

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

კლასიკური ფიზიკა II

ლექციების კურსი „პიუ დ. იანგი,
როჯერ ა. ფრიდმანი“-ის მიხედვით

ნიადაგისა და წყლის რესურსების
ინჟინერიის სპეციალობის 2-ე კურსის
სტუდენტებისათვის

2015-2016

სარჩევი

შესავალი.....	6
ელექტროსტატიკა	7
1. ელექტრული მუხტი და ელექტრული ველი.....	7
1.1. ელექტრული მუხტი	7
ელექტრული მუხტი და ნივთიერების აგებულება/შედგენილობა	7
ელექტრული მუხტის შენახვის/მუდმივობის კანონი	9
1.2. გამტარები, იზოლატორები და ინდუცირებული მუხტები	10
ინდუცირებული დამუხტვა	11
დაუმუხტავ სხეულებზე მოქმედი ელექტრული ძალები	12
1.3. კულონის კანონი	12
ძალების სუპერპოზიცია/ზედდება.....	14
1.4. ელექტრული ველი.....	15
წერტილოვანი მუხტის ელექტრული ველი	16
1.5. ელექტრული ველის გათვლა	17
ელექტრული ველების სუპერპოზიცია/ზედდება	18
1.6. ელექტრული ველის ძალწირები	19
1.7. ელექტრული დიპოლი	20
ელექტრული დიპოლის ძალა და მომენტი	21
ელექტრული დიპოლის პოტენციური ენერგია	22
2. გაუსის კანონი	24
2.1. ელექტრული მუხტი და ელექტრული ნაკადი	24
ელექტრული ნაკადი და გარსშემორტყმული მუხტი	24
2.2. ელექტრული ნაკადის გათვლა	25
ერთგვაროვანი ელექტრული ველის ნაკადი.....	25
არაერთგვაროვანი ელექტრული ველის ნაკადი	25
2.3. გაუსის კანონი/თეორემა.....	26
წერტილოვანი მუხტი სფერული ზედაპირის შიგნით.....	26
წერტილოვანი მუხტი არასფერული ზედაპირის შიგნით.....	27
გაუსის თეორემის ზოგადი სახე.....	28
2.4. გაუსის თეორემის გამოყენება.....	29
2.5. ელექტრული მუხტი გამტარებში.....	31

ელექტრული ველი გამტარის ზედაპირზე	32
3. ელექტრული პოტენციალი	34
3.1. ელექტრული პოტენციური ენერგია.....	34
ერთგვაროვანი ელექტრული ველის ელექტრული პოტენციური ენერგია.....	34
ორი წერტილოვანი მუხტის ელექტრული პოტენციური ენერგია	35
რამდენიმე წერტილოვანი მუხტის ელექტრული პოტენციური ენერგია	37
ელექტრული ველის მუშაობა	37
ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია.....	37
3.2. ელექტრული პოტენციალი.....	38
3.3. პოტენციალთა სხვაობა. ძაბვა. ეკვიპოტენციური ზედაპირები	39
4. ელექტროტევადობა. კონდენსატორი	41
4.1. კონდენსატორი	41
4.2. ენერგიის აკუმულირება/დაგროვება. დიელექტრიკები	42
ელექტროდინამიკა.....	43
1. ელექტრული დენი.....	44
1.1. მუდმივი ელექტრული დენი	44
1.2. წინაღობა. ომის კანონი წრედის უბნისთვის და მისი დიფერენციალური სახე	45
1.3. წინაღობათა სქემები.....	47
1.4. კირხჰოფის წესები. RC წრედები	47
2. ელექტრომამოძრავებელი ძალა (ემ ძალა)	49
2.1. დენის წყაროების ზოგადი დახასიათება	49
2.2. ბატარეები	50
3. დენის მუშაობა და სიმძლავრე.....	51
ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე.....	51
4. ომის კანონი სრული/ჩაკეტილი წრედისთვის და ასრავრთგვაროვანი უბნისთვის (განზოგადებული სახე).....	53
5. ელექტროხელსაწყოები	54
6. ელექტრული დენი სითხეებში. ელექტროლიზის ფარადეის კანონები	55
6.1. ელექტროლიტები. დისოციაცია, რეკომბინაცია	55
6.2. ელექტროლიზი. ფარადეის კანონები.....	55
7. თერმოელექტრონული ემისია.....	58
8. ელექტრული დენი აირებში	59

9. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში	60
მაგნეტიზმი	61
1. მაგნიტური ველი.....	61
1.1. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ბელის ინდუქცია. ძალწირები.....	61
1.2. მაგნიტური ნაკადი. გაუსის თეორემა.....	62
1.3. ინდუქციის ვერქტორის ცირკულაცია	63
1.4. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი.....	64
1.5. მაგნიტურ ველში დენიან გამტარზე მოქმედი ძალა. ამპერის ძალა	64
1.6. მაგნიტურ ველში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა. ლორენცის ძალა	65
1.7. ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრა.....	67
1.8. დენიანი კონტურები. ელექტროძრავები. ჰოლის ეფექტი.....	68
1.9. მაგნიტური ველის წყაროები, ამპერის კანონი, მაგნიტური მასალები	69
ელექტრონების და ატომების მაგნიტური დიპოლის მომენტი.....	69
მაგნიტური ველი ნივთიერებაში.....	70
დიამაგნეტიზმი, პარამაგნეტიზმი, ფერომაგნეტიზმი	70
2. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია. ფარადეის კანონი	72
2.1. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა, ფარადეის კანონი.....	72
ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი	72
2.2. ლენცის წესი	73
2.3. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია.....	74
2.4. მაგნიტური ველის ენერგია	75
ცვლადი დენი.....	77
1. ცვლადი დენი.....	77
1.1. ცვლადი დენის წრედი	77
1.2. ინდუქციურობა ცვლადი დენის წრედში	78
1.3. ელექტროტევადობა ცვლადი დენის წრედში	80
1.4. ძაბვის ვექტორული დიაგრამა/ცვლადი დენის სრული წრედი.....	81
2. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში	84
2.1. დენისა და ძაბვის მოქმედი/ეფექტური მნიშვნელობა.....	84
2.2. ტრანსფორმატორები	85
ელექტრომაგნიტური რხევები და ტალღები	86

1. ელექტრომაგნიტური რხევები.....	86
1.1. რხევითი კონტური.....	86
1.2. ჰარმონიული/თავისუფალი ელექტრომაგნიტური რხევები.....	86
1.3. მიღევადი ელექტრომაგნიტური რხევები.....	88
1.4. იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები	90
რხევები და ტალღები.....	92
1. თავისუფალი ჰარმონიული რხევები.....	92
2. რხევის სიჩქარე, აჩქარება და ენერგია	95
3. მიღევადი რხევები	96
4. იძულებითი რხევები.....	98
6. ბრტყელი ტალღის განტოლება.....	101
7. სფერული ტალღის განტოლება.....	103
8. ელექტრომაგნიტური ტალღები	104
8.1. ელექტრომაგნიტური ველი.....	104
8.2. წანაცვლების დენი	104
8.3. მაქსველის განტოლებები.....	105
8.4. ელექტრომაგნიტური ტალღები. ტალღის ენერგია და იმპულსი, მდგარი ტალღები	106
8.5. ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელება, ღია რხევითი კონტური.....	108
1. გეომეტრიული ოპტიკა	109
1.1. სინათლის გავრცელება	109
1.2. სინათლის არეკვლა და გარდატეხა	109
1.3. ბრტყელი და სფერული სარკეები	112
1.4. ლინზები. ლინზის ფორმულა	113
2. ტალღური ოპტიკა.....	118
2.1. სინათლის ინტერფერენცია და ტალღური ვექტორები. იუნგის ცდა.....	118
2.2. თხელი აფსკები და ინტერფერომეტრები	121
2.3. დიფრაქცია. ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი	123
სინათლის დიფრაქცია	124
დიფრაქციის ახსნა ფრენელის მეთოდით.....	124
2.4. დიფრაქცია ორ ხვრელზე. ფრენელის ზონები.....	125
2.5. დიფრაქციული მესერი.....	128

2.6.	სინათლის პოლარიზაცია. მალუსის და ბრიუსტერის კანონები	128
2.7.	სინათლის დისპერსია	130
2.8.	სინათლის შთანთქმა და გაბნევა	133
2.9.	რელეის კრიტერიუმი. სითბური გამოსხივება. კირხჰოფის კანონი	134
	სტეფან-ბოლცმანის კანონი	135
	ვინის წანაცვლების კანონი	135
2.10.	რენტგენის სხივები. ელექტრომაგნიტურ ტალღათა სკალა	136
3.	კვანტური ოპტიკა	137
3.1.	კვანტური თეორიის ელემენტები	137
3.2.	ფოტოელექტრული ეფექტი	137
3.3.	აინშტაინის განტოლება	138
3.4.	ფოტონის ცნება	139
3.5.	კომპტონის ეფექტი	139

შესავალი

წარმოდგენილი წიგნის პირველ ნაწილში ჩვენ დაწვრილებით გავარჩიეთ ფუნდამენტური ძალების ერთერთი სახეობა – მსოფლიო მიზიდულობის ანუ გრავიტაციული ძალა. წიგნის მეორე ნაწილში შევუდგეთ ფუნდამენტური ძალების მეორე სახეობის შესწავლას – ელექტრომაგნიტური ძალების, რომელთა მოქმედებას შეისწავლის ელექტრომაგნეტიზმი. ფიზიკის ეს განხრა აერთიანებს ელექტრობასა და მაგნეტიზმს. ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება ჩნდება ნაწილაკებს შორის, რომლებსაც აქვს ე.წ. ელექტრული მუხტი, რომელიც ისეთივე ფუნდამენტური ცნებაა, როგორც მასა. ზუსტად ისევე, როგორც მასის მქონე სხეულებს ანიჭებს აჩქარებას გრავიტაციული ძალები, ელექტრულად დამუხტული ნაწილაკები ჩქარდება ელექტრული ძალებით. მავთულებში მიედინება ელექტრული დენი, რომელიც წარმოადგენს დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებულ მოძრაობას, გამოწვეულს მათზე მოქმედი ელექტრული ძალებით. ის ძალებიც, რომლებიც აიძულებს ატომებს გაერთიანდეს და შექმნას ნივთიერება/მატერია და, ამავდროულად, აჩერებს ატომებს ერთმანეთისგან გარკვეულ მანძილზე, რაც მყარ სხეულს უნარჩუნებს ფორმას, ელექტრულ თვისებებს ავლენს და წარმოქმნება ატომებში არსებული დამუხტული ნაწილაკების ურთიერთქმედების შედეგად. ელექტრომაგნეტიზმის შესწავლას დავიწყებთ ელექტრული მუხტის ბუნების გარკვევით. ჩვენ აღმოვაჩენთ, რომ მუხტი ემორჩილება დაკვანტვასა და შენახვის კანონს. შერჩეულ კოორდინატთა სისტემაში უძრავი მუხტები ურთიერთქმედებს ელექტროსტატიკური ბუნების ძალებით. ამ ძალებს უდიდესი მნიშვნელობა ენიჭება ქიმიასა და ბიოლოგიაში და აქვთ უამრავი პრაქტიკული გამოყენება. ელექტროსტატიკური ძალები განისაზღვრება მარტივი თანაფარდობით, რომელიც ცნობილია კულონის კანონის სახელით. ასეთი სახის ურთიერთქმედების ყველაზე ხელსაყრელი აღწერა ხორციელდება ელექტრული ველის ცნების შემოღებით.

შემდეგ გადავალთ მოძრავი დამუხტული ნაწილაკების ურთიერთქმედებაზე. ეს გარემოება მიგვიყვანს ელექტრული დენის, მაგნეტიზმისა და სინათლის ბუნების გარკვევამდე. ელექტრომაგნეტიზმის იდეების კონცეფტუალური სიმარტივის მიუხედავად, მათი მისადაგება პრაქტიკული გამოყენებისთვის მოითხოვს მკითხველისგან გარკვეული მათემატიკური უნარ-ჩვევების ფლობას, სახელდობრ გაწარმოებასა და ინტეგრირებას.

წარმოდგენილი მასალის შესწავლა გაამდიდრებს მკითხველის ერუდიციას და გააღრმავებს იმ საკითხების ცოდნას, რომლებიც საფუძვლად უდევს თანამედროვე ფიზიკასა და ტექნოლოგიას.

ელექტროსტატიკა

1. ელექტრული მუხტი და ელექტრული ველი

1.1. ელექტრული მუხტი

ჩვენ წელთაღრიცხვამდე ჯერ კიდევ 600 წლით ადრე ძველმა ბერძნებმა აღმოაჩინეს, რომ თუ ქარვას ახახუნე შალს, ქარვა იწყებს სხვა სხეულების მიზიდვას. დღეს ჩვენ ვამბობთ, რომ ქარვამ მიიღო **ელექტრული მუხტი** ანუ *დაიმუხტა*. სიტყვა "ელექტრული" წარმოიქმნება ძველი ბერძნული სიტყვისგან *ელექტრონ*, რომელიც *ქარვას* ნიშნავს.

პლასტიკური ღეროები და მატყლი ძალიან გამოსადეგია **ელექტროსტატიკის** სადემონსტრაციოდ, როდესაც ვარვირდებით უძრავი ან თითქმის უძრავი მუხტების ურთიერთქმედებას. ორი ასეთი ღეროს მარტყლზე მცირე ხნით ხახუნის შემდეგ ირკვევა, რომ ეს ღეროები განზიდავს ერთმანეთს. ასევე განზიდავს ერთმანეთს ორი მინის ღერო, რომლებსაც გავახახუნებთ აბრეშუმზე. ამავდროულად, დამუხტული პლასტიკური და მინის ღეროები ერთმანეთს იზიდავს. ასევე შეიმჩნევა მიზიდულობა პლასტიკურ ღეროსა და მატყლს და მინის ღეროსა და აბრეშუმს შორის.

მსგავსა და სხვა მრავალმა ცდამ დაადასტურა, რომ ბუნებაში არსებობს ორი სახეობის მუხტი – *დადებითი* და *უარყოფითი*. ეს დასახელება შემოიღო *ბენჯამინ ფრანკლინმა* (1706-1790). პლასტიკური ღერო და აბრეშუმი ორივე ფლობს *უარყოფით მუხტს*, ხოლო მინის ღერო და მატყლი – *დადებითს*.

ამ ცდების საფუძველზე გამოგვაქვს დასკვნა:

- ✓ *ერთნიშნა მუხტები განზიდავს, ხოლო საპირისპირო ნიშნის იზიდავს ერთმანეთს.*
- ✓ *ელექტრული მუხტი განსაზღვრავს სხეულებს შორის არსებულ ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებას.*

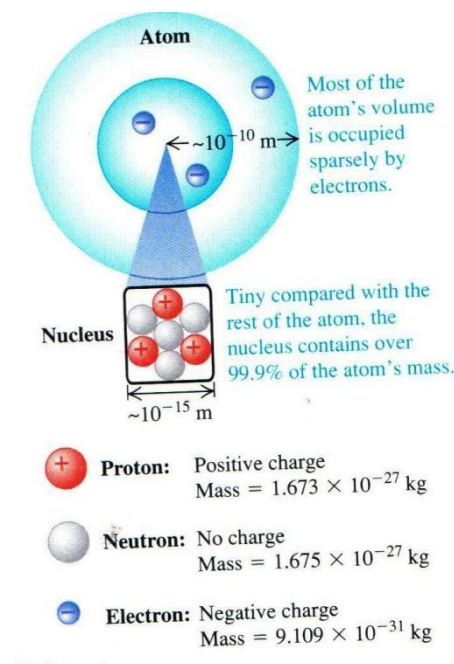
ცნება ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება ელექტრული მუხტის განსაზღვრაში გამოიყენება იმ გარემოების გათვალისწინებით, რომ ელექტრული ურთიერთქმედება არსებობს სტატიკურ/უძრავ მუხტებს შორის, ხოლო მაგნიტური – მოძრავ მუხტებს/დენებს შორის.

ელექტრული მუხტი და ნივთიერების აგებულება/შედგენილობა

სხეულის დამუხტვისას არ შეიმჩნევა მათი სახეცვლილება. მაშ რა ხდება სხეულში მისი დამუხტვისას? ამ შეკითხვაზე პასუხის გასაცემად უფრო დაწვრილებით გავარჩიოთ ატომების სტრუქტურა, რომლებიც ჩვეულებრივი ნივთიერების "საშენი მასალაა/აგურებია".

ატომი შეიცავს სამი სახეობის ნაწილაკს: უარყოფითად დამუხტულ ელექტრონებს, დადებითად დამუხტულ პროტონებს და ნეიტრალურ ნეიტრონებს. პროტონები და ნეიტრონები, მათ ერთობლიობაში **ნუკლონებს** ეძახიან, თავის მხრივ, სხვა შემადგენლების შერწყმას წარმოადგენს, მათ კვარკები ეწოდება და მათი მუხტები ელექტრონის მუხტის $\pm 1/3$ და $\pm 2/3$ შეადგენს. განმხოლოებული/განცალკევებული კვარკები ვერ აღმოაჩინეს – ვერ დააფიქსირეს, ანუ არსებობს მათი განცალკევებულ მდგომარეობაში არარსებობის თეორიული საწინდარი.

ატომში პროტონები და ნეიტრონები ქმნის მცირე ზომის, ძალიან მკვრივ გულს, რომელსაც **ბირთვი** უწოდეს, ზომით $\sim 10^{-15}$ მ. ბირთვის გარშემო მისგან სხვადასხვა დამორებით განლაგებულია ელექტრონები, რომლებიც ლოკალიზებულია $\sim 10^{-10}$ მ რადიუსის სფეროს შიგნით (თვით ბირთვი ამ სფეროს ცენტრია) (სურ. 1).



სურ. 1. ატომის აგებულება.

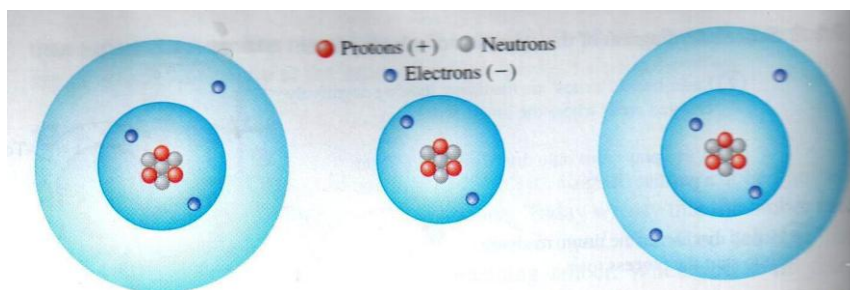
ბირთვისა და მთლიანად ატომის ზომების შედარებისთვის წარმოიდგინეთ, რომ თუ ატომის დიამეტრი რამდენიმე კილომეტრს აღწევს, მაშინ ბირთვის ზომა ჩოგბურთის ბურთის ტოლია. უარყოფითად დამუხტულ ელექტრონებს ატომში აკავებს მიზიდვის ელექტრული ძალები დადებითი ბირთვის მხრიდან. თვით სტაბილურ ბირთვში პროტონებს და ნეიტრონებს აკავებს მიზიდულობის ურთიერთქმედების ძალები, ე.წ. *ძლიერი ბირთვული ძალები*, რომლებიც ადვილად აბათილებს პროტონებს შორის არსებულ განზიდვის ძალებს. ძლიერი ბირთვული ძალები მოქმედებს მცირე მანძილზე, რომელიც დიდად არ აღემატება ბირთვის ზომებს.

ქვემოთ მოყვანილია ცალკეული ნაწილაკების მასები SI სისტემაში:

ელექტრონის მასა $m_e = 9,10938215(45) \times 10^{-31}$ კგ,
 პროტონის მასა $m_p = 1,672621637(83) \times 10^{-27}$ კგ,
 ნეიტრონის მასა $m_n = 1,674927211(84) \times 10^{-27}$ კგ.

როგორც ვხედავთ, პროტონებსა და ნეიტრონებს პრაქტიკულად ერთნაირი მასა აქვთ, და ის 1836-ჯერ აღემატება ელექტრონის მასას. აქედან გამომდინარე ბირთვის მასა ატომის მასის 99,9% შეადგენს.

ელექტრონის უარყოფითი მუხტი (ცდისეული ცდომილების ფარგლებში) პროტონის დადებითი მუხტის ტოლია (აღინიშნება e სიმბოლოთი). ის არის უმცირესი უყოფადი მუხტი და მას ელემენტარულ მუხტს უწოდებენ. ნებისმიერი დამუხტული სხეულის მუხტი ელემენტარული მუხტის ჯერადია, ანუ ელემენტარული მუხტების მთელი რიცხვის ტოლია ($q = N \cdot e$). ნეიტრალურ ატომში ელექტრონების რიცხვი პროტონების რიცხვის ტოლია, ე.ი. ატომის მუხტი ნულის ტოლია. ატომში პროტონების ან ელექტრონების რიცხვს ამ ელემენტის ატომურ რიცხვს უწოდებენ. თუ ერთი ან მეტი ელექტრონი რაიმე მიზეზით ტოვებს ატომს, მას დადებით იონს უწოდებენ, ხოლო თუ ატომი იმატებს ერთ ან მეტ ელექტრონს, მას უარყოფითი იონი ეწოდება (სურ. 2).



სურ. 2. იონები

ელექტრული მუხტის შენახვის/მუდმივობის კანონი

თუ დამუხტული სხეულები ჩაკეტილ სისტემას ქმნიან, ადრე ნასწავლ შენახვის კანონებს (მასის, იმპულსისა და ენერგიის) ემატება ელექტრული მუხტის შენახვის კანონი:

- ✓ ჩაკეტილ სისტემაში შემავალი დამუხტული სხეულების მუხტების ალგებრული ჯამი მუდმივია/არ იცვლება.

$$q_1 + q_2 + \dots + q_N = \sum_{i=1}^N q_i = \text{const.}$$

ეს ნიშნავს, რომ თუ ჩაკეტილ სისტემაში მყოფ რიგ სხეულს მუხტი გაეზარდა, სხვა სხეულებს მუხტი უნდა შეუმცირდეს იგივე მნიშვნელობით ისე, რომ სისტემის მთლიანი მუხტი უცვლელი დარჩეს.

მაშასადამე, ნებისმიერი დამუხტვა/განმუხტვის პროცესში მუხტი არსაიდან ჩნდება და არ ქრება უგზოუკვლოდ, ის, უბრალოდ, გადაეცემა ერთი სხეულისგან მეორეს.

ელექტრული მუხტის შენახვის/მუდმივობის კანონი განეკუთვნება უნივერსალურ მუდმივობის კანონებს, როგორიცაა მასის, იმპულსისა და ენერგიის შენახვის კანონები. არ დაფიქსირებულა ამ კანონიდან გადახრის არც ერთი ცდისეული შედეგი ან მტკიცებულება.

მაღალენერგეტიკული ურთიერთქმედებების დროსაც კი, როგორიცაა ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების შექმნა, როდესაც ნაწილაკები იზადება და ისპობა, ნებისმიერი ჩაკეტილი სისტემის მუხტი ზუსტად მუდმივია.

1.2. გამტარები, იზოლატორები და ინდუცირებული მუხტები გამტარები და იზოლატორები/არაგამტარები

ზოგი ნივთიერება საშუალებას აძლევს ელექტრულ მუხტს ადვილად გადაადგილდეს ამ ნივთიერებაში, ზოგი კი არა. ძალიან ადვილად მოძრაობს მუხტი სპილენძის მავთულში, მაგრამ თუ ამ მავთულს შევცვლით ნეილონის ძაფით, თხელი რეზინით ან წვრილი ხის ჯოხით, აღმოჩნდება, რომ მათში არ შეიმჩნევა არანაირი მუხტის მოძრაობა.

- ✓ ნივთიერებებს, რომლებიც კარგად ატარებს ელექტრულ მუხტს, გამტარები ეწოდება;
- ✓ ნივთიერებებს, რომლებიც არ ატარებს ელექტრულ მუხტს, იზოლატორები ან არაგამტარები ეწოდება.

ჩვენ მაგალითში სპილენძი გამტარია, ხოლო ნეილონი, რეზინა და ხე იზოლატორებია (არაგამტარები). ლითონების უმეტესობა კარგი გამტარებია, ხოლო სხვა, არალითონური წარმოშობის ნივთიერებები, მეტწილად, იზოლატორები.

ისეთ ლითონებში, როგორიცაა სპილენძი, ალუმინი რკინა და განსაკუთრებით *ოქრო*, რომელიც ერთერთი ყველაზე კარგი გამტარია, თითოეულ ატომში ერთი ან მეტი ელექტრონი (გარე შრეზე) თავისუფალია/არ არის ბმული, ანუ მასზე სუსტად მოქმედებს ბირთვის მიზიდულობის ძალა, და ასეთ ელექტრონებს შეუძლია თავისუფალი გადაადგილება ლითონის მთელ მოცულობაში. დანარჩენი ელექტრონები ბმულია, ანუ ვერ ტოვებს თავის ადგილ-მდებარეობას ბირთვის ძლიერი მიზიდულობის გამო. თავის მხრივ, ბირთვები მკაცრად განსაზღვრულ ადგილებს იკავებს ნივთიერებაში.

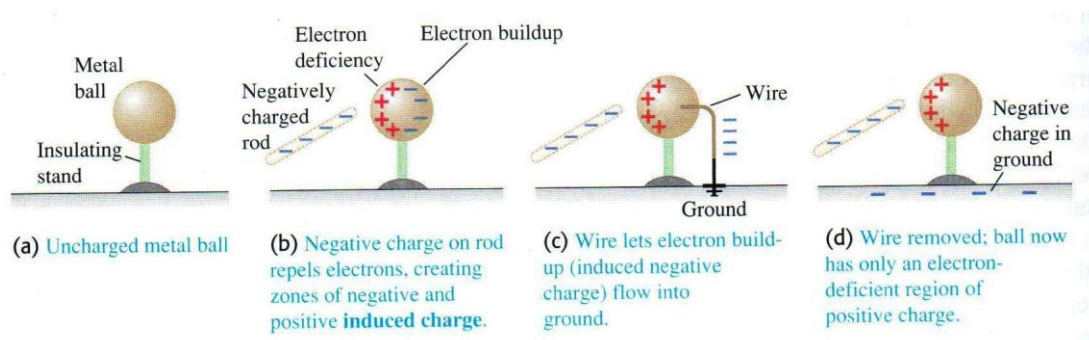
იზოლატორებში თავისუფალი ელექტრონები ან სულ არ არის, ან ძალიან ცოტაა, და ელექტრული მუხტი თავისუფლად ვერ გადაადგილდება არაგამტარში. არის, ასევე, ნივთიერებები, სახელად **ნახევარგამტარები**, რომლებიც

ელექტროგამტარობის თვალსაზრისით შუალედურ ადგილს იკავებს გამტარებსა და არაგამტარებს შორის.

ინდუცირებული დამუხტვა

თუ ჩვენ გვსურს დავმუხტოთ რაიმე გამტარი სხეული, საჭიროა გამტარი მავთულით, ვთქვათ, სპილენძის მავთულით, მივუერთოთ ის რაიმე დამუხტულ სხეულს, რომლის მუხტის ნაწილი გადავა დასამუხტ სხეულზე. მაგრამ არსებობს გამტარის დამუხტვის სხვა ხერხიც, რომელსაც ეწოდება **დამუხტვა ინდუქციით ან ინდუცირებული დამუხტვა**.

მე-3 სურათზე ნაჩვენებია ინდუცირებული დამუხტვის სქემა. ლითონის დაუმუხტავი სფერო განთავსებულია არაგამტარ საყრდენზე. მას უახლოვებენ უარყოფითად დამუხტულ ღეროს. როდესაც ის ძალიან მიუახლოვდება სფეროს (მაგრამ არ შეეხება მას), ღეროს ჭარბი ელექტრონები განზიდავს ლითონის სფეროს თავისუფალ ელექტრონებს და ისინი გადაადგილდება მარჯვნივ ანუ მოსცილდება ღეროს. შესაბამისად, სფეროს მარცხენა მხარე დაიმუხტება დადებითად. ამით ჩვენ მივიღებთ *ჭარბ დადებით მუხტს მარცხნივ და ჭარბ უარყოფით მარჯვნივ*. ამ მუხტებს **ინდუცირებულ მუხტებს** უწოდებენ.



სურ. 3. ინდუცირებული მუხტები.

თუმცა ყველა თავისუფალი ელექტრონი როდი გადადის მარჯვნივ მხარეს. როგორც კი მარჯვნივ დაგროვდება ჭარბი უარყოფითი მუხტი, ის აღძრავს იქ მყოფ თავისუფალ ელექტრონებზე მოქმედ მარცხნივ მიმართულ ძალებს, და ეს ელექტრონები მიემართება მარცხნივ, იქ მყოფი დადებითი მუხტისკენ. შედეგად, მათი განეიტრალებით იქმნება წონასწორული მდგომარეობა, სადაც ღეროს მიერ შექმნილი, თავისუფალ ელექტრონებზე მოქმედი, მარჯვნივ მიმართული ძალა ბათილდება ინდუცირებული მუხტით შექმნილი, თავისუფალ ელექტრონებზე მოქმედი, მარცხნივ მიმართული ძალით. თუ სფეროს მოვაცილებთ დამუხტულ ღეროს, თავისუფალი ელექტრონები დაბრუნდება უკან და დამყარდება პირვანდელი ნეიტრალური მდგომარეობა.

მაგრამ თუ ღერო კვლავინდებურად იმყოფება სფეროს სიახლოვეს და ჩვენ სფეროს *დავაძინებთ*, ანუ მის მარჯვნივ მხარეს მავთულის საშუალებით შევახებთ

დედამიწას, ეს უკანასკნელი არის რა უზარმაზარი გამტარი, უმაღლესი შთანთქმის სფეროზე მყოფ ჭარბ ელექტრონებს და მავთულისა და ღეროს მოცილების შემდეგ სფეროზე დარჩება მხოლოდ დადებითი ინდუცირებული მუხტი.

დაუმუხტავ სხეულებზე მოქმედი ელექტრული ძალები

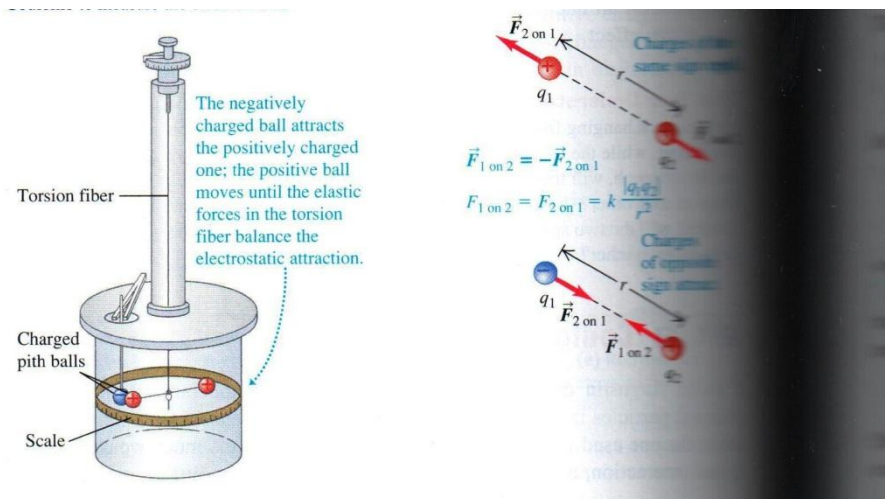
და ბოლოს ავღნიშნოთ, რომ დამუხტულ სხეულს ძალუმს აღძრას ელექტრული ძალა დაუმუხტავ სხეულებშიც. თავის დავარცხნის შემდეგ სავარცხელი იმუხტება და იკრავს აშკარად დაუმუხტავი ქაღალდის პატარა ნაგლეჯებს. როგორ ხდება ეს?

ამ ურთიერთქმედებას *ინდუცირებული დამუხტვის ეფექტს* უწოდებენ. არაგამტარშიც კი ელექტრულ მუხტებს შეუძლია გადაადგილება წინ და უკან, მათ სიახლოვეს დამუხტული სხეულის გამოჩენის შემთხვევაში. დამუხტული სავარცხელი იწვევს მუხტის მცირე წანაცვლებას ნეიტრალური არაგამტარის მოლეკულებში. ამ მოვლენას *პოლარიზაცია* ეწოდება. ნივთიერებაში დადებითი და უარყოფითი მუხტი ტოლადაა წარმოდგენილი, მაგრამ დადებითი მუხტები უფრო ახლოსაა განლაგებული სავარცხელის მიმართ და მიიზიდება მისკენ მეტად, ვიდრე განიზიდება უარყოფითი მუხტები, ამიტომ მათი ჯამური ძალა მიიზიდვის ძალაა. იგივე მოხდება დადებითად დამუხტული სავარცხლის შემთხვევაშიც, ოღონდ დადებითი და უარყოფითი მუხტები იცვლის განლაგებას.

მაშასადამე, ნებისმიერად, როგორც დადებითად, ისე უარყოფითად დამუხტული სხეული მიიზიდავს დაუმუხტავ არაგამტარს. ეს ეფექტი გამოიყენება სფრეი-საღებავით ავტომობილების ღებვისას.

1.3. კულონის კანონი

ფრანგმა ფიზიკოსმა *შარლ ოგიუსტენ დე კულონმა* (1736-1806) დეტალურად შეისწავლა დამუხტულ ნაწილაკებს შორის არსებული ურთიერთქმედების ძალები 1784 წელს. ამ ძალების გასაზომად და შესაფასებლად მან გამოიყენა ე.წ. *გრეხვითი სასწორი* (სურ. 4 - 21.10), რომლის ანალოგი, სხვათა შორის, 13 წლის შემდეგ გამოიყენა ქავენდიშმა გაცილებით სუსტი გრავიტაციული ურთიერთქმედების შესწავლისას. შემოვიღოთ *წერტილოვანი მუხტის* ცნება.



სურ. 4. გრეხვითი სასწორი. მუხტების მიზიდვა/განზიდვის ურთიერთქმედება.

- ✓ წერტილოვანი ეწოდება დამუხტულ სხეულებს, რომელთა ზომები გაცილებით ნაკლებია და შეიძლება უგულებელყოფილიც კი იყოს მათ შორის მანძილთან შედარებით.

წერტილოვანი მუხტებისთვის კულონმა დაადგინა, რომ მათ შორის ურთიერთქმედების ძალა $1/r^2$ -ის პროპორციულია. ასევე მან აღმოაჩინა, რომ მუხტებს შორის ურთიერთქმედების ძალა თვით ამ მუხტების სიდიდის პროპორციულიც არის. ამ დამოკიდებულების დასადგენად კულონმა გაყო მუხტი ორ ტოლ ნაწილად დამუხტული გამტარი მცირე ზომის დამუხტული სფეროს შეხებით ისეთივე დაუმუხტავ სფეროსთან. აქ მან გამოიყენა მუხტის შენახვის კანონი. შედეგად, მუხტი თანაბრად განაწილდა ორ ერთნაირ სფეროს შორის. ამ მაგალითში ყურადსაღებია ელექტრული მუხტის შენახვის/მუდმივობის კანონის უმნიშვნელოვანესი როლი. მაშასადამე, კულონს უკვე შეეძლო მიეღო ნებისმიერი საწყისი მუხტის ნახევარი, მეოთხედი, მერვედი და ა.შ. და, შედეგად, მან დაადგინა, რომ ძალები, რომლებსაც ორი წერტილოვანი q_1 და q_2 მუხტი აღძრავს ერთმანეთის მიმართ, თითოეული მუხტის პროპორციულია და, რა თქმა უნდა, ამ მუხტების ნამრავლის $q_1 \cdot q_2$ პროპორციულიც არის.

კულონის კანონი:

- ✓ ორ წერტილოვან მუხტს შორის მოქმედი ელექტრული ძალის მოდული პირდაპირპროპორციულია ამ მუხტების ნამრავლის და უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატის
- ✓

$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}. \quad (1)$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,987551787 \times 10^9 \text{ ნძ}^2/\text{ჯ}^2$$

პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომლის მნიშვნელობა მჭიდროდ არის დაკავშირებული სინათლის სიჩქარესთან ვაკუუმში

$$(c = 299792458 \times 10^8 \text{ მ/წმ})$$

და ის მოცემულია ერთეულთა საერთაშორისო სისტემაში (SI), სადაც მუხტის ერთეულია კულონი (კ).

$\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ ჯ}^2/\text{ნძ}^2$ არის ელექტრული მუდმივა.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}. \quad (2)$$

თუმცა მუხტის ყველაზე ფუნდამენტურ ერთეულად მიჩნეულია ელექტრონის, იგივე პროტონის მუხტის მოდული, რომელიც e სიმბოლოთი აღინიშნება და ის უდრის:

$$e = 1,602176487(40) \times 10^{-19} \text{ კ.}$$

ელექტრულ მუხტების შორის მოქმედი ძალები ყოველთვის მიმართულია მათი შემადგენელი წრფის გასწვრივ. როდესაც მუხტები ერთნიშნაა, მათ შორის მოქმედებს განზიდვის, ხოლო საპირისპირო ნიშნის მუხტებს შორის – მიზიდვის ძალები.

ძალების სუპერპოზიცია/ზედდება

ჩვენ დავადგინეთ, რომ კულონის კანონი აღწერს მხოლოდ ორი წერტილოვანი მუხტის ურთიერთქმედებას. ცდებმა აჩვენა, რომ როდესაც ორი მუხტი ერთდროულად აღძრავს ძალებს მესამე მუხტის მიმართ, მასზე მოქმედი ჯამური ძალა ცალკეული ძალების ვექტორულ ჯამს წარმოადგენს. ძალების ამ უმნიშვნელოვანეს თვისებას, რომელიც ნებისმიერი რაოდენობის მუხტზე ვრცელდება უწოდეს ძალების სუპერპოზიციის პრინციპი. მისი გამოყენებით კულონის კანონი შეიძლება ადვილად განვავრცოთ მუხტების ნებისმიერ სისტემაზე.

1.4. ელექტრული ველი

როდესაც ორი ელექტრულად დამუხტული ნაწილაკი ურთიერთქმედებს თავისუფალ სივრცეში, როგორ ამოიცნობს ისინი ერთმანეთს ანუ რა გზით აღმოაჩენს ერთი მათგანი მეორეს? ამ შეკითხვაზე პასუხის გასაცემად და, ამავდროულად, კულონის კანონის ახლებურად განმარტვის მიზნით (მეტად მოსახერხებელი ფორმით) შემოვიღოთ *ელექტრული ველის* ცნება.

ზოგადად ველის ცნება შემოღებულია სხეულთა შორის უკონტაქტო ურთიერთქმედების აღსაწერად. ასეთი იყო ამ წიგნის პირველ ნაწილში გრავიტაციული ველი, რომელიც არსებობს ყველა, გარკვეული მასის მქონე სხეულის გარშემო, მეტად ეს ეხებოდა დედამიწას. ჩვენ კონკრეტულ შემთხვევაში უნდა წარმოვიდგინოთ, რომ დამუხტული სხეულის/ნაწილაკის გარშემო არსებობს ე.წ. ელექტრული ველი, რომელიც გარკვეული ძალით მოქმედებს ნებისმიერ სხვა დამუხტულ ნაწილაკზე, რომელიც მოხვდება ამ ველის მოქმედების არეალში. მაშასადამე, ერთმანეთისგან გარკვეული მანძილით დაშორებული ორი დამუხტული სხეული ურთიერთქმედებს მათ მიერ შექმნილი ელექტრული ველების საშუალებით. ეს ნიშნავს, რომ ერთი მუხტი მეორეზე მოქმედებს $\vec{F}$ ძალით, ხოლო მეორე პირველზე იმოქმედებს $-\vec{F}$ ძალით.

- ✓ დამუხტულ სხეულზე მოქმედი ელექტრული ძალა აღიძვრება სხვა დამუხტული სხეულების მიერ შექმნილი ელექტრული ველით.

ელექტრულ ველს სწავლობენ ე.წ. სასინჯი მუხტის საშუალებით. დამუხტული სხეულის მიერ შექმნილი ელექტრული ველის ერთსა და იგივე წერტილში ათავსებენ სხვადასხვა სასინჯ მუხტებს. თითოეულზე მოქმედებს შესაბამისად განსხვავებული ელექტრული ძალა ველის მხრიდან. მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ამ ძალების ფარდობა შესაბამის სასინჯ მუხტების მოდულებზე მოცემულ წერტილში სულ ერთ და იგივეა. ეს სიდიდე ელექტრული ველის ძირითად ძალურ მახასიათებლად მიიჩნიეს და *ელექტრული ველის* $\vec{E}$ დამაბულობა შეარქვეს.

- ✓ დამუხტული სხეულის გარშემო აღძრული ელექტრული ველის დამაბულობა ამ ველში შეტანილ მუხტზე მოქმედი ძალისა და მუხტის სიდიდის ფარდობის ტოლია.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (3)$$

აქედან მუხტზე ელექტრული ველის მხრიდან მოქმედი ძალა განისაზღვრება, როგორც:

$$\vec{F} = q\vec{E}. \quad (4)$$

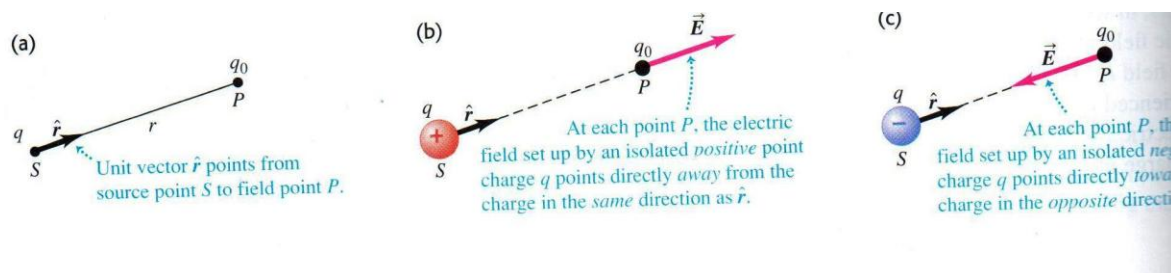
თუ გავატარებთ ანალოგიას ელექტრულ ველსა და გრავიტაციულ ველს შორის, აღმოჩნდება, რომ სიმძიმის ძალის g აჩქარება იგივე გრავიტაციული ველის დამაბულობაა

$$\vec{F}_{\text{გრავ}} = m\vec{g} \quad \text{და} \quad \vec{g} = \vec{F}_{\text{გრავ}}/m$$

ანუ დედამიწის ცენტრიდან ათვლილ ნებისმიერ მანძილზე დამაბულობის მოდულია

$$g_r = G \frac{M}{r^2}.$$

წერტილოვანი მუხტის ელექტრული ველი



სურ. 5. ელექტრული ველი.

განვსაზღვროთ წერტილოვანი მუხტის მიერ შექმნილი ელექტრული ველი (სურ. 5). მუხტის ადგილმდებარეობას დავარქვათ **წყარო**, ხოლო წერტილს, სადაც ვსაზღვრავთ ველს – **ველის წერტილი**. ასევე შემოვიღოთ ერთეულოვანი $\vec{r}$ ვექტორის ცნება, რომელიც მიმართულია წყაროს და ველის წერტილის შემაერთებელი წრფის გასწვრივ. ეს ვექტორი უდრის წყაროსა და ველის წერტილს შორის $\vec{r}$ გადაადგილების ფარდობას ამ წერტილებს შორის $r = |\vec{r}|$ მანძილთან ანუ $\hat{r} = \vec{r}/r$. თუ მცირე სასინჯ q_0 მუხტს მოვათავსებთ ველის წერტილში წყაროდან r

მანძილზე, მაშინ ელექტრული ველის მხრიდან მასზე მოქმედი ძალის მოდული მოიცემა კულონის კანონით:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q| \cdot |q_0|}{r^2},$$

ხოლო ველის დამაბულობის მოდული ამ წერტილში იქნება:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q|}{r^2}, \quad (5)$$

ხოლო ვექტორული ფორმით ეს გამოსახულება ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q|}{r^2} \vec{r}. \quad (6)$$

ჩვენ განვსაზღვრეთ ელექტრული ველის $\vec{E}$ დამაბულობა ერთ გარკვეულ წერტილში. მაგრამ დამაბულობა ველის სხვადასხვა წერტილში სხვადასხვა მნიშვნელობებს იღებს ასე, რომ დამაბულობა არ არის განმხოლოებული ვექტორული სიდიდე, ის არის ვექტორულ სიდიდეთა უსასრულო ერთობლიობის წევრი, და მუდამ იცვლება სივრცის წერტილიდან წერტილამდე. ელექტრული ველი, მაშასადამე, არის ე.წ. **ვექტორული ველის** მაგალითი. მართკუთხა კოორდინატთა სისტემის (x, y, z) გამოყენებით ვარკვევთ, რომ $\vec{E}$ დამაბულობის მდგენელები ნებისმიერ წერტილში, ზოგადად, ამ წერტილის კოორდინატების ფუნქციებია:

$$E_x(x, y, z); \quad E_y(x, y, z); \quad E_z(x, y, z).$$

ვექტორული ველები ფიზიკის მნიშვნელოვან ნაწილს წარმოადგენს და არა მხოლოდ ელექტრობასა და მაგნიტიზმში. ასეთი ველის თვალსაჩინო მაგალითია ქარის ნაკადების $\vec{v}$ სიჩქარე, მისი და, ასევე, მისი შემადგენლების მოდული და მიმართულება, რომელიც მუდამ იცვლება ატმოსფეროში წერტილიდან წერტილამდე.

ზოგიერთ ვითარებაში ველის დამაბულობის (და, ცხადია, მისი შემადგენლების) მოდული და მიმართულება გარკვეულ ადგილას თუ სივრცის რაიმე მოცულობაში უცვლელია. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ ამ ადგილას ველი *ერთგვაროვანია*. ასეთი ელექტრული ველი არსებობს *კონდენსატორის* შემონაფენებს შორის.

- ✓ ელექტრულ ველს, რომლის დამაბულობა ამ ველის ყველა წერტილში ერთნაირია, ერთგვაროვანი ელექტრული ველი ეწოდება.

რადგან უკვე ვიცით, რომ ელექტრული ველი მასში მყოფ მუხტებზე ძალით მოქმედებს, ის უნდა იწვევდეს ამ მუხტების მოწესრიგებულ, მიმართულ მოძრაობას. თუმცა, განმარტებით, ელექტროსტატიკური ვითარება გულისხმობს, რომ მუხტები მოწესრიგებულად არ მოძრაობს. მაშასადამე, ვასკვნით, რომ გამტარში (მის შიგნით) ელექტროსტატიკური ველის არ არსებობს და მუხტები ჩვეულებრივ, ქაოსურ მოძრაობას ასრულებს.

1.5. ელექტრული ველის გათვლა

გამოსახულებები (5) და (6) აღწერს წერტილოვანი მუხტის მიერ შექმნილ ელექტრულ ველს. მაგრამ უმეტეს რეალურ, პრაქტიკულ და ყოველდღიურ

ვითარებებში საქმე გვაქვს სივრცეში განაწილებულ მუხტებთან. მაგალითად, ადრე ნახსენებ პლასტიკურ და მინის ღეროებზე მუხტი სრულად განაწილებულია მათ ზედაპირებზე.

ამ განყოფილებაში ჩვენ ვისწავლით ისეთი ელექტრული ველების გათვლას, რომლებიც შექმნილია მუხტის სხვადასხვა განაწილების შედეგად. ასეთი სახის გათვლებს უდიდესი პრაქტიკული მნიშვნელობა ენიჭება ელექტრული ძალების ტექნოლოგიური გამოყენებისას.

ელექტრული ველების სუპერპოზიცია/ზედდება

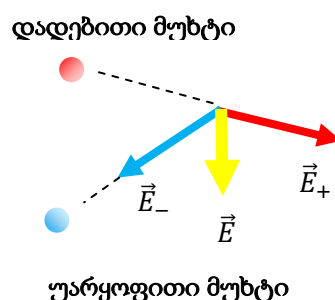
მუხტების განაწილებით გამოწვეული ველების გათვლის მიზნით წარმოვიდგინოთ მუხტის ისეთი განაწილება, რომელიც წარმოადგენს მრავალი წერტილოვანი მუხტის ერთობლიობას $q_1, q_2, q_3, \dots$ (ეს საკმარისად რეალური ვითარებაა, რადგან ნებისმიერი მუხტი შექმნილია პროტონებითა თუ ელექტრონებით, რომლებიც იმდენად მცირეა, რომ თავისუფლად შეუძლია წერტილოვნად ჩაითვალოს). ველის ნებისმიერ წერტილში თითოეული მუხტი ქმნის საკუთარ ელექტრულ ველს დაძაბულობებით $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3, \dots$, და ამ წერტილში ჩასმულ სასინჯ q_0 მუხტზე ცალკეული მუხტები მოქმედებს $\vec{F}_1 = q_0 \vec{E}_1, \vec{F}_2 = q_0 \vec{E}_2, \dots$ ძალებით. ძალების სუპერპოზიციის პრინციპიდან გამომდინარე სასინჯ მუხტზე მოქმედი ტოლქმედი/ჯამური ძალაა:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots = q_0 \vec{E}_1 + q_0 \vec{E}_2 + q_0 \vec{E}_3 + \dots$$

ყველა მუხტის მიერ შექმნილი ერთობლივი, სრული ველის დაძაბულობა მოცემული იქნება შემდეგი გამოსახულებით:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots$$

- ✓ სივრცის რაიმე წერტილში მუხტების მიერ შექმნილი სრული ელექტრული ველის დაძაბულობა ამ წერტილში არსებული ცალკეული ელექტრული ველების დაძაბულობების ვექტორული ჯამის ტოლია.



სურ. 6. ელექტრული ველების სუპერპოზიციის პრინციპი.

ეს არის ელექტრული ველის სუპერპოზიციის/ზედდების პრინციპი.

როდესაც ელექტრული მუხტი განაწილებულია წირზე, ზედაპირსა თუ მოცულობაში, სასარგებლოა შემოტანილ იქნას რამდენიმე ახალი, შექმნილი ვითარების აღმწერი სიდიდე.

- ✓ მუხტის წირითი განაწილებისას შემოღებულია მუხტის წირითი სიმკვრივის ცნება

$$\lambda = \frac{q}{\ell}, \text{ ერთეულია } \frac{\text{კ}}{\text{მ}}.$$

- ✓ მუხტის ზედაპირული განაწილებისას შემოღებულია მუხტის ზედაპირული სიმკვრივის ცნება

$$\sigma = \frac{q}{S}, \text{ ერთეულია } \frac{\text{კ}}{\text{მ}^2}.$$

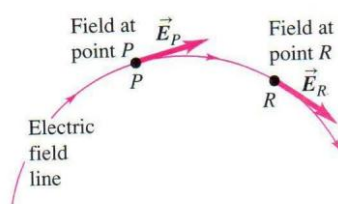
- ✓ მუხტის მოცულობითი განაწილებისას შემოღებულია მუხტის მოცულობითი სიმკვრივის ცნება

$$\rho = \frac{q}{V}, \text{ ერთეულია } \frac{\text{კ}}{\text{მ}^3}.$$

1.6. ელექტრული ველის ძალწირები

ელექტრული ველის კონცეფცია და ცნება საკმარისად ძნელი აღსაქმელია, რადგან ის არ ემორჩილება ადამიანის შეგრძნების ჩვეულ უნარებს: ის უხილავია, უხმოა, არ არქვს სუნი, შეხებით მას ვერ შეიგრძნობ და სხვა. ერთადერთი, რითაც ჩვენ ვგებულობთ მის არსებობას, არის დამუხტულ სხეულებზე ზემოქმედება ძალით. თუმცა შესაძლებელია ხილული გავხადოთ ელექტრული ველი, თუ შემოვიღებთ ე.წ. ელექტრული ველის წირების ან ძალწირების ცნებას.

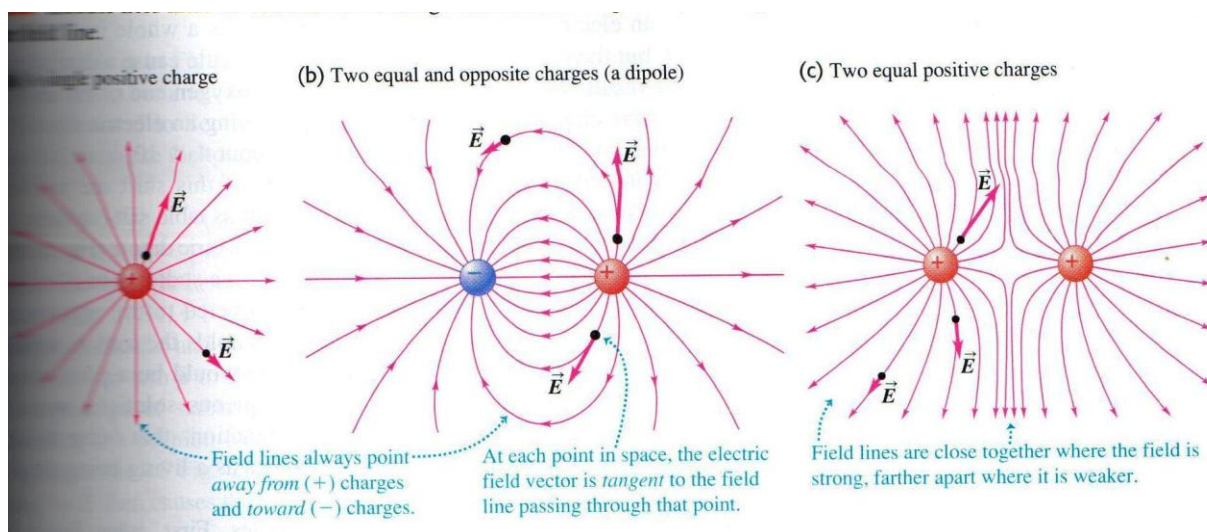
- ✓ ელექტრული ველის ძალწირი ეწოდება სივრცეში გავლებულ წარმოსახვით წირს, რომლის ყველა წერტილში დაძაბულობის ვექტორი მიმართულია ამ წერტილში გავლებული მხების გასწვრივ (სურ. 7).



სურ. 7. ელექტრული ველის ძალწირები.

ელექტრული ველის ძალწირები აჩვენებს არა მარტო დამაბულობის მიმართულებას სივრცის ნებისმიერ წერტილში, არამედ ველის სიძლიერესაც. იქ, სადაც ძალწირები განლაგებულია *მჭიდროდ*, *ერთმანეთთან ახლოს*, ველი ძლიერია, ხოლო *იშვიათად*, *ერთმანეთისგან მოშორებით* განლაგებული ძალწირების შემთხვევაში ველი სუსტია. და ბოლოს, თუ ელექტრული ველის ძალწირები ურთიერთპარალელურია და ტოლი მანძილებითაა ერთმანეთისგან დაშორებული, ელექტრული ველი ერთგვაროვანია.

მიღებულია, რომ ძალწირი იწყებოდეს დადებით მუხტზე და მთავრდებოდეს უარყოფითზე, თუ დადებითი და უარყოფითი მუხტები ერთმანეთთან ახლოსაა განთავსებული ანუ ქმნის სისტემას, ხოლო თუ მუხტები განცალკევებულია, მაშინ ძალწირი იწყება რა დადებით მუხტზე, მიემართება უსასრულობაში და, ასევე, მოდის რა უსასრულობიდან, მთავრდება უარყოფით მუხტზე (სურ. 8).



სურ. 8. ელექტრული ველის ძალწირების ურთიერთგანლაგება მუხტების ნიშნის მიხედვით.

1.7. ელექტრული დიპოლი

- ✓ ელექტრული დიპოლი ეწოდება ერთნაირი სიდიდისა და საპირისპირო ნიშნის წერტილოვანი მუხტების წყვილს, რომლებიც დაცილებულია გარკვეული მანძილით.

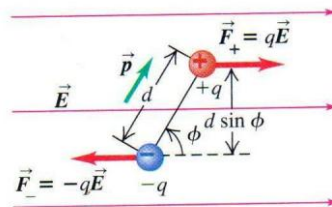
მაშასადამე, გვაქვს ერთმანეთისგან d მანძილით დაშორებული q და $-q$ მუხტები. დიპოლის ძალიან ბევრი მაგალითი არსებობს ყოველდღიურ ცხოვრებაში, დაწყებული მოლეკულებით და სატელევიზიო ანტენით

დამთავრებული. განსაკუთრებით ფართოდ გამოვიყენებთ ამ ცნებას შემდგომში დიელექტრიკების განსაზღვრა/შესწავლაში. დიპოლის შესწავლისას უნდა გაირკვეს, პირველი – რა ძალისა და ძაღლის მომენტის ზემოქმედებას განიცდის გარე ელექტრულ ველში ჩასმული დიპოლი და მეორე – რა ელექტრულ ველს აღძრავს თვით დიპოლი.

ელექტრული დიპოლის ძალა და მომენტი

ჩავსვათ დიპოლი გარე ერთგვაროვან $\vec{E}$ დამაბულობის ელექტრულ ველში (სურ. 9). სურათზე $\vec{p}$ არის ე.წ. დიპოლის მომენტი (მასზე მოგვიანებით ვისაუბრებთ). მუხტებზე მოქმედ $\vec{F}_+$ და $\vec{F}_-$ ძალებს ერთნაირი qE და საპირისპირო მიმართულება აქვს და მათი ჯამი ნულის ტოლია ანუ:

- ✓ გარე ერთგვაროვან ელექტრულ ველში მოთავსებულ დიპოლზე მოქმედი ძალების ტოლქმედი ნულის ტოლია.



სურ. 9. ელექტრული დიპოლი.

თუმცა, ეს ძალები არ მოქმედებს ერთი წრფის გასწვრივ ასე, რომ მათი მომენტების ჯამი განსხვავდება ნულისგან. მომენტები გამოითვლება დიპოლის ცენტრის მიმართ. ველის დამაბულობასა და დიპოლის ღერძს შორის კუთხე იყოს ϕ , მაშინ დიპოლის მხრები ორივე ძალისთვის იქნება $(d/2)\sin\phi$. ორივე $\vec{F}_+$ და $\vec{F}_-$ ძალის მომენტებს ერთნაირი $(qE)(d/2)\sin\phi$ მოდული აქვს, და ეს მოდულები დიპოლს საათის ისრის მიმართულებით აბრუნებს (თვით ძალის მომენტი $\vec{\tau}$ მიმართულია ნახაზის მართობულად ფურცელში. მაშასადამე, ძალთა სრული მომენტის მოდული ცალკეული ძალის გაორმაგებული მომენტის მოდულის ტოლია:

$$\tau = qEd\sin\phi. \quad (7)$$

- ✓ მუხტის ნამრავლს დიპოლის მუხტებს შორის მანძილზე დიპოლის ელექტრული მომენტი p ეწოდება:

$$p = qd. \quad (8)$$

მისი ერთეულია კ·მ.

ზოგადად დიპოლის ელექტრული მომენტი ვექტორული სიდიდეა $\vec{p}$. მისი მოდული გამოისახება (8) ფორმულით და ის მიმართულია დიპოლის გასწვრივ უარყოფითი მუხტისგან დადებითისკენ, როგორც ნაჩვენებია სურ. 9-ზე.

დიპოლის ელექტრული მომენტის ცნების გათვალისწინებით დიპოლზე გარე ელექტრული ველის მხრიდან მოქმედ ძალთა მომენტის მოდული ტოლი იქნება:

$$\tau = pE \sin \phi. \quad (9)$$

მე-(9) ფორმულაში მოცემული კუთხე არის კუთხე $\vec{p}$ და $\vec{E}$ ვექტორებს შორის. მაშასადამე, გარე ელექტრული ველის ძალთა მომენტი დამაბულობისა და დიპოლის ელექტრული მომენტის ვექტორების ვექტორული ნამრავლის ტოლია:

$$\vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E}. \quad (10)$$

ელექტრული დიპოლის პოტენციური ენერგია

როდესაც დიპოლი გარე ელექტრულ ველში იცვლის მიმართულებას, ელექტრული ველის ძალთა მომენტი ასრულებს მასზე მუშაობას, ამასთან იცვლება დიპოლის პოტენციური ენერგია. ძალთა მომენტის მიერ შესრულებული ელემენტარული მუშაობა dW უსასრულოდ მცირე $d\phi$ წანაცვლებისას ტოლია:

$$dW = \tau d\phi.$$

რადგან ძალთა მომენტი მიმართულია კუთხის შემცირებისკენ, ის უნდა ჩაიწეროს (-) ნიშნით $\tau = -pE \sin \phi$ და $dW = \tau d\phi = -pE \sin \phi d\phi$.

სასრულო წანაცვლებისას ϕ_1 -დან ϕ_2 -მდე ელექტრულ დიპოლზე შესრულებული სრული მუშაობა ტოლი იქნება

$$W = \int_{\phi_1}^{\phi_2} (-pE \sin \phi) d\phi = pE \cos \phi_2 - pE \cos \phi_1.$$

მაშასადამე, მუშაობა უდრის პოტენციური ენერგიის ცვლილებას მინუს ნიშნით, და პოტენციური ენერგიის მნიშვნელობა იქნება

$$U(\phi) = -pE \cos \phi. \quad (11)$$

ეს განტოლება წარმოადგენს მოცემული ვექტორების

$$\vec{p} \cdot \vec{E} = pE \cos \phi$$

სკალარულ ნამრავლს ასე, რომ შეიძლება ჩავწეროთ

$$U = -\vec{p} \cdot \vec{E}. \quad (12)$$

✓ ელექტრული დიპოლის პოტენციური ენერგია უდრის ელექტრული დიპოლის მომენტისა და გარე ელექტრული ველის დეკამბულობის სკალარულ ნამრავლს.

პოტენციურ ენერგიას აქვს მინიმუმი (უკიდურესი უარყოფითი მნიშვნელობა) $U = -pE$ სტაბილურ წონასწორულ მდგომარეობაში, როდესაც $\phi = 0$ და დიპოლის მომენტის $\vec{p}$ ვექტორი გარე ელექტრული ველის $\vec{E}$ დამაბულობის ვექტორის პარალელურია. პოტენციური ენერგია უდიდესია/მაქსიმალურია, როდესაც $\phi = \pi$, და ზემოაღნიშნული ვექტორები ურთიერთსაპირისპიროა, მაშინ $U = +pE$. როდესაც $\phi = \pi/2$ მაშინ $\vec{p} \perp \vec{E}$, და პოტენციური ენერგია ნულის ტოლია.

აქ ჩვენ ვიგულისხმეთ რომ გარე ელექტრული ველი ერთგვაროვანია, ასე, რომ დიპოლზე არ მოქმედებს ტოლქმედი ძალა. თუ ველი ერთგვაროვანი არ არის, დიპოლის ბოლოებზე მოდებული ძალები შეიძლება ბოლომდე არ გაბათილდეს და ტოლქმედი ძალა უკვე განსხვავებულია ნულისგან. მაშასადამე, ჯამური ნულოვანი მუხტისა და ელექტრული დიპოლის მომენტის მქონე სხეულზე შეიძლება მოქმედებდეს ტოლქმედი ძალა არაერთგვაროვან ელექტრულ ველში. ე.ი., ელექტრულ ველს შეუძლია დაუმუხტავი სხეულის პოლარიზაცია მოახდინოს, ანუ განაცალკეოს მუხტები და შექმნას ელექტრული დიპოლის მომენტი. ამგვარად შეუძლია დაუმუხტავ სხეულებს შეიგრძნოს ელექტროსტატიკური ძალების მოქმედება.

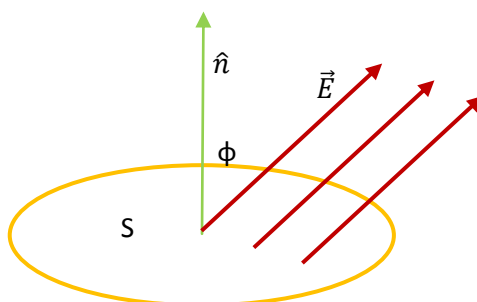
2. გაუსის კანონი

2.1. ელექტრული მუხტი და ელექტრული ნაკადი

როგორც გამოვიკვლიეთ წინა თავში, სივრცის ნებისმიერ წერტილში არსებული ველის ჯამური დამაბულობა ცალკეული მუხტების მიერ შექმნილი ველების ამ წერტილში დამაბულობების ვექტორული ჯამის ტოლია. მოდით, პირიქით დავსვათ შეკითხვა: როგორ განაწილდება მუხტები სივრცეში, თუ ცნობილია ველის მთლიანი სურათი? წარმოვიდგინოთ წარმოსახვითი ზედაპირი, რომელიც გარს ეკვრის სივრცეში რაიმე მუხტს. ჩავთვალოთ ის ჩაკეტილ ზედაპირად, რადგან ის სრულად მოიცავს მუხტის შემცველ სივრცის მოცემულ მოცულობას. წერტილოვანი მუხტის მიერ შექმნილი ელექტრული ველის დამაბულობას ვსაზღვრავთ და ვზომავთ მხოლოდ ამ ზედაპირზე.

ელექტრული ნაკადი და გარსშემორტყმული მუხტი

თუ ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია მუხტის გარშემო არსებული ზედაპირიდან გარეთ, ამბობენ, რომ ის ქმნის გარეთ მიმართულ ელექტრულ ნაკადს (გამავალ ნაკადს). თუ ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია ზედაპირის შიგნით, მას შიგნით მიმართულ ელექტრულ ნაკადს (შემავალ ნაკადს) უწოდებენ.



სურ. 10. ელექტრული ველის ნაკადი.

აქედან გამომდინარე, მარტივად ჩანს, რომ თუ გარსშემორტყმული მუხტი დადებითია, ის ქმნის გარეთ მიმართულ ელექტრულ ნაკადს მაშინ, როდესაც უარყოფითი – შიგნით მიმართულ ელექტრულ ნაკადს. ელექტრული ველის ნაკადი პროპორციულია ველის შემქმნელი მუხტის და, ცხადია, ამ ელექტრული ველის დამაბულობის. ასევე ის პროპორციული უნდა იყოს იმ ზედაპირის ფართობის, რომელსაც განჭვალავს.

2.2. ელექტრული ნაკადის გათვლა

ერთგვაროვანი ელექტრული ველის ნაკადი

თავიდან განვსაზღვროთ ბრტყელ მართობულ ზედაპირში გამავალი ერთგვაროვანი ელექტრული ველის ნაკადი:

$$\Phi_E = ES.$$

ადვილია ნაკადის გამოსახვა ველის ძალწირებით. რაც მეტია ძალწირების სიხშირე მოცემულ ზედაპირზე, მით ძლიერია ნაკადი. მეორეს მხრივ, რაც უფრო დიდია ზედაპირი, მით ისევ მეტია ნაკადი.

თუ ზედაპირი არ არის ძალწირების/ველის მართობული და დამახლოების ვექტორი ადგენს გარკვეულ კუთხეს ზედაპირისადმი გავლებულ მართობთან, მაშინ:

$$\Phi_E = ES \cos \phi. \quad (1)$$

ავღნიშნოთ $E \cos \phi = E_{\perp}$, მაშინ:

$$\Phi_E = E_{\perp} S. \quad (2)$$

თუ შემოვიღებთ ვექტორულ ზედაპირს ($\vec{S}$), რომელიც მოცემული ზედაპირის მართობულია, ნაკადი იქნება გამოსახული დამახლოებისა და ზედაპირის ფართობის ვექტორების სკალარული ნამრავლით:

$$\Phi_E = \vec{E} \cdot \vec{S}. \quad (3)$$

ვექტორული ზედაპირი შეიძლება გამოისახოს ერთეულოვანი ვექტორით ($\hat{n}$), რომელიც მოცემული ზედაპირის მართობულია

$$\vec{S} = S \hat{n}. \quad (4)$$

რადგან ზედაპირს ორი მხარე აქვს, არსებობს $\hat{n}$ და $\vec{S}$ ვექტორის ორი შესაძლო მიმართულება. ადრე ჩვენ შემოვიღეთ *გამავალი* და *შემავალი ნაკადის* ცნება (დადებითი და უარყოფითი მუხტებისთვის). ე.ი. გამავალ ნაკადს შეესაბამება დადებითი Φ_E , ხოლო შემავალს – უარყოფითი Φ_E .

არაერთგვაროვანი ელექტრული ველის ნაკადი

რა მოხდება, თუ ელექტრული ველი ერთგვაროვანი არაა ანუ მისი დამახლოება სხვადასხვა წერტილში განსხვავებულ მნიშვნელობებს იღებს? ან რა იქნება, თუ ზედაპირი გამრუდებულია? აქ ვმოქმედებთ ჩვეული ხერხით –

ზედაპირს ვყოფთ უსასრულოდ მცირე dS არეებად, თითოეულს გააჩნია მართობული ერთეულოვანი $\hat{n}$ ვექტორი ანუ $d\vec{S} = \hat{n}dS$. ჯერ ვანგარიშობთ თითოეული უსასრულოდ მცირე ზედაპირში გამავალი ნაკადი, შემდეგ კი ინტეგრირებით ვსაზღვრავთ მთელ ზედაპირში გამავალ სრულ ნაკადს

$$d\Phi_E = E dS = E \cos\phi dS,$$

$$\Phi_E = \int_S E \cos\phi dS = \int_S E_{\perp} dS = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S}. \quad (5)$$

ამ ინტეგრალს ელექტრული ველის მართობული მდგენელის ზედაპირული ინტეგრალი ეწოდება.

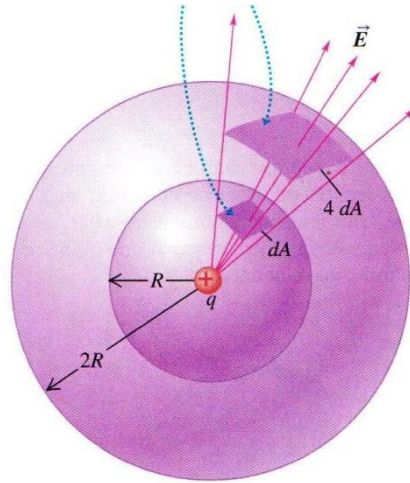
2.3. გაუსის კანონი/თეორემა

გაუსის კანონი/თეორემა კულონის კანონის ალტერნატივაა. არის რა კულონის კანონის სრულად ეკვივალენტური, გაუსის თეორემა უზრუნველყოფს ელექტრულ მუხტსა და ელექტრულ ველს შორის არსებული ურთიერთქმედების გამოსახვის განსხვავებულ გზებს. ეს თეორემა/კანონი ჩამოაყალიბა კარლ ფრიდრიკ გაუსმა (1777-1855), ყველა დროის ერთერთმა უდიდესმა მათემატიკოსმა.

წერტილოვანი მუხტი სფერული ზედაპირის შიგნით

გაუსის თეორემა ადგენს, რომ სრული ელექტრული ნაკადი ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირზე ამ ზედაპირის შიგნით მდებარე მუხტის პროპორციულია.

დავიწყოთ განმხილვითი დადებითი წერტილოვანი q მუხტის ველით. ამ ველის ძალწირები თანაბრად ვრცელდება, უფრო სწორად, *სხივდება* ყველა მიმართულებით. ჩავსვათ ეს მუხტი წარმოსახვითი R რადიუსის მქონე სფეროს შიგნით (სურ. 11). ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორის მოდული ამ სფეროს ნებისმიერ წერტილში არის: $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2}$.



სურ. 11. წერტილოვანი მუხტი სფერული ზედაპირის შიგნით.

ზედაპირის ნებისმიერ წერტილში დამაბულობის ვექტორი ზედაპირის მართობულია და მისი მოდული ყველა წერტილში ერთნაირია. მოცემული ზედაპირის გამჭოლი სრული ელექტრული ნაკადი დამაბულობის E მოდულისა და სფერული ზედაპირის სრული $S = 4\pi R^2$ ფართობის ნამრავლის ტოლია:

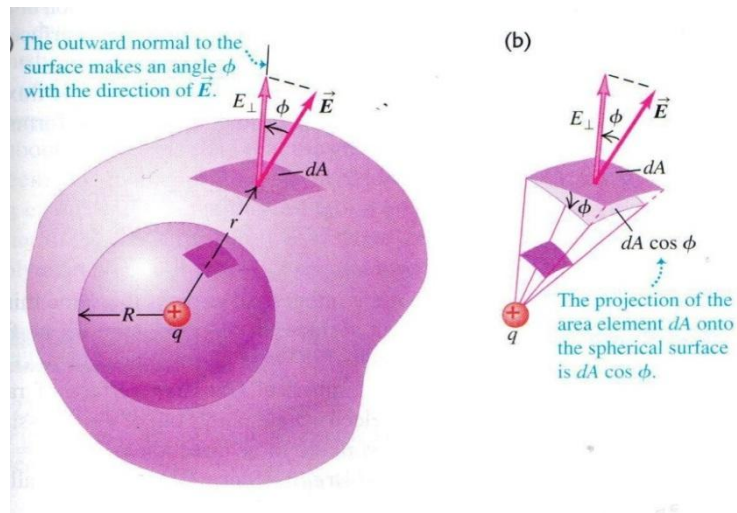
$$\Phi_E = ES = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2} (4\pi R^2) = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (6)$$

როგორც ვხედავთ, ელექტრული ველის ნაკადი დამოკიდებულია მხოლოდ სფერული ზედაპირის შიგნით მდებარე მუხტის სიდიდეზე.

ეს შედეგი ასევე შეიძლება აღიწეროს ძალწირების საშუალებით. სურათ 11-ზე ნაჩვენებია მუხტის გარშემო შემოხაზული R და $2R$ რადიუსის ორი სფერული ზედაპირი. ორივე მათგანში გადის ერთიდაიგივე ძალწირები ერთნაირი რაოდენობით. ასევე, ის, რაც სამართლიანია მთელი სფერული ზედაპირისთვის, სამართლიანია მისი ნებისმიერი ნაწილისთვის. R რადიუსის სფეროზე გამოყოფილია მცირე dS ზედაპირი და შემდეგ მისი გეგმილია ნაჩვენები $2R$ რადიუსის ზედაპირზე. ძალწირების გავლებით ზედაპირების საზღვრებზე ირკვევა, რომ დიდ სფეროზე გამოყოფილი არე უდრის $4dS$. მაგრამ, რადგან ელექტრული ველის დამაბულობა r^2 -ის უკუპროპორციულია, დიდ ზედაპირზე ის იქნება 4-ჯერ ნაკლები, ვიდრე მცირეზე. მაშასადამე, ნაკადი, არის რა ელექტრული ველის დამაბულობისა და ზედაპირის ფართობის ნამრავლი, უცვლელია ორივე ზედაპირზე და მის რადიუსზე დამოკიდებული არ არის.

წერტილოვანი მუხტი არასფერული ზედაპირის შიგნით

გეგმილების გამოყენების ხერხი არასფერულ ზედაპირში გამავალი ელექტრული ველის ნაკადის განსაზღვრის საშუალებას იძლევა. მეორე სფერული ზედაპირის ნაცვლად შემოვხაზოთ R რადიუსის სფერული ზედაპირი არაერთგვაროვანი ფორმის მქონე მეორე, უფრო დიდი ზედაპირით (სურ. 12).



სურ. 12. წერტილოვანი მუხტი არასფერული ზედაპირის შიგნით.

ავიღოთ მცირე dS არე არაერთგვაროვან ზრდაპირზე, რომელიც მეტია, ვიდრე ანალოგიური არე მცირე, სფერულ ზედაპირზე (მცირე და დიდ ზედაპირებს შორის მანძილი ასევე R რადიუსის ტოლია. თუ მართობი dS მიმართ მუხტიდან გავლებულ რადიალურ წირთან ქმნის ϕ კუთხეს, dS -ის გეგმილი სფერულ ზედაპირზე გვამღევს მის ნამრავლს კუთხის კოსინუსზე ($dS \cos \phi$) და, მაშასადამე, მასში გამავალი ელექტრული ნაკადი ტოლი იქნება $E dS \cos \phi$. თუ არაერთგვაროვან ზედაპირს დავყოფთ მცირე dS არეებად, და თითოეულში გამავალ ელექტრულ ნაკადს წარმოვიდგენთ $E dS \cos \phi$ სახით, მთლიან ნაკადს განვსაზღვრავთ ამ გამოსახულების ინტეგრირებით. ზედაპირის თითოეული ელემენტი იძლევა გეგმილს სფერულ ზედაპირზე და მთლიანი ნალადი, რომელიც განჭვალავს არაერთგვაროვან ზედაპირს, იგივე იქნება, რაც სფერულ ზედაპირში გამავალი ნაკადი. მაშასადამე, არაერთგვაროვანი ზედაპირისთვის ვიღებთ:

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (7)$$

(7) სამართლიანია ნებისმიერი ფორმისა თუ ზომის ზედაპირისთვის, რომელიც ჩაკეტილია და შეიცავს მუხტს მის შიგნით.

გაუსის თეორემის ზოგადი სახე

განვმარტოთ გაუსის თეორემა ზოგადი სახით. წარმოვიდგინოთ, რომ ზედაპირი შემოსაზღვრულია არა ერთი, არამედ რამდენიმე $q_1, q_2, q_3, \dots$ მუხტის გარშემო. მაშინ ამ მუხტების მიერ შექმნილი ჯამური ელექტრული ველის დაძაბულობა ცალკეული ველების დაძაბულობების ვექტორული ჯამი იქნება, ხოლო ჯამური მუხტი ცალკეული მუხტების ალგებრული ჯამის ტოლი, ანუ $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots$ და $Q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots$. ჯამური ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორი ზედაპირის მცირე dS არეს მართობულია, ამიტომ გაუსის თეორემა ამ შემთხვევაში ანუ ზოგადი სახით ჩაიწერება როგორც:

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0}. \quad (8)$$

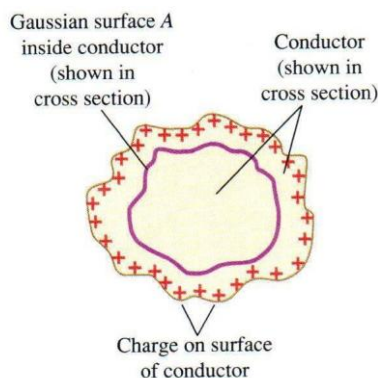
- ჩაკეტილი ზედაპირის გამჭოლი სრული ელექტრული ნაკადი ამ ზედაპირის შიგნით მოთავსებული მუხტის ელექტრულ მუდმივასთან ფარდობის ტოლია.

2.4. გაუსის თეორემის გამოყენება

გაუსის თეორემა სამართლიანია მუხტის ნებისმიერი განაწილებისთვის და ნებისმიერ ჩაკეტილ ზედაპირზე. გაუსის თეორემა გამოიყენება ორი მიმართულებით. თუ ცნობილია მუხტის განაწილება და თუ მას გარკვეული სიმეტრია გააჩნია გაუსის თეორემაში არსებული ინტეგრალის გამოსათვლელად, შესაძლებელია ელექტრული ველის გათვლა. და პირიქით, თუ ცნობილია ელექტრული ველი, გაუსის თეორემის გამოყენებით შესაძლებელია განისაზღვროს მუხტის განაწილება, ვთქვათ, მუხტის განაწილება გამტარ ზედაპირზე.

პრაქტიკული ამოცანების გადაჭრისას ხშირად საჭიროა იმ ელექტრული ველის განსაზღვრა, რომელიც აღიძვრება გამტარზე განაწილებული მუხტით. ასეთი გათვლები ეფუძნება შემდეგ შესანიშნავ გარემოებას:

- თუ მყარ გამტარზე განთავსებულია ჭარბი მუხტი და ის უძრავია, ის მხოლოდ გამტარის ზედაპირზეა განაწილებული, და არავითარ შემთხვევაში მის შიგნით.



სურ. 13. გაუსის ზედაპირი.

დავამტკიცოთ ეს მტკიცებულება:

ცნობილია, რომ ნებისმიერ ელექტროსტატიკურ ვითარებაში (როდესაც მუხტი უძრავია) გამტარის შიგნით ელექტრული ველი არ არის (მისი დაძაბულობა ნულის ტოლია). დაძაბულობა ნულის ტოლი რომ არ ყოფილიყო, გამტარში ჭარბი მუხტი იმოძრაებდა. წარმოვიდგინოთ, რომ გამტარის შიგნით

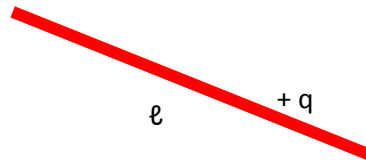
ჩვენ შევქმენით გაუსის ზედაპირი (სურ. 13). რადგან ამ ზედაპირზე ველის დამაბულობა ყველგან ნულის ტოლია ($\vec{E} = 0$), გაუსის თეორემის თანახმად, ამ ზედაპირის შიგნით მუხტი არ უნდა იყოს ($q = 0$). თანდათან შევამციროთ გაუსის ზედაპირით შემოსაზღვრული მოცულობა (მის შიგნით მუხტი არ არის), ვიდრე არ მივიყვანოთ მას წერტილამდე და, ამ წერტილში მუხტი არ იარსებებს. ეს ქმედება შეიძლება შესრულდეს ყველგან გამტარის მთელ მოცულობაში ანუ შეიძლება ითქვას, რომ:

- *მყარი გამტარის შიგნით ჭარბი მუხტი არსად არის, ის გამტარის ზედაპირზეა განთავსებული.*

ეს მტკიცებულება ეხება მხოლოდ *მყარ ერთგვაროვან* გამტარებს. მოგვიანებით განვიხილავთ შემთხვევას, როდესაც გამტარს *ხილრუე* გააჩნია.

ქვემოთ მოყვანილია გაუსის თეორემის გამოყენებით მიღებული ელექტრული ნაკადისა და ელექტრული ველის დამაბულობის ფორმულები მუხტის სხვადასხვა განაწილების შემთხვევაში:

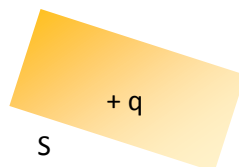
- ერთგვაროვანი წირითი მუხტის (უსასრულო წრფივი გამტარი) ველი



(λ – მუხტის წირითი სიმკვრივე – ერთეულოვან წირზე განაწილებული მუხტი)

$$\Phi_E = \frac{\lambda \ell}{\epsilon_0}, \quad E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda}{r}.$$

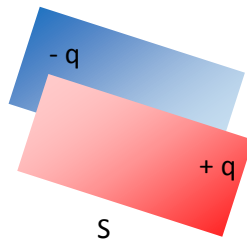
- უსასრულო დამუხტული სიბრტყის ველი



(σ – მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე)

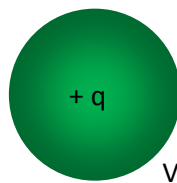
$$\Phi_E = 2ES, \quad E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

- ველი ორ საპირისპიროდ დამუხტულ პარალელურ ფირფიტას შორის



$$E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

- თანაბრად დამუხტული სფეროს ველი



(ρ – მუხტის მოცულობითი სიმკვრივე)

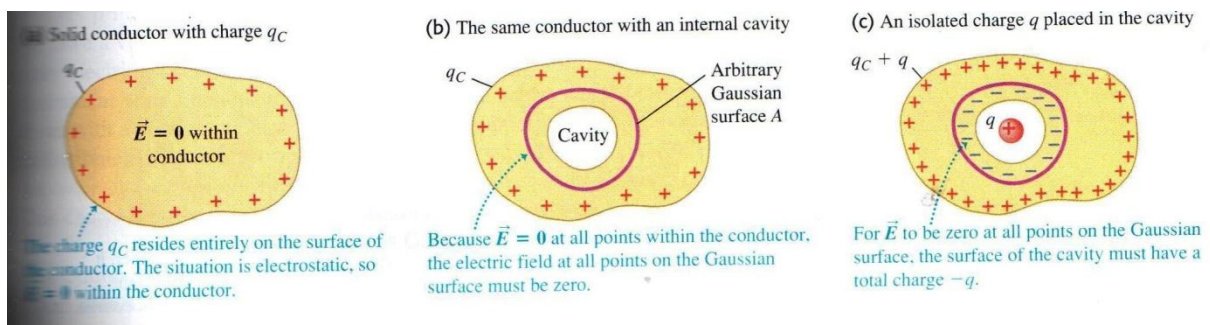
$$\rho = \frac{q}{4\pi R^3/3},$$

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qr}{R^3} \quad (r < R) - \text{ველი სფეროს შიგნით}$$

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (r > R) - \text{ველი სფეროს გარეთ}$$

2.5. ელექტრული მუხტი გამტარებში

ჩვენ ვისწავლეთ, რომ, თუ ჭარბი ელექტრული მუხტი გამტარში არ მოძრაობს, ის განთავსებულია გამტარის ზედაპირზე და გამტარის შიგნით ელექტრული ველი არ არის (სურ. 14ა).



სურ. 14. ელექტრული მუხტი გამტარში.

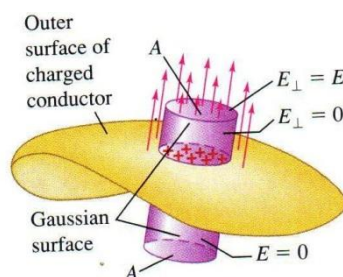
მაგრამ რა მოხდება იმ შემთხვევაში, თუ გამტარის შიგნით აღმოჩნდება სიღრუე (სურ. 14ბ.)? თუ სიღრუეში ჭარბი მუხტი არ არის, ის შეიძლება შემოიხაზოს გაუსის S ზედაპირით (ის მთლიანად გამტარის შიგნითაა), რაც გვიჩვენებს, რომ სიღრუის ზედაპირზე ჭარბი მუხტი არ არის, რადგან გაუსის ამ ზედაპირზე დამაბულობა ყველგან ნულია ($\vec{E} = 0$). ამით მტკიცდება ის მოსაზრება, რომ სიღრუის ზედაპირზე მუხტი არსად არის.

ახლა წარმოვიდგინოთ, რომ სიღრუეში მოთავსდა მცირე ზომისა და q მუხტის მქონე სხეული (სურ. 14გ). გამტარი დაუმუხტავია და იზოლირებულია q მუხტისგან. გაუსის ზედაპირზე დამაბულობა ისევ ნულის ტოლია და გაუსის თეორემის თანახმად, ამ ზედაპირის შიგნით მუხტი ნულის ტოლი უნდა იყოს. მაშასადამე, სიღრუის ზედაპირზე უნდა განაწილდეს $-q$ მუხტი, შექმნილი სიღრუის შიგნით მყოფი q მუხტით. გამტარის სრული მუხტი მაინც ნულის ტოლი უნდა დარჩეს, ე.ი. $+q$ მუხტი უნდა გაჩნდეს ან გამტარის ზედაპირზე, ან მის შიგნით. მაგრამ ჩვენ ვიცით, რომ ელექტროსტატიკურ ვითარებაში გამტარის შიგნით მუხტი არ არის. ე.ი., ის აუცილებლად უნდა გაჩნდეს გამტარის გარე ზედაპირზე. ანალოგიური მსჯელობით, თუ გამტარს თავიდან ჰქონდა საკუთარი ჭარბი q^* მუხტი, სიღრუეში q მუხტის შეტანის შემდეგ მის ზედაპირზე განაწილდება უკვე $q^* + q$ მუხტი.

ელექტრული ველი გამტარის ზედაპირზე

და ბოლოს ავღნიშნოთ, რომ არსებობს გარკვეული თანაფარდობა გამტარის გარეთ ნებისმიერ წერტილში არსებული ელექტრული ველის $\vec{E}$ დამაბულობასა და ამ წერტილში მუხტის ზედაპირულ σ სიმკვრივეს შორის. ზოგადად, ზედაპირის სხვადასხვა წერტილში მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე იცვლება, ხოლო მოცემულ წერტილში ელექტრული ველის დამაბულობა ყოველთვის ზედაპირის მართობულია.

ამ სიდიდეებს შორის კავშირის დასადგენად, წარმოვიდგინოთ გაუსის ზედაპირი მცირე ზომის ცილინდრის სახით, რომლის ერთი ნაწილი გამტარშია, მეორე კი გამტარის გარეთ (სურ. 15).



სურ. 15. ელექტრული ველი გამტარის ზედაპირზე.

გამტარის შიგნით ელექტრული ველი არ არის. გამტარის გარეთ ელექტრული ველის დამაბულობას აქვს ცილინდრის ზედაპირის მართობული $E_{\perp}$ მდგენელი (თუ გამტარის ელექტრული მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე

დადებითია ($\sigma > 0$), გამტარის ზედაპირზე არსებული ელექტრული ველის ძალწირები მიმართულია გამტარიდან გარეთ, ხოლო, თუ გამტარის ელექტრული მუხტის ზედაპირული სიმკვრივე უარყოფითია ($\sigma < 0$), გამტარის ზედაპირზე არსებული ელექტრული ველის ძალწირები მიმართულია გამტარის შიგნით). აქედან გამომდინარე, ზედაპირის გამჭოლი სრული ელექტრული ნაკადია:

$$\Phi_E = E_{\perp} S,$$

ხოლო გაუსის ზედაპირით შემოსაზღვრული მუხტია:

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad q = \sigma S.$$

მაშინ გამტარის ზედაპირზე არსებული ელექტრული ველის დამაბულობა გამოითვლება გაუსის თეორემიდან ($\Phi_E = q/\epsilon_0$):

$$E_{\perp} S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0} \quad \text{და} \quad E_{\perp} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (9)$$

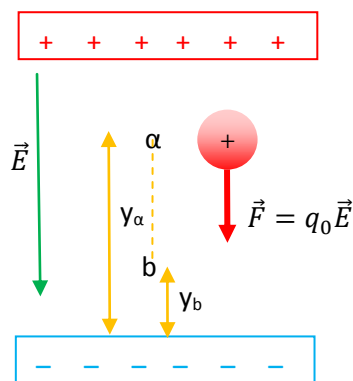
3. ელექტრული პოტენციალი

ამ თავში განვიხილავთ ელექტრულ ურთიერთქმედებასთან დაკავშირებულ ენერგიას. ადრე ჩამოყალიბებული იყო მექანიკური მუშაობისა და ენერგიის ცნებები. ახლა ამ ცნებებს განვავრცობთ ელექტრობაზე. როდესაც დამუხტული ნაწილაკი მოძრაობს ელექტრულ ველში, ეს უკანასკნელი აღძრავს ძალას, რომსაც შეუძლია ნაწილაკზე მუშაობის შესრულება. ეს მუშაობა უნდა აღიწეროს *ელექტრული პოტენციური ენერგიის* საშუალებით, რადგან ის სრულდება ველისა და მუხტის ურთიერთქმედების შედეგად.

3.1. ელექტრული პოტენციური ენერგია

ადრე, მექანიკის კურსში, შემოღებული მუშაობისა და ენერგიის ცნებები და, აგრეთვე, ენერგიის შენახვის კანონი დიდად უნდა დაგვეხმაროს ელექტრული ურთიერთქმედების გაგებასა და შესწავლაში. გავიხსენოთ, რომ პოტენციური ენერგია განისაზღვრება სისტემაში მხოლოდ *კონსერვატული ძალების* არსებობით (ძალების, რომელთა მუშაობა შეკრულ ტრაექტორიაზე ნულის ტოლია). ასევე ამ ძალებით ურთიერთქმედებისას ინახება სისტემის სრული ენერგია.

ერთგვაროვანი ელექტრული ველის ელექტრული პოტენციური ენერგია



სურ. 16. დადებითი სასინჯი მუხტი ვერტიკალურ ქვემოთ მიმართულ ერთგვაროვან ელექტრულ ველში

განვიხილოთ ორი ურთიერთპარალელური, ჰორიზონტალურად მოთავსებული და საპირისპიროდ დამუხტული ფირტიკას მიერ შექმნილ, ქვემოთ მიმართულ $\vec{E}$ დამაბულობის ერთგვაროვან ელექტრულ ველში მოთავსებული დადებითი სასინჯი q_0 მუხტი. მასზე ქვემოთ მიმართული მუდმივი $F = q_0 E$ ძალა მოქმედებს, რომლის სიდიდე მუხტის მდებარეობის დამოუკიდებელია. მაშინ რაიმე d მანძილზე მუხტის გადაადგილებაზე ველის მიერ შესრულებული მუშაობა ტოლია:

$$W = Fd = q_0 Ed. \quad (10)$$

ამ ელექტრული ძალის y -მდგენელი ($F_y = -q_0 E$) მუდმივია და ძალას სხვა, იგულისხმება x -, z -მდგენელები არ აქვს. ეს ძალა *კონსერვატულია* (სიმძიმის mg ძალის მსგავსად) ანუ მის მიერ შესრულებული მუშაობა მოძრაობის ტრაექტორიის დამოუკიდებ-

ბელია. ეს მუშაობა შეიძლება განისაზღვროს პოტენციური ენერგიის U ფუნქციით ანუ ელექტრული ძალის ($F_y = -q_0E$) პოტენციური ენერგია:

$$U = q_0Ey. \quad (11)$$

როდესაც მუხტი y_a სიმაღლიდან ჩამოდის y_b სიმაღლეზე, ელექტრული ველის მიერ შესრულებული მუშაობაა:

$$W = -\Delta U = -(U_b - U_a) = -(q_0Ey_b - q_0Ey_a) = q_0E(y_b - y_a). \quad (12)$$

როდესაც $y_a > y_b$ (სურ. 16), დადებითი სასინჯი q_0 მუხტი მოძრაობს ქვემოთ $\vec{E}$ დამაბულობის მიმართულებით, გადაადგილება ემთხვევა $\vec{F}$ ძალის მიმართულებას და ველი დადებით მუშაობას ასრულებს, რის გამოც პოტენციური U ენერგია კლებულობს. შემოვიტანოთ აღნიშვნა $y_b - y_a = d$, მაშინ $W = q_0Ed$. თუ სასინჯი მუხტი მოძრაობს ზემოთ, ველი ასრულებს უარყოფით მუშაობას და პოტენციური ენერგია იზრდება. თუ სასინჯი მუხტი უარყოფითია, პოტენციური ენერგია იზრდება, როდესაც ის მოძრაობს ველის მიმართულებით და მცირდება, როდესაც ის მოძრაობს ველის საწინააღმდეგოდ.

სასინჯი მუხტის ნიშნის მიუხედავად სრულდება ზოგადი წესი:

- ✓ *პოტენციური ენერგია იზრდება, როდესაც სასინჯი მუხტი მოძრაობს ველის საწინააღმდეგოდ და მცირდება, როდესაც ის მოძრაობს ველის მიმართულებით.*

ორი წერტილოვანი მუხტის ელექტრული პოტენციური ენერგია

ელექტრული პოტენციური ენერგიის არსებობა არ შემოიფარგლება მხოლოდ ერთგვაროვანი ელექტრული ველებით. ეს არის ზოგადი კონცეფცია და მისადაგებელია ნებისმიერ ელექტრულ ველს, რომელიც უძრავი მუხტითაა შექმნილი. დავითვალოთ მუშაობა, რომელსაც ასრულებს q მუხტის მიერ შექმნილი ელექტრული ველი მასში სასინჯი q_0 მუხტის მოძრაობისას რადიალური წირის გასწვრივ. ამ დროს მოქმედი ძალა მოცემულია კულონის კანონით:

$$F_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2}. \quad (13)$$

ელექტრული ველის მიერ სასინჯი მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობის გამოთვლისას ვითვალისწინებთ რა ძალის ცვალებადობას ვიყენებთ ინტეგრირებას ორ a და b წერტილს შორის არსებულ მანძილზე:

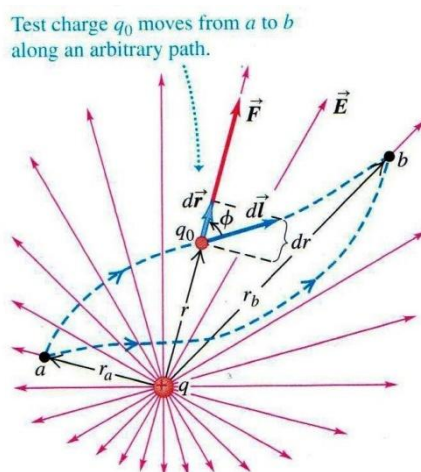
$$W = \int_{r_a}^{r_b} F_r dr = \int_{r_a}^{r_b} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b} \right). \quad (14)$$

ანუ ელექტრული ძალის მიერ შესრულებული მუშაობა მხოლოდ საწყის და საბოლოო წერტილებზეა დამოკიდებული.

თუ წერტილები არ ძევს ერთ რადიალურ წრფეზე, მუშაობა მოცემული იქნება შემდეგი სახით:

$$W = \int_{r_a}^{r_b} F \cos\phi d\ell = \int_{r_a}^{r_b} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} \cos\phi d\ell.$$

აქ $\cos\phi d\ell = dr$. ანუ, მცირე $d\vec{\ell}$ გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობა დამოკიდებულია მხოლოდ r მანძილის უსასრულოდ მცირე dr ცვლილებაზე, რომელიც გადაადგილების რადიალური მდგენელია (სურ. 17).



სურ. 17. მუხტის გადაადგილებაზე ელექტრული ველის მიერ შესრულებული მუშაობა.

მაშასადამე, გამომდინარე (14)-დან, თუ სასინჯი მუხტი არის r მანძილზე q მუხტისგან, ამ ორი წერტილოვანი მუხტის პოტენციური ენერგიაა:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}. \quad (15)$$

რამდენიმე წერტილოვანი მუხტის ელექტრული პოტენციური ენერგია

წარმოვიდგინოთ, რომ ელექტრული ველი, რომელშიც მოძრაობს სასინჯი მუხტი, შექმნილია რამდენიმე $q_1, q_2, q_3, \dots$ წერტილოვანი მუხტით, რომლებიც სასინჯი მუხტისგან იმყოფება $r_1, r_2, r_3, \dots$ მანძილზე. მაშინ შექმნილი სისტემის შესაბამისი პოტენციური ენერგია გამოისახება შემდეგი სახით:

$$U = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \frac{q_3}{r_3} + \dots \right) = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i}. \quad (16)$$

აქედან გამოგვაქვს ზოგადი დასკვნა:

- ✓ მუხტის სტატიკური განაწილებით შექმნილ ნებისმიერ ელექტრულ ველში აღძრული ელექტრული ძალა კონსერვატულია.

ელექტრული პოტენციური ენერგია ნულია, როდესაც მანძილები სასინჯი მუხტიდან ველის შემქმნელ მუხტებამდე უსასრულო ხდება.

ელექტრული ველის მუშაობა ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია

განვიხილოთ დადებითი სასინჯი q_0 მუხტის მოძრაობა A წერტილიდან B-ში, AB გზაზე დადებითი q მუხტის მიერ შექმნილ ელექტრულ ველში. ელექტრული ველის ელემენტარული მუშაობა q_0 მუხტის ელემენტარულ dl მონაკვეთზე გადაადგილებისას ტოლი იქნება:

$$dW = Fdl \cos \alpha.$$

$$\text{მაგრამ } \cos \alpha = \frac{dr}{dl}, \quad dr = dl \cos \alpha.$$

მაშასადამე,

$$dW = Fdr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr.$$

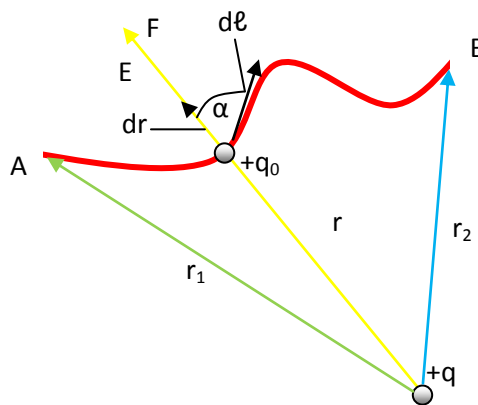
სრული მუშაობა მთელ AB გზაზე:

$$W_{AB} = \int dW = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (17)$$

როგორც (17)-დან ჩანს, მუშაობა დამოკიდებულია მხოლოდ მოძრაობის საწყის და ბოლო წერტილების მდებარეობაზე და არ არის დამოკიდებული გავლილ მანძილსა და ტრაექტორიის ფორმაზე. ეს ნიშნავს, რომ აქ კონსერვატიული ძალა მოქმედებს ანუ ელექტროსტატიკური ველი პოტენციურია. გარდა ამისა, L შეკრულ მონაკვეთზე მუშაობა ნულის ტოლია:

$$W_L = \int_L \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (18)$$

ამ ინტეგრალს ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ეწოდება.



სურ. 18. ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია.

3.2. ელექტრული პოტენციალი

პოტენციალი ელექტრული სიდიდეა, რომელიც ორი დამუხტული სხეულის შემაერთებელ გამტარში მუხტის გადაადგილებას განსაზღვრავს. ელექტრულ ველში მოთავსებულ მუხტს ველთან ურთიერთქმედების (ველის შემქმნელ მუხტთან) პოტენციური ენერგია გააჩნია. მაშასადამე,

- ✓ ველის რაიმე წერტილში ელექტრული პოტენციალი განისაზღვრება მუხტის პოტენციური ენერგიის ფარდობით მუხტის სიდიდესთან

$$\varphi = \frac{E_3}{q_0}. \quad (19)$$

3.3. პოტენციალთა სხვაობა. ძაბვა. ეკვიპოტენციური ზედაპირები

როგორც მექანიკიდან არის ცნობილი, სხეულის A წერტილიდან B წერტილში გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა პოტენციური ენერგიის ცვლილების ტოლია მინუს ნიშნით:

$$W_{AB} = -\Delta E_{\text{პ}} = -(E_{\text{პ}A} - E_{\text{პ}B}) = E_{\text{პ}B} - E_{\text{პ}A}.$$

ამ ტოლობის q_0 სასინჯი მუხტის სიდიდეზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\frac{W_{AB}}{q_0} = \frac{E_{\text{პ}B}}{q_0} - \frac{E_{\text{პ}A}}{q_0} = \varphi_B - \varphi_A = \Delta\varphi.$$

✓ ელექტრული ველის ორ წერტილს შორის არსებული პოტენციალთა სხვაობა ამ წერტილებს შორის მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობისა და ამ მუხტის სიდიდის ფარდობის ტოლია:

$$\Delta\varphi = \frac{W}{q_0}. \quad (20)$$

პოტენციალის ერთეულია ვოლტი.

ველის მუშაობის ორი გამოსახულების შედარებით:

$$W_{AB} = E_{\text{პ}B} - E_{\text{პ}A} \text{ და } W_{AB} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

ელექტრულ ველში წერტილოვანი მუხტის პოტენციური ენერგიისთვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას: $E_{\text{პ}} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r}$, ხოლო იგივე წერტილში პოტენციალისთვის:

$$\varphi = \frac{E_{\text{პ}}}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

მუხტის ველში ელემენტარული გადაადგილებისას ველის მუშაობას ორგვარად გამოვსახავთ – ველის დაძაბულობით და პოტენციალთა სხვაობით:

$$dW = \vec{F} d\vec{l} = q \vec{E} d\vec{l} \text{ და } dW = qd\varphi.$$

განტოლებით მივიღებთ: $q d\varphi = q \vec{E} d\vec{l}$,

მუხტის შეკვეცით კი:

$$d\varphi = \vec{E} d\vec{l} \text{ ან } \vec{E} = \frac{d\varphi}{d\vec{l}}. \quad (21)$$

ეს განტოლებები აღწერს კავშირს ელექტრული ველის ორ მთავარ მახასიათებელს შორის – ველის **დაძაბულობას** და **პოტენციალთა სხვაობას** შორის, რომელსაც **ძაბვას** უწოდებენ. მათემატიკური ოპერატორი:

$$\frac{d}{d\vec{l}} = \text{grad}$$

არის **გრადიენტი**, რომელიც სკალარულ სიდიდეს ვექტორად აქცევს, ე.ი. (19) შეიძლება გადაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\vec{E} = \text{grad}\varphi. \quad (22)$$

✓ **ტოლი პოტენციალის მქონე ზედაპირებს ეკვიპოტენციური ეწოდება.**

ელექტრული ველის ძალწირები ამ ზედაპირების მართობულია. მათ გასწვრივ ველი მუშაობას არ ასრულებს, ანუ:

$$\varphi_A = \varphi_B, \quad \Delta\varphi = 0, \quad W = 0.$$

4. ელექტროტევადობა. კონდენსატორი

4.1. კონდენსატორი

- ✓ განცალკევებული გამტარის ელექტროტევადობა განისაზღვრება მისი მუხტის ფარდობით სივრცის ამ წერტილის ელექტრული ველის პოტენციალთან:

$$C = \frac{q}{\phi}. \quad (23)$$

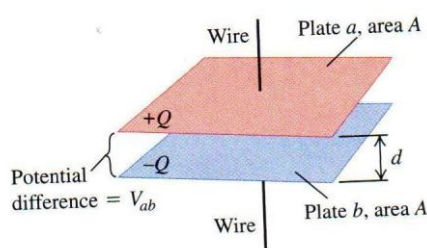
ელექტროტევადობა ფარადებში (ფ) იზომება.

პრაქტიკული თვალსაზრისით, გაცილებით მნიშვნელოვანია განისაზღვროს ისეთი სისტემის ელექტროტევადობა, რომელიც შედგენილია ორი, ერთმანეთთან ახლოს მდებარე, სიდიდით ერთნაირი და საპირისპირო ნიშნისმუხტებიანი გამტარებით – ეს კონდენსატორია.

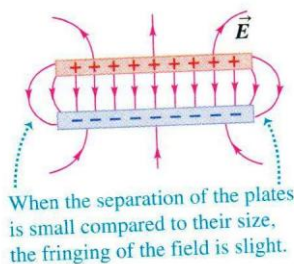
- ✓ კონდენსატორის ელექტროტევადობა განისაზღვრება მისი მუხტის ფარდობით გამტარებს შორის პოტენციალთა სხვაობასთან:

$$C = \frac{q}{\phi' - \phi''} = \frac{q}{U}. \quad (24)$$

$U = \phi' - \phi'' = \Delta\phi$ – კონდენსატორის პოლუსებზე მოდებული ძაბვა.



(b) Side view of the electric field $\vec{E}$



სურ. 19. ელექტროტევადობა. ბრტყელი კონდენსატორი.

ყველაზე გამოსადეგია ბრტყელი კონდენსატორები, რომლებიც შედგენილია ორი, ახლო მდებარე ფირფიტით, დამუხტული მოდულით ერთნაირი და ნიშნით საპირისპირო მუხტებით. ფირფიტებს შორის ხშირად ათავსებენ დიელექტრიკის ფენას. ბრტყელი კონდენსატორის ელექტროტევადობა გამოითვლება ფორმულით:

$$C = q/U;$$

ძაბვა კონდენსატორის შიგნით ელექტრული ველის დაძაბულობასთან დაკავშირებულია თანაფარდობით $U = Ed$, d მანძილია ფირფიტებს შორის; დაძაბულობა განისაზღვრება მუხტის ზედაპირული სიმკვრივის $\sigma = q/S$ (S – კონდენსატორის ფირფიტის ფართობი) გამოყენებით: $E = \sigma/\epsilon_0\epsilon = q/\epsilon_0\epsilon S$. დაძაბულობის ამ ფორმულის ძაბვის გამოსახულებაში ჩასმით მივიღებთ: $U = \frac{qd}{\epsilon_0\epsilon S}$. ძაბვის მნიშვნელობა ჩავსვათ ელექტროტევადობის ფორმულაში, მივიღებთ:

$$C = \frac{q\epsilon_0\epsilon S}{qd},$$

ანუ

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}. \quad (25)$$

4.2. ენერგიის აკუმულირება/დაგროვება. დიელექტრიკები

განვსაზღვროთ კონდენსატორის ენერგია, რომელიც დამუხტვისას გროვდება. ნაკლები რიცხვითი მნიშვნელობების მიღების მიზნით საზღვრავენ ერთი გამტარის ენერგიას, რადგან მეორესაც იგივე ექნება. სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, ერთი გამტარის მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობა მთლიანი დაძაბულობის ნახევრის ტოლია:

$$E' = E'' = E/2.$$

მაშინ კონდენსატორის შიგნით ერთი გამტარის მიერ შექმნილი ველის ენერგიისთვის გვაქვს:

$$W_C = \frac{qEd}{2} = \frac{qU}{2}. \quad (26)$$

(22)-დან: $q = CU$ და $U = \frac{q}{C}$.

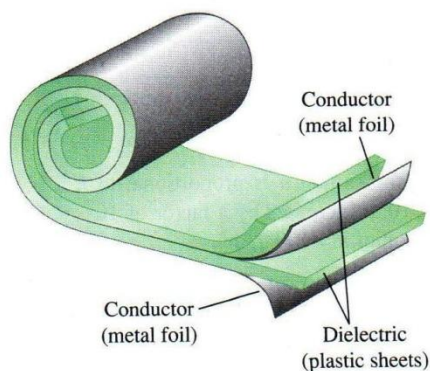
(26)-ში ჩასმით ვიღებთ:

$$W_C = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (27)$$

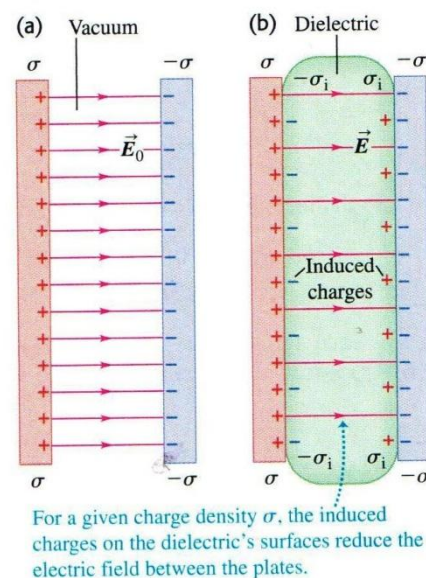
ძაბვის დაძაბულობით შეცვლისას $(E = U/d)$ და (25)-ის გამოყენებით მივიღებთ ბრტყელი კონდენსატორის ენერგიის გამოსათვლელ ფორმულას:

$$W_C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V, \quad (28)$$

V – კონდენსატორის შიგნით დიელექტრიკის მიერ დაკავებული მოცულობაა.



სურ. 20. დიელექტრიკული და გამტარული ფენები კონდენსატორში.



სურ. 21. ელექტრული ველი კონდენსატორში დიელექტრიკული ფენითა და მის გარეშე.

ელექტროდინამიკა

1. ელექტრული დენი

1.1. მუდმივი ელექტრული დენი

- ✓ ელექტრული დენი დამუხტული ნაწილაკების ან იონების ნაკადს წარმოადგენს.
- ✓ მუდმივი ელექტრული დენი ეწოდება დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებულ მოძრაობას.

(მოწესრიგებული – ნაწილაკების მოძრაობა ერთი მიმართულებით ერთნაირი სიჩქარით)

დენის მთავარი მახასიათებელია დენის ძალა I .

- ✓ დენის ძალა არის გამტარის განივკვეთში გამავალი მუხტის დროის წარმოებული:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (1)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში (1)-დან:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (2)$$

ლითონის გამტარებში მუხტის გადამტანები ელექტრონებია. ელექტრული დენი წარმოიშობა გამტარის შიგნით ელექტრული ველის არსებობისას ანუ გამტარის ბოლოებზე პოტენციალთა სხვაობის (ძაბვის) მოდებისას. დენის მიმართულება ელექტრონების მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროა. SI სისტემაში დენის ძალის ერთეულია ამპერი (ა). გამტარის განაწილება გამტარის განივკვეთში დენის სიმკვრივით j ხასიათდება:

$$j = \frac{dI}{dS}. \quad (3)$$

ამასთან, დენის ძალა:

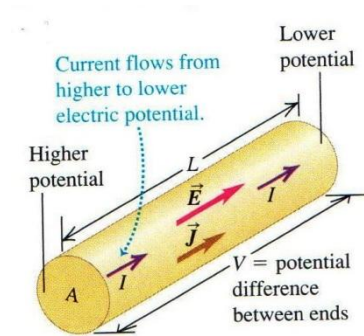
$$I = \int_S j dS. \quad (4)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში (3) და (4) გარდაქმნით:

$$j = \frac{I}{S}, I = jS. \quad (5)$$

დენის ძალა ასევე გამოისახება ელექტრონების საშუალო სიჩქარით, რომელსაც $\bar{v}$ დრეიფის სიჩქარეს უწოდებენ:

$$I = \frac{dq}{dt} \Rightarrow q = eN = enV = enSl \Rightarrow \frac{d(neSl)}{dt} = neS \frac{dl}{dt},$$



სურ. 22. ელექტრული გამტარი.

მაგრამ $\frac{dl}{dt} = \bar{v}$

და

$$I = neS\bar{v}, \quad (6)$$

დენის სიმკვრივე კი

$$j = ne\bar{v}. \quad (7)$$

e, n, S არის ელექტრონის მუხტი, კონცენტრაცია და გამტარის განიკვეთის ფართობი. (6) – უდერადობით “ნესვის ფორმულა”.

1.2. წინაღობა. ომის კანონი წრედის უბნისთვის და მისი დიფერენციალური სახე

წრედის ერთგვაროვანი უბნისთვის, რომელიც არ შეიცავს ემ ძალას, დენსა და ძაბვას შორის თანაფარდობა დაადგინა გერმანელმა ფიზიკოსმა გეორგ ომმა და ეს კანონი მის სახელს ატარებს

$$I = \frac{U}{R}. \quad (10)$$

✓ გამტარში გამავალი დენის ძალა გამტარის ბოლოებზე არსებული ძაბვის პირდაპირპროპორციულია და გამტარის წინაღობის უკუპროპორციული.

$R = \rho \frac{l}{S}$ გამტარის წინაღობაა – მთავარი ელექტრული მახასიათებელი, იზომება ომებში (Ω). l – გამტარის სიგრძე, S – განივკვეთის ფართობი, ρ – გამტარის მასალის კუთრი წინაღობა. ლითონის გამტარის კუთრი წინაღობა იზრდება ტემპერატურის ზრდისას:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (11)$$

ρ_0 გამტარის კუთრი წინაღობაა 0°C , ρ – $t^\circ\text{C}$ -ზე, α – წინაღობის ტემპერატურული კოეფიციენტი, რიცხობრივად გამტარის კუთრი წინაღობის ფარდობითი ცვლილების ტოლი მისი ტემპერატურის 1°C -ით ცვლილებისას (სუფთა ლითონებისთვის $\alpha = \frac{1}{273}$)

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0 t}. \quad (12)$$

წარმოვადგინოთ ომის კანონი დიფერენციალური სახით, ამისთვის წინაღობა და ძაბვა შევცვალოთ

$$R = \rho \frac{l}{S}, U = El,$$

E გამტარის შიგნით არსებული ელექტრული ველის დაძაბულობაა

$$I = \frac{ElS}{\rho l}, \frac{I}{S} = \frac{E}{\rho} \Rightarrow \frac{I}{S} = j, \frac{1}{\rho} = \sigma \Rightarrow j = \sigma E, \sigma - \text{გამტარობა.}$$

$$j = \sigma E. \quad (13)$$

(13) ომის კანონის დიფერენციალური სახეა, სადაც გამტარობა ახასიათებს გამტარის მასალის დენგამტარობის უნარს, კუთრი წინაღობა კი – დენის გავლისადმი გამტარის მასალის წინააღმდეგობის გაწევის უნარს.

1.3. წინაღობათა სქემები

- ✓ მიმდევრობითი შეერთება – ერთი გამტარის ბოლო მეორის სათავეს უერთდება



$$I_1 = I_2 = \dots = I_N, R_1 + R_2 + \dots + R_N = \sum_i R_i, U_1 + U_2 + \dots + U_N = \sum_i U_i.$$

- ✓ პარალელური შეერთება – გამტარების სათავეები შეერთებულია ერთად, ხოლო ბოლოები ასევე ერთად



$$U_1 = U_2 = \dots = U_N, I_1 + I_2 + \dots + I_N = \sum_i I_i,$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_N} = \sum_i \frac{1}{R_i}.$$

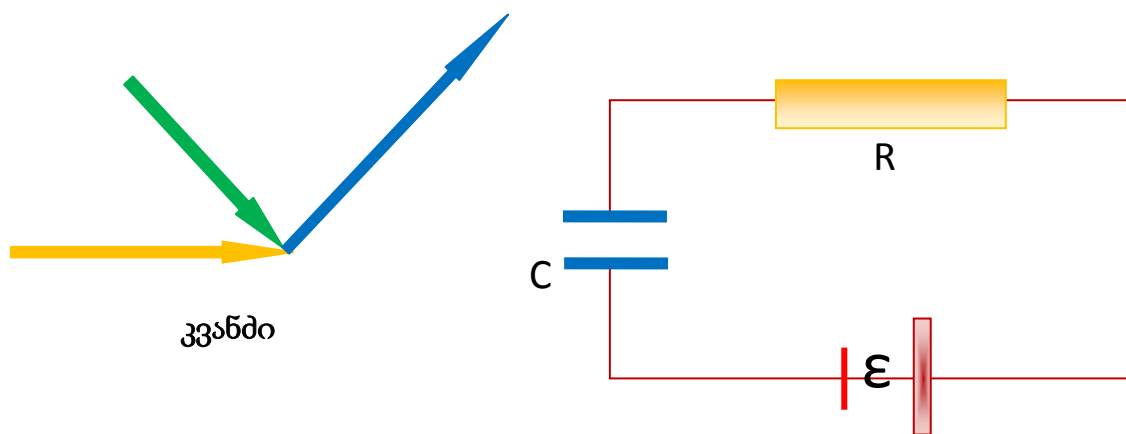
1.4. კირხჰოფის წესები. RC წრედები

- ✓ კვანძი ეწოდება წრედის წერტილს, სადაც არანაკლებ სამი გამტარი გროვდება.
- ✓ კირხჰოფის პირველი წესი – კვანძში გამავალი დენების ალგებრული ჯამი ნულის ტოლია:

$$\sum_k I_k = 0. \quad (14)$$

- ✓ კირხჰოფის მეორე წესი – წრედის ჩაკეტილ უბანში გამტარების ბოლოებზე არსებული ძაბვების (დენის ძალის და წინააღობის ნამრავლების) ალგებრული ჯამი ამავე უბანში მოქმედი ელექტრომამოძრავებელი ძალების ალგებრული ჯამის ტოლია:

$$\sum_k I_k R_k = \sum_k U_k = \sum_i \mathcal{E}_i. \quad (15)$$



ე.მ. ძალის შემცველი შეკრული
RC-კონტური/სქემა

სურ. 23.

2. ელექტრომომოძრავებელი ძალა (ემ ძალა)

2.1. დენის წყაროების ზოგადი დახასიათება

წრედში დენის შესანარჩუნებლად საჭიროა შესრულდეს მუშაობა მუხტის გადაადგილებაზე გამტარის გასწვრივ. ელექტრული ველის გარდა, ამ მუშაობას ასრულებს დენის წყარო – ხელსაწყო, რომელიც ნებისმიერი სახის ენერგიას ელექტრულად გარდაქმნის. დენის წყაროებს ახასიათებს ელექტრომომოძრავებელი ძალა (ემ ძალა):

- ✓ ელექტრომომოძრავებელი ძალა წრედში მუხტის გადაადგილებაზე გარე ძალების¹ მიერ შესრულებული მუშაობისა და ამ მუხტის ფარდობის ტოლია

$$\mathcal{E} = \frac{W}{q}. \quad (16)$$

SI სისტემაში ემ ძალა ვოლტებით იზომება.

წრედში მუხტის გადატანაზე შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება გარე და შიგა (კულონის) ძალების ერთობლივი მუშაობების ჯამით: $W^* = W + W_{\text{კ}}$.

ამ გამოსახულების q მუხტზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\frac{W^*}{q} = \frac{W}{q} + \frac{W_{\text{კ}}}{q}.$$

განმარტებით $\frac{W_{\text{კ}}}{q} = \varphi_1 - \varphi_2$ არის წრედის ორ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა, $\frac{W}{q} = \mathcal{E}$ – ემ ძალა, $\frac{W^*}{q} = U$ – ძაბვის ვარდნა (ძაბვა) წრედის მოცემულ უბანზე.

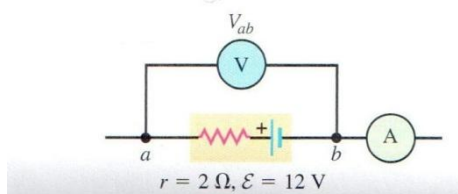
მაშასადამე,

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}. \quad (17)$$

¹ გარე ძალა – წრედში მუხტის გადამტანი არაელექტრული წარმომავლობის ძალა.

2.2. ბატარეები

6 A source of emf in an open circuit.



სურ. 24. დენის წყარო ღია წრედში.

დენის წყაროებში, რომლებსაც ბატარეებს ან ელემენტებს უწოდებენ, ელექტრული ენერგიის მიღებას თხევად გამტარებში/ელექტროლიტებში მიმდინარე პროცესები განაპირობებს. იქ ადგილი აქვს ქიმიური ენერგიის გარდაქმნას ელექტრულ ენერგიად. ენერგია წარმოიქმნება ჭარბი დამუხტული ნაწილაკების დიდი რაოდენობით გაჩენის გამო, რაც განაპირობებს მუდმივი ძაბვის არსებობას ბატარეის პოლუსებს შორის. ამით მიიღწევა ნაწილაკების მუდმივი მოძრაობა წრედის სხვადასხვა უბნებსა თუ განშტოებულ ნაწილებში.

3. დენის მუშაობა და სიმძლავრე

ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე

წარმოვიდგინოთ ერთგვაროვან გამტარში გამავალი I დენი. დროის ელემენტარულ dt შუალედში გამტარში გადატანილი მუხტის სიდიდე:

$$dq = Idt. \quad (18)$$

ამასთან, ამ მუხტის გადატანაზე ველის და, მაშასადამე, დენის მიერ შესრულებული მუშაობა:

$$dW = Udq = UI dt. \quad (19)$$

წრედის უბნისთვის ომის კანონის გამოყენებით დენის მუშაობის კიდევ ორი ფორმულა მიიღება:

$$I = \frac{U}{R}, dW = U \frac{U}{R} dt = \frac{U^2}{R} dt, U = IR, dW = IRR dt = I^2 R dt. \quad (20)$$

დენის მიერ მთელ გამტარში t დროში შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება ელემენტარულ მუშაობაზე აღებული ინტეგრალით:

$$W = \int dW = \int UI dt = UI t = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t. \quad (21)$$

დენის სიმძლავრე განისაზღვრება მუშაობის შესრულების სიჩქარით ანუ მუშაობის დროის წარმოებულობით:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{UI dt}{dt} = UI = \frac{U^2}{R} = I^2 R. \quad (22)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში მოცემული წინაღობისთვის სიმძლავრე მუდმივი სიდიდეა. (18) ჭეშმარიტია მაშინ, თუ ელექტრული ენერგია გამტარში სრულად გადაიქცევა სითბოდ. ასეთ გამტარებს პასიურ რეზისტორებს უწოდებენ. რუსმა მეცნიერმა ლენცმა და ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯოულმა აღმოაჩინეს კანონი, რომელსაც მათი სახელები დაერქვა:

✓ პასიურ რეზისტორში ელექტროენერგია სრულად გარდაიქმნება სითბო

$$dQ = I^2 R dt. \quad (23)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში:

$$Q = I^2 R t. \quad (24)$$

ელექტროენერგიის სითბოდ გადაქცევა შემდეგნაირად აიხსნება: გამტარში მოძრაობისას ელექტრონები ეჯახება გამტარის კრისტალური მესრის კვანძებში განლაგებულ იონებს და გადასცემს მათ თავის კინეტიკურ ენერგიას. შედეგად იზრდება იონების რხევის ენერგია და გამტარის შინაგანი ენერგიაც, რომლის ცვლილება, თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად, სითბოდ გამოიყოფა – გამტარი თბება.

წარმოვადგინოთ ჯოულ-ლენცის კანონი დიფერენციალური სახით: გამოვყოთ გამტარის ელემენტარული მოცულობა $dV = S dl$. მისი წინააღობა $R = \rho \frac{dl}{S}$, მასში გამავალი დენის ძალა – $I = jS$. მოცემულ dV მოცულობაში dt დროში გამოყოფილი სითბო:

$$dQ = I^2 R dt = j^2 S^2 \rho \frac{dl}{S} dt = \rho j^2 S dl dt = \rho j^2 dV dt.$$

პრაქტიკულად მნიშვნელოვანია ე.წ. ენერგიის სიმკვრივე დროის ერთეულში – გამტარის მოცულობაში სითბოს გადანაწილების სიჩქარე

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2.$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma}, j = \sigma E \text{ ჩანაცვლებებით მივიღებთ: } w = \frac{\sigma^2 E^2}{\sigma},$$

$$w = \sigma E^2. \quad (25)$$

ეს ჯოულ-ლენცის კანონის დიფერენციალური სახეა.

4. ომის კანონი სრული/ჩაკეტილი წრედისთვის და ასრავრთგვაროვანი უბნისთვის (განზოგადებული სახე)

სრული ელექტრული წრედი არის დენის წყაროსთან მიერთებული ერთი ან მეტი გამტარი. წრედში გამავალ დენის ძალას, გამტარის ბოლოებზე არსებულ ძაბვას და წრედში ჩართულ ემ ძალას შორის თანაფარდობას განსაზღვრავს ომის კანონი სრული წრედისთვის (ემ ძალის შემცველი წრედი). გამოვიყენოთ ეს თანაფარდობა ენერგიის შენახვის კანონის გამოყენებით – წრედში გარე ძალების მიერ მუხტის გადატანაზე შესრულებული ელემენტარული მუშაობა გარე (R) და შიგა (r) (თვით დენის წყაროს) წინააღობებზე გამოყოფილი სითბოს ელემენტარული რაოდენობების ჯამის ტოლია:

$$dW^* = dQ_R + dQ_r.$$

ამ გამოსახულებას მივყავართ ჯოულ-ლენცის და ემ ძალის გამოსახულებები: $\mathcal{E}Idt = I^2 Rdt + I^2 rdt$.

Idt -ზე შეკვეცით, მივიღებთ:

$$\mathcal{E} = IR + Ir \Rightarrow I(R + r) \text{ და}$$

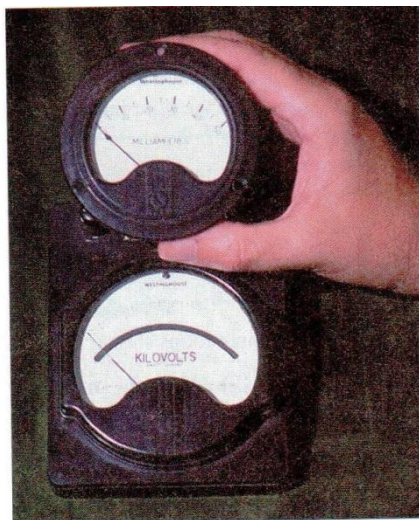
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}.$$

ეს არის ომის კანონის გამოსახულება სრული (ჩაკეტილი) წრედისთვის. თუ წრედი არაერთგვაროვან უბანს შეიცავს, ხდება ძაბვის ვარდნა ამ უბანზე

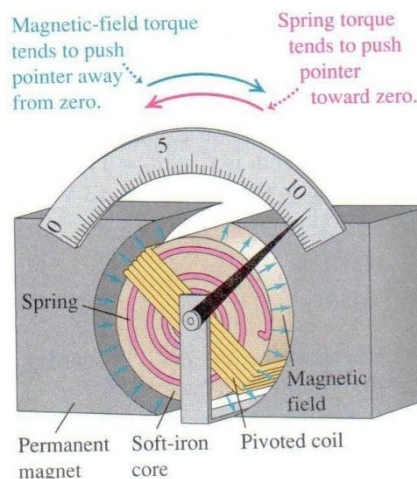
$$I = \frac{\mathcal{E} + U}{R^*}.$$

აქ R^* წრედის სრული წინააღობაა.

5. ელექტროხელსაწყოები



26.14 A d'Arsonval galvanometer, showing a pivoted coil with attached pointer, a permanent magnet supplying a magnetic field that is uniform in magnitude, and a spring to provide restoring torque, which opposes magnetic-field torque.



სურ. 25. მცირე დენების საზომი ხელსაწყო - გალვანომეტრი (ზედა სურათი) და მისი სამუშაო სქემა (ქვედა სურათი).

სურათზე 25-ზე ნაჩვენებია მცირე დენების საზომი ხელსაწყო – გალვანომეტრი. მისი ძირითადი/მუშა ნაწილი წარმოადგენს ბრუნვის ღერძის მქონე კოჭას მასზე მიმაგრებული ისრით. მუდმივი მაგნიტი უზრუნველყოფს ერთგვაროვან მაგნიტურ ველს, ხოლო ზამბარა ქმნის აღმდგენ ძალის მომენტს, რომელიც მაგნიტური ველის ძალის მომენტის საპირისპიროა. მაგნიტური ველის ძალის მომენტი ისარს გადახრის ნულიდან, ხოლო ზამბარას ძალის მომენტი აბრუნებს მას უკან ნულზე.

6. ელექტრული დენი სითხეებში. ელექტროლიზის ფარადეის კანონები

6.1. ელექტროლიტები. დისოციაცია, რეკომბინაცია

სუფთა სითხეები, ვერცხლისწყლის გარდა, ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე, როგორც წესი, ელექტრობის ცუდი გამტარია. თუმცა მათი გამტარობა მკვეთრად იზრდება, თუ ნარევი შეიცავს მარილს ან მჟავას. ასეთ სითხეებს თხევად გამტარებს ან **ელექტროლიტებს** უწოდებენ (მეორე გვარის გამტარებს, ლითონები კი პირველი გვარის გამტარებია). ელექტროლიტის ნეიტრალური მოლეკულების შეჯახებისას ისინი იშლება, ერთი ან მეტი ელექტრონის დაკარგვით, ან შეძენით. შედეგად მიიღება ორივე (დადებითი და უარყოფითი) ნიშნის იონები.

- ✓ ნეიტრალური მოლეკულების იონებად დაშლას დისოციაცია ეწოდება.
- ✓ შებრუნებულ პროცესს – იონებიდან ნეიტრალური მოლეკულის აღდგენას – რეკომბინაცია (ასოციაცია) ეწოდება.

6.2. ელექტროლიზი. ფარადეის კანონები

ელექტროლიტში (+) ანოდის A და (-) კათოდის K ელექტროდების ჩასმისას და მათი დენის წყაროსთან მიერთებისას აღძრული ელექტრული ველის მოქმედებით უარყოფითი იონები (ანიონები) ანოდისკენ მოძრაობს, დადებითი იონები (კატიონები) კი – კათოდისკენ. ელექტროლიტში წარმოიქმნება დენი, კათოდზე გამოიყოფა ელექტროლიტში გაუდენთილი ნივთიერება (მაგალითად, სპილენძი შაბიამნის ხსნარში $CuSO_4$).

- ✓ ჟანგვა-აღდგენის რეაქციებთან დაკავშირებულ ელექტროდზე ნივთიერების გამოყოფის პროცესს ელექტროლიზი ეწოდება.

გათბობისას ელექტროლიტების გამტარობა მატულობს (წინააღობა მცირდება), რადგან გადაცემული სითბო ზრდის მოლეკულების ენერგიას, შედეგად, მათი შეჯახების ძალა და სიხშირე მატულობს, იზრდება იონების რიცხვი, იზრდება დენიც ელექტროლიტში და, ომის კანონის თანახმად, წინააღობა მცირდება.

დიდმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა მაიკლ ფარადეიმ ელექტროლიზის კანონები ჩამოაყალიბა:

- ✓ ფარადეის პირველი კანონი – ელექტროლიზის დროს ელექტროდზე გამოყოფილი ნივთიერების მასა ელექტროლიტში გასული მუხტის პროპორციულია:

$$dm = k dq \Rightarrow I = \frac{dq}{dt}, dq = I dt \Rightarrow dm = k I dt. \quad (26)$$

ელექტროდზე t დროში გამოყოფილი სრული ნივთიერების მასა განისაზღვრება ინტეგრალით:

$$m = \int dm = \int k I dt = k I t, \quad (27)$$

k ნივთიერების ელექტროქიმიური ეკვივალენტია.

✓ ფარადეის მეორე კანონი – ელექტროქიმიური ეკვივალენტი მისი ქიმიური ეკვივალენტის პროპორციულია:

$$k \sim x. \quad (28)$$

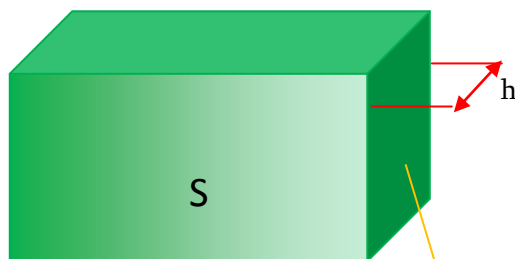
ქიმიური ეკვივალენტი $x = \frac{M}{n}$, M, n შესაბამისად, ნივთიერების მოლური მასა და ვალენტობაა:

$$k = \frac{1}{F} x, \quad (29)$$

$F = e N_A = 96500$ ფარადეის მუდმივაა, N_A – ავოგადროს მუდმივა, e – ელემენტარული მუხტი (ელექტრონის მუხტი).

ორივე კანონის შეერთებით ვღებულობთ ფარადეის გაერთიანებულ კანონს:

$$m = \frac{qx}{F} = \frac{Mq}{nF} = \frac{M}{nF} I t. \quad (30)$$



ელექტროდზე დაფენილი ნივთიერება

სურ. 26. ელექტროლიზი.

პრაქტიკული თვალსაზრისით, მნიშვნელოვანია განისაზღვროს ელექტროლიზის დროს ელექტროდზე ნივთიერების დაფენის საშუალო სიჩქარე:

$$dm = kI dt, \quad dm = \rho dV = \rho S dh, \quad I = jS,$$

$$\rho S dh = kj S dt, \quad \frac{dh}{dt} = \frac{kj}{\rho}, \quad \frac{dh}{dt} = \bar{v},$$

მაშასადამე,

$$\bar{v} = \frac{kj}{\rho}, \tag{31}$$

ρ ნივთიერების სიმკვრივეა.

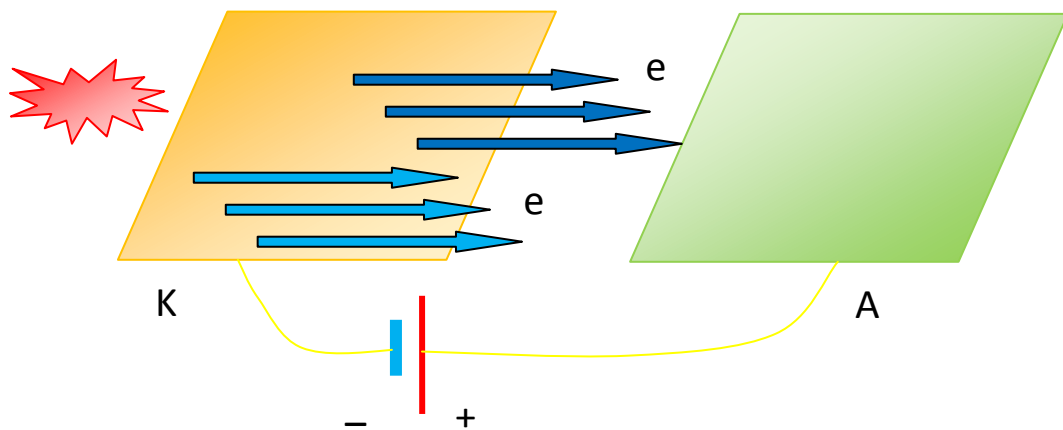
7. თერმოელექტრონული ემისია

ჩვეულებრივად, ლითონში თავისუფალ ელექტრონებს, მთელ მოცულობაში თავისუფალი გადაადგილების მიუხედავად, გარეთ გასვლა არ ძალუძს, კრისტალური მესრის კვანძებში განლაგებული დადებითი იონების მიზიდვის გამო. მაგრამ გარედან მიღებული ჭარბი ენერგიის ხარჯზე (მეტწილად, სითბურის ან სხივურის) მიზიდვის ძალები დაძლეული იქნება და იწყება ელექტრონების აორთქლება ლითონის ზედაპირიდან (გარემომცველ სივრცეში გამტარიდან მათი გასვლა). ამ პროცესს **თერმოელექტრონული ემისია** ეწოდება. თერმოელექტრონული დენი მოცემულია რიჩარდსონის განტოლებით:

$$I = AT^2 e^{-b/T},$$

A მუდმივაა, b – მუდმივა, რომელსაც **მუშა ფუნქციას** უწოდებენ.

თერმოელექტრონული ემისია გამოიყენება ტელევიზორებში, კომპიუტერის მონიტორებში: ძლიერად გახურებული ლითონის ზედაპირიდან გამოსული ელექტრონები მიფრინავს მინის ვაკუუმირებულ ბალონში და ბომბავს კინესკოპის ლუმინესცენციურ უკანა მხარეს. ელექტრონული კონები იმართება ელექტრული ან მაგნიტური ველებით ანტენაზე შემოსული სიგნალის გამოყენებით; განათებული და ჩაბნელებული წერტილებისა და უბნების კომბინირება ეკრანზე გამოსახულებას იძლევა.



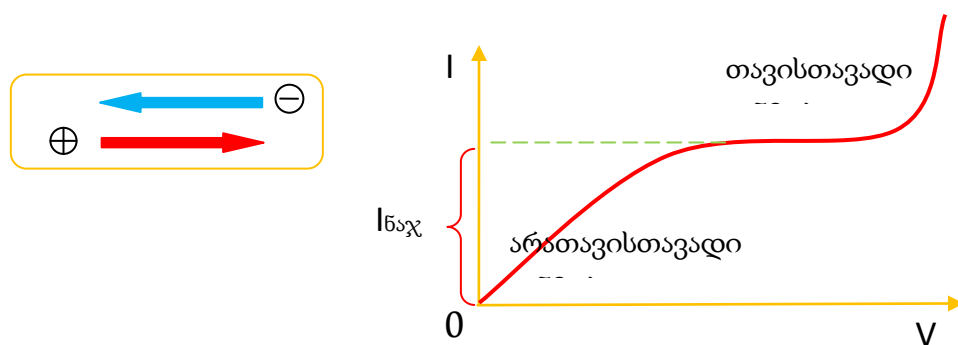
სურ. 27. თერმოელექტრონული ემისია.

8. ელექტრული დენი აირებში

✓ ელექტრული მუხტის აირში გავლას ელექტრული განმუხტვა ეწოდება.

ჩვეულებრივ, აირების უმეტესობა იზოლატორია (არაგამტარი). აირის იონიზება (გამტარად გადაქცევა) უმეტესად გათბობით ან დასხივებით ხდება². დამატებითი ენერგიის შეძენისას ნეიტრალური მოლეკულები ძლიერ და ხშირად ეჯახება ერთმანეთს, შედეგად, იშლება ელექტრონებად და დადებით იონებად. უნდა აღინიშნოს, რომ შესაძლებელია მცირე რაოდენობის უარყოფითი იონების წარმოქმნაც.

მოვათავსოთ აირი მინის ბალონში შიგ ჩარჩილული ანოდით და კათოდით, რომელიც შეერთებულია დენის წყაროს შესაბამის პოლუსებთან (+), (-). იონიზატორი აირში წარმოქმნის დადებით იონებს და ელექტრონებს, რომლებიც მიემართება შესაბამის პოლუსებთან – აირში წარმოიქმნება ელექტრული დენი. ელექტროდებს შორის ძაბვის გაზრდით იზრდება დენიც, თუმცა გარკვეული მნიშვნელობის მიღწევისას (ნაჯერობის დენი) აღარ იზრდება. მიზეზი ისაა, რომ მოცემულ ძაბვაზე მუხტის ყველა მატარებელი აღწევს შესაბამის ელექტროდს და დენს მეტი გაზრდა აღარ შეუძლია (მისი სიდიდე მუხტის მატარებლების რიცხვზეა დამოკიდებული). აირის ასეთ განმუხტვას არათავისთავადი ეწოდება.



სურ. 28. ელექტრული დენი აირებში.

თუ ძაბვას ძლიერ გავზრდით, თავისუფალი ელექტრონები უზარმაზარ კინეტიკურ ენერგიას ღებულობს და მოლეკულებთან შეჯახებისას შლის იონებად და ელექტრონებად, რომლებიც მაშინვე უდიდეს ენერგიას ღებულობს და თავად შლის სხვა მოლეკულებს – წარმოიქმნება უზარმაზარი რაოდენობის მუხტის მატარებელი, ამას ემატება დადებითი იონების მიერ კათოდის დაბომბვა და იქიდან ელექტრონების ამოგლეჯა – პროცესი უმართავი ხდება და დენი უდიდეს მნიშვნელობებს აღწევს მოკლე დროში. ამ პროცესს თავისთავადი განმუხტვა ეწოდება.

²იონიზატორებად გვევლინება: კოსმოსური სხივები, რენტგენის გამოსხივება, ულტრაიისფერი გამოსხივება, რადიოაქტიური გამოსხივება.

9. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში

ნახევარგამტარები განეკუთვნება მეორე სხეულთა კლასს, რომლებიც კუთრი წინააღმდეგობით იკავებს ადგილს გამტარებსა და იზოლატორებს შორის. ყველაზე ცნობილი ნახევარგამტარებია **გერმანიუმი (Ge)** და **სილიციუმი (Si)**. ისინი განლაგებულია მენდელეევის პერიოდული სისტემის მე-4 ჯგუფში – მათ ატომებს ოთხი სავალენტო ელექტრონი აქვს გარე ორბიტაზე და ისინი 4 მეზობელ ატომთან ურთიერთქმედებს ე.წ. **კოვალენტური კავშირით**.

ტემპერატურის გაზრდისას ეს კავშირები ირღვევა, ელექტრონები თავისუფლდებიან და იწყებენ ქაოსურ მოძრაობას ნახევარგამტარის კრისტალის მთელ მოცულობაში. ადგილს, რომელსაც ადრე ეს ელექტრონი იკავებდა **ხვრელი** ეწოდება და მას იგივე ელემენტარული მუხტი ექნება, ოღონდ დადებითი და ის ელექტრონის საპირისპიროდ იმოძრაავს. თუ ნახევარგამტარს ძაბვას მოვდებთ, ელექტრონების და ხვრელების მოძრაობა მოწესრიგებული გახდება – ნახევარგამტარში გაივლის დენი. ე.ი. ნახევარგამტარს კომბინირებული ელექტრონული და ხვრელური გამტარობა გააჩნია. როგორც წესი, ელექტრონების ძვრადობა ხვრელებისას აღემატება.

- ✓ **სუფთა ნახევარგამტარები:** ბუნებრივი ნახევარგამტარების გამტარობას სუფთა გამტარობას უწოდებენ. სუფთა ნახევარგამტარებს აქვს თავისუფალი მუხტის მატარებლები, რომლებიც გათბობითაა განპირობებული.
- ✓ **მინარევიანი ნახევარგამტარები:** ნახევარგამტარების გამტარობა შეიძლება გაიზარდოს გარკვეული მინარევების დამატებით. თუ ნახევარგამტარის ატომი ჩაინაცვლება სხვა ატომით, რომელსაც მეტი ელექტრონი აქვს (4 ჯგუფის ნახევარგამტარებს უმატებენ 5 ან 6 ჯგუფის ელემენტებს), დამატებით წარმოიქმნება თავისუფალი ელექტრონები (1 ან 2 და მეტი), იზრდება ელექტრონული გამტარობა – ასეთ მინარევებს **დონორულს** უწოდებენ. ნახევარგამტარი კი n-ტიპის ხდება (ჭარბი ელექტრონული გამტარობით, *negative* – უარყოფითი). თუ ნახევარგამტარს დაუმატებენ ნაკლები ელექტრონების მქონე მინარევს (2 ან 3 ჯგუფის), მისი ატომები ძირითადი ატომებისგან მიიტაცებს საჭირო ელექტრონებს კოვალენტური კავშირის ასაწყობად, ამასთან ჩნდება ხვრელთა ჭარბი რაოდენობა (1 ან 2 და მეტი), იზრდება ხვრელური გამტარობა. მინარევს **აქცეფტორული** ეწოდება და ნახევარგამტარი p-ტიპის ხდება (ჭარბი ხვრელური გამტარობით, *positive* – დადებითი). ნახევარგამტარების გამტარობა იზრდება ტემპერატურის ზრდისას, რადგან ჩნდება მეტი ელექტრონისა და ხვრელის წყვილი, რომლებიც მუხტის მატარებლების როლს ასრულებს. ელექტრონები და ხვრელები ნახევარგამტარებში მოძრაობს, როგორც ლითონებში თავისუფალი ელექტრონი.

მაგნეტიზმი

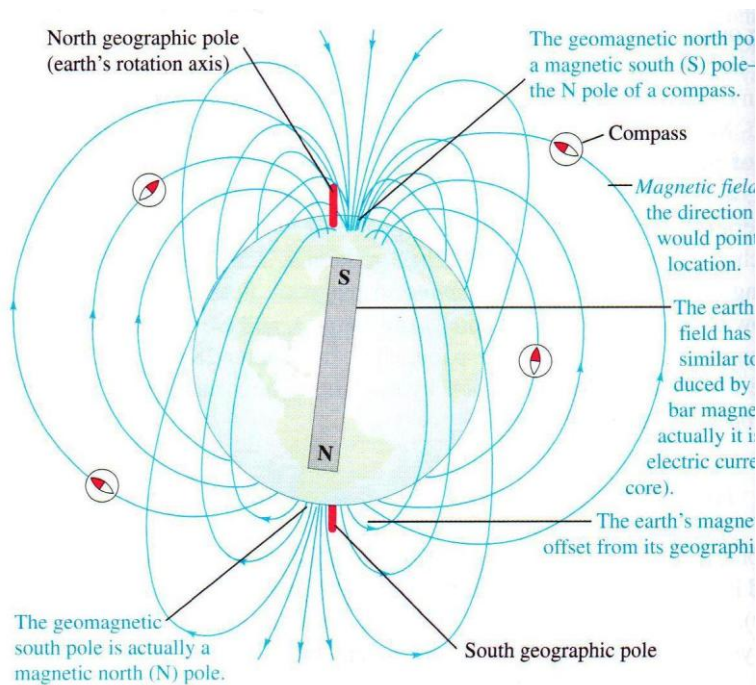
1. მაგნიტური ველი

1.1. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ბელის ინდუქცია. ძალწირები.

- ✓ ბუნებრივი მაგნიტის ან დენიანი გამტარის გარემომცველ სივრცეში მაგნიტური ველი აღიძვრება.

განვიხილოთ მაგნიტურ ველში მოთავსებული შეკრული კონტური (ჩარჩო) (სურათი). აქ I ჩარჩოში გამავალი დენის ძალაა, S – ჩარჩოს ფართობი, n – ჩარჩოს კონტურისადმი დადებითი ნორმალის, განსაზღვრული მარჯვენა ბურღის წესით. როდესაც ჩარჩოში მიედინება დენი, ჩნდება ძალის მომენტი $\vec{\tau}$, რომელიც აბრუნებს ჩარჩოს იმ მიმართულებით, რომელიც ემთხვევა მაგნიტური ველის მთავარი ძალური მახასიათებლის – მაგნიტური

ინდუქციის $\vec{B}$ ვექტორის მიმართულებას $\vec{\tau} = \left[\vec{p} \times \vec{B} \right]$; $\vec{p}$ ჩარჩოს მაგნიტური დიპოლის მომენტის ვექტორია.



სურ. 29. მუდმივი მაგნიტის მაგნიტური ველი.

ბრტყელი ჩარჩოებისთვის $\vec{p} = IS \vec{n}$. შეფარდება $B = \tau / ISn$ ყველა ბრტყელი ჩარჩოსთვის მართებულია.

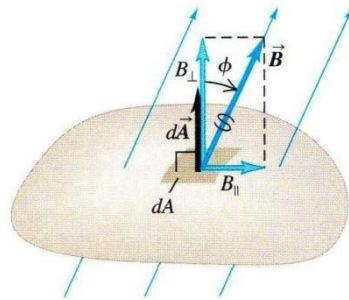
მაგნიტური ველი ძალწირებით ხასიათდება:

- ✓ მაგნიტური ძალწირისადმი გავლებული მხები ემთხვევა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულებას;
- ✓ ძალწირების სიხშირე ყოველ წერტილში ინდუქციის ვექტორის პროპორციულია. თუ ძალწირები განლაგებულია მჭიდროდ, მაგნიტური ველი ძლიერია, თუ ძალწირებში სიხალგათეა, ველი სუსტია.

მაგნიტური ძალწირები შეკრულია, მათ თავი და ბოლო არ აქვს. ეს ამტკიცებს იმ გარემოებას, რომ მაგნიტურ ველს უძრავი წყარო არ აქვს – ის წარმოიქმნება ელექტრული დენით – მოძრავი დამუხტული ნაწილაკებით.

- ✓ თუ დენი წრფივ გამტარში მიედინება, ძალწირები გამტარის გარშემომცველი კონცენტრული წრეწირებია, ხოლო თუ დენი გადის წრიულ კონტურში (ხვიაში) – ძალწირები ხვიის გამჭოლი წრფეებია, რომლებიც მისგან მოშორებით ერთიანდება.
- ✓ ბურღის წესი – თუ ბურღის ტარი ბრუნავს მაგნიტური ველის ძალწირების მიმართულებით, ბურღის წვერი დენის მიმართულებით გადაადგილდება, ხოლო თუ ბურღის ტარი ბრუნავს დენის მიმართულებით, ბურღის წვერი ძალწირების მიმართულებით იმოძრაავს.

1.2. მაგნიტური ნაკადი. გაუსის თეორემა



სურ. 30. მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი.

dS ელემენტარული ზედაპირის გამჭოლი, მისი მართობული, მაგნიტური ნაკადი $d\Phi_n$ განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$d\Phi_n = B_n dS, \quad (1)$$

B_n კონტურის ზედაპირისადმი მაგნიტური ველის მართობული (ნორმალური) მდგენელია. ზოგად შემთხვევაში ძალწირები α კუთხითაა დახრილი კონტურის ნორმალისადმი და ნაკადი იქნება:

$$d\Phi = B dS \cos \alpha. \quad (2)$$

$B_n = B \cos \alpha$ ინდუქციის ვექტორის მდგენელია ნორმალზე. სრული მაგნიტური ნაკადი რაიმე ზედაპირზე:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B_n dS. \quad (3)$$

თუ S ზედაპირი შეკრულია, ასევე შეკრული იქნება ძალწირებიც, მაშინ ამ კონტურის გამჭოლი ნაკადი ნულის ტოლი იქნება:

$$\Phi = \int_S B_n dS = 0. \quad (4)$$

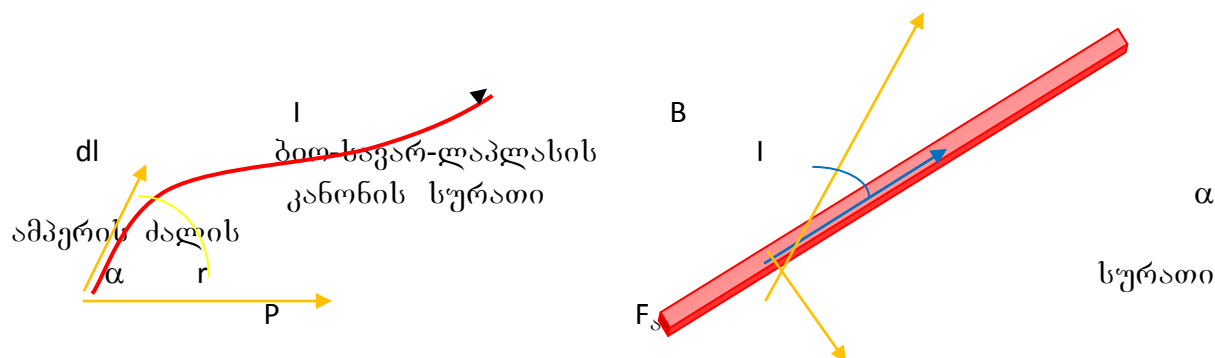
ეს არის **გაუსის თეორემა** მაგნიტიზმისთვის. ის ხაზს უსვამს მაგნიტური ველის გრიგალურ ხასიათს. მაგნიტური ინდუქციის ერთეულია **ტესლა (ტლ)**, ნაკადის – **ვებერი (ვბ)**.

1.3. ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია

რაოდენობრივი თანაფარდობა I დენსა და მაგნიტური ველის B ინდუქციას შორის მოცემულია შემდეგი გამოსახულებით:

$$C_B = \int_l B dl = \mu_0 \sum_k I_k.$$

dl ელემენტარული სიგრძეა, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ ვტ/ა·მ – გარემოს მაგნიტური მუდმივა. ამ გამოსახულებას ეწოდება მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის **ცირკულაცია** შეკრული კონტურის გასწვრივ თავისუფალ სივრცეში (ვაკუუმში).



სურ. 31. ბიო-სავარ-ლაპლასის
კანონი.

სურ. 32. ამპერის ძალა.

1.4. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი განსაზღვრავს დენიანი გამტარის dl ელემენტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის dB ინდუქციას სივრცის ნებისმიერ P წერტილში, რომელიც r მანძილით დაშორებულია გამტარისგან

$$dB = \frac{\mu_0 Idl \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

α არის კუთხე ინდუქციის ვექტორს და გამტარის სივრცის ელემენტს შორის. ვექტორული სახით ეს კანონი ასე ჩაიწერება:

$$dB = \frac{\mu_0 I \left[\vec{dl} \times \vec{r} \right]}{4\pi r^3}.$$

მთლიანობაში, დენიანი გამტარი ქმნის მაგნიტურ ველს, რომლის ინდუქცია: $B = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \int I dl$.

1.5. მაგნიტურ ველში დენიან გამტარზე მოქმედი ძალა. ამპერის ძალა

ფრანგმა მეცნიერმა ამპერმა განსაზღვრა $d\vec{F}$ ძალა, რომლითაც $\vec{B}$ ინდუქციის მაგნიტური ველი მოქმედებს მასში მოთავსებულ I დენიანი გამტარის $d\vec{l}$ ელემენტზე ($d\vec{F}$ და $I, \vec{B}, d\vec{l}$ ერთმანეთის პროპორციულია) (დენზე მოქმედებს ინდუქციის ვექტორის ნორმალური მდგენელი $B_n = B \sin \alpha$)

$$dF_s = B dl \sin \alpha = B_n Idl.$$

ვექტორული სახით ამპერის ძალა ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$d\vec{F}_s = I \left[d\vec{l} \times \vec{B} \right]. \quad (5)$$

მთელ გამტარზე მოქმედი ძალა

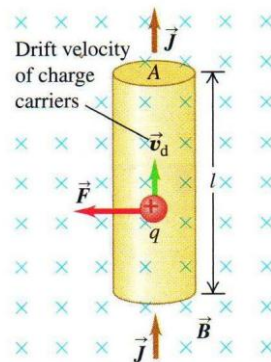
$$F_{\Sigma} = \int dF_{\Sigma} = \int_l B_n I dl = B_n Il. \quad (6)$$

მარცხენა ხელის წესი

- ✓ თუ ინდუქციის ვექტორის მდგენელი მართობულად შედის მარცხენა ხელის გულში, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი მიმართულია დენის გასწვრივ, მაშინ მათ მართობულად გაშვებული ცერი ამპერის ძალის მიმართულებას აჩვენებს.

1.6. მაგნიტურ ველში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა. ლორენცის ძალა

ძალას, რომლითაც მაგნიტური ველი მასში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედებს, ლორენცის ძალა ეწოდება, მისი აღმომჩენი მეცნიერის საპატივცემულოდ.



სურ. 32. ლორენცის ძალა.

ამ ძალის განსაზღვრისთვის ვისარგებლოთ ამპერის ძალის გამოსახულებით $dF_{\Sigma} = B I dl \sin \alpha$, და ჩავსვათ მასში (ლითონებში) დენის ძალის ფორმულა (“ნესვის ფორმულა”) $I = neSv$:

$$dF_{\Sigma} = BneSvdl \sin \alpha. \quad (7)$$

dF_{Σ} მოქმედებს დენიანი გამტარის dl ელემენტზე ანუ Sdl მოცულობაში მოთავსებულ მუხტებზე და მათი რიცხვი $dN = nSdl$. მაშასადამე, ერთ დამუხტულ ნაწილაკზე (მუხტზე) (ლითონების შემთხვევაში ელემენტარული e მუხტის მქონე ელექტრონზე) მოქმედი ლორენცის ძალა:

$$F_{\text{ლ}} = \frac{dF_{\Delta}}{dN} = \frac{BneSvdl \sin \alpha}{nSdl},$$

შეკვეცა გვაძლევს ლორენცის ძალის საბოლოო გამოსახულებას:

$$F_{\text{ლ}} = e\upsilon B \sin \alpha. \quad (8)$$

მარცხენა ხელის წესი

✓ თუ ინდუქციის ვექტორის მდგენელი მართობულად შედის მარცხენა ხელის გულში, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი უჩვენებს ნაწილაკის სიჩქარის მიმართულებას, მაშინ მათ მართობულად გაშვებული ცერი ლორენცის ძალის მიმართულებას აჩვენებს.

ვექტორული სახით, ლორენცის ძალა:

$$F_{\text{ლ}} = e \left[\vec{B} \times \vec{v} \right]. \quad (9)$$

მაგნიტურ ველში მოძრავი ნებისმიერი q მუხტის შემთხვევაში ლორენცის ძალა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\text{სკალარული ფორმა} - F_{\text{ლ}} = q\upsilon B \sin \alpha,$$

$$\text{ვექტორული ფორმა} - F_{\text{ლ}} = q \left[\vec{v} \times \vec{B} \right].$$

ქართულად ამ ფორმულას “ქვების ფორმულას” უწოდებენ.

თუ მუხტი ველის პარალელურად მოძრაობს ძალწირების გასწვრივ $\left(\vec{v} \parallel \vec{B} \right), \sin \alpha = 0$, მუხტზე ლორენცის ძალა არ მოქმედებს, არ მოქმედებს ის ასევე უძრავ მუხტზეც, რაც მკაფიოდ ჩანს ფორმულიდან. აღვნიშნოთ, რომ როგორც ნებისმიერი, მოძრაობისადმი მართობული ძალა, ლორენცის ძალაც არ ასრულებს მუშაობას, სამაგიეროდ ის ნაწილაკს მოძრაობის ტრაექტორიას უმრუდებს ანუ ცენტრისკენული ძალის როლს ასრულებს.

1.7. ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრა

ელექტრონის კუთრი მუხტი ეწოდება მუხტის ფარდობას მის მასასთან (e/m). წარმოვიდგინოთ მაგნიტურ ველში ძალწირების მართობულად მოძრავი

ელექტრონი. $F_{\text{ლ}} = e\upsilon B$ ლორენცის ძალა $F_{\text{ლ}} = m\upsilon^2/r$ ცენტრისკენული ძალით მოქმედებს და აბრუნებს ელექტრონს r რადიუსის წრიულ ორბიტაზე. ამ ორი გამოსახულების გატოლება გვაძლევს:

$$e\upsilon B = m\upsilon^2/r,$$

υ სიჩქარის შეკვეცით, მივიღებთ:

$$eB = m\upsilon/r. \quad (10)$$

რადგან ელექტრონის სიჩქარე გაუზომავი სიდიდეა, ამოვავლოთ და სხვა გაზომვადი სიდიდით შევცვალოთ. მაგნიტურ ველში მოხვედრამდე ელექტრონი ჩქარდება U ძაბვის მქონე ელექტრულ ველში და ელექტრონის აჩქარებაზე ველის მიერ შესრულებული მუშაობა მის კინეტიკურ ენერგიად გადაიქცევა ანუ ჭეშმარიტია შემდეგი ტოლობა:

$$W = E_{\text{კ}} \Rightarrow W = eU, E_{\text{კ}} = \frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow eU = \frac{m\upsilon^2}{2}, \upsilon = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

სიჩქარის ეს გამოსახულება ჩავსვათ (10)-ში და კვადრატში ავიყვანოთ:

$$e^2 B^2 = \frac{2eUm^2}{mr^2}.$$

e, m -ზე შეკვეცით, მივიღებთ:

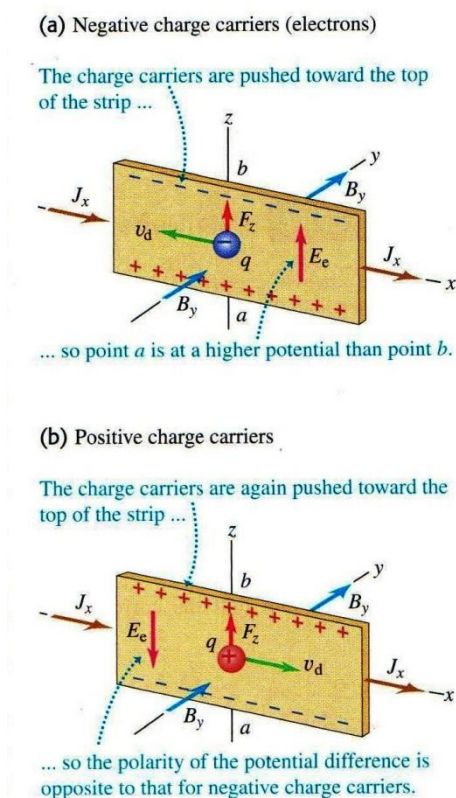
$$eB^2 = \frac{2Um}{r^2}.$$

საბოლოოდ:

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{r^2 B^2} = 1,758 \cdot 10^{11} \text{ კ/კგ}. \quad (11)$$

1.8. დენიანი კონტურები. ელექტროძრავები. ჰოლის ეფექტი.

ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჰოლმა გამოიკვლია ძაბვის გაჩენა მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ლითონის ფირფიტის ზედაპირებს შორის, ველისადმი მართობული დენის გავლისას (იხ. სურ. 33).



სურ. 33. ჰოლის ეფექტი.

მაგნიტური ველი ფირფიტას განჭვალავს პორიზონტალურად, დენი მარცხნიდან მარჯვნივ მიედინება, ფირფიტის ზედა და ქვედა ზედაპირები კი იმუხტება ერთი დადებითად, მეორე უარყოფითად, მათ შორის ჩნდება ძაბვა.

ავხსნათ ეს მოვლენა: ელექტრონები მოძრაობს ფირფიტაში მარჯვნიდან მარცხნივ, დენის საპირისპიროდ. მარცხენა ხელის წესის თანახმად, ლორენცის ძალის მოქმედებით ელექტრონები წაინაცვლებს ზემოთ – ზედაპირი უარყოფითად დაიმიხტება, ქვედა ზედაპირი დადებითი გახდება, რის შედეგადაც ჩნდება ელექტრული ველი ზემოთ მიმართული დაძაბულობით

→
 E . ეს ველი აბათილებს ლორენცის ძალას ქვემოთ მიმართული კულონის ძალით:

$$\vec{F}_\partial = -\vec{F}_\text{ლ} :$$

$$F_\partial = F_\text{ლ} \quad F_\partial = eE, F_\text{ლ} = evB, eE = evB, E = vB.$$

უგულებელვყოთ ელექტრონის სიჩქარე, რადგან ის გაუზომავი სიდიდეა, დენის ძალა გამოვითვალოთ “ნესვის ფორმულის” გამოყენებით $I = neSv$, $v = I/neS$; ამასთან $S = ab$ და $v = I/neab$, ფირფიტაზე ძაბვა გამოვსახოთ ელექტრული ველის დაძაბულობით $U = Ea$. აქ ჩავსვათ E დაძაბულობის მნიშვნელობა სიჩქარისთვის მიღებული გამოსახულების გათვალისწინებით, მივიღებთ:

$$U = Ea = vBa = \frac{IBa}{neab} = \frac{IB}{neb},$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა: $\frac{1}{ne} = K$ – პოლის მუდმივა, რომელიც ფირფიტის მასალის მახასიათებელია, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$U = K \frac{IB}{b}. \quad (12)$$

1.9. მაგნიტური ველის წყაროები, ამპერის კანონი, მაგნიტური მასალები

ელექტრონების და ატომების მაგნიტური დიპოლის მომენტი

გარემოს უმარტივესი მაგნიტური სტრუქტურაა მაგნიტური დიპოლი, $\rightarrow$
რომელიც ხასიათდება $p_{\text{მაგ}}$ მაგნიტური დიპოლის მომენტით. ატომის ელექტრონები და ბირთვები დიპოლებია. ატომში ბირთვის გარშემო წრეწირზე ბრუნვისას ელექტრონის ქცევა მოგვაგონებს მცირედენიან ჩარჩოს და ამიტომ მას აქვს ორბიტული მაგნიტური დიპოლის მომენტი:

$$\rightarrow p_{\text{მაგ}} = IS \vec{n}.$$

მისი მოდულია $p_{\text{მაგ}} = ISevS$, სადაც I, v, S შესაბამისად, დენის ძალა, ელექტრონის ბრუნვის სიხშირე და ორბიტის ფართობია. ელექტრონის ასევე ორბიტული კუთხური იმპულსიც გააჩნია:

$$\vec{L} = m \left[\vec{v} \times \vec{r} \right]$$

მოდულით,

$$L = mvr.$$

$\vec{p}_{\text{მაგ}}$ და $\vec{L}$ -ის მიმართულებები ბურდის წესითაა დაკავშირებული, მოდულები კი ურთიერთპროპორციულია:

$$p_{\text{მაგ}} = -eL/2m.$$

გარდა ამისა, ყველა ელექტრონს აქვს სპინი და, მაშასადამე, სპინური კუთხური იმპულსი $\vec{L}_s$ და სპინური მაგნიტური დიპოლის მომენტი $\vec{p}_{\text{მაგ}_s}$. ე.ი., ატომის სრული მაგნიტური დიპოლის მომენტია:

$$\vec{p}_{\text{ატ}} = \sum \vec{p}_{\text{მაგ}} + \sum \vec{p}_{\text{მაგ}_s}.$$

მაგნიტური ველი ნივთიერებაში

როდესაც მაგნეტიკებს³ ათავსებენ მაგნიტურ ველში, მაშინ აღძრული ელემენტარული მაგნიტური დიპოლები საკუთარ ველს ქმნის, რომელიც ცვლის პირვანდელს. მაგნეტიკში ინდუქციის სრული $\vec{B}$ ვექტორი ნაწილობრივ ნივთიერებაში არსებული დენებით არის შექმნილი, ნაწილობრივ – მასალის დამაგნიტებით $\vec{B} = \vec{B}_I + \vec{B}_{\text{დამაგ.}}$; $\vec{B}_I$ დენის ინდუქციაა, $\vec{B}_{\text{დამაგ.}}$ – დამაგნიტების ინდუქცია.

დიამაგნეტიზმი, პარამაგნეტიზმი, ფერომაგნეტიზმი

მაგნიტურ ველში მოთავსებულ სხვადასხვა ნივთიერებებზე ჩატარებული ცდები ცხადყოფს, რომ ზოგი მათგანი განიზიდება მაგნიტური ველით ანუ მაგნიტური ამთვისებლობა (მაგნიტურ ველზე ნივთიერების რეაგირების საზომი სიდიდე) უარყოფითია და ძალიან მცირეა $\chi < 0$. ამ მოვლენას დიამაგნეტიზმი ეწოდა. მათი მაგნიტური შეღწევადობა (ნივთიერების მაგნიტური თვისებების მახასიათებელი) $\mu = 1 + \chi \approx 1$. ყველა

³ ლითონები, რომლებსაც ბუნებრივი მაგნიტური თვისებები აქვს.

ნივთიერებას დიამაგნიტური თვისებები გააჩნია, თუმცა უმრავლესობაში ის იფარება პარა- და ფერომაგნეტიზმით. დიამაგნეტიკებია *ბისმუტი, სტიბიუმი, ოქრო, წყალი, კვარცი, წყალბადი*. დიამაგნეტიზმი არის ნივთიერების ბუნებრივი რეაქცია მოდებულ მაგნიტურ ველზე და ტემპერატურისგან დამოუკიდებელია.

ზოგი ნივთიერება (მაგალითად, *პლატინა*) მიიზიდება მაგნიტური ველით, მისი მაგნიტური ამთვისებლობა დადებითია, თუმცა ასევე ძალიან მცირეა, $\chi > 0$. ამ მოვლენას **პარამაგნეტიზმი** ეწოდა. პარამაგნეტიკების მაგნიტური შეღწევადობა ოდნავ აღემატება ერთს, $\mu = 1 + \chi \geq 1$. პარამაგნეტიკები ტემპერატურაზეა დამოკიდებული. დაბალ ტემპერატურებზე ატომების მაგნიტური მომენტები მოწესრიგებულია, ხოლო მაღალ ტემპერატურაზე დიდ როლს ასრულებს ქაოსური სითბური მოძრაობა, მოწესრიგებულობა ირღვევა და პარამაგნეტიკები დიამაგნეტიკებში გადადის. დამაგნიტებისა და ინდუქციის ვექტორების კავშირი ტემპერატურასთან მოიცემა **კიურის კანონით**:

$$\vec{M} = C \frac{\vec{B}}{T} ,$$

C კიურის მუდმივაა. პარამაგნეტიკებია – *პლატინა, ალუმინი, სოდა, მანგანუმი, ჟანგბადი*.

ზოგი ელემენტი – *რკინა, კობალტი, ნიკელი* ბუნებრივადაა ძლიერ დამაგნიტებული. მათ **ფერომაგნეტიკებს** უწოდებენ. ეს თვისება **დომენების თეორიით** აიხსნება: ფერომაგნეტიკში არის მცირე, ძლიერ დამაგნიტებული არეები – დომენები ერთმხრივ მიმართული მაგნიტური დიპოლის მომენტებით. ნიმუშის მაგნიტურ ველში ჩასმით ძლიერ იზრდება მისი დამაგნიტება, ამასთან შეინიშნება ორი ეფექტი:

- ✓ გარე ველზე ორიენტირებული დომენების ზომები იზრდება;
- ✓ დომენის შიგნით დიპოლებს ერთი მიმართულება აქვს, რომელიც გარე ველის მიმართულების თანხვედნილია.

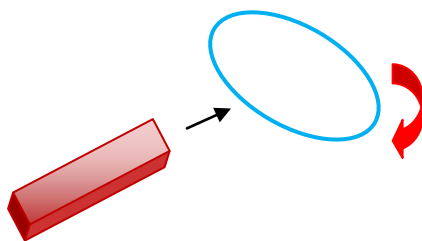
მაღალ ტემპერატურაზე ფერომაგნეტიკი თავის თვისებებს კარგავს და პარამაგნეტიკად გადაიქცევა.

2. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია. ფარადეის კანონი

2.1. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა, ფარადეის კანონი

1831 წლის 29 ოქტომბერს⁴ დიდმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა მაიკლ ფარადეიმ აღმოაჩინა ინდუქციური (ძალით გამოწვეული) დენის წარმოშობა კოჭაში მისადმი მაგნიტის მოძრაობისას. დენი კოჭაში ჩნდებოდა მხოლოდ მაგნიტის მოძრაობისას მისკენ ან მისგან. აქედან მან დაასკვნა, რომ ინდუქციურ დენს წარმოქმნის დროში ცვლადი მაგნიტური ველი. დამტკიცდა უწყვეტი და ყოველმხრივი კავშირი მაგნიტურ ველსა და ელექტრულ დენს შორის –

- ✓ ელექტრული დენი წარმოქმნის მაგნიტურ ველს გამტარის ირგვლივ, ხოლო, თავის მხრივ, ცვლადი მაგნიტური ველი წარმოქმნის ინდუქციურ დენს ჩაკეტილ კონტურში.



სურ. 34. ფარადეის ცდა ელექტრომაგნიტურ ინდუქციაზე.

ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი

კონტურში დენის წარმოქმნის ძირითად მიზეზად ფარადეიმ დაუშვა კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ნებისმიერი სახით ცვლილება. ფარადეის კანონი შემდეგნაირად ჟღერს:

- ✓ შეკრულ კონტურში ინდუქციის ემ ძალა კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის დროის უარყოფითი წარმოებულის ტოლია.

მათემატიკურად ეს კანონი ასე ჩაიწერება:

⁴ უიშვიათესი შემთხვევა მეცნიერებაში, როდესაც ცნობილია უდიდესი აღმოჩენის ზუსტი თარიღი – აღმოჩენილი იყო ინდუქციური დენი, იგივე ცვლადი დენი, რომელსაც ასე ფართოდ იყენებს კაცობრიობა.

$$\mathcal{E} = -d\Phi/dt = -\Phi'. \quad (\text{პრიმი (') იგივეა, რაც } d/dt). \quad (15)$$

(-) მიუთითებს მაგნიტური ნაკადისა და ინდუქციის ემ ძალის ურთიერთსაწინააღმდეგო არსს. სწრაფად ცვლადი ნაკადისას:

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t,$$

$\vec{B}$ მაგნიტური ინდუქციის ვექტორია, S – კონტურის ფართობი, ω – ნაკადის ცვლილების ციკლური სიხშირე. (15)-ში ჩასმით ვიღებთ:

$$\mathcal{E} = -\Phi' = -(BS \cos \omega t) = BS \omega \sin \omega t \Rightarrow BS \omega = \mathcal{E}_m \Rightarrow$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t, \quad (16)$$

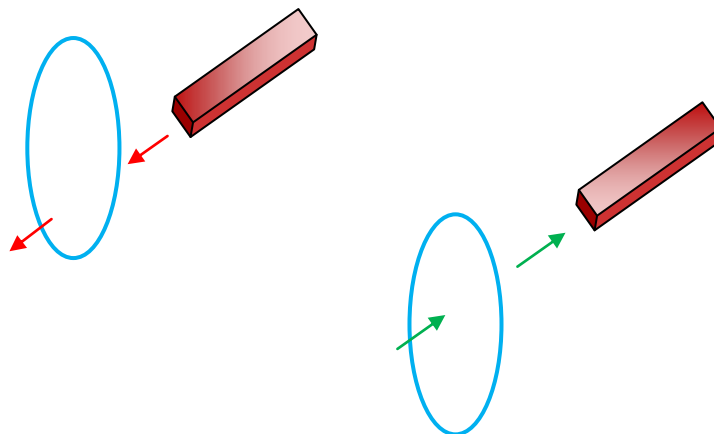
$\mathcal{E}_m$ ემ ძალის ამპლიტუდაა. N ხვითანი კოჭას შემთხვევაში ვღებულობთ:

$$\mathcal{E} = N \mathcal{E}_m \sin \omega t. \quad (17)$$

2.2. ლენცის წესი

ინდუქციური დენის მიმართულება განსაზღვრა რუსმა მეცნიერმა ლენცმა ენერგიის შენახვის კანონის საფუძველზე:

- ✓ ინდუქციურ დენს ისეთი მიმართულება აქვს, რომ ის მისი წარმოშობი მაგნიტური ნაკადის ნებისმიერ ცვლილებას ეწინააღმდეგება.



სურ. 35. ლენცის წესის აღმწერი ცდა.

ფარადეის კანონში მინუსი გულისხმობს დენის წინააღმდეგობას ნაკადის ცვლილებისადმი. ლენცის წესი აღწერს შეკრულ კონტურებს. სურათიდან ჩანს, რომ კონტურთან მაგნიტის მიახლოებისას, **კონტური მას გაურბის**, ამით ეწინააღმდეგება ნაკადის ზრდას. პირიქით, მაგნიტის მოცილებისას, **კონტური მას მისდევს**, ცდილობს არ დაუშვას ნაკადის შემცირება. თუ მაგნიტი უძრავია, უძრავია კონტურიც – ინდუქციური დენი მასში არ არის – მხოლოდ დროში ცვლად მაგნიტურ ველს ძალუძს ინდუქციური დენის წარმოქმნა შეკრულ კონტურებში.

2.3. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია

თუ ორი კოჭა ერთმანეთთან ახლოსაა, ერთი კოჭას დენი მეორეში ქმნის მაგნიტურ ნაკადს. თუ ის იცვლება დენის ცვლილებისას, ჩნდება ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის მორჩილი ინდუქციის ემ ძალა.

განვიხილოთ სოლენოიდის (გრძელი, წვრილი კოჭა) შუა ნაწილი. მასში გასული დენით თითოეულ ხვიაში აღძრული ნაკადი ყველა ხვიაში ერთნაირია. ასეთი კოჭებისთვის ფარადეის კანონი შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\mathcal{E} = - \frac{d(N\Phi)}{dt} = -N\Phi', \quad (18)$$

$N\Phi$ სოლენოიდში გამავალი სრული ნაკადია, რომელიც მასში გამავალი i დენის პროპორციულია:

$$N\Phi = Li, \quad (19)$$

L კოჭას ინდუქციურობაა, რომელიც კოჭას ზომებისა და მისი მავთულის მასალის მახასიათებელია. (19)-ის (18)-ში ჩასმით მივიღებთ:

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt} = -Li'. \quad (20)$$

ფარადეის კანონის თანახმად, ინდუქციის ემ ძალა ჩნდება კოჭაში გამავალი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებისას. მაგრამ ის ასევე ჩნდება თვით კოჭაში გამავალი დენის ცვლილებისას. ამ მოვლენას **თვითინდუქცია** ეწოდება, ხოლო შესაბამის ემ ძალას – **თვითინდუქციის ემ ძალა**.

კოჭას ინდუქციურობა იზომება *ჰენრი*თ (ჰნ).

(19) ფორმულიდან მივიღებთ:

$$L = N\Phi / i. \quad (21)$$

(21) გამოვიყენოთ L -ის გამოსათვლელად I სიგრძის კოჭას მონაკვეთისთვის გრძელი სოლენოიდის ცენტრის მახლობლად. სოლენოიდში სრული მაგნიტური ნაკადი:

$$N\Phi = NBS \Rightarrow N = n l \Rightarrow n l B S ,$$

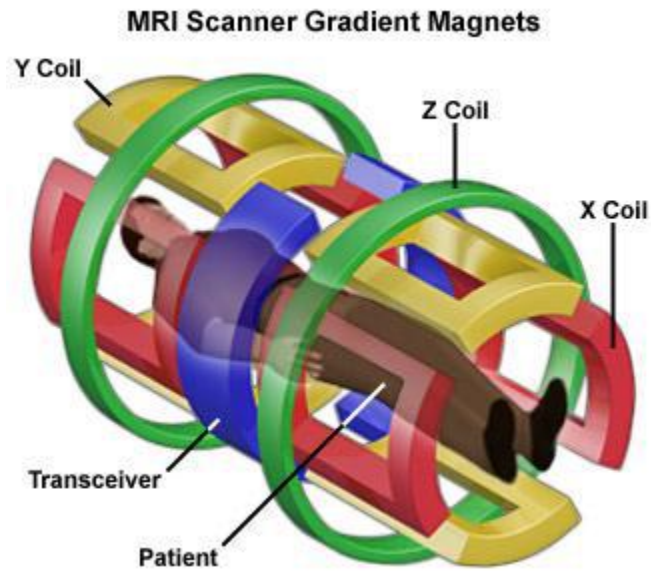
n ხვიათა რიცხვია ერთეულ სიგრძეზე, $B = \mu_0 n i$ – მაგნიტური ველის ინდუქცია სოლენოიდის შიგნით, S – სოლენოიდის განივკვეთის ფართობი. ინდუქციის მნიშვნელობის ნაკადის გამოსახულებაში ჩასმის შემდეგ მივიღებთ $N\Phi = \mu_0 n^2 S l i$, ხოლო მისი (21)-ში ჩასმით (V – კოჭას საკვლევი ნაწილის მოცულობა):

$$L = \mu_0 n^2 S l = \mu_0 n^2 V . \quad (22)$$

2.4. მაგნიტური ველის ენერგია

როდესაც კოჭაში რთავენ დენს, თვითინდუქციის ემ ძალა მის ზრდას ეწინააღმდეგება ანუ დენი მის საპირისპიროდ ასრულებს მუშაობას. როდესაც დენი აღწევს მუდმივ მნიშვნელობას, ემ ძალა ქრება და დენი მის წინააღმდეგ მუშაობას აღარ ასრულებს. ამ მუშაობის ტოლფასი ენერგია გროვდება კოჭას მაგნიტურ ველში. ის თავისუფლდება, როდესაც დენს გამორთავენ, ცდილობს რა შეინარჩუნოს მისი პირვანდელი მნიშვნელობა. ამ ენერგიის გამო-სათვლელად წარმოვადგინოთ დენის ცვლილება $\frac{di}{dt}$ კანონით, ამასთან ემ ძალა არის $\mathcal{E} = L \frac{di}{dt}$. დენის ელემენტარული მუშაობაა $dW = \mathcal{E} idt = L \frac{di}{dt} i dt = L i di$, და უდრის ველის მიერ დაგროვილ ელემენტარულ ენერგიას $dE_{\text{მაგ}} = L i di$. სრული ენერგია, რომელიც დენის ნულოვან I მუდმივ მნიშვნელობამდე მიღწევის მუშაობის ტოლია, გამოისახება შემდეგი სახით:

$$E_{\text{მაგ}} = \int dE_{\text{მაგ}} = \int_0^I L i di = L \int_0^I i di = \frac{LI^2}{2} .$$



სურ. 36. მაგნიტური ველის გამოყენება პრაქტიკულ მედიცინაში - მაგნიტურ-რეზონანსული ტომოგრაფია.

ცვლადი დენი

1. ცვლადი დენი

1.1. ცვლადი დენის წრედი

როდესაც მართკუთხა ან მრგვალი ჩარჩო ისე ბრუნავს მაგნიტურ ველში, რომ ჩარჩოს გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი განუწყვეტლივ იცვლება, ჩარჩოში ინდუცირდება ემ ძალა. N ხვიისგან შემდგარი S ფართობის კოჭას გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი:

$$\Phi = NBS . \quad (1)$$

თუ t დროში კოჭას ხვია მოტრიალდა α კუთხით, მაშინ:

$$\Phi = NBS \cos \alpha . \quad (2)$$

ვიცით, რომ ციკლური სიხშირე $\omega = \frac{\alpha}{t}$, აქედან $\alpha = \omega t$ და

$$\Phi = \Phi_m \cos \omega t , \quad (3)$$

$\Phi_m = NBS$ – ნაკადის ამპლიტუდა (მაქსიმალური მნიშვნელობა).

ამ დროს კოჭაში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა იქნება:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi' = -(\Phi_m \cos \omega t)' = \omega \Phi_m \sin \omega t .$$

$\mathcal{E}_m = \omega \Phi_m$ ემ ძალის ამპლიტუდაა, მაშინ:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t . \quad (4)$$

თუ კონტურის (კოჭას) ბოლოები წრედშია ჩართული, აღიძვრება ცვლადი ძაბვა, რომელიც ცვლადი ემ ძალის ანალოგიურად ჩაიწერება:

$$U = U_m \sin \omega t . \quad (5)$$

ცხადია, რომ თუ წრედში ძაბვა ცვლადია, დენიც ცვლადი იქნება ანუ კოჭას ნახევარი ბრუნვის დროს ის ერთ მხარეს მიედინება, მეორე ნახევრის

დროს კი – მეორე მხარეს. იცვლება მისი რიცხვითი მნიშვნელობაც – 0-დან რაღაც მაქსიმალურ (ამპლიტუდურ) მნიშვნელობამდე.

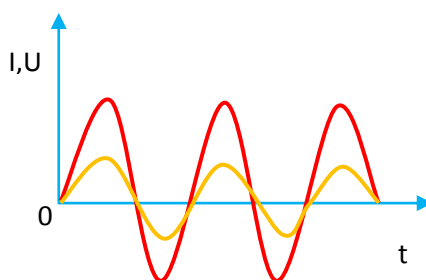
✓ სიდიდით და მიმართულებით პერიოდულად ცვალებად დენს ცვლადი დენი ეწოდება:

$$I = I_m \sin \omega t. \quad (6)$$

თუ წრედში ჩართულია მხოლოდ აქტიური წინაღობა (რეზისტორი) ($L \rightarrow 0, C \rightarrow 0$), იძულებითი რხევის განტოლება დადის $Ri = U_m \cos \omega t$ -

მდე და $i = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t$,

$I_m = \frac{U_m}{R}$ დენის ამპლიტუდაა.



სურ. 37. ცვლადი დენის ძალისა და ძაბვის დროზე დამოკიდებულების გრაფიკები.

1.2. ინდუქციურობა ცვლადი დენის წრედში

როდესაც ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მხოლოდ ინდუქციურობას (ანუ ინდუქციურობის კოჭას) ($R \rightarrow 0, C \rightarrow 0$), იძულებითი რხევის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$U_m \cos \omega t = L \frac{di}{dt}. \quad (7)$$

მოცემულ შემთხვევაში გარე ძაბვა მთლიანად მოდებულია კოჭაზე, ამიტომ (7) შეიძლება აღინიშნოს U_L -ით და მას ინდუქციურობაზე ძაბვის ვარდნას უწოდებენ. გადავწეროთ (7) შემდეგი სახით:

$$di = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt$$

და დროით გავაინტეგრიროთ: $i = \int di = \int \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t,$

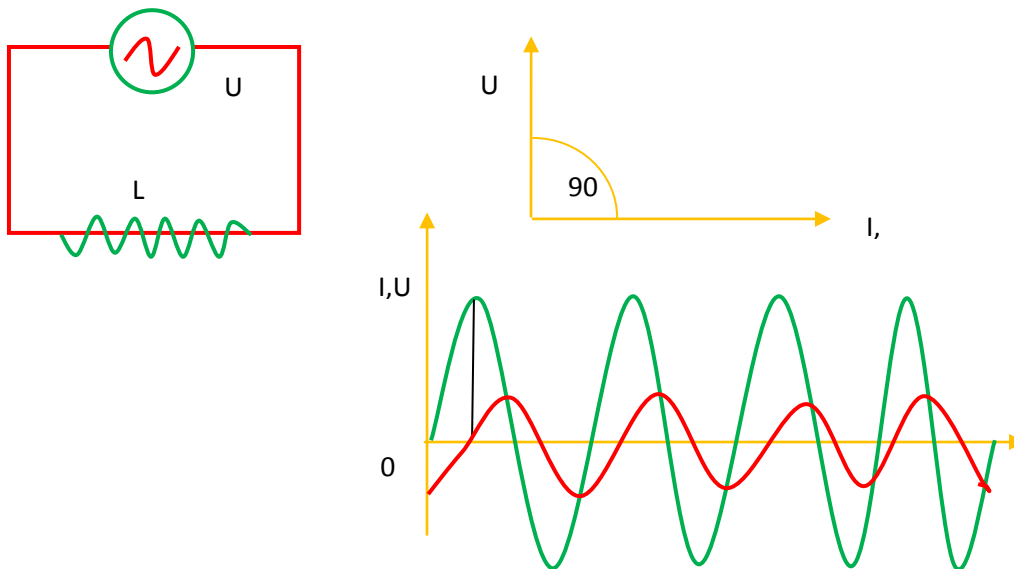
$$i = I_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \quad (8)$$

$$I_m = U_m / \omega L \quad (9)$$

ეს დენის ძალის ამპლიტუდაა. (9)-ს თუ ომის კანონს მივუსადაგებთ, მივიღებთ ცვლადი დენის წრედის ინდუქციურ წინააღობას

$$R_L = \omega L. \quad (10)$$

როგორც (8)-დან ჩანს, ძაბვა დენს $\pi/2$ ფაზით უსწრებს.



სურ. 38. ცვლადი დენის ძალისა და ძაბვის დროზე დამოკიდებულების გრაფიკები. წრედში ჩართულია L ინდუქციურობის კოჭა.

1.3. ელექტროტევადობა ცვლადი დენის წრედში

როდესაც ცვლადი დენის წრედი მხოლოდ ელექტროტევადობას (ანუ კონდენსატორს) შეიცავს ($R \rightarrow 0, L \rightarrow 0$), კონდენსატორის შემონაწენებზე გარე მოდებული ძაბვის ტოლი იქნება და იძულებითი რხევის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t. \quad (11)$$

დენი წრედში განისაზღვრება კონდენსატორის მუხტის დროის წარმოებულით

$$\begin{aligned} i &= \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(CU_C) = \frac{d}{dt}(CU_m \cos \omega t) = \\ &= -\omega CU_m \sin \omega t = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

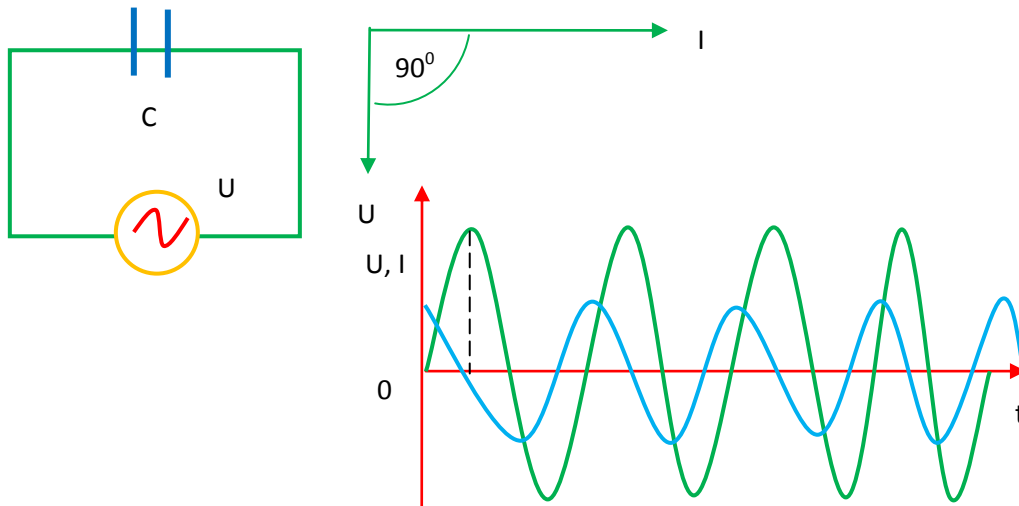
ამასთან, დენის ამპლიტუდა:

$$I_m = \omega CU_m. \quad (13)$$

(13)-დან მივიღებთ წრედის ტევადური წინაღობის გამოსახულებას:

$$R_C = 1/\omega C. \quad (14)$$

ძაბვის (11) და დენის (12) გამოსახულებების შედარებით ვრწმუნდებით, რომ დენი ძაბვას $\pi/2$ ფაზით უსწრებს.

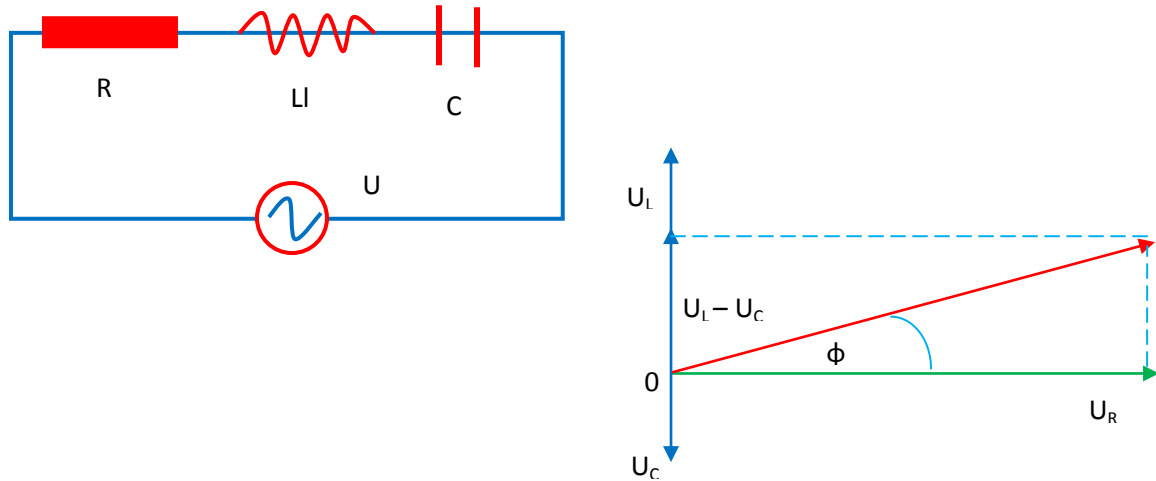


სურ. 39. ცვლადი დენის ძალისა და ძაბვის დროზე დამოკიდებულების გრაფიკები. წრედში ჩართულია C ინდუქციურობის კოჭა.

1.4. ძაბვის ვექტორული დიაგრამა/ცვლადი დენის სრული წრედი

ცვლადი დენის სრული წრედი შეიცავს აქტიურ წინააღობას R , ინდუქციურობას L და ელექტროტევადობას C . წრედში ცვლადი დენის გავლისას ძაბვის ამპლიტუდები R , L და C -ზე აღვნიშნოთ, შესაბამისად, U_R, U_L, U_C . შევადგინოთ წრედის ელემენტების ძაბვების ვექტორული დიაგრამა, რომლითაც აღვიღია აღიწეროს ცვლადი დენის წრედში მიმდინარე პროცესები – გარე მოდებული ძაბვის ამპლიტუდა ცალკეული ძაბვების ამპლიტუდების ვექტორული ჯამის ტოლია:

$$\vec{U}_m = \vec{U}_R + \vec{U}_L + \vec{U}_C.$$



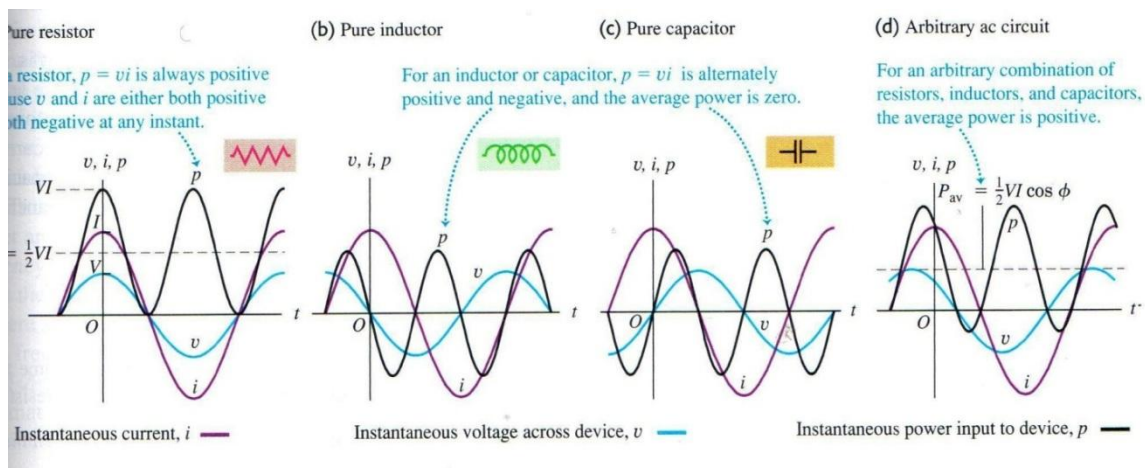
სურ. 40. ძაბვების ვექტორული დიაგრამა.

პითაგორას თეორემის გამოყენებით ვექტორული დიაგრამიდან მივიღებთ მოდებული ძაბვის გამოსახულებას:

$$U_m^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2 \quad \text{ან} \quad I^2 Z^2 = I^2 R^2 + I^2 (R_L - R_C)^2.$$

დენის ძალის კვადრატის (I^2) შეკვეცით და ამოფესვით:

$$Z = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$



სურ. 41. ცვლადი დენის წრედში ცალცალკე ჩართული წინაღობა, ინდუქციურობა, ელექტროტევადობა და ცვლადი დენის სრული წრედი.

Z ცვლადი დენის სრული წრედის წინაღობაა (იმპედანსი). დიაგრამიდან ჩანს, რომ დენი ჩამორჩება ძაბვას φ ფაზით, რომელიც განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებიდან:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_L - R_C}{R} = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}.$$

მისი ამპლიტუდა $I_m = U_m / Z$. თუ ძაბვა იცვლება $u = U_m \cos \omega t$ კანონით, შესაბამისი დენი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$i = I_m \cos(\omega t - \varphi).$$

$R_L - R_C = R^*$ წინაღობას რეაქტიულ წინაღობას უწოდებენ. ე.ი. **იმპედანსი** განისაზღვრება **აქტიური** და **რეაქტიული** წინაღობებით:

$$Z = \sqrt{R^2 + R^{*2}}.$$

2. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში

2.1. დენისა და ძაბვის მოქმედი/ეფექტური მნიშვნელობა

მყისი ანუ დროზე დამოკიდებული სიმძლავრის მნიშვნელობა ცვლადი დენის წრედში განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$\begin{aligned} P(t) = ui &= U_m \cos \omega t \cdot I_m \cos(\omega t - \varphi) = U_m I_m \cos \omega t \cdot \cos(\omega t - \varphi) = \\ &= U_m I_m \cdot (\cos^2 \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \cos \omega t \cdot \sin \varphi). \end{aligned}$$

ცვლადი დენის პერიოდულობის გამო განესაზღვროთ პერიოდის განმავლობაში გამოყოფილი სიმძლავრის საშუალო მნიშვნელობა. რადგან კოსინუსის საშუალო მნიშვნელობა ერთ პერიოდში:

$$\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}, \text{ ხოლო } \overline{\sin \omega t \cdot \cos \omega t} = 0,$$

მივიღებთ:

$$\bar{P} = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi.$$

ექტორული დიაგრამიდან გამომდინარეობს, რომ $\cos \varphi = R/Z$.
გარდა ამისა,

$$U_m / Z = I_m.$$

ამ მნიშვნელობის საშუალო სიმძლავრის ფორმულაში ჩასმით მივიღებთ:

$$\bar{P} = \frac{I_m^2 R}{2}.$$

ასევე გამოისახება მუდმივი დენის სიმძლავრეც:

$$P = \frac{I^2 R}{2}.$$

ამ გამოსახულებების შედარებით:

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}.$$

ეს არის ე.წ. ცვლადი დენის მოქმედი (ეფექტური) მნიშვნელობა. ანალოგიური გამოსახულება მიიღება ძაბვისთვისაც:

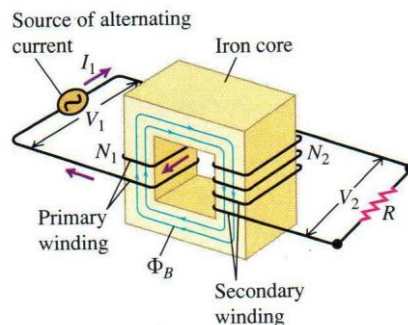
$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}.$$

✓ ცვლადი დენის მოქმედი (ეფექტური) მნიშვნელობა ეწოდება მუდმივი დენის ისეთ მნიშვნელობას, რომელიც იგივე სიმძლავრეს გამოყოფს წრედში, რასაც მოცემული ამპლიტუდის ცვლადი დენი.

2.2. ტრანსფორმატორები

The induced emf per turn is the same in both coils, so we adjust the ratio of terminal voltages by adjusting the ratio of turns:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{N_2}{N_1}$$



სურ. 42. ტრანსფორმატორი.

ტრანსფორმატორი გამოიყენება ძაბვის ცვლილებისთვის ანუ, საჭიროების შემთხვევაში, ხდება მისი ამაღლება ან დადაბლება მოთხოვნილების მიხედვით. ის შედგება გულარზე დახვეული სხვადასხვა რაოდენობის ხვიის მქონე ორი კოჭასგან. კოჭაში აღძრული ე.მ. ძალაა $\mathcal{E} = ne$, ის კოჭას ხვიათა რიცხვის პროპორციულია. ტრანსფორმატორის მთავარი მახასიათებელია ტრანსფორმაციის კოეფიციენტი, რომელიც კოჭებში ხვიების რიცხვის ფარდობის ტოლია:

$$k = \frac{n_1}{n_2}.$$

ელექტრომაგნიტური რხევები და ტალღები

1. ელექტრომაგნიტური რხევები

1.1. რხევითი კონტური

- ✓ მუხტის, დენის ძალისა და ძაბვის პერიოდულ ან თითქმის პერიოდულ ცვლილებას ელექტრომაგნიტური რხევები ეწოდება.

ელექტრომაგნიტური რხევები წარმოიქმნება რხევით კონტურში – C ტევადობის კონდენსატორისა და მის შემონაფენებს მიერთებული L ინდუქციურობის კოჭასგან შემდგარ სისტემაში. რხევისას კონდენსატორის ელექტრული ენერგია გარდაიქმნება კოჭას მაგნიტურ ენერგიად და პირიქით.

თავიდან კონდენსატორი წყაროდან იმუხტება $E_C = q_m^2 / 2C$ ენერგიამდე, შემდეგ გადართავენ კოჭაზე. კონდენსატორი განიმუხტება – მისი მუხტი თანდათან მცირდება, სამაგიეროდ იზრდება დენი კოჭაში. როდესაც კონდენსატორი მთლიანად განიმუხტება, მისი ელექტროენერგია სრულად გარდაიქმ-

ნება $E_L = LI_m^2 / 2$ კოჭას მაგნიტურ ენერგიად. ამასთან, დენი აღწევს I_m მაქსიმალურ მნიშვნელობას. შემდეგ კონდენსატორი იწყებს გადამუხტვას – დენი კოჭაში მცირდება, კონდენსატორის მუხტი კი იზრდება და ბოლოს კოჭას მთელი მაგნიტური ენერგია კონდენსატორის ელექტროენერგიად გარდაიქმნება – შესრულდება ერთი სრული რხევა. შემდეგ ყველაფერი მეორდება.

1.2. ჰარმონიული/თავისუფალი ელექტრომაგნიტური რხევები

რხევით კონტურში მიმდინარეობს **თავისუფალი (არამიღევადი)** რხევები. ცხადია, ეს იდეალური შემთხვევაა (წრედის წინაღობა უგულებელყოფილია), რადგან სინამდვილეში ენერგია შემაერთებელ სადენებზე იკარგება (გამოიყოფა სითბოს სახით) და რხევები მიიღევა. თავდაპირველად მივიღოთ თავისუფალი რხევის განტოლება, შემდეგ მიღევადი და იძულებითი რხევის განტოლებები.

თავისუფალი რხევები ხასიათდება პერიოდით და სიხშირით:

- ✓ რხევის პერიოდი (T) ერთი სრული რხევის დროა, სიხშირე (ν) – რხევათა რიცხვი დროის ერთეულში, რომელიც პერიოდის შებრუნებული სიდიდეა.

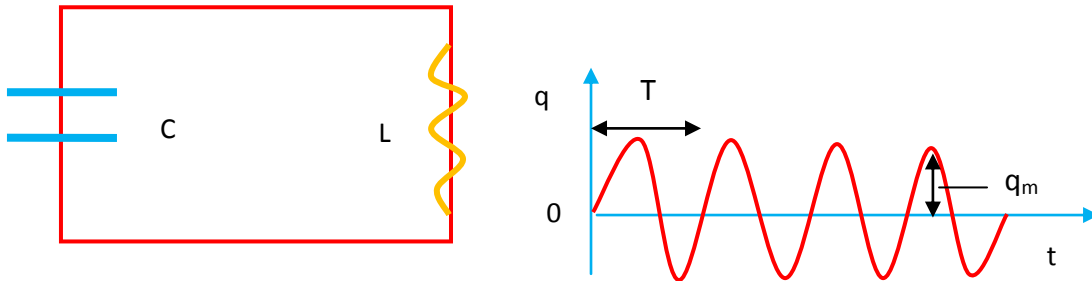
პერიოდი და სიხშირე ტომსონის ფორმულით მოიცემა:

$$T = 1/\nu = 2\pi\sqrt{LC}.$$

არსებობს ციკლური სიხშირეც

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T.$$

✓ სინუსის ან კოსინუსის კანონით მიმდინარე რხევებს ჰარმონიული ეწოდება.



სურ. 43. რხევითი კონტური. თავისუფალი ელექტრომაგნიტური რხევები.

კირხჰოფის მეორე კანონის თანახმად, რხევით კონტურში კონდენსატორის დაბვა კოჭას ემ ძალის ტოლია:

$$U_C = \mathcal{E}_L,$$

$$U_C = q/C \text{ და } \mathcal{E}_L = -L di/dt,$$

ჩავსვათ და მივიღებთ:

$$q/C = -L di/dt, \text{ ან } L di/dt + q/C = 0.$$

ყველა წერის L -ზე გაყოფით და იმის გათვალისწინებით, რომ $di/dt = d^2q/dt^2 = q''$, მივიღებთ მეორე რიგის ერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას q მუხტის მიმართ:

$$q'' + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (1)$$

ეს არის ჰარმონიული თავისუფალი (არამილევადი) რხევის განტოლება, რომლის ამონახსნია:

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (2)$$

q, q_m შესაბამისად, მუხტის მყისი და ამპლიტუდური (მაქსიმალური) მნიშვნელობაა, $\omega_0 t + \varphi$ – რხევის ფაზა, φ – საწყისი ფაზა, ω_0 – რხევითი კონტურის საკუთარი ციკლური სიხშირე, რომელიც გამოთვლილია ტომსონის ფორმულიდან:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

(1) გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$q'' + \omega_0^2 q = 0. \quad (3)$$

კოსინუსის ნაცვლად (2)-ში შეიძლება სინუსიც ჩაიწეროს, რადგან ორივე პერიოდული ფუნქციაა.

გრაფიკულად ასეთი რხევები სინუსოიდით გამოისახება.

1.3. მილევადი ელექტრომაგნიტური რხევები

ყველა რეალურ რხევით კონტურს აქტიური წინაღობა გააჩნია, სადაც K გამოიყოფა სითბო და რხევები მიიღევა. მივიღოთ მილევადი რხევის განტოლება: კირხჰოფის მეორე წესის თანახმად, ძაბვის ვარდნა კონდენსატორსა და აქტიურ წინაღობაზე კოჭას ემ ძალის ტოლია:

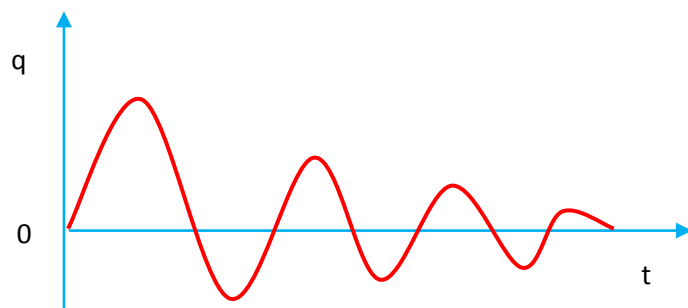
$$U_R + U_C = \mathcal{E} \text{ ან } iR + \frac{q}{C} = -L \frac{di}{dt},$$

ემ ძალის გადანაცვლებით:

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0, \quad Li' + iR + \frac{q}{C} = 0.$$

ყველა წევრის L ინდუქციურობაზე გაყოფით და $i = q'$, $i' = q''$, შეცვლით საბოლოოდ მივიღებთ:

$$q'' + q' \frac{R}{L} + \frac{q}{LC} = 0. \quad (4)$$



სურ. 44. მიღწევადი ელექტრომაგნიტური რხევები.

როგორც ცნობილია, $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, ხოლო $\frac{R}{L} = 2\beta$, β მიღწევის კოეფიციენტი და

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = 0. \quad (5)$$

(5) მიღწევადი რხევების სტანდარტული დიფერენციალური განტოლებაა. როდესაც $\beta^2 < \omega_0^2$, (5)-ის ამონახსნი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$q = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (6)$$

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ მიღწევადი რხევის ციკლური სიხშირეა ($\omega < \omega_0$). როდესაც $\beta^2 > \omega_0^2$, მიღწევადი რხევების ნაცვლად ხდება კონდენსატორის აპერიოდული განმუხტვა, რხევითი კონტურის შესაბამის წინაღობას კრიტიკული ეწოდება ($R_{კრ}$). მას $\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{LC}$ თანაფარდობიდან საზღვრავენ და $R_{კრ} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ ტოლია.

რხევის ამპლიტუდა $q_m e^{-\beta t}$ დამოკიდებულია დროზე და რხევა მიიღწევა ექსპონენციალური კანონით.

1.4. იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები

თუ რხევით კონტურში ჩართულია ცვლადი ემ ძალის მქონე წყარო, რხევები აღარ მიიღევა, რადგან წინააღმდეგობაზე ენერგეტიკული დანაკარგები კომპენსირებული იქნება წყაროს მიერ – ასეთ რხევას იძულებითი ეწოდება. ასეთი კონტურისთვის იწერება მეორე რიგის არაერთგვაროვანი დიფერენციალური განტოლება:

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = \mathcal{E}_m \cos \omega t,$$

ამ წევრების L -ზე გაყოფით და ცნობილი შეცვლებით მივიღებთ:

$$q'' + q' \frac{R}{L} + \frac{1}{LC} q = \frac{\mathcal{E}_m}{L} \cos \omega t.$$

$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad \frac{R}{L} = 2\beta \quad \text{გათვალისწინებით:}$$

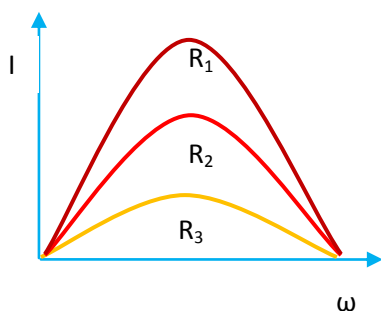
$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = \frac{\mathcal{E}_m}{L} \cos \omega t. \quad (7)$$

(7)-ე წარმოადგენს იძულებითი რხევების სტანდარტულ დიფერენციალურ განტოლებას. მისი კერძო ამონახსნია:

$$q = q_m \sin(\omega t + \varphi), \quad (8)$$

$$q_m = \frac{\mathcal{E}_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (9)$$

კონტურის მუხტის ამპლიტუდაა, ხოლო დენი კონტურში გამოისახება ფორმულით:



$$i = \frac{dq}{dt} = q' = \omega q_m \cos(\omega t + \varphi),$$

რომელიც მუხტის წარმოებულებაა დროით, მისი ამპლიტუდა

სურ. 45.

$$R_3 > R_2 > R_1$$

$$I_m = \omega q_m = \frac{\omega \mathcal{E}_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (10)$$

(10)-დან ჩანს, რომ დენი მაქსიმუმს აღწევს მაშინ, როდესაც $\omega L = 1/\omega C$ ან $\omega = 1/\sqrt{LC}$ ანუ როდესაც მოდებული ემ ძალის სიხშირე კონტურის საკუთარი სიხშირის ტოლია:

$$\omega = \omega_0.$$

✓ იძულებითი რხევების ამპლიტუდის მკვეთრ ზრდას გარე და საკუთარი სიხშირეების შეთავსებისას რეზონანსი ეწოდება.

რაც ნაკლებია წრედის წინააღობა, მით ბასრია რეზონანსული პიკი. მცირე წინააღობაზე რეზონანს *ბასრი* ეწოდება, დიდ წინააღობაზე – *ბლავგი*.

რხევები და ტალღები

1. თავისუფალი ჰარმონიული რხევები

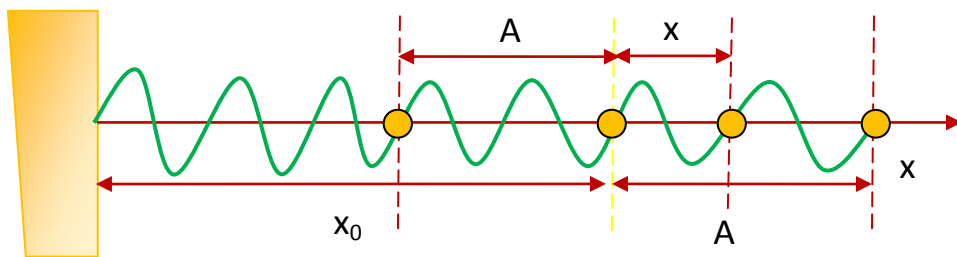
- ✓ პერიოდული ეწოდება მოძრაობას, რომელიც მეორდება თანაბარი დროის შუალედებში. ნაწილაკების წანაცვლებას პერიოდული მოძრაობის დროს სინუსის და კოსინუსის კანონებით აღწერენ. ასეთი სახის პერიოდულ მოძრაობას ჰარმონიულ რხევას უწოდებენ.

ქვემოთ ჩამოთვლილია ჰარმონიული მოძრაობის აღმწერი ძირითადი სიდიდეები:

- ✓ ჰარმონიული რხევის პერიოდი T – ერთი სრული რხევის დრო (წმ).
- ✓ ჰარმონიული რხევის სიხშირე ν – რხევათა რიცხვი დროის ერთეულში (ჰც).
- ✓ წანაცვლება x – მანძილი წონასწორული მდგომარეობიდან მერხევი სხეულის ადგილმდებარეობამდე დროის მოცემულ მომენტში.
- ✓ უდიდესი წანაცვლების მოდული – ამპლიტუდა A .
- ✓ რხევას ახასიათებს სიჩქარე და აჩქარება.
- ✓ მექანიკური რხევისას სხეულის ენერგია თანამიმდევრულად გადაიქცევა კინეტიკურიდან პოტენციურში და პირიქით.

განვიხილოთ იდეალიზებული რხევითი სისტემა – *ჰამბარიანი ქანქარა*. სისტემის რხევა გამოწვეულია მასზე მოქმედი გარე ძალით, შემდეგ კი დრეკადობის ძალის მოქმედებით გრძელდება. ერთხელ მოდებული ძალის შემთხვევაში რხევა საკმაოდ სწრაფად მიიღევა წინაღობის ძალთა მოქმედების შედეგად. როდესაც გარე მაიძულებელი ძალა პერიოდულად მოდებულია სისტემაზე, ადგილი აქვს *ძულეებით* რხევებს. იდეალურ ვითარებაში წინაღობის ძალებს უგულებელყოფენ და რხევები უსასრულოდ დიდხანს მიმდინარეობს. მათ *თავისუფალი რხევები* ეწოდება.

მივიღოთ თავისუფალი ჰარმონიული რხევის განტოლება.



სურ. 1.

ჰამბარიანი ქანქარა წარმოადგენს k სიხისტის ჰამბარაზე მიმაგრებულ m მასის სხეულს. გარე ძალის მიერ ჰამბარის გაჭიმვის ან შეკუმშვის დროს აღიძვრება დრეკადობის ძალა, რომელიც აბრუნებს ჰამბარას არადეფორმირებულ მდგომარეობაში – აღიძვრება რხევა (სურ. 1).

ზამბარიან ქანქარაზე ერთხელ მოდებული გარე ძალის შემთხვევაში, რომელმაც აღძრა რხევა, დრეკადობის ძალა რჩება მერხვე სისტემაში ერთადერთ მოქმედ ძალად. მაშასადამე, სწორედ ის ანიჭებს სისტემას აჩქარებას (ნიუტონის მეორე კანონი) ანუ გვაქვს ერთი და იგივე ძალის ორი გამოსახულება:

$$\vec{F} = -k\vec{x} \quad \text{და} \quad \vec{F} = m\vec{a}.$$

მათი გატოლებით და ყველა წევრის ერთ მხარეს მოთავსებით მივიღებთ:

$$m\vec{a} = -k\vec{x}, \quad m\vec{a} + k\vec{x} = 0,$$

რხევის 0x ღერძზე დაგეგმარებით

$$ma + kx = 0.$$

ტოლობის ყველა წევრის მასაზე გაყოფით და აჩქარების კოორდინატის (x წანაცვლების) დროის მეორე წარმოებულით გამოსახვის შედეგად მივიღებთ:

$$a + \frac{k}{m}x = 0 \Rightarrow a = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2 \Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2x = 0.$$

თვალსაჩინოებისთვის ამოვწეროთ ბოლო გამოსახულება ცალკე და მივიღებთ თავისუფალი ჰარმონიული რხევის განტოლებას შემდეგი სახით:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2x = 0, \quad (1)$$

სადაც $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ რხევის ციკლური სიხშირეა.

განტოლება (1) არის მეორე რიგის ერთგვაროვანი დიფერენციალური განტოლება და მისი ამონახსნია:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (2)$$

$\omega_0 t + \varphi$ რხევის ფაზაა, φ – საწყისი ფაზა. სხვათა შორის, (2)-ში კოსინუსის ნაცვლად შეიძლება გამოვიყენოთ სინუსიცი, რადგან ორივე ეს ფუნქცია პერიოდულია და მხოლოდ მათ ძალუძს პერიოდული პროცესის სრულყოფილი აღწერა.

ბრუნვითი მოძრაობიდან ცნობილია, რომ:

$$\omega_0 = 2\pi/T$$

და ზამბარიანი ქანქარას სხევის პერიოდის ფორმულაა:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}},$$

სიხშირის კი

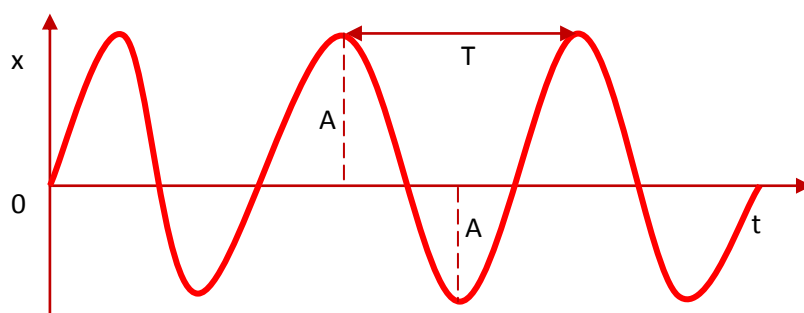
$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}.$$

მეორე ცნობილი რხევითი სისტემის – მათემატიკური ქანქარას პერიოდი და სიხშირე გამოისახება, შესაბამისად, შემდეგი ფორმულებით:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}} \text{ (პიუგენსის ფორმულა), } \nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{\ell}}.$$

რხევის განტოლება და მისი ამონახსნი კი, რა თქმა უნდა, ზამბარიანი ქანქარას ანალოგიურია.

გრაფიკულად თავისუფალი ჰარმონიული რხევები აღიწერება *სინუსოიდით* ან *კოსინუსოიდით* (სურათი 2).



სურ. 2.

2. რხევის სიჩქარე, აჩქარება და ენერგია

სიჩქარე არის წანაცვლების დროის წარმოებული, ე.ი. თავისუფალი ჰარმონიული რხევის სიჩქარე:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(A \cos(\omega_0 t + \varphi)) = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi) = -v_m \sin(\omega_0 t + \varphi),$$

$v_m = \omega_0 A$ სიჩქარის ამპლიტუდაა.

აჩქარება არის სიჩქარის დროის წარმოებული, ე.ი. თავისუფალი ჰარმონიული რხევის აჩქარება:

$$\begin{aligned} a = \frac{dv}{dt} &= \frac{d}{dt}(-\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi)) = -\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= -a_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \end{aligned}$$

$a_m = \omega_0^2 A$ აჩქარების ამპლიტუდაა.

ზამბარიანი ქანქარას მყისი პოტენციური ენერგიაა:

$$E_{\text{პ}} = \frac{kx^2}{2} = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi).$$

ზამბარიანი ქანქარას მყისი კინეტიკური ენერგიაა:

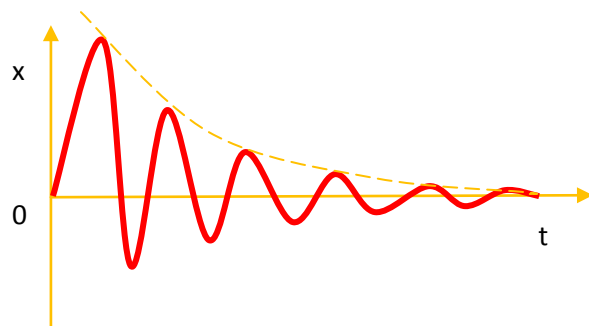
$$\begin{aligned} E_{\text{კ}} = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow \omega_0^2 &= \frac{k}{m}, m = \frac{k}{\omega_0^2} \Rightarrow \frac{k\omega_0^2 A^2}{2\omega_0^2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= \frac{kA^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned}$$

მაშასადამე, ზამბარიანი ქანქარას სრული ენერგია:

$$\begin{aligned} E_{\text{სრული}} = E_{\text{კ}} + E_{\text{პ}} &= \frac{kA^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= \frac{kA^2}{2} = \text{const}. \end{aligned}$$

3. მილევადი რხევები

აქამდე იგულისხმებოდა, რომ რხევით სისტემაში რხევის შემშლელი წინააღობის ძალები არ მოქმედებს. ამასთან, რეალურ პირობებში რხევები საკმაოდ სწრაფად მიიღევა (ქრება) სწორედ წინააღობის ძალების მოქმედების გამო – მათ გააქვთ ენერგია რხევით სისტემიდან.



სურ. 3.

მილევადი რხევის განტოლება ისევ ნიუტონის მეორე კანონიდან $F = ma$ მივიღოთ, რომელი ძალაც – ჯამურია დრეკადობის $-kx$ და ხახუნის (სიბლანტის) $-r\dot{x} = -r \frac{dx}{dt}$ ძალებისა, სადაც r გარემოს სიბლანტის კოეფიციენტი. მაშასადამე,

$$ma = -r\dot{x} - kx, \quad ma + r\dot{x} + kx = 0, \quad m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0.$$

ტოლობის წევრების მასაზე გაყოფით და აღნიშვნების შემოტანით:
 $\omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad 2\beta = \frac{r}{m}$ (β მილევის კოეფიციენტი), მივიღებთ:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (3)$$

ეს არის მილევადი რხევის განტოლება, რომლის ამონახსნია:

$$x = Ae^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad \text{ან} \quad x = A^*(t) \cos(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

წევრი $e^{-\beta t}$ მიუთითებს, რომ მილევა მიმდინარეობს ექსპონენციალური კანონით (ძალიან სწრაფად) (სურ. 3).

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ მიღებული რხევის ციკლური სიხშირეა ($\omega < \omega_0$).

$A^*(t) = Ae^{-\beta t}$, შესაბამისად, მიღებული რხევის ამპლიტუდაა, დროზე დამოკიდებული და ექსპონენციალურად მიღებული.

ვთქვათ, რაღაც τ დროის შემდეგ ამპლიტუდა e -ჯერ შემცირდა ($e \approx 2,71$)⁵, მაშინ ვიღებთ შემდეგ თანაფარდობას:

$$\frac{A^*(t)}{A^*(t+\tau)} = \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+\tau)}} = e \quad \text{ან} \quad \frac{1}{e^{-\beta\tau}} = e \quad \text{ანუ} \quad \beta = \frac{1}{\tau} \quad (\text{წმ}^{-1}).$$

აქედან გამოდინარეობს მიღების კოეფიციენტის ფიზიკური არსი:

- ✓ მიღების კოეფიციენტი არის რხევის ამპლიტუდის e -ჯერადი შემცირების დროის შებრუნებული სიდიდე.

თუ ავიღებთ პერიოდით განსხვავებულ დროის ორ მომენტს, მაშინ შესაბამისი ამპლიტუდების ფარდობა:

$$\frac{A^*(t)}{A^*(t+T)} = \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T}, \quad D = \beta T = \ln \frac{A^*(t)}{A^*(t+T)}.$$

ამ სიდიდეს მიღების ლოგარითმული დეკრემენტი ეწოდება.

- ✓ მიღების ლოგარითმული დეკრემენტი რიცხობრივად ერთი პერიოდით განსხვავებულ ორ დროის მომენტში აღებული ამპლიტუდების ფარდობის ნატურალური ლოგარითმის ტოლია.

მიღებული რხევის პერიოდი $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$. ცხადია, რომ

მოცემული სისტემის მიღებული რხევის პერიოდი თავისუფალი რხევის პერიოდზე მეტია. რაც მეტია გარემოს წინააღმდეგობის გაწევის უნარი, მით მეტად განსხვავდება მიღებული და თავისუფალი ჰარმონიული რხევის პერიოდები.

✓ თუ $\beta = 0$ – შეინიშნება თავისუფალი ჰარმონიული რხევა.

✓ β -ს ზრდისას, ვიდრე $\beta < \omega_0$, მოძრაობა პერიოდულია.

✓ როდესაც $\beta \rightarrow \omega_0$, $T \rightarrow \infty$, ხოლო $\beta \geq \omega_0$, მოძრაობა აღარ არის პერიოდული, ის აპერიოდული მოძრაობა ხდება.

⁵ e – ნეპერის რიცხვი.

4. იძულებითი რხევები

როდესაც რხევის უნარის მქონე სხეული რაიმე გარე ძალის ზემოქმედებას განიცდის, ის რხევას იწყებს. თავიდან სხეული ირხევა საკუთარი სიხშირით, მაგრამ თანდათან რხევის სიხშირე უტოლდება გარე ძალის სიხშირეს, ამასთან, რხევის ამპლიტუდა და ფაზა უცვლელი რჩება. ასეთ რხევებს **იძულებითი** ეწოდება. ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად, ჯამური ძალა დრეკადობის, სიბლანტის და სხეულზე მოქმედი გარე ძალების ვექტორული ჯამის ტოლია:

$$ma = -rv - kx + F_m \cos \omega t.$$

უკვე ჩვეული მოქმედებების ჩატარების შემდეგ მივიღებთ:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_m \cos \omega t. \quad (5)$$

სადაც $f_m = F_m/m$.

(5) არის **იძულებითი რხევების განტოლება**, რომლის ამონახსნი თავისუფალი ჰარმონიული რხევების ამონახსნის ანალოგიურად გამოისახება:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (6)$$

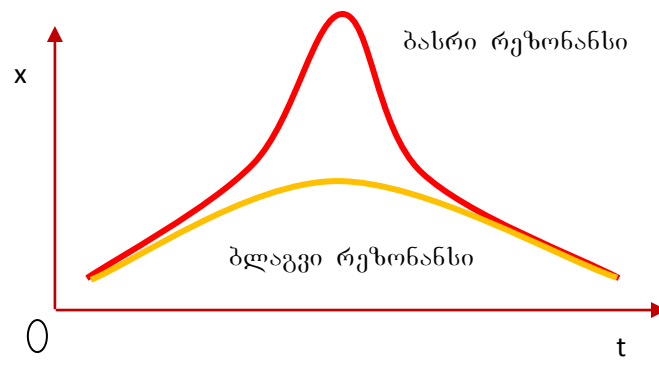
აქ $A = \frac{f_m}{\beta \sqrt{\beta^2 + 4\omega^2}}$, ხოლო $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\omega}{\beta}$.

იძულებით რხევებს ახასიათებს:

- ✓ **რეზონანსი** – რხევის ამპლიტუდის მკვეთრი ზრდა რხევის საკუთარი სიხშირის გარე სიხშირესთან გატოლებისას.

ამ შემთხვევაში გარედან შემოსული ენერგია პრაქტიკულად სრულად მიეწოდება რხევით სისტემას, ამიტომ იზრდება რხევის ამპლიტუდა. რაც ნაკლებია სისტემაში წინაღობის ძალების მოქმედება (ხახუნი), მით მკვეთრად გამოიხატება რეზონანსი.

რხევით სისტემაში არსებული მცირე წინააღობისას რეზონანსს *ბასრი* ეწოდება, დიდი წინააღობისას – *ბლაგვი* (სურ. 4).



სურ. 4.

5. მექანიკური ტალღები

- ✓ რხევის გავრცელებას დრეკად გარემოში მექანიკური ტალღა ეწოდება.

გარემოში ტალღა ნაწილაკიდან ნაწილაკზე გადადის, რომლებიც ირხევა თავისი წონასწორული მდებარეობის სიახლოვეს და მხოლოდ რხევას გადასცემს. მექანიკურ ტალღებს გადააქვს ენერგია ნივთიერების გადატანის გარეშე. ტალღას აქვს *პერიოდი, სიხშირე, ამპლიტუდა, ფაზა, სიხქარე და ტალღის სიგრძე* – მანძილი ერთ ფაზაში მერხევ ორ მეზობელ წერტილს შორის.

$$v = \lambda / T = \lambda \nu.$$

ტალღის მოძრაობის და გარემოს ნაწილაკების რხევის მიმართულების მიხედვით განასხვავებენ გრძივ და განივ ტალღებს:

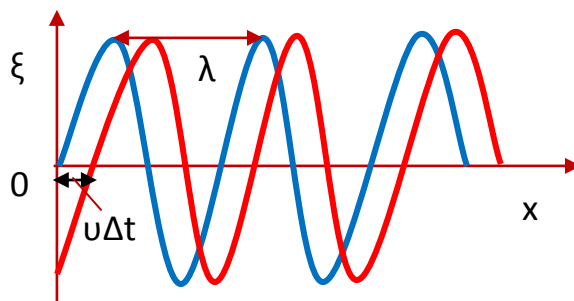
- ✓ განივ ტალღაში მისი მოძრაობის და ნაწილაკების რხევის მიმართულებები ურთიერთმართობულია.
- ✓ განივ ტალღაში მისი მოძრაობის და ნაწილაკების რხევის მიმართულებები თანხვედენილია.
- ✓ ტალღურ ზედაპირს, რომლის ყველა წერტილი ერთ ფაზაში (სინფაზურად) ირხევა, ტალღის ფრონტი ეწოდება.
- ✓ ტალღის ფრონტის მართობულ წირს სხივი ეწოდება.

ტალღის უმარტივესი ფრონტებია: ბრტყელი და სფერული.

- ✓ ბრტყელ ტალღას ბრტყელი ფრონტი აქვს, $R \rightarrow \infty$.
- ✓ სფერულ ტალღას ნებისმიერი რადიუსის, $R < \infty$, სფერული ფრონტი აქვს.

6. ბრტყელი ტალღის განტოლება

ტალღის განტოლება (ტალღური განტოლება) აღწერს იმ გარემოს მერხევი ნაწილაკის წანაცვლებას წონასწორული მდებარეობიდან, რომელ გარემოშიც ვრცელდება ტალღა. წარმოვიდგინოთ ბრტყელი ტალღის გავრცელება ერთგვაროვან, იზოტროპულ, არამშთანქმელ გარემოში მარცხნიდან მარჯვნივ. 0 წერტილში ნაწილაკი ჰარმონიულ რხევას ასრულებს (იხ. სურ. 5.)



სურ. 5.

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (7)$$

რაიმე წერტილში 0-დან მარჯვნივ x მანძილზე რხევის ფაზა საწყისიდან Δt -ით განსხვავდება. ბრტყელი ტალღის განტოლება x -ის გასწვრივ იქნება:

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - \Delta t) + \varphi].$$

მაგრამ $\Delta t = x/v$, x მანძილია, v – ტალღის სიჩქარე, მაშინ:

$$\xi(x, t) = A \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi\right] = A \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v} + \varphi\right).$$

$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{vT} = \frac{2\pi}{\lambda}$ ე.წ. ტალღური რიცხვია, მისი შემოტანით ტალღური განტოლება შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (8)$$

თუ ტალღა მარჯვნიდან მარცხნივ მოძრაობს, ბრტყელი ტალღის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t + kx + \varphi). \quad (9)$$

ტალღის გავრცელებისას შთამნთქმელ გარემოში მისი ენერგია გარდაიქმნება სითბოდ – ტალღა მიიღევა – განტოლებას ემატება მიღევის მამრავლი $e^{-\gamma x}$

$$\xi(x, t) = Ae^{-\gamma x} \cos(\omega t \pm kx + \varphi). \quad (10)$$

7. სფერული ტალღის განტოლება

წარმოვიდგინოთ, რომ ტალღის წერტილოვანი წყარო იმყოფება ერთგვაროვან, იზოტროპულ, არაშთამნთქმელ გარემოში და ტალღის გავრცელების სიჩქარე ყველა მიმართულებით ერთნაირია. მაშინ ტალღა იქნება სფერული და მისი განტოლება შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\begin{aligned}\xi(x, t) &= \frac{A}{r} \cos[\omega(t - \Delta t) + \varphi] = \frac{A}{r} \cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{v}\right) + \varphi\right] = \\ &= \frac{A}{r} \cos\left(\omega t - \frac{\omega r}{v} + \varphi\right) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi),\end{aligned}$$

$\frac{A}{r}$ სფერული ტალღის ამპლიტუდაა, რომელიც მცირდება წყაროდან მოცილებისას. ამის მიზეზია ტალღური ზრდაპირის ზრდა წყაროდან მანძილის ზრდისას – შედეგად მცირდება ტალღის ზედაპირზე ენერგიის განაწილების სიმკვრივე და, მაშასადამე, ამპლიტუდაც, როგორც ენერგიის ფუნქცია. ზოგადი სახით სფერული ტალღის განტოლება შემდეგნაირია:

$$\xi(x, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi). \quad (11)$$

აქაც ტალღის გავრცელებისას შთამნთქმელ გარემოში:

$$\xi(x, t) = \frac{A}{r} e^{-\gamma x} \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (12)$$

8. ელექტრომაგნიტური ტალღები

8.1. ელექტრომაგნიტური ველი

როგორც უკვე აღინიშნა, ცვლადი მაგნიტური ველი ქმნის ელექტრულ ველს. თავის მხრივ, ცვლადი ელექტრული ველი მაგნიტურს ქმნის. ეს მტკიცება სივრცის სიმეტრიულობას უსვამს ხაზს და ფუნდამენტურია.

წარმოვიდგინოთ, რომ ელექტრული ველის დაძაბულობა $\vec{E}$ ბრტყელი დიელექტრიკის შიგნით იცვლება $\frac{dE}{dt}$ კანონით შემონაფენებზე მოდებული

მუხტის შესაბამისად, ისევე, როგორც იქვე აღძრული $\vec{B}$ ინდუქციის მაგნიტური ველი. ფარადეის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის ანალოგიურად შეიძლება ჩაიწეროს:

$$\int_l B dl = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

ანუ მაგნიტური ველი იქმნება ცვლადი ელექტრული ველით. $\vec{B}$ ვექტორის ცირკულაციის ფორმულიდან:

$$\int_l B dl = \mu_0 I$$

ანუ მაგნიტური ველი ასევე იქმნება გამტარში გამავალი დენით,

8.2. წანაცვლების დენი

მაშასადამე, არსებობს მაგნიტური ველის წარმოქმნის, სულ მცირე, ორი ხერხი მაინც:

- ✓ ცვლადი ელექტრული ველით;
- ✓ ელექტრული დენით.

ორივე ხერხი თანასწორუფლებიანია. ასე, რომ ჩავწერთ:

$$\int_l B dl = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + \mu_0 I = \mu_0 \left(\epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I \right).$$

$\epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ წევრს აქვს დენის განზომილება. ამ წევრს წანაცვლების

დენი ეწოდება (დენი კონდენსატორში). გამტარობის დენი კონდენსატორში არ გადის, რადგან კონდენსატორში არ გადის მუხტი, თუმცა წანაცვლების დენი ნამდვილად დენია, რითაც ის დენის უწყვეტობის კონცეფციას ამტკიცებს.

✓ ურთიერთდაკავშირებული ცვლადი ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთობლიობას ელექტრომაგნიტური ველი ეწოდება.

8.3. მაქსველის განტოლებები

ელექტრული და მაგნიტური ველების განხილვისას (ფარადეის იდეებზე დაყრდნობით) უდიდესმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯეიმს კლერკ მაქსველმა განავითარა მოლეკულების ზომებზე გაცილებით დიდი მუხტებით და დენებით შექმნილი ელექტრომაგნიტური ველის მაკროსკოპული თეორია.

თეორიის საფუძველს მაქსველის განტოლებები შეადგენს:

ინტეგრალური სახე

✓ მაქსველის განტოლებების პირველი წყვილი

$$1) \int_l E_l dl = -\frac{d\Phi_B}{dt} \text{ ან } \int_l E_l dl = -\int_S \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)_n dS,$$

$$2) \int_S B_n dS = 0.$$

პირველი განტოლება აღწერს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონს. მეორე მიუთითებს ძალწირების შეკრულობაზე, ანუ იმაზე, რომ მაგნიტურ ველს უძრავი წყარო არ აქვს.

✓ მაქსველის განტოლებების მეორე წყვილი

$$1) \int_l B dl = \mu_0 \left(\epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I \right) \text{ ან } \int_l H_l dl = \int_S j_n dS + \int_S \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)_n dS,$$

$$2) \int_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0} \text{ ან } \int_S D_n dS = \int_V \rho dV.$$

პირველი განტოლება გამტარობისა და წანაცვლების დენებს აღძრულ მაგნიტურ ველს უკავშირებს. მეორე აჩვენებს, რომ ელექტრული ძალწირები იწყება და მთავრდება მუხტებზე ანუ ელექტრულ ველს აქვს უძრავი წყარო – მუხტი.

დიფერენციალური სახე

პირველი წყვილი:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{div } \vec{B} = 0.$$

მეორე წყვილი:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \text{div } \vec{D} = \rho.$$

ფორმულებში შემავალი სიდიდეები დაკავშირებულია შემდეგი თანაფარდობებით:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H},$$

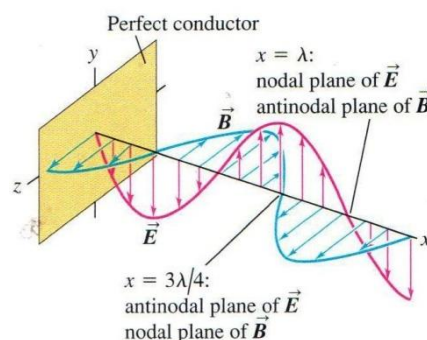
D ელექტრული ველის ინდუქციაა, H – მაგნიტური ველის დაძაბულობა, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ – ომის კანონის დიფერენციალური სახე,

j – დენის სიმკვრივე, $\rho = \frac{dq}{dV}$ – მუხტის სიმკვრივე.

8.4. ელექტრომაგნიტური ტალღები. ტალღის ენერგია და იმპულსი, მდგარი ტალღები

მაქსველის თეორიის თანახმად, სივრცის რაიმე წერტილში აღძრული ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველი შემდეგ სივრცეში ვრცელდება.

✓ სივრცეში ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელებას ელექტრომაგნიტური ტალღა ეწოდება.



სურ. 46. ელექტრომაგნიტური ტალღა.

ელექტრომაგნიტურ ველს ელექტრული და მაგნიტური ვექტორებით გამოსახავენ $\left(\vec{E}, \vec{B} \right)$.

დავუშვათ, უსასრულო, გაუმტარ სივრცეში ჩნდება $\vec{E}$ დაძაბულობის ელექტრული ველი. მუხტის არყოფნის გამო ეს ველი მალე გაქრება, თუმცა, მაქსველის თეორიის თანახმად, $\vec{E}$ დაძაბულობის შემცირება გამოიწვევს $\vec{H}$ დაძაბულობის მაგნიტური ველის აღძვრას. იქ დენის არარსებობის გამო ეს ველიც მალევე გაქრება, მაგრამ გაჩნდება $\vec{E}^*$ დაძაბულობის გრიგალური ელექტრული ველი, რომელიც სპობს $\vec{E}$ დაძაბულობის პირველად ელექტრულ ველს და ჩნდება სივრცის სხვა წერტილებში. ამ წერტილში ელექტრული ველის შემცირება წარმოქმნის $\vec{H}^*$ დაძაბულობის მაგნიტურ ველს, რომელიც, თავის მხრივ, სპობს $\vec{H}$ დაძაბულობის პირველად მაგნიტურ ველს და ჩნდება სივრცის სხვა წერტილებში – პროცესი მეორდება და გრძელდება. ასე წარმოიქმნება ელექტრომაგნიტური ტალღა. თუ ელექტრომაგნიტური ტალღა აირეკლება რაიმე სარკისებრი ზედაპირიდან და ხვდება საკმარისად ჩაკეტილ მოცულობაში/სივრცეში, გასხივებული და არეკლილი ტალღები ხვდება ერთმანეთს და მათი ზედდების შედეგად ჩნდება ე.წ. **მდგარი ელექტრომაგნიტური ტალღა**.

ელექტრომაგნიტური ტალღების თვისებები:

- ✓ ელექტრომაგნიტური ტალღები განივია;
- ✓ ვაკუუმში (თვისუფალ სივრცეში) ელექტრომაგნიტური ტალღები ვრცელდება სინათლის c სიჩქარით, ნებისმიერ სხვა გარემოში კი –

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \text{ სიჩქარით};$$
- ✓ $\vec{E}, \vec{H}, c$ ურთიერთმართობულია;
- ✓ $\vec{E}, \vec{H}$ ვექტორების მოდულები ერთმანეთთან დაკავშირებულია შემდეგი თანაფარდობით: $E\sqrt{\epsilon_0\epsilon} = H\sqrt{\mu_0\mu}$, ხოლო სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში განისაზღვრება ფორმულით:

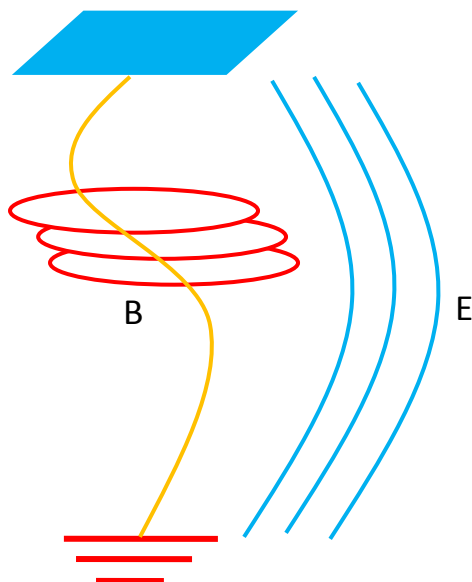
$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ};$$

- ✓ ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის ერთეული ზედაპირის ენერგია განისაზღვრება პოინტინგის ვექტორით – ეს ენერგიის ნაკადის სიმკვრივეა

$$\vec{\Pi} = \left[\vec{E} \times \vec{H} \right] \quad \text{და ელექტრომაგნიტური ტალღის მიმართულებით გრძელდება.}$$

8.5. ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელება, ღია რხევითი კონტური

მძლავრი ელექტრომაგნიტური ტალღის აღქმისთვის საჭიროა საკმარისად მაღალი სიხშირის ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველი. ჩვეულებრივი ე.წ. ჩაკეტილი რხევითი კონტური ამ მიზნებისთვის გამოუსადეგარია, რადგან მას არ ძალუძს ენერგიის გამოსხივება სივრცეში. გერმანელმა ფიზიკოსმა ჰაინრიხ ჰერცმა ამ მიზნით გამოიყენა **ღია რხევითი კონტური** – გარდაქმნილი ჩაკეტილი კონტური – კონდენსატორის შემონაფენები მაქსიმალურად დაშორებულია ერთმანეთისგან – მავთულად გაჭიმული კოჭას სიგრძეზე. ამით შემონაფენების ფართობი შეძლებისდაგვარად მცირდება. შედეგად ვღებულობთ ჩვეულებრივ ანტენას, რომელსაც ყოველდღიურად ვიყენებთ ტელევიზორებში, მობილურებში და სხვა. ამასთან, კონტურის ელექტრო-



სურ. 47. ღია რხევითი კონტური.

ტევადობა $\left(C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \right)$ ძლიერ მცირდება,

რადგან მცირდება S და იზრდება d , რაც ამცირებს C -ს. მცირდება ინდუქციურობა (ის პროპორციულია კოჭას ფართობის, რომელიც ნულისკენ მიისწრაფის კოჭას მავთულად გაჭიმვისას), ტომსონის ფორმულის მიხედვით (ელექტრომაგნიტური რხევის პერიოდის და სიხშირის ფორმულა)

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

იწვევს სიხშირის და, მაშასადამე, გამოსხივებული ტალღის ენერგიის ზრდას, რომელიც სიხშირის პროპორციულია $(E \sim \nu^4)$.

ოპტიკა

1. გეომეტრიული ოპტიკა

1.1. სინათლის გავრცელება

სინათლის ტალღები ელექტრომაგნიტური ტალღებია, მათი მთავარი მახასიათებელია – სინათლის სხივი.

✓ სინათლის სხივი ეწოდება სინათლის ენერგიის გავრცელების მიმართულებას.

სინათლის ტალღური თვისებები ყველაზე მკაფიოდ გამოიკვეთება, როდესაც დასხივებული ობიექტების წირითი ზომები (d) ძლიერ აღემატება სინათლის ტალღის სიგრძეს (λ) ანუ სრულდება თანაფარდობა:

$$d \gg \lambda.$$

სინათლის სხივი ვრცელდება წრფივად. ამის დასტურია გაუმჭვირვალე ობიექტის განათებისას ჩრდილის წარმოქმნა.

1.2. სინათლის არეკვლა და გარდატეხა

სხვადასხვა ოპტიკური სიმკვრივის მქონე ორი გამჭვირვალე ან ნახევრად გამჭვირვალე გარემოს გამყოფ ზედაპირზე შეინიშნება სინათლის არეკვლა და გარდატეხა:

დაცემული, არეკლილი და გარდატეხილი სხივები და დაცემის წერტილში აღმართული მართობი ერთ სიბრტყეში მდებარეობს.

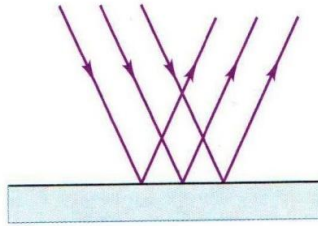
✓ სინათლის არეკვლისას გლუვი ზედაპირიდან დაცემის კუთხე არეკვლის კუთხის ტოლია:

$$\alpha = \beta.$$

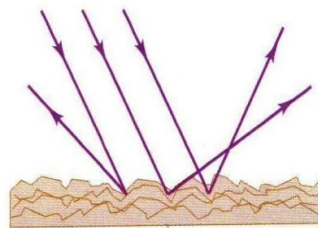
დაცემისა და არეკვლის კუთხეების ტოლობა ახასიათებს ე.წ. **სარკულ არეკვლას** რაიმე გლუვი ზედაპირიდან. თუ ზედაპირი გლუვი არ არის, არეკლილი სხივები მიმართულია სხვადასხვა მიმართულებით. თუმცა ამ დროს არეკვლის კანონი სულაც არ ირღვევა, თითოეული სხივი არეკვლისას არეკვლის კანონის სრული დაცვით აირეკლება ე.წ. მცირე სარკული ზედაპირიდან. ეს ზედაპირები ერთმანეთთან გარკვეულ კუთხეებს ადგენს. შედეგად სხივები აირეკლება სხვადასხვა კუთხით. ასეთ

არეკვლას **დიფუზიური არეკვლა ეწოდება**.

(a) Specular reflection



(b) Diffuse reflection



სურ. 48. სინათლის არეკვლა.

ა) სარკული არეკვლა;

ბ) დიფუზიური არეკვლა.

✓ სინათლის გარდატეხისას – ერთი გარემოდან მეორეში გადასვლისას

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21},$$

სადაც n_{21} მეორე გარემოს გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელია პირველის მიმართ. არის კიდევ სინათლეგამტარი გარემოს აბსოლუტური მაჩვენებელი n .

✓ გარდატეხის აბსოლუტური მაჩვენებელი აჩვენებს, რამდენჯერ მეტია სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში მოცემულ გარემოსთან შედარებით

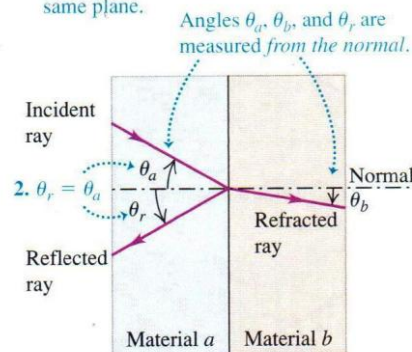
$$n = c/v.$$

გარდატეხის მაჩვენებელი სინათლის ტალღის სიგრძეზეა დამოკიდებული.

თუ სინათლე გადადის ოპტიკურად უფრო მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში, დაცემის კუთხის ზრდასთან ერთად იზრდება გარდატეხის კუთხეც, რომელიც თავიდანვე მეტია დაცემის კუთხეზე და ღებება მომენტი, როდესაც გარდატეხის კუთხე მართი გახდება (90°) ანუ გარდატეხილი სხივი გასრიალდება ამ გარემოთა გამყოფ ზედაპირზე. დაცემის შესაბამის კუთხეს (α_0) **სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრული კუთხე** ეწოდება.

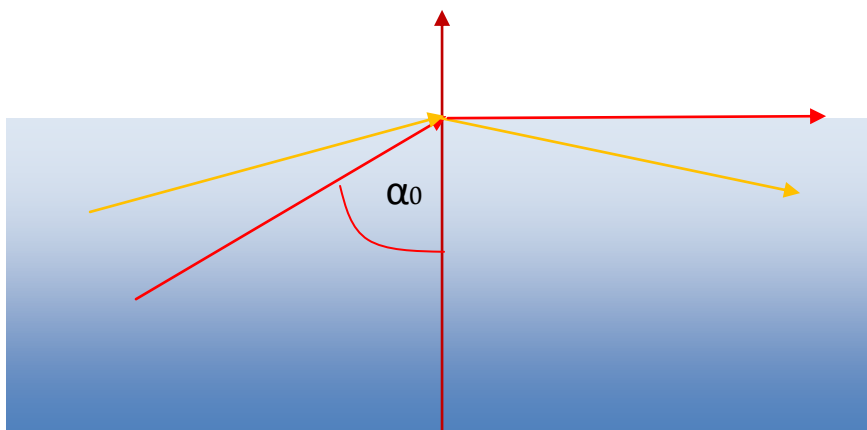
33.7 The laws of reflection and refraction.

1. The incident, reflected, and refracted rays and the normal to the surface all lie in the same plane.



სურ. 49. სინათლის არეკვლისა და გარდატეხის კანონები.

დაცემის კუთხის შემდგომი ზრდისას გარდატეხის კუთხე მართზე მეტი ხდება – სინათლე სრულად ირეკლება ზედაპირიდან და იგივე გარემოში რჩება. აქედან გამომდინარეობს მოვლენის დასახელებაც – **სინათლის სრული შინაგანი არეკვლა**

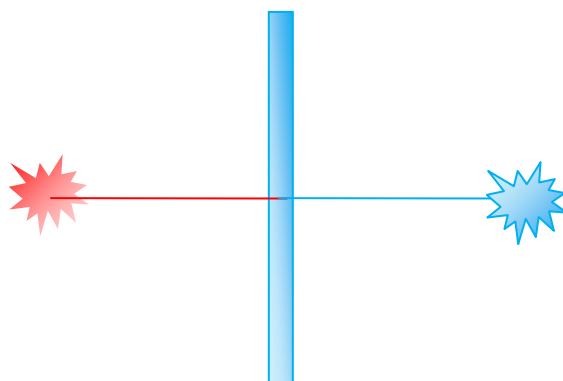


$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}.$$

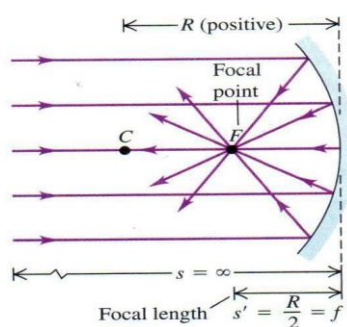
სურ. 50. სრული შინაგანი არეკვლა.

1.3. ბრტყელი და სფერული სარკეები

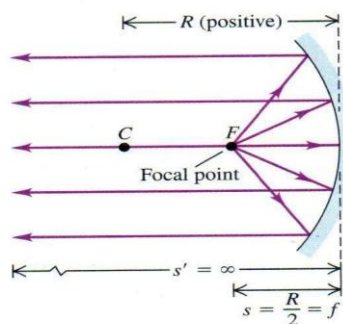
სინათლის არეკვლის კანონი პრაქტიკაში გამოიყენება ბრტყელ და სფერულ სარკეებში გამოსახულების მისაღებად. ორივე შემთხვევაში გამოსახულება მიიღება ერთი წერტილიდან გამოსული ორი სხივის სარკიდან არეკვლის შემდეგ მათ გადაკვეთის წერტილში შეხვედრით. ასეთი არეკვლილი სხივების გადაკვეთით მიღებული წერტილების ერთობლიობა ქმნის სარკეში წარმოსახვით გამოსახულებას. მნათი საგნის მდებარეობიდან გამომდინარე იცვლება გამოსახულების ადგილმდებარეობაც, რომელიც შეიძლება იყოს საგანზე დიდი, მასზე პატარა ან მისი ტოლი.



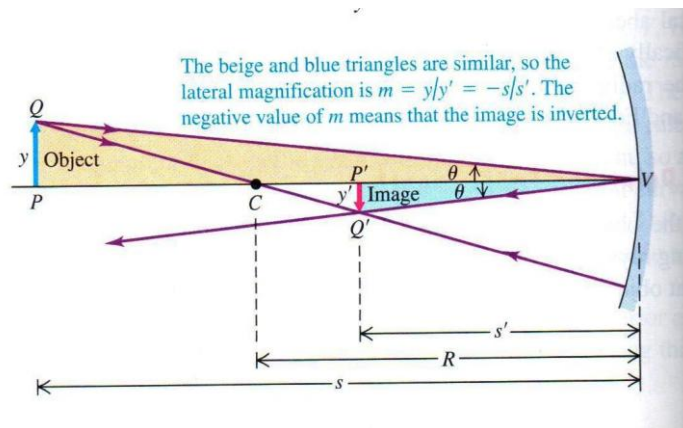
სურ. 51. ბრტყელი სარკე.



(b) Rays diverging from the focal point reflect to form parallel outgoing rays.



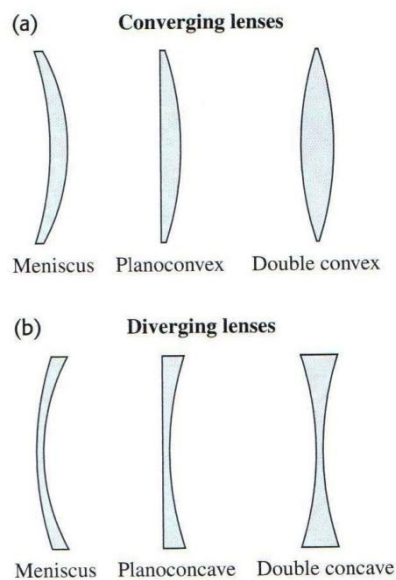
სურ. 52. სფერული სარკე.



სურ. 53. გამოსახულების აგება სფერულ სარკეში.

1.4. ლინზები. ლინზის ფორმულა

- ✓ ლინზა ეწოდება სფერული ზედაპირებით შემოფარგლულ გამჭვირვალე სხეულს.



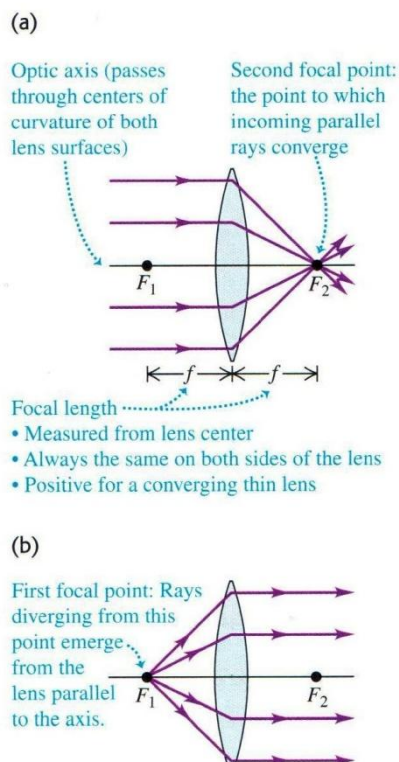
სურ. 54. ლინზების სხვადასხვა ტიპები.

ფორმის მიხედვით განასხვავებენ შემდეგი სახის ლინზებს:

1. ჩაზნექილ-ამოზნექილი;
2. ბრტყელ-ამოზნექილი;

3. ორმხრივ-ამოზნექილი;
4. ამოზნექილ-ჩაზნექილი;
5. ბრტყელ-ჩაზნექილი;
6. ორმხრივ-ჩაზნექილი.

პრაქტიკულად მოსახერხებელია თხელი ლინზები – **ლინზები, რომელთა შუაწელი მცირედ განსხვავდება კიდეებისგან** ანუ მისი ზედაპირის სიმრუდის რადიუსი $R \rightarrow \infty$. თხელ ლინზებში გამოსახულების აგება დაკავშირებულია გარკვეულ სხივებთან, რომელთა სვლა წინასწარაა ცნობილი: **მთავარი ოპტიკური ღერძი** – თხელი ლინზის ცენტრში მისი სიბრტყის მართობულად გამავალი სხივი. ლინზის ცენტრში გამავალი სხვა სხივებიც (**თანაღერძები**) არ გარდატეხება. მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივები ლინზაში გარდატეხის შემდეგ ერთ წერტილში (**ფოკუსში**) გროვდება. ორმხრივამოზნექილ (**შემკრებ**) ლინზას ფოკუსი *ნამდვილი* აქვს, ორმხრივჩაზნექილს (**გამბნევ**) ლინზას – *წარმოსახვითი*, რადგან მასში გარდატეხისას სხივები იბნევა და წარმოსახვით ფოკუსში ამ სხივების წარმოსახვითი გაგრძელებები იკრიბება.



სურ. 55. სინათლის გარდატეხა თხელ სფერულ ლინზაში.

ქვემოჩამოთვლილი სიდიდეები სრულად აღწერს სინათლის წყაროს და მისი გამოსახულების მდებარეობებს ლინზის მიმართ:

- ✓ მანძილი ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან ფოკუსამდე – **ფოკუსური მანძილი** F ;

- ✓ მანძილი სინათლის წყაროდან ლინზის ოპტიკურ ცენტრამდე – d ;
- ✓ მანძილი გამოსახულებიდან ლინზის ოპტიკურ ცენტრამდე – f ;
- ✓ სინათლის წყაროს წირითი ზომა – h , გამოსახულების წირითი ზომა – H .

ეს სიდიდეები ერთმანეთთან დაკავშირებულია **ლინზის ფორმულებით**:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} - \text{ნამდვილი გამოსახულება შემაკრებ ლინზაში;}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} - \text{წარმოსახვითი გამოსახულება შემაკრებ ლინზაში;}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d} - \text{წარმოსახვითი გამოსახულება გამბნევ ლინზაში.}$$

(გამბნევ ლინზაში ნამდვილი გამოსახულება შეუძლებელია, ის ყოველთვის წარმოსახვითია).

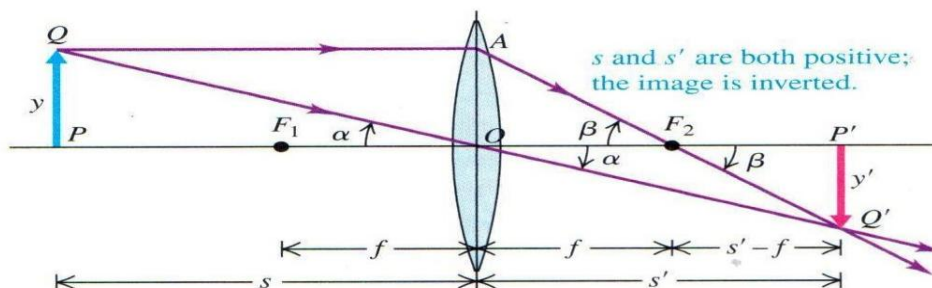
გამოსახულების და სინათლის წყაროს ზომების ფარდობას ლინზის გამაღიდეებლობა ეწოდება,

$$\Gamma = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

ფოკუსური მანძილის შებრუნებულ სიდიდეს **ოპტიკური ძალა** ეწოდება,

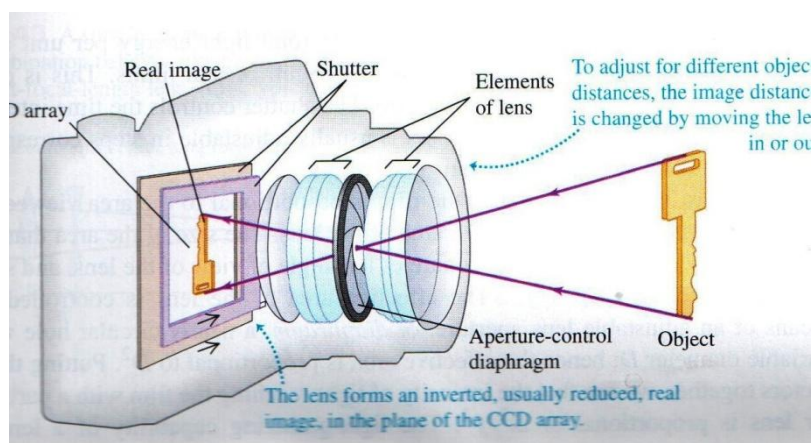
$$D = \frac{1}{F} \text{ მისი ერთეულია დიოპტრი (დპტრ} = \text{მ}^{-1}\text{).}$$

$\frac{f}{d}$ **ემკრები** ლინზის ფოკუსური მანძილი დადებითია, **გამბნევის** – უარყოფითი.

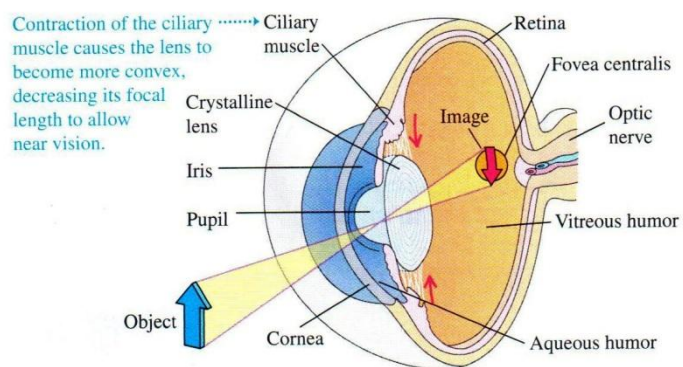


სურ. 56. გამოსახულების აგება თხელ სფერულ ლინზაში.

1.5. კამერა, თვალი

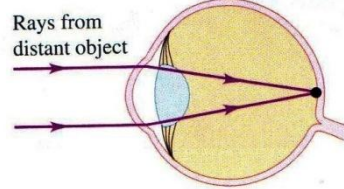


სურ. 57. კამერა.

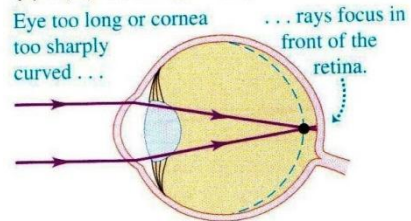


სურ. 58. თვალი.

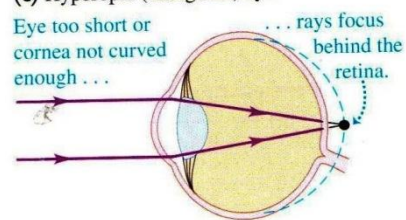
(a) Normal eye



(b) Myopic (nearsighted) eye



(c) Hyperopic (farsighted) eye



სურ. 59. თვალი ???

2. ტალღური ოპტიკა

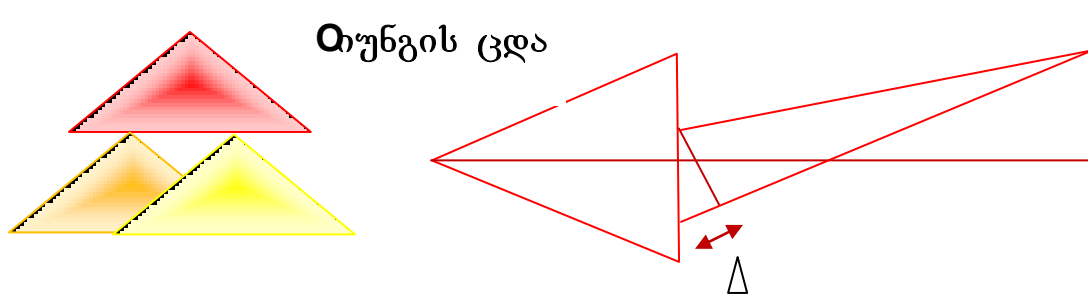
სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნება

სინათლე ელექტრომაგნიტურ ტალღას წარმოადგენს. სინათლის ტალღური ბუნება მტკიცდება სინათლის *ინტერფერენციით*, *დიფრაქციით*, *დისპერსიით*, *შთანთქმით* და *გაბნევით* – ეს დამახასიათებელია ნებისმიერი ტალღური პროცესისთვის. ბუნების ობიექტებზე სინათლის მოქმედების უდიდესი ნაწილი (*ფოტოქიმიური*, *სითბური* და *სხვა*) მის *ელექტრულ* მდგენელზე მოდის, მაგნიტური კი მხოლოდ ენერგიის გადამტანია.

2.1. სინათლის ინტერფერენცია და ტალღური ვექტორები. იუნგის ცდა

სინათლის ინტერფერენცია აღმოაჩინა ინგლისელმა მეცნიერმა **თომას იუნგმა**:

- ✓ სინათლის ინტერფერენცია ეწოდება კოჰერენტული⁶ სინათლის ტალღების ზედღების მოვლენას, რის შედეგადაც მოცემულ არეში მონაცვლეობით ჩნდება სინათლის ინტენსივობის გაძლიერება და შესუსტება.



სურ. 60. ინტერფერენციასა და დიფრაქციაზე დაკვირვება იუნგის ცდაში. სვლათა სხვაობის განსაზღვრა.

როდესაც სივრცის რომელიმე წერტილში სინათლის ინტენსივობა აღემატება ორი დამოუკიდებელი, კოჰერენტული სინათლის წყაროდან გამოსული ტალღების ჯამურ ინტენსივობას (განათებული არე),

⁶ ერთნაირი სიხშირის (ტალღის სიგრძის) მქონე ტალღები მუდმივი ფაზათა სხვაობით.

ინტერფერენციას კონსტრუქციული ეწოდება, ხოლო თუ ინტენსივობა ჯამურზე ნაკლებია (ჩაბნელებული არე), ინტერფერენცია დესტრუქციულია.

იუნგის ცდაში სინათლის სხივი S ხვრელიდან გაუმჯვორ ეკრანზე ეცემა ორი მცირე ზომის (სინათლის ტალღის სიგრძის $(d \sim \lambda)$) ხვრელს (S_1, S_2) , რომლებიც მეორეულ კოჰერენტულ სინათლის წყაროებად გვევლინება. ეკრანზე გაჩნდა ცვლადი ინტენსივობის ფერადი არეები. როდესაც სინათლის სხივი მონოქრომატულით (ერთი ფერის) შეცვალეს, ეკრანზე მეორეული წყაროებიდან გამოსული სხივების ზედდების არეში გაჩნდა მონაცვლეობით განლაგებული *განათებული* და *ჩაბნელებული* არეები – შეინიშნა ინტერფერენცია. სინათლის მეორეულ წყაროებზე კი შეინიშნა სინათლის დიფრაქცია (მასზე მოგვიანებით ვისაუბრებთ). მაშასადამე, იუნგის მნიშვნელობა გამომჟღავნდა მის უნარში უმარტივესი ცდით აღეწერა ორი უმნიშვნელოვანესი მოვლენა ტალღურ ოპტიკაში – სინათლის ინტერფერენცია და დიფრაქცია.

A_1, A_2 – არის ინტერფერენციის წერტილში მეორეული წყაროებიდან სხვადასხვა ოპტიკური გზის (d_1, d_2) გავლით მოსული ტალღების ამპლიტუდები. ტალღებს აქვს სვლათა სხვაობა და მათი ზედდებისას ჩნდება ფაზათა სხვაობაც. როგორც ცნობილია, თუ ორი ტალღის სვლათა სხვაობაა სინათლის ტალღის სიგრძე λ , შესაბამისი ფაზათა სხვაობა იქნება 2π . ჩვენ შემთხვევაში, $d_2 - d_1 = \Delta$ სვლათა სხვაობისას, ფაზათა სხვაობა იქნება δ . ავიღოთ პროპორცია: $\delta/2\pi = \Delta/\lambda$ ანუ

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}. \quad (1)$$

აღნიშნული სხივები აღიწერება ტალღური განტოლებებით

$$\xi_1 = A_1 \sin \omega t \quad \text{და} \quad \xi_2 = A_2 \sin(\omega t + \delta),$$

$$\omega = 2\pi/T,$$

T – რხევის პერიოდი.

სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად,

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_1 + \xi_2 = A_1 \sin \omega t + A_2 \sin(\omega t + \delta) = A_1 \sin \omega t + A_2 \sin \omega t \cdot \cos \delta + \\ &+ A_2 \cos \omega t \sin \delta = \sin \omega t \cdot (A_1 + A_2 \cos \delta) + A_2 \cos \omega t \cdot \sin \delta. \end{aligned}$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$A_1 + A_2 \cos \delta = R \cos \theta, \quad (2)$$

$$A_2 \sin \delta = R \sin \theta, \quad (3)$$

სადაც R, θ ფაქტობრივად ახალი მუდმივებია.

ე.ი.

$$\xi = R \sin \omega t \cos \theta + R \cos \omega t \sin \theta = R \sin(\omega t + \theta). \quad (4)$$

(4) იმ მოსალოდნელ გარემოებას ადასტურებს, რომ ორი კოჰერენტული ტალღის შემაჯამებელიც R ამპლიტუდის მქონე ტალღაა. (2)-ის და (3)-ის კვადრატში აყვანით და შეკრებით მივიღებთ:

$$R^2 \cos^2 \theta + R^2 \sin^2 \theta = (A_1 + A_2 \cos \delta)^2 + (A_2 \sin \delta)^2 =$$

$$= A_1^2 + 2A_1A_2 \cos \delta + A_2^2 \cos^2 \delta + A_2^2 \sin^2 \delta.$$

რადგან

$$\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1 \quad \text{და} \quad \cos^2 \delta + \sin^2 \delta = 1,$$

$$R^2 = A_1^2 + 2A_1A_2 \cos \delta + A_2^2.$$

ტალღების ამპლიტუდები შევცვალოთ სინათლის ინტენსივობებით (ურთიერთდამოკიდებულების გათვალისწინებით) $I \sim A^2, R^2$, ამით გამოსახულება მარტივდება და შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \delta. \quad (5)$$

როდესაც $\cos \delta = +1$ ანუ $\delta = 2\pi n$, n მთელი რიცხვია, (5)-დან

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}$$

ანუ ჯამური ინტენსივობა ცალკეული ინტენსივობების ჯამზე მეტია ($I > I_1 + I_2$) და I სინათლის ინტენსივობა მაქსიმალურია (განათებული არე).

Δ სვლათა სხვაობისთვის გამოსახულებას გამოვთვლით (1)-დან

$$2\pi n = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \quad \text{და} \quad \Delta = n\lambda.$$

როდესაც $\cos \delta = -1$ ანუ $\delta = (2n+1)\pi$, (5)-დან მივიღებთ:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

ანუ ჯამური ინტენსივობა ცალკეული ინტენსივობების ჯამზე ნაკლებია ($I < I_1 + I_2$) და I ინტენსივობა მინიმალურია (ჩაბნელებული არე).

Δ სვლათა სხვაობის გამოსახულებას ისევ (1)-დან გამოვთვლით:

$$(2n+1)\pi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \text{ და } \Delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2}.$$

მაშასადამე, სინათლის ინტენსივობა ეკრანის სხვადასხვა წერტილში მინიმუმიდან მაქსიმუმამდე იცვლება ანუ ინტერფერენციული სურათი სხვადასხვა ფორმის განათებული და ჩაბნელებული არეების მონაცვლეობაა.

ყველაზე მკაფიოდ ინტერფერენცია მუდავნდება, როდესაც ზედნადებ ტალღებს ერთნაირი ინტენსივობა აქვს ($I_1 = I_2 = I^*$).

მაქსიმალური ჯამური ინტენსივობა

$$I = I^* + I^* + 2I^* = 4I^* -$$

– ინტენსივობის ოთხჯერადი გადიდება – ოთხჯერადი სიკაშკაშე;

მინიმალური ჯამური ინტენსივობა

$$I = I^* + I^* - 2I^* = 0 -$$

– ნულოვანი ინტენსივობა – აბსოლუტური სიბნელე.

2.2. თხელი აფსკები და ინტერფერომეტრები

ცისარტყელას ფერის საპნის ბუშტები და ზეთის ფენა წყლის ზედაპირზე (ასევე ცისარტყელას ფერის) არის თხელ აფსკებში სინათლის ინტერფერენციის შედეგი.

წარმოვიდგინოთ თანაბარი d სისქის და n გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე თხელი აფსკი. ზედა ზედაპირზე დაცემული მონოქრომატული სხივი ნაწილობრივ აირეკლება მისგან AF-ის გასწვრივ, ნაწილობრივ კი გარდატეხდება AD-ს გასწვრივ. შემდეგ ეს სხივი ირეკლება ქვედა ზედაპირიდან, მიდის DC-ს გასწვრივ, მეორედ გარდატეხდება, გადის გარეთ და სხივდება CE-ს გასწვრივ. შედეგად, ჩნდება სვლათა სხვაობა Δ AF და CE სხივებს შორის, რომელიც გამოსათვლელია. ამ შემთხვევაში ადგილი გვაქვს არა გეომეტრიულთან, არამედ ოპტიკურ სვლათა სხვაობასთან

$$\Delta = n(AD + DC) - AB.$$

სამკუთხედებიდან გამომდინარეობს

$$\frac{d}{AD} = \cos \gamma, AD = \frac{d}{\cos \gamma}.$$

რადგან $AD = DC$,

$$n(AD + DC) = \frac{2dn}{\cos \gamma}, \quad \frac{AB}{AC} = \sin \alpha, \quad AB = AC \sin \alpha,$$

მაგრამ

$$AC = AO + OC \Rightarrow AO = OC \Rightarrow AC = 2AO, AO = dtg\gamma, AC = 2dtg\gamma$$

და, მაშასადამე,

$$AB = 2dtg\gamma \sin \alpha.$$

სინათლის გარდატეხის კანონის თანახმად, $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n$, აქედან

$$\sin \alpha = n \sin \gamma, AB\text{-ში ჩასმით და იმის გათვალისწინებით, რომ } tg\gamma = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma},$$

მივიღებთ

$$AB = 2dn \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{\cos \gamma}.$$

ახლა კი $n(AD + DC)$ და AB -თვის მიღებული გამოსახულებები ჩავსვათ Δ -ს ფორმულაში:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \gamma} - 2dn \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{\cos \gamma} = \frac{2dn}{\cos \gamma} (1 - \sin^2 \gamma) = 2dn \cdot \frac{\cos^2 \gamma}{\cos \gamma} = 2dn \cos \gamma.$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ეს გამოსახულება იძლევა *სვლათა სხვაობის* მხოლოდ *ხილულ* და არა *ჭეშმარიტ* გამოსახულებას. ექსპერიმენტულადაც და თეორიულადაც (სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის საფუძველზე) დადგინდა, რომ სინათლის არეკვლისას ოპტიკურად უფრო მკვერივი გარემოს ზედაპირიდან იკარგება π ფაზა, რომელსაც შეესაბამება სვლათა სხვაობა $\lambda/2$. შესაბამისად, ამ შემთხვევაში *ჭეშმარიტი* სვლათა სხვაობა

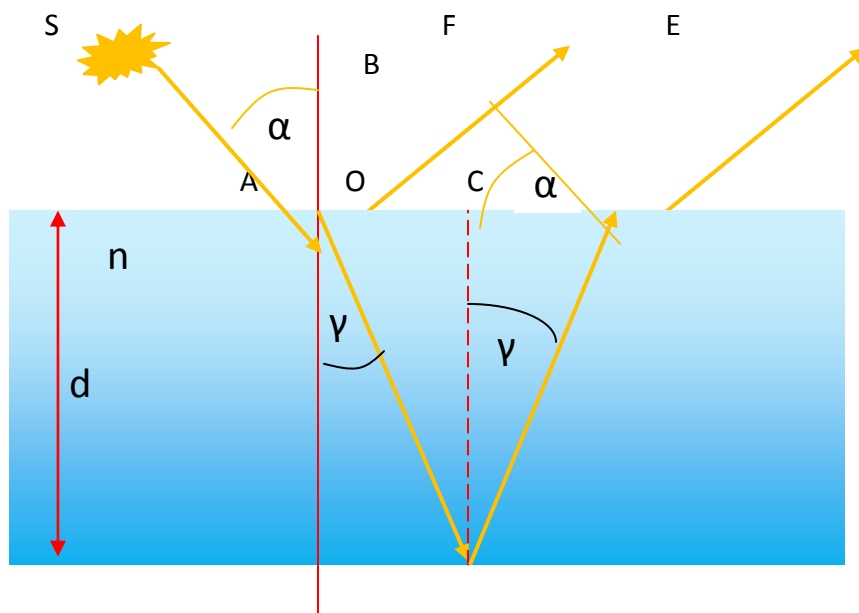
$$\Delta = 2dn \cos \gamma - \lambda/2.$$

თუ $\Delta = n\lambda$, ადგილი აქვს ინტერფერენციული სურათის მაქსიმუმს – განათებული არე

$$2dn \cos \gamma - \frac{\lambda}{2} = n\lambda \quad \text{ან} \quad 2dn \cos \gamma = (2n+1)\frac{\lambda}{2}.$$

თუ $\Delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$, აღილი აქვს ინტერფერენციული სურათის მინიმუმს – ჩაბნელებული არე

$$2dn \cos \gamma - \frac{\lambda}{2} = n\lambda \quad \text{ან} \quad 2dn \cos \gamma = (n+1)\lambda.$$



სურ. 61. ინტერფერენცია თხელ აფსკებში.

2.3. დიფრაქცია. ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი

ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი ტალღის ფრონტის მდებარეობის განსაზღვრის საშუალებას იძლევა დროის ნებისმიერ მომენტში, თუ მისი ამჟამინდელი მდებარეობა ცნობილია:

- ✓ ტალღის ფრონტის ყველა წერტილი განისაზღვრება, როგორც მეორეული სფერული ტალღების წერტილოვანი წყაროები. დროის გარკვეული შუალედის შემდეგ ტალღის ფრონტის ახალი მდებარეობა ამ მეორეული ტალღების მიმართ მხები ზედაპირია.

ყოველი წერტილი, რომელსაც ტალღა აღწევს, ყველა მიმართულებით გაბრუნებული მეორეული ტალღების წყარო ხდება. ამასთან, შეინიშნება მეორეული ტალღების ურთიერთინტერფერენცია, რის შედეგად მეორეული ტალღები ერთმანეთს აქრობს გვერდითი მიმართულებით, სამაგიეროდ

აძლიერებს პირვანდელს. ამ მიზეზით სინათლე მხოლოდ პირვანდელი მიმართულებით ვრცელდება. აქედან ცხადია, რომ
ნებისმიერ ერთგვაროვან გარემოში სინათლე წრფივად ვრცელდება

სინათლის დიფრაქცია

✓ დიფრაქცია არის სინათლის სხივების მიერ მცირე დაბრკოლებების გარშემოვლა, მათი მცირე ხერხელებში გაგლა და გეომეტრიული ჩრდილის არეში შეღწევა.

თუ დაბრკოლება ან ხერხელი მცირეა – სინათლის ტალღის სიგრძის ჯერადია ($d \rightarrow \lambda$), დიფრაქცია მკაფიოდ გამოკვეთილია, დაბრკოლების (ხერხელის) ზრდისას დიფრაქცია სუსტდება და საბოლოოდ ქრება.

დიფრაქციის ახსნა ფრენელის მეთოდით

განვიხილოთ სინათლის გაგლა მცირე ხერხელში. 0 წერტილში სინათლის ინტენსივობის შესაფასებლად ამ წერტილიდან მოვხაზოთ კონუსური ზედაპირები მათ გადაკვეთამდე სფერული ტალღის ზედაპირთან. მათი სიგრძეები ისე შეირჩევა, რომ განსხვავება $\lambda/2$ -ის ტოლი იყოს. ტალღური ზედაპირები იყოფა **ერთნაირი ფართობის რგოლისებრ ზონებად (ფრენელის ზონებად)**, თითოეული მათგანი ჰიუიგენსის მეორეული ტალღების წყარო იქნება.

$A_1, A_2, \dots, A_N$ ზემოაღნიშნული სხივების ამპლიტუდებია. ყოველი მეზობელი ზონების წვეტილიდან გამოსული სხივები განსხვავდება ფაზით, რაც შეესაბამება $\lambda/2$ სვლათა სხვაობას. 0 წერტილში ჯამური ამპლიტუდა:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_N. \quad (6)$$

სინათლის ინტენსივობა (ამპლიტუდა) მცირდება ზონის ცენტრიდან კიდევებისკენ $A_1 > A_2 > \dots > A_m > \dots$ და ნებისმიერი m -ური ზონის ამპლიტუდა მეზობლების მეშვეობით განისაზღვრება შემდეგი სახით:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}, \quad (7)$$

$(m-1), (m+1)$ მეზობელი ზონების ნომრებია. (6) გადავწეროთ:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \pm \frac{A_N}{2}.$$

(7)-დან გამომდინარე, გამოსახულებები ფრჩხილებში ნულის ტოლია, ბოლო წევრს სიმცირის გამო უგულებელვყოფთ $\left(\frac{A_N}{2} \rightarrow 0 \right)$ და

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (8)$$

✓ სინათლის ჯამური ამპლიტუდა პირველი ზონის ამპლიტუდის ნახევრის ტოლია.

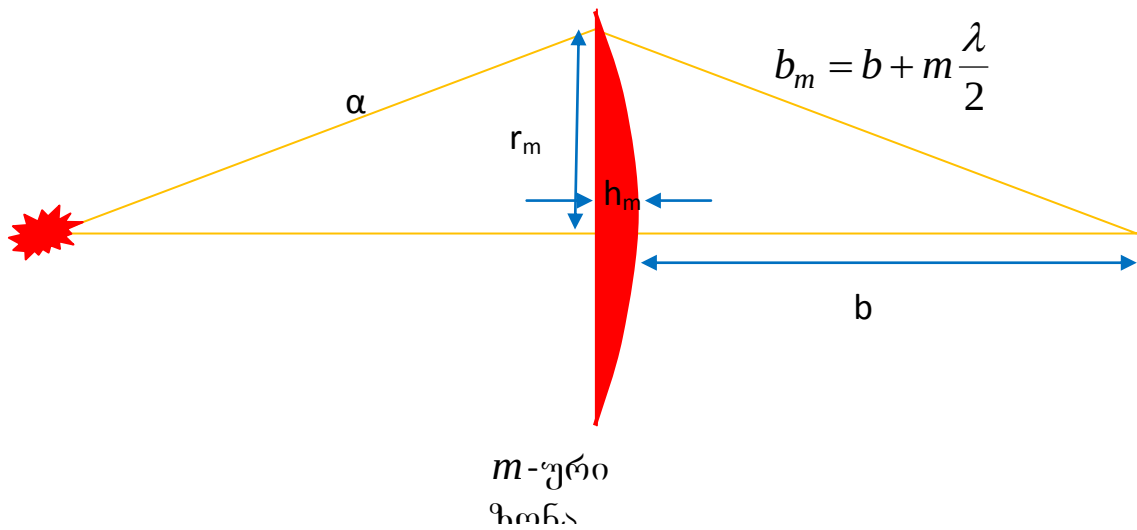
ზოგადად, თუ ზონების რიცხვი კენტი, დიფრაქციული სურათის შუაში არის ბნელი ლაქა, რომელიც გარშემორტყმულია მონაცვლეობით განლაგებული ნათელი და ბნელი რგოლებით, ხოლო ზონების ლუწი რიცხვის შემთხვევაში დიფრაქციული სურათის შუაში შეინიშნება ნათელი ლაქა, მის ირგვლივ კი მონაცვლეობით განლაგებულია ბნელი და ნათელი რგოლები. სხვა, უფრო რთული ფორმის, დიფრაქციული სურათები ანალოგიურად აიხსნება.

2.4. დიფრაქცია ორ ხერხელზე. ფრენელის ზონები

პრაქტიკული მიზნებისთვის მნიშვნელოვანია ფრენელის ზონების გეომეტრიული პარამეტრების ცოდნა ტალღურ ზედაპირზე, კერძოდ, უნდა განისაზღვროს ზონის სეგმენტის სიმაღლე h , ზონის ფართობი ΔS და ზონის რადიუსი r . როგორც სურათიდან ჩანს, 0 წერტილამდე მანძილი m -ური ზონის კიდიდან განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (9)$$

b მანძილია ტალღური ზედაპირის ცენტრიდან 0 წერტილამდე.



სურ. 62. ფრენელის ზონა.

პირველად განვსაზღვროთ ზონის სეგმენტის სიმაღლე, რომლის დახმარებითაც შემდგომ მის ფართობსაც გამოვთვლით. გამოვიყენოთ პითაგორას თეორემა ნახაზზე მოყვანილი ორი მართკუთხა სამკუთხედისთვის

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 \quad \text{და} \quad r_m^2 = b_m^2 - (b + h_m)^2.$$

(9)-ის გამოყენებით და ამ გამოსახულებების გატოლებით მივიღებთ:

$$a^2 - (a - h_m)^2 = b_m^2 - (b + h_m)^2.$$

$$a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^2 = b^2 + 2bm\frac{\lambda}{2} + m^2\frac{\lambda^2}{4} - b^2 - 2bh_m - h_m^2.$$

შეკვეცის შემდეგ

$$2ah_m = bm\lambda + m^2\frac{\lambda^2}{4} - 2bh_m.$$

m -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის და სინათლის ტალღის λ სიგრძის სიმცირის გათვალისწინებით, $m^2\frac{\lambda^2}{4}$ წევრის უგულებელყოფა შესაძლებელია და მივიღებთ გამოსახულებას ზონის სეგმენტის სიმაღლისთვის:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (10)$$

m -ური ზონის ფართობი განისაზღვრება ტალღური ზედაპირის m -ური და $m-1$ სეგმენტების ფართობების სხვაობით:

$$\Delta S = S_m - S_{m-1}.$$

ნებისმიერი სფერული სეგმენტის ფართობია $S = 2\pi Rh$ (R – სეგმენტის რადიუსი, h – სეგმენტის სიმაღლე). მაშასადამე, ჩვენ შემთხვევაში:

$$S = 2\pi ah_m = \frac{\pi abm\lambda}{a+b}$$

ფრენელის m -ური ზონის ფართობი:

$$\Delta S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (11)$$

როგორც ვხედავთ, (11) m -ისგან დამოუკიდებელია. ეს ნიშნავს, რომ m -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის ფრენელის ზონების ფართობები დაახლოებით ერთმანეთის ტოლია.

ახლა განვსაზღვროთ ზონის გარე რადიუსი, რომელსაც პირველი თანაფარდობიდან მივიღებთ, სახელდობრ:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = 2ah_m - h_m^2.$$

m -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის $h_m \ll a$ ანუ h_m^2 წევრი შეიძლება უგულებელვყოთ, ანუ $r_m^2 = 2ah_m$ და აქ (10)-ის ჩასმით მივიღებთ:

$$r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}. \quad (12)$$

მაშასადამე, ფრენელის ზონის ყველა გეომეტრიული პარამეტრი $h_m, \Delta S, r_m$ უკვე განისაზღვრა.

2.5. დიფრაქციული მესერი

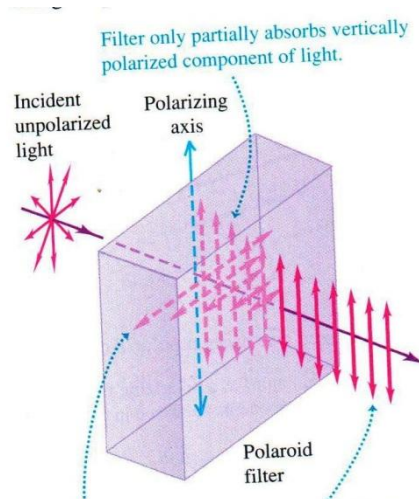
დიფრაქციული მესერი წარმოადგენს მინაზე დატანილ ფერად პარალელურ წრფეებს/ხაზებს, დაცილებულებს ერთმანეთისგან გარკვეული მანძილით. მასში გამავალი სინათლის სხივები დიფრაგირებს და იძლევა ეკრანზე დიფრაქციულ სურათს, სიმეტრიულს ცენტრალური წერტილის მიმართ. დიფრაქციული მესრის მთავარი მახასიათებელია მისი **პერიოდი**, რომელიც წარმოადგერნს ხაზის სიგანისა და ხაზებს შორის მანძილის ჯამს:

$$d = \alpha + b.$$

დიფრაქციულ მესერზე დიფრაქცია ხდება სინათლის მიერ მცირე დაბრკოლებების/ხაზების გადალახვისას. ეკრანზე მიღებული დიფრაქციული სურათი წარმოადგენს ცენტრალური წერტილის მიმართ სიმეტრიულ სურათს, რომელიც წარმოადგენს ფერადი ხაზების ერთობლიობას, რომელიც მეორდება ცენტრიდან კიდევბისკენ.

2.6. სინათლის პოლარიზაცია. მალუსის და ბრიუსტერის კანონები

სინათლე განივი ელექტრომაგნიტური ტალღაა. ამასთან, ელექტრული და მაგნიტური ველების ვექტორები ურთიერთმართობულია, ასევე გავრცელების მიმართულების მართობულიც არის. სინათლის წყაროების ატომები და მოლეკულები დამოუკიდებლად მოქმედებს. სინათლე შედგება დამოუკიდებელი ტალღებისგან, რომელთა რხევის სიბრტყეები ქაოსურად ორიენტირებულია სინათლის გავრცელების მიმართულებით. ასეთ სინათლეს **ბუნებრივი (არაპოლარიზებული) სინათლე** ეწოდება. მისგან განსხვავებით, **პოლარიზებულ სინათლეში** რხევები ერთ განსაზღვრულ სიბრტყეში ხდება, რომელიც პოლარიზაციის სიბრტყის მართობულია.



სურ. 61. სინათლის პოლარიზაცია.

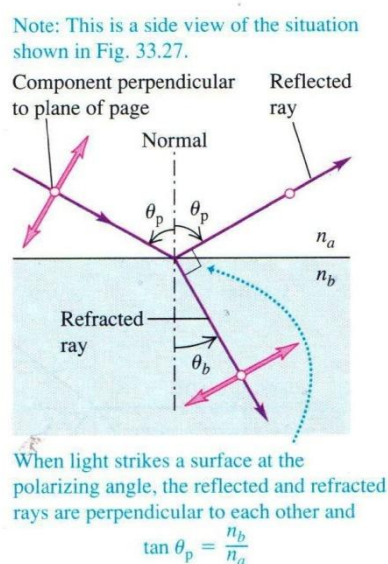
თუ ბუნებრივი სინათლე პოლარიზდის ფირფიტას ეცემა, ის მხოლოდ იმ სხივებს გაატარებს, სადაც ელექტრული ვექტორი პოლარიზაციის მიმართულების პარალელურად ირხევა (სურათზე პარალელური წირები) და შთანთქავს იმ სხივებს, სადაც რხევები ამ მიმართულების მართობულია. პოლარიზიდან გამოსული სხივი ბრტყელ-პოლარიზებულია და სინათლის ინტენსივობა პოლარიზაციის θ კუთხის მიხედვით (პოლარიზდისა და ანალიზატორს შორის კუთხე) შემდეგნაირად იცვლება

$$I = I_m \cos^2 \theta,$$

I_m გამოსული სინათლის მაქიმალური მნიშვნელობაა, საიდანაც მიიღება, რომ $\theta = 0$ და $\theta = 180^\circ$. ამ გამოსახულებას მალუსის კანონი ეწოდება. განივი ტალღები მსგავს ეფექტებს არ ამჟღავნებს.

პოლარიზზე დაცემული არაპოლარიზებული სინათლე ორ მდგენელად იშლება:

- ✓ ერთს – დაცემის სიბრტყის მართობულს (აღნიშნულია წერტილებით) σ -მდგენელი ეწოდება,
- ✓ მეორე – ძვეს ამ სიბრტყეში (აღნიშნულია ისრებით) და მას π -მდგენელი ეწოდება.



სურ. 62. ბრიუსტერის კანონი.

დიელექტრიკში არსებობს დაცემის კუთხე, (პოლარიზაციის კუთხე) α_p , რომელზეც არ შეინიშნება π -მდგენელის არეკვლა. ე.ი. მცირე ინტენსივობის არეკვლილი სხივი ბრტყელ-პოლარიზებულია, მისი რხევის სიბრტყე დაცემის სიბრტყის მართობულია π -მდგენელი სრულად გარდატყდება, ამასთან σ -მდგენელი ნაწილობრივ გარდატყდება. თუ დაცემის კუთხე პოლარიზაციის

კუთხის ტოლია, არეკლილი და გარდატეხილი სხივები ურთიერთმართობულია:

$$\alpha_p + \gamma = 90^\circ.$$

სინათლის გარდატეხის კანონიდან

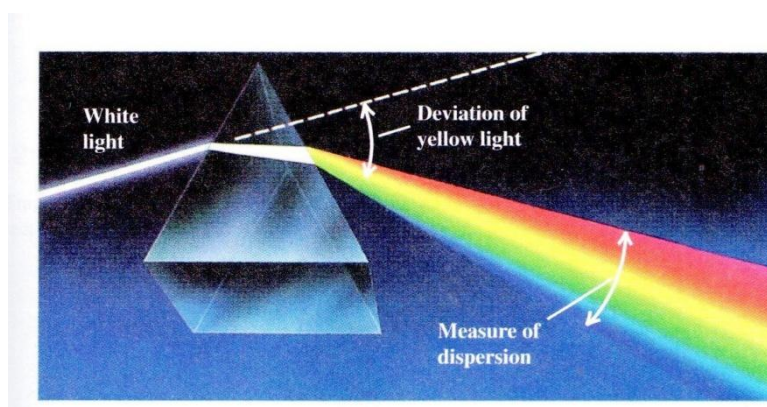
$$\frac{\sin \alpha_p}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_p}{\sin(90^\circ - \alpha_p)} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_p}{\cos \alpha_p} = \frac{n_2}{n_1}, \text{ ან } \operatorname{tg} \alpha_p = \frac{n_2}{n_1}.$$

ეს გამოსახულება **ბრიუსტერის კანონს** წარმოადგენს.

2.7. სინათლის დისპერსია

ისააკ ნიუტონმა აღმოაჩინა, რომ როდესაც თეთრი სინათლე პრიზმის გარდამტეხ ზედაპირს ეცემა, გარდატეხის შემდეგ სხივი შვიდ სხვადასხვა ფერის მონოქრომატულ მდგენელებად იშლება – (ცისარტყელას ფერებად): წითელი, ნარინჯისფერი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი, იისფერი. ამ მოვლენას ნიუტონმა სინათლის დისპერსია უწოდა.

- ✓ დისპერსია ეწოდება ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულებას სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე).

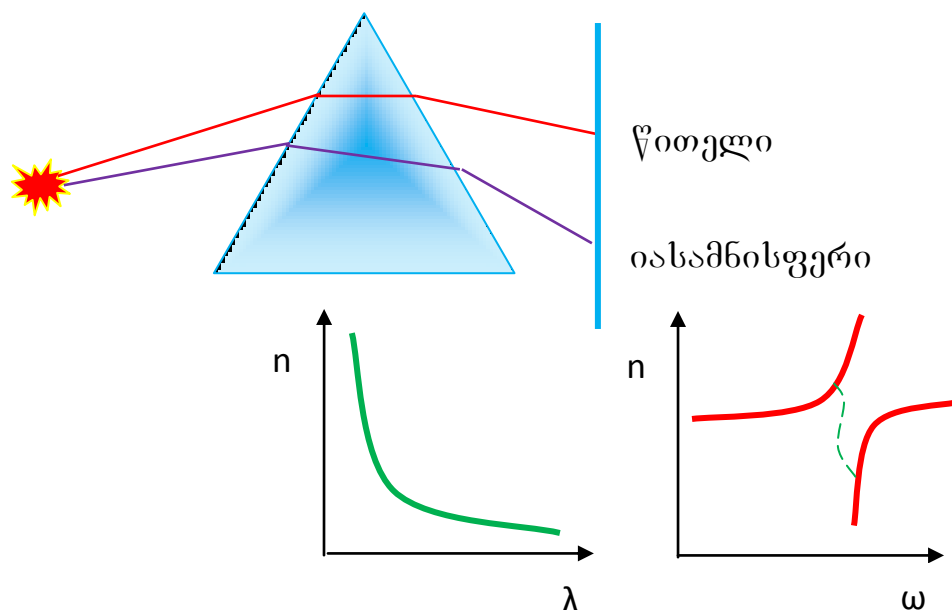


სურ. 63. სინათლის დისპერსია.

$D = \frac{dn}{d\lambda}$ ნივთიერების დისპერსიის კოეფიციენტი ეწოდება, რომელიც

აჩვენებს n ცვლილებას λ (ტალღის სიგრძის) ცვლილების მიხედვით. როგორც ნახაზიდან ჩანს, გამჭვირვალე გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებისას.

ასეთ დისპერსიას **ნორმალურს** უწოდებენ. როდესაც გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება ტალღის სიგრძის შემცირებისას, შეინიშნება **ანომალიური** დისპერსია. ჩვეულებრივ, მას ადგილი აქვს შთანთქმის არეების სიახლოვეს.



სურ. 64. ნორმალური და ანომალიური დისპერსია.

განვიხილოთ დისპერსიის ელექტრონული თეორია – სინათლის დისპერსია არის ელექტრომაგნიტური ტალღების ურთიერთქმედების შედეგი ნივთიერების დამუხტულ ნაწილაკებთან. სინათლის ტალღები იწვევს ელექტრონების რხევას მყარ სხეულებში. გარდატეხის მაჩვენებელი განისაზღვრება მისი დიელექტრიკული შეღწევადობით $n = \sqrt{\epsilon}$,

$\epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}$. χ გარემოს დიელექტრიკული ამთვისებლობაა, P –

პოლარიზაციის მყისი მნიშვნელობა, E – ელექტრული ველის დაძაბულობა. მაშასადამე,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}.$$

ამასთან,

$$P = n_0 p_d = n_0 e x_m,$$

n_0 დიელექტრიკში ატომთა კონცენტრაციაა, p_d – დიპოლის აღძრული მომენტი, x_m – სინათლის ტალღების ელექტრული ველის მოქმედებით წარმოქმნილი ელექტრონის წანაცვლება, e – ელექტრონის მუხტი. ჩავსვათ:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e x_m}{\epsilon_0 E_m}. \quad (13)$$

ელექტრონის წანაცვლებას შეესაბამება ელექტრული ველის დაძაბულობის ამპლიტუდა. სინათლე წარმოვადგინოთ სინუსოიდური ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით:

$$E = E_m \sin \omega t.$$

ჩავწეროთ და ამოვხსნათ (ელექტრული ველის მოქმედებით) ელექტრონების იძულებითი რხევების განტოლება:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{F_m}{m} \cos \omega t = \frac{e E_m}{m} \cos \omega t, \quad x = x_m \cos \omega t,$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x_m \cos \omega t, \quad -\omega^2 x_m \cos \omega t + \omega_0^2 x_m \cos \omega t = \frac{e E_m}{m} \cos \omega t.$$

$\cos \omega t$ -ზე შეკვეცით მივიღებთ:

$$x_m (-\omega^2 + \omega_0^2) = \frac{e E_m}{m}, \quad \frac{x_m}{E_m} = \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

$\frac{x_m}{E_m}$ -ის ჩასმით (*)-ში მივიღებთ დისპერსიული გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლის ხარისხობრივ გამოსახულებას

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

ეს გამოსახულება უკვე მათემატიკურად ასახავს ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულებას დამსხივებელი სინათლის ელექტრული ველის ციკლურ სიხშირეზე.

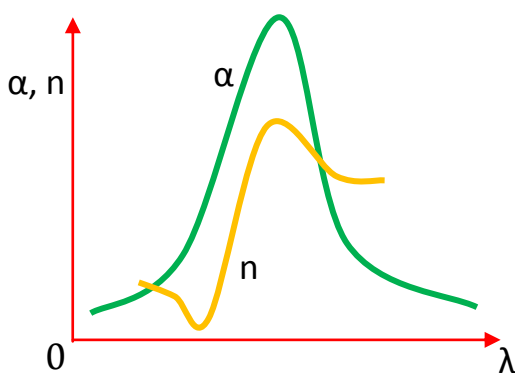
$0 \leq \omega < \omega_0$ არეში $n^2 > 1$ და იზრდება ω სიხშირის ზრდისას (ნორმალური დისპერსია), თუ $\omega = \omega_0$, $n^2 = \pm \infty$, ხოლო $\omega_0 < \omega \leq \infty$ არეში $n^2 < 1$, მაგრამ იზრდება (ნორმალური დისპერსია), ხოლო AB არეში შეინიშნება ანომალიური დისპერსია (გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება ციკლური სიხშირის ზრდისას).

2.8. სინათლის შთანთქმა და გაბნევა

სინათლის ნივთიერებაში გავლისას სინათლის ენერგია ნაწილობრივ ნივთიერების შინაგან ენერგიად გარდაიქმნება, ნაწილობრივ კი სხვადასხვა მიმართულებით მეორეული გამოსხივების ენერგიად. ამ მოვლენას **სინათლის შთანთქმა** ეწოდება. სინათლის შთანთქმა აღიწერება **ბუგერის კანონით**:

$$I = I_0 e^{-\alpha x},$$

I_0, I შესაბამისად, დაცემული და ნივთიერებაში გასული გამოსხივების ინტენსივობებია, x – შთანთქმავი ფენის სისქე, α – შთანთქმის კოეფიციენტი, რომელიც ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე), ნივთიერების ქიმიურ შედგენილობასა და მდგომარეობაზეა დამოკიდებული და ინტენსივობისგან აბსოლუტურად დამოუკიდებელია. გრაფიკზე ნაჩვენებია შთანთქმავი ნივთიერების შთანთქმის კოეფიციენტის და გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სინათლის ტალღის სიგრძეზე. როგორც გრაფიკიდან ჩანს, შთანთქმის არეში შეინიშნება სინათლის ანომალური დისპერსია. შთანთქმის კოეფიციენტის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით აიხსნება სხეულების შეფერილობა. როდესაც სხეულს ეცემა თეთრი (რთული) სინათლე, ის შთანთქმავს ყველა სხივს ერთი გარდა, რომელსაც ირეკლავს. სწორედ ეს ფერია სხეულის ფერი.



სურ. 65. სინათლის შთანთქმა და გაბნევა.

გამჭვირვალე სხეულზე დაცემული სინათლის ტალღა აიძულებს მყარი სხეულის ელექტრონებს ირხეოდნენ სინათლის ტალღის ელექტრული ვექტორის რხევის შესაბამისად. მერყევი ელექტრონები არის ნებისმიერი მიმართულებით გავრცელებული მეორეული ელექტრომაგნიტური (სინათლის) ტალღების წყაროები. ნივთიერებაში გასული ტალღის მაქსიმალური ინტენსივობა შეინიშნება დაცემული ტალღის პირვანდელი მიმართულებით. გვერდითი გასხივება ვრცელდება ელექტრონების ქაოსური რხევის მიხედვით – შეინიშნება სინათლის გაბნევა ანუ მისი გავრცელება სხვადასხვა მიმართულებით. ყველაზე მკაფიოდ სინათლის გაბნევა შეინიშნება აირებში, სადაც თავისუფალი ელექტრონების რხევა ძლიერია.

გაბნეული სინათლის ინტენსივობა სინათლის ტალღის სიგრძეზეა დამოკიდებული. ბუგერის კანონი სინათლის გაბნევისას შემდეგი სახით გადაიწერება:

$$I = I_0 e^{-(\alpha + \beta)x},$$

სადაც β – ექსტინქციის (გაბნევის) კოეფიციენტი

2.9. რელეის კრიტერიუმი. სითბური გამოსხივება. კირხჰოფის კანონი

- ✓ სითბური გამოსხივება ის ენერგიაა, რომელსაც სხეული ასხივებს მისი ტემპერატურის შესაბამისად.

ბუნებაში ყველაზე ხშირად სწორედ სითბური გამოსხივება გვხვდება. მისი აღწერისთვის შემოღებულია **გასხივებული სიმძლავრისა** და **შთანთქმული სიმძლავრის** ცნებები.

გასხივებული სიმძლავრისა (როდესაც სხეულის ტემპერატურა გარემოს ტემპერატურაზე მაღალია) ის სითბურ ენერგიას ასხივებს გარემოში. მოცემულ ტემპერატურაზე გამოსხივების დონე დამოკიდებულია სხეულის ზედაპირის ბუნებაზე, მის ფართობსა და გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე.

- ✓ **გასხივებული სიმძლავრე** არის ენერგია, რომელსაც დროის ერთეულში სხეულის ზედაპირის ერთეული ასხივებს E_λ , ტალღის სიგრძეების მთელი დიაპაზონისთვის კი:

$$E = \int_{\lambda} E_\lambda d\lambda = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda.$$

შთანთქმული სიმძლავრე – სხეულის ზედაპირის სითბური დასხივებისას ენერგიის ნაწილი ირეკლება ზედაპირიდან, ნაწილი შთაინთქმება, ნაწილი კი გადის სხეულში. მოცემულ ტემპერატურაზე შთანთქმული ენერგიის ნაწილი დამოკიდებულია სხეულის ზედაპირის ბუნებასა და გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე.

- ✓ **შთანთქმული სიმძლავრე** არის ზედაპირის მიერ შთანთქმული ენერგიის Q^* ფარდობა იგივე დროში ამ ზედაპირზე დაცემულ ენერგიასთან Q

$$A_\lambda = \frac{Q^*}{Q}.$$

სხეულის ერთეულოვანი ზედაპირის მიერ შთანთქმული ენერგია განისაზღვრება, როგორც $A_\lambda \Delta Q$, ΔQ – სხეულზე დაცემული დასხივების ენერგია.

- ✓ აბსოლუტურად შავი – ისეთი სხეულია, რომელიც სრულად შთანთქავს მასზე დაცემულ დასხივებას.
- ✓ გარკვეულ ტემპერატურაზე მყოფი და გარკვეული ტალღის სიგრძის მქონე გამოსხივებებისთვის გასხივებული სიმძლავრის ფარდობა შთანთქმულ სიმძლავრესთან ყველა სხეულისთვის მუდმივია. ის უდრის აბსოლუტურად შავი სხეულის გასხივებულ სიმძლავრეს – ეს კირხჰოფის კანონია.

დროის ერთეულში სხეულის ერთეულოვანი ფართობით შთანთქმული ენერგია დროის ერთეულში იგივე ფართობის მიერ გასხივებული ენერგიის ტოლია, ანუ:

$$A_\lambda \Delta Q = E_\lambda \Delta \lambda \quad \text{ან} \quad E_\lambda / A_\lambda = \Delta Q / \Delta \lambda.$$

აბსოლუტურად შავი სხეულისთვის $A_\lambda = 1$. აბსოლუტურად შავი სხეულის გასხივებული სიმძლავრის R_λ -ით აღნიშვნით მივიღებთ

$$R_\lambda = E_\lambda / A_\lambda = \text{const}.$$

ენერგიის კარგი შთამნთქმელი ასევე კარგი გამსხივებელიც არის და პირიქით..

სტეფან-ბოლცმანის კანონი

აბსოლუტურად შავი სხეულის ზედაპირის ერთეულის მიერ გასხივებული ენერგიის სიმძლავრე აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია

$$R_\lambda = \sigma T^4,$$

σ სტეფანეს მუდმივაა.

ვინის წანაცვლების კანონი

გამოსხივების მაქსიმალური ენერგიის შესაბამისი ტალღის სიგრძე λ_m და აბსოლუტური ტემპერატურა T შემდეგნაირადაა დაკავშირებული:

$$\lambda_m T = \text{const.}$$

2.10. რენტგენის სხივები. ელექტრომაგნიტურ ტალღათა სკალა

ყოველდღიურ ცხოვრებაში და განსაკუთრებით მედიცინაში ფართოდ არის გამოყენებული რენტგენის სხივები. მათ ასევე X-სხივებსაც უწოდებენ. გამოსხივების ენერგიის თვალსაზრისით ისინი მეორე ადგილზეა ყველა ელექტრომაგნიტურ ტალღებს შორის გამა-გამოსხივების შემდეგ.

ყველა სხეულს შეუძლია ენერგიის გამოსხივება. გამოსხივება ელექტრომაგნიტურ ტალღებს წარმოადგენს. ისინი მხოლოდ ტალღის სიგრძეებით განსხვავდება, გააჩნია ერთი სიჩქარე (სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში) $\left(c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{მ}}{\text{წმ}} \right)$ და ემორჩილება გავრცელების, არეკვლის, გარდატეხის, ინტერფერენციის, დიფრაქციის და პოლარიზაციის ერთნაირ კანონებს. ტალღის სიგრძის მიხედვით ისინი შემდეგ ნაირსახეობებად იყოფა:

- *γ- სხივები;*
- *რენტგენის სხივები;*
- *ულტრაიისფერი სხივები;*
- *ხილული სპექტრი;*
- *ინფრაწითელი სხივები;*
- *მიკროტალღები;*
- *რადიოტალღები;*
- *დაბალსიხშირიანი ტალღები.*

ჩამონათვალი შედგენილია ენერგიის შემცირების (ტალღის სიგრძის შემცირების) მიხედვით.

3. კვანტური ოპტიკა

3.1. კვანტური თეორიის ელემენტები

XX საუკუნის დასაწყისისთვის ფიზიკოსებმა გამოავლინეს მრავალი, სინათლის ტალღური ბუნებით აუხსნელი, ოპტიკური მოვლენა. ამ არცთუ მარტივი ვითარებიდან გამოსავალი ნახა დიდმა ავსტრიელმა ფიზიკოსმა **მაქს პლანკმა** სინათლის **კვანტური თეორიის** შემუშავებით. მან შემოიღო **კვანტის** – ენერგიის უმცირესი ულუფის ცნება. ამასთან, შემოიტანა აგრეთვე სინათლის **დუალიზმის (ორგვარობის)** ცნებაც – სინათლე ერთდროულად ტალღურ და კვანტურ თვისებებს ავლენს.

- ✓ **სივრცეში სინათლე ვრცელდება ენერგიის უმცირესი ულუფების – კვანტების ნაკადის სახით.**

კვანტის ენერგია სინათლის სიხშირის (ტალღის სიგრძის) პროპორციულია

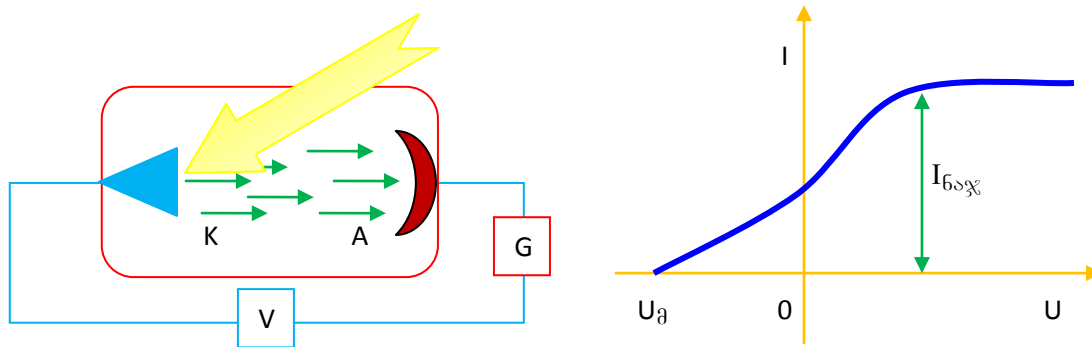
$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}. \text{ (პლანკის ფორმულა),}$$
$$(h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ ჯწმ} - \text{პლანკის მუდმივა})$$

3.2. ფოტოელექტრული ეფექტი

კვანტური თეორია ბრწყინვალედ ხსნის ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს ოპტიკურ მოვლენას – **ფოტოელექტრულ ეფექტს** ანუ **ფოტოეფექტს**.

- ✓ **ფოტოეფექტი მდგომარეობს ლითონის ზედაპირიდან ელექტრონების აორთქლებაში გარკვეული სიხშირის სინათლით მისი დასხივების შედეგად.**

ფოტოეფექტის ცდა **რუსმა მეცნიერმა სტოლეტოვმა** ჩაატარა (სურათი): ვაკუუმირებულ ბალონში ჩარჩილულია დენის წყაროსთან მიერთებული ანოდი და კათოდი. კათოდზე დაცემული მონოქრომატული გამოსხივების შედეგად ელექტრონები კათოდიდან ამოიფრქვევა და ელექტროდებს შორის არსებული ელექტრული ველის მოქმედებით მიემართება ანოდისკენ – წრედი იკვრება და მასში გადის დენი, რომელსაც **ფოტოდენი** დაერქვა. დაბვის ზრდით იზრდება დენიც, თუმცა ის მალევე აღწევს **ნაჯერობას** – დაბვის ზრდა დენის ზრდას ვეღარ იწვევს – უკლებლივ ყველა ელექტრონი ჩართულია მუხტის გადატანის (დენის შექმნის) პროცესში. გრაფიკიდან ჩანს, რომ დენი უარყოფით დაბვაზეც არსებობს (დიდი კინეტიკური ენერგიის ელექტრონების წყალობით).



სურ. 66. სტოლეთოვის ცდა ფოტოეფექტზე.

- ✓ უარყოფითი ძაბვის იმ მნიშვნელობას, რომელზეც ფოტოდენი წყდება U_0 მამუხრუჭებელი ძაბვა ეწოდება.

მისი შესაბამისი ელექტრული ველის მუშაობა მის მიერ დამუხრუჭებელი ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის ტოლია:

$$eU_0 = m_e v^2 / 2 .$$

- ✓ იმ მინიმალურ სიხშირეს (მაქსიმალურ ტალღის სიგრძეს), რომელზეც ფოტოეფექტი იწყება, ფოტოეფექტის წითელი საზღვარი ეწოდება.

$$\nu_m = c / \lambda_m .$$

ცხადია, რომ კვანტის შესაბამისი ენერგია რიცხობრივად ლითონიდან ელექტრონის მხოლოდ გამოსვლის მუშაობის ტოლია, რადგან კინეტიკური ენერგიის მინიჭებაზე ენერგია აღარ ყოფნის

$$h \nu_m = h c / \lambda_m = W .$$

3.3. აინშტაინის განტოლება

პლანკის კვანტურ თეორიაზე დაყრდნობით უდიდესმა ფიზიკოსმა ალბერტ აინშტაინმა გააკეთა ფოტოეფექტის მოვლენის ხარისხობრივი და რაოდენობრივი ახსნა. აინშტაინის მიხედვით, ლითონის ფირფიტაზე მოხვედრილი სინათლის კვანტი აღწევს ლითონის შიგნით და სრულად გადასცემს თავის ენერგიას თავისუფალ გამტარობის ელექტრონს (ერთი

კვანტი $\rightarrow$ ერთ ელექტრონს). მიღებული ენერგიის ხარჯზე ელექტრონი ტოვებს ლითონს და გადის გარეთ – მიმდინარეობს ელექტრონების აორთქლება ლითონის ზედაპირიდან. ენერგოგადაცემის პროცედურა შემდეგია: კვანტისგან მიღებულ ენერგიას ელექტრონი ნაწილობრივ ხარჯავს ლითონიდან გამოსვლის მუშაობაზე, ნაწილი კი გადაიქცევა მის კინეტიკურ ენერგიად, რომლის ხარჯზე ელექტრონს შეუძლია სივრცეში გადაადგილება

$$E = W + E_{\text{კინ}}, \text{ ან } h\nu = W + \frac{m_e v^2}{2} \quad (\text{აინშტაინის ფორმულა}).$$

W, m_e, v , შესაბამისად, ელექტრონის ლითონიდან გამოსვლის მუშაობა, მისი მასა და სიჩქარეა.

ზემოთ მოყვანილი თანაფარდობების გათვალისწინებით, აინშტაინის ფორმულამ შეიძლება შემდეგი გარდასახვაც მიიღოს:

$$h\nu = h\nu_m + eU_g \quad \text{ან} \quad h\frac{c}{\lambda} = h\frac{c}{\lambda_m} + eU_g.$$

3.4. ფოტონის ცნება

შემდგომში, პრაქტიკული მიზნებისთვის, კვანტის შემცველის როლში გამოდის **ფოტონის** ცნება – ელემენტარული ნაწილაკის, რომელსაც კვანტის ენერგია გააჩნია და ის მხოლოდ მოძრავ მდგომარეობაში არსებობს (ფოტონს არ აქვს უძრაობის მასა). სავარაუდოდ, მსგავსი ნაწილაკის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელი – მისი იმპულსია $p = m^*c$. ფოტონის ენერგია, პლანკის ცნობილი ფორმულის გარდა, აინშტაინის ენერგიის ზოგადი ფორმულითაც გამოისახება $E = m^*c^2$. ყველა შესაძლო გამოსახულებების შედარებით, მივიღებთ ძალიან სასარგებლო თანაფარდობებს:

$$E = pc, m^*c^2 = h\frac{c}{\lambda} \Rightarrow m^*c = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow p = \frac{h}{\lambda}, m^*c^2 = h\nu.$$

3.5. კომპტონის ეფექტი

მყარი სხეულების ჩქარი ელექტრონების ნაკადით დაბომბვისას ჩნდება მძლავრი, უხილავი გამოსხივება, რომელსაც მისი აღმოჩენის, **რენტგენის** სახელი დაერქვა – **რენტგენის სხივები**.

- ✓ რენტგენის სხივები – ძალიან მოკლევადიანი (მაღალსიხშირიანი) ელექტრომაგნიტური გამოსხივებაა უდიდესი გამჭოლუნარიანობით, მის ფოტონებს უდიდესი ენერგია აქვს.

ექსპერიმენტულად გაირკვა, რომ რენტგენის სხივები სინათლის სიჩქარით ვრცელდება $c = 3 \cdot 10^8$ მ/წმ, ისინი არ გადაიხრება არც მაგნიტურ და არც ელექტრულ ველში (არ გააჩნია მუხტი), ისინი აირში გავლისას აიონიზებს მას, განიცდის ინტერფერენციას, დიფრაქციას, პოლარიზაციას და სხვა.

ცნობილი ფიზიკოსი კომპტონი იკვლევდა მყარ სხეულებში რენტგენის სხივების გავლას – მის გაოცებას საზღვარი არ ჰქონდა, როდესაც აღმოაჩინა გაბნეულ გამოსხივებაში მეტი სიგრძის ტალღები, ვიდრე დაცემულში: $\lambda' > \lambda$, $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ – კომპტონის წანაცვლება. მან ეს მოვლენა კვანტური თეორიის საფუძველზე ახსნა.

- ✓ რენტგენის ფოტონი ნივთიერების თავისუფალ ელექტრონს ეჯახება და გადასცემს თავისი ენერგიის ნაწილს, ამასთან, ფოტონის ენერგია კლებულობს (ტალღის სიგრძე იზრდება). ენერგიის და იმპულსის შენახვის კანონების გამოყენებით, კომპტონმა მიიღო წანაცვლების გამოსახულება:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta),$$

θ – გამბნევი კუთხე.