ელექტრონები*.

მეტალებში თავისუფალი ელექტრონების არსებობა შემდეგნაირად შეიძლება აიხსნას: მეტალის კრისტალური მესერის შექმნისას (იზოლირებული ატომების დაახლოების შედეგად) ვალენტური ელექტრონები, რომლებიც შედარებით სუსტადაა დაკავშირებული ატომის ბირთვებთან, წყდებიან მეტალის ატომებს, ხდებიან „თავისუფალნი“ და შეუძლიათ მთელ მოცულობაში გადაადგილება. ამრიგად, კრისტალური მესერის კვანძებში განლაგებული არიან მეტალის იონები, ხოლო მათ შორის ქაოტურად მოძრაობენ თავისუფალი ელექტრონები, ქმნიან რა თავისებურ ელექტრონულ გაზს, რომელიც თანახმად მეტალების ელექტრონული თეორიისა, ფლობენ იდეალური გაზის თვისებებს.

გამტარებლობის ელექტრონები მოძრაობისას ეჯახებიან მესერის იონებს, რის შედეგადაც მყარდება თერმოდინამიკური წონასწორობა ელექტრონულ გაზსა და მესერს შორის. ლორენცის თეორიის თანახმად, ელექტრონებს გააჩნიათ ისეთივე სითბური მოძრაობის ენერგია, როგორც ერთ ატომიან გაზის მოლეკულებს. ამიტომ მოლეკულურ-კინეტიკური თეო.რიის გამოყენებით შეიძლება პოვნა ელექტრონების სითბური მოძრაობის საშუალო სიჩქარის

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}},$$

რომელიც $T = 300 \text{ K}$ - სთვის ტოლია $1,1 \cdot 10^5 \text{ მ/წმ}$. სითბურ მოძრაობას, წარმოადგენს რა ქაოტურს, არ შეუძლია მიგვიყვანოს დენის წარმოქმნამდე.

მეტალის გამტარზე გარე ელექტრული დენის ზედდებისას, გარდა ელექტრონების სითბური მოძრაობისა, ხდება მათი მოწესრიგებული მოძრაობა, ანუ წარმოიქმნება ელექტრული დენი. ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობის საშუალო სიჩქარე $\langle v \rangle$, შეიძლება შეფასებულ იქნას დენის სიმკვრივის ფორმულიდან: $j = ne\langle v \rangle$. თუ შევარჩევთ დენის დასაშვებ სიმკვრივეს მაგალითად სპილენძის გამტარისთვის 10^7 A/მ^2 , მივიღებთ, რომ დენის მატარებლების საშუალო კონცენტრაციისთვის $n = 8 \cdot 10^{28} \text{ მ}^{-3}$, ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობის საშუალო სიჩქარე $\langle v \rangle = 7,8 \cdot 10^{-4} \text{ მ/წმ}$. შესაბამისად $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$. ე.ი. დენის ძალზე დიდი სიმკვრივეებისასაც კი, ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობის საშუალო სიჩქარე, რომელიც განაპირობებს ელექტრულ დენს, გაცილებით ნაკლებია მათი სითბური მოძრაობის სიჩქარეზე. ამიტომ, ჯამური სიჩქარის გამოთვლისას, იგი შეგვიძლია შევცვალოთ სითბური მოძრაობის სიჩქარით.

მიღებული შედეგი, თითქოს ეწინააღმდეგება დიდ მანძილებზე ელექტრული სიგნალების პრაქტიკულად მყისიერი გადაცემის ფაქტს. მაგრამ საქმე იმაშია, რომ ელექტრული წრედის შერთვა, წარიტაცებს ელექტრული ველის გავრცელებას სინათლის სიჩქარით $c = 3 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ}$. $t = l/c$ (l -წრედის სიგრძე) დროში, წრედის გასწვრივ მყარდება სტაციონარული ელექტრული ველი და მასში დაიწყება ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობა. ამიტომ, წრედში ელექტრული დენი აღიძვრება პრაქტიკულად მისი შერთვის ერთდროულად.

ელექტრონების მეტალიდან გამოსვლის მუშაობა

როგორც ცდები გვიჩვენებს, ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე თავისუფალი ელექტრონები პრაქტიკულად არ ტოვებენ მეტალს. შესაბამისად, მეტალის ზედაპირულ ფენაში უნდა არსებობდეს დამკავებელი ელექტრული ველი, რომელიც ეწინააღმდეგება ელექტრონების გამოსვლას მეტალიდან გარსმყოფ ვაკუუმში. მუშაობას, რომელიც უნდა დაიხარჯოს მეტალიდან ელექტრონის ამოსაგლეჯად ვაკუუმში უწოდებენ **გამოსვლის მუშაობას**. შეგვიძლია მივუთითოთ გამოსვლის მუშაობის არსებობის ორი ყველაზე ალბათი მიზეზი.

1. თუ ელექტრონი რაიმე მიზეზის გამო ტოვებს მეტალს, მაშინ მის ადგილზე წარმოიქმნება ჭარბი დადებითი მუხტი და ელექტრონი მიიზიდება მის მიერვე ინდუცირებულ დადებითი მუხტისკენ.

2. ცალკეული ელექტრონები, ტოვებენ რა მეტალს, შორდებიან მას ატომების რიგის მანძილზე და ამით მეტალის ზედაპირზე ქმნიან „ელექტრონულ ღრუბელს“, რომლის სიმკვრივეც სწრაფად ეცემა მანძილის მიხედვით. ეს ღრუბელი, მესერის გარე დადებითი იონების ფენასთან ერთად ქმნის *ორმაგ ელექტრულ ფენას*, რომლის ველიც მსგავსია ბრტყელი კონდენსატორის ველის. ამ ფენის სისქე ტოლია რამდენიმე ატომთშორის მანძილის (10^{-10} - 10^{-9} მ), მაგრამ ეწინააღმდეგება მეტალიდან თავისუფალი ელექტრონების გამოსვლას.

ამრიგად, ელექტრონმა მეტალიდან ამოვარდნისას უნდა გადალახოს ორმაგი ფენის მკავებელი ელექტრული ველი. ამ ფენაში, პოტენციალთა სხვაობა $\Delta\phi$, რომელსაც უწოდებენ **პოტენციალის ზედაპირულ ნახტომს**, განისაზღვრება ელექტრონის მეტალიდან გამოსვლის მუშაობით (A):

$$\Delta\phi = A/e,$$

სადაც e - ელექტრონის მუხტია.

რადგან, ორმაგი ფენის გარეთ ელექტრული ველი არ არსებობს, ამიტომ გარემოს პოტენციალი ნულის ტოლია, ხოლო მეტალის შიგნით პოტენციალი დადებითია და ტოლია $\Delta\phi$ -ს. თავისუფალი ელექტრონის პოტენციალური ენერგია მეტალის შიგნით ტოლია $e\Delta\phi$ და ვაკუუმის მიმართ უარყოფითია. აქედან გამოსული, შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ მეტალის მთელი მოცულობა გამტარებლობის ელექტრონებისთვის წარმოადგენს ბრტყელ ფსკერიან პოტენციალურ ორმოს, რომლის სიღრმეც ტოლია A -გამოსვლის მუშაობის.

გამოსვლის მუშაობა იზომება **ელექტრონ-ვოლტებში** (ევ): 1ევ ტოლია მუშაობის, რომელიც სრულდება ველის ძალების მიერ ელემენტარული ელექტრული მუხტის გადაადგილებაზე 1ვ პოტენციალთა სხვაობის ველში. რადგან ელექტრონის მუხტი ტოლია $1,6 \cdot 10^{-19}$ კლ-ის, მაშინ $1ევ = 1,6 \cdot 10^{-19}$ ჯ.

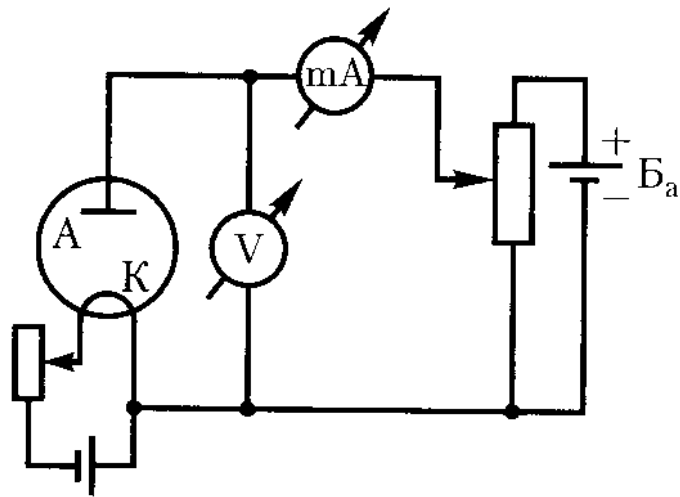
გამოსვლის მუშაობა დამოკიდებულია მეტალების ქიმიურ ბუნებაზე და მათი ზედაპირების სისუფთავეზე და მერყეობს რამდენიმე ევ-ის საზღვრებში (მაგ. კალიუმისთვის $A=2,2$ ევ, პლატინისთვის $A=6,3$ ევ). ზედაპირის დაფარვის გარკვეულად შერჩევასა შესაძლებელია გამოსვლის მუშაობის მნიშვნელოვნად შემცირება.

ემისიური მოვლენები და მათი გამოყენება

თუ მეტალში ელექტრონებს მივანიჭებთ ენერგიას, რომელიც საკმარისი იქნება გამოსვლის მუშაობის გადასალახავად, მაშინ ელექტრონების ნაწილს შეუძლიათ მეტალის დატოვება, რის შედეგადაც დაიკვირვება მოვლენა ელექტრონების ამოფრქვევა ანუ **ელექტრონული ემისია**. დამოკიდებით ელექტრონებისთვის ენერგიის მინიჭების მეთოდებისგან არჩევენ *თერმოელექტრონულ, ფოტოელექტრონულ, მეორად ელექტრონულ და ავტოელექტრონულ ემისიებს*.

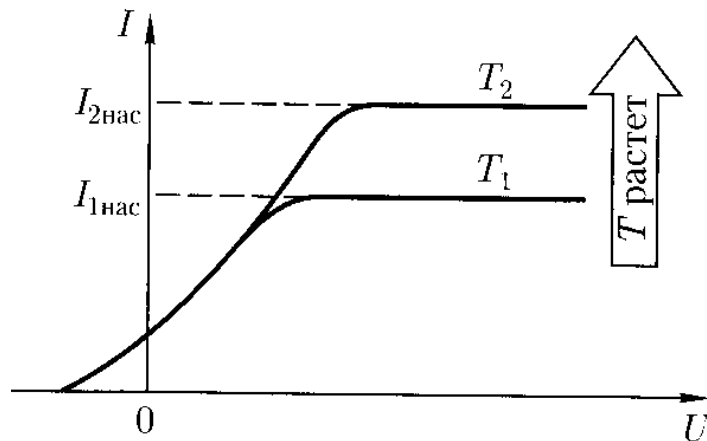
1.თერმოელექტრონული ემისია-არის ელექტრონების ამოფრქვევა გახურებული მეტალებიდან. თავისუფალი ელექტრონების კონცენტრაცია მეტალებში საკმარისად მაღალია და ამიტომ საშუალო ტემპერატურებზეც კი, ელექტრონების სიჩქარეების (ენერგიების) მიხედვით განაწილების გამო, ზოგიერთი ელექტრონები ფლობენ საკმარის ენერგიას პოტენციალური ბარიერის გადასალახავად მეტალის საზღვარზე. ტემპერატურის ზრდით ელექტრონების რიცხვი, რომელთა სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგიაც მეტა გამოსვლის მუშაობაზე იზრდება და თერმოელექტრონული ემისიის მოვლენა ხდება შესამჩნევი.

თერმოელექტრონული ემისიის კანონზომიერებების კვლევა შეიძლება ჩატარდეს უმარტივესი ორელექტროდიანი მილაკის საშუალებით - **ვაკუუმური დიოდით**, რომელიც წარმოადგენს ამოტუმბულ ბალონს ორი ელექტროდით: კათოდით K და ანოდით A . თუ დიოდს ჩავრთავთ წრედში, როგორც ნაჩვენებია სურ. 1-ზე, მაშინ კათოდის გახურებისას და ანოდზე დადებითი ძაბვის მოდებით (კათოდის მიმართ), დიოდის ანოდურ წრედში წარმოიქმნება დენი. თუ ბატარეის პოლარობას შევცვლით დენი შეწყდება, რაც არ უნდა ძლიერ გახუროთ კათოდი. შესაბამისად კათოდი ამოაფრქვევს უარყოფით ნაწილაკებს - ელექტრონებს.



სურ. 1

თუ შევინარჩუნებთ გავარვარებული კათოდის ტემპერატურას მუდმივად და გადავიღებთ ანოდური I დენის დამოკიდებულებას ანოდური U ძაბვისგან - ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს



სურ. 2

(სურ. 2), აღმოჩნდება, რომ იგი არ არის წრფივი, ე.ი. ვაკუუმური დიოდისთვის ომის კანონი არ სრულდება. თერმოელექტრონული I დენის დამოკიდებულება ანოდური U ძაბვისაგან მცირე დადებითი მნიშვნელობებისთვის აღიწერება სამი მეორედის კანონით

$$I = BU^{3/2},$$

სადაც B კოეფიციენტი დამოკიდებულია ელექტროდების ფორმასა და ზომებზე, და ასევე მათ ურთიერთგანლაგებაზე.

ანოდური ძაბვის ზრდით დენი იზრდება რაღაც მაქსიმალურ მნიშვნელობამდე $I_{\text{饱}}$, რომელსაც უწოდებენ გაჯერების დენს. ეს ნიშნავს, რომ თითქმის ყველა ელექტრონი, რომლებიც კათოდს აღწევენ ანოდს, ამიტომ ველის ძაბვის შემდგომ ზრდას არ შეუძლია მიგვიყვანოს თერმო ელექტრონული დენის ზრდასთან. შესაბამისად, ნაჯერობის დენის სიმკვრივე ახასიათებს კათოდის მასალის ემისიურ შესაძლებლობებს.

გაჯერებული დენის სიმკვრივე განისაზღვრება რიჩარდსონ-დემმანის ფორმულთ, რომელიც გამოყვანილია თეორიულად ქვანტური სტატისტიკის საფუძველზე:

$$J_{\text{饱}} = CT^2 \cdot e^{-A/kT},$$

სადაც A-ელექტრონების მეტალიდან გამოსვლის მუშაობაა; T-თერმოდინამიკური ტემპერატურა; C-მუდმივა, რომელიც თეორიულად ყველა მეტალებისთვის ერთნაირია (ეს არ დასტურდება ექსპერიმენტზე, რაც ალბათ აიხსნება ზედაპირული ეფექტებით).

გამოსვლის მუშაობის შემცირებას მივყავართ ნაჯერობის დენის სიმკრივის მკვეთრ ზრდასთან. ამიტომ გამოიყენება ოქსიდური კათოდები, რომელთა გამოსვლის მუშაობაც ტოლია 1-1,5 ევ.

სურ. 2-ზე წარმოდგენილია ვოლტ-ამპერული მახასიათებლები კათოდის ორი T_1 და T_2 ტემპერატურისთვის, თანაც $T_2 > T_1$. კათოდის ტემპერატურის გაზრდით ელექტრონების ამოფრქვევა კათოდიდან ხდება უფრო ინტენსიური, ამ დროს იზრდება ნაჯერობის დენიც. $U=0$ -ზე ფლობენ ენერგიას, რომელიც საკმარისია გამოსვლის მუშაობის დასაძლევად და ანოდამდე მისაღწევად ელექტრული ველის მოდების გარეშე.

თერმოელექტრონული ემისია გამოიყენება ხელსაწყოებში, რომელშიც საჭიროა ელექტრონების ნაკადის მიღება ვაკუუმში, მაგალითად ელექტრონულ მილაკებში, რენტგენის მილებში, ელექტრონულ მიკროსკოპებში და ა.შ. ელექტრონული მილაკები კი ფართოდ გამოიყენება ელექტრო- და რადიოტექნიკაში, ავტომატიკასა და ტელემექანიკაში დენების გასამართად, ელექტრული სიგნალების გასაძლიერებლად, ელ.-მაგნიტური რხევების გენერირებისთვის და ა.შ. დანიშნულების მიხედვით მილაკებში გამოიყენებენ დამატებით სამართავ ელექტროდებს.

ფოტოელექტრონული ემისია - არის სინათლის და ასევე მოკლეტალღური ელ.-მაგნიტური გამოსხივების (მაგ. რენტგენის) გავლენით, ელექტრონების ემისია მეტალიდან. ამ მოვლენის ძირითადი კანონზომიერებები განხილულ იქნება ოპტიკის ნაწილში.

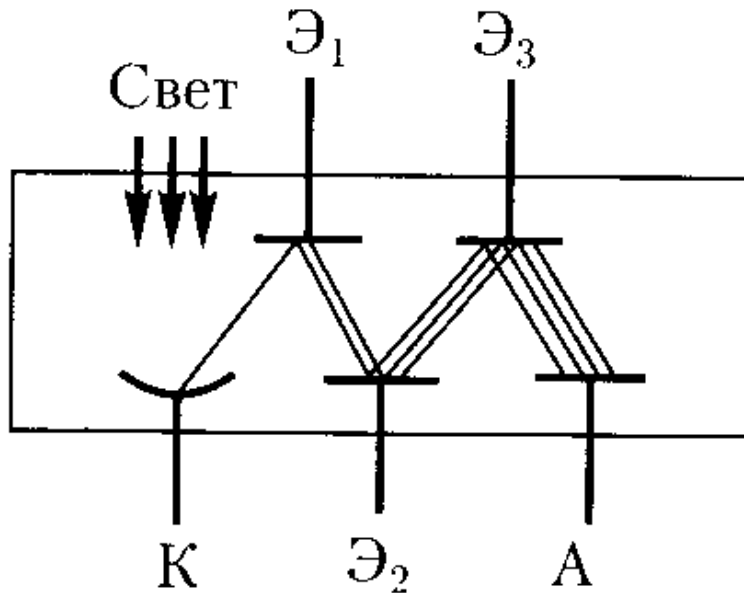
მეორადი ელექტრონული ემისია - ესაა მეტალის, ნახევარგამტარების ან დიელექტრიკების ზედაპირიდან ელექტრონების ამოფრქვევა, მათი ბომბარდირებისას ელექტრონების ნაკადით. მეორადი ელექტრონული ნაკადი შედგება ზედაპირიდან არეკვლილი ელექტრონებისგან (დრეკადად და არადრეკადად არეკვლილი ელექტრონები), და „ჭეშმარიტად“ მეორადი ელექტრონებისგან, რომლებიც ამოგლეჯილია მეტალის, ნახევარგამტარის და დიელექტრიკისგან პირველადი ელექტრონებით.

მეორადი ელექტრონების რიცხვის n_2 , ფარდობას ემისიის გამომწვევ პირველადების n_1 რიცხვთან, უწოდებენ **მეორადი ელექტრონული ემისიის კოეფიციენტს**:

$$\delta = n_2/n_1 .$$

იგი დამოკიდებულია ზედაპირის მასალის ბუნებაზე, მახომბარდირებელი ნაწილაკის ენერგიაზე და ზედაპირზე დაცემის კუთხეზე. ნახევარგამტარებისა და დიელექტრიკების δ მატია მეტალებისაზე. KCl-სთვის δ_{max} მნიშვნელობა აღწევს ≈ 12 -ს, როცა სუფთა მეტალებისთვის იგი არ აღემატება 2-ს.

მეორადი ელექტრონული ემისიის მოვლენა გამოიყენება **ფოტოელექტრულ გამამრავლებლებში**, (ფგ) რომლებიც გამოიყენება სუსტი ელექტრული დენების გასაძლიერებლად. ფგ წარმოადგენს K ფოტოკათოდით და A ანოდით, რომელთა შორისაც განლაგებულია რამდენიმე ელექტროდი **ემიტერები** (სურ. 3). სინათლის მოქმედებით ფოტოკათოდიდან ამოგლეჯილი ელექტრონები გადიან რა ამაჩქარებელ პოტენციალთა სხვაობას K-სა და ემიტერ-1-ს შორის, ეცემიან ემიტერ-1ს. E_1 ემიტერიდან ამოიგლიჯება δ ელექტრონები. ასეთნაირად გაძლიერებული ელექტრონების ნაკადი მიიმართება ემიტერ-2-ზე, და გამრავლების პროცესი მეორდება ყველა მომდევნო ემიტერზე. თუ ფგ მოიცავს n ემიტერს, მაშინ A ანოდზე, რომელსაც უწოდებენ **კოლექტორს**, მიიღება δ^n -ჯერ გაძლიერებული ფოტოელექტრონული დენი.



სურ. 3

ავტოელექტრონული ემისია - ესაა ძლიერი გარე ველის მოქმედებით მეტალის ზედაპირიდან ელექტრონების ემისია. ამ მოვლენას შეიძლება დავაკვირდეთ ამოტუმბულ მილაკში, რომელთა ელექტროდების კონფიგურაცია (კათოდი-წვეტი, ანოდი-მილაკის შიგა ზედაპირი) იძლევა საშუალებას $\approx 10^3$ ვ ძაბვისას, მივიღოთ ელექტრონული ველები დაძაბულობით $\approx 10^7$ ვ/მ. დაძაბულობის თანდათანობით ზრდისას, მისი მნიშვნელობისას $\approx 10^5-10^6$ ვ/მ წარმოიშვება კათოდის მიერ გამოსხივებული ელექტრონებით გაპირობებული სუსტი დენი. ამ დენის ძალა იზრდება მილაკზე ძაბვის ზრდით. დენები წარმოიქმნებიან ცივი კათოდის დროს, ამიტომ აღწერილ მოვლენას ასევე უწოდებენ **ცივ ემისიას**. ამ მოვლენის ახსნა შეიძლება მხოლოდ ქვანტური თეორიის საფუძველზე.

გაზების იონიზაცია. არათავისთავადი გაზური განმუხტვა

გაზები არც თუ ისეთი დიდი ტემპერატურებისა და ატმოსფერულთან მახლობელი წნევებისას კარგ იზოლატორებს წარმოადგენენ. თუ მშრალ ატმოსფერულ აირში მოვათავსებთ კარგი იზოლაციის მქონე ელექტრომეტრს, მისი მუხტი დიდხანს რჩება უცვლელი. ეს აიხსნება იმით, რომ გაზები ჩვეულებრივ პირობებში შედგებიან ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულებისაგან და არ შეიცავს თავისუფალ მუხტებს (ელექტრონებს ან იონებს). გაზი ელექტრობის გამტარი ხდება მაშინ, როდესაც მისი მოლეკულების გარკვეული ნაწილი **იონიზირდება**, ე.ი. როცა მოხდება ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულების დახლეჩა იონებად და თავისუფალ ელექტრონებად. ამისთვის გაზზე უნდა განხორციელდეს რაიმე **იონიზატორის** ზემოქმედება (მაგალითად, თუ დამუხტულ ელექტრომეტრთან მივიტანთ სანთლის ალს, დაიკვირვება მისი მუხტის შემცირება; აქ გაზის ელექტროგამტარობა გამოწვეულია გათბობით).

ამრიგად, რაიმე იონიზატორის მოქმედების შედეგად გაზების იონიზაციისას, ატომის ან მოლეკულის ელექტრონული გარსიდან ხდება ერთი ან რამდენიმე ელექტრონის ამოგლეჯა, რასაც მივყავართ თავისუფალი ელექტრონებისა და დადებითი იონების წარმოქმნასთან. ელექტრონებს შეუძლიათ ნეიტრალურ ატომებსა ან მოლეკულებთან მიერთება, გარდაქმნის რა მათ უარყოფით იონებად. შესაბამისად, იონიზირებულ გაზში არსებობენ დადებითი და

უარყოფითი იონები და თავისუფალი ელექტრონები. ელექტრონული დენის გავლას გაზებში უწოდებენ **გაზურ განმუხტვას**.

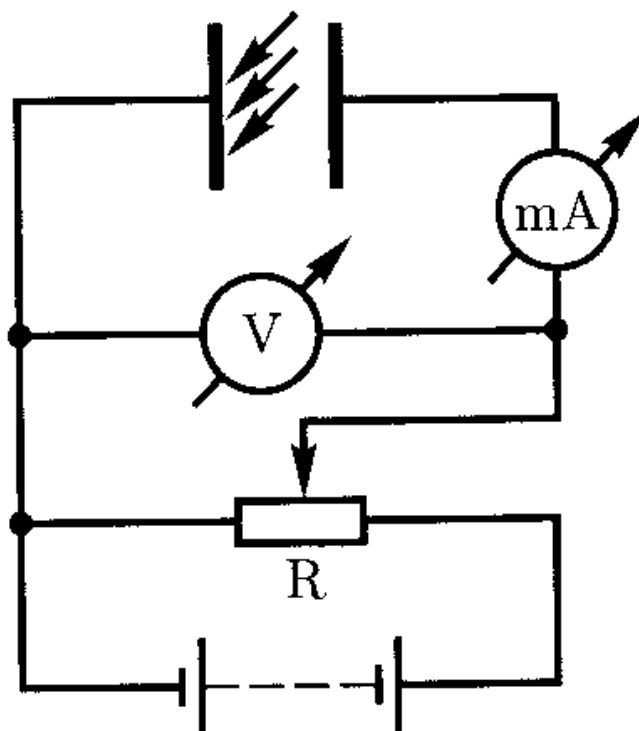
გაზების იონიზაცია შეიძლება ხდებოდეს სხვადასხვა იონიზატორების მოქმედებით: ძლიერი გახურება, მოკლეტალღოვანი ელ.-მაგნიტური გამოსხივება (ულტრაიისფერი, რენტგენის და γ -გამოსხივება), კორპუსკულარული გამოსხივება (ელექტრონების, პროტონების, α -ნაწილაკების) და ა.შ. იმისათვის, რომ მოლეკულისგან (ატომისგან) ამოვადოთ ერთი ელექტრონი, საჭიროა დაიხარჯოს გარკვეული ენერგია, რომელსაც უწოდებენ **იონიზაციის ენერგიას**, რომლის მნიშვნელობაც სხვადასხვა ნივთიერებებისთვის ძვეს 4-25 ევ-ის ინტერვალში.

იონიზაციის პროცესთან ერთდროულად ყოველთვის მიმდინარეობს უკუ-პროცესი, **რეკომბინაცია**: დადებითი და უარყოფითი იონები, დადებითი იონები და ელექტრონები შეხვედრისას უერთდებიან ერთმანეთს, წარმოქმნიან რა ნეიტრალურ ატომებსა და მოლეკულებს. რაც უფრო მეტი იონები წარმოიქმნებიან იონიზატორის მოქმედებით, მით უფრო ინტენსიურად მიმდინარეობს რეკომბინაციის პროცესიც.

მკაცრად თუ ვიმსჯელებთ, გაზის გამტარებლობა არასდროს არის ნულის ტოლი, რადგან მასში ყოველთვის არსებობენ თავისუფალი მუხტები, რომლებიც წარმოიქმნებიან დედამიწის ზედაპირზე არსებული რადიაქტიული ნივთიერებების გამოსხივებისა და ასევე გამოსხივების მოქმედებით გაზებზე. ჰაერის ეს უმნიშვნელო გამტარებლობა წარმოადგენს დაელექტრიზებულ სხეულების მუხტების გადინების მიზეზს მათი კარგი იზოლაციის შემთხვევაშიც კი.

გაზური განმუხტვის ხასიათი განისაზღვრება გაზის შემადგენლობით, მისი ტემპერატურით და წნევით, ზომებით, კონფიგურაციით და ელექტროდების მასალით, მოდებული ძაბვით და დენის ,

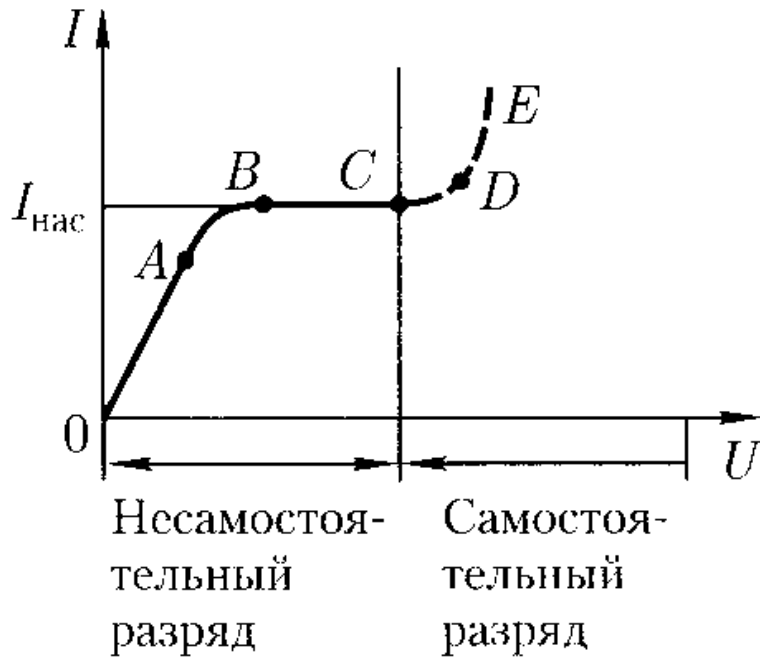
განვიხილოთ წრედი, რომელიც მოიცავს მუდმივი ინტენსივობის იონიზატორის ქმედების, გაზურ შუალედს (სურ. 4).



სურ. 4

იონიზატორის ქმედების შედეგად გაზი იძენს გარკვეულ გამტარებლობას და წრედში გაედინება დენი, რომლის დამოკიდებულებაც მოდებული ძაბვისგან მოყვანილია სურ. 5-ზე.

მრუდის OA მონაკვეთზე დენის ძალა იზრდება ძაბვის პროპორციულად, ანუ სრულდება ომის კანონი. ძაბვის შემდგომი ზრდისას ომის კანონი ირღვევა: დენის ძალის ზრდა ნელდება (AB-მონაკვეთი) და ბოლოს სრულიად წყდება (BC-მონაკვეთი). ეს ხდება იმ შემთხვევაში, როდესაც გარე იონიზატორის მიერ შექმნილი იონები და ელექტრონები დროის ერთეულში, აღწევს



სურ. 5

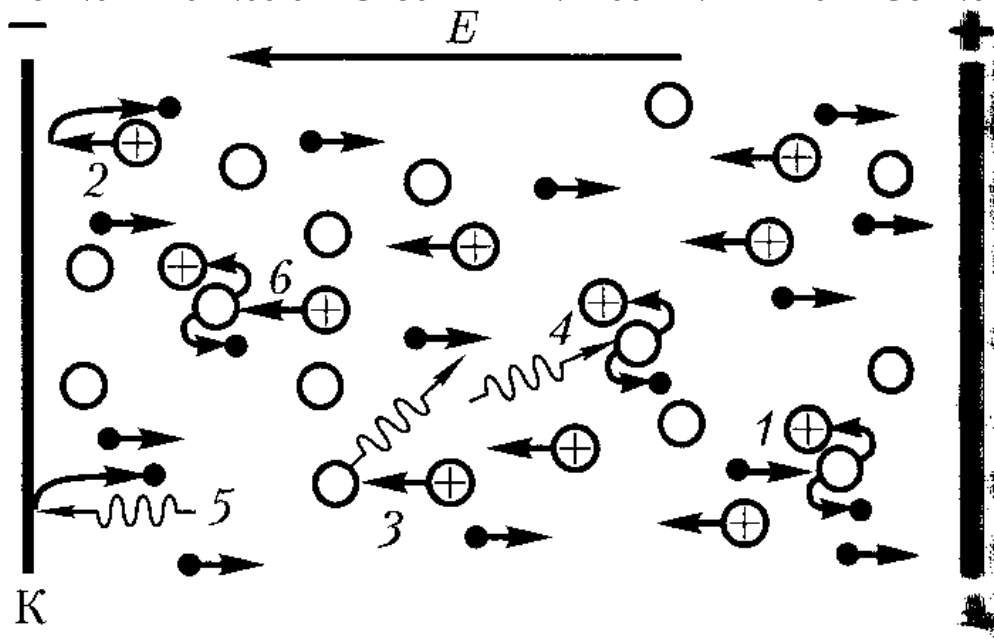
ელექტროდებს იმავე დროში. შედეგად ვიღებთ გაჯერების დენს ($I_{გაჯ}$), რომლის მნიშვნელობაც განისაზღვრება იონიზატორის სიმძლავრით. ამრიგად გაჯერების დენი წარმოადგენს იონიზატორის მაიონიზირებელ მოქმედების საზომს. თუ OC რეჟიმში შევწყვეტთ იონიზატორის მოქმედებას, შეწყდება განმუხტვაც. **განმუხტვებს**, რომლებიც არსებობენ მხოლოდ გარე იონიზატორის მოქმედების შედეგად უწოდებენ **არათავისთავადს**. ელექტროდებს შორის ძაბვის შემდგომი ზრდით, დენის ძალა თავიდან ნელა (CD-მონაკვეთი), ხოლო შემდგომ მკვეთრად იზრდება (DE-მონაკვეთი). ამ მოვლენის მექანიზმს განვიხილავთ შემდეგ პარაგრაფში.

თავისთავადი გაზური განმუხტვა და მისი სახეები

გაზის **განმუხტვას** გარე იონიზატორის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ უწოდებენ **თავისთავადს**. როგორც ზემოთ უკვე იყო აღნიშნული გაზური შუალედის ელექტროდებს შორის დიდი ძაბვებისას (სურ. 4) დენი იზრდება ძლიერ (CD- და DE-მონაკვეთები სურ. 5-ზე). მეტი ძაბვებისას, გარე იონიზატორის მოქმედების შედეგად, ელექტრონები ძლიერ აჩქარებული ელექტრონული ველის მიერ, ეჯახებიან რა გაზის ნეიტრალურ მოლეკულებს ახდენენ მათ იონიზირებას, რის შედეგადაც წარმოიქმნებიან მეორადი ელექტრონები და დადებითი იონები (პროცესი 1, სურ. 6-ზე). დადებითი იონები მოძრაობენ კათოდისკენ, ხოლო ელექტრონები ანოდისკენ. მეორადი ელექტრონები კვლავ იწვევენ გაზის მოლეკულების იონიზებას და, შესაბამისად, ელექტრონებისა და იონების საერთო რაოდენობა იზრდება ღვარისებურად,

ელექტრონების ანოდისკენ მოძრაობასთან ერთად. სწორედ ეს წარმოადგენს ელექტროული დენის ზრდის მიზეზს CD - მონაკვეთზე. აღწერილ პროცესს ეწოდება დარტყმითი იონიზაცია.

მაგრამ, ელექტრონების ქმედებით დარტყმითი იონიზაცია, საკმარისი არ არის გარე იონიზატორის მოცილების შემდეგ განმუხტვის მხარდასაჭერად. ამისთვის აუცილებელია, რომ



სურ. 6

ელექტრონული ღვარები „იწარმოებდნენ“, ანუ გაზში, რაიმე პროცესების მოქმედების გამო წარმოიქმნებოდნენ ახალი ელექტრონები. ასეთი პროცესები სქემატურად ნაჩვენებია სურ. 6-ზე:

1.ველის მიერ აჩქარებული დადებითი იონები, ეჯახებიან რა კათოდს, ამოაგდებენ მისგან ელექტრონებს (პროცესი 2);

2.დადებითი იონები, ეჯახებიან რა გაზის მოლეკულებს, გადაყავთ ისინი ადგზნებულ მდგომარეობაში; ასეთი მოლეკულების გადასვლას ნორმალურ მდგომარეობაში, თან ახლავს ფოტონის გამოსხივება (პროცესი 3);

3.ნეიტრალური მოლეკულის მიერ შთანთქმული ფოტონი ახდენს მის იონიზირებას, ხდება ე.წ. მოლეკულების ფოტონური იონიზაციის პროცესი (პროცესი 4);

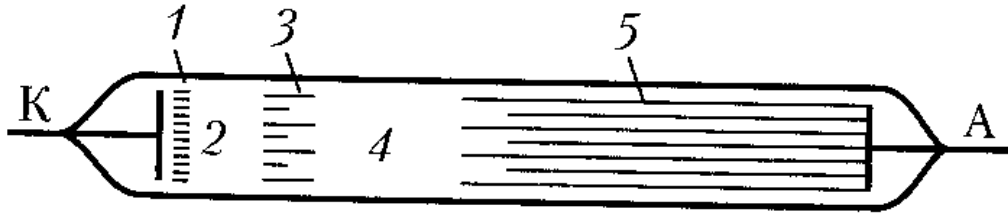
4.ფოტონების ქმედებით კათოდიდან ელექტრონების ამოგდება (პროცესი 5).

და ბოლოს. გაზური შუალედის ელექტროდებს შორის დიდი დაბვეებისას დგება მომენტი, როცა დადებითი იონები, რომლებსაც გააჩნიათ ნაკლები სიგრძის თავისუფალი განარბენი ვიდრე ელექტრონს, იძენენ ენერგიას, რომელიც საკმარისია გაზის მოლეკულების იონიზაციისთვის, (პროცესი 6), და უარყოფითი ფირფიტისკენ მიექანებიან იონური ღვარები. როდესაც ელექტრონულ ღვარებს გარდა წარმოიქმნებიან იონურიებიც, დენის ძალა უკვე იზრდება პრაქტიკულად ძაბვის ზრდის გარეშეც (უბანი DE სურ. 5-ზე).

აღწერილი პროცესების (1-6) შედეგად, იონებისა და ელექტრონების რიცხვი გაზის მოცულობაში, ღვარისებრად იზრდება და განმუხტვა ხდება თავისთავადი, ე.ი. შენარჩუნდება თავისთავადი განმუხტვა იწოდება გარღვევის ძაბვად.

დამოკიდებით გაზის წნევაზე, ელექტროდების კონფიგურაციაზე, გარე წრედის პარამეტრებზე შეიძლება ლაპარაკი თავისთავადი განმუხტვის ოთხ ტიპზე: მღვივარი, ნაპერწკლოვანი, რკალური და გვირგვინისებრი.

1. მღვივარი განმუხტვა წარმოიქმნება დაბალი წნევებისას. თუ მინის მილში (30-50 სმ სიგრძის) ჩარჩილულ ელექტროდებს მოვდებთ რამდენიმე ასეულ ვოლტ მუდმივ ძაბვას და მოწითალო ფერის მხვიარა ზონარის ფორმის მსგავსი განმუხტვა, რომელიც მიემართება კათოდიდან ანოდისკენ. წნევის შემდგომი კლებისას ზონარი სქელდება, და ≈ 13 პა წნევისას იღებს სურ. 7-ზე, სქემატურად გამოსახულ სახეს.



სურ. 7

უშუალოდ კათოდს ემიჯნება თხელი მნათი ფენა 1, ე.წ. - პირველი კათოდური ნათება, ანუ კათოდური აპკი, შემდეგ მოდის ბნელი ფენა 2 - კათოდური ბნელი სივრცე, რომელიც შემდგომ გადადის ნათებად ფენაში 3 - მღვივარი ნათება, რომელსაც კათოდის მხარეს გააჩნია მკვეთრი საზღვარი, რომელიც ქრება ანოდის მხრიდან. იგი წარმოიქმნება ელექტრონების დადებით იონებთან რეკომბინაციის გამო. მღვივარე ნათებას ესაზღვრება ბნელი შუალედი 4 - ფარადის ბნელი სივრცე, რომელსაც მოყვება იონიზირებული მნათი გაზის სვეტი 5 - დადებითი სვეტი. ეს უკანასკნელი არ თამაშობს მნიშვნელოვან როლს განმუხტვის მხარდაჭერაში. ასე მაგალითად, მილაკის ელექტროდებს შორის მანძილის შემცირებისას მისი სივრცე მცირდება, იმ დროს როცა, განმუხტვის კათოდური ნაწილები უცვლელი რჩებიან ფორმით და სიდიდით.

მილაკის შემდგომი ამოტუმბვისას, $\approx 1,3$ პა-მდე, გაზის ნათება მცირდება და ნათებას იწყებს მილაკის კედლები. ელექტრონები, რომლებიც ამოიფრქვევა კათოდიდან დადებითი იონების მიერ, ასეთი გაიშვიათებისას იშვიათად ეჯახებიან გაზის მოლეკულებს და ამიტომ ველის მიერ აჩქარებულნი, ეჯახებიან რა მილაკის კედლებს იწვევენ მათ ნათებას, ე.წ. კათოდურ ლუმინესცენციას. თუ კათოდში გავზვრიტავთ მცირე ხვრელებს, მაშინ კათოდის მახლობარდირებელი დადებითი იონები, გაივლიან რა ხვრელებს, აღწევენ კათოდს მიღმა სივრცეს და წარმოქმნიან მკვეთრად შემოფარგლულ კონას, ე.წ. კანალურ (ან დადებით) სხივებს, რომლის სახელიც წარმოდგება მათი მუხტის ნიშნისგან.

მღვივარი განმუხტვა ფართედ გამოიყენება ტექნიკაში, მათ შორის მეტალების კათოდური დაფრქვევისას.

2. ნაპერწკლური განმუხტვა - წარმოიქმნება, გაზში ელექტრული ველის დიდი ($\approx 3 \cdot 10^6$ ვ/მ) დაძაბულობებისას, რომელიც იმყოფება ატმოსფერულის რიგის ტოლი წნევის ქვეშ. ნაპერწკალს გააჩნია მკვეთრად მნათი წვრილი არხის სახე, რომელიც რთული სახით არის გამრუდებული და განშტოებული.

ამ განმუხტვის ახსნა მოიცემა სტრიმერული თეორიის საფუძველზე, რომლის თანახმადაც ნაპერწკლის მკვეთრად მნათი არხის წარმოშობას წინ უსწრებს სუსტად მნათი იონიზირებული გაზის დაგროვება - სტრიმერის.

3. რკალური განმუხტვა - თუ ძლიერი წყაროდან ნაპერწკლური განმუხტვის ანთების შემდეგ თანდათან შევამცირებთ ელექტროდებს შორის მანძილს, განმუხტვა ხდება უწყვეტი, წარმოიქმნება რკალური განმუხტვა. ამ დროს დენის ძალა მკვეთრად იზრდება (აღწევს

ასეულობით ამპერს), ხოლო ძაბვა განმუხტვის შუალედში, ვარდება რამდენიმე ათეულ ვოლტამდე.

თანამედროვე წარმოდგენებით, რკალური განმუხტვა შეიძლება შენარჩუნებულ იქნას კათოდის მაღალი ტემპერატურის ხარჯზე, ინტენსიური თერმოელექტრონული ემისიის ხარჯზე, და ასევე გაზის მაღალი ტემპერატურით გაპირობებული, მოლეკულების თერმული იონიზაციით.

რკალური განმუხტვა დიდ გამოყენებას პოვებს მეტალების შედუღებასა და ჭრაში, მაღალი ხარისხის ფოლადების მიღებაში, განათებაში (პროჟექტორები, საპროექციო აპარატურა).

4. გვირგვინოვანი განმუხტვა - მაღალვოლტიანი ელექტრული განმუხტვაა, მაღალი წნევისას მკვეთრად არაერთგვაროვან ველში ელექტროდების მახლობლად, ზედაპირის დიდი სიმრუდით (მაგალითად, წვეტი). როდესაც ველის დაძაბულობა წვეტის მახლობლობაში აღწევს 30 კვ/სმ-ზე, მაშინ მის ირგვლივ წარმოიქმნება ნათება, რომელსაც აქვს გვირგვინის სახე, საიდანაც მოდის მისივე დასახელება.

ელექტროდის ნიშნისგან დამოკიდებით განასხვავებენ უარყოფით და დადებით გვირგვინს. უარყოფითი გვირგვინის შემთხვევაში ელექტრონების დაბადება, რომლებიც იწვევენ გაზის მოლეკულების დარტყმით იონიზაციას, ხდება მათი ემისიის გამო კათოდიდან დადებითი იონების მოქმედებით, დადებითი გვირგვინის შემთხვევაში - ანოდის მახლობლობაში გაზის იონიზაციის გამო. ბუნებრივ პირობებში, ატმოსფერული ელექტრობის გამო გვირგვინი წარმოიქმნება ხეების ანძების მახლობლობაში (ამ პრინციპზეა აგებული მეხამრიდების მოქმედება).

პლაზმა და მისი თვისებები

პლაზმა ეწოდება ძლიერ იონიზირებულ გაზს, რომელშიც დადებითი და უარყოფითი მუხტების კონცენტრაცია თითქმის ერთნაირია. განასხვავებენ **მაღალტემპერატურულ პლაზმას**, რომელიც წარმოიქმნება ზემოდალ ტემპერატურებზე, და **გაზური განმუხტვის პლაზმას**, რომელიც წარმოიქმნება გაზური განმუხტვისას. პლაზმა ხასიათდება **α იონიზაციის ხარისხით** - იონიზირებული ნაწილაკების რიცხვის ფარდობით, მათ სრულ რაოდენობასთან პლაზმის მოცულობის ერთეულში. ამ სიდიდისგან დამოკიდებულებით, საუბრობენ **სუსტ** (α შეადგენს პროცენტის წილს), **ზომიერ** (α -რამდენიმე პროცენტია) და **სრულიად** (α ახლოსაა 100%-თან) **იონიზირებულ პლაზმაზე**.

გაზური განმუხტვის პლაზმაში, ამაჩქარებელ ელექტრულ ველში მყოფ დამუხტულ ნაწილაკებს (ელექტრონები, იონები), გააჩნიათ განსხვავებული საშუალო კინეტიკური ენერგიები. ეს ნიშნავს, რომ ელექტრონული და იონური გაზების ტემპერატურები T_e და T_i განსხვავებულებია, თანაც $T_e > T_i$. ამ ტემპერატურების შეუსამებლობა მიუთითებს იმაზე, რომ **გაზური განმუხტვის პლაზმა** წარმოადგენს არაწონასწორულს, ამიტომაც მას ასევე უწოდებენ **არაიზოთერმულს**. რეკომბინაციის პროცესში დამუხტული ნაწილაკების რიცხვის კლება გაზური განმუხტვის პლაზმაში, შეივსება ელექტრული ველის მიერ აჩქარებული ელექტრონების დარტყმითი იონიზაციით. ელექტრული ველის მოქმედების შეწყვეტას მივყავართ გაზური განმუხტვის პლაზმის გაქრობასთან.

მაღალტემპერატურული პლაზმა წარმოადგენს **წონასწორულს** ანუ **იზოთერმულს**, ე.ი. გარკვეულ ტემპერატურაზე დამუხტულ ნაწილაკთა რიცხვის კლება შეივსება თერმიული იონიზაციის შედეგად. ასეთ პლაზმაში დაცულია პლაზმის შემადგენელი სხვადასხვა

ნაწილაკების საშუალო კინეტიკური ენერგიების ტოლობა. მსგავს მდგომარეობაში იმყოფებიან ვარსკვლავები, ვარსკვლავური ატმოსფერო, მზე. მათი ტემპერატურა აღწევს ათეულ მილიონობით გრადუსს.

პლაზმის არსებობის პირობას წარმოადგენს დამუხტული ნაწილაკების რომელიმე მინიმალური სიმკვრივე, რომლისგანაც დაწყებული შეიძლება საუბარი პლაზმაზე როგორც ასეთზე. ეს სიმკვრივე პლაზმის ფიზიკაში განისაზღვრება უტოლობიდან $L \gg D$, სადაც L - დამუხტული ნაწილაკების ხაზოვანი ზომაა, D კი, ე.წ. **ეკრანირების დეზაის რადიუსი**, რომელიც წარმოადგენს მანძილს, რომელზეც ხდება პლაზმის ნებისმიერი მუხტის კულონური ველის ეკრანირება.

პლაზმა ფლობს შემდეგ ძირითად თვისებებს: გაზის იონიზაციის მაღალ ხარისხს, ზღვარში სრულ იონიზაციას; ჯამური სივრცული მუხტის ნულთან ტოლობას (პლაზმაში დადებითი და უარყოფითი ნაწილაკების კონცენტრაცია პრაქტიკულად ერთნაირია); დიდ ელექტრო გამტარებლობას, თანაც დენი პლაზმაში შეიქმნება ძირითადად ელექტრონებით, როგორც ყველაზე მოძრავი ნაწილაკებით; ნათებას; ელექტრ. და მაგნიტურ ველებთან ძლიერი ურთიერთქმედებას; ელექტრონების დიდი სიხშირით რხევებს ($\approx 10^8$ ჰც) პლაზმაში, რომელიც იწვევს პლაზმის საერთო ვიბრაციულ მდგომარეობას; ნაწილაკთა უზარმაზარი რაოდენობის „კოლექტიურ“ ერთდროულ ურთიერთქმედებას (ჩვეულებრივ გაზებში ნაწილაკები ერთმანეთთან ურთიერთქმედებენ წყვილ-წყვილად). ეს თვისებები განსაზღვრავენ პლაზმის ხარისხობრივ თავისებურებას, რომელიც იძლევა საშუალებას იგი ჩავთვალოთ ნივთიერების მეოთხე განსაკუთრებულ მდგომარეობად.

პლაზმის ფიზიკური თვისებების შესწავლა ერთის მხრივ იძლევა ასტროფიზიკის მრავალი პრობლემის ამოხსნის საშუალებას, რადგან კოსმოსურ სივრცეში პლაზმა - ნივთიერების ყველაზე გავრცელებული მდგომარეობაა, ხოლო მეორეს მხრივ იგი - ხსნის მართვადი თერმობირთვული სინთეზის პრინციპიალურ შესაძლებლობებს. მართვადი თერმობირთვული სინთეზის კვლევების ძირითად ობიექტს წარმოადგენს მაღალტემპერატურული პლაზმა ($\approx 10^8$ K) დეიტერიუმისა და ტრიტიუმისგან.

დაბალ ტემპერატურული პლაზმა ($< 10^4$ K) გამოიყენება, გაზურ ლაზერებში, თერმო ელექტრონულ გარდამქმნელებში და მაგნიტო-ჰიდროდინამიკურ გენერატორებში-დანადგარებში, სითბური ენერგიის ელექტრონულ უშუალო გარდამქმნელებში, ძალზე პერსპექტიულ პლაზმურ - რაკეტულ ძრავებში, ხანგრძლივი კოსმოსური ფრენებისთვის.

პლაზმოტრონებში მიღებული დაბალტემპერატურული პლაზმა, გამოიყენება მეტალების ჭრისა და შედუღებისთვის, ზოგიერთი ქიმიური შენაერთების მისაღებად (მაგალითად ინერტული გაზების ჰალოგენიდების), რომელთა მიღება სხვა მეთოდებით არ ხერხდება, და ა.შ.

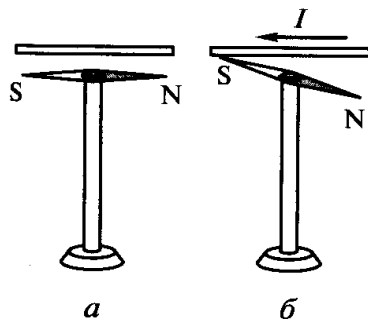
ლექცია # 6

მაგნიტური ველი

მაგნიტური ველის მახასიათებლები

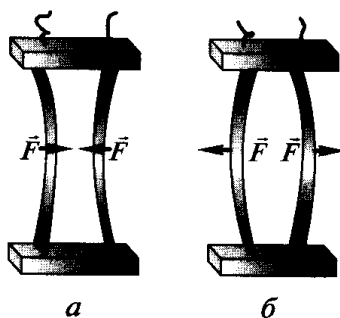
მაგნიტური ველი - არის ველი, რომელიც არსებობს დენიანი გამტარისა და მუდმივი მაგნიტის ირგვლივ, იგი შეიძლება აღმოჩენილ იქნას მისი ძალური ქმედებით მოძრავ ელექტრულ მუხტებზე, სხვა დენიან გამტარებზე და მუდმივ მაგნიტებზე.

დანიელმა ფიზიკოსმა ერსტედმა აღმოაჩინა, რომ მაგნიტური ისარი (მსუბუქი მაგნეტიკი, მოთავსებული მახვილ წვერზე), რომელიც მოთავსებულია სწორი გამტარის პარალელურად (სურ. 1^ა) ცდილობს მობრუნდეს დენიანი გამტარის პერპენდიკულარულად (სურ. 1^ბ). გამტარში დენის მიმართულების ცვლილებისას მაგნიტური ისარის მეორე ბოლო მობრუნდება საწინააღმდეგო მიმართულებით გამტარის მიმართ.



სურ. 1

(1820 წელს) ა.ამპერმა დაადგინა, რომ პარალელურ გამტარებში ერთიდაიგივე მიმართულების დენების გატარებისას, გამტარები მიიზიდებიან (სურ. 2^ა), ხოლო საწინააღმდეგო მიმართულების დენების გატარებისას გამტარები განიზიდებიან (სურ. 2^ბ).



სურ. 2

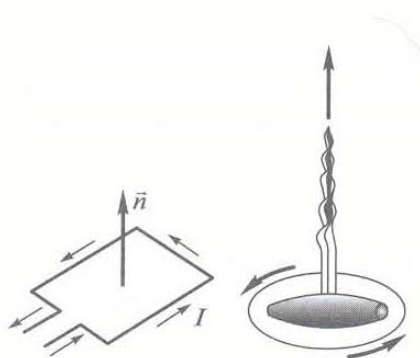
ერსტედისა და ამპერის მიერ განხილულმა ცდებმა დაამტკიცეს, რომ ელექტრული მუხტების ირგვლივ სივრცეში წარმოქმნილ ელექტრული ველის მსგავსად, სივრცეში რომელიც გარს აკრავს დენებს და მუდმივ მაგნიტებს, ასევე წარმოიშვება ძალური ველი, რომელსაც უწოდებენ მაგნიტურს. დასახელება „მაგნიტურ ველს“ უკავშირებენ მაგნიტური ისრის ორიენტაციას დენით შექმნილი ველის გავლენით.

მაგნიტური ველის მნიშვნელოვანი თავისებურება, მდგომარეობს იმაში, რომ *მაგნიტური ველი იქმნება მხოლოდ მოძრავი მუხტებით და მოქმედებს მხოლოდ ამ ველში მოძრავ ელექტრულ მუხტებზე*. ელექტრული ველი შეიქმნება და მოქმედებს, როგორც უძრავ ასევე მოძრავ მუხტებზე.

ცდით დადგენილ იქნა, რომ მაგნიტური ველის დენზე ურთიერთქმედების ხასიათი დამოკიდებულია გამტარის ფორმაზე, რომელშიც მიედინება დენი, გამტარის მდებარეობასა და დენის მიმართულებაზე.

ისევე, როგორც ელექტრული დენის შესწავლისას გამოიყენებოდა წერტილოვანი მუხტი, მაგნიტური ველის გამოსაკვლევადაც გამოიყენება ჩაკეტილი ბრტყელი დენიანი კონტური (ჩარჩო დენით), რომლის ხაზოვანი ზომებიც მცირეა დენიან გამტარამდე (რომელიც ქმნის მაგნიტურ ველს), მანძილებზე. კონტურის ორიენტაცია სივრცეში განისაზღვრება კონტურის მიმართ ნორმალის მიმართულებით.

ნორმალის მიმართულება მოიცემა **მარჯვენა ხრახნის წესით**: ნორმალის დადებით მიმართულებად მიიღება ხრახნის გადატანითი მოძრაობის მიმართულება, რომლის თავიც ბრუნავს ჩარჩოში გამავალი დენის მიმართულებით (სურ. 3).



სურ. 3

თუ ბრტყელ დენიან კონტურს მოვათავსებთ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, მაშინ *კონტურის მიმართ*, დადებითი ნორმალი დგინდება გარკვეული მიმართულებით, რომელიც მიღებულია მოცემულ წერტილში მაგნიტური ველის მიმართულებად. რადგანაც დენიანი კონტური ველის მხრიდან განიცდის მაორიენტირებელ ქმედებას, ე.ი. მასზე მაგნიტურ ველში მოქმედებს ძალთა წყვილი. ძალთა მახრუნებელი მომენტი დამოკიდებულია როგორც მოცემულ წერტილში ველის თვისებებზე, ასევე ჩარჩოს თვისებებზე და განისაზღვრება ფორმულით

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m, \mathbf{B}], \quad (1)$$

სადაც \mathbf{p}_m - დენიანი ჩარჩოს **მაგნიტური მომენტის ვექტორია**; \mathbf{B} - **მაგნიტური ინდუქციის ვექტორია** (მაგნიტური ველის რაოდენობრივი მახასიათებელი).

ბრტყელი I-დენიანი კონტურისთვის

$$\mathbf{p}_m = IS\mathbf{n}, \quad (2)$$

სადაც S - კონტურის (ჩარჩოს) ზედაპირის ფართობია; \mathbf{n} - ჩარჩოს ზედაპირისადმი ნორმალური ერთეულოვანი ვექტორია.

თუ მაგნიტური ველის მოცემულ წერტილში მოვათავსებთ სხვადასხვა მაგნიტური მომენტების მქონე ჩარჩოებს, მაშინ მათზე იმოქმედებს სხვადასხვა მაბრუნებელი მომენტი, მაგრამ ფარდობა M_{\max}/p_m (M_{\max} - მაქსიმალური ბრუნვითი მომენტი) ერთნაირია ყველა კონტურებისთვის და ამიტომ შეიძლება გამოყენებულ იქნას მაგნიტური ველის მახასიათებლად, მას უწოდებენ მაგნიტურ ინდუქციას:

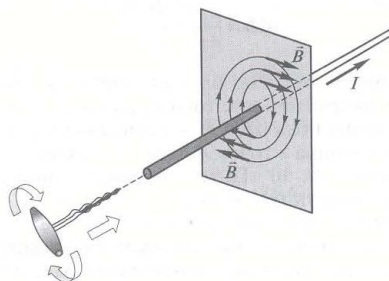
$$B = M_{\max}/p_m. \quad (3)$$

ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მოცემულ წერტილში მაგნიტური ინდუქცია განისაზღვრება მაქსიმალური მაბრუნებელი მომენტით, რომელიც მოქმედებს ჩარჩოზე ერთის ტოლი მაგნიტური მომენტით, როდესაც ჩარჩოსადმი ნორმალური პერპენდიკულარულია ველის მიმართულებისადმი.

უნდა აღინიშნოს, რომ მაგნიტური ინდუქცია განსაზღვრულ იქნას არა მარტო ფორმულით (3), არამედ ამპერის კანონიდანაც და ლორენცის ძალის გამოსახულებიდანაც.

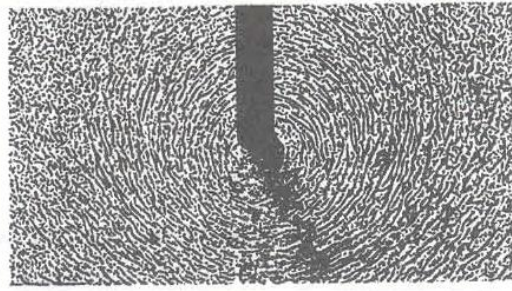
მაგნიტური ველი ძალური ველია და მას ელექტრულ ველთან ანალოგიით გამოსახვენ მაგნიტური ინდუქციის წირებით (მაგნიტური ძალური წირებით) - რომელთა მხებიც ყოველ წერტილში თანხვდება \mathbf{B} ვექტორის მიმართულებას. მათი მიმართულება მოიცემა მარჯვენა ხრახნის წესით: ხრახნის თავი, რომელიც ჩაიხრახნება დენის მიმართულებით, ბრუნავს მაგნიტური ინდუქციის მიმართულებით (სურ. 4).

მაგნიტური ინდუქციის წირები ყოველთვის ჩაკეტილები არიან (მათ არ გააჩნიათ საწყისი და ბოლო) და მოიცავენ დენიან გამტარს. ეს ნიშნავს, რომ მაგნიტურ ველებს განსხვავებით ელექტრულისგან არ გააჩნიათ წყარო: „მაგნიტური მუხტები“ არ არსებობენ. ველს ჩაკეტილი



სურ. 4

ინდუქციის წირებით უწოდებენ გრიგალურს (განსხვავებით პოტენციალურ ველებისაგან, მაგ. ელექტროსტატიკური ველი). ამრიგად, მაგნიტური ველი წარმოადგენს გრიგალურ ველს.



სურ. 5

მაგნიტური ინდუქციის წირები შეიძლება აღმოჩენილ იქნას რკინის ნაქლების საშუალებით, რომელიც დამაგნიტებელია საკვლევ ველში და იქცევიან, როგორც მცირე მაგნიტური ისრები. სურ. 5-ზე ნაჩვენებია სწორხაზოვანი დენიანი გამტარის მაგნიტური ინდუქციის წირები: მათ გააჩნიათ წრეწირების სახე, ცენტრით გამტარის ღერძზე.

დენების მაგნიტური ველი

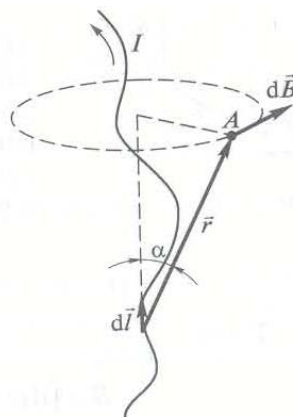
ისევე როგორც ელექტრული ველისთვის, მაგნიტური ველისთვის სამართლიანია **სუპერპოზიციის პრინციპი**: რამდენიმე დენის ან მოძრავი მუხტების მიერ შექმნილი ჯამური ველის მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი ტოლია შესაკრები ველების მაგნიტური ინდუქციების ვექტორული ჯამის, რომელსაც ქმნის თითოეული დენი ან მოძრავი მუხტი ცალ-ცალკე:

$$\mathbf{B} = \sum_{i=1}^n \mathbf{B}_i, \quad (4)$$

მუდმივი დენების მაგნიტურ ველებს იკვლევდნენ ა.ბიო და ფ.სავარი, რომელთა ცდების შედეგები განაზოგადა პ.ლაპლასმა. I მუდმივი დენის მაგნიტური ინდუქცია ვაკუუმში განისაზღვრება ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონით:

$$d\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi) \cdot I[d\mathbf{l}, \mathbf{r}] / r^3, \quad (5)$$

სადაც $d\mathbf{l}$ - ვექტორი, მოდულით გამტარის $d\mathbf{l}$ სიგრძის ტოლი და მიმართულებით დენის თანხვედნილია (გამტარის $d\mathbf{l}$ ელემენტი A წერტილში (სურ. 6) ქმნის ველის ინდუქციას $d\mathbf{B}$); \mathbf{r} გამტარის $d\mathbf{l}$ ელემენტიდან ველის A წერტილში გატარებული რადიუს ვექტორია, r - ამ რადიუს-ვექტორის მოდულია, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/A}^2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ჰნ/მ}$ - მაგნიტური მუდმივია (ჰენრი ინდუქტივობის ერთეულია).



სურ. 6

მიმართულება $d\vec{B}$ პერპენდიკულარულია $d\vec{l}$ და \vec{r} -ის, ანუ, იმ სიბრტყის პერპენდიკულარულია რომელშიც ისინი ძვეს და თანხვედნილია მაგნიტური ინდუქციის წირის მხეზის. ეს მიმართულება შეიძლება მოცემულ იქნას მაგნიტური ინდუქციის წირის პოვნის წესით (მარჯვენა ბურღის წესი): ბურღის თავის ბრუნვის მიმართულება იძლევა $d\vec{B}$ -ს მიმართულებას, თუ კი ბურღის გადატანითი მოძრაობა შეესაბამება დენის მიმართულებას გამტარის ელემენტში.

$d\vec{B}$ ვექტორის მოდული განისაზღვრება გამოსახულებით

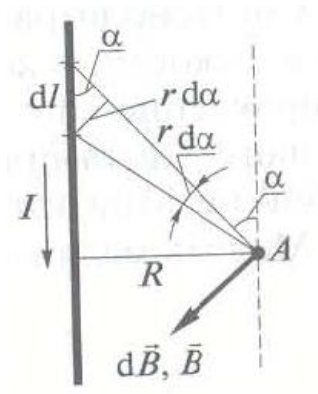
$$dB = (\mu_0/4\pi) \cdot Idl \sin\alpha / r^2, \quad (6)$$

სადაც α კუთხეა $d\vec{l}$ და \vec{r} ვექტორებს შორის.

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონისა და სუპერპოზიციის პრინციპის გამოყენებით, შეიძლება ნებისმიერი დენის სისტემების მაგნიტური ველის გათვლა. ზოგად შემთხვევაში გათვლები საკმარისად რთულია, მაგრამ თუ დენების განაწილებას გააჩნია გარკვეული სიმეტრია, ამოცანა საკმარისად მარტივდება.

მოვიყვანოთ ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის გამოყენების რამდენიმე მაგალითი.

სწორი დენის მაგნიტური ველი - დენისა, რომელიც მიედინება უსასრულო სიგრძის გრძელ გამტარში (სურ. 7). ნებისმიერ, გამტარის ღერძიდან R მანძილზე დაშორებულ A წერტილში, $d\vec{B}$ -ვექტორებს, დენის ყველა ელემენტებისგან, გააჩნიათ ერთნაირი მიმართულება-ნახაზის სიბრტყის პერპენდიკულარულად („ჩვენსკენ“). ამიტომ $d\vec{B}$ -ვექტორების შეკრება შეიძლება შეიცვალოს მათი მოდულების შეკრებით.



სურ. 7

თუ ინტეგრირების მუდმივად შევარჩევთ α -კუთხეს, მაშინ ნახაზის თანახმად, $r=R/\sin\alpha$; $dl=r d\alpha/\sin\alpha$. ამ სიდიდეების ჩასმით (6)-ში, მივიღებთ, რომ გამტარის ერთი ელემენტის მიერ შექმნილი ინდუქცია, ტოლია

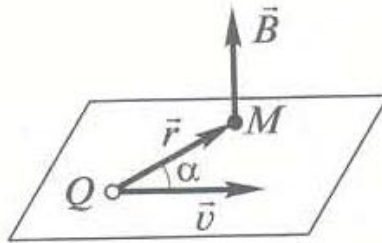
$$dB = (\mu_0/4\pi) \cdot Idl \sin\alpha / R. \quad (7)$$

რადგანაც, α -კუთხე სწორი დენის ყველა ელემენტებისთვის იცვლება 0-დან π -მდე, მაშინ (4)-სა და (7)-ის თანახმად,

$$B = \int B = (\mu_0 I / 4\pi R) \cdot \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = (\mu_0 / 4\pi) \cdot 2I / R. \quad (8)$$

შესაბამისად, სწორი დენის ველის მაგნიტური ინდუქცია ვაკუუმში, არის

$$B = (\mu_0 / 4\pi) \cdot 2I / R. \quad (9)$$



სურ. 8

მაგნიტური ველი წრიული დენის ცენტრში (სურ. 8). წრიული დენიანი გამტარის ყველა ელემენტები ცენტრში ქმნიან ერთნაირი მიმართულების მაგნიტურ ველს - ნორმალის გასწვრივ ხვიადან. ამიტომ $d\mathbf{B}$ -ვექტორების შეკრება შეიძლება შეიცვალოს მათი მოდულების შეკრებით. რადგანაც გამტარის ყველა ელემენტები რადიუს-ვექტორის პერპენდიკულარულია ($\sin \alpha = 1$) და რადგანაც გამტარის ყველა ელემენტების დაშორება ცენტრიდან ერთნაირია და ტოლია R -ის, მაშინ თანახმად (6)-სა,

$$dB = (\mu_0 / 4\pi) \cdot Idl / R^2. \quad (10)$$

მაშინ

$$B = \int B = (\mu_0 I / 4\pi R^2) \cdot \int dl = (\mu_0 I / 4\pi R^2) \cdot 2\pi R = \mu_0 I / 2R.$$

შესაბამისად, წრიული დენიანი გამტარის ცენტრში მაგნიტური ინდუქცია, ვაკუუმში

$$B = \mu_0 \cdot (I / 2R). \quad (11)$$

მოძრავი მუხტის მაგნიტური ველი

ელექტრული დენი წარმოადგენს ელექტრული მუხტების მოწესრიგებულ მოძრაობას, ამიტომ ნებისმიერი, ვაკუუმსა ან გარემოში მოძრავი მუხტი თავის ირგვლივ ქმნის მაგნიტურ ველს. ცდების მონაცემების განზოგადოების შედეგად დადგენილ იქნა კანონი, რომელიც განსაზღვრავდა ვაკუუმში, არარელატივისტური სიჩქარით \mathbf{v} , თავისუფლად მოძრავი წერტილოვანი, დადებითი Q მუხტის, \mathbf{B} -ველს. *მუხტის თავისუფალი მოძრაობის ქვეშ იგულისხმება* მისი მოძრაობა მუდმივი სიჩქარით. ეს კანონი გამოიხატება ფორმულით

$$\mathbf{B} = (\mu_0 / 4\pi) \cdot Q[\mathbf{v}, \mathbf{r}] / r^3, \quad (12)$$

სადაც r – Q მუხტიდან დაკვირვების M წერტილამდე გავლებული რადიუს-ვექტორია (სურ. 8); μ_0 კი მაგნიტური მუდმივა.

თანახმად (12) გამოსახულებისა, \mathbf{B} -ვექტორი მიმართულია სიბრტყის პერპენდიკულარულად, რომელშიც განლაგებული არიან \mathbf{v} და \mathbf{r} ვექტორები, კერძოდ: მისი

მიმართულება თანხვდება მარჯვენა ბურღის გადატანითი მოძრაობის მიმართულებას, მისი ბრუნვისას \mathbf{v} -დან \mathbf{r} -სკენ. \mathbf{B} -ვექტორი წარმოადგენს ფსევდო-ვექტორს.

მაგნიტური ველის ინდუქცია (12) გამოითვლება ფორმულით

$$B = (\mu_0/4\pi) \cdot Qv \sin\alpha / r^2, \quad (13)$$

სადაც α , კუთხეა \mathbf{v} და \mathbf{r} ვექტორებს შორის.

(5) და (12) ფორმულების შედარებით, ვხედავთ, რომ მოძრავი მუხტი თავისი მაგნიტური თვისებებით დენის ელემენტის ექვივალენტურია.

ამპერის კანონი. პარალელური დენების ურთიერთქმედება

მაგნიტური ველის, სხვადასხვა დენიან გამტარებზე ქმედების კვლევის შედეგების განზოგადოებით, ა.ამპერმა დაადგინა, რომ ძალა $d\mathbf{F}$, რომლითაც მაგნიტური ველი მოქმედებს მასში მოთავსებულ დენიანი გამტარის $d\mathbf{l}$ ელემენტზე, ტოლია

$$d\mathbf{F} = I[d\mathbf{l}, \mathbf{B}], \quad (14)$$

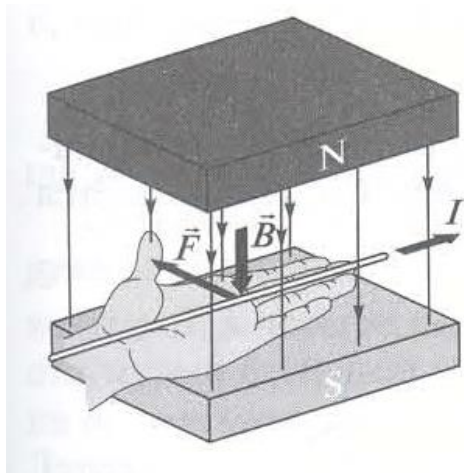
სადაც, $d\mathbf{l}$ არის ვექტორი, მოდულით ტოლი $d\mathbf{l}$ -ის და მიმართულებით დენის თანხვდენილი; \mathbf{B} მაგნიტური ინდუქციის ვექტორია. გამოსახულება (14) წარმოადგენს ამპერის კანონს.

ამპერის ძალის მოდული გამოითვლება ფორმულით

$$dF = IBdl \sin\alpha, \quad (15)$$

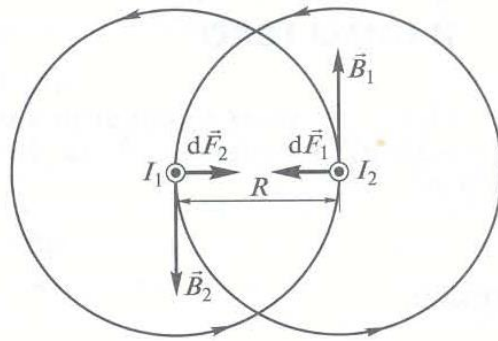
სადაც α -კუთხეა $d\mathbf{l}$ და \mathbf{B} ვექტორებს შორის.

ამპერის ძალის მიმართულება განისაზღვრება მარცხენა ხელის წესით: თუ მარცხენა ხელის გულს განვათევსებთ ისე, რომ მასში შედიოდეს \mathbf{B} ვექტორი, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი თანხვდებოდეს გამტარში დენის მიმართულებას, მაშინ გამოშვებული ცერა თითი გვიჩვენებს ამპერის ძალის მიმართულებას (სურ. 9).



სურ. 9

ვთქვათ, ორი უსასრულო სწორხაზოვანი პარალელური გამტარი დენებით I_1 და I_2 (დენები მიმართულია ნახაზის სიბრტყის პერპენდიკულარულად ჩვენსკენ) იმყოფებიან ვაკუუმში R მანძილზე ერთმანეთისგან (სურ. 10). I_1 დენის მაგნიტური ველი მოქმედებს მეორე გამტარის dl



სურ. 10

ელემენტზე I_2 დენით. I_1 დენი თავის ირგვლივ ქმნის მაგნიტურ ველს, რომლის ინდუქციის წირებიც წარმოადგენენ კონცენტრიკულ წრეწირებს. B_1 ვექტორის მიმართულება განისაზღვრება მარჯვენა ბურღის წესით, ხოლო მისიო მოდული (9) ფორმულით, ტოლია

$$B_1 = (\mu_0/2\pi) \cdot I_1/R. \quad (16)$$

dF_1 ძალის მიმართულება, რომლითაც B_1 ველი მოქმედებს მეორე დენის dl მონაკვეთზე, განისაზღვრება მარცხენა ხელის წესით და მითითებულია სურათზე. ძალის მოდული ფორმულა (15)-ის თანახმად, იმის გათვალისწინებით, რომ α კუთხე I_2 დენის ელემენტსა და B_1 ვექტორს შორის მართია, ტოლია

$$dF_1 = I_2 B_1 dl. \quad (17)$$

B_1 -ის მნიშვნელობის ჩასმით, მივიღებთ

$$dF_1 = (\mu_0/2\pi) \cdot (I_1 I_2/R) \cdot dl. \quad (18)$$

ანალოგიური მსჯელობით, გვექნება (სურ. 10)

$$dF_2 = I_1 B_2 dl = (\mu_0/2\pi) \cdot (I_1 I_2/R) \cdot dl \quad (19)$$

(18) და (19) გამოსახულებებიდან გამოდის, რომ

$$dF_1 = dF_2$$

ანუ, ერთი მიმართულების ორი პარალელური დენი იზიდავენ ერთმანეთს ძალით

$$dF = (\mu_0/2\pi) \cdot (I_1 I_2/R) \cdot dl \quad (20)$$

თუ დენები საწინააღმდეგო მიმართულებისაა, მარცხენა ხელის წესის გამოყენებით შეიძლება ჩვენება, რომ მათ შორის მოქმედებს განზიდვის ძალა, რომელიც განისაზღვრება ფორმულით (20).

მაგნიტური ინდუქციისა და დენის ძალის ერთეულები

დავუშვათ გამტარის dl ელემენტი დენით I მაგნიტური ველის მიმართულების მართობულა. მაშინ ამპერის კანონი ჩაიწერება სახით

$$dF = IBdl,$$

საიდანაც

$$B = (1/I) \cdot (dF/dl). \quad (21)$$

მაგნიტური ინდუქციის ერთეულია **ტესლა (ტლ)**; 1ტლ-ისეთი ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის ინდუქციაა, რომელიც მოქმედებს 1მ ძალით, ველის მიმართულების პერპენდიკულარულად მოთავსებულ, გრძელ წორხაზოვანი გამტარის თითოეულ მეტრზე, თუ ამ გამტარში გადის გადის 1ა დენი:

$$1\text{ტლ} = 1\text{ნ}/(\text{ა}\cdot\text{მ}).$$

თუ ორი დენიანი პარალელური გამტარი მოთავსებულია ვაკუუმში, ურთიერთქმედების ძალა გამტარის სიგრძის ერთეულზე, თანახმად (20)-სა, ტოლია

$$dF/dl = (\mu_0/4\pi) \cdot (2I_1I_2/R). \quad (22)$$

როცა $I_1 = I_2 = 1\text{ა}$, $R = 1\text{მ}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ნ}/\text{მ}^2$:

$$dF/dl = 2 \cdot 10^{-7}\text{ნ}\cdot\text{მ}.$$

ამრიგად, **1 ამპერი** ტოლია ისეთი მუდმივი დენის ძალის, რომლის გავლისას ვაკუუმში მოთავსებულ უსასრულო სიგრძისა და უსასრულოდ მცირე განივი კვეთის ორ პარალელურ სწორხაზოვან გამტარს შორის 1მ მანძილზე ერთმანეთისგან, სიგრძის ყოველ მეტრზე ქმნის ამ გამტარებს შორის $2 \cdot 10^{-7}\text{ნ}$ ძალას.

ლექცია # 7

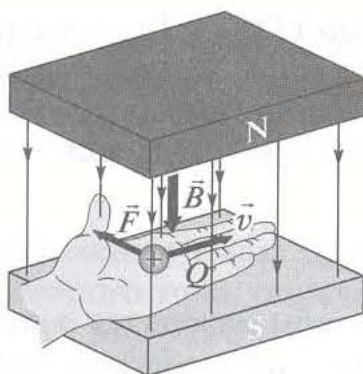
ლორენცის ძალა. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა მაგნიტურ ველში

მაგნიტური ველი მოქმედებს დენიან გამტარებზე, ხოლო ელექტრული დენი არის დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებული (მიმართული) მოძრაობა. ამიტომ მაგნიტური ველი მოქმედებს მასში მოთავსებულ ცალკეულ დამუხტულ ნაწილაკებზეც. ძალას, რომელიც მოქმედებს მაგნიტურ ველში \mathbf{v} სიჩქარით მოძრავ ელექტრულ Q მუხტზე, ეწოდება **ლორენცის ძალა** და გამოისახება ფორმულით

$$\mathbf{F}_{\text{ლ}} = Q \cdot [\mathbf{v}, \mathbf{B}], \quad (1)$$

სადაც \mathbf{B} იმ მაგნიტური ველის ინდუქციაა, რომელშიც მოძრაობს მუხტი.

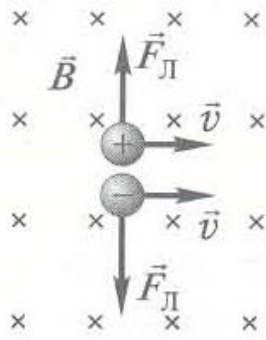
ლორენცის ძალის მიმართულება განისაზღვრება **მარცხენა ხელის წესით**: თუ მარცხენა ხელის გულს მოვათავსებთ ისე, რომ მასში შედიოდეს \mathbf{B} ვექტორი, ხოლო ოთხი გაშლილი თითს მივმართავთ \mathbf{v} ვექტორის გასწვრივ, მაშინ გაშლილი ცერა თითი გვიჩვენებს *დადებით მუხტზე* მოქმედ ძალის მიმართულებას (სურ. 1). უარყოფით მუხტზე ლორენცის ძალა მოქმედებს საწინააღმდეგო მიმართულებით (თუ კი, იგი მოძრაობს ისეთივე სიჩქარით და იგივე მაგნიტურ ველში).



სურ. 1

სურ. 2-ზე ნაჩვენებია დადებით და უარყოფით მოძრავ მუხტებზე მოქმედი ლორენცის ძალის მიმართულება (მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი \mathbf{B} მიმართულია ნახაზის პერპენდიკულარულად, ჩვენგან). ლორენცის ძალა ყოველთვის პერპენდიკულარულია დამუხტული ნაწილაკის სიჩქარის, ამიტომ იგი ცვლის ამ სიჩქარის მხოლოდ მიმართულებას, ტოვებს რა უცვლელად მის მოდულს. შესაბამისად **ლორენცის ძალა არ ასრულებს მუშაობას**.

ლორენცის ძალის მოდული

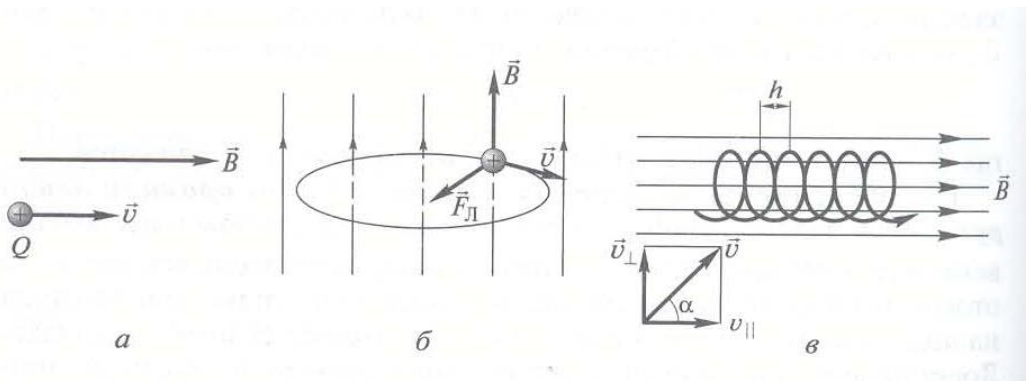


სურ. 2

$$F = QvB\sin\alpha. \quad (2)$$

დავუშვათ, რომ მაგნიტური ველი ერთგვაროვანია ($B=const$) და დამუხტულ ნაწილაკზე არ მოქმედებს ელექტრული ველი.

1. დამუხტული ნაწილაკი მაგნიტურ ველში მოძრაობს v სიჩქარით, მაგნიტური ინდუქციის წირების გასწვრივ ($v \parallel B$) სურ. 3^ა. მაშინ ფორმულა (2)-ის თანახმად ძალა $F_{\perp}=0$, ანუ ნაწილაკი აგრძელებს თანაბარ და სწორხაზოვან მოძრაობას.



სურ. 3

2. თუ ნაწილაკი, მაგნიტურ ველში შედის მაგნიტური ინდუქციის წირების პერპენდიკულარულ ($v \perp B$) მიმართულებით (სურ. 3^ბ), მაშინ თანახმად (2)-სა

$$F_{\perp} = QvB, \quad (3)$$

ე.ი. ლორენცის ძალა მუდმივია მოდულით და ნაწილაკის ტრაექტორიის მიმართ მართობულია. მოცემულ შემთხვევაში ნაწილაკის ტრაექტორია წრეწირია (ან წრეწირის რკალი თუ ნაწილაკი გადის ველიდან).

წრეწირის r რადიუსს ვიპოვით პირობიდან

$$QvB = mv^2/2$$

(ლორენცის ძალა თამაშობს ცენტრისკენული ძალის როლს, რომელიც ნაწილაკს ანიჭებს ნორმალურ აჩქარებას). მაშინ

$$r = (m/Q) \cdot (v/B). \quad (4)$$

ნაწილაკის ბრუნვის პერიოდი, ანუ დრო რომლის განმავლობაშიც იგი ასრულებს ერთ სრულ ბრუნს,

$$T = 2\pi r/v. \quad (5)$$

ამ ფორმულაში (4)-ს ჩასმით, მივიღებთ

$$T = (2\pi/B) \cdot (m/Q), \quad (6)$$

ე.ი. ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში ნაწილაკის ბრუნვის პერიოდი, განისაზღვრება მხოლოდ ნაწილაკის ხვედრითი მუხტის (Q/m) შებრუნებული სიდიდით და ველის მაგნიტური ინდუქციით მაგრამ არაა დამოკიდებული მის სიჩქარეზე (როცა $v \ll c$). ამაზეა დამყარებული დამუხტული ნაწილაკების ციკლური ამაჩქარებლების მოქმედება.

3. დამუხტული ნაწილაკი მაგნიტურ ველში შემოფრინდება v სიჩქარით \mathbf{B} -ვექტორის მიმართ α კუთხით (სურ. 3^ჰ). მოცემულ შემთხვევაში მისი მოძრაობა შეიძლება წარმოვიდგინოთ სუპერპოზიციის სახით: თანაბარი სწორხაზოვანი მოძრაობისა $v_{\parallel} = v \sin \alpha$ სიჩქარით ველის გასწვრივ და $v_{\perp} = v \cos \alpha$ სიჩქარით თანაბარ მოძრაობად წრეწირზე ველის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. წრეწირის რადიუსი განისაზღვრება ფორმულით (4) (მოცემულ შემთხვევაში v უნდა შევცვალოთ $v_{\perp} = v \cos \alpha$ -თი). ორივე მოძრაობის შეკრების შედეგად წარმოიქმნება მოძრაობა სპირალზე, რომლის ღერძიც მაგნიტური ველის პარალელურია (სურ. 3^ჰ). ხრახნული ხაზის ბიჯი

$$h = v_{\perp} \cdot T = v \cdot T \cos \alpha.$$

ბოლო განტოლებაში თუ ჩავსვავთ გამოსახულებას (6), მივიღებთ

$$H = (2\pi m v / B Q) \cdot \cos \alpha.$$

სპირალის გრეხის მიმართულება, დამოკიდებულია ნაწილაკის მუხტის ნიშანზე.

თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაციის შესახებ ვაკუუმში

\mathbf{B} -ვექტორის ცირკულაციას (ანალოგიურად \mathbf{E} ვექტორის ცირკულაციისა) ჩაკეტილ კონტურზე უწოდებენ ინტეგრალს

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L B_{\parallel} d\mathbf{l}, \quad (7)$$

სადაც $d\mathbf{l}$ - კონტურის ელემენტარული სიგრძის ვექტორია, მიმართული კონტურის შემოვლის გასწვრივ; $B_{\parallel} = B \cos \alpha$ - \mathbf{B} -ვექტორის მდგენელია კონტურის მხების მიმართულებით (შერჩეული შემოვლის მიმართულების გათვალისწინებით); α - \mathbf{B} და $d\mathbf{l}$ ვექტორებს შორის კუთხეა.

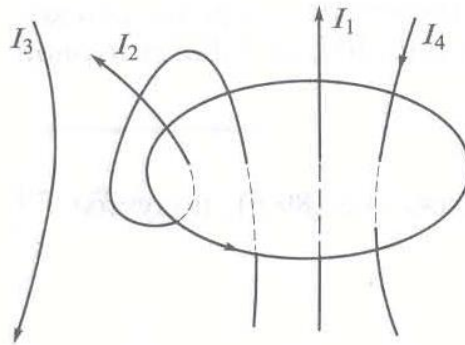
თეორემა \mathbf{B} -ვექტორის ცირკულაციის შესახებ ვაკუუმში ამბობს, რომ ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურზე \mathbf{B} -ვექტორის ცირკულაცია ტოლია μ_0 მაგნიტური მუდმივას ნამრავლის დენების ალგებრულ ჯამზე, რომელსაც მოიცავს ეს კონტური:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L B_{\parallel} d\mathbf{l} = \mu_0 \cdot \sum_{k=1}^n I_k, \quad (8)$$

სადაც n დენიანი გამტარების რიცხვია, რომელსაც მოიცავს ნებისმიერი ფორმის L კონტური.

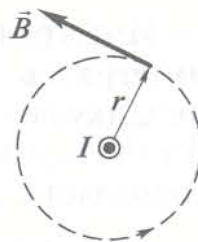
ნებისმიერი დენი გაითვალისწინება იმდენჯერ, რამდენჯერაც იგი მოცულია კონტურის მიერ. დადებითად ითვლება დენი, რომლის მიმართულებაც კონტურის შემოვლის მიმართულებასთან ქმნის მარჯვენა ხრახნიან სისტემას; საწინააღმდეგოდ მიმართული დენი ითვლება უარყოფითად. მაგ. სურ. 4-ზე გამოხატული სისტემისათვის,

$$\sum_{k=1}^n I_k = I_1 + 2I_2 - 0 \cdot I_3 - I_4.$$



სურ. 4

ცირკულაციის შესახებ თეორემის გამოყენებით, გამოვთვალოთ სწორი I დენის მაგნიტური ველი, რომელიც ნახაზის სიბრტყის პერპენდიკულარულია და მომართულია ჩვენსკენ (სურ. 5).



სურ. 5

ჩაკეტილი კონტური შევარჩიოთ r რადიუსის წრეწირის სახით. ამ კონტურის თითოეულ წერტილში \mathbf{B} -ვექტორი მოდულით ერთნაირია და მიმართულია წრეწირისადმი მხეზად (იგი ასევე წარმოადგენს მაგნიტური ინდუქციის წირს). შესაბამისად, \mathbf{B} -ვექტორის ცირკულაცია ტოლია

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L B d\mathbf{l} = B \oint_L d\mathbf{l} = B \cdot 2\pi r.$$

თანახმად თეორემისა ცირკულაციის შესახებ,

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 I,$$

საიდანაც, სწორი დენის მაგნიტური ინდუქცია

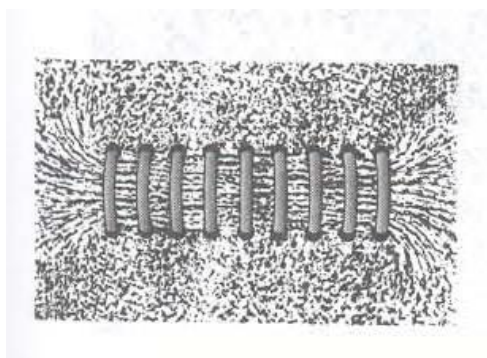
$$B = 2\pi r = \mu_0 I / 2\pi r. \quad (9)$$

ფორმულა (9) თანხვედნაშია წინა ლექციაში, ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონიდან მიღებულ სწორი დენის ფორმულასთან.

თუ შევადარებთ **E-ვექტორის** ცირკულაციას (8)-სთან, ადვილად შევამჩნევთ, რომ მათ შორის არსებობს *პრინციპიალური განსხვავება*. ელექტროსტატიკური ველის **E-ვექტორის** ცირკულაცია ყოველთვის ტოლია ნოლის, ე.ი. ელექტროსტატიკური ველი წარმოადგენს პოტენციალურს. მაგნიტური ველის **B-ვექტორის** ცირკულაცია კი არ არის ნოლის ტოლი. ასეთ ველს უწოდებენ გრიგალურს.

სოლენოიდისა და ტოროიდის მაგნიტური ველები

განვიხილოთ n ხვიათა რაოდენობის, l სიგრძისა და d ხვიათა დიამეტრის **სოლენოიდი** (ცილინდრულ ზედაპირზე თანაბრად დახვეული იზოლირებული გამტარი, რომელშიც გადის ელექტრული დენი), თანაც $l \gg d$, ანუ სოლენოიდი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც უსასრულოდ გრძელი. თუ ხვები ერთმანეთთან მჭიდროდაა განლაგებული, სოლენოიდი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც, ერთნაირი რადიუსის, მიმდევრობით შეერთებული წრიული დენების სისტემა საერთო ღერძზე.

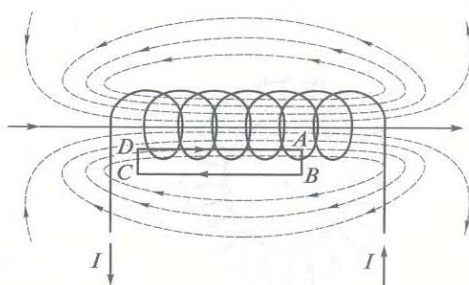


სურ. 6

უსასრულო სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური ველი ერთგვაროვანია, ხოლო მის გარეთ ძალზე სუსტი და არაერთგვაროვანია და იგი შეიძლება არ იქნეს გათვალისწინებული (სურ. 6-ზე მაგნიტური ინდუქციის წირები გამოსახულია რკინის ნაქლიბის საშუალებით).

თუ სოლენოიდს ჩავთვლით უსასრულოდ, შეგვიძლია შევარჩიოთ მართკუთხა კონტური ABCDA (სურ. 7), რომელშიც **B-ვექტორის** ცირკულაცია, მოიცავს რა ყველა N ხვიას, თანახმად (8) ფორმულისა, ტოლია

$$\oint_{ABCD} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 NI.$$



სურ. 7

ინტეგრალი ABCDA-ზე შეიძლება წარმოდგენილ იქნას ოთხი ინტეგრალის ჯამად: AB, BC, CD და DA-ზე. AB და CD უბნებზე კონტური მაგნიტური ინდუქციის ხაზების პერპენდიკულარულია და $B_{\perp}=0$; სოლენოიდს გარეთ $B=0$. DA მონაკვეთზე **B-ვექტორის**

ცირკულაცია ტოლია $B\ell$ -ს (კონტურის უბანი თანხვდება მაგნიტური ინდუქციის წირს); შესაბამისად,

$$\int_{DA} B_{\perp} dl = B\ell = \mu_0 NI. \quad (10)$$

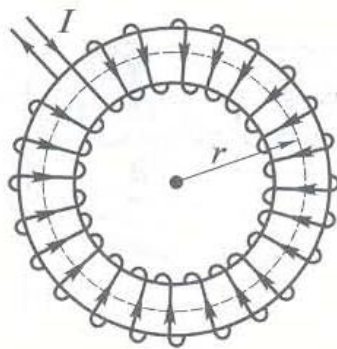
ბოლო ტოლობიდან ვიღებთ სოლენოიდის შიგნით ველის მაგნიტური ინდუქციის გამოსახულებას (ვაკუუმში):

$$B = \mu_0 NI/\ell, \quad (11)$$

ე.ი. B დამოკიდებულია სოლენოიდის ხვიათა რიცხვზე, მის სიგრძეზე, და ასევე მასში გამავალი დენის ძალაზე.

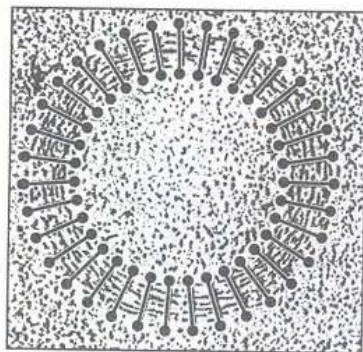
ტოროიდი - წრიული დენიანი კოჭაა, რომელთა ხვებიც დახვეულია ტორის ფორმის გულარზე (სურ. 8). თუ ხვები მჭიდროთაა განლაგებული ერთმანეთის მიმართ, ტოროიდი შეიძლება განვიხილოთ როგორც ერთნაირი რადიუსის, მიმდევრობით შეერთებული წრიული დენების სისტემა, რომელთა ცენტრებიც ძვეს ტოროიდის შუა ხაზზე.

ტოროიდის მაგნიტური ველი მთლიანად ლოკალიზებულია მისი მოცულობის შიგნით, იგი ერთგვაროვანია; ტოროიდს გარეთ ველი არ არსებობს (სურ. 9).



სურ. 8

ტოროიდის ველის მაგნიტური ინდუქციის წირები, გამოსული სიმეტრიის მოსაზრებიდან, - კონცენტრიული წრეწირებია, რომელთა ცენტრებიც ძვეს ტოროიდის ღერძზე. კონტურად შევარჩიოთ ერთი ასეთი წრეწირი r -რადიუსით. მაშინ ცირკულაციაზე თეორემის თანახმად



სურ. 9

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 NI,$$

საიდანაც გამოდის, რომ ტოროიდის შიგნით მაგნიტური ინდუქცია (ვაკუუმში)

$$B = \mu_0 NI / 2\pi r, \quad (12)$$

სადაც N - ტოროიდის ხვიათა რაოდენობაა. თუ კონტური ტოროიდს გარეთ, მაშინ იგი დენებს არ მოიცავს და $B \cdot 2\pi r = 0$. ეს ნიშნავს, რომ ველი ტოროიდს გარეთ არ არსებობს (რასაც ადასტურებს ცდაც).

მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი. გაუსის თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორისათვის

\mathbf{E} -ვექტორის ნაკადის ანალოგიით შემოყავთ მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი (მაგნიტური ნაკადი) dS ფართობი:

$$d\Phi_B = \mathbf{B}d\mathbf{S} = B_n dS \quad (13)$$

- სკალარული სიდიდე, სადაც $B_n = B \cos \alpha$ - \mathbf{B} -ვექტორის პროექციაა dS ფართობის მიმართ ნორმალის მიმართულებაზე (α -კუთხეა \mathbf{n} - და \mathbf{B} -ვექტორებს შორის); $d\mathbf{S} = dS \mathbf{n}$ - ვექტორია, რომლის მოდულიც ტოლია dS -ის, ხოლო მიმართულება თანხვედრა ფართობის მიმართ \mathbf{n} -ნორმალის მიმართულებას.

\mathbf{B} -ვექტორის ნაკადი შეიძლება იყოს როგორც დადებითი, ასევე უარყოფითი, $\cos \alpha$ -ს ნიშნისგან დამოკიდებულებით (განისაზღვრება \mathbf{n} -ნორმალის დადებითი მიმართულების შერჩევით).

\mathbf{B} -ვექტორის ნაკადს უკავშირებენ კონტურს, რომელშიც გადის დენი. რადგანაც კონტურისადმი ნორმალის დადებითი მიმართულებას უკავშირებენ დენს მარჯვენა ბურღის წესით, კონტურის მიერ შექმნილი ნაკადი მის მიერვე შემოსაზღვრულ ზედაპირზე ყოველთვის დადებითია.

მაგნიტური ინდუქციის Φ_B ნაკადი ნებისმიერ S ზედაპირში

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B}d\mathbf{S} = \int_S B_n dS. \quad (14)$$

ერთგვაროვანი ველისა და ბრტყელი ზედაპირისათვის, რომელიც განლაგებულია \mathbf{B} -ვექტორის პერპენდიკულარულად, $B_n = B = \text{const}$ და

$$\Phi_B = BS. \quad (15)$$

ამ ფორმულიდან განისაზღვრება მაგნიტური ნაკადის ერთეული SI-სისტემაში - ვებერი (ვბ). 1 ვბ არის მაგნიტური ნაკადი, რომელიც გადის ბრტყელი ზედაპირის 1 მ^2 ფართობი, რომელიც განლაგებულია ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულად, რომლის ინდუქციაც ტოლია 1 ტლ:

$$1 \text{ ვბ} = 1 \text{ ტლ} \cdot \text{მ}^2.$$

მაგნიტური ნაკადი ახასიათებს მაგნიტურ ველს, რომელიც განჭოლავს ზედაპირს.

მაგალითისთვის გამოვითვალოთ \mathbf{B} -ვექტორის ნაკადი უსასრულოდ გრძელ სოლენოიდში. ერთგვაროვანი ველის მაგნიტური ინდუქცია სოლენოიდს შიგნით (ვაკუუმში), თანახმად (11)-სა ტოლია

$$B = \mu_0 NI/l.$$

S ფართის მქონე, სოლენოიდის ერთ ხვიაში მაგნიტური ნაკადი ტოლია

$$\Phi_1 = BS,$$

ხოლო სრული მაგნიტური ნაკადი, ჩაჭიდებული სოლენოიდის ყველა ხვებით, რომელსაც ეწოდება ნაკადის ჩაჭიდება,

$$\Psi = \Phi_1 N = NBS = \mu_0 \cdot (N^2 I/l) \cdot S. \quad (16)$$

გაუსის თეორემა \mathbf{B} ველისთვის: მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირში ნოლის ტოლია:

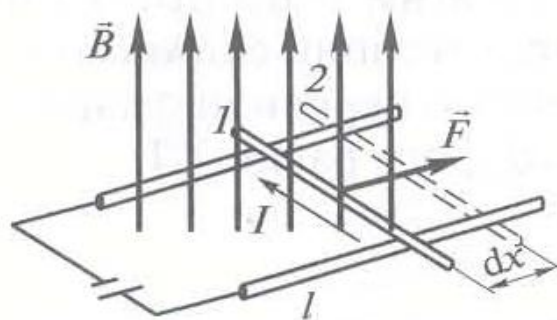
$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = \oint_S B_n dS = 0. \quad (17)$$

ეს თეორემა გამოხატავს მაგნიტური მუხტების არ არსებობის ფაქტს, რის გამოც მაგნიტური ინდუქციის წირებს არ გააჩნიათ არც საწყისი და არც ბოლო და წარმოადგენენ ჩაკეტილ წირებს.

ამრიგად, ჩაკეტილ ზედაპირში, \mathbf{B} და \mathbf{E} ვექტორების ნაკადებისათვის, გრიგალურ და პოტენციალურ ველებისთვის მიიღება სხვადასხვა გამოსახულებები.

მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარისა და კონტურის გადაადგილების მუშაობა

დენიანი კონტური (უძრავი გამტარი და მასზე მოსრიალე l სიგრძის ზღუდარი) მოთავსებულია კონტურის სიბრტყის პერპენდიკულარულ გარე ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში (სურ. 10).



სურ. 10

მაგნიტურ ველში ზღუდარზე (დენიანი გამტარი) მოქმედებს ამპერის ძალა, რის გამოც იგი გადაადგილდება. შესაბამისად, მაგნიტური ველი ასრულებს მუშაობას დენიანი გამტარის გადაადგილებაზე.

ძალა, რომლის მიმართულებაც განისაზღვრება მარცხენა ხელის წესით, ხოლო მნიშვნელობა ამპერის კანონით, ტოლია

$$\mathbf{F} = I\mathbf{b}l.$$

ამ ძალის გავლენით გამტარი გადაადგილდება თავისთავის პარალელურად dx მონაკვეთზე 1 მდებარეობიდან 2-ში. მაგნიტური ველის მიერ შესრულებული მუშაობა, ტოლია

$$dA = Fdx = Ibl dx = IbdS = Id\Phi,$$

სადაც $l dx = dS$ -არის ფართი, რომელსაც კვეთს გამტარი მისი გადაადგილებისას მაგნიტურ ველში; $BdS=d\Phi$ - ამ ფართის გამჭოლი, მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი. ამრიგად

$$dA = Id\Phi, \quad (18)$$

ე.ი. მაგნიტურ ველში დენიანი გამტარის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა ტოლია დენის ძალის მაგნიტურ ნაკადზე ნამრავლის, რომელსაც კვეთს მოძრავი გამტარი. მიღებული ფორმულა სამართლიანია \mathbf{B} -ვექტორის ნებისმიერი მიმართულებისათვის.

ვიპოვოთ მაგნიტურ ველში, მუდმივ დენიანი კონტურის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა. თუ კონტურს წარმოდგენით დავყოფთ უსასრულოდ მცირე დენის ელემენტებად და განვიხილავთ მათ უსასრულოდ მცირე გადაადგილებებს, მივიღებთ, რომ თითოეულ ასეთ ელემენტისათვის გამოსადეგია ფორმულა $d'A=Id'\Phi$ ($d'\Phi$ -უსასრულოდ მცირე, დენის ელემენტის მიერ გადაკვეთილი მაგნიტური ნაკადია). აღსანიშნავია, რომ ასეთი დაშვებებისას მაგნიტური ველი, რომელშიც გადაადგილდება მოცემული დენის ელემენტი, შეიძლება ჩაითვალოს ერთგვაროვნად.

თუ შევკრებთ მუშაობებს დენის ყველა ელემენტებისთვის, რომლებაც დაყოფილია კონტური მივიღებთ (18) ფორმულას, რომელშიც $d\Phi$ მთლიან კონტურში მაგნიტური ნაკადის ნამატია. მაშინ მუდმივ დენიანი ჩაკეტილი კონტურის მაგნიტურ ველში გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა საწყისი მდებარეობიდან 1 საბოლოო მდებარეობაში 2

$$A = \int_1^2 Id\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi, \quad (19)$$

სადაც $\Delta\Phi$ კონტურით შემოფარგლული მაგნიტური ნაკადის ცვლილებაა. ეს ფორმულა სამართლიანია ნებისმიერი ფორმის კონტურისათვის, ნებისმიერ მაგნიტურ ველში.

ლექცია # 8

დამაგნიტებულობა. თეორემა მაგნიტური ინდუქციის ცირკულაციის შესახებ ნივთიერებაში

ცდებიდან გამოდის, რომ ყველა ნივთიერება, მოთავსებული გარე მაგნიტურ ველში *მაგნიტდება*, ანუ *მაგნიტური ველის* მოქმედების შედეგად იძენს მაგნიტურ მომენტს. დამაგნიტების მოვლენის ასახსნელად ამჟღავნა დაუშვა, რომ ნივთიერების მოლეკულებში ცირკულირებენ მოლეკულარი დენები, რომლებიც გაპირობებულნი არიან ელექტრონების მოძრაობით ატომებსა და მოლეკულებში. თითოეული *მოლეკულარული დენი ქმნის თავის საკუთარ მაგნიტურ ველს*, და ნივთიერებაში შემავალი ყველა ატომების ჯამური მაგნიტური ველი განსაზღვრავს ნივთიერების მაგნიტურ თვისებებს.

მაგნეტიკების დამაგნიტების რაოდენობრივი დახასიათებისთვის შემოყავთ ვექტორული სიდიდე - *დამაგნიტებულობა*, რომელიც განისაზღვრება მაგნეტიკის მოცულობის ერთეულის მაგნიტური მომენტით:

$$J = p_m/V = \sum p_a/V, \quad (1)$$

სადაც $p_m = \sum p_a$ - წარმოადგენს მაგნეტიკის მაგნიტურ მომენტს, რომელიც ცალკეული მოლეკულების მაგნიტური მომენტების ვექტორული ჯამის ტოლია (შეიძლება შედარებულ იქნას პოლარიზების ფორმულასთან $P = p_v/V = \sum_i p_i/V$).

მაგნიტური ველი ნივთიერებაში წარმოადგენს ორი ველის ჯამს: დენის მიერ შექმნილი გარე ველისა და ველისა, რომელიც იქმნება დამაგნიტებული ნივთიერებით. მაშინ შეიძლება ჩაიწეროს, რომ მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი *ჯამური მაგნიტური ველისა მაგნეტიკში* ტოლია მაგნიტური ინდუქციების ვექტორული ჯამის *გარე B_0 ველისა* (რომელსაც ქმნის დამამაგნიტებელი ველი *ვაკუუმში*) და *B' მიკროდენების ველის* (რომელიც იქმნება მოლეკულარული დენებით):

$$B = B_0 + B' \quad (2)$$

ჩავწეროთ ველის ცირკულაციის გამოსახულება:

$$\oint_L B dl = \oint_L B_0 dl + \oint_L B' dl, \quad (3)$$

თანახმად ფორმულისა B -ვექტორის ცირკულაციის შესახებ,

$$\oint_L B_0 dl = \mu_0 I, \quad (4)$$

სადაც I - ჩაკეტილი კონტურით (რომელზედაც ხდება ინტეგრირება) მოცული მაკროდენების (გამტარობის დენები) ალგებრული ჯამია.

მიკროდენებისთვის ასევე უნდა სრულდებოდეს ასეთივე თანაფარდობა

$$\oint_L B' dl = \mu_0 I', \quad (5)$$

სადაც I' -მიკროდენების (მოლეკულურის) ალგებრული ჯამია, რომელსაც მოიცავს იგივე ჩაკეტილი კონტური L .

(4) და (5) ფორმულების ჩასმით (3)-გამოსახულებაში, მივიღებთ **B-ვექტორის ნივთიერებაში ცირკულაციის თეორემას:**

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \oint_L \mathbf{B}_i d\mathbf{l} = \mu_0 (I + I'), \quad (6)$$

ე.ი. მაგნიტური ინდუქციის \mathbf{B} ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ ჩაკეტილ კონტურზე ტოლია ამ კონტურის მიერ მოცული გამტარებლობის და მოლეკულური დენების ალგებრული ჯამის, გამრავლებულის მაგნიტურ მუდმივაზე.

ამრიგად, \mathbf{B} ვექტორი ახასიათებს ჯამურ ველს, შექმნილს, როგორც გამტარში მაკროსკოპული დენებით (გამტარებლობის დენები), ასევე მიკროსკოპული დენებით მაგნეტიკებში, ამიტომ \mathbf{B} მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის წირებს არ გააჩნიათ წყაროები და არიან ჩაკეტილები.

თეორემა მაგნიტური ველის დამაბულობის ვექტორის ცირკულაციის შესახებ

თეორიიდან ცნობილია, რომ დამაგნიტებულობის ცირკულაცია J ნებისმიერ ჩაკეტილ L კონტურზე ტოლია *მოლეკულური დენების* ალგებრული ჯამის, რომელსაც მოიცავს ეს კონტური:

$$\oint_L \mathbf{J} d\mathbf{l} = I'. \quad (7)$$

მაშინ, თეორემა ნივთიერებაში \mathbf{B} ვექტორის ცირკულაციის შესახებ შეგვიძლია ჩავწეროთ სახით

$$\oint_L \{(\mathbf{B}/\mu_0) - \mathbf{J}\} \cdot d\mathbf{l} = I, \quad (8)$$

სადაც I (ამას ხაზი გავუსვით კიდევ ერთხელ) - გამტარებლობის დენების ალგებრული ჯამია.

ინტეგრალის ნიშნის ქვეშ, ფრჩხილებში მდგომი სიდიდის ცირკულაცია, განისაზღვრება მხოლოდ მაკროსკოპული დენებით. ვექტორს

$$\mathbf{H} = \{(\mathbf{B}/\mu_0) - \mathbf{J}\} \quad (9)$$

უწოდებენ **მაგნიტური ველის დამაბულობას**. ფორმულა (9)-ის ჩასმით (8)-ში მივიღებთ \mathbf{H} ვექტორის ცირკულაციის თეორემას:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I, \quad (10)$$

ე.ი. \mathbf{H} -ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ ჩაკეტილ L კონტურზე, ტოლია ამ კონტურის მიერ მოცული გამტარებლობის დენების ალგებრული ჯამის.

თუ შევადარებთ ელექტროსტატიკური ველის ვექტორულ მახასიათებლებს (\mathbf{E} და \mathbf{D}) და მაგნიტური ველის მახასიათებლებს (\mathbf{B} და \mathbf{H}), შეგვიძლია მივუთითოთ, რომ ელექტროსტატიკური ველის \mathbf{E} დამაბულობის ვექტორის ანალოგია მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი \mathbf{B} , რადგან ვექტორები \mathbf{E} და \mathbf{B} განსაზღვრავენ ამ ველების ძალურ მოქმედებას და

დამოკიდებული არიან გარემოს თვისებებზე. ელექტრული წანაცვლების D ვექტორის ანალოგს წარმოადგენს მაგნიტური ველის H დამაბულობის ვექტორი.

ვაკუუმის შემთხვევაში $J=0$, ამიტომ

$$H = B/\mu_0, \quad (11)$$

ფორმულა (11) გადადის ფორმულა (9)-ში.

მე-(11) ფორმულიდან შეიძლება განისაზღვროს მაგნიტური ველის დამაბულობის ერთეული SI სისტემაში - ამპერი/მეტრზე (ა/მ); 1ა/მ ისეთი ველის დამაბულობაა, რომლის მაგნიტური ინდუქციაც ვაკუუმში ტოლია $4\pi \cdot 10^{-7}$ ტლ.

როგორც ცდები გვიჩვენებს, სუსტ ველებში დამაგნიტებულობა პროპორციულია იმ ველის დამაბულობის, რომელიც იწვევს დამაგნიტებულობას, ანუ

$$J = \chi H, \quad (12)$$

სადაც χ უგანზომილებო სიდიდეა, რომელსაც უწოდებენ ნივთიერების მაგნიტურ ამთვისებლობას. (12) ფორმულის გამოყენებით ფორმულა (9) შეგვიძლია მივიყვანოთ სახემდე

$$B = \mu_0(1+\chi)H. \quad (13)$$

უგანზომილებო სიდიდეს

$$\mu_0 = 1+\chi, \quad (14)$$

რომელიც გვიჩვენებს, თუ მაკროდენების მაგნიტური ველი რამდენად ძლიერდება გარემოს მიკროდენების ხარჯზე, უწოდებენ ნივთიერების მაგნიტურ შეღწევადობას.

(14) და (13) გამოსახულებებიდან მივიღებთ, რომ

$$B = \mu_0\mu H. \quad (15)$$

პარამაგნეტიკები, დიამაგნეტიკები და ფერომაგნეტიკები

პარამაგნეტიკები - არიან ნივთიერებები, რომელთა ატომების საკუთარი მაგნიტური მომენტები გარე მაგნიტური ველის არ არსებობისას ნულისგან განსხვავებულები არიან. მაგრამ მოლეკულების სითბური მოძრაობის გამო მათი მაგნიტური მომენტებიორიენტირებულ არიან მოუწესრიგებლად, ამიტომ პარამაგნიტური ნივთიერებები მაგნიტურ თვისებებს არ ფლობენ.

პარამაგნეტიკების გარე მაგნიტურ ველში შეტანისას მყარდება ატომების მაგნიტური მომენტების უპირატესი ორიენტაცია ველის მიმართულებით (სრულ ორიენტაციას ეწინააღმდეგება ატომების სითბური მოძრაობა).

ამრიგად, *პარამაგნეტიკი* მაგნიტდება, ქმნის რა საკუთარ მაგნიტურ ველს, რომელიც თანხვდება მიმართულებით გარე ველს და აძლიერებს მას.

გარე მაგნიტური ველის ნულამდე შემცირებისას მაგნიტური მომენტების ორიენტაცია სითბური მოძრაობის გამო ირღვევა და პარამაგნეტიკი განმაგნიტდება. პარამაგნეტიკებს მიეკუთვნება იშვიათმიწა ელემენტები, Pt, Al და ა.შ.

პარამაგნეტიკებისთვის, χ მაგნიტური ამთვისებლობა არც ისე დიდია, მაგრამ დადებითია. ასე მაგალითად, პლატინა (Pt) მაგნიტურ ველს ვაკუუმთან შედარებით აძლიერებს 1,00036-ჯერ.

დიამაგნეტიკები - არიან ნივთიერებები, რომელთა მოლეკულებს არ გააჩნიათ მაგნიტური მომენტი. გარე მაგნიტურ ველში ხდება ელემენტარული წრიული დენების ინდუცირება. რადგან ეს მიკროდენი ინდუცირებულია გარე მაგნიტური ველით, ამიტომ ლენცის წესის თანახმად, ატომს წარმოექმნება მაგნიტური ველის მდგენელი, რომელიც მიმართულია გარე ველის საწინააღმდეგოდ. ატომების (მოლეკულების) მაგნიტური ველების გამოწვეული მდგენელები იკრიბება და წარმოქმნიან *ნივთიერების საკუთარ მაგნიტურ ველს, რომელიც ასუსტებს გარე მაგნიტურ ველს.*

ამრიგად, დიამაგნეტიკი მაგნიტდება, ქმნის რა საკუთარ მაგნიტურ ველს, *მიმართულს გარე მაგნიტური ველის საწინააღმდეგოდ და მის შემასუსტებელს.* დიამაგნეტიკებს მიეკუთვნებიან მრავალი მეტალები (მაგ. Bi, Ag, Au, Cu), მრავალი ორგანული შენაერთები, ფისი, ნახშირბადი და ა.შ.

დიამაგნეტიკებისთვის მაგნიტური ამთვისებლობა χ არც ისე დიდია, მაგრამ უარყოფითი. ასე მაგალითად ძლიერი დიამაგნეტიკი Bi, მაგნიტურ ველს ასუსტებს 1,000176-ჯერ, ვაკუუმში მის მნიშვნელობასთან შედარებით.

დია- და პარამაგნეტიზმის თვისობრივი განხილვის დაჯამებისას, უნდა აღინიშნოს, რომ ყველა ნივთიერების ატომები წარმოადგენენ დიამაგნიტური თვისებების მატარებლებს. თუ ატომების მაგნიტური მომენტები დიდია, პარამაგნიტური თვისებები ჭარბობს დიამაგნეტურს და ნივთიერება წარმოადგენს პარამაგნეტიკს; თუ ატომების მაგნიტური მომენტები მცირეა, მაშინ ჭარბობს დიამაგნეტური თვისებები და ნივთიერება წარმოადგენს დიამაგნეტიკს.

ფერომაგნეტიკები - არიან მყარი ნივთიერებები, რომლებიც გარე მაგნიტური ველის არ არსებობისაც კი ფლობენ *სკონტანურ დამაგნიტებულობას*, რომელიც ექვემდებარება ძლიერ გარე ფაქტორების მოქმედებას, ტემპერატურის, მაგნიტური ველის ცვლილებებს, დეფორმაციებს.

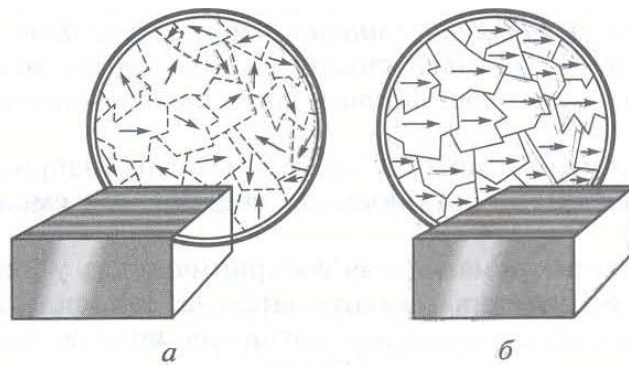
განსხვავებით დია- და პარამაგნეტიკებისაგან, *(სუსტი მაგნიტური ნივთიერებები)*, რომელთათვისაც J -ს დამოკიდებულება H -სგან წრფივია, ფერომაგნეტიკებისთვის (ძლიერ მაგნიტური ნივთიერებები) ეს დამოკიდებულება რთულია: დასაწყისში H -ს ზრდით დამაგნიტებულება J იზრდება ჯერ სწრაფად, ხოლო შემდეგ უფრო ნელა, აღწევს რა *მაგნიტურ გაჯერებას* $J_{\text{ბაჰ}}$ (სურ. 1).



სურ. 1

ფერომაგნეტიკებს, გარდა მისი ძირითადი წარმომადგენლისა (რკინა), მიეკუთვნებიან, მაგ. კობალტი, ნიკელი, გადოლინიუმი, მათი შენადნობები და შენაერთები. ფერომაგნეტიკებისთვის $\mu \gg 1$ (მაგ. ფოლადისთვის $\mu \sim 8000$).

ფერომაგნეტიკების თვისებები დაიკვირვება მხოლოდ გარკვეულ ტემპერატურებზე ნაკლებ ტემპერატურებზე თითოეულისთვის, რომელსაც უწოდებენ **კიურის წერტილი**. კიურის წერტილზე მეტ ტემპერატურაზე, ფერომაგნეტიკები ხდებიან პარამაგნეტიკები. მაგალითად, რკინისთვის კიურის წერტილი $\sim 760^\circ\text{C}$, ნიკელისთვის - 360°C , კობალტისთვის - 1000°C . არსებობენ ფერომაგნიტური შენადნობები, რომელთათვისაც კიურის წერტილი 100°C -ზე ნაკლებია (მაგ. პერმალლი - 70°C).



სურ. 2

კიურის წერტილზე ნაკლები ტემპერატურებისას, ფერომაგნიტური ნივთიერებები შედგებიან, 10^{-2} - 10^{-4} სმ რიგის ხაზოვანი ზომის დამაგნიტებული არეებისაგან - **დომენებისგან**. სხვადასხვა დომენებში მაგნიტური ველი სხვადასხვანაირადაა ორიენტირებული, ამიტომ ფერომაგნეტიკი, არაა დამაგნიტებული (სურ. 2^ა). გარე მაგნიტური ველის ზედდებისას ხდება დომენების ველების მოწესრიგებული ორიენტაცია, რის შედეგადაც ნიმუში აღმოჩნდება დამაგნიტებული (სურ. 2^ბ) გარე ველის გასწვრივ, თანაც მით უფრო ძლიერად, რაც მეტია გარე ველის მაგნიტური ინდუქცია (იზრდება ცალკეული დომენების ორიენტაციის მოწესრიგებულობის ხარისხი).

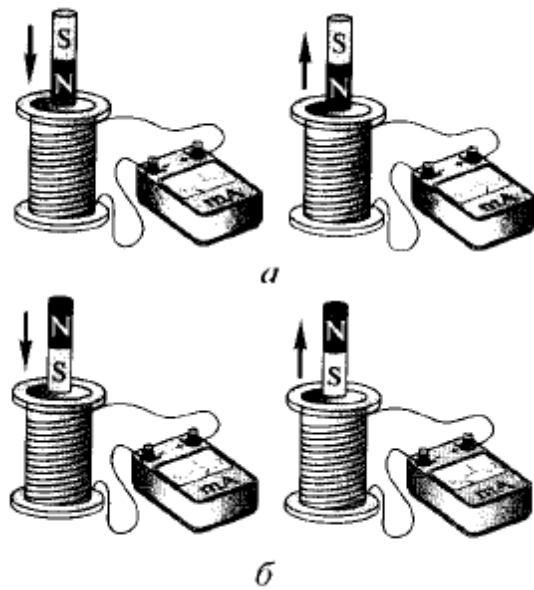
ელექტრომაგნიტური ინდუქცია

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა

მ.ფარადეი თვლიდა, რომ ელექტრულ და მაგნიტურ მოვლენებს შორის არსებობს მჭიდრო ურთიერთ კავშირი, კერძოდ, თუ დენიანი გამტარები თავის ირგვლივ ქმნიან მაგნიტურ ველს, უნდა დაიკვირვებოდეს შებრუნებული მოვლენაც - ჩაკეტილ კონტურში, მაგნიტური ველის მოქმედებით ელექტრული დენის წარმოქმნა.

მან ცდისეული გზით დაამტკიცა, რომ ჩაკეტილ გამტარ კონტურში მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის ცვლილებისას, ამ კონტურით შემოფარგლულ არეში, წარმოიქმნება ელექტრული დენი. ამ მოვლენამ მიიღო ელექტრომაგნიტური ინდუქციის სახელი, ხოლო წარმოქმნილ დენს უწოდებენ ინდუქციურს.

ნათქვამის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ფარადეის ერთერთი ცდა. თუ ამპერმეტრზე ჩაკეტილ სოლენოიდში შევიტანთ ან გამოვიტანთ მუდმივ მაგნიტს, მაშინ მისი შეტანისა და გამოტანის მომენტებში, დაიკვირვება ამპერმეტრის ისრის გადახრა (წარმოიქმნება ინდუქციური დენი); ისრის გადახრის მიმართულება მაგნიტის შეტანისა და გამოტანის შემთხვევებში ურთიერთ საწინააღმდეგოა. ამპერმეტრის ისრის გადახრა მით უფრო მეტია, რაც მეტია კოჭის მიმართ მაგნიტის მოძრაობის სიჩქარე (სურ. 3^ა). მაგნიტის პოლუსების ცვლილებისას ისრის გადახრის მიმართულებაც იცვლება (სურ. 3^ბ). ინდუქციური დენის მისაღებად მაგნიტი შეგვიძლია დავტოვოთ უძრავად, მაგრამ მაშინ მაგნიტის მიმართ უნდა გადავაადგილოთ სოლენოიდი.

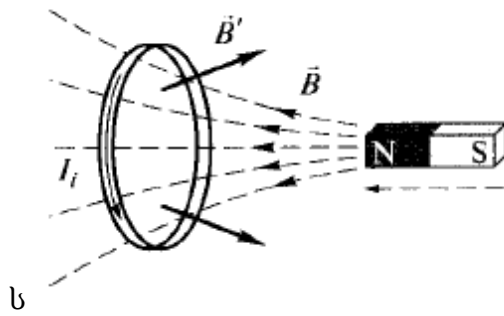


სურ. 3

ინდუცირებული დენის ძალა სრულიად არ არის დამოკიდებული მაგნიტური ინდუქციის ნაკადის ცვლილების მეთოდზე, არამედ განისაზღვრება მხოლოდ მისი ცვლილების სიჩქარით (იგივე მტკიცდებოდა ფარადეის ცდებში).

ინდუქციური დენის მიმართულება დამოკიდებულია იმაზე, იზრდება თუ მცირდება კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი, და ასევე მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულებაზე.

დავაკვირდეთ, მაგალითად თუ რა ხდება მაგნიტის მიახლოებისას რგოლთან (სურ. 4): რგოლის გამჭოლი მაგნიტური ინდუქციის წირების რიცხვი იზრდება, ე.ი. იზრდება რგოლში მაგნიტური



სურ. 4

ნაკადი ($d\Phi/dt > 0$). ინდუქციური დენით შექმნილი, მაგნიტური ველის ინდუქციის წირები გამოდიან რგოლიდან (რგოლი განიზიდავს მაგნიტს). ამრიგად, ინდუცირებული დენის მაგნიტური ველის B' -ვექტორი, მიმართულია გარე მაგნიტური ველის B -ვექტორის საწინააღმდეგოდ. B' -ვექტორისა და ინდუქციური I_i დენის მიმართულებები ემორჩილებიან მარჯვენა ბურღის წესს.

ამრიგად, ცდებიდან გამოდის, რომ ინდუქციურ დენს ყოველთვის გააჩნია ისეთი მიმართულება, რომ მის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ეწინააღმდეგება რგოლში, როგორც მაგნიტური ველის ზრდას (მაგნიტური ნაკადის ზრდისას რგოლში), ასევე მის შემცირებას (რგოლში მაგნიტური ნაკადის შემცირებისას).

ინდუქციური დენის მიმართულება განისაზღვრება **ლენცის წესით**: კონტურში ინდუქციურ დენს ყოველთვის გააჩნია ისეთი მიმართულება, რომ მის მიერ შექმნილი ველი ეწინააღმდეგება იმ მაგნიტური ნაკადის ცვლილებას, რომელმაც გამოიწვია ეს ინდუქციური დენი.

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი (ფარადეის კანონი)

გამტარი კონტურის განმჭოლი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებისას, კონტურში წარმოიქმნება ინდუქციური დენი. ეს ფაქტი მიუთითებს იმაზე, რომ წრედში არსებობს ელექტრომომძრავებელი ძალა, რომელსაც უწოდებენ **ელექტრო-მაგნიტური ინდუქციის ელექტრომომძრავებელ ძალას**.

ელ.-მაგნიტური ინდუქციის ემპ ϵ_i განისაზღვრება *მხოლოდ მაგნიტური ნაკადის ცვლილების სიჩქარით, ე.ი.*

$$\epsilon_i \sim d\Phi/dt. \quad (16)$$

ლენცის წესის გათვალისწინებით გამოსახულება (16) შეიძლება ჩაიწეროს სახით

$$\epsilon_i = -d\Phi/dt. \quad (17)$$

ბოლო ფორმულა განსაზღვრავს **ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონს (ფარადეის კანონი)**: კონტურში ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ϵ_i ემპ რიცხობრივად ტოლია და ნიშნით საპირისპირო ამ კონტურით შემოსაზღვრულ ზედაპირში მაგნიტური ნაკადის ცვლილების.

ჰელმჰოლცის მიყოლებით, ენერჯის შენახვის კანონის გამოყენებით, გამოვიყვანოთ ფარადეის კანონი. განვიხილოთ გამტარი დენით I, რომელიც მოთავსებულია ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში კონტურის სიბრტყის პერპენდიკულარულად, და შეუძლია თავისუფლად გადაადგილება (სურ. 5). ამპერის F ძალის მოქმედებით, რომლის მიმართულებაც ნაჩვენებია ნახაზზე, გამტარი გადაადგილდება dx მონაკვეთზე. ამპერის ძალა ასრულებს $dA=Id\Phi$, სადაც dΦ გამტარით გადაკვეთილი მაგნიტური ნაკადია.

თანახმად ენერჯის შენახვის კანონისა, წყაროს მუშაობა dt დროში (ϵIdt) იხარჯება ჯოულის სითბოზე (I^2Rdt) და მაგნიტურ ველში გამტარის გადაადგილებაზე შესრულებულ მუშაობაზე ($Id\Phi$)

$$\epsilon Idt = I^2Rdt + Id\Phi,$$

სადაც R - კონტურის სრული წინაღობაა. მაშინ

$$I = (\epsilon - d\Phi/dt)/R,$$

სადაც $-(d\Phi/dt) = \epsilon_i$, სხვა არაფერია, თუ არა ფარადეის კანონი. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ემპ გამოისახება ვოლტებში:

$$[d\Phi/dt] = \text{ვბ/წმ} = \text{ტლ}\cdot\text{მ}^2/\text{წმ} = \text{ნ}\cdot\text{მ}^2/\text{ა}\cdot\text{მ}\cdot\text{წმ} = \text{ჯ}/\text{ა}\cdot\text{წმ} = \text{ა}\cdot\text{ვ}\cdot\text{წმ}/\text{ა}\cdot\text{წმ} = \text{ვ}.$$

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი - უნივერსალური კანონია: ϵ_i არ არის დამოკიდებული მაგნიტური ნაკადის ცვლილების მეთოდზე, არამედ განისაზღვრება მხოლოდ მისი ცვლილების სიჩქარით.

მაქსველმა, უძრავ გამტარებში ინდუქციის ემპ-ს ასახსნელად ივარაუდა, რომ ნებისმიერი ცვლადი მაგნიტური ველი გარემო სივრცეში ადაგზნებს ელექტრულ ველს $E_{\text{ინდ}}$, რომელიც სწორედაც წარმოადგენს გამტარში ინდუქციური დენის წარმოქმნის მიზეზს. ამ ველის $E_{\text{ინდ}}$ ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ უძრავ გამტარის L კონტურზე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის ემპ-ს:

$$\epsilon_i = \oint E_{\text{ინდ}} dl = -d\Phi/dt. \quad (18)$$

ლექცია # 9

ინდუქტივობა. თვითინდუქციის მოვლენა

კონტურში გამავალი ელექტრული დენი, თავის ირგვლივ ქმნის მაგნიტურ ველს, რომლის ინდუქციაც ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონის თანახმად დენის პროპორციულია. ამიტომ კონტურთან დაკავშირებული მაგნიტური ნაკადი Φ კონტურში დენის პროპორციულია:

$$\Phi = LI, \quad (1)$$

სადაც, პროპორციულობის კოეფიციენტს L უწოდებენ კონტურის ინდუქტივობას (ფორმულა (1) ჩაწერილია არაფერომაგნეტული გარემოსათვის).

(1) გამოსახულებიდან განსაზღვრავენ ინდუქტივობის ერთეულს **ჰენრი (ჰნ)**; 1ჰნ ისეთი კონტურის ინდუქტივობაა, რომელშიც, მასში 1ა დენის ძალისას წარმოიქმნება მასთან მიბმული 1ვბ-ს ტოლი მაგნიტური ნაკადი:

$$1\text{ჰნ} = 1 \text{ ვბ/ა} .$$

გამოვითვალთ უსასრულოდ გრძელი სოლენოიდის ინდუქტივობა. თანახმად ნაკადისმიხმის ფორმულისა $\Psi = NBS$, სრული მაგნიტური ნაკადი სოლენოიდში

$$\Phi = NBS = \mu_0 \mu N^2 I S = \mu_0 \mu \cdot (N^2/I) \cdot S$$

(გათვალისწინებულია, რომ $B = \mu_0 \mu H$, და H -ვექტორის ცირკულაციის თეორემა სოლენოიდისათვის $HI = NI$, საიდანაც $H = NI/l$). თუ ჩავსვავთ Φ -ს გამოსახულებას (1)-ში მივიღებთ სოლენოიდის ინდუქტივობის ფორმულას:

$$L = \mu_0 \mu \cdot (N^2/l) \cdot S, \quad (2)$$

ე.ი. სოლენოიდის ინდუქტივობა დამოკიდებულია მის ხვიათა რიცხვზე N , მის სიგრძეზე l , ფართზე S და ნივთიერების მაგნიტურ ამთვისებლობაზე μ , რისგანაც დამზადებულია სოლენოიდის გულარი.

ზოგად შემთხვევაში კონტურის ინდუქტივობა დამოკიდებულია მის გეომეტრიულ ფორმაზე, ზომებზე და იმ გარემოს მაგნიტურ განჭოლვადობაზე, რომელშიც იგი იმყოფება. ამ გაგებით კონტურის ინდუქტივობა - ანალოგია განმხოლოებული გამტარის ელექტრული ტევადობის, რომელიც ასევე დამოკიდებულია მხოლოდ გამტარის ფორმაზე, მის ზომებზე და გარემოს დიელექტრიკულ განჭოლვადობაზე.

კონტურში დენის ძალის შეცვლისას შეიცვლება ასევე მასთან მიბმული მაგნიტური ნაკადიც. შესაბამისად, კონტურში ინდუცირდება ემძ. გამტარ კონტურში დენის ძალის ცვლილებისას ინდუქციის ემძ ძალის წარმოქმნას ეწოდება **თვითინდუქცია**.

თვითინდუქციის მოვლენისადმი ფარადეის კანონის გამოყენებით, მივიღებთ, რომ თვით ინდუქციის ემძ

$$\mathcal{E}_s = -d\Phi/dt = -d(LI)/dt.$$

თუ კონტური არ დეფორმირდება და გარემო, რომელიც ავსებს კონტურის მაგნიტურ ველს, არა ფერომაგნიტურია, მაშინ $L = \text{const}$ და

$$\mathcal{E}_s = -L(dI/dt), \quad (3)$$

სადაც ნიშანი „-“, გაპირობებულია ლენცის წესით, რომლის თანახმადაც კონტურში ინდუქტივობის არსებობას მივყავართ დენის ცვლილების შენელებასთან მასში.

ამრიგად, კონტური, ფლობს რა გარკვეულ ინდუქტივობას, იძენს ელექტრულ ინერტულობას, რომელიც მდგომარეობს იმაში, რომ დენის ნებისმიერი ცვლილება მუხრუჭდება მით უფრო ძლიერად, რაც მეტია კონტურის ინდუქტივობა.

ურთიერთ ინდუქცია

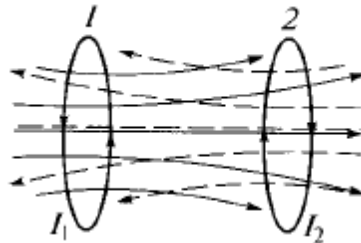
განვიხილოთ ერთმანეთის სიახლოვეს განლაგებული ორი (1 და 2) კონტური (სურ. 1). თუ კონტურში 1 მიედინება დენი I_1 , მაშინ იგი კონტური 2-ს საშუალებით ქმნის I_1 -ს პროპორციულ მაგნიტურ ნაკადს,

$$\Phi_{21} = L_{21}I_1, \quad (4)$$

სადაც L_{21} - პროპორციულობის კოეფიციენტია (ველი, რომელიც ქმნის ამ ნაკადს, სურათზე მოცემულია უწყვეტი ხაზებით). ანალოგიურად, კონტურ 2-ში, I_2 დენის გადინებისას, რომელიც განჭოლავს კონტურ 1-ს,

$$\Phi_{12} = L_{12}I_2 \quad (5)$$

(ამ ნაკადის შემქმნელი ველი, სურათზე გამოსახულია დაშტრიხული ხაზებით).



სურ. 1

ერთერთ კონტურში დენის ძალის ცვლილება მიგვიყვანს ინდუქციის ემმ წარმოქმნამდე მეორეში. ფარადეის კანონის თანახმად, პირველ და მეორე კონტურებში ინდუცირებული შესაბამისი ემმ, იქნება

$$\mathcal{E}_{i2} = -d\Phi_{21}/dt = -L_{21} \cdot (dI_1/dt), \quad (6)$$

$$\mathcal{E}_{i1} = -d\Phi_{12}/dt = -L_{12} \cdot (dI_2/dt). \quad (7)$$

ერთერთ კონტურში ემმ-ის წარმოქმნის მოვლენას, მეორეში დენის ძალის ცვლილებისას უწოდებენ ურთიერთ ინდუქციას, ხოლო პროპორციულობის კოეფიციენტებს L_{21} და L_{12} - კონტურების ურთიერთ ინდუქტივობებს. ცდებით დადასტურებული გათვლები უჩვენებენ, რომ

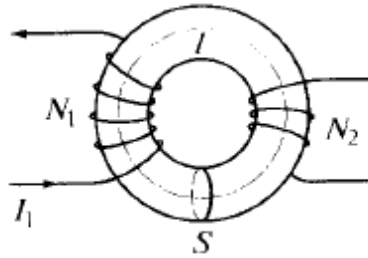
$$L_{12} = L_{21}.$$

მათი მნიშვნელობები დამოკიდებულია კონტურების გეომეტრიულ ფორმაზე, ზომებზე, ურთიერთ განლაგებასა და კონტურის მომცველი გარემოს მაგნიტურ განჭოლვადობაზე. ურთიერთ ინდუქტივობის ერთეული SI სისტემაში იგივეა, რაც საერთოდ ინდუქტივობისათვის - ჰენრი.

გამოვითვალოთ ორი კოჭის ურთიერთ ინდუქტივობა, რომლებიც დახვეული არიან საერთო ტოროიდალურ გულარზე (სურ. 2). მაგნიტური ველი თავმოყრილია ტოროიდს შიგნით და ერთგვაროვანია. თუ პირველი კოჭა მოიცავს N_1 ხვიას და მასში გადის I_1 დენი, მაშინ თანახმად ცირკულაციის შესახებ თეორემისა:

$$HI = N_1I_1, \quad (8)$$

სადაც l - გულარის სიგრძეა შუახაზზე.



სურ. 2

მეორე კოჭის თითოეული ხვია განიჭოლება $\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$ ნაკადით. თუ ამ ფორმულაში ჩავსვავთ H -ს (8)-დან და გავამრავლებთ მეორე კოჭის N_2 ხვიათა რიცხვზე, ვიპოვით სრულ Φ მაგნიტურ ნაკადს მეორად გრაგნილში:

$$\Phi = \Phi_2 N_2 = \mu_0 \mu \cdot (N_1 N_2 / l) \cdot S \cdot I_1.$$

ნაკადი Φ იქმნება I_1 დენით, ამიტომ თანახმად (4)-სა, მივიღებთ

$$L_{21} = \Phi / I_1 = \mu_0 \mu \cdot (N_1 N_2 / l) \cdot S. \quad (9)$$

თუ გამოვთვლით მეორე კოჭის მიერ პირველ კოჭში შექმნილ მაგნიტურ ნაკადს, მაშინ L_{12} -სთვის მივიღებთ (9) ფორმულასთან შესაბამისობაში მყოფ გამოსახულებას. ამრიგად, საერთო ტოროიდალურ გულარზე დახვეული ორი კოჭის ურთიერთ ინდუქტივობა,

$$L_{12} = L_{21} = \mu_0 \mu \cdot (N_1 N_2 / l) \cdot S. \quad (10)$$

თუ გულარი დამზადებულია ფერომაგნეტიკისაგან, ბოლო ფორმულა არ იქნება სამართლიანი, რადგან მაგნიტური განჭოლვადობა μ დამოკიდებულია მაგნიტური ველის H დამაბულობაზე.

ურთიერთ ინდუქციის მოვლენაზეა დამყარებული ტრანსფორმატორების მოქმედება-ხელსაწყოების რომლებიც გამოიყენება ცვლადი დენის ძაბვის ასამაღლებლად ან დასადაბლებლად.

მაგნიტური ველის ენერგია

ჩაკეტილი დენიანი გამტარი კონტური მის ირგვლივ სივრცეში ქმნის მაგნიტურ ველს, თან მაგნიტური ველი წარმოიქმნება და ქრება დენის წარმოქმნასა და გაქრობასთან ერთად. თუ დენის ძალა ჩაკეტილ კონტურში იზრდება, მასში წარმოიქმნება თვითინდუქციის ემპ, რომელიც ეწინააღმდეგება დენის ძალის ზრდას. დენის ძალის ზრდისთვის აუცილებელია, რომ გარე ემპ-ების წყარომ შეასრულოს მუშაობა თვითინდუქციის ემპ-ს წინააღმდეგ:

$$dA = -\mathcal{E}_s dQ = Id\Phi = LidI \quad (11)$$

(აქ გათვალისწინებულია, რომ $dQ = Idt$; $\mathcal{E}_s = -d\Phi/dt$; $\Phi = LI$).

მუშაობის შესრულებისას ხდება გარე ემპ-ის წყაროს ენერგიის გარდაქმნა კონტურში მაგნიტური ველის ენერგიაში, ამიტომ

$$dW = LidI. \quad (12)$$

ამ გამოსახულების ინტეგრებით $I=0$ -დან, I -ს რომელიღაც მნიშვნელობამდე, მივიღებთ მაგნიტური ველის ენერგიის განმსაზღვრელ ფორმულას, რომელსაც ქმნის I დენის ძალა კონტურში ინდუქტივობით L :

$$W = LI^2/2. \quad (13)$$

მაგნიტური ველის ენერგია, შეიძლება წარმოდგინილ იქნას, როგორც თვით ველის მახასიათებელი სიდიდეებით. განვიხილოთ გრძელი (პრაქტიკულად უსასრულო) სოლენოიდის ერთგვაროვანი მაგნიტური ველისკერძო შემთხვევა. სოლენოიდის ინდუქტივობა

$$L = \mu_0 \mu \cdot (N^2/l) \cdot S.$$

მაგნიტური ველის მაგნიტური დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაციის შესახებ თეორემის თანახმად, სოლენოიდის შემთხვევაში

$$Hl = NI$$

ანუ

$$I = Hl/N.$$

L-ს და I-ს მნიშვნელობების ჩასმით ფორმულაში (13) და გარკვეული გარდაქმნების ჩატარებით მივიღებთ

$$W = \mu_0 \mu \cdot (H^2/2) \cdot V \quad (14)$$

გათვალისწინებულია, რომ $Sl=V$ სოლენოიდის მოცულობაა.

სოლენოიდის მაგნიტური ველი ერთგვაროვანია და მომწყვდეულია მის შიგნით, ამიტომ ენერჯია მოთავსებულია სოლენოიდის მოცულობაში და განაწილებულია მასში მუდმივი მოცულობითი სიმკვრივით

$$w = \mu_0 \mu \cdot (H^2/2). \quad (15)$$

მაქსველის განტოლებები

გრიგალური ელექტრული ველი

ცდილობდა რა, ინდუქციის ემპ-ს წარმოქმნის ახსნას უძრავ გამტარებში, მაქსველმა წამოაყენა ჰიპოთეზა, რომ *ნებისმიერი ცვლადი მაგნიტური ველი გარემომცველ სივრცეში წარმოქმნის ელექტრულ ველს*, რომელიც არის სწორედ კონტურში ინდუქციური დენის წარმოქმნის მიზეზი.

მაქსველის თანახმად, დროში ცვლადი მაგნიტური ველი წარმოქმნის $E_{\text{გ}}$ ელექტრულ ველს, რომლის ცირკულაციაც

$$\oint_L E_{\text{გ}} \cdot dl = \oint_L E_{\text{გ1}} \cdot dl = -(d\Phi/dt), \quad (16)$$

სადაც $E_{\text{გ1}} - E_{\text{გ}}$ -ს პროექციაა, dl -ის მიმართულებაზე. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\Phi = \int_S B dS$, მივიღებთ

$$\oint_L E_{\text{გ}} \cdot dl = -d(\int_S B dS)/dt.$$

თუ ზედაპირი და კონტური უძრავები არიან, მაშინ დიფერენცირებისა და ინტეგრირების ოპერაციებს შეგვიძლია შევუცვალოთ ადგილები. შესაბამისად

$$\oint_L E_{\text{გ}} \cdot dl = -\int_S (\partial B / \partial t) dS \quad (17)$$

სადაც კერძო წარმოებულის სიმბოლო ხაზს უსვამს იმ ფაქტს, რომ $\int_S B dS$ წარმოადგენს მხოლოდ დროის ფუნქციას.

ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია (აღვნიშნოთ იგი $E_{\text{დ}}$ -თი) ნებისმიერი ჩაკეტილი კონტურის გასწვრივ ნოლის ტოლია:

$$\oint_L E_{\text{დ}} \cdot dl = \oint_L E_{\text{დ1}} \cdot dl = 0. \quad (18)$$

(17) და (18) გამოსახულების შედარებით ვხედავთ, რომ განსახილველ ველებს შორის ($E_{\text{გ}}$ და $E_{\text{დ}}$)

არსებობს *პრინციპიალური განსხვავება*: $E_{\text{გ}}$ ვექტორის ცირკულაცია განსხვავებით $E_{\text{დ}}$ ვექტორის ცირკულაციიდან არ უდრის ნოლს. შესაბამისად, ელექტრული ველი $E_{\text{გ}}$, რომელიც აღძრულია მაგნიტური ველით, როგორც თვით მაგნიტური ველი წარმოადგენს გრიგალურს.

წანაცვლების დენი

მაქსველის თანახმად, თუ კი ნებისმიერი ცვლადი მაგნიტური ველი გარემომცველ სივრცეში წარმოშობს გრიგალურ ელექტრულ ველს, მაშინ უნდა არსებობდეს უკუ მოვლენაც: ელექტრული ველის ნებისმიერი ცვლილება, უნდა იწვევდეს გრიგალური მაგნიტური ველის წარმოქმნას გარემომცველ სივრცეში.

ცვლად ელექტრულ ველსა და მის მიერ გამოწვეულ მაგნიტურ ველს შორის რაოდენობრივი კავშირების დასამყარებლად, მაქსველმა შემოიტანა წანაცვლების დენის ცნება.

თანახმად, დიელექტრიკში ელექტროსტატიკური ველისთვის გაუსის თეორემისა, ელექტრული წანაცვლების ვექტორის ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ S ზედაპირში

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = Q \quad (19)$$

სადაც Q თავისუფალი ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამია, რომელსაც მოიცავს ეს ზედაპირი. ბოლო გამოსახულების დროით დიფერენცირებით, მივიღებთ

$$\partial Q / \partial t = \oint_S (\partial \mathbf{D} / \partial t) \cdot d\mathbf{S}, \quad (20)$$

სადაც დიფერენცირებისა და ინტეგრირების ოპერაციები შეცვლილია ადგილებით (ზედაპირი უძრავია და არ დეფორმირდება), ხოლო კერძო წარმოებულის სიმბოლო ხაზს უსვამს იმ ფაქტს, რომ $\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S}$ წარმოადგენს მხოლოდ დროის ფუნქციას.

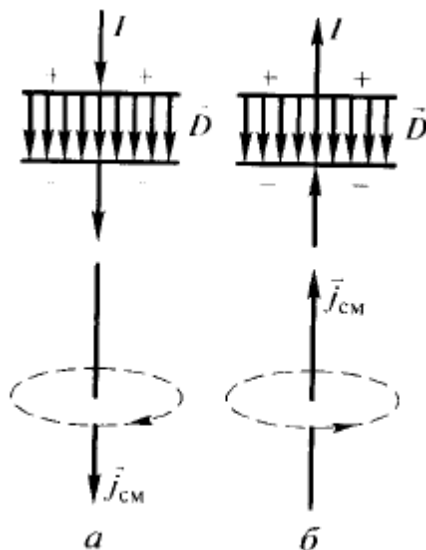
(20)-ს მარჯვენა მხარეს აქვს დენის ძალის განზომილება. გარდა ამისა, თუ შევადარებთ (20)-სა და $I = \int_S \mathbf{J} d\mathbf{S}$ გამოსახულებებს დავინახავთ, რომ $(\partial \mathbf{D} / \partial t)$ -ს აქვს დენის სიმკვრივის განზომილება, ამ სიდიდეს მაქსველმა უწოდა წანაცვლების დენის სიმკვრივე:

$$\mathbf{J} = (\partial \mathbf{D} / \partial t). \quad (21)$$

წანაცვლების დენი ნებისმიერ S ზედაპირში

$$I_{წანაცვ} = \int_S \mathbf{J} d\mathbf{S} = \int_S (\partial \mathbf{D} / \partial t) d\mathbf{S}, \quad (22)$$

ე.ი. იგი განისაზღვრება წანაცვლების დენის სიმკვრივის ვექტორის ნაკადით S ზედაპირში. განვიხილოთ \mathbf{J} და $I_{წანაცვ}$ ვექტორების მიმართულებები. კონდენსატორის დამუხტვისას (სურ. 3,ა) შემონაფენების შემაერთებელი გამტარის საშუალებით, დენი მიედინება ზედა შემონაფენიდან ქვედასკენ. მოცემულ შემთხვევაში კონდენსატორში დენი ძლიერდება $[\partial \mathbf{D} / \partial t > 0]$, ვექტორი $I_{წანაცვ} = \partial \mathbf{D} / \partial t$ მიმართულია იგივე მიმართულებით, საითაც \mathbf{D} , ე.ი. \mathbf{J} და $I_{წანაცვ}$ მიმართულებები თანხვდენილია.



სურ. 3

კონდენსატორის განმუხტვისას (სურ. 3,ბ) შემონაფენების შემაერთებელი გამტარის საშუალებით დენი მიედინება ქვედა შემონაფენიდან ზედასკენ. ველი კონდენსატორში

სუსტდება $[\partial \mathbf{D} / \partial t < 0]$, ე.ი. ვექტორი $\mathbf{J}_{\text{წახ}} = \partial \mathbf{D} / \partial t$ მიმართულია \mathbf{D} ვექტორის საწინააღმდეგოდ. მაგრამ $\partial \mathbf{D} / \partial t$ ვექტორი კვლავ მიმართულია, ისევე როგორც \mathbf{J} .

განხილული მაგალითებიდან გამოდის, რომ \mathbf{J} ვექტორის მიმართულება და შესაბამისად $\mathbf{J}_{\text{წახ}}$ -საც, თანხვედნილები არიან $\partial \mathbf{D} / \partial t$ ვექტორისა, როგორც ეს გამოდის (21)-დან.

გამტარებლობის დენის დამახასიათებელი, ყველა ფიზიკური თვისებებიდან, მაქსველმა წანაცვლების დენს მიაწერა მხოლოდ ერთი - *მაგნიტური ველის შექმნის შესაძლებლობა გარემომცველ სივრცეში*. ამრიგად, წანაცვლების დენი (ვაკუუმსა ან ნივთიერებაში) გარემომცველ სივრცეში ქმნის მაგნიტურ ველს (წანაცვლების დენების მაგნიტური ველების ინდუქციის წირები კონდენსატორის დამუხტვისას და განმუხტვისას სურ. 3-ზე ნაჩვენებია დაშტრიხული ხაზებით).

ელექტრული წანაცვლების ვექტორი: $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, სადაც \mathbf{E} ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობაა, ხოლო \mathbf{P} პოლარიზება. მაშინ (21)-ს თანახმად წანაცვლების დენის სიმკვრივე

$$\mathbf{J}_{\text{წახ}} = \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t + \partial \mathbf{P} / \partial t, \quad (23)$$

სადაც $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ - *წანაცვლების დენის სიმკვრივეა ვაკუუმში*; $\partial \mathbf{P} / \partial t$ - პოლარიზების დენის სიმკვრივეა - დენისა, რომელიც გაპირობებულია დიელექტრიკში ელექტრული მუხტების მოწესრიგებული მოძრაობით (მუხტების წანაცვლება არაპოლარულ მოლეკულებში ან დიპოლების მობრუნება პოლარულ მოლეკულებში).

მაგნიტური ველის აღძვრა პოლარიზაციის დენებით უფლებამოსილია, რადგან პოლარიზაციის დენები თავისი ბუნებით არ განსხვავდებიან გამტარებლობის დენებისგან. მაგრამ ის, რომ წანაცვლების დენების ($\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$) სიმკვრივის სხვა ნაწილიც, რომელიც არაა კავშირში მუხტების მოძრაობასთან, არამედ გაპირობებულია *მხოლოდ* ელექტრული ველის დროში ცვლილებით, ასევე წარმოშობს მაგნიტურ ველს, წარმოადგენს მაქსველის *პრინციპიალურად ახალ მტკიცებას*. ვაკუუმშიც კი, ელექტრული ველის ნებისმიერი ცვლილებას მიყვართ გარემომცველ სივრცეში მაგნიტური ველის წარმოქმნასთან.

მაქსველმა შემოიტანა *სრული ნაკადის* ცნება, რომელიც ტოლია გამტარებლობისა და წანაცვლების დენების ჯამის. *სრული დენის სიმკვრივე*

$$\mathbf{J}_{\text{სრ}} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t. \quad (24)$$

წანაცვლებისა და სრული დენის ცნებების შემოტანით, მაქსველი ახლებურად მიუდგა ცვლადი დენის წრედების ჩაკეტილობის განხილვას. *მათში სრული დენი ყოველთვის ჩაკეტილია, ანუ გამტარის ბოლოზე წყდება მხოლოდ გამტარებლობის დენი*, ხოლო დიელექტრიკში (ვაკუუმში) გამტარის ბოლოებს შორის არსებობს წანაცვლების დენი, რომელიც შერთავს გამტარებლობის დენს.

უნდა აღინიშნოს, რომ დასახელება „წანაცვლების დენი“ წარმოადგენს პირობითს, უფრო სწორად ისტორიულად ჩამოყალიბებულს, რადგან წანაცვლების დენი თავისი არსით - არის დროში ცვლადი ელექტრული ველი.

მაქსველის განტოლებები

მაქსველის მიერ წანაცვლების დენის აღმოჩენამ იგი მიიყვანა ელექტრული და მაგნიტური მოვლენების ერთიანი თეორიის შექმნასთან, რომელმაც მოგვცა საშუალება ერთიანი ხედვის წერტილიდან, არა მარტო აეხსნა ელექტრული და მაგნიტური მოვლენები, არამედ ეწინასწარ მეტყველებინა ახალი, რომელთა არსებობაც მოგვიანებით იქნა დადასტურებული.

მაქსველის თეორიას საფუძვლად უდევს ოთხი განტოლება.

1. ელექტრული ველი შეიძლება იყოს როგორც პოტენციალური (მისი ცირკულაცია ნულის ტოლია $\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \oint_L E_{\parallel} dl = 0$), ასევე გრიგალური (მისი ცირკულაცია ტოლია $\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_S (\partial \mathbf{B} / \partial t) \cdot d\mathbf{S}$), ამიტომ, ჯამური ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_S (\partial \mathbf{B} / \partial t) \cdot d\mathbf{S}. \quad (25)$$

მაქსველის ეს განტოლება უჩვენებს, რომ ელექტრული ველის წყაროები შეიძლება იყვნენ არა მარტო ელექტრული მუხტები, არამედ დროში ცვლადი მაგნიტური ველებიც.

2. წანაცვლების დენის შემოყვანით, მაქსველმა განაზოგადა თეორემა \mathbf{H} ვექტორის ცირკულაციის შესახებ, დაუმატა რა განტოლების მარჯვენა ნაწილში წანაცვლების დენი \mathbf{S} ზედაპირში, რომელიც მოჭიმულია L ჩაკეტილ კონტურზე:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \{ \mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t \} \cdot d\mathbf{S}. \quad (26)$$

ეს გამოსახულება არის \mathbf{H} ვექტორის ცირკულაციის განზოგადოებული თეორემა: მაგნიტური ველის დაძაბულობის \mathbf{H} -ვექტორის ცირკულაცია ნებისმიერ უძრავ ჩაკეტილ კონტურზე ტოლია ამ კონტურით მოცულ გამტარებლობისა და წანაცვლების დენების ალგებრული ჯამის. (26) - მაქსველის ერთერთი განტოლება - გვიჩვენებს, რომ მაგნიტური ველი შეიძლება წარმოიქმნას ან მოძრავი მუხტებით (ელექტრული დენებით), ან ცვლადი ელექტრული ველებით.

3. გაუსის თეორემა \mathbf{D} ველისთვის, რომელიც, გაუსის დაშვებით სამართლიანია ნებისმიერი ელექტრული ველისთვის, როგორც სტაციონარულისთვის ასევე ცვლადისთვისაც,

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = Q \quad (27)$$

სადაც Q - ზედაპირის შიგნით მოქცეული თავისუფალი ელექტრული მუხტების ალგებრული ჯამია. თუ მუხტი ρ მოცულობითი სიმკვრივით, ჩაკეტილი ზედაპირის შიგნით, განაწილებულია უწყვეტად, მაშინ ბოლო ფორმულა გადაიწერება სახით

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \rho \, dV. \quad (28)$$

4. გაუსის თეორემა \mathbf{B} ველისთვის:

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (29)$$

განტოლებები (25-29) წარმოადგენენ მაქსველის განტოლებების სრულ სისტემას ინტეგრალური ფორმით:

$$\begin{aligned} \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\int_S (\partial \mathbf{B} / \partial t) \cdot d\mathbf{S}; & \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} &= \int_V \rho \, dV; \\ \oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} &= \int_S \{ \mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t \} \cdot d\mathbf{S}; & \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} &= 0. \end{aligned} \quad (30)$$

მაქსველის განტოლებების სრული სისტემა შეივსება *მატერიალური განტოლებებით*, რომლებიც აკავშირებენ \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H} და \mathbf{B} ვექტორებს სიდიდეებთან, რომლებიც აღწერენ გარემოს ელექტრულ და მაგნიტურ თვისებებს:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{J} = \gamma \mathbf{E},$$

სადაც ϵ_0 და μ_0 - შესაბამისად ელექტრული და მაგნიტური მუდმივებია; ϵ და μ შესაბამისად დიელექტრიკული და მაგნიტური გაჭოლვადებობები; γ - ნივთიერების ხვედრითი გამტარებლობა, ხოლო \mathbf{D} , \mathbf{B} და \mathbf{J} შესაბამისად აღიწერებიან ბოლო ფორმულებით.

მაქსველის განტოლებებიდან გამოდის, რომ ელექტრული ველის წყაროები შეიძლება იყოს ან ელექტრული მუხტები, ან დროში ცვლადი მაგნიტური ველები, ხოლო მაგნიტური ველები შეიძლება წარმოიქმნას ან მოძრავი ელექტრული მუხტებით (ელექტრული დენებით), ან ცვლადი ელექტრული ველებით. მაქსველის განტოლებები არ არიან სიმეტრიულნი

ელექტრული და მაგნიტური ველების მიმართ. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ ბუნებაში არსებობენ ელექტრული მუხტები, და არ არსებობენ მაგნიტურები.

სტაციონარული ველებისათვის ($\mathbf{E} = \text{const}$ და $\mathbf{B} = \text{const}$) მაქსველის განტოლებები იღებენ სახეს

$$\begin{aligned} \oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= 0; & \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} &= Q; \\ \oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} &= I; & \oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} &= 0, \end{aligned}$$

ე.ი. მოცემულ შემთხვევაში ელექტრული ველის წყაროებს წარმოადგენს მხოლოდ ელექტრული მუხტები, ხოლო მაგნიტური ველის წყაროებს - მხოლოდ გამტარებლობის დენები. მოცემულ შემთხვევაში ელექტრული და მაგნიტური ველები ერთმანეთისგან დამოუკიდებლები არიან, რაც იძლევა საშუალებას მუდმივი ელექტრული და მაგნიტური ველების დამოუკიდებლად შესწავლისა.

მაქსველის განტოლებები, ყველაზე ზოგადი განტოლებებია ელექტრული და მაგნიტური ველებისათვის. ისინი, ელექტრომაგნეტიზმის შესწავლაში თამაშობენ ისეთივე როლს, როგორსაც ნიუტონის კანონები მექანიკაში.

მაქსველის განტოლებებიდან გამოდის, რომ ცვლადი მაგნიტური ველი ყოველთვის დაკავშირებულია მის მიერ წარმოშობილ ელექტრულ ველთან, ხოლო ცვლადი ელექტრული ველი ყოველთვის დაკავშირებულია მის წარმოშობილ მაგნიტურთან, ე.ი. ელექტრული და მაგნიტური ველები უწყვეტად არიან ერთმანეთთან დაკავშირებული, რითაც ისინი ქმნიან ერთიან **ელექტრო-მაგნიტურ ველს**.

მაქსველის თეორიის ერთერთი ძირითადი შედეგია დასკვნა **ელექტრომაგნიტური ტალღების** არსებობის შესახებ - ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველი, რომელიც სივრცეში ვრცელდება სასრული სიჩქარით.

შემდგომში დამტკიცებულ იქნა, რომ თავისუფალი ელექტრომაგნიტური ველის (რომელიც არაა დაკავშირებული მუხტებთან და დენებთან) გავრცელების სიჩქარე ვაკუუმში ტოლია სინათლის სიჩქარის $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ. ამ დასკვნამ და ელექტრომაგნიტური ტალღების თეორიულმა კვლევებმა მაქსველი მიიყვანა სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის შექმნამდე, რომლის თანახმადაც სინათლე ასევე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს.

ლექცია # 10

ელექტრომაგნიტური რხევები

რხევითი კონტური

სხვადასხვა ფიზიკურ მოვლენებს შორის განსაკუთრებული ადგილი უკავია ელექტრომაგნიტურ რხევებს, რომლის დროსაც ელექტრული სიდიდეები (მუხტები, დენები) პერიოდულად იცვლებიან და რომლებსაც თან ახლავს ელექტრული და მაგნიტური ველების ურთიერთ გარდაქმნები.

ელექტრომაგნიტური რხევების აღზნებისა და შენარჩუნებისათვის გამოიყენება **რხევითი კონტური** - ჩაკეტილი ელექტრული წრედი, რომელიც შედგება L ინდუქტივობის კოჭისგან, C ტევადობის კონდენსატორისაგან და R წინაღობის რეზისტორისგან. ჩვენ განვიხილავთ მიმდევრობით შეერთებული L , C და R -ის წრედს.

განვიხილოთ რხევითი პროცესის მიმდევრობითი სტადიები *იდეალიზირებულ კონტურში*, რომლის წინააღმდეგ საუგულვეყოფლად მცირეა ($R \approx 0$). კონტურში რხევების წარმოსაშვებად კონდენსატორს წინასწარ მუხტავენ, ანიჭებენ რა მის შემონაფენებს $\pm Q$ მუხტებს (ცხრ. 1). მაშინ $t=0$, დროის საწყის მომენტში, კონდენსატორის შემონაფენებს შორის წარმოიქმნება ელექტრული ველი, რომლის ენერგიაც ტოლია $Q^2/2C$. თუ კონდენსატორს შევრთავთ ინდუქტივობის კოჭაზე, იგი დაიწყებს განმუხტვას, და კონტურში დაიწყებს დენას დროში ზრდადი I დენი. შედეგად ელექტრული ველის დაიწყებს შემცირებას, ხოლო კოჭის მაგნიტური ველის ენერგია (იგი ტოლია $LQ^2/2$ -ს) ზრდას.

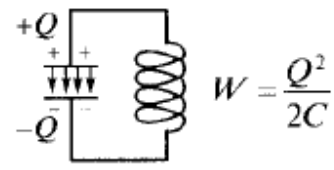
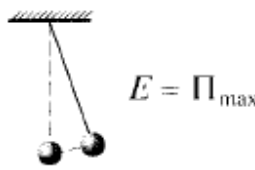
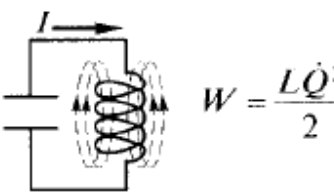
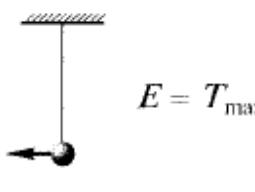
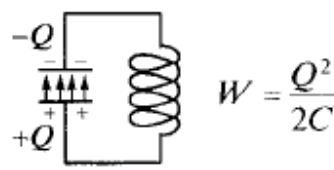
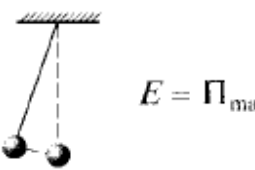
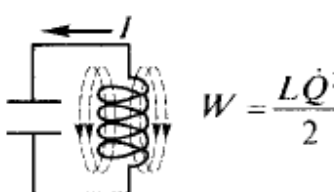
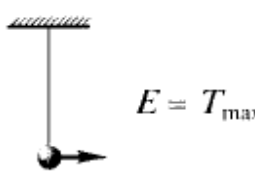
რადგან $R \approx 0$, თანახმად ენერგიის შენახვის კანონისა, სრული ენერგია

$$W = (Q^2/2C) + (LQ^2/2) = \text{const}, \quad (1)$$

რადგანაც იგი გათბობაზე არ იხარჯება. ამიტომ დროის მომენტში $t=T/4$, როდესაც კონდენსატორი მთლიანად განიმუხტება, ელექტრული ველის ენერგია გაუტოლდება ნოლს, ხოლო მაგნიტური ველის ენერგია (და შესაბამისად დენიც) აღწევს უდიდეს მნიშვნელობას.

ამ მომენტიდან ($t=T/2$) დენი კონტურში დაიწყებს კლებას, შესაბამისად დაიწყებს შესუსტებას კოჭის მაგნიტური ველი, და მასში ინდუცირდება დენი, რომელიც (ლენცის წესის თანახმად) მიედინება იგივე მიმართულებით, როგორც კონდენსატორის განმუხტვის დენი. კონდენსატორი დაიწყებს გადამუხტვას, წარმოიქმნება ელექტრული ველი, რომელიც ისწრაფვის დენის შესუსტებას, რომელიც ბოლოს და ბოლოს განულდება, ხოლო კონდენსატორის შემონაფენებზე მუხტი მიაღწევს მაქსიმუმს. შემდგომ ($t=3T/4$) იგივე პროცესები დაიწყებს მიმდინარეობას საპირისპირო მიმართულებით და სისტემა $t=T$ დროის მომენტისათვის მივა საწყის მდგომარეობაში. ამის შემდეგ დაიწყება კონდენსატორის განმუხტვისა და დამუხტვის განხილული ციკლის განმეორება.

ცხრ. 1

Время	Аналогия между колебаниями в идеализированном контуре ($R = 0$)	
	Электромагнитные	Механические
$t = 0$	 $W = \frac{Q^2}{2C}$	 $E = \Pi_{\max}$
$t = \frac{T}{4}$	 $W = \frac{LQ^2}{2}$	 $E = T_{\max}$
$t = \frac{T}{2}$	 $W = \frac{Q^2}{2C}$	 $E = \Pi_{\max}$
$t = \frac{3T}{4}$	 $W = \frac{LQ^2}{2}$	 $E = T_{\max}$
$t = T$	Повторение цикла	

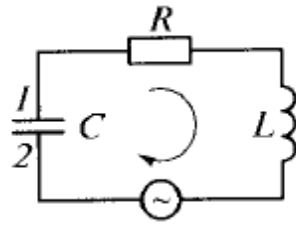
ენერჯის კარგვები რომ არ ყოფილიყო, მაშინ კონტურში განხორციელდებოდა ულევადი რხევები, ე.ი. პერიოდულად შეიცვლებოდა (ირხევოდა) კონდენსატორის შემონაფენებზე მუხტი, მასზე ძაბვა და დენის ძალა, რომელიც მიედინება ინდუქტივობის კოჭაში. შესაბამისად, კონტურში წარმოიქმნება ელექტრომაგნიტური რხევები, თანაც რხევებს თან ახლავს ელექტრული და მაგნიტური ველების ენერჯის გარდაქმნები.

რხევით კონტურში, ელექტრომაგნიტური რხევები შეგვიძლია შევუფარდოთ ქანქარის მექანიკურ რხევებს (ცხრ. 1), რომელსაც თან ახლავს ქანქარის პოტენციალური და კინეტიკური ენერჯების ურთიერთ გარდაქმნები. ამ შემთხვევაში კონდენსატორის ელექტრული ველის ენერჯია ($Q^2/2C$) - ანალოგიურია ქანქარის პოტენციალური ენერჯის, ხოლო კოჭის მაგნიტური ველის ენერჯია ($LQ^2/2$) - კინეტიკური ენერჯის, კონტურის დენის ძალა - ქანქარის მოძრაობის სიჩქარის. L ინდუქტივობა თამაშობს m მასის როლს, კონტურის წინაღობა კი ქანქარაზე მოქმედი ხახუნის ძალის როლს.

რხევითი კონტურის განტოლება

განვიხილოთ რხევითი კონტური, რომელიც R , L და C -ს გარდა შეიცავს გარე, ცვლად E ემძ-ს. შემოვლის დადებით მიმართულებად ავირჩიოთ (სურ. 1), მაგალითად საათის ისრის

მოძრაობის მიმართულება. დენი ითვლება დადებითად, თუ კონტურში მიედინება დადებითი მიმართულებით, და უაროფითად საპირისპირო შემთხვევაში.



სურ. 1

დენები ითვლებიან კვაზისტაციონალურად (შედარებით ნელა ცვლადი ელექტრული დენი, რომელთა მყისიერი მნიშვნელობებისთვის სიზუსტის საკმარისი ხარისხით სრულდება ომის კანონი). Q -თი აღვნიშნოთ კონდენსატორის იმ შემონაფენის მუხტი, რომლის მიმართულებაც მეორე შემონაფენისკენ თანხვდება შემოვლის დადებით მიმართულებას (სურ. 1). ომის კანონი წრედის $1RL2$ უბნისათვის:

$$IR = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_s + \mathcal{E}, \quad (2)$$

სადაც თვითინდუქციის ემპ $\mathcal{E}_s = -LdI/dt$ (კოჭა ითვლება არადეფმირებადად და მას არ გააჩნია ფერომაგნიტური გულარი), ხოლო პოტენციალთა სხვაობა $\varphi_1 - \varphi_2 = Q/C$. მაშინ განტოლება (2) მიიღებს სახეს:

$$LdI/dt + IR + Q/C = \mathcal{E}. \quad (3)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $I=dQ/dt=Q'$ და $dI/dt=Q''$, მივიღებთ რხევითი კონტურის განტოლებას:

$$LQ'' + RQ' + Q/C = \mathcal{E}. \quad (4)$$

რხევითი კონტურის განტოლება შეიძლება წარმოდგენილ იქნას სახით

$$Q'' + 2\delta Q' + \omega_0^2 Q = \mathcal{E}/L, \quad (5)$$

სადაც

$$\delta = R/2L \quad (6)$$

მიღვეის კოეფიციენტია;

$$\omega_0 = 1/\sqrt{LC} \quad (7)$$

რხევითი კონტურის საკუთარი სიხშირეა.

თუ $\mathcal{E} = 0$ (კონტურში არ ქვაქვს გარე ემპ) ელექტრული რხევები თავისუფალია, $R=0$ -სთვის - არა მიღვეადი, თუ $R \neq 0$ -ს - რხევები მიღვეადია.

თავისუფალი არამიღვეადი რხევები კონტურში

განვიხილოთ რხევითი კონტური, რომელშიც აქტიური წინაღობა $R=0$ და არ გვაქვს გარე ემპ (E=0). მოცემულ შემთხვევაში *თავისუფალი არამილევადი რხევების განტოლება*

$$\ddot{Q} + (1/LC)Q = \ddot{Q} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (8)$$

რომელიც კარგად არის ცნობილი სწავლებიდან მექანიკური რხევების შესახებ. მისი ამოხსნა გვაძლევს

$$Q = Q_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (9)$$

სადაც Q_m - კონდენსატორის მუხტის რხევის ამპლიტუდაა; φ - კონდენსატორზე მუხტის რხევის საწყისი ფაზაა. Q_m -ის და φ -ს მნიშვნელობები განისაზღვრება *საწყისი პირობებით*, ხოლო φ - რხევითი კონტურის პარამეტრებით.

თავისუფალი, არამილევადი ელექტრული რხევების პერიოდი განისაზღვრება **ტომსონის ფორმულით**:

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (10)$$

რხევით კონტურში დენის ძალა და კონდენსატორში ძაბვა

$$I = \dot{Q} = -\omega_0 Q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi/2); \quad (11)$$

$$U_C = Q/C = (Q_m/C) \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (12)$$

სადაც $I_m = \omega_0 Q_m$, $U_m = Q_m/C$ - დენის ძალისა და ძაბვის ამპლიტუდებია, შესაბამისად.

გამოსახულებებიდან (11) და (9) გამოდის, რომ I დენის რხევები, წინ უსწრებს $\pi/2$ ფაზით Q მუხტის რხევებს, ე.ი. დენის მიერ მაქსიმუმის მიღწევას მუხტის მნიშვნელობა (და ასევე ძაბვის) უტოლდება ნოლს და პირიქით.

თავისუფალი მილევადი რხევები კონტურში

განვიხილოთ რეალური რხევითი კონტური ($R \neq 0$), მაგრამ გარე ემპ გარეშე (E=0). მოცემულ შემთხვევაში *თავისუფალი მილევადი რხევების განტოლება* იქნება

$$\ddot{Q} + (R/L) \dot{Q} + (1/LC)Q = 0 \quad \text{ან} \quad \ddot{Q} + 2\delta \dot{Q} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (13)$$

ცნობილი მექანიკურ რხევებზე სწავლებიდან. (13) განტოლებაში, $\delta=R/2L$ მილევის კოეფიციენტია; $\omega_0=1/\sqrt{LC}$ - რხევითი კონტურის საკუთარი სიხშირეა.

მცირე მილევის შემთხვევაში ($\delta \ll \omega_0^2$) მუხტის რხევები ხდება კანონით

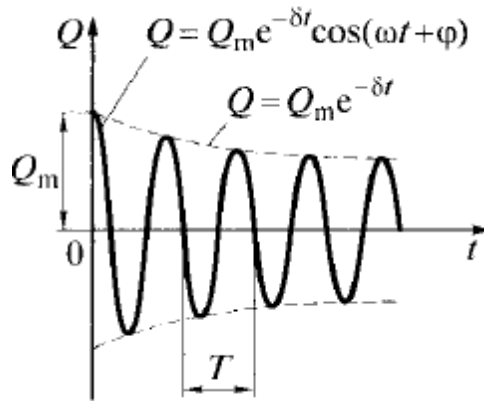
$$Q = Q_m e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad (14)$$

სიხშირით

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \quad (15)$$

რხევითი კონტურის საკუთარ სიხშირეზე ნაკლები . $R=0$ -სთვის (15) გადადის (7)-ში.

დამოკიდებულება (14) სურ. 2-ზე წარმოდგენილია უწყვეტი მრუდით, ხოლო მიღევადი



სურ. 2

რხევების ამპლიტუდა $Q_m \cdot e^{-\delta t}$ - დამტრისული წირებით.

რხევები $Q = Q_m \cdot e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ არ არის ჰარმონიული. როგორც მექანიკური მიღევადი რხევების შემთხვევაში, სიდიდეს

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi/\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (16)$$

უწოდებენ მიღევადი რხევების პერიოდს.

მიღევის ლოგარითმული დეკრემენტი

$$\vartheta = \delta T \quad (17)$$

ხოლო რხევითი კონტურის ვარგისობა

$$Q = \pi/\vartheta = \pi/\delta T_0 = \omega_0/2\delta = (1/R) \cdot \sqrt{L/C} . \quad (18)$$

როდესაც $\delta^2 \geq \omega^2$, რხევის ნაცვლად ადგილი ექნება კონდენსატორის აპერიოდულ განმუხტვას. კონტურის აქტიური წინააღმდეგობა, კრიტიკულად წოდებული, რომლის დროსაც იწყება აპერიოდული პროცესი, განისაზღვრება პირობიდან

$$(R_{კრ}^2/4L^2) = 1/LC,$$

საიდანაც

$$R_{კრ} = 2\sqrt{L/C} .$$

იძულებითი რხევები კონტურში

იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები - არამიღევადი რხევებია გარე, ჰარმონიული კანონით პერიოდულად ცვლადი ემმ-ს ქმედებით:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \cos(\omega t). \quad (19)$$

თუ ამ გამოსახულებას ჩავსვავთ (3)-ში, გვექნება

$$L(dI/dt) + IR + Q/C = \mathcal{E}_m \cos(\omega t)$$

ან

$$\ddot{Q} + 2\delta\dot{Q} + \omega_0^2 Q = (\mathcal{E}_m/L)\cos(\omega t), \quad (20)$$

სადაც ω_0^2 და δ განისაზღვრებიან (6) და (7) ფორმულებით. როგორც მექანიკური რხევების შემთხვევაში, განტოლება (20)-ის კერძო ამონახსნი, პასუხისმგებელი კონდენსატორის შემონაფენებზე მუხტის დამყარებულ იძულებით რხევებზე:

$$Q = Q_m \cos(\omega t - \alpha),$$

სადაც Q_m - მუხტის ამპლიტუდაა კონდენსატორზე; α - ფაზათა სხვაობა მუხტისა და გარე ემმ-ს შორის განისაზღვრება გამოსახულებებით

$$Q_m = \frac{\mathcal{E}_m/L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} = \frac{\mathcal{E}_m}{\omega\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}; \quad (21)$$

$$\alpha = \arctg R/(\omega L - 1/\omega C). \quad (22)$$

დამყარებულ რეჟიმში (სურ. 3) იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები წარმოადგენენ ჰარმონიულებს, რომლებიც მიმდინარეობენ გარე ემმ-ს ω სიხშირით, ამპლიტუდა Q_m და ფაზა α



სურ. 3

განისაზღვრება, როგორც ω სიხშირით, ასევე რხევითი კონტურის მახასიათებლებითაც. დამყარებული, იძულებითი რხევებისას კონტურში დენის ძალა

$$I = dQ/dt = -\omega Q_m \sin(\omega t - \alpha) = I_m \cos(\omega t - \alpha + \pi/2) = I_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (23)$$

სადაც, დენის ამპლიტუდა,

$$I_m = \omega Q_m = \frac{\mathcal{E}_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \quad (24)$$

და ფაზის წანაცვლება დენსა და გარე ემმ-ს შორის

$$\varphi = \alpha - \pi/2 = \text{arctg} (\omega L - 1/\omega C)/R . \quad (25)$$

ამ გამოსახულებიდან გამოდის, რომ დენი ფაზით ჩამორჩება გარე ემმ-ს ($\varphi > 0$), თუ $\omega L > 1/\omega C$, და უსწრებს მას თუ $\omega L < 1/\omega C$.

ელექტრული რეზონანსი. რეზონანსული მრუდები

(21) ფორმულიდან, ჩაწერილის სახით

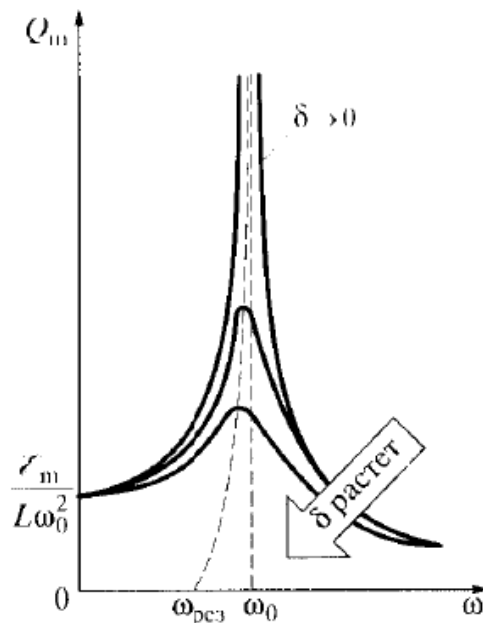
$$Q_m = \frac{\varepsilon m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}}, \quad (26)$$

გამოდის, რომ მოცემული რხევითი კონტურისთვის, რომელიც განსაზღვრულ სიხშირეზე, ამპლიტუდა Q_m აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას.

რეზონანსული სიხშირის არეზ განსასაზღვრავად, სიხშირის რომლის დროსაც მუხტის ამპლიტუდა მიაღწევს მაქსიმუმს, უნდა ვიპოვოთ (26) ფუნქციის მაქსიმუმი, ან რაც იგივეა ფესვქვეშა გამოსახულების მინიმუმი. ფესვქვეშა გამოსახულების ω -თი დიფერენცირებით და მისი გატოლებით ნოლთან მივიღებთ, რომ რეზონანსული სიხშირე მუხტისთვის

$$\omega_{\text{რეზ}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{1/LC - R^2/(2L)^2}. \quad (27)$$

იძულებითი რხევების ამპლიტუდის მკვეთრი ზრდის მოვლენას გარე ემმ-ის სიხშირის მიახლოებისას რხევითი კონტურის საკუთარი სიხშირის ტოლ ან მახლობელ სიხშირესთან, უწოდებენ ელექტრულ რეზონანსს.



სურ. 4

ფორმულა (27)-ს ჩასმით (26)-ში, მივიღებთ

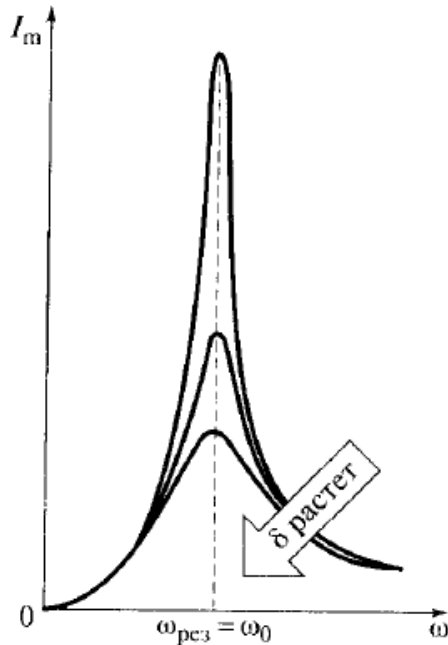
$$Q_{m\max} = \frac{\varepsilon_m/L}{2\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}. \quad (28)$$

სურ. 4-ზე მოყვანილია რეზონანსული მრუდების ოჯახი - Q_m -ს ა-სგან დამოკიდებულებების მრუდები მილევის სხვადასხვა კოეფიციენტებისათვის. ბოლო ფორმულიდან და ნახაზიდან ჩანს, რომ δ -ს შემცირებით მრუდების მაქსიმუმები იწევს მაღლა და მარჯვნივ. თუ $\omega \rightarrow \infty$ ყველა მრუდები მოდიან ე.წ. სტატისტიკურ გადახრაში $\varepsilon_m/L\omega_0^2$. თუ $\omega \rightarrow 0$, მაშინ ყველა მრუდები ასიმპტოტურად მიისწრაფიან ნულისკენ.

დენის ძალისთვის რეზონანსული სიხშირე თანხვდება კონტურის საკუთარ სიხშირეს.

$$\omega_{I_{\text{რეზ}}} = \omega_0 = \sqrt{1/LC}.$$

(დენის ძალის ამპლიტუდა მაქსიმალურია, როცა $\omega L - 1/\omega C = 0$).



სურ. 5

რეზონანსული მრუდების ოჯახი დენის ძალისთვის-კონტურში I_m დენის ძალის გარე ემპ-ის ω სიხშირისგან დამოკიდებულებები სხვადასხვა δ მილევის კოეფიციენტებისათვის წარმოდგენილია სურ. 5-ზე.

დენის ძალის ამპლიტუდა მაქსიმალურია $\omega_{\text{რეზ}} = \omega_0$ -სთვის და ტოლია ε_m/R . რაც მეტია მილევის δ კოეფიციენტი, მით უფრო დაბლაა რეზონანსული მრუდის მაქსიმუმი.

ლექცია # 11

მექანიკური რხევები

რხევები და მისი ძირითადი მახასიათებლები

რხევებს უწოდებენ მოძრაობებს ან პროცესებს, რომლებიც ხასიათდებიან დროში გარკვეული განმეორადობით. საათის ქანქარის და ხეების რწევა ქარში, გულის ცემა, ხმოვანი ვიოლინოს სიმების ვიბრაცია, ძაბვის რხევა კონდენსატორის შემონაფენებს შორის, ყველა არის რხევითი მოძრაობის მაგალითები.

რხევების კლასიფიცირება შეიძლება მოხდეს სხვადასხვა ნიშნებით:

-ფიზიკური პროცესების ხასიათის მიხედვით (მაგ. მექანიკური და ელ.-მაგნიტური რხევები);

-მათი აგზნების მიხედვით (მაგ. თავისუფალი და იძულებითი რხევები).

მოცემულ ლექციაში განხილულ იქნება **მექანიკური რხევები** - სხეულების მოძრაობა, რომლებიც მეორდება ერთნაირ (ან თითქმის ერთნაირ) დროის შუალედებში. დასრულებულ რხევით მოძრაობის ციკლს, რომლის შემდეგაც იგი მეორდება იმავე რიგით უწოდებენ **სრულ რხევას**.

რხევებს უწოდებენ **თავისუფალს (საკუთარს)**, თუ ისინი ხდებიან სისტემებში, რომლებიც მინდობილია თავისთავს მისთვის პირველი ქმედების გადაცემის შემდეგ. მაგალითად შეიძლება გამოყენებულ იქნას ტვირთი, რომელიც ცამოკიდებულია ძაფზე და გამოყვანილია წონასწორობის მდგომარეობიდან, და შემდეგ მინდობილია თავისთავს.

რხევებს უწოდებენ **ჰარმონიულს**, თუ მერხევი სიდიდე დროის მიხედვით იცვლება სინუსის ან კოსინუსის კანონით. მათი განხილვა მნიშვნელოვანია ორი მიზეზით:

- **რ**
ხევები, რომლებიც გვხვდებიან ბუნებასა და ტექნიკაში, ხშირად ახლოსაა ჰარმონიულთან;

- **ს**
ხვადასხვა **პერიოდული პროცესები** (პროცესები, რომლებიც მეორდებიან დროის ტოლ შუალედებში) შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც ჰარმონიული რხევების ზედდება.

თუ მატერიალური წერტილი ასრულებს სწორხაზოვან ჰარმონიულ რხევებს X ღერძის გასწვრივ წონასწორობის მდგომარეობის მახლობლად (იგი მიიღება კოორდინატთა სათავედ), მაშინ x წერტილის კოორდინატის დამოკიდებულებას დროისგან (სურ.1) განისაზღვრება გამოსახულებით

$$x = A \cos(\omega t + \varphi), \quad (1)$$

სადაც $A = |x|_{\max}$ - წანაცვლების მაქსიმალური სიდიდეა, რომელსაც უწოდებენ **რხევის ამპლიტუდას**; ω - **წრიული (ციკლური) სიხშირეა**; $(\omega t + \varphi)$ - **რხევის ფაზაა**, რომელიც განსაზღვრავს მერხევი სიდიდის მნიშვნელობას, რხევის მიმდინარე პერიოდის დაწყებიდან

გასულ დროისგან; φ - რხევის საწყისი ფაზაა, რომელიც განსაზღვრავს მერხევი სიდიდის მნიშვნელობას დროის საწყის მომენტში ($t=0$ -სას $x = A \cos \varphi$).

რხევის პერიოდი T - არის დროის მინიმალური შუალედი, რომლის შემდეგაც მეორდება ყველა ფიზიკური სიდიდეების მნიშვნელობები, რომლებიც ახასიათებენ რხევით მოზრაობას, ან ერთი სრული რხევის დრო (სურ. 1). პერიოდის განმავლობაში ფაზა იძენს 2π ნამატს, ე.ი. $(\omega t + T + \varphi) = (\omega t + \varphi) + 2\pi$, საიდანაც

$$T = 2\pi/\omega_0 . \quad (2)$$

რხევის პერიოდის შებრუნებულ სიდიდეს:

$$\nu = 1/T, \quad (3)$$

ანუ, სრულ რხევათა რიცხვს, რომელიც სრულდება დროის ერთეულში, უწოდებენ **რხევის სიხშირეს**. სიხშირის ერთეულია **ჰერცი** (ჰც); ჰერცი არის პერიოდული პროცესის სიხშირე, რომლის დროსაც 1 წმ-ში სრულდება პროცესის ერთი ციკლი. (2)-ს და (3)-ის შედარებით ვიღებთ, რომ

$$\omega_0 = 2\pi\nu. \quad (4)$$

მექანიკური ჰარმონიული რხევები

ვთქვათ, მატერიალური წერტილი ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს X ღერძის გასწვრივ, წონასწორობის მდებარეობის მახლობლად, რომელიც შერჩეულია კოორდინატთა სათავედ. მაშინ x კოორდინატის t დროზე დამოკიდებულება მოიცემა განტოლება (1)-ით.

მერხევი წერტილის სიჩქარე v და აჩქარება a, შესაბამისად ტოლია

$$v = dx/dt = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi/2), \quad (5)$$

$$a = dv/dt = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi) = A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi), \quad (6)$$

ანუ, სიჩქარე და აჩქარება ასევე იცვლებიან ჰარმონიული კანონით. სიჩქარისა და აჩქარების ამპლიტუდები შესაბამისად ტოლია $A\omega_0$ და $A\omega_0^2$ -ს. როგორც (5) და (6)-დან გამოდის სიჩქარე წინ უსწრებს წანაცვლებას $\pi/2$ ფაზით, ხოლო აჩქარებას π -თი (სურ. 2). აჩქარება და წანაცვლება იმყოფებიან ანტიფაზაში, ე.ი. როცა წანაცვლება აღწევს უდიდეს დადებით მნიშვნელობას, აჩქარება-მაქსიმალურ მნიშვნელობას და პირიქით.

ფორმულა (6) შეიძლება ჩაიწეროს სახით

$$a = -\omega_0^2 x, \quad (7)$$

ე.ი. X ღერძის გასწვრივ ჰარმონიული რხევებისას აჩქარება პროპორციულია წონასწორობის მდებარეობიდან სხეულის x წანაცვლების. განტოლება (7) წარმოვადგინოთ სახით

$$d^2x/dt^2 + \omega_0^2 x = 0 \quad (8)$$

სას ჰარმონიული რხევების დიფერენციალური განტოლება.

თანახმად ნიუტონის მეორე კანონისა, F ძალა რომელიც მოქმედებს m მასის მატერიალურ წერტილზე:

$$F = ma = -m\omega^2x \quad (9)$$

ამრიგად, ძალა პროპორციულია წონასწორობის მდებარეობიდან მატერიალური წერტილის წანაცვლების და მიმართულია საწინააღმდეგო მხარეს (წონასწორობის მდგომარეობის მიმართ).

ჰარმონიულად მერხევი მატერიალური წერტილის კინეტიკური ენერგია,

$$T = mv^2/2 = (m\omega^2 A^2/2) \cdot \sin^2(\omega t + \varphi) = (m\omega^2 A^2/4) \cdot [1 - \cos 2(\omega t + \varphi)]. \quad (10)$$

დრეკადი F ძალის მოქმედებით ჰარმონიულად მერხევი მატერიალური წერტილის პოტენციალური ენერგია,

$$\Pi = - \int_0^x F dx = m\omega^2 x^2/2 = (m\omega^2 A^2/2) \cdot \cos^2(\omega t + \varphi) = (m\omega^2 A^2/4) \cdot [1 + \cos 2(\omega t + \varphi)]. \quad (11)$$

(10) და (11) ფორმულებიდან გამოდის, რომ T და Π იცვლებიან 2ω სიხშირით, ე.ი. სიხშირით, რომელიც ორჯერ აღემატება ჰარმონიული რხევების სიხშირეს. სურ. 3-ზე წარმოდგენილია x, T და Π-ს დამოკიდებულებები დროისგან.

სრული ენერგია

$$E = T + \Pi = m\omega^2 A^2/2 . \quad (12)$$

სრული ენერგია დროის ყველა მომენტისათვის ერთნაირია - დრეკადობის ძალების კონსერვატიულობის გამო სრულდება მექანიკური ენერგიის შენახვის კანონი - და ტოლია კინეტიკური და პოტენციალური ენერგიების მაქსიმალური მნიშვნელობის. რადგანაც, საშუალო მნიშვნელობები $\langle \sin^2 \alpha \rangle = \langle \cos^2 \alpha \rangle = 1/2$, (10-12) ფორმულებიდან გამოდის, რომ $\langle T \rangle = \langle \Pi \rangle = (1/2)E$.

ქანქარები

ქანქარებს უწოდებენ ნებისმიერ სხეულს, რომელიც ჩამოკიდებულია ისე, რომ მისი მასათა ცენტრი იმყოფება დაკიდების წერტილს ქვემოთ და რომელიც ასრულებს რხევებს მოდებული ძალების ქმედებით.

ზამბარიანი ქანქარა არის აბსოლუტურად დრეკად ზამბარაზე ჩამოკიდებული m მასის ტვირთი რომელიც ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს დრეკადი ძალების ზეგავლენით:

$$F = -kx,$$

სადაც k - ზამბარის სიხისტეა.

თუ ქანქარას გამოვიყვანთ წონასწორობის მდგომარეობიდან, მისი ჩამოწევით ღერძის გასწვრივ, იგი დაიწყებს რხევას, გადაადგილდება რა გადატანით. დროის ნებისმიერ მომენტში

x წანაცვლება ტოლია ზამბარის დეფორმაციის, ხოლო ზამბარის დრეკადობის F ძალა მიმართულია ზამბარის წანაცვლების საწინააღმდეგო მხარეს. განხილული დამშვებებისას ტვირთის მოზრაობის განტოლება (ზამბარიანი ქანქარისთვის) მიიღებს სახეს

$$ma = -kx \quad \text{ან} \quad m\ddot{x} = -kx, \quad (13)$$

სადაც $\ddot{x}=a$. თუ ამ ფორმულაში ჩავსვავთ x -ს და a -ს დამოკიდებულებას დროისგან, მივიღებთ

$$-mA\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0) = -kA \cos(\omega t + \varphi_0),$$

საიდანაც

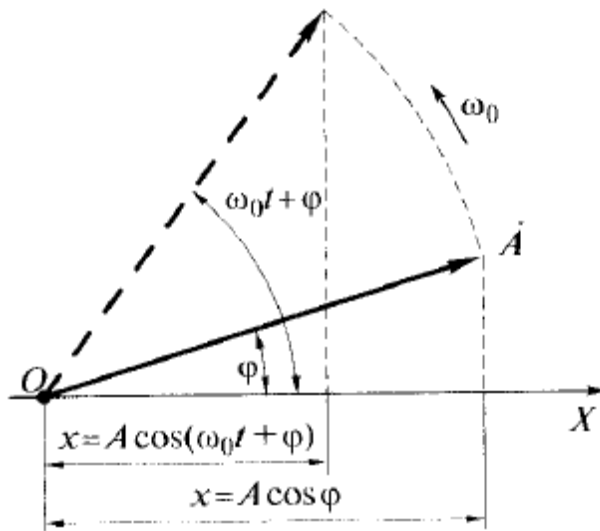
$$k = m\omega^2. \quad (14)$$

ლექცია # 12

ერთნაირი მიმართულების ჰარმონიული რხევების შეკრება

რამდენიმე რხევების შეკრება დაიყვანება სისტემის ჯამური რხევების კანონის მოძებნაზე.

ორი ერთნაირი მიმართულების რხევის შესაკრებად გამოვიყენოთ ვექტორული დიაგრამა. X-ღერძის ნებისმიერი O წერტილიდან გადავზომოთ A-ვექტორი (რომლის მოდულიც ტოლია განსახილველი რხევის ამპლიტუდის), მიმართული φ კუთხით, რომელიც ტოლია საწყისი ფაზის (სურ. 1). თუ ამ ვექტორს მოვიყვანთ ბრუნვაში ω₀ კუთხური სიჩქარით (რომელიც რხევის ციკლური სიხშირის ტოლია), მაშინ ამ ვექტორის პროექციის ბოლო, X-ღერძზე გადაადგილდება -A



სურ. 1

-დან A-მდე, ხოლო ამ პროექციის კოორდინატა X-ღერძზე

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (1)$$

ამრიგად თანახმად ვექტორული დიაგრამისა A-ვექტორის ბოლოს პროექცია X-ღერძზე, ასრულებს ჰარმონიულ რხევებს A - ამპლიტუდით, ω₀ - ციკლური სიხშირით, რომელიც ტოლია ვექტორის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის, და საწყისი ფაზით φ, რომელიც ტოლია A-ვექტორის მიერ X-ღერძთან შექმნილი კუთხის, დროის საწყის მომენტში.

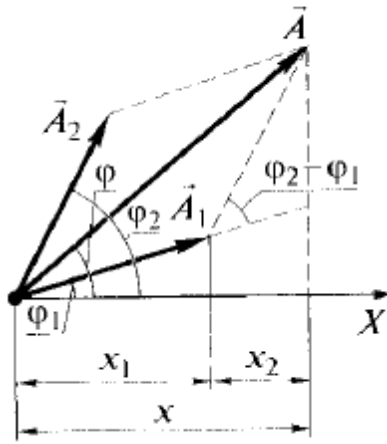
ვექტორული დიაგრამის გამოყენებით, შევკრიბოთ ერთი მიმართულებისა და ერთნაირი სიხშირის ორი ჰარმონიული რხევა:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1); \quad x_2 = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2), \quad (2)$$

სადაც A₁ და A₂, φ₁ და φ₂, პირველი და მეორე რხევის ამპლიტუდები და საწყისი ფაზებია.

ორივე რხევა წარმოვადგინოთ A₁ და A₂ ვექტორების დახმარებით (სურ. 2). ჯამური A ვექტორი მიიღება ვექტორების შეკრების წესის დახმარებით. ჯამური რხევა

$$x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (3)$$



სურ. 2

ასევე ჰარმონიულს წარმოადგენს, რომელიც სრულდება ω სიხშირით, A ამპლიტუდით და φ საწყისი ფაზით. აგებიდან ვპოულობთ, რომ

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2}. \quad (5)$$

თუ შესაკრები რხევები სინფაზურნი არიან (იმყოფებიან ერთ და იგივე ფაზაში), ე.ი.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

მაშინ

$$A = A_1 + A_2.$$

თუ შესაკრები რხევები იმყოფებიან ანტიფაზაში,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m + 1)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

მაშინ

$$A = |A_1 - A_2|.$$

შესაბამისად, ერთი მიმართულების ერთნაირ სიხშირეებიანი ჰარმონიული რხევების ჯამი, წარმოადგენს, იგივე სიხშირის, ამპლიტუდის და ფაზის ჰარმონიულ რხევას, რომლებიც განისაზღვრებიან (4) და (5) გამოსახულებებით.

ბგერა

პრაქტიკისთვის განსაკუთრებულ ინტერესს წარმოადგენს შემთხვევა, როდესაც ორი ერთნაირი მიმართულების შესაკრები ჰარმონიული რხევები მცირედ განსხვავდებიან სიხშირეებით.

ასეთი რხევების შეკრების შედეგად მიიღება რხევები პერიოდულად ცვლადი ამპლიტუდებით, ანუ წარმოიქმნება *ბგერები*.

ბგერები არის რხევის ამპლიტუდის პერიოდული ცვლილება, რომელიც წარმოიქმნება მახლობელი სიხშირეების ორი ჰარმონიული რხევის შეკრებისას.

ვთქვათ შესაკრები რხევების ამპლიტუდები ტოლია A -სი, ხოლო სიხშირეები ტოლია ω და $\omega + \Delta\omega$, თანაც $\Delta\omega \ll \omega$. ათვლის საწყისი ისე შევარჩიოთ, რომ ორივე რხევების საწყისი ფაზები ნოლის ტოლი იყოს (სურ. 3^ა). მაშინ

$$x_1 = A \cos \omega t \quad (6)$$

$$x_2 = A \cos(\omega + \Delta\omega)t. \quad (6)$$

ამ გამოსახულებების შეკრებით და გათვალისწინებით, რომ $(\Delta\omega/2) \ll \omega$, ვიპოვიოთ ჯამურ რხევას

$$x = \left\{ 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right\} \cos \omega t, \quad (7)$$

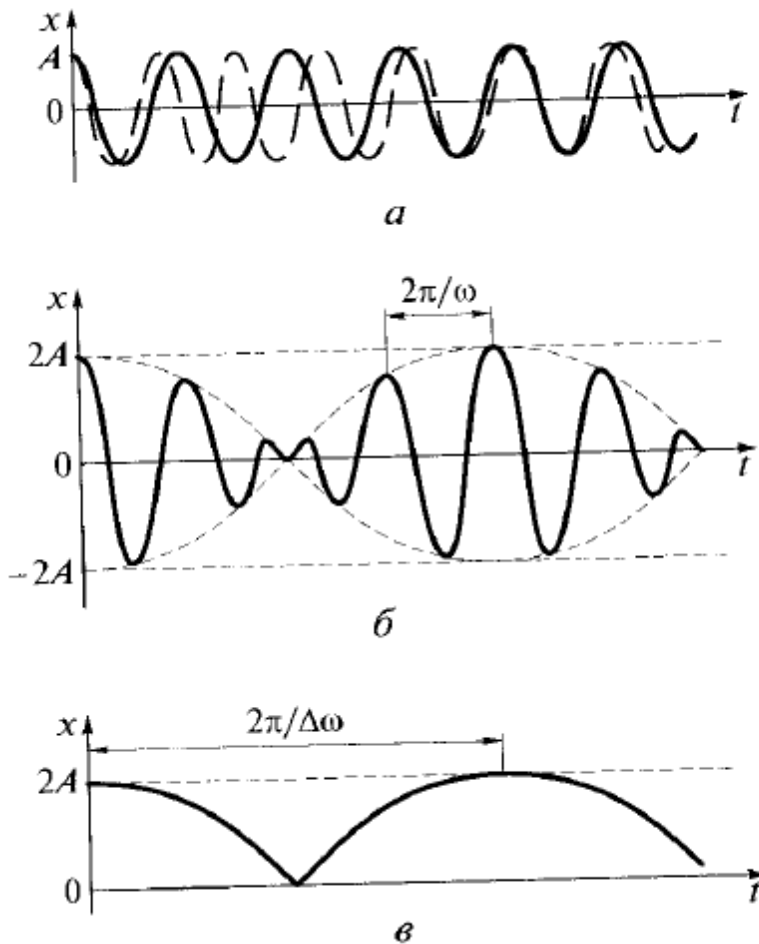
რომლის გრაფიკი გამოსახულია სურ. 3^ბ-ზე.

ფორმულა (7)-ში თანამამრავლი ფრჩხილებში, იცვლება გაცილებით ნელა, ვიდრე მეორე თანამამრავლი. რადგანაც $\Delta\omega \ll \omega$, თანამამრავლი ფრჩხილებში თითქმის არ იცვლება, თუ თანამამრავლი ωt შეასრულებს რამდენიმე სრულ რხევას. ამიტომ ჯამური რხევა შეიძლება განვიხილოთ როგორც ჰარმონიული ω სიხშირით, რომლის ამპლიტუდა A_0 იცვლება შემდეგი პერიოდული კანონით:

$$A_0 = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right|. \quad (8)$$

ჯამური რხევის ამპლიტუდის გრაფიკი მოყვანილია სურ. 3^ვ -ზე.

A_0 -ის ცვლილების სიხშირე ორჯერ მეტია კოსინუსის ცვლილების სიხშირეზე (რადგანაც აიღება მოდულით), ე.ი. ბგერის სიხშირე (ამპლიტუდის პულსაციის სიხშირე) ტოლია შესაკრები



სურ. 3

რხევების სიხშირეთა სხვაობის:

$$\omega_a = \Delta\omega.$$

რადგანაც ძვერების სიხშირე გაცილებით ნაკლებია რხევების სიხშირეზე ($\Delta\omega \ll \omega$), ამიტომ A_0 ამპლიტუდას პირობითად უწოდებენ ძვერის ამპლიტუდას.

კოსინუსების აბსოლუტური მნიშვნელობების პერიოდი ტოლია π -ს, ამიტომ ძვერის პერიოდი განისაზღვრება პირობიდან $(\Delta\omega/2) \cdot T_0 = \pi$, საიდანაც

$$T_0 = 2\pi/\Delta\omega.$$

ძვერების არსებობა პოულობს დიდ გამოყენებას პრაქტიკაში. ასე მაგალითად, მუსიკალური ინსტრუმენტების ამწყობები ძვერის გაქრობის მიხედვით, განსაზღვრავენ სიმების სიხშირისა და ბვერის ეტალონური წყაროს (მაგ. კამერტონი) ზუსტ თანხვედრას. ძვერები გამოიყენება სმენის ანალიზისას და ა.შ.

ურთიერთ პერპენდიკულარული ჰარმონიული რხევების შეკრება

განვიხილოთ, ორი ერთიდაიგივე ω სიხშირის მქონე ჰარმონიული რხევის შეკრების შედეგი, რომელიც ხდება ურთიერთ პერპენდიკულარული მიმართულებით, X და Y ღერძების გასწვრივ.

სიმარტივისთვის ათვლის საწყისი შევარჩიოთ ისე, რომ პირველი რხევის საწყისი ფაზა ნოლის ტოლი იყოს, და ჩავწეროთ

$$x = A \cos \omega t ; \quad (9)$$

$$y = B \cos(\omega t + \varphi) , \quad (9),$$

სადაც φ რხევების ფაზათა სხვაობაა; A და B შესაკრები რხევების ამპლიტუდები.

ჯამური რხევის ტრაექტორიის განტოლებას იღებენ (9)-დან t დროის გამორიცხვით. თუ შესაკრები რხევების განტოლებებს ჩავწერთ სახით

$$(X/A) = \cos \omega t;$$

$$(Y/A) = \cos(\omega t + \varphi) = \cos \omega t \cdot \cos \varphi - \sin \omega t \cdot \sin \varphi$$

და მეორე განტოლებაში $\cos \omega t$ - ს შევცვლით - (X/A) -ზე და $\sin \omega t$ -ს $\sqrt{1 - (\frac{x}{A})^2}$ -ზე, მარტივი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ ელიფსის განტოლებას, რომლის ღერძებიც კოორდინატთა ღერძების მიმართ ორიენტირებულია ნებისმიერად:

$$\frac{x^2}{A^2} - \frac{2xy}{AB} \cdot \cos \varphi + \frac{y^2}{B^2} = \sin^2 \varphi . \quad (10)$$

ელიფსის ორიენტაცია და მისი ღერძების ზომები დამოკიდებულია შესაკრებ რხევათა ამპლიტუდაზე და α ფაზათა სხვაობაზე.

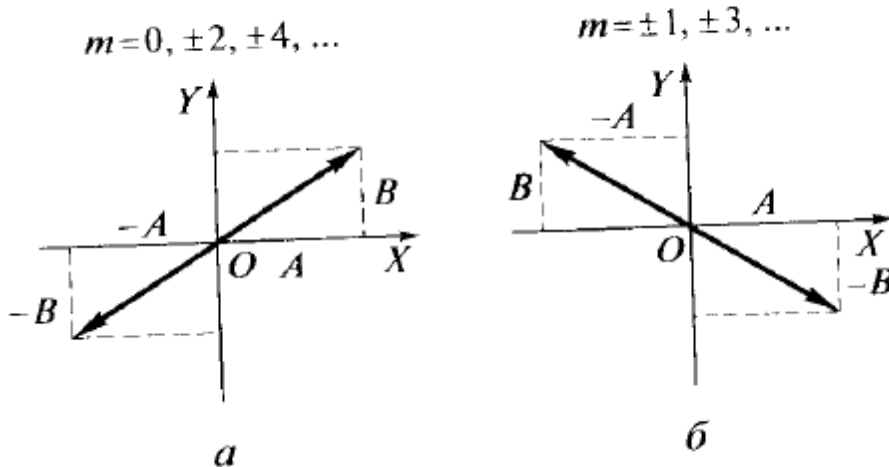
განვიხილოთ ზოგიერთი კერძო შემთხვევა, რომელიც წარმოადგენს ფიზიკურ ინტერესს:

$$1. \quad \varphi = 2m\pi/2 \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

მოცემულ შემთხვევაში ელიფსი გადაგვარდება წრფის მონაკვეთში

$$y = \pm(B/A)x , \quad (11)$$

სადაც ნიშანი „+“ შეესაბამება 0-ს და m -ს ლუწ მნიშვნელობებს (სურ. 4^ა), ხოლო ნიშანი „-“ m -ის



სურ. 4

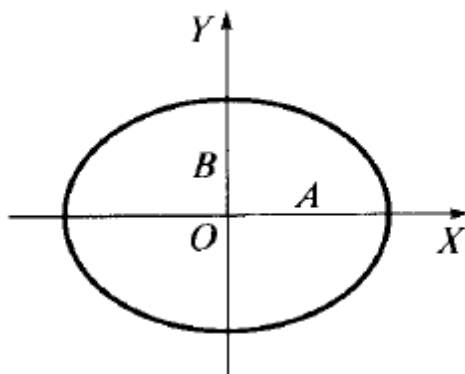
კენტ მნიშვნელობებს (სურ. 4^ბ). ჯამური რხევა ასევე ჰარმონიულია ამ წრფის გასწვრივ ω სიხშირით და $\sqrt{A^2 + B^2}$ ამპლიტუდით;

2.
$$\varphi = (2m + 1) \cdot (\pi/2) \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

მოცემულ შემთხვევაში განტოლება მიიღებს სახეს

$$x^2/A^2 + y^2/B^2 = 1. \quad (12)$$

ეს არის ელიფსის განტოლება, რომლის ღერძებიც თანხვედრა კოორდინატთა ღერძებს, ხოლო მისი ნახევარ ღერძები შესაბამისი ამპლიტუდების ტოლია (სურ. 5).

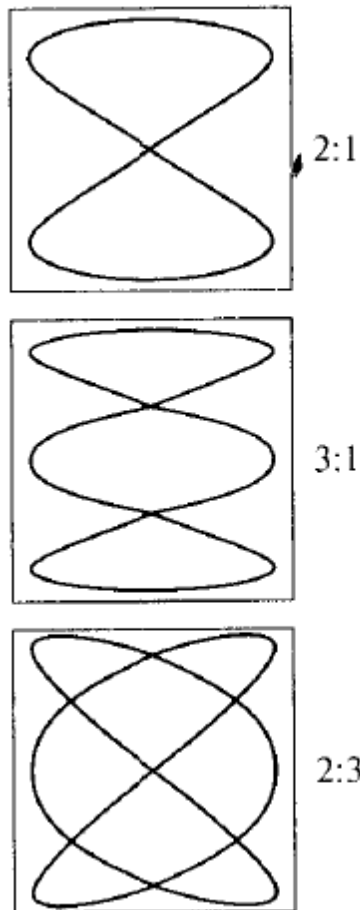


სურ. 5

A და B ამპლიტუდების ტოლობისას ელიფსი გადადის *წრეწირში*. შემთხვევები $\varphi = \pm\pi/2$ განსხვავდება იან ელიფსზე ან წრეწირზე მოძრაობის მიმართულებით.

თუ შესაკრები ურთიერთ პერპენდიკულარული რხევების სიხშირეები განსხვავებულია, მაგრამ შეეფარდება იან ერთმანეთს როგორც მთელი რიცხვები, ჯამური მოძრაობის ტრაექტორია იქნება ჩაკეტილი; მსგავს ჩაკეტილ ტრაექტორიებს უწოდებენ **ლისაჟუს ფიგურებს**.

ამ ტრაექტორიების სახე დამოკიდებულია შესაკრები რხევების ამპლიტუდების, სიხშირეებისა და საწყისი ფაზების შეფარდებებზე. სურ. 6-ზე მოყვანილია ლისაჟუს ფიგურები სიხშირეების



სურ. 6

სხვადასხვა თანაფარდობებისათვის (2:1, 3:1, 2:3) და საწყისი ფაზების სხვაობისთვის $\pi/2$.

შესაკრები რხევების სიხშირეთა ფარდობა ტოლია ლისაჟუს ფიგურების კოორდინატთა დერძების პარალელურ წრფეებთან გადაკვეთათა რიცხვის.

ფიგურების სახით, შეიძლება განსაზღვრულ იქნას უცნობი სიხშირე ცნობილით, ან განსაზღვრულ იქნას შესაკრებ რხევათა სიხშირეთა ფარდობა.

თავისუფალი მილევადი რხევები

თავისუფალი მექანიკური რხევები ყოველთვის მილევადია, რადგანაც ნებისმიერ რეალურ რხევით სისტემაში მოქმედებენ ხახუნის ძალები. რხევითი სისტემის ენერგია, იხარჯება რა ხახუნის ძალების საწინააღმდეგოდ მუშაობაზე, მცირდება, შესაბამისად მცირდება რხევია ამპლიტუდაც, ანუ რხევები ხდებიან მილევადები.

განვიხილოთ მილევადი რხევები ზამბარიანი ქანქარის მაგალითზე, რომლის მასაცაა m და რომელიც დრეკადობის $F = -kx$ ძალის მოქმედებით ასრულებს მცირე რხევებს.

ხახუნის ძალა სიჩქარის პროპორციულია, ე.ი.

$$F_{\text{ხახუნ}} = -kx = -r\dot{x}, \quad (13)$$

სადაც r - წინააღმდეგობის კოეფიციენტი; ნიშანი „-“ მიუთითებს ხახუნის ძალისა და სიჩქარის ურთიერთ საწინააღმდეგო მიმართულებებზე.

მოცემულ პირობებში ქანქარის მოძრაობის კანონს ექნება სახე

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x}. \quad (14)$$

ქანქარის მილევადი რხევების დიფერენციალური განტოლება

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2x = 0, \quad (15)$$

სადაც

$$\delta = r/2m \quad (16)$$

- მიღების კოეფიციენტი ($\delta = \text{const}$); $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ - ქანქარის თავისუფალი მიუღვადი რხევების ციკლური სიხშირეა ($\delta=0$ -სთვის ენერჯის კარგვა არ გვაქვს), მას უწოდებენ მერხევი სისტემის საკუთარ სიხშირეს.

(15)-ს ამონახსნი მცირე მიღევების შემთხვევაში ($\delta^2 < \omega_0^2$)

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega t + \varphi), \quad (17)$$

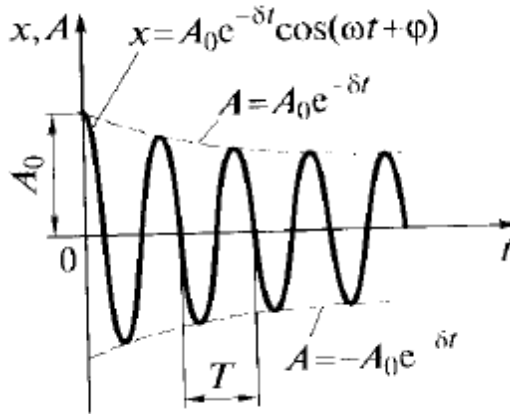
სადაც მიღევადი რხევების ამპლიტუდაა

$$A = A_0 e^{-\delta t} \quad (18)$$

(A_0 -საწყისი ამპლიტუდა), ხოლო ციკლური სიხშირე

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}. \quad (19)$$

დამოკიდებულება (17) სურ. 7-ზე ნაჩვენებია უწყვეტი წირით, ხოლო (18) დაშტრიხული ხაზით.



სურ. 7

დროის მონაკვეთს $\tau = 1/\delta$, რომლის განმავლობაშიც მიღევადი რხევების ამპლიტუდა მცირდება e -ჯერ, უწოდებენ რელაქსაციის დროს.

მიღევა არღვევს რხევების პერიოდულობას, ამიტომ მიღევადი რხევები არ არიან პერიოდულები

და მკაცრად თუ ვიმსჯელებთ, მათთვის გამოუსადეგია პერიოდისა და სიხშირის ცნებები. მაგრამ თუ მიღევა მცირეა, პირობითად შეგვიძლია ვისარგებლოთ პერიოდის ცნებით, როგორც ორ მომდევნო მაქსიმუმებს (ან მინიმუმებს) შორის დროის მონაკვეთი:

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi/\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}. \quad (20)$$

თუ გარემოს წინააღმდეგობა მცირეა ($\delta^2 \ll \omega_0^2$), მაშინ რხევების პერიოდი პრაქტიკულად ტოლია $2\pi/\omega_0$ -ს. მიღების δ კოეფიციენტის ზრდისას მიღევადი რხევების პერიოდი იზრდება და $\delta = \omega_0$ -სთვის მიიქცევა უსასრულობისკენ, ე.ი. მოძრაობა აღარ არის პერიოდული. რხევითი სისტემა ერთჯერადი შეშფოთების შემდეგ ბრუნდება წონასწორობის მდებარეობაში, არ ასრულებს რა რხევება, ე.ი. პროცესი ხდება აპერიოდული.

მერხევი სისტემის მახასიათებლად გამოიყენება მიღების ლოგარითმული კოეფიციენტი

$$\Theta = \ln \frac{A(t)}{A(t + \Delta t)} = \delta T = T/\tau = 1/N_e, \quad (21)$$

სადაც $A(t)$ და $A(t + \Delta t)$ იმ დროის შესაბამისი ამპლიტუდებია, რომლებიც განსხვავდებიან პერიოდით; N_e -რხევათა რიცხვია, რომლებიც სრულდება ამპლიტუდის e -ჯერ შემცირების დროში.

მერხვე სისტემას ასევე ახასიათებენ ვარგისობით

$$Q = \pi/\theta = \pi N_e, \quad (22)$$

საიდანაც გამოდის, რომ ვარგისობა პროპორციულია N_e რხევათა რიცხვის, რომელსაც სისტემა ასრულებს რელაქსაციის დროში.

იძულებითი რხევები

რეალურ რხევით სისტემაში მეტად მნიშვნელოვანია მიუღწევადი რხევების შენარჩუნება, რისთვისაც საჭიროა ამ სისტემის ენერჯის კარგვების შევსება. ამიტომ რხევით სისტემას მოდებენ ხოლმე გარე ძალას, რომელიც იცვლება ჰარმონიული კანონით

$$F = F_0 \cdot \cos \omega t, \quad (23)$$

სადაც F_0 და ω , შესაბამისად გარე ძალის (მაიძულებელის) ამპლიტუდა და სიხშირეა. რხევებს, რომლებიც წარმოიქმნებიან პერიოდულად ცვლადი, გარე ძალების ქმედებით, უწოდებენ იძულებით მექანიკურ რხევებს.

სისტემაზე მოდებულ გარე ცვლად ძალას, რომელიც იწვევს იძულებით რხევებს უწოდებენ მაიძულებელ ძალას. მოცემული სახის რხევები განვიხილოთ კვლავ ზამზარიანი ქანქარის მაგალითზე. მოცემულ შემთხვევაში მოძრაობის კანონი იძულებითი ძალის, დრეკადობის ძალის და ხახუნის ძალის გათვალისწინებით ჩაიწერება სახით

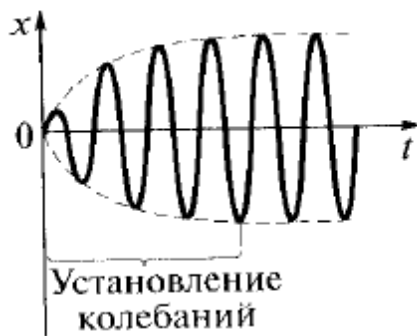
$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + F_0 \cdot \cos \omega t, \quad (24)$$

მაშინ ქანქარის იძულებითი რხევების დიფერენციალური განტოლება იქნება

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = (F_0/m) \cdot \cos \omega t, \quad (25)$$

სადაც გათვალისწინებულია, რომ $\delta=r/m$ - მიღწევის კოეფიციენტი; $\omega_0=\sqrt{k/m}$ - რხევითი სისტემის საკუთარი სიხშირე; ω - მაიძულებელი ძალის სიხშირეა.

მათემატიკური გამოანგარიშებების გარეშე, აღვნიშნოთ, რომ იძულებითი ძალის მოქმედების დაწყებისას რხევებს აქვთ საკმარისად რთული ხასიათი, დროის გარკვეული მონაკვეთის გავლის შემდეგ (რხევის დამყარების დრო) რხევითი სისტემის მოძრაობა იძენს დამყარებულ ხასიათს და იქნება მიმდინარე მუდმივი A ამპლიტუდით და იძულებითი ძალის სიხშირით ω (სურ. 8).



სურ. 8

დამყარებული რხევებისთვის დიფერენციალური განტოლების ამოხსნას (მისი კერძო ამოხსნა) აქვს სახე

$$x = A \cdot \cos(\omega t - \varphi), \quad (26)$$

სადაც დამყარებული იძულებითი რხევების შემთხვევაში წანაცვლების ამპლიტუდა

$$A = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\delta^2 \omega^2}}, \quad (27)$$

ხოლო

$$\varphi = \arctg \frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (28)$$

(27) ფორმულიდან გამოდის, რომ A ამპლიტუდა დამოკიდებულია გარე მაიძულებელი ძალის ω სიხშირის.

განვსაზღვროთ რეზონანსული სიხშირე $\omega_{რეზ}$ - სიხშირე რომლის დროსაც წანაცვლების A ამპლიტუდა აღწევს მაქსიმუმს. ამისთვის საჭიროა ვიპოვოთ (27) ფუნქციის მაქსიმუმი, ან რაც იგივეა ფესქვემა გამოსახულების მინიმუმი. ფესქვემა გამოსახულების ω -თი დიფერენცირებით და ნოლთან გატოლებით, მივიღებთ პირობას, რომელიც განსაზღვრავს $\omega_{რეზ}$:

$$-4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\delta^2\omega = 0. \quad (29)$$

ეს ტოლობა სრულდება, როცა $\omega = 0, \pm\sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$, რომელთათვისაც აზრი გააჩნია მხოლოდ დადებით მნიშვნელობებს. შესაბამისად რეზონანსული სიხშირე

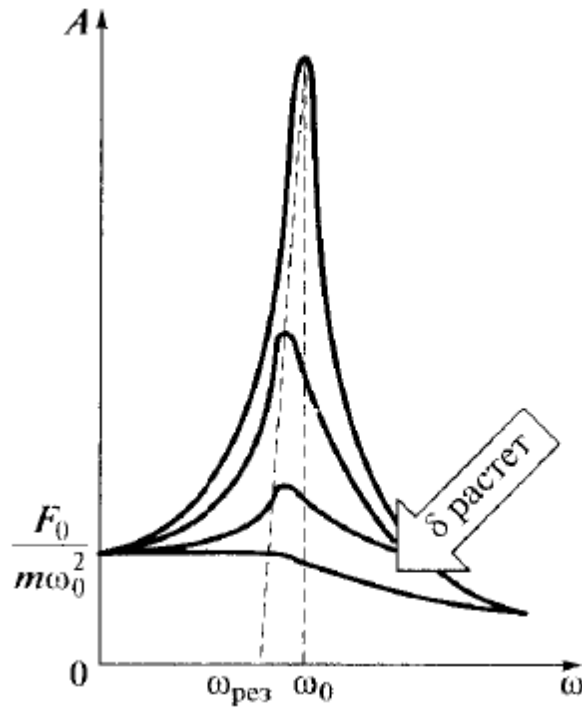
$$\omega_{რეზ} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}. \quad (30)$$

იძულებითი რხევების ამპლიტუდის მკვეთრ ზრდის მოვლენას მაიძულებელი ძალის სიხშირის მიახლოებისას მერხევი სისტემის საკუთარ სიხშირესთან უწოდებენ მექანიკურ რეზონანსს.

თუ (30) გამოსახულებას ჩავსვავთ (27)-ში, მივიღებთ რეზონანსულ ამპლიტუდას

$$A_{რეზ} = \frac{F_0}{2\delta m \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}}, \quad (31)$$

სურ. (9) ზე მოყვანილია რეზონანსული მრუდების ოჯახი - A -ს დამოკიდებულება ω -სგან სხვადასხვა δ პარამეტრებისთვის. (30) და (31) ფორმულებიდან გამოდის, რომ δ -ს შემცირებით



სურ.9

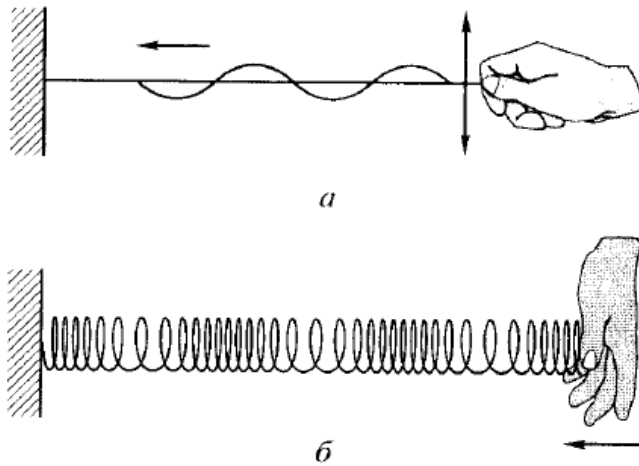
მრუდების მაქსიმუმები ძევეს უფრო მაღლა და მარჯვნივ. $\omega=0$ -სთვის, ყველა მრუდები მიდიან ნოლისგან განსხვავებულ, ერთდაიგივე $\frac{F_0}{m\omega_0^2}$ - ზღვრულ მნიშვნელობამდე - **სტატისტიკურ გადახრამდე**. თუ $\omega \rightarrow \infty$, ყველა მრუდები ასიმპტოტურად მიისწრაფიან ნოლისკენ. მილევის კოეფიციენტის ზრდით, მაგ. $2\delta^2 > \omega_0^2$, გამოსახულება (30) ხდება წარმოსახვითი, რაც ნიშნავს რეზონანსის არ არსებობას (ქვედა მრუდი სურათზე - სიხშირის ზრდით ამპლიტუდა მცირდება მონოტონურად).

ლექცია # 13

ტალღური ოპტიკა

ტალღური პროცესი. გრძივი და განივი ტალღები

თუ ზონარის ერთ ბოლოს დავამაგრებთ, ხოლო მეორე თავისუფალ ბოლოს მოვიყვანთ რხევით მოძრაობაში, ხელის ზევით-ქვევით გადაადგილებით (სურ. 1^ა), ზონარში დაიწყებს გავრცელებას ამოხნეკილობები და ღრმულები. ანალოგიურად, თუ დავამაგრებთ ჰორიზონტალური ზამბარის ერთ ბოლოს, ხოლო თავისუფალ ბოლოს ხელით მივანიჭებთ ჰორიზონტალურ ბიძგებს (სურ. 1^ბ), ზამბარის გასწვრივ შეიძლება დავაკვირდეთ მისი ხვიების შესქელებას და შეთხელებას. ორივე შემთხვევაში ზონდისა და ზამბარის ბოლოები მოგვყავდა რხევით მოძრაობაში. ეს რხევები გადაეცემოდა მეზობელ ნაწილაკებს, მეზობელი ნაწილაკებიდან მომდევნოზე და ა.შ., ანუ ვრცელდებოდნენ გარემოში (ზონდი, ზამბარა).



სურ. 1

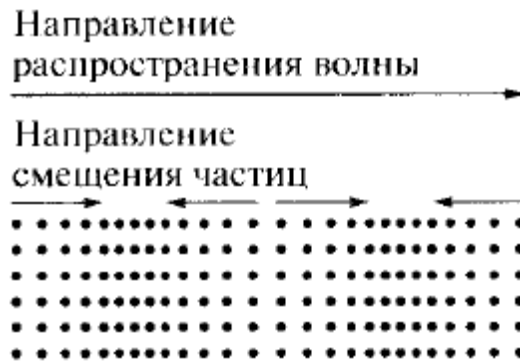
გარემოს (მყარი, თხევადი, გაზისებრი) რომელიმე წერტილში აღზნებული რხევები, მასში ვრცელდება სასრული სიჩქარით, რომელიც დამოკიდებულია გარემოს თვისებებზე, გადაეცემა რა გარემოს ერთი წერტილიდან მეორეს. რხევის გარემოში გავრცელების შესწავლისას, გარემო განიხილება როგორც მთლიანი, ანუ სივრცეში უწყვეტად განაწილებული და დრეკადი თვისებების მქონე.

უწყვეტ გარემოში რხევების გავრცელების პროცესს უწოდებენ ტალღურ პროცესს (ტალღას). ტალღის გავრცელებისას გარემოს ნაწილაკები კი არ მოძრაობენ ტალღასთან ერთად, არამედ ირხვიან თავისი წონასწორული მდებარეობის მახლობლად. ტალღასთან ერთად გარემოს ერთი ნაწილაკიდან მეორეზე გადაეცემა მხოლოდ რხევითი მოძრაობის მდგომარეობა და მისი ენერგია. ამიტომ ყველა ტალღების ძირითად თვისებას, დამოუკიდებლად მისი ბუნებისა, წარმოადგენს ენერგიის გადატანა ნივთიერების გადატანის გარეშე.

სხვადასხვანაირ ტალღებს შორის, რომლებიც გვხვდება ბუნებასა და ტექნიკაში, გამორჩეული არიან მაგალითად, შემდეგნი: დრეკადი (ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან თხევად, მყარ და გაზისებურ გარემოებში დრეკადი ძალების მოქმედების ხარჯზე); ტალღები

სითხის ზედაპირზე; ელექტრომაგნიტური ტალღები (კერძოდ, სინათლის ტალღები, რადიოტალღები).

დრეკადი ტალღები არიან გრძივები და განივები.



სურ. 2

გრძივი ტალღები არიან ტალღები, რომლებშიც გარემოს ნაწილაკები ირხევიან ტალღის გავრცელების მიმართულებით (სურ. 2). გრძივ ტალღებს შეუძლიათ გავრცელება გარემოში, რომლებშიც შეკუმშვისა და გაჭიმვის დეფორმაციებისას წარმოიშვება დრეკადობის ძალები, ე.ი. მყარ სხეულებში, სითხეებსა და გაზებში.



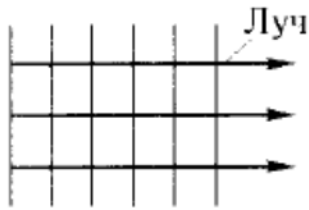
სურ. 3

განივი ტალღები არიან ტალღები, რომლებშიც გარემოს ნაწილაკები ირხევიან ტალღის გავრცელების მიმართულების პერპენდიკულარულად (სურ. 3). განივი ტალღებს შეუძლიათ გავრცელება გარემოში, რომელშიც დრეკადობის ძალები წარმოიქმნებიან ძვრის დეფორმაციისას, ე.ი. მყარ სხეულებში.

წერტილების გეომეტრიულ ადგილს, რომლებშიც დროის განსახილველ მომენტში ტალღის ფაზებს გააჩნიათ ერთი და იგივე მნიშვნელობა, უწოდებენ **ტალღურ ზედაპირს (ტალღურ ფრონტს)**. ტალღის ფაზების სხვადასხვა მნიშვნელობებს შეესაბამება ტალღური ზედაპირების ოჯახი. ტალღურ ზედაპირს, რომელიც გამოყოფს ტალღური პროცესით მოცულ სივრცის არეს, ჯერ კიდევ შეუშფოთებელი არისგან, უწოდებენ ტალღურ ფრონტს. ტალღური ფრონტი - ტალღური ზედაპირის კერძო შემთხვევაა.

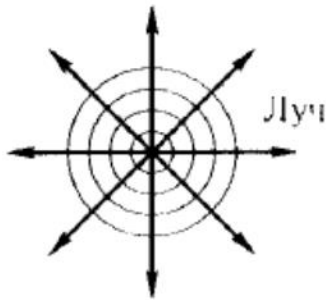
ბრტყელი და სფერული ტალღები

ტალღური ზედაპირები შეიძლება იყვნენ ნებისმიერი ფორმის. ფორმის მიხედვით უმარტივეს ტალღურ ზედაპირებს ანსხვავებენ, როგორც ბრტყელ და სფერულ ტალღებს.



სურ. 4

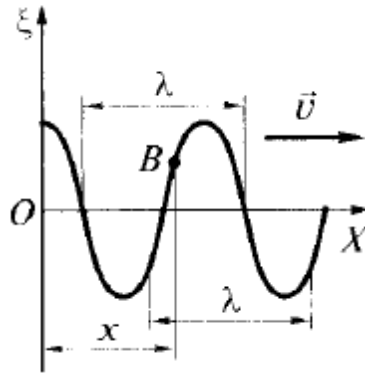
ბრტყელი ტალღები, ისეთი ტალღებია, რომელთათვისაც ტალღური ზედაპირები, ტალღის გავრცელების მიმართულების პერპენდიკულარული, პარალელური სიბრტყეების ერთობლიობაა. ერთგვაროვან (გარემო, რომლის ფიზიკური თვისებები არ იცვლება ერთი წერტილიდან მეორეში გადასვლისას) და იზოტროპულ (გარემო, რომელის ფიზიკური თვისებებიც ერთნაირია ყველა მიმართულებით) გარემოში, ბრტყელი ტალღის ტალღური ზედაპირების გავრცელების მიმართულების პერპენდიკულარებია (ენერგიის გავრცელების მიმართულების) და უწოდებენ **სხივს** (სურ. 4).



სურ. 5

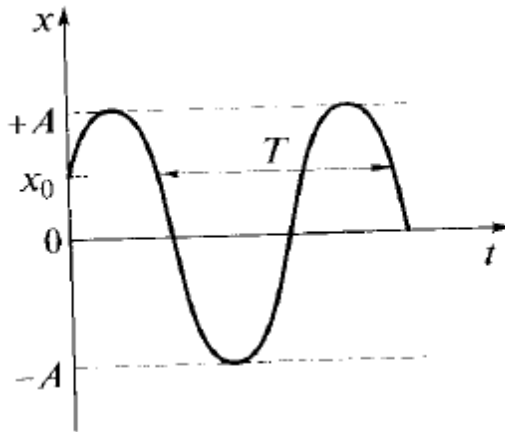
სფერული ტალღები, ისეთი ტალღებია, რომელთათვისაც ტალღური ზედაპირები წარმოადგენენ კონცენტრირებულ სფეროთა ერთობლიობას (მაგალითად, ერთგვაროვან იზოტროპულ გარემოში, რხევის წერტილოვანი წყაროს ტალღური ზედაპირები წარმოადგენენ სფეროს, სურ. 5). ამ სფეროების ცენტრებს უწოდებენ **ტალღის ცენტრს**.

დრეკად ტალღას უწოდებენ **ჰარმონიულს** თუ გარემოს ნაწილაკების შესაბამისი რხევები არიან ჰარმონიულები. დავუშვათ ბრტყელი ჰარმონიული ტალღა ვრცელდება v სიჩქარით X ღერძის გასწვრივ. სურ. 6-ზე ნაჩვენებია $\xi(x,t)$ ფუნქციის გრაფიკი, დროის ფიქსირებული t მომენტისათვის, ე.ი. დროის t მომენტისათვის წარმოდგენილია ტალღურ პროცესში მონაწილე გარემოს ნაწილაკების ξ წანაცვლების დამოკიდებულება და ამ ნაწილაკების x მანძილები (მაგ. B ნაწილაკის) რხევის O წყაროდან. სურათი იძლევა შემფოთებების განაწილების მყისიერ სურათს გავრცელების მიმართულების გასწვრივ და იგი არ შეიძლება აღქმულ იქნას როგორც ტალღის ხილული გამოსახულება.



სურ. 6

ჰარმონიული ტალღის გრაფიკი (სურ. 6) და ჰარმონიული რხევები (სურ. 6^ა), მიუხედავად მათი



სურ. 6^ა

გარეგანი მსგავსებისა, განსხვავებულები არიან თავიანთი არსით. თუ ტალღის გრაფიკი განსაზღვრავს გარემოს ყველა ნაწილაკების წანაცვლების დამოკიდებულებას რხევების წყარომდე მანძილისაგან დროის მოცემულ მომენტში, რხევების გრაფიკი კი განსაზღვრავს მოცემული ნაწილაკის წანაცვლების დამოკიდებულებას დროზე.

ერთდაიგივე ფაზაში მერხევ, უახლოეს ნაწილაკებს შორის მანძილს უწოდებენ ტალღის სიგრძეს λ (სურ. 6^ა). ტალღის სიგრძე იმ მანძილის ტოლია, რომელზეც ვრცელდება რხევის გარკვეული ფაზა პერიოდის განმავლობაში, ე.ი.

$$\lambda = v \cdot T, \quad (1)$$

ან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $T=1/v$, სადაც v რხევის სიხშირეა,

$$v = \lambda \cdot \nu, \quad (2)$$

სადაც ν ტალღის სიჩქარეა; T -რხევის პერიოდი.

ჰარმონიული ტალღები ხასიათდებიან ტალღური რიცხვით

$$k = 2\pi/\lambda = 2\pi/\nu T = \omega/\nu, \quad (3)$$

სადაც ω - ციკლური სიხშირეა.

ბრტყელი და სფერული ტალღების განტოლებები

ტალღის განტოლებას უწოდებენ, ტალღურ პროცესში მონაწილე მერხევი ნაწილაკის წანაცვლების დამოკიდებულებას, მისი წონასწორული მდებარეობის კოორდინატის და დროისგან: $\xi = \xi(x, y, z, t)$. (4)

განვიხილოთ ბრტყელი მსრბოლი ტალღა - ბრტყელი ტალღა, რომელსაც სივრცეში გადააქვს ენერგია. დავუშვათ, რომ რხევები ჰარმონიული ხასიათისაა, ხოლო X ღერძი თანხვდება ტალღის გავრცელების მიმართულებას (სურ. 6). მოცემულ შემთხვევაში ტალღური ზედაპირები X ღერძის პერპენდიკულარულია არიან, და რადგანაც ტალღური ზედაპირის ყველა წერტილები ირხევიან ერთნაირად, წანაცვლება ξ დამოკიდებული იქნება მხოლოდ x -ზე და t -ზე, ანუ $\xi = \xi(x, t)$.

თუ კი, $x=0$ სიბრტყეში მდებარე წერტილების რხევები აღიწერება $\xi(0, t) = A \cos \omega t$ ფუნქციით, მაშინ გარემოს B ნაწილაკი, ირხევა იგივე კანონით, მაგრამ მისი რხევები ჩამორჩენილი იქნება დროში τ -თი, წყაროს რხევებისაგან, რადგანაც x -მანძილის გასავლელად, ტალღას ჰქირდება დრო $\tau = x/v$, სადაც v ტალღის გავრცელების სიჩქარეა. მაშინ x -სიბრტყეში მდებარე ნაწილაკების რხევის განტოლებას ექნება სახე

$$\xi(x, t) = A \cos \omega(t - x/v). \quad (5)$$

ზოგად შემთხვევაში ბრტყელი ჰარმონიული ტალღის განტოლებას, რომელიც ვრცელდება X ღერძის დადებითი მიმართულების გასწვრივ გარემოში, რომელიც არ შთანთქავს ენერგიას, აქვს სახე

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - x/v) + \varphi_0], \quad (6)$$

სადაც $A = \text{const}$ - ტალღის ამპლიტუდაა; ω -ციკლური სიხშირე; φ_0 -საწყისი ფაზა, რომელიც ზოგად შემთხვევაში განისაზღვრება x და t -ს საწყისის შერჩევით; $[\omega(t - x/v) + \varphi_0]$ - ბრტყელი ტალღის ფაზაა.

(3)-ს გათვალისწინებით, განტოლება (6)-ს შეიძლება მიეცეს სახე

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (7)$$

ბრტყელი ტალღის განტოლება, რომელიც ვრცელდება X ღერძის უარყოფითი მიმართულების გასწვრივ, განსხვავდება (6)-სგან მხოლოდ ნიშნით kx -სთან.

თუ ტალღის ფაზას დავაფიქსირებთ (6)-ში

$$\omega(t - x/v) + \varphi_0 = \text{const} \quad (8)$$

და მოვახდენთ მის დიფერენცირებას, მივიღებთ $dt - (1/v)dx = 0$, საიდანაც

$$v = dx/dt. \quad (9)$$

ამრიგად, ტალღის გავრცელების სიჩქარე (6)-ში, სხვა არაფერია თუ არა სივრცეში ზედაპირის ნაწილაკების გავრცელების სიჩქარე, რომელიც შეესაბამება ჰარმონიული ტალღის ფაზის ნებისმიერ ფიქსირებულ მნიშვნელობას. v -სიჩქარეს უწოდებენ ფაზურ სიჩქარეს.

ჰარმონიული სფერული ტალღის განტოლება

$$\xi(r,t) = (A_0/r) \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_0). \quad (10)$$

სფერული ტალღის შემთხვევაში, ისეთ გარემოშიც კი, რომელიც არ შთანთქავს ენერჯიას, რხევის ამპლიტუდა არ რჩება მუდმივი, იგი მცირდება $1/r$ კანონით. განტოლება (10) სამართლიანია მხოლოდ ისეთი r -ებისათვის, რომლებიც გაცილებით აღემატება წყაროს ზომებს (მაშინ რხევის წყარო შეიძლება ჩაითვალოს წერტილოვნად).

ფაზის მუდმივობის პირობიდან: $\omega t - kr + \varphi_0 = \text{const}$ (ბრტყელი ტალღის შემთხვევაში) და $\omega t - kr + \varphi_0 = \text{const}$ (სფერული ტალღის შემთხვევაში) (9) ფორმულის გათვალისწინებით გამოდის, რომ ფაზური სიჩქარე

$$v = \omega/k. \quad (11)$$

თუ ტალღის ფაზური სიჩქარე გარემოში დამოკიდებულია მის სიხშირეზე, ამ მოვლენას უწოდებენ **ტალღების დისპერსიას**, ხოლო გარემოს, რომელშიც დაიკვირვება ტალღების დისპერსია, - **მადისპერსირებელ გარემოს**.

მდგარი ტალღები

გარემოში, ერთდროულად რამდენიმე ტალღის გავრცელებისას, სრულდება **ტალღების სუპერპოზიციის (ზედდების) პრინციპი**: რამდენიმე ტალღის გავრცელებისას გარემის ნაწილაკის ჯამური წანაცვლება დროის ნებისმიერ მომენტში, ტოლია წანაცვლებათა გეომეტრიული ჯამისა, რომელსაც იღებენ ნაწილაკები თითოეულ, დამოუკიდებელ ტალღურ პროცესში მონაწილეობისას. მაგალითად, თუ ტალღები ვრცელდებიან ორი წყაროდან, მაშინ ისინი აღწევენ რა რომელიღაც წერტილს, იწვევენ მის რხევას ერთმანეთისგან დამოუკიდებლად.

ტალღებს უწოდებენ კოჰერენტულს, თუ მათი ფაზათა რცება მუდმივი დროში. ცხადია, რომ **კოჰერენტულები შეიძლება იყვნენ მხოლოდ ტალღები, რომელთაც გააჩნიათ ერთნაირი სიხშირე**. **კოჰერენტული ტალღების** შეკრებისას დაიკვირვება **ინტერფერენციის** მოვლენა, რომელიც მდგომარეობს იმაში, რომ სივრცის სხვადასხვა წერტილში მიიღება ჯამური ტალღის ამპლიტუდის გაძლიერება ან შესუსტება, ამ ტალღების ფაზებს შორის თანაფარდობისგან დამოკიდებულებით.

ტალღების ინტერფერენციის კერძო, მაგრამ მნიშვნელოვან შემთხვევას წარმოადგენს **მდგარი ტალღები** - ტალღები რომლებიც წარმოიქმნება ორი ერთნაირი ამპლიტუდის და სიხშირის შემხვედრი ჰარმონიული ტალღის ზედდებისას (განივი ტალღებისა და ერთნაირი პოლარიზაციის შემთხვევაში).

X-ღერძის გასწვრივ, საწინააღმდეგო მიმართულებით განვრცობადი ორი კოჰერენტული ბრტყელი ტალღის ზედდებისას,

$$\xi_1(x,t) = A \cos(\omega t - kx); \quad \xi_2(x,t) = A \cos(\omega t + kx) \quad (12)$$

(კოორდინატთა სათავე შერჩეულია წერტილებში, სადაც ორივე ტალღას გააჩნიათ ერთნაირი საწყისი ფაზა, ხოლო დროის ათვლა, როცა ორივე ტალღის საწყისი ფაზები ტოლია 0-ის), ვიღებთ

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos kx \cdot \cos \omega t = 2A \cos(2\pi x/\lambda) \cdot \cos \omega t \quad (13)$$

(გათვალისწინებულია, რომ $k=2\pi/\lambda$). გამოსახულება (13) არის მდგარი ტალღის განტოლება.

მდგარი ტალღის ამპლიტუდა

$$A_{\text{მდ}} = |2A \cos(2\pi/\lambda) \cdot x| \quad (14)$$

წარმოადგენს x -კოორდინატის პერიოდულ ფუნქციას.

გარემოს წერტილებში, სადაც

$$2\pi x/\lambda = \pm m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (15)$$

მდგარი ტალღის ამპლიტუდა მაქსიმალურია ($A_{\text{მდ}}=2A$); ამ წერტილებს უწოდებენ *მდგარი ტალღის სიბურცეს*.

გარემოს წერტილებში, სადაც

$$2\pi x/\lambda = \pm(m + 1/2)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (16)$$

მდგარი ტალღის ამპლიტუდა ტოლია ნულის ($A_{\text{მდ}}=0$); ამ წერტილებს უწოდებენ *მდგარი ტალღის კვანძებს*.

ბოლო ორი განტოლებიდან შეგვიძლია მივიღოთ სიბურცისა და კვანძების კოორდინატები:

$$x_{\text{სიბ}} = \pm m(\lambda/2) \quad (m = 0, 1, 2, \dots); \quad (17)$$

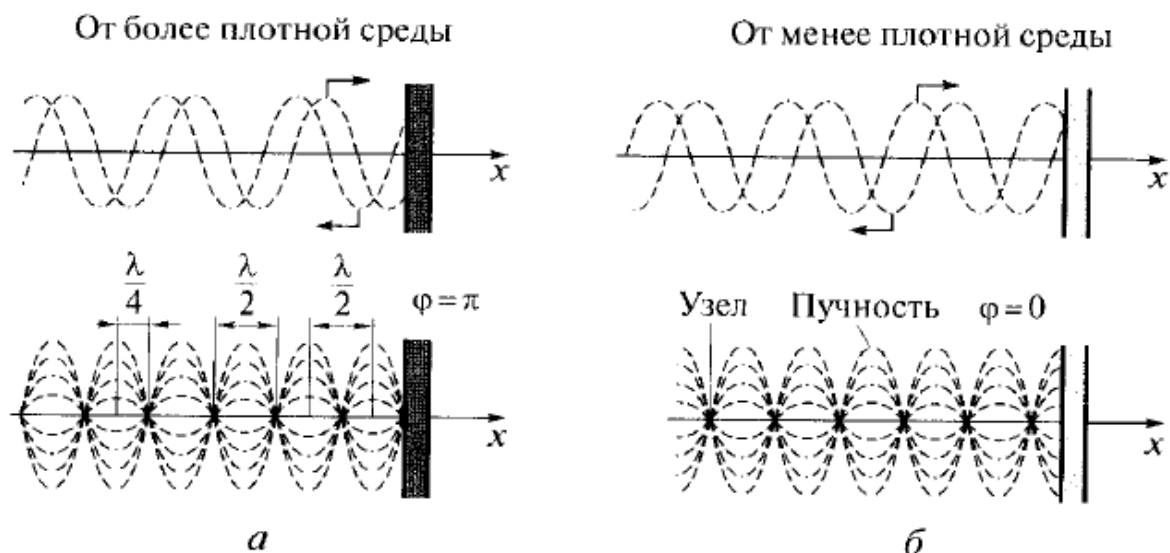
$$x_{\text{კვ}} = \pm(m + 1/2)(\lambda/2) \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (18)$$

ამ ორი ფორმულის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ მანძილი ორ მეზობელ ბურცობსა და მეზობელ კვანძებს შორის, ერთნაირია და ტოლია $\lambda/2$ -ს. მანძილი მდგარი ტალღის მეზობელ ბურცობებსა და კვანძებს შორის ტოლია $\lambda/4$ -ს.

(13) განტოლებიდან გამოდის, რომ $2A \cos(2\pi/\lambda) \cdot x$ მამრავლი ნულოვანი მნიშვნელობის გავლისას იცვლის ნიშანს, ამიტომ რხევათა ფაზები კვანძის სხვადასხვა მხარეს განსხვავდებიან π -თ, ე.ი. კვანძის სხვადასხვა მხარეს მდებარე წერტილები, ირხევიან საწინააღმდეგო ფაზებში.

მდგარი ტალღების წარმოქმნას აკვირდებიან მსრბოლი და არეკვლილი ტალღების ინტერფერენციისას. თუ თოკის ბოლოს დავამაგრებთ უძრავად (ვთქვათ, კედელში), მაშინ თოკის დამაგრების ადგილას არეკვლილი ტალღა ინტერფერირებს მსრბოლ ტალღასთან, წარმოქმნის რა მდგარ ტალღას. მოცემულ შემთხვევაში, საზღვარზე სადაც ხდება ტალღის არეკვლა წარმოიქმნება კვანძი.

არეკვლის წერტილში კვანძი იქნება თუ სიბურცე, დამოკიდებულია გარემოთა სიმკვრივეების შეფარდებაზე. თუ მსრბოლი ტალღა აირეკლება უფრო მკვრივი გარემოდან, მაშინ ტალღა იცვლის ფაზას საწინააღმდეგოზე საზღვარზე იკრიბება რხევები საწინააღმდეგო ფაზებით, და არეკვლის საზღვარზე დაიკვირვება კვანძი (სურ. 7^ა). თუ კი, ტალღა აირეკლება ნაკლები სიმკვრივის გარემოდან, მაშინ ფაზის ცვლილება არ ხდება, და საზღვართან იკრიბება ერთნაირი ფაზის მქონე რხევები, და მიიღება სიბურცე (სურ. 7^ბ).



სურ. 7

მდგარ ტალღაში განსხვავებით მსრბოლი ტალღიდან არ ხდება ენერგიის გადატანა, რადგანაც ერთნაირი ამპლიტუდის მქონე, შემხვედრ მსრბოლ ტალღებს გადააქვთ სიდიდით ტოლი ენერგია მოპირდაპირე მიმართულებებით. რხვის ენერგია რჩება ორ კვანძს შორის რჩება მუდმივი, ხდება მხოლოდ კინეტიკური ენერგიის გარდაქმნა პოტენციალურში და პირიქით.

ლექცია # 14

ბგერითი ტალღები

ბგერითი (ანუ აკუსტიკური) ტალღები ეწოდება გარემოში განვრცობად დრეკად ტალღებს, რომელთა სიხშირეები ძვეს 16 – 20000 ჰც სიხშირეების საზღვრებში. აღნიშნული სიხშირეების ტალღები, მოქმედებენ რა ადამიანის სასმენ აპარატზე, იწვევს ბგერის შეგრძნებას. ტალღები $v < 16$ ჰც (ინფრაბგერები) და $v > 20$ კჰც სიხშირეებით ადამიანის სასმენი ორგანოებით არ აღიქმება.

ბგერითი ტალღები აირებსა და სითხეებში შეიძლება იყვნენ გრძივები, რადგანაც ეს გარემოები დრეკადები არიან მხოლოდ შეკუმშვის (გაჭიმვის) დეფორმაციების მიმართ. მყარ სხეულებში ბგერითი ტალღები შეიძლება იყვნენ, როგორც გრძივები, ასევე განივები, რადგანაც მყარი სხეულები დრეკადები არიან შეკუმშვის (გაჭიმვის) და წანაცვლების დეფორმაციების მიმართ.

ბგერის ინტენსივობა (ან ბგერის ძალა) ეწოდება სიდიდეს, რომელიც განისაზღვრება დროით საშუალო ენერგიით, რომელიც ბგერით ტალღას გადააქვს ფართის ერთეულში, მისი გავრცელების მიმართულების პერპენდიკულარულად, დროის ერთეულში:

$$I = W/St.$$

ბგერის ინტენსივობის ერთეული S_i სისტემაში არის ვატი მეტრ კვადრატზე (ვტ/მ²).

ადამიანის ყურის მგრძობიარება განსხვავებულია სხვადასხვა სიხშირეებისათვის. იმისათვის, რომ ტალღამ აღძრას ბგერითი შეგრძნება, ტალღას უნდა გააჩნდეს რაღაც მინიმალური ინტენსივობა, მაგრამ თუ ეს ინტენსივობა აღემატება გარკვეულ ზღვარს, ბგერა არ ისმის და იწვევს მხოლოდ ტკივილის შეგრძნებას. ამრიგად თითოეული რხევითი მოძრაობის სიხშირისათვის არსებობს უმცირესი (სმენადობის ზღურბლი) და უდიდესი (ტკივილის შეგრძნების ზღურბლი) ბგერის ინტენსივობები, რომლებსაც შეუძლიათ გამოიწვიონ ბგერითი აღქმა. სურ. 1-ზე წარმოდგენილია სმენადობისა და ტკივილის შეგრძნების ზღურბლების დამოკიდებულებები ბგერის სიხშირისაგან. ამ ორ მრუდს შორის მოთავსებული არე წარმოადგენს სმენადობის არეს.

თუ ბგერის ინტენსივობა წარმოადგენს ტალღური პროცესის ობიექტურად მახასიათებელ სიდიდეს, მაშინ ბგერის სუბიექტურ მახასიათებელს, დაკავშირებულს მის ინტენსივობასთან წარმოადგენს სიხშირეზე დამოკიდებული ბგერის ხმამაღლობა. თანახმად ვებერ-ფეხნერის ფიზიოლოგიური კანონისა, ბგერის ინტენსივობის ზრდით ხმამაღლობა იზრდება ლოგარითმული კანონით. ამის საფუძველზე შემოყავთ ბგერის გაზომილი ინტენსივობით, მისი ხმამაღლობის ობიექტური შეფასება:

$$L = \log I/I_0,$$

სადაც I_0 -ბგერის ინტენსივობაა სმენადობის ზღვარზე, რომელიც მიღებულია 10^{-12} ვტ/მ²-ის ტოლად ყველა ბგერებისათვის.

L სიდიდეს უწოდებენ **ბგერის ინტენსივობის დონეს** და გამოისახება **ბელეებში** (ტელეფონის გამომგონებელ ალექსანდრ ბელის საპატივცემულოდ). ჩვეულებრივ სარგებლობენ ათჯერ ნაკლები სიდიდეებით - **დეციბელეებით** (დბ).

ბგერის ფიზიოლოგიურ მახასიათებელს წარმოადგენს ხმამაღლობის დონე, რომელიც გამოისახება **ფონებში** (ფონი). ხმამაღლობა ბგერისთვის 1000 ჰერცი, (სტანდარტული სუფთა ტონის სიხშირე) ტოლია 1 ფონის, თუ მისი ინტენსივობის დონე ტოლია 1დბ-ს. მაგალითად, მეტროს ვაგონში ხმაური დიდი სიჩქარისას შეესაბამება ≈ 90 ფონს, ხოლო ჩურჩული 1მ მანძილზე ≈ 20 ფონს.

რეალური ბგერა რამდენიმე ჰარმონიული რხევის ზედდებას წარმოადგენს, სიხშირეთა დიდი კრებულებით, ანუ ბგერა წარმოადგენს **აკუსტიკურ სპექტრს**, რომელიც შეიძლება იყოს უწყვეტი (რომელიც ინტერვალში არსებობენ ყველა სიხშირის რხევები) და **ხაზოვანი** (გარკვეული სიხშირის რხევები გამოყოფილია ერთმანეთისგან).

ხმამაღლობის გარდა ბგერა ხასიათდება კიდევ სიმაღლით და ტემპრით. **ბგერის სიმაღლე** - არის ბგერის ხარისხი, რომელიც განისაზღვრება ადამიანის მიერ სუბიექტურად მოსმენით და რომელიც დამოკიდებულია ბგერის სიხშირეზე. სიხშირის ზრდით ბგერის სიმაღლე იზრდება, ანუ ხდება უფრო მაღალი. აკუსტიკური სპექტრის ხასიათი და ენერჯის განაწილება სიხშირეებს შორის განსაზღვრავს ბგერითი შეგრძნების თავისებურებას, რომელსაც უწოდებენ **ბგერის ტემბრს**.

ასე მაგალითად, სხვადასხვა მომღერლებს, რომლებიც იღებენ ერთ და იგივე ნოტას, გააჩნიათ სხვადასხვა აკუსტიკური სპექტრი, ე.ი. მათ ხმებს გააჩნიათ განსხვავებული ტემბრი.

ბგერის წყარო, შეიძლება იყოს ნებისმიერი სხეული, რომელიც ირხევა დრეკად გარემოში ბგერის სიხშირით (მაგ. სიმებიან ინსტრუმენტებში ბგერის წყაროს წარმოადგენს სიმი, რომელიც მიერთებულია ინსტრუმენტის კორპუსს).

სხეული, ასრულებს რა რხევებს, იწვევს მასთან მიმდებარე გარემოს ნაწილაკების რხევას იგივე სიხშირით. რხევითი მოძრაობის მდგომარეობა თანდათანობით გადაეცემა გარემოს, სხეულიდან სულ უფრო დაშორებულ ნაწილაკებს, ე.ი. გარემოში ვრცელდება ტალღა, წყაროს რხევის ტოლი სიხშირით, და გარკვეული სიჩქარით, რომელიც დამოკიდებულია გარემოს სიმკვრივესა და დრეკად თვისებებზე. ბგერითი ტალღების გავრცელების სიჩქარე აირებში გამოითვლება ფორმულით

$$v = \sqrt{\gamma RT / M}, \quad (1)$$

სადაც $\gamma = C_P / C_V$ აირის მოლარული სითბოტევადობების ფარდობაა მუდმივი წნევისა და მოვულობისას; R გაზის უნივერსალური მუდმივა; T-თერმოდინამიკური ტემპერატურა; M-მოლარული მასა. ამ ფორმულიდან გამდის, რომ ბგერის სიჩქარე აირებში არაა დამოკიდებული

აირის p წნევაზე, მაგრამ იზრდება ტემპერატურის ზრდით. რაც მეტია აირის მოლარული მასა მით ნაკლებია მასში ბგერის სიჩქარე. ბოლო ფორმულა შეესაბამება ცდისეულ მონაცემებს.

ბგერის გავრცელებისას ატმოსფეროში საჭიროა მთელი რიგი ფაქტორების გათვალისწინება: ქარის სიჩქარის და მიმართულების, აირის ტენიანობა, გაზური გარემოს მოლეკულური სტრუქტურა, ბგერის გარდატეხისა არეკვლის მოვლენები ორი გარემოს გამყოფ ზედაპირზე. გარდა ამისა, ნებისმიერ რეალურ გარემოს გააჩნია სიბლანტე, რის გამოც დაიკვირვება ბგერის მიღევა, ანუ მისი ამპლიტუდის შემცირება, და შესაბამისად, მისი ინტენსივობისაც. ბგერის მიღევა მნიშვნელოვნადაა გაპირობებული მისი შთანთქმით გარემოში, რომელიც დაკავშირებულია ბგერითი ენერჯის შეუქცევადი გადასვლით ენერჯის სხვა ფორმებში (ძირითადად სითბურში).

შენობების აკუსტიკისთვის დიდი მნიშვნელობა აქვს **ბგერის რევერბერაციას** - ჩაკეტილ შენობებში ბგერის თანდათანობით მიღევის პროცესს, მისი წყაროს გამორთვის შემდეგ. თუ შენობები ცარიელია, ხდება ბგერის ნელი მიღევა და იქმნება შენობის გუგუნი. თუ ბგერები მიიღევა სწრაფად (ბგერის შთანთქმელი მასალების გამოყენებისას) ისინი აღიქმებიან მოგუდულად. **რევერბერაციის დრო** - არის დრო რომლის განმავლობაშიც ბგერის ინტენსივობა მცირდება მილიონჯერ, ხოლო მისი დონე 60 დბ-ით. შენობის აკუსტიკა კარგია, თუ რევერბერაციის დრო შეადგენს 0,5-1,5 წმ-ს.

დოპლერის ეფექტი აკუსტიკაში

დოპლერის ეფექტს უწოდებენ რხევის სიხშირის ცვლილებას, რომელსაც აღიქვამს მიმღები ამ რხევების წყაროსა და მიმღების ერთმანეთის მიმართ მოძრაობისას. მაგალითად, ცდებიდან ცნობილია, რომ მატარებლის საყვირის ტონალობა ძლიერდება პლატფორმასთან მის მიახლოებისას და სუსტდება დაშორებისას. ე.ი. რხევების წყაროს (საყვირის) მოძრაობა მიმღების მიმართ (ყური) ცვლის მისაღები რხევების სიხშირეს.

დოპლერის ეფექტის განსახილველად დავუშვათ, რომ ბგერის წყარო და მიმღები მოძრაობენ მათი შემაერთებული წრფის გასწვრივ; $v_{წყ}$ და $v_{მიმ}$ -შესაბამისად წყაროს და მიმღების მოძრაობის სიჩქარეებია, ისინი დადებითებია, თუ წყარო (მიმღები) უახლოვდება მიმღებს (წყაროს) და უარყოფითებია თუ შორდებიან. წყაროს რხევათა სიხშირე ტოლია ν_0 .

1. წყარო და მიმღები უძრავია გარემოს მიმართ, ანუ $v_{წყ} = v_{მიმ} = 0$. თუ განსახილველ გარემოში ბგერითი ტალღის გავრცელების სიჩქარეა v , მაშინ ტალღის სიგრძე $\lambda = vT = v/\nu_0$. გარემოში გავრცელებისას, ტალღა აღწევს მიმღებს და იწვევს მის ბგერისადმი მგრძნობიარე ელემენტის რხევებს სიხშირით

$$\nu = v/\lambda = v/vT = \nu_0.$$

შესაბამისად, ბგერის სიხშირე ν , რომელსაც დაარეგისტრირებს მიმღები, ტოლია ν_0 -ს, ანუ სიხშირის რომლითაც გამოსხივდება ბგერითი ტალღა წყაროს მიერ.

2. მიმღები უახლოვდება უძრავ წყაროს, ანუ $v_{წყ} = 0$, $v_{მიმ} > 0$.

მოცემულ შემთხვევაში ტალლის გავრცელების სიჩქარე მიმდების მიმართ გახდება $v+v_{აბ}$ ტოლი. რადგანაც ამ დროს ტალლის სიგრძე არ იცვლება, ამიტომ

$$v = (v+v_{აბ})/\lambda = (v+v_{აბ})/vT = (v+v_{აბ})\cdot v_0/v,$$

ე.ი. მიმდების მიერ აღქმული რხევების სიხშირე $(v+v_{აბ})/v$ -ჯერ მეტია წყაროს რხევების სიხშირეზე.

3. წყარო უახლოვდება უძრავ მიმდებს, ე.ი. $v_{აბ} > 0$, $v_{აბ} = 0$.

რხევების გავრცელების სიჩქარე დამოკიდებულია მხოლოდ გარემოს თვისებებზე, ამიტომ წყაროს რხევის პერიოდის ტოლ დროში მის მიერ გამოსხივებული ტალლა მიმდებისკენ გაივლის vT (ტალლის სიგრძის, λ -ს ტოლ) მანძილს, დამოუკიდებლად იმისგან წყარო მოძრავია თუ უძრავი. ამავე დროში წყარო, ტალლის მიმართულებით გაივლის $v_{აბ}T$ მანძილს (სურ. 3), ე.ი. ტალლის სიგრძე მოძრაობის მიმართულებით შემცირდება და გახდება ტოლი

$$\lambda' = \lambda - v_{აბ}T = (v - v_{აბ})T.$$

მაშინ

$$v = v/\lambda' = v/((v - v_{აბ})T) = v v_0/(v - v_{აბ}),$$

ე.ი. რხევების სიხშირე v , რომელსაც აღიქვამს მიმდები, იზრდება $v/(v - v_{აბ})$ -ჯერ. 2 და 3 შემთხვევებში, თუ $v_{აბ} < 0$, $v_{აბ} < 0$, ნიშანი იქნება საპირისპირო.

4. წყარო და მიმდები მოძრაობენ ერთმანეთის მიმართ. 2 და 3 შემთხვევებისთვის მიღებული შედეგების გამოყენებით, გამოსახულება მიმდების მიერ რეგისტრირებული რხევის სიხშირისთვის შეიძლება ჩაიწეროს, როგორც

$$v = \frac{(v \pm v_{აბ})v_0}{(v \mp v_{აბ})}, \quad (2)$$

თანაც, ზედა ნიშანი აიღება, თუ კი წყაროს ან მიმდების მოძრაობისას ხდება დაახლოება, ხოლო ქვედა-მათი დაშორებისას.

მიღებული ფორმულებიდან გამოდის, რომ დოპლერის ეფექტი განსხვავებულია იმისგან დამოკიდებით, წყარო მოძრაობს თუ მიმდები. თუ სიჩქარეთა მიმართულებები არ თანხვდება მათ შემაერთებელ წრფის მიმართულებას, მაშინ ამ სიჩქარეების ნაცვლად იღებენ მათ პროექციებს ამ წირის მიმართულებაზე.

ულტრაბგერა და მისი გამოყენება

ულტრაბგერა თავისი ბუნებით წარმოადგენს დრეკად ტალლებს და ამით იგი არ განსხვავდება ბგერისგან. მაგრამ, ულტრაბგერა ფლობს, რა მაღალ სიხშირეებს ($v > 20$ კჰც) და შესაბამისად ტალლის მოკლე სიგრძეებს, ხასიათდება განსაკუთრებული თვისებებით, რომელიც იძლევა საშუალებას მის გამოსაყოფად მოვლენათა ცალკე კლასად. მცირე ტალლის სიგრძეების გამო ულტრაბგერითი ტალლები, ისევე როგორც სინათლე შეიძლება მიღებულ იქნას მკაცრად მიმართული ნაკადის სახით. მისი გენერაციისთვის ძირითადად გამოიყენება ორი მოვლენა.

შებრუნებული პიეზოელექტრული ეფექტი - ესაა, ელექტრული ველის გავლენით დეფორმაციის წარმოქმნა, გარკვეული სახით ამოჭრილ კვარცის ფირფიტაში. თუ ასეთ ფირფიტას მოვათავსებთ მაღალი სიხშირის ცვლად ელექტრულ ველში, შეიძლება გამოწვეულ იქნას მისი იძულებითი რხევები. რეზონანსის დროს ფირფიტის საკუთარ სიხშირეზე, იღებენ რხევების დიდ ამპლიტუდებს და შესაბამისად, გამოსხვებული ულტრაბგერული ტალღის დიდ ინტენსივობებს. კვარცული ულტრაბგერული გენერატორის იდეა ეკუთვნის ფრანგ ფიზიკოსს პ.ლანჟევენს.

მაგნიტოსტრიქცია - ესაა, მაგნიტური ველის გავლენით, დეფორმაციების წარმოქმნის მოვლენა ფერომაგნეტიკებში. თუ ფერომაგნიტურ ღეროს (მაგ. ნიკელის ან რკინის) მოვათავსებთ სწრაფად ცვლად მაგნიტურ ველში, მასში აღიძვრება მექანიკური რხევები, რომელთა ამპლიტუდაც მაქსიმალურია რეზონანსის შემთხვევაში.

ულტრაბგერები ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში, მაგალითად მიმართული წყალქვეშა სიგნალიზაციისთვის, წყალქვეშა საგნების აღმოსაჩენად და მისი სიღრმის დასადგენად (ჰიდროლოკატორი, ექოლოტი). მაგ. ხომალდზე დამაგრებულ ექოლოტში, პიეზოკვარცული გენერატორიდან, იგზავნება მიმართული ულტრაბგერითი სიგნალები, რომლებიც აღწევენ რა ფსკერს, აირეკლებიან მისგან და ბრუნდებიან უკან. თუ ცნობილია მათი გავრცელების სიჩქარე წყალში, ულტრაბგერის მოგზაურობის დროის განსაზღვრით შეგვიძლია სიღრმის განსაზღვრა. ექოს მიღება ხდება ასევე პიეზოკვარცის საშუალებით. პიეზოკვარცამდე მისული ბგერითი რხევები, მასში იწვევენ დრეკად რხევებს, რის შედეგადაც კვარცის მოპირდაპირე ზედაპირებზე წარმოიქმნება ელექტრული მუხტები, რომლებიც იზომება.

თუ ულტრაბგერულ სიგნალს გავატარებთ საკვლევ დეტალში, შეგვიძლია მასში აღმოვაჩინოთ დეფექტები ნაკადის მახასიათებელი გაბნევის და ულტრაბგერული ჩრდილების მიხედვით. ამ პრინციპზე შექმნილია ტექნიკის მთელი დარგი - **ულტრაბგერული დეფექტოსკოპია**. ულტრაბგერის გამოყენება საფუძვლად დაედო ასევე აკუსტიკის ახალ მიმართულებას - **აკუსტო ელექტრონიკას**, რომელიც იძლევა საშუალებას მის საფუძველზე, მიკრორადიოელექტრონიკაში შეიქმნას ხელსაწყოები სასიგნალო ინფორმაციის დამუშავებისათვის.

ულტრაბგერას ასევე იყენებენ სხვადასხვა პროცესებზე (კრისტალიზაცია, დიფუზია, სითბოს- და მასათა გაცვლები მეტალურგიაში და ა.შ.) და ბიოლოგიურ ობიექტებზე (გაცვლითი პროცესების ინტენსივობის ზრდისთვის და ა.შ.) ზემოქმედებისთვის, ნივთიერების ფიზიკური თვისებების შესასწავლად (შთანთქმები, ნივთიერების სტრუქტურები და ა.შ.). ულტრაბგერა ასევე გამოიყენება ასევე ძალზე მკვრივი და ძალზე მყიფე სხეულების მექანიკური დამუშავებისთვის, მედიცინაში (დიაგნოსტიკა, ულტრაბგერითი ქირურგია, ქსოვილების მიკრომასაჟი) და ა.შ.

ტალღური განტოლება ელექტრომაგნიტური ველისთვის

სივრცეში სასრული სიჩქარით გავრცელებადი, ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველისთვის ელ.-მაგნიტური ტალღების არსებობა, გამოდიოდა მაქსველის განტოლებებიდან. *ერთგვაროვან და იზოტროპულ გარემოში*, რომელიც არ შთანთქავს ენერგიას, მუხტებისაგან და დენებისგან

შორს, ელექტრომაგნიტური ველის შემქნელი \mathbf{E} და \mathbf{H} დამაბულობების ვექტორები აკმაყოფილებენ ე.წ. ტალღურ განტოლებებს:

$$\Delta \mathbf{E} = (1/v^2)(\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2); \quad (3)$$

$$\Delta \mathbf{H} = (1/v^2)(\partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2), \quad (4)$$

სადაც $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ - ლაპლასის ოპერატორია; v - ფაზური სიჩქარე. ნებისმიერი ფუნქცია, რომელიც აკმაყოფილებს (3 და 4) პირობებს, აღწერს რომელიღაც ტალღას. შესაბამისად, ელექტრომაგნიტური ველები, მართლაც შეიძლება არსებობდნენ ელ.-მაგნიტური ტალღების სახით. ელ.-მაგნიტური ტალღების ფაზური სიჩქარე განისაზღვრება გამოსახულებით

$$v = (1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \cdot (1/\sqrt{\epsilon \mu}) = (c/\sqrt{\epsilon \mu}), \quad (5)$$

სადაც $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$; ϵ_0 და μ_0 - შესაბამისად ელექტრული და მაგნიტური მუდმივებია; ϵ და μ - შესაბამისად გარემოს ელექტრული და მაგნიტური შეღწევადობა;

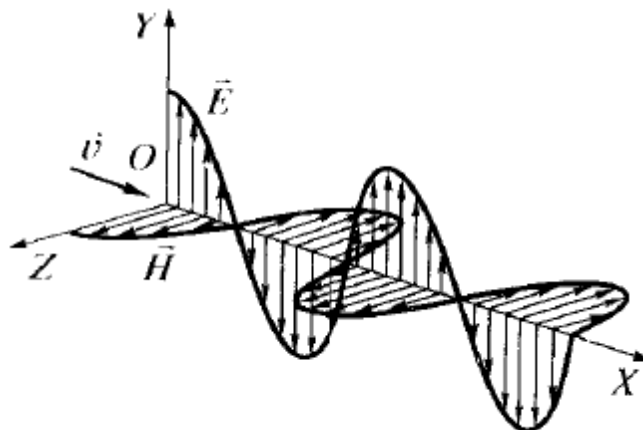
$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (6)$$

-ელექტრო-მაგნიტური ტალღების სიჩქარეა ვაკუუმში.

განზომილების კოეფიციენტის (5) თანხვედრა ვაკუუმში სინათლის გავრცელების სიჩქარესთან მიუთითებს ღრმა კავშირზე ელექტრო-მაგნიტურ და ოპტიკურ მოვლენებს შორის, რომელმაც მისცა მაქსველს საშუალება, შეექმნა სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორია, რომლის თანახმადაც სინათლე წარმოადგენს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს.

ელექტრომაგნიტური ტალღების თვისებები

ცდით დადასტურებელ, მაქსველის თეორიის შედეგს წარმოადგენს *ელექტრომაგნიტური ტალღების განივობა*: ელ.-მაგნიტურ ტალღაში, ცვლადი ელექტრული \mathbf{E} ველის და ცვლადი მაგნიტური \mathbf{H} ველის დამაბულობების ვექტორების რხევები ურთიერთ პერპენდიკულარები არიან და ძველან ტალღის გავრცელების v სიჩქარის ვექტორის პერპენდიკულარულ სიბრტეში (სურ. 4).



სურ. 4

სურათზე ნაჩვენებია ბრტყელი, ელ.-მაგნიტური ტალღის მომენტალური „ფოტოგრაფია“. E , H და s ვექტორები ქმნიან მარჯვენა ხრახნიან სისტემას: ელ.-მაგნიტური ტალღის გავრცელების მიმართულება თანხვედრა ბურღის წვერის გადატანითი მოძრაობის მიმართულებას, რომლის თავიც ბრუნავს უმცირესი მობრუნების მიმართულებით E ვექტორიდან H ვექტორისაკენ (თუ ვუყურებთ ტალღის გავრცელების მიმართულების გასწვრივ).

მაქსველის განტოლებებიდან გამოდის ასევე, რომ ელ.-მაგნიტურ ტალღაში, E და H ვექტორები, ყოველთვის ირხევიან ერთდაიგივე ფაზებში (სურ. 4), თანაც E და H -ის მყისიერი მნიშვნელობები

ნებისმიერ წერტილში დაკავშირებული არიან თანაფარდობით

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \cdot E = \sqrt{\mu_0 \mu} \cdot H. \quad (7)$$

შესაბამისად, E და H ერთდროულად აღწევენ მაქსიმუმს, ერთდროულად მოიქცევიან ნულში და ა.შ.

ტალღური განტოლებებიდან (3) და (4) შეიძლება გადავიდეთ, შემდეგი სახის განტოლებებზე

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 = (1/v^2) (\partial^2 E_y / \partial t^2); \quad (8)$$

$$\partial^2 H_z / \partial x^2 = (1/v^2) (\partial^2 H_z / \partial t^2), \quad (9)$$

სადაც E და H -ის, შესაბამისი ინდექსები y და z , ხაზს უსვამს მხოლოდ იმას, რომ ვექტორები E და H მიმართული არიან ურთიერთ პერპენდიკულარული Y და Z ღერძების გასწვრივ (სურ. 4).

(8) და (9) განტოლებებს აკმაყოფილებენ კერძოდ, ბრტყელი მონოქრომატული ელ.-მაგნიტური ტალღები (ერთი მკაცრად განსაზღვრული სიხშირის), რომლებიც აღიწერებიან განტოლებებით $E_y = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$; (10)

$$H_z = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad (11)$$

სადაც E_0 და H_0 - ტალღის ელექტრული და მაგნიტური ველების დამახასიათებლის შესაბამისი ამპლიტუდებია; ω - ციკლური სიხშირე; $k = \omega/v$ - ტალღური რიცხვი; φ - რხევების საწყისი ფაზებია წერტილებში, კოორდინატით $x=0$ (ორივე განტოლებაში φ ერთნაირებია, რადგანაც ელ.-მაგნიტურ ტალღაში ელექტრული და მაგნიტური ვექტორების რხევები ხდება ერთნაირ ფაზაში - ისინი ერთდროულად შეიქცევიან ნოლში, და ერთდროულად აღწევენ მაქსიმალურ მნიშვნელობას).

ელექტრომაგნიტური ტალღის ენერგია და იმპულსი

ელ.-მაგნიტური ტალღის ენერგია გადაიტანება მისი გავრცელების მიმართულებით. ელ.-მაგნიტური ენერგიის მოცულობითი სიმკვრივე შედგება ელექტრული და მაგნიტური ველების მოცულობითი სიმკვრივეებისგან:

$$w = w_{ელ} + w_{მაგ} = \epsilon_0 \epsilon \cdot E^2 / 2 + \mu_0 \mu \cdot H^2 / 2. \quad (12)$$

თანაფარდობა (7)-ს გათვალისწინებით, მივიღებთ, რომ ელექტრული და მაგნიტური ველების ენერჯიის მოცულობითი სიმკვრივეები დროის ყოველ მომენტში ერთნაირია, ე.ი. $w_{\text{ელ}} = w_{\text{მაგნ}}$. ამიტომ შეგვიძლია ჩავწეროთ

$$w = 2w_{\text{ელ}} = \epsilon_0 \epsilon \cdot E^2 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \sqrt{\epsilon \mu} \cdot EH$$

ან სივრცის მოცემულ წერტილში, დროის ნებისმიერ მომენტში, ელ.-მაგნიტური ტალღების ენერჯიის მოცულობითი სიმკვრივე შეიძლება წარმოვადგინოთ სახით

$$w = EH/v \quad (13)$$

გათვალისწინებულია ფორმულა (5). თუ ბოლო ფორმულას გავამრავლებთ ტალღის სიჩქარეზე v , მივიღებთ S ენერჯიის ნაკადის სიმკვრივის მოდულს (ენერჯია, რომელიც გადააქვს ტალღას, ერთეულოვან ფართში მისი გავრცელების პერპენდიკულარული მიმართულებით დროის ერთეულში):

$$S = wv = EH. \quad (14)$$

რადგან ვექტორები E და H ურთიერთ პერპენდიკულარული არიან და ტალღის გავრცელების მიმართულებასთან ერთად მარჯვენა ხრახნიან სისტემას, ამიტომ $[E, H]$ ვექტორის მიმართულება თანხვდება ენერჯიის გადატანის მიმართულებას, ხოლო ამ ვექტორის მოდული ტოლია $E \cdot H$ -ს.

ამრიგად, ელ.-მაგნიტური ენერჯიის სიმკვრივის ნაკადის ვექტორი (უმოვის ნაკადი) შეიძლება ჩაიწეროს ვექტორული ნამრავლის სახით

$$S = [E, H]. \quad (15)$$

S ვექტორი მიმართულია ელექტრო-მაგნიტური ტალღის გავრცელების მიმართულებით.

მაქსველის თეორიიდან გამოდის, რომ ელ.-მაგნიტური ტალღები სხეულებზე უნდა ახდენდნენ წნევას. ეს იმით აიხსნება, რომ ელექტრული ველის გავლენით ნივთიერების დამუხტული ნაწილაკები იწყებენ მოწესრიგებულ მოძრაობას და განიცდიან ტალღის მაგნიტური ველის მხრიდან ლორენცის ძალის ქმედებას. ეს ძალა შეფარდებული ფართის ერთეულთან არის სწორედ ელ.-მაგნიტური ველის წნევა. ამ წნევების მოქმედება მყარ სხეულებსა და გაზებზე ექსპერიმენტალურად დამტკიცებულ იქნა პ.ლენგედეს მიერ.

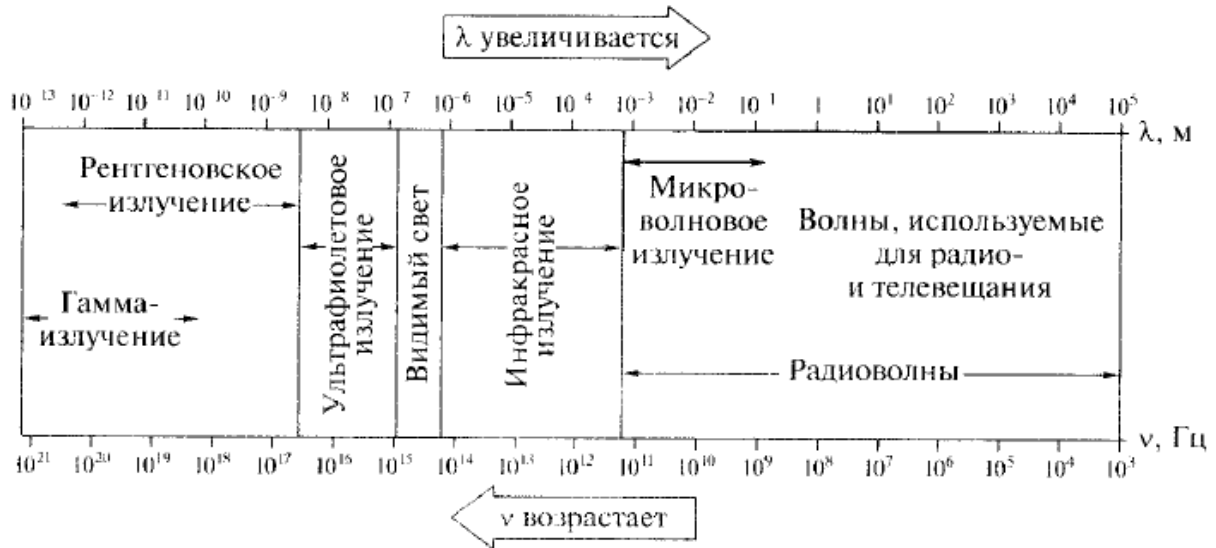
ელ.-მაგნიტური ტალღების არსებობას მივყავართ დასკვნამდე, რომ ელ.-მაგნიტურ ველს შეიძლება მივაწეროთ უნივერსალური მახასიათებელი - იმპულსი. შესაბამისად, ელ.-მაგნიტურ ტალღას თან გადააქვს გადააქვს გარკვეული იმპულსი. იმპულსი, რომელსაც გადასცემს ელექტრო მაგნიტური ტალღა ერთეულოვან შთანთქმელ ფართს, სწორედ ელ.-მაგნიტური ტალღის წნევაა

$$p = \langle w \rangle$$

წნევა, ტოლი დაცემულ ტალღაში ენერჯიის საშუალო მოცულობითი სიმკვრივის.

სინათლე, როგორც ელექტრომაგნიტური ტალღა

როგორც უკვე იყო აღნიშნული, ფორმულების შედარებამ ელ.-მაგნიტური ტალღის ფაზის განმსაზღვრელის, ელ.-მაგნიტური ტალღის ვაკუუმში გავრცელების სიჩქარის, და ასევე ელექტრო მაგნიტური და სინათლის ტალღების განივობამ საშუალება მისცა მაქსველს დაედგინა, რომ სინათლე წარმოადგენს *ელექტრომაგნიტურ ტალღებს*.



სურ. 5

ელ.-მაგნიტური ტალღებს გააჩნიათ სიხშირეების (ან ტალღის სიგრძეების ვაკუუმში, $\lambda=c/\nu$) ფართე დიაპაზონი; ისინი განსხვავდებიან გენერაციის, რეგისტრაციის, და ასევე თავისი თვისებებით. ამიტომ ელ.-მაგნიტურ ტალღებს, ყოფენ რამოდენიმე სახედ: რადიოტალღებად, ოპტიკურ გამოსხივებად (ინფრაწითელი, ხილული და ულტრაიისფერი), რენტგენის გამოსხივება და γ -გამოსხივება.

აღსანიშნავია, რომ ელ.-მაგნიტური ტალღების სხვადასხვა სახეებს შორის საზღვრები, რომელებიც მოყვანილია ელექტრომაგნიტური ტალღების შკალაზე (სურ. 5) საკმარისად პირობითია.

ლექცია # 15

ანალოგიები და მსგავსებები ფიზიკაში

ხშირად ფიზიკაში დაიკვირვება გარკვეული მსგავსებები და ანალოგიები სხვადასხვა ფიზიკურ სიდიდეებს შორის. შეგვიძლია დავიწყოთ მექანიკიდან და მოვნახოთ ანალოგიები გადატანითი და ბრუნვითი მოძრაობების მახასიათებელ სიდიდეებს შორის, რაც გაგვიადვილებს ორივე ტიპის მოძრაობების უფრო ღრმად გააზრებას და დამახსოვრებას.

ცხრ. 1

გადატანითი მოძრაობა	ბრუნვითი მოძრაობა
მასა, m	ინერციის მომენტი, J
სიჩქარე, $v=dr/dt$	კუთხური სიჩქარე, $\omega=d\phi/dt$
აჩქარება, $a=dv/dt$	კუთხური აჩქარება, $\epsilon=d\omega/dt$
ძალა, F	ძალის მომენტი, M_z ან M
იმპულსი, $p=mv$	იმპულსის მომენტი, $L_z=J\omega$
დინამიკის ძირითადი განტოლება $F=ma;$ $F=dp/dt$	დინამიკის ძირითადი განტოლება $M_z=J\cdot\epsilon;$ $M=dL/dt$
მუშაობა, $dA=F_s ds$	მუშაობა, $dA=M_z d\phi$
კინეტიკური ენერგია, $mv^2/2$	კინეტიკური ენერგია, $J\omega^2/2$

როგორც ვხედავთ, გადატანითი და ბრუნვითი მოძრაობების შედარებისას მათ შორის დაიკვირვება ანალოგია, მხოლოდ ბრუნვით მოძრაობაში ძალის მაგივრად ფიგურირებს მისი მომენტი, ხოლო მასის როლს „ასრულებს“ ინერციის მომენტი.

როგორც ცხრილიდან ვხედავთ სხეულის იმპულსის ანალოგს წარმოადგენს სხეულის იმპულსის მომენტი ღერძის მიმართ, რომლის შენახვის კანონიც, წარმოადგენს *ბუნების ერთერთ ფუნდამენტალურ კანონს*. იგი დაკავშირებულია სივრცის სიმეტრიის თვისებასთან - მის *იზოტროპულობასთან*, ე.ი. ფიზიკური კანონების ინვარიანტობასთან ათვლის სისტემის კოორდინატთა ღერძების მიმართულების შერჩევის მიმართ (ჩაკეტილი სისტემის ნებისმიერ კუთხეზე მობრუნების მიმართ სივრცეში).

სხეულებს შორის **შორსქმედება და ახლოქმედება** კლასიკური ფიზიკის ორი კონცეპციაა, რომლებიც ერთმანეთს ებრძოდნენ მის საბოლოო ჩამოყალიბებამდე. თანახმად შორსქმედების თეორიისა სხეულები მოქმედებენ ერთმანეთთან მატერიალური შუამავლების გარეშე, სიცარიელეში, ნებისმიერ მანძილზე. ასეთი ურთიერთქმედება ხორციელდება უსასრულოდ დიდი სიჩქარით. ასეთ ძალების მაგალითებს, წარმოადგენენ მანძილზე ურთიერთქმედების უშუალო მონაწილე ძალები **მსოფლიო მიზიდულობის ძალა** ნიუტონის გრავიტაციის კლასიკურ თეორიაში და ორი ელექტრული მუხტის კულონური ურთიერთქმედების ძალა მაქსველის თეორიის შექმნამდე.

თანახმად ახლოქმედების თეორიისა, ურთიერთქმედება გადაეცემა განსაკუთრებული მატერიალური შუამავლის საშუალებით და სასრული სიჩქარით. მაგალითად

ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებების შემთხვევაში ასეთ შუამავალს წარმოადგენს ელექტრომაგნიტური ველი, რომელიც ვრცელდება სინათლის სიჩქარით.

სწორედ ასეთი ველები ახასიათებენ როგორც გრავიტაციული, ისევე ელექტრულ ძალების ურთიერთქმედებებს, რომელთა შორისაც დაიკვირვება გარკვეული მსგავსებები.

ცხრ. 2

შესადარებელი მახასიათებლები	ველების სახეები	
	გრავიტაციული	ელექტროსტატიკური
ძალა	$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$	$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{ Q_1 Q_2 }{r^2}$
დამაბულობა	$g = F/m$	$E = F/Q_0$
სხეულის ან მუხტის გადა გილებაზე შესრულებული მუშაობა	$A = m \left\{ \frac{GM}{R_1} - \frac{GM}{R_2} \right\} = m(\varphi_1 - \varphi_2)$	$A = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \left\{ \frac{Q Q_0}{r_1} - \frac{Q Q_0}{r_2} \right\} =$ $= Q_0(\varphi_1 - \varphi_2)$
ჩაკეტილ კონტურზე შესრულებული მუშაობა	$\oint_L dA = 0$	$\oint_L dA = 0$
პოტენციალი	$\varphi = \Pi/m$	$\varphi = U/Q_0$
კავშირი დამაბულობასა და პოტენციალს შორის	$g = - \text{grad } \varphi$	$E = - \text{grad } \varphi$

ცხრ. 2-ში მოყვანილია გრავიტაციული და ელექტროსტატიკური ველების შეპირისპირებები.

გარდა ანალოგიისა გრავიტაციულ და ელექტროსტატიკურ ველებს შორის, დაიკვირვება დიდი მსგავსებები, ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს შორისაც, რომელზეც ნათლად მეტყველებს ცხრ. 3. რომელშიც მუხტის ანალოგს წარმოადგენს დენიანი გამტარის ელემენტი. გარდა ამისა მსგავსებია ელექტრული და მაგნიტური ველების ძალური მახასიათებლები: დამაბულობები და მათი ნაკადები ზედაპირის S ფართში; გამტარების მახასიათებლები: განმხოლოებული გამტარის ელექტროტევადობა და კოჭის ინდუქტივობა, მათი ენრგიები; გარემოების ელექტრული და მაგნიტური განჭოლვადობები და ა.შ.

ცხრ. 3

ელექტრული ველი	ფორმულები და აღნიშვნები	მაგნიტური ველი	ფორმულები და აღნიშვნები
წერტილოვანი მუხტი	Q	დენიანი გამტარის ელემენტი	Idl
წერტილოვანი მუხტ ების ურთ-ქმედება	$F = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{ Q_1 Q_2 }{r^2}$	დენების ურთიერთ ქმედება	$F = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{r^2} \cdot dl$
ელექტრული მუდმივა	ϵ_0	მაგნიტური მუდმივა	μ_0
ელექტრული ველის ძალური მახასიათ.	$E = F/Q_0$	მაგნიტური ველის ძალური მახასიათ.	$B = M_{\text{მაგნ}}/p_m$
ერთგვაროვანი ელ.	$E = \text{const}$	ერთგვაროვანი მაგ.	$B = \text{const}$

ველი		ველი	
სუპერპოზიციის პრინციპი	$E = \sum_{i=1}^n E_i$	სუპერპოზიციის პრინციპი	$B = \sum_{i=1}^n B_i$
პოლარიზებულობა	$P = p_v/V = \sum_i p_i/V$	დამაგნიტებულობა	$J = P_m/V = \sum P_a/V$
განმხოლოებული გა მტარის ელ.-ტევად.	$C = Q/V$	კოჭის ინდუქტივობა	$L = \Phi/I$
დამუხტული კონდ. ენერგია	$W = C(\Delta\varphi)^2/2$	დენიანი კოჭის ენერგია	$W = LI^2/2$
დიელექტრული განჭოლვადობა	ϵ	მაგნიტური განჭოლვადობა	μ
ენერგიის მოცულობ. სიმკვრივე	$w = W/V = \frac{\epsilon\epsilon_0}{2} E^2 = ED/2$	ენერგიის მოცულ. სიმკვრივე	$w = W/V = \frac{\mu\mu_0}{2} H^2 = \frac{BH}{2}$
E ვექტორის ნაკადი S ფართში	$\Phi_E = \oint_S E dS = \oint_S E_n ds$	B ვექტორის ნაკადი S ფართში	$\Phi_B = \oint_S B dS = \oint_S B_n ds$
E ვექტორის ცირკულაცია	$\oint_L E dl = \oint_L E_l dl$	B ვექტორის ცირკულაცია	$\oint_L B dl = \oint_L B_l dl$

მსგავსებებს ფიზიკურ სიდიდებს შორის აგრძელებს რხევითი მოძრაობის აღმწერი სიდიდეები და განტოლებები, მექანიკური და ელექტრომაგნიტური რხევების შემთხვევაში. მათი შედარებისთვის მოსახერხებელია ზამზარაზნი ქანქარისა და რხევითი კონტურის აღმწერი სიდიდეების შედარება, რომლებშიც დაიკვირვება მსგავსებები. ასეთებია: მათი აღმწერი დიფერენციალური განტოლებები, რხევითი მოძრაობის აღმმკვრელი და შემნარჩუნებელი მოწყობილობების მახასიათებლები - მასა და კოჭის ინდუქტივობა, მათი წინააღმდეგობის კოეფიციენტები, სიხისტე და ტევადობის შებრუნებული სიდიდე, წანაცვლება და მუხტი, სიჩქარე და დენის ძალა, ზამზარის პოტენციალური და კინეტიკური ენერგიები და კონდენსატორის ელექტრული და მაგნიტური ველების ენერგიები, მათი მიღვის კოეფიციენტები და სხვა მახასიათებელი სიდიდეები ცხრ. 4.

ცხრ. 4

რხევები			
მექანიკური		ელექტრომაგნიტური	
დიფერენციალური განტოლება	$\ddot{x} + \dot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0$ $\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2x = 0$	დიფერენციალური განტოლება	$\ddot{Q} + \frac{R}{L}\dot{Q} + \frac{1}{LC}Q = 0$ $\ddot{Q} + 2\delta + \omega_0^2Q = 0$
მასა	m	კოჭის ინდუქტივობა	L
წინააღმდეგობის კოეფიციენტი	r	წინააღმდეგობა	R
სიხისტე	k	ტევადობის შებრუნ. სიდიდე	1/LC
წანაცვლება	x	მუხტი	Q
სიჩქარე	v	დენის ძალა	I
პოტენციალური ენერგია	$kx^2/2$	კონდენსატორის ელ. ველის ენერგია	$Q^2/2C$

კინეტიკური ენერგია	$mv^2/2$	კოჭის მაგნიტური ველის ენერგია	$LI^2/2$
ზამზარაზნი ქანქარის საკუთარი სიხშირე	$\omega_0 = \sqrt{k/m}$	რხევითი კონტურის საკუთარი სიხშირე	$\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$
მილევადი რხევების ციკლური სიხშირე	$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \left(\frac{r}{2m}\right)^2}$	მილევადი რხევების ციკლური სიხშირე	$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$
მილევის კოეფიციენტი.	$\delta = r/2m$	მილევის კოეფიციენტი.	$\delta = R/2L$
ზამზარაზნი ქანქარის ვარგისიანობა	$Q = \omega_0/2\delta = \frac{\sqrt{km}}{r}$	რხევითი კონტურის ვარგისიანობა	$Q = \omega_0/2\delta = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$