

მ მ. ვ ა რ ბ უ რ ბ ი

ექსპერიმენტალური ფიზიკა

ნ ა წ ი ლ ი მ ი ო რ ა მ

სახელმძღვანელო უმაღლეს სსწავლებლებსთვის

ს ა ხ ლ მ ვ ი ფ ო ლ
გ ა მ ო მ ც ე მ ლ ო ბ ა

თფილისი
1 9 3 4

ს ა ს წ. კ ე ლ ა გ ო ვ ი უ რ ი
ს ე ძ ტ ო რ ი

53 (02)
გ. 23. ე.

მთარგმნელი: ელ. ხუციშვილი
ტექნიკური: ვ. გორჯაძე
გადაეცა წარმოებას 10/XII-33
მთავლიტის რწმ. №ა — 1114

კორექტორი: ვ. კვიციანი
ხელმოწერილია დასაბეჭდ. 5/II-34
სტ. კ. 72X105. ს. ნ. ფ. 50.000
ტირაჟი 3000. შეკვ. № 935

VII ნ ა წ ი ლ ი

ს ი ნ ა თ ლ ე

თავი I. სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელება.

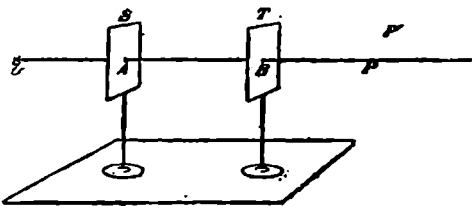
431. სინათლის შუაგამება, სინათლე, სინათლის სხივი. სინათლის შეგრძნებას აჩენს თვალის ნერვის გაღიზიანება. ამ ნერვის ჩვეულებრივი გამღიზიანებელი არის სინათლე. სინათლეს ისეთი სხეულები გვაძლევენ, რომლებსაც ჩვენ თვითმნათებს ვუწოდებთ.

წარმოვიდგინოთ ასეთი თვითმნათი მეტად მცირე სხეული, ეგრედწოდებული მნათი წერტილი. ამ წერტილიდან სინათლე ვრცელდება ყველა მიმართულებით. სინათლის გავრცელების მიმართულებას სინათლის სხივი ეწოდება.

სხეულს ჩვენ ვუწოდებთ ობიექტურად იზოტროპულს, თუ მასში სხივი ყველა მიმართულებით ერთნაირად ვრცელდება. ასეთი სხეულისათვის, თუ კი სხივი არ გადის მეტად წვრილ ნაპერტში სხივის გზა საეგზეთ განისაზღვრება სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელების, სინათლის არეკვლისა და გადატების კანონებით.

432. სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელების კანონი. ერთგვაროვანს გარემოში სინათლე სწორი ხაზით ვრცელდება. მართლაც, წარმოვიდგინოთ, რომ მნათი L წერტილის წინ

მოთავესებულია ისეთი S და T საფარები რომლებიც A და B წერტილში გახვრეტილი არიან (ნახ. 188). ამ შემთხვევაში L წერტილიდან წამოსული სხივი მხოლოდ მაშინ გაივლის T საფარის ნაპერტში და P წერტილში მივა, როდესაც L და P წერტილები ერთ და იმავე AB სწორ ხაზზე იმყოფებიან. P წერტილში კი ეს სხივი ვერ მივა, რადგანაც ამ შემთხვევაში სხივს არასწორხაზით მოუხდებოდ გავრცელება.



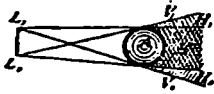
ნახ. 188.

433. ჩრდილი. თუ მნათი L წერტილის წინ (ნახ. 189) არაგამჭვირვალე A სხეული იქოფება, მაშინ ვერც ერთი სხივი L წერტილიდან სხეულის K ჩრდილში ვერ მივა. ამ ჩრდილის საზღვრების საპოვნელად საჭიროა L წერტი-

ლიდან გავლებული ხაზი ისე წავიყვანოთ, რომ ის ყოველთვის A სხეულს ეხებოდეს. თუ სინათლის წყარო არის არა წერტილი, არამედ, მაგალითად, სწორი



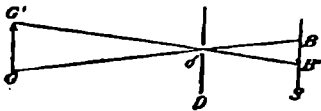
ნახ. 189.



ნახ. 190.

ხაზი (ნახ. 190), მაშინ სინათლე არ იქნება ჩრდილის იმ ცენტრალურ ნაწილში, რომელიც საერთოა, L_1 და L_2 წერტილების მიერ მოცემული ჩრდილის კონუსებისათვის. H_1 ნაწილს კი — მკრთალ ჩრდილს, მხოლოდ L_2 წერტილიდან წამოსული სხივები არ მოხვდებიან, სამაგიეროდ ეს ნაწილი განათებული იქნება L_1 -ის სხივებით. ამასთანავე მკრთალი ჩრდილის რომელიმე წერტილს აშუქებენ LL_1 -ის მით უფრო მეტი წერტილები, რაც უფრო მეტად იქნება დაშორებული აღნიშნული წერტილი ჩრდილის ცენტრალურ ნაწილს.

434. მცირე ნახევრებით მიღებული გამოსახულება. მნათი სხეული GG' (ნახ. 191) ისეთი არავამქვირვალე D სხეულის წინ არის მოათავსებული, რომელსაც მცირე O ნახვრეტი აქვს. D -ს უკან თეთრი ეკრანი დგას. ვთქვათ, GG' ისარია; G -დან მოდის სხივების წვრილი კონა, რომელიც გაივლის o ნახვრეტში, დაეცემა ეკრანს და პატარა ადგილს გაანათებს. განათებული ადგილის ფორმა დამოკიდებულია ნახვრეტის ფორმაზე და ნახვრეტის შემცირებასთან ერთად განათებული ადგილიც მცირდება. ეკრანის განათებულ-ადგილს G წერტილის



ნახ. 191.

გამოსახულება ეწოდება. GG' ისარის სხვადასხვა წერტილების გამოსახულებანი ამ ისრის შებრუნებულ BB' გამოსახულებას გვაძლევენ. ეს გამოსახულება მით უფრო მკაფიო იქნება და მასთან ერთად მით უფრო ნაკლებ გაშუქებული, რაც უფრო მცირეა ნახვრეტი.

თავი 2. სინათლის არქაჰლა.

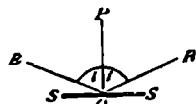
435. სინათლის წახივი არქაჰლა. სინათლის სხივი, რომელიც ბნელ ოთახში ვიწრო ნახვრეტის საშუალებით შემოდის, დახრილად ეცემა მინის ფირფიტას. ფირფიტის უკან, კედელზე განათებულ ადგილს დავინახავთ: დაცემული სხივის ნაწილი ფირფიტაში გაივლის. ფირფიტის ის წერტილი, რომელსაც სხივი ეცემა, ყოველი მხრიდან განათებული მოჩანს; ეს იმის მაჩვენებელია, რომ სინათლის ნაწილი ყველა მიმართულებით დიფუზურად არეკლებილია. სწორედ დიფუზურად არეკლებილი სინათლე გვაძლევს საშუალებას დავინახოთ დღისით სხეულები.

ამის გარდა სარკის წინამდებარე კედელზე დავინახავთ ისეთ ნათელ ლაქას, რომელიც სარკის მდებარეობის მიხედვით თავის ადგილს იცვლის: სინათლის ერთი ნაწილი აირეკლება წესიერად, ე. ი. ერთი მიმართულებით.

436. ხატაჰ. ლითონის გაგლუვებული ფირფიტა უფრო ნათელ ლაქას გვაძლევს წინამდებარე კედელზე, ვიდრე მინის ფირფიტა. ამიტომ მინის ფირ-

ფიტის საშუალებით უფრო ნათელი ლაქა რომ მივიღოთ, მინის უკანა ზედაპირს ვფარავთ კალის ამაღვამით (კალის და სინდიყის ნარევი). ასეთი სარკით მივიღებთ ორ არეკვლილ სხივს; ერთ მათგანს, უფრო მკრთალს, გვაძლევს სარკის წინაზედაპირი, რომელიც ამაღვამით დაფარული არ არის; მეორეს კი, უფრო ნათელს, გვაძლევს სარკის უკანა ამაღვამიანი ზედაპირი.

437. სინათლის არეკვლის კანონი. სინათლის არეკვლის კანონი არეკვლილი სხივის მიმართულებას განსაზღვრავს. ვთქვათ, EO დაცემული სხივია (ნახ. 192). SS სარკის ზედაპირისადმი დაცემის წერტილში აღმართოთ პერპენდიკულარი. იმ სიბრტყეს, რომელიც გაივლის დაცემულ სხივზე და აღნიშნულ პერპენდიკულარზე, დაცემის სიბრტყე ეწოდება. დაცემულ სხივსა და დაცემის წერტილში აღმართული პერპენდიკულარის შორის კუთხეს დაცემის კუთხე ეწოდება; ხოლო პერპენდიკულარსა და არეკვლილი სხივის შორის კუთხეს არეკვლის კუთხე ეწოდება.

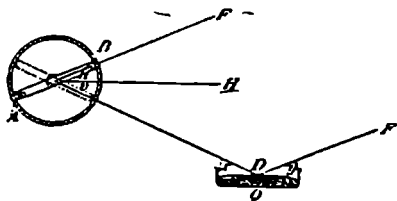


ნახ. 192.

სინათლის არეკვლის კანონის თანახმად არეკვლილი სხივი დაცემის სიბრტყეში რჩება და ისე მიიმართება, რომ არეკვლის კუთხე ROP დაცემის EOP კუთხეს უდრის. პირიქით, თუ დაცემული სხივი RO -ს მიმართულებით მიდის, მაშინ აღნიშნული კანონის თანახმად, OE არეკვლილი სხივი იქნება. ეს არის შექცევადობის კანონის ერთ ერთი კერძო შემთხვევა ოპტიკაში. ამ კანონის თანახმად სხივს შეუძლია გაიაროს, რომელიმე ერთი გზა როგორც ერთი, ისე მოპირდაპირე მიმართულებით.

438. სინათლის არეკვლის კანონის ექსპერიმენტალური შემოწმება.

ვთქვათ, AB მილი მოთავსებულია ვერტიკალურ წრებზე და შეუძლია ვერტიკალურ სიბრტყეში ტრიალი (ნახ. 193). აღნიშნული მილის ბოლოებში მოთავსებულია ფირფიტები, რომელთა ხერხელები მილის ღერძზე მდებარეობენ. ძველი ასტრონომები, მაგალითად, ტიხო დებრაგე, სარგებლობდნ ასეთი, ეგრედწოდებული, დიოპტრებით იმ სხივების მიმართულების საპოვნელად, რომლებიც ჩვენამდე მოაღწევნ ვარსკვლავებიდან.



ნახ. 193.

1) დიოპტრს მიუმზინებენ ვარსკვლავს ისე, რომ მასში ვარსკვლავი გამოჩნდეს, მაშინ პატარა ხერხელების შემაერთებელ ხაზს, ე. ი. დიოპტრის ღერძს, იმ სხივის მიმართულება აქვს, რომელიც ვარსკვლავიდან მოდის.

2) სინდიყის ზედაპირი განიერ Q კურკელში წარმოადგენს ბრტყელი სარკის ზედაპირს. დიოპტრს დავაყენებთ CD ხაზის მიმართულებით ისე, რომ სინდიყის ზედაპირიდან არეკვლილი სხივების საშუალებით ვარსკვლავი დავინახოთ.

თუ მილის ორივე მდებარეობის დროს მასშტაბიან წრეზე იმ x და y კუთხეებს ავთვლით, რომლებსაც დიოპტრის ლერძი ჰორიზონტალურ OH სიბრტყესთან შეადგენს, მაშინ ვნახავთ, რომ

$$x=y$$

კუთხეები x და y პარალელურ ხაზთა შორის ჯვარედინად მდებარე კუთხეები არიან, ამიტომ

$$x=y$$

რადგანაც ვარსკვლავიდან წამოსული FC და FD სხივები პარალელური არიან ამიტომ კუთხეები x და y შედგენილი არიან პარალელურისა და ერთნაირი მიმართულების ხაზებით და, მაშასადამე,

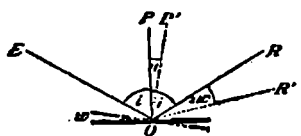
$$x=y$$

ადვილი გასაგებია, რომ შეგვიძლია აგრეთვე დავწეროთ:

$$x=y$$

ე. ი. დაცემული და არეკვლის სხივები სარკესთან და, მაშასადამე, დაცემის პერპენდიკულართანაც თანასწორ კუთხეებს შეადგენენ.

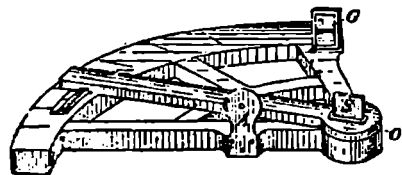
439. არამკლდელი სხივის ბრუნვა. თუ ბრტყელ სარკეს დაცემის სიბრტყესადმი პერპენდიკულარული ლერძის გარშემო შემოვავტრიალებთ i კუთხით, მაშინ არეკვლილი სხივი შემოტრიალდება ორმაგი $2i$ კუთხით.



ნახ. 194.

მართლაც და დაცემული EO სხივი (ნახ. 194) OP' პერპენდიკულართან $i+i$ კუთხეს შეადგენს, ამიტომ არეკვლილი OR' სხივიც დაცემის ახალ პერპენდიკულართან $i+i$ კუთხეს შეადგენს; ასე, რომ არეკვლილი სხივი OR' ძველ პერპენდიკულართან ახლა $i+2i$ კუთხეს შეადგენს.

440. ხარკის ხმხსტანტი. სარკის სექსტანტით ზომავენ იმ x კუთხეს, რომელსაც შეადგენენ ორი შორისმდებარე წერტილიდან წამოსული სხივები ერთმანეთთან. წრის სექტორის O ცენტრში ამალგამით დაფარული S სარკეა მოთავსებული (ნახ. 195); ამ სარკის სიბრტყე წრის სიბრტყესადმი პერპენდიკულარულია; მასთან ერთად სარკეს წრისადმი პერპენდიკულარული ლერძის გარშემო შეუძლია ტრიალი. ამ სარკის გასწვრივ მოთავსებულია G სარკე,



ნახ. 195.

რომლის ქვევითა ნახევარი დაფარულია ამალგამით, ზევითა კი არა.

გამოსახულებას ეწოდება ნამდვილი ან მოჩვენებითი იმის და მიხედვით გა-
ლიკვეთებიან თვით სხივები, თუ მათი გაგრძელებანი.

თუ იქ, სადაც ნამდვილი გამოსახულება არის, ისეთ ზედაპირს მოვათავ-
სებთ, რომელიც სინათლეს აბნევს, მაგალითად ქალაღს, მაშინ ქალაღლი განა-
თებული გამოჩნდება. ამგვარად, ნამდვილი გამოსახულების მიღება ეკრანზე შეი-
ძლება, მოჩვენებითი გამოსახულების მიღება კი ეკრანზე შეუძლებელია.



ნახ. 198.

სახულება სარკიდან დაშორებულია ისეთივე მანძილით, როგორც მნათი წერ-
ტილი სარკიდან.

ბრტყელი სარკე L' წერტილში მოჩვენებითის გამო-
სახულებას ვეაძლევს. არტყელი სხივების კონაში მო-
თავსებული თვალი L' წერტილში დაინახავს L წერ-
ტილის გამოსახულებას; ეს გამოსახულება ისეთ შთა-
ბეჭდილებას ტოვებს, თითქოს სხივები L' წერტილიდან
გამოდიოდენ (ნახ. 198).

ამგვარად, თუ სარკის წინ მნათი წერტილია მო-
თავსებული, სარკე მოჩვენებით გამოსახულებას მოგვცემს.
ეს გამოსახულება მდებარეობს მნათი წერტილიდან სარ-
კეზე დაშვებულ პერპენდიკულარზე. სარკის უკან გამო-

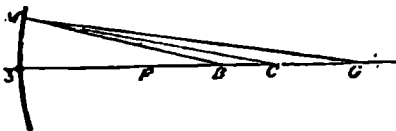
თუ მნათი სხეული სარკის წინ იმყოფება, მაშინ ამ სხეულის
თითოეული წერტილის გამოსახულებას ბრტყელი სარკე მოგე-
ცემს ზემოაღნიშნული წესის თანახმად (ნახ. 199) და სარკეში
სხეულის გამოსახულებას დავინახავთ.

- ▲
- ◻
-

442. ცდა. ავიღოთ გამჭვირვალე სარკე, მის უკან მოვა-
თავსოთ რაიმე სხეული, სარკის წინ კი მოვათავსოთ ასეთივე
სხეული. ამ სხეულის მოჩვენებითი გამოსახულება და სარკის უკან
მოთავსებული სხეული თანხვდენილი იქნებიან მაშინ, თუ ივინი
ერთ და იმავე ადგილას მოჩანან თვალის ყოველივე მდებარეო-
ბისას. ასეთი ცდით შეიძლება განისაზღვროს ის ადგილი, სადაც
მოჩვენებითი გამოსახულება მოიპოვება.

ნახ. 199.

443. ხსენებული ხარკმ. სფერული სარკე წარმოადგენს სფერული ზედაპი-
რის ნაწილს. თუ სინათლის არეკვლა ხდება სარკის ჩაზნეკილ ზედაპირიდან, მა-



ნახ. 200.

შინ სარკეს ჩაზნეკილი სარკე ეწო-
დება. თუ სინათლე აირეკვლება
ამოზნეკილი ზედაპირიდან, მაშინ
სარკეს ამოზნეკილი ეწოდება. იმ
სფეროს C ცენტრს (ნახ. 200),
რომლის ზედაპირის ნაწილსაც სა-
რკე წარმოადგენს, სიმრუდის ცენ-
ტრი ეწოდება. სარკის გეომეტ-
რიულ S ცენტრს სარკის პოლუსი ეწოდება. პოლუსისა და სიმრუდის ცენტრის
შემაერთებელ CS ხაზს სარკის მთავარი ღერძი ეწოდება. იმ კუთხეს, რომელსაც
განაპირა წერტილებიდან გაყვანილი ორი რადიუსი შეადგენს, სარკის ხერეღი
ეწოდება.

№ 444. ჩანნიშვილი ხარკი. მთავარ ღერძზე მოთავსებული მნათი G წერტილი გზენის სარკეზე GA სხივს (ნახ. 200). სინათლის არეკლისათვის მნიშვნელობა აქვს სარკის ზედაპირის მხოლოდ იმ ნაწილს, სადაც სხივი ეცემა; სარკის ეს ნაწილი თანხვდება დაცემის წერტილში გავლებულ შემხებ სიბრტყეს. ამ შემხებ სიბრტყისათვის სფეროს CM რადიუსი პერპენდიკულარს წარმოადგენს, ამიტომ $\angle BMC = \angle GMC$, მაშინ MB არეკელილი სხივი იქნება. GS სხივი სარკესთან შეადგენს დაცემის კუთხეს, რომელიც უდრის ნულს; ამიტომ GS სხივი აირეკვლება SG -ს მიმართულებით. არეკელილი SG და BM სხივები B წერტილში გადიკვეთებიან. MC გვერდი BMG სამკუთხედში GMB კუთხეს შუაზე გაჰყოფს, ამიტომ

$$BC : BM = GC : GM.$$

ამ პროპორციით B წერტილის მდებარეობას ვიპოვით, თუ G წერტილის მდებარეობა მოცემულია. ამავე დროს, ჩვენ ვხედავთ, რომ B -ს მდებარეობა M წერტილის მდებარეობაზე დამოკიდებული. ამგვარად, სხივები, რომლებიც G წერტილიდან სარკეს ეცემიან, არეკელის შემდეგ ერთ წერტილში არ გადიკვეთებიან და, მაშასადამე, სფერული სარკე საეხებით გარკვეულ გამოსახულებას არ მოგვცემს. მაგრამ, თუ სფერული სარკის ნაპირებს მივაფარეთ დიფერენციალი, რომ ღია დაეტოვოთ სარკის შტორე ნაწილი პოლუსის მახლობლად, მაშინ შევიძლია ჩავთვალოთ, რომ

$$BM = BS \text{ და } GM = GS$$

ამიტომ გვექნება:

$$BC : BS = GC : GS \quad (75).$$

იმდენად, რომდენდაც ამ პროპორციით სარგებლობა შეიძლება, სარკე გარკვეულ გამოსახულებას გვაძლევს, რადგანაც ამ შემთხვევაში B წერტილის მდებარეობა არ იქნება დამოკიდებული დაცემის წერტილის მდებარეობაზე.

№ 445. ხარკის ფორმულა. მნათი წერტილისა და სარკის შორის მანძილი GS აღვნიშნოთ d -თი; გამოსახულებასა და სარკის შორის BS მანძილი კი f -ით; ხოლო სარკის სიბრტყის რადიუსი r -ით; მაშინ მე-200 ნახაზიდან მივიღებთ:

$$GC = d - r \text{ და } BC = r - f.$$

თუ ამ სიდიდეებს (75) პროპორციაში ჩავსვამთ, მივიღებთ:

$$f(d - r) = d(r - f)$$

ანუ

$$fr + dr = 2fd$$

განტოლების ორივე მხარე fdr -ზე გავყოთ, მაშინ მივიღებთ:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r} = \frac{1}{F} \quad (75').$$

თუ დავუშვებთ, რომ $F = \frac{r}{2}$

446. ხედავლი სარკის ფორმულის გამოკვლევა. თუ $d = \sigma$, მაშინ $f = F$ f -ს ეწოდება ფოკალური მანძილი, F -ს კი მთავარი ფოკალური მანძილი. თუ; მთავარ ფოკუსს ეწოდებთ იმ წერტილს, რომელშიც გადაიკვეთებიან პარალელური სხივები სარკიდან არეკვლის შემდეგ, მაშინ ამ წერტილში ისეთი სხეულის გამოსახულებას მივიღებთ, რომელიც უსასრულოდ დიდი მანძილით არის დაშორებული სარკიდან.

ეთქვათ, რომ სხეული სარკეს უახლოვდება. რადგანაც $\frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ არ იცვლება (75^a), ამიტომ f დიდდება, როდესაც d მცირდება: გამოსახულება და სხეული ერთიანერის მოპირდაპირე მიმართულებით გადაინაცვლებენ. თუ $d = f$, მაშინ $f = r$: სიმრუდის ცენტრში სხეული და მისი გამოსახულება თანხვედრიან.

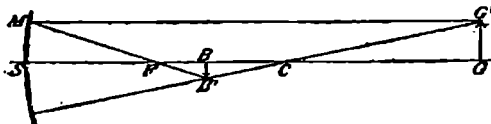
თუ $d = F$, მაშინ $f = \sigma$: როდესაც მნათი წერტილი მთავარ ფოკუსშია მოთავსებული, მაშინ არეკვლილი სხივები მთავარი ღერძის პარალელური არიან და გამოსახულება უსასრულოდ შორს გადაინაცვლებს.

ყველა ზემოხსენებული გამოსახულებანი ნამდვილნი არიან, ე. ი. მათი ეკრანზე მიღება შესაძლებელია.

თუ $d < F$, ე. ი. თუ მნათი წერტილი სარკესა და მისი მთავარი ფოკუსს შორის არის მოთავსებული, მაშინ f უარყოფითია.

გამოსახულების უარყოფითი მანძილი, როგორც ამას აქ შემთხვევისთვის აგებული ნახაზი გვიჩვენებს, სარკის უკან უნდა გადაიზომოს. მასთან ერთად ეს ნახაზი გვიჩვენებს, რომ არეკვლილი სხივების გაგრძელებანი ერთმანეთს გადაკვეთენ სარკის უკან, ე. ი. სარკის უკან მოჩვენებითს გამოსახულებას მივიღებთ.

447. გამოსახულების აგება. ეთქვათ, რომ GG' (ნახ. 201) მთავარი ღერძისა-
დში პერპენდიკულარული მცირე ხაზია. მთავარი ღერძის პარალელი $G'M$ სხივი



ნახ. 201.

მთავარ F ფოკუსში; სხივი კი, რომელიც სიმრუდის C ცენტრზე გაივლის, იმავე მიმართულებით აირეკლება. ამ ორი სხივის გადაკვეთის B' წერტილი G' -წერტილის გამოსახულებას მოგვცემს. ღერ-

ძისადმი პერპენდიკულარულად გაყვანილი BB' ხაზი GG' ხაზის შებრუნებული და ნამდვილი გამოსახულება იქნება, ვინაიდან ისეთი ხაზის გამოსახულება, რომელიც ღერძისადმი პერპენდიკულარულია, ასეთივე პერპენდიკულარული ხაზი უნდა იყოს.¹⁾

¹⁾ 201 ნახაზიდან ჩანს, რომ

$$BG' : B'C = AG' : FC = d : F \quad \text{ანუ} \quad \frac{BG' - B'C}{B'C} = \frac{d - F}{F} = d : f \quad (75^a \text{ განტოლება}).$$

$$\text{ამგვარად: } G'C : B'C = d : f$$

(75) პრაპორციიდან მივიღებთ:

$$GC : BC = GS : BS = d : f$$

ამიტომ $G'C : B'C = GC : BC$ და, მასადაგე,

$$\triangle CCG' \text{ თ: } \triangle CB'B$$

ანუ, რომ $\angle B'BC = \angle G'GC = 90^\circ$.

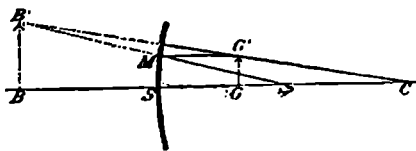
BB' გამოსახულების სიდიდე აღენიშნოთ β -თი, GG' სხეულის სიდიდე კი γ -თი; $BB'C$ და $GG'C$ სამკუთხედების მსგავსებიდან გამომდინარეობს:

$$\beta : \gamma = BC : GC$$

(75) განტოლების თანახმად კი მივიღებთ:

$$\beta : \gamma = BS : GS = f : d \quad . (76).$$

202 ნახაზი გამოსახულების აგების ის შემთხვევაა, როდესაც სხეული სარკესა და მის მთავარ ფოკუსს შორის მდებარეობს; ამ შემთხვევისთვის მიღებული გამოსახულება არის მოჩვენებითი, სწორი და გადიდებული გამოსახულება.



ნახ. 202.

448. **ღ ბ კ ვ ნ ბ.** სფერული სარკე გვაძლევს ნამდვილ გამოსახულებას, თუ სხეულის სარკიდან დაშორება აღემატება ნახევარ რადიუსს; თუ ეს დაშორება ნახევარ რადიუსზე ნაკლებია, მაშინ სფერული სარკე გვაძლევს მოჩვენებითს გამოსახულებას.

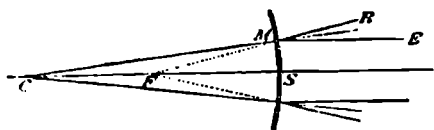
ნამდვილი გამოსახულება ყოველთვის შემრუნებულია; ეს გამოსახულება გადიდებულია, თუ სხეული მოთავსებულია მთავარ ფოკუსსა და სიმრუდის ცენტრის შორის; პირიქით, გამოსახულება შემცირებულია, თუ სხეულსა და სარკის შორის მანძილი აღემატება რადიუსს. მოჩვენებითი გამოსახულება ყოველთვის სწორი და გადიდებული. გამოსახულების ხაზოვანი სიდიდე ისე ეფარდება სხეულის ნამდვილ სიდიდეს, როგორც გამოსახულების დაშორება სარკიდან ეფარდება სხეულის დაშორებას სარკიდან.

449. **ც დ ა.** გამოსახულება ნამდვილია, თუ მისი ეკრანზე მიღება შესაძლებელია; იმ საგნის როლს, რომლის გამოსახულებას ვეძებთ, ჩვეულებრივ ანთებული სანთელი თამაშობს. თუ გამოსახულების მისაღებად სარკის მთელი ზედაპირით ესარგებლობთ, გამოსახულება მკაფიო არ არის; ამიტომ საჭიროა სარკის განაპირა ნაწილების დაფარვა ისე, რომ ღია დარჩეს სარკის მხოლოდ მცირე ნაწილი სარკის პოლუსის მახლობლად. არეკლილ სხივებში მოთავსებულ თვალს შეუძლია გამოსახულების მდებარეობის პოვნა უეჭრანოდ.

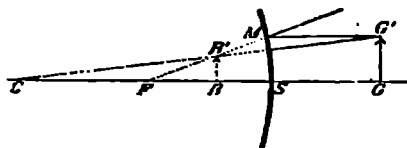
მოჩვენებითი გამოსახულების მისაღებად დამკვირვებელმა რაც შეიძლება ახლო უნდა მიიტანოს პირისახე ჩაზნექილი სარკესთან.

450. **ამოწმებითი სარკე.** თუ გამოკვლევის იმ მეთოდს, რომელიც მოხსენებულია 444 §-ში, ამოზნექილ სარკისთვის გამოვიყენებთ, მაშინ ასეთ შედეგს მივიღებთ: მთავარი ღერძის პარალელური სხივები ისე აირეკლება (ნახ. 203), რომ მათი სარკის უკან გაგრძელებანი ღერძის ისეთ წერტილში გადაიკვეთებინ, რომელიც სარკის S პოლუსსა და სიმრუდის ცენტრის შუა წერტილში მდებარეობს. ამ წერტილს ამოზნექილი სარკის მოჩვენებითი მთა-

ვარი ფოკუსი ეწოდება. ვთქვათ, რომ GG' (ნახ. 204) ღერძისადმი პერპენდიკულარული მცირე ხაზია. სხივი $G'M$ სარკეს მთავარი ღერძის პარალელად ეცემა, ამიტომ არეკვლილი სხივის გაგრძელება მთავარ F ფოკუსზე გაილის. სიბრუნის ცენტრზე გაყვანილი სხივი კი იმავე მიმართულებით აირეკლება. ორივე



ნახ. 203.



ნახ. 204.

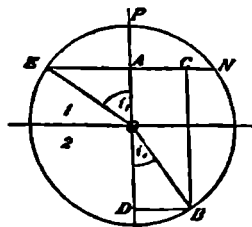
ბიან ერთმანეთს. გამოსახულების ფორმა იცვლება თვალის მდებარეობის შეცვლის მიხედვით. ეს თვისება დამახასიათებელია როგორც ამოზნექილი სარკეებისათვის, ისე ცილინდრული და კონუსური სარკეებისათვის.

არეკვლილი სხივი გადაიკვეთება B' წერტილში, რომელიც G' -ის გამო. სახულებას წარმოადგენს. ამ შემთხვევაში, როგორც 204 ნახაზიდან ჩანს, მოჩვენებითი, სწორი და შემციკრებული გამოსახულება მდებარეობს სარკის პოლუსისა და მთავარ ფოკუსის შორის. (75°) ფორმულა აქაც გამოდგება, მხოლოდ 446 §-ის თანახმად $F = -FS$ და $f = -BS$.

451. სარკეში მიღებული გამოსახულება და თვით სხეული გეომეტრიულად არ ემსგავსება.

თავი 3. სინათლის გადატეხა.

✓ 452. სნელიუსის კანონი. სხივი რომელიც 1 გარემოდან 2 გარემოში გადადის, ჩვეულებრივ იცვლის მიმართულებას — გადატყდება. ამ მოვლენის აღმოსაჩენად საკმარისია სხივის საშუალება მივსცეთ წყლის ზედაპირს დახრილად დაეცეს; მასთან ერთად თეთრი ეკრანი ისე მოვათავსოთ ჰაერში და წყალში, რომ სხივი ეკრანის ზედაპირს ყოველთვის ეხებოდეს.



ნახ. 205.

იმ კუთხეს, რომელსაც გადატეხილი სხივი დაცემის პერპენდიკულართან შეადგენს, გადატეხის კუთხე ეწოდება. 1621 წ. სნელიუსმა აღმოაჩინა გადატეხის კანონი: გადატეხილი სხივი OB (ნახ. 205) მუდამ დაცემის სიბრტყეში რჩება და დაცემის კუთხის სინუსის შეფარდება გადატეხის კუთხის სინუსთან, — ეგრეთ წოდებული, გადატეხის მაჩვენებელი, — დამოკიდებულია მხოლოდ ორივე გარემოს გვარობაზე. ამგვარად, თუ i_1 დაცემის კუთხეა (ნახ. 205), ხოლო i_2 — გადატეხის კუთხე და n_{12} გადატეხის მაჩვენებელი 2 გარემოსათვის 1 გარემოს მიმართ,

შაშინ გვეჩვენება:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12} \quad (77)$$

სხივი, რომელიც BO -ს მიმართულებით მიდის (ნახ. 205), შექცევადობის კანონის თანახმად, გადატეხის შემდეგ ჰაერში OE -ს მიმართულებით წავა, ამიტომ გვექნება:

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_{21} = \frac{1}{n_{12}} \quad . (78)$$

ჩვეულებრივ რომელიმე სხეულისათვის გადატეხის მაჩვენებლად სთვლიან დაცემისა და გადატეხის კუთხეთა სინუსების შეფარდებას იმ შემთხვევაში, როდესაც სხივი ჰაერიდან გადადის მონაცემ სხეულში. კრონგლასისათვის გადატეხის მაჩვენებელი დაახლოებით უდრის 1,53, წყლისათვის კი — 1,3.

თუ სხივი 1 გარემოდან მე-2 გარემოში გადასვლის დროს დაცემის პერპენდიკულარს უახლოვდება, ე. ი. პერპენდიკულარისაკენ მიიწევს, მაშინ ვამბობთ, რომ მე-2-ე გარემო ოპტიკურად უფრო მკვრივია, ვიდრე 1 გარემო. მინა ოპტიკურად უფრო მკვრივია, ვიდრე ჰაერი; ბენზოლი წყალთან შედარებით ოპტიკურად უფრო მკვრივია, მიუხედავად იმისა, რომ ბენზოლის ხვედრითი წონა წყლის ხვედრითს წონაზე ნაკლებია.

453. **გადატეხილი სხივის მიმართულების კოზნა.** ვთქვათ, რომ EO (ნახ. 205) დაცემული სხივია; OP დაცემის წერტილში აღმართული პერპენდიკულარი; 1 გარემო ჰაერია, მე-2 — კრონგლასი. O წერტილის გარშემო ნებისმიერი რადიუსით შემოვხაზოთ წრეხაზი; გაველოთ $EN \perp OP$. გავყოთ: EA სამ თანასწორ ნაწილად; ორი ასეთი ნაწილი A -ს მარჯვნივ გადავზომოთ (AC) და გავიყვანოთ $CB \parallel OP$ -სი. მაშინ OB გადატეხილი სხივი იქნება. მართლაც, თუ φ ის რადიუსი ერთეულს უდრის, მაშინ გვექნება:

$$\begin{aligned} \sin i_1 &= AE; & \sin i_2 &= BD = AC \\ \frac{\sin i_2}{\sin i_1} &= \frac{AC}{AE} = 2 \end{aligned}$$

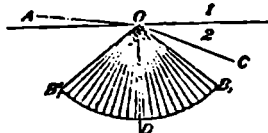
454. **სრული შინაბანე არამკლად.** ვთქვათ, რომ 1 გარემო ჰაერია, მე-2 წყალი. გადატეხის კუთხე წყალში იზრდება, როდესაც დაცემის კუთხეს ჰაერში ვადიდებთ და, თუ ეს უკანასკნელი 9° გაუთანასწორდება, მაშინ დაცემული სხივი წყლის ზედაპირს ეხება. გადატეხის i_2 კუთხეა ამ შემთხვევისთვის მივიღებთ, ოუ (77) განტოლებაში i_1 -ის მაგიერ ჩავსვათ 9° -ს. რადგანაც $\sin i_1 = \sin 9^\circ = 1$, ამიტომ

$$\sin i_2 = \frac{1}{n_{12}} \quad . (79)$$

აღნიშნულ შემთხვევისათვის, ე. ი. წყლისათვის მივიღებთ $i_2 = 48^\circ 35'$, ვინაიდან წყლისათვის $n_{12} = 1,3$. თუ მეორე გარემო კრონგლასია, (გადატეხის მაჩვენებელი = 1,53), მაშინ $i_2 = 40^\circ 49'$.

ვთქვათ ჰაერიდან O წერტილის სხივები ყოველი მხრიდან ეცემიან, მაშინ წყალში გადატეხილი სხივები სივრცის მხოლოდ დაბახულ კონუსში გაივლიან. (ნახ. 206). წყალში აღნიშნული კონუსის გარეშე მდებარე რომელიმე CO სხივი გადატეხის შემდეგ ჰაერში რომ OA მიმართულებით წასულიყო, მაშინ შექცევადობის კანონის თანახმად, ჰაერიდან მომავალი AO სხივი გადატეხის შემდგომ OC ხაზით წავიდოდა; ეს კი შეუძლებელია, ვინაიდან სინამდვილეში ჰაერიდან

წყალში გადასულმა ყოველმა სხივმა უნდა გაიაროს მხოლოდ დაბაზულ კონუსში ამგვარად, ისეთი სხივი როგორც არის CO , რომელიც წყალში მიდის და რომლისათვისაც დაცემის კუთხე მეტია; ვიდრე 79 განტოლებით განსაზღვრული

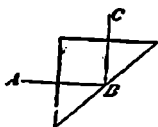


ნახ. 206.

i_2 კუთხე, ჰაერში ვერ გადავა. ასეთი სხივი სრულად აირეკლება წყლის ზედაპირიდან. ამ მოვლენას ეწოდება სრული შინაგანი არეკვლა. i_2 კუთხეს სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრული კუთხე ეწოდება.

სრულ შინაგან არეკვლას მივიღებთ მხოლოდ ამ შემთხვევაში, როდესაც სხივი გადადის ოპტიკურად უფრო მკვრივ გარემოდან ნაკლებად მკვრივ გარემოში.

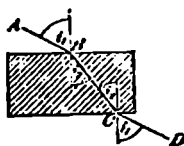
თუ წყლის ზედაპირს ქვევიდან საკმარისად დახრილად შევხედავთ, მაშინ სრული არეკვლის გამო ამ ზედაპირს დაიგნახავთ, როგორც განათებულ სარკის ზედაპირს.



ნახ. 207.

ვთქვათ, გვაქვს მინის სწორკუთხიანი თანასწორფერდიანი პრიზმი. ამ პრიზმის ერთ-ერთ წახნაგს AB სხივი (ნახ. 207) პერპენდიკულარულად ეცემა; სხივი არ გადატყდება და ჰიპოტენუზასთან 45° -იან კუთხეს შეადგენს. ეს კუთხე მეტია, ვიდრე სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრული კუთხე; ამიტომ C წერტილში მოთავსებული თვალი პრიზმის განათებულ ფუძეს დაინახავს.

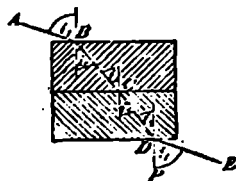
455. ბრტყელ-პარალელური ფირფიტა. თუ სხივი ბრტყელ-პარალელურ ფირფიტას ეცემა (ნახ. 208), მაშინ იგი განიცდის ორჯერად გადატყებას.



ნახ. 208.

მეორე გადატყების შემდეგ CO სხივი დაცემულ AB სხივთან შედარებით მცირეოდნად გადანაცვლებული იქნება, მაგრამ მისი პარალელური დარჩება. მართლაც, ვინაიდან ფირფიტაში მიმავალი სხივი დაცემის პერპენდიკულართან თანასწორ კუთხეებს შეადგენს, ამიტომ, შექცევადობის კანონის თანახმად, ჰაერში მიღებული i კუთხეებიც თანასწორნი უნდა იყვნენ.

456. ზეშარღება $n_{12} = n_{13} \cdot n_{23}$. თუ სხივი ორ მოსაზღვრე სხედასხვა ბრტყელ-პარალელურ ფირფიტას გაივლის, (ნახ. 209) მაშინ, როგორც ცდა



ნახ. 209.

გეიჩვენებს, ამ ფირფიტიდან გამოსული DE სხივი დაცემული AB სხივის პარალელი იქნება, ე. ი. ჰაერში მოთავსებული i კუთხეები თანასწორნი არიან. სხივი რომ 1 გარემოდან პირდაპირ გადასულიყო მესამე არეში და დაცემის კუთხე თანასწორი ყოფილიყო i კუთხისა, ამ შემთხვევაშიც უკანასკნელად გადატყებილი სხივი წავიდოდა DE -ს მიმართულებით და, მაშასადამე, მე-3 გარემოში წავიდოდა CD -ს მიმართულებით: იმ სხივის მიმართულებაზე, რომე-

ლიც 1 გარემოდან მე-3 გარემოში გადადის, ბრტყელ-პარალელური ფირფიტის მოთავსება გველენას არ ახდენს.

სინათლის გადატების კანონის თანახმად:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{12} \text{ და } \frac{\sin i_2}{\sin i_3} = n_{23}$$

ეს ორი განტოლება რომ გადავამრავლოთ ერთმანეთზე და მხედველობაში მივიღოთ, რომ $\frac{\sin i_1}{\sin i_3} = n_{13}$, მაშინ გვექნება:

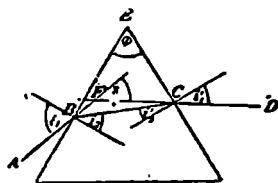
$$n_{13} = n_{12} \cdot n_{23} \quad (80)$$

457. სხეულის აბსოლუტური ზადატების მაჩვენებლის მანკნენბმლი. სხეულის აბსოლუტური გადატების მაჩვენებელი ეწოდება გადატების მაჩვენებელს იმ შემთხვევისათვის, როდესაც სხივი სიციარიელიდან ამ სხეულში გადადის. ვთქვათ, რომ (80) განტოლებაში 1 გარემო სიციარიელეა, მე-2—ჰაერია და მე-3—რომელიმე სხეული. მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ სხეულის აბსოლუტური გადატების მაჩვენებელი უდრის ამ სხეულის გადატების მაჩვენებელს ჰაერის ნიშართ გადაბრავლებულს ჰაერის აბსოლუტურ გადატების მაჩვენებელზე. ჰიერის აბსოლუტური გადატების მაჩვენებელი n ნორმალურ პირობებში უდრის 1,000294: იგი მკირდება ჰაერის სიმკვრივის შემკირებასთან ერთად და ამასთანავე $n-1$ პროპორციულია სიმკვრივისა.

ვარსკვლავიდან წამოსული სხივი ატმოსფეროში შემოდის; იგი უფრო და უფრო მკვრივ ფენებში გადმოდის და დაცემის წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარს თანდათან უახლოვდება. ამიტომ სხივის ატმოსფეროში გადატების გამო ვარსკვლავი ზენიტთან უფრო დაახლოვებული გვეჩვენება, ვიდრე ეს სინამდვილეში არის. ასტრონომიულ დაკვირვებათა დროს სხივების გადატება ატმოსფეროში აუცილებლივ უნდა იყოს მიღებული მხედველობაში.

458. პ რ ი ზ მ ა. პრიზმის იმ წახნაგებს, რომლებშიც სინათლე გადის, გადამტები წახნაგები ეწოდება; ამ სიბრტყეებს შორის კუთხეს პრიზმის გადამტები კუთხე ეწოდება. აღნიშნული სიბრტყეების გადაკეთის ხაზს, გადამტები წიბო ეწოდება, ხოლო გადამტები წიბოსადმი პერპენდიკულარულ კვეთილს—პრიზმის მთავარი კვეთილი ეწოდება.

210 ნახაზე ABCD წარმოადგენს სხივის სელას პრიზმის მთავარ კვეთილში. სხივი ორჯერ განიცდის გადატებას და პრიზმიდან გამოსვლის შემდგომ ფუძისკენ დაიხრება, თუ პრიზმის ნიეთიერება, როგორც ეს აღნიშნულ შემთხვევაშია ნავულისხმევი, ოპტიკურად უფრო მკვრივია, ვიდრე მის გარშემო მყოფი ჰაერი.



ნახ. 210.

ნახაზიდან ჩანს, რომ $\angle EBC + BCE + \varphi = 2d$ და

$$\angle EBC + i_2 + \angle ECB + i_1 = 2d$$

ამიტომ

$$\varphi = i_2 + i_1 \quad (81)$$

შემდეგ BFC სამკუთხედში

$$\angle FBC + \angle FCB = \delta$$

მაგრამ $\angle FBC = i_1 - i_2$ და $\angle FCB = i'_1 - i'_2$ ამიტომ

$$\delta = i_1 - i_2 + i'_1 - i'_2$$

ან (81) განტოლების თანახმად:

$$\delta = i_1 + i'_1 - \varphi \quad . \quad (82)$$

δ არის გადახრის კუთხე, ანუ ის კუთხე, რომელსაც პრიზმაში შესული AB სხივი პრიზმიდან გამოსულ CD სხივთან შეადგენს.

459. გადატეხისა და დაცემის კუთხეები უსასრულოდ მცირენი არიან. ამ შემთხვევაში ყველა i კუთხეები მეტად მცირე არიან და ამიტომ ამ კუთხეების სინუსების მაგიერ შეგვიძლია ავიღოთ თვით ეს კუთხეები. თუ n პრიზმის ნივთიერების გადატეხის მაჩვენებელია, მაშინ

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{i'_1}{i'_2} = n,$$

და (82) განტოლების თანახმად მივიღებთ:

$$\delta = n(i_2 + i'_2) - \varphi$$

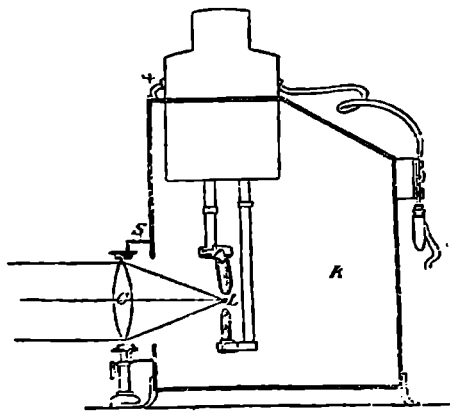
ანუ (δ :) განტოლების თანახმად დაიწერება:

$$\delta = (n-1) \varphi \quad . \quad (83)$$

კრონგლასისათვის ამ შემთხვევაში მივიღებთ:

$$\delta = \frac{\delta}{2}$$

460. ხაპრომეტიონ ნათურა. სხვადასხვა ოპტიკური ცდების დროს ხშირად ბენ ვოლტას რკალის სინათლეს K უთში (ნახ. 211) მოთავსებულია ნახშირის ორი ღერი. ნახშირის ამ ღერების გაეარვალეზულ ბოლოებიდან გამოსული სხივები ეცემიან C ლინზას. ამ ლინზაში გავლის შემდეგ სხივები პარალელურად მიიმართებიან.



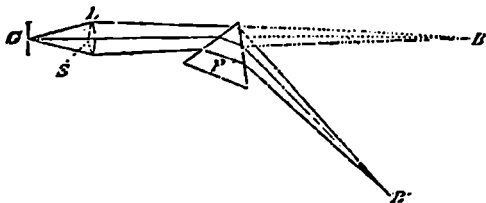
ნახ. 211.

დან გამოსულ სხივებს პრიზმა ისე დავეყენოთ, რომ მისი წიბო ვერტიკალური

იყოს, მაშინ სხივები პრიზმის ფუძისაკენ დაიხრებიან და ეკრანზე ხერხელის B' გამოსახულებას მივიღებთ.

462. უმცირობის ხაზსარა.

იმის მიხედვით, თუ რა მიმართულებით ვატრიალებთ პრიზმას მისი გადამტეხი წიბოს გარშემო, გადატეხის კუთხე საერთოდ ან გაიზრდება, ან შემცირდება. პრიზმის ერთ-ერთ გარკვეულ მდებარეობაში გადახრის ეს კუთხე იზრდება, რა მიმართულებითაც არ უნდა ვატრიალოთ პრიზმა. პრიზმის ამ მდებარეობას მთავარი ანუ უმცირობის გადახრის მდებარეობა ეწოდება.



ნახ. 212.

ამ მდებარეობაში პრიზმა სხივს უფრო ნაკლებად გადახრის, ვიდრე რომელიმე სხვა მდებარეობაში.

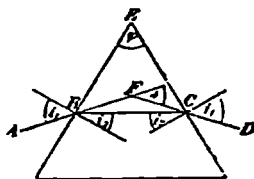
შეიძლება იმის ჩვენება, რომ ამ უმცირობის გადახრის მდებარეობის დროს პრიზმაში სხივი სიმეტრიულად გადის, ე. ი. პრიზმის გადამტეხ წახანგებთან დაცემული და გამოსული სხივები თანასწორ კუთხეებს შეადგენენ, მაშასადამე, ამ შემთხვევაში

$$i_2 = i'_2$$

და ამიტომ: $i_1 = i'_1$

მაშინ 81 და 82 განტოლებათა თანახმად მივიღებთ:

$$i_2 = \frac{\varphi}{2} \text{ და } i_1 = \frac{\delta + \varphi}{2} . \quad (84)$$



ნახ. 213.

463. ზალატეხის მარეონებლის განსაზღვრა. გადატეხის კანონის თანახმად

$$n_{12} = \frac{\sin i_1}{\sin i_2}$$

(84) განტოლების თანახმად:

$$n_{12} = \frac{\sin \frac{\delta + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} . \quad (84')$$

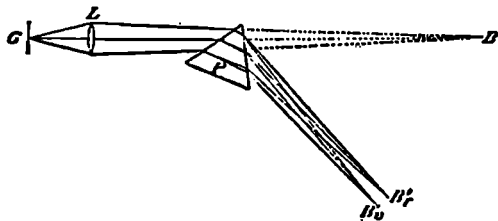
i და i_2 კუთხეების უშუალო გაზომვა ძნელია; პირიქით უმცირობის გადახრის δ კუთხისა და გადამტეხი φ კუთხის გაზომვა შედარებით ადვილია (499).

თუ ეს ორი სიდიდე გვეცოდინება, მაშინ შეგვიძლია ვისარგებლოთ (84') ფორმულით და ვიპოვოთ n_{12} .

ეს არის გადატეხის მაჩვენებლის პონენის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი მეთოდი.

თავი 4. ღისპარსია.

464. სპექტრი. თუ 461 §-ში აღნიშნულ ცდას თეთრი სხივით ვაწარმოებთ, მაშინ ხერელის დახრილი გამოსახულების მაგიერ ეკრანზე გამოჩნდება პორიზონტალური სხვადასხვა ფერად შეღებილი ზოლი, ეგრეთწოდებული სპექტრი. ფერები სპექტრში თანდათანობით გადადიან ერთი მეორეში. ასეთ სპექტრში ნიუტონი შემდეგ ფერებს არჩევდა: წითელი, წარინჯი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი და სოსანი. წითელი ბოლო ყველაზე ნაკლებად არის გადატეხილი, სოსანი ყველაზე მეტად. როგორც ნიუტონმა დაამტკიცა, ეს მოვლენა იმით აიხსნება, რომ თეთრი სხივი, რომლითაც ხერელს ვანათებთ, მრავალი ისეთი სხივებისაგან შედგება, რომლებიც ფერითა და გადატეხის მაჩვენებლით განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან; წითელი სხივები ყველაზე ნაკლებად გადატეხდებიან, სოსანი—ყველაზე მეტად.



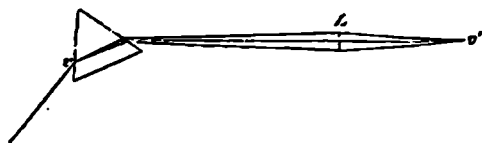
ნახ. 214.

თუ ხერელს წითელი სხივებით გავანათებთ, მაშინ მივიღებთ ხერელის დახრილ წითელ B' გამოსახულებას (ნახ. 214); თუ ხერელს სოსანი სხივებით გავანათებთ, მივიღებთ ხერელის უფრო მეტად დახრილ სოსან B'' გამოსახულებას; ხოლო, თუ ხერელს თეთრი სინათლით გავანათებთ, მაშინ მივიღებთ ხერელის ყველა ფერებით შეღებილ გამოსახულებას.

ხერელის ამ ფერად გამოსახულებათა დალაგება სხივების გადატეხის ხარისხზეა დამოკიდებული. ხერელის ყველა ეს ფერადი გამოსახულებანი გვაძლევენ სპექტრს. რადგანაც ხერელი უსასრულოდ ვიწრო არ არის, ამიტომ ხერელის გამოსახულებანი ერთი მეორეს დაეფარებიან; სპექტრი მით უფრო მკაფიო იქნება, რაც უფრო ვიწრო ხერელით ვისარგებლებთ სპექტრის მიღების დროს.

465. ნიუტონის ცდაში. თავისი თეორია ნიუტონმა შეამოწმა მრავალი ცდებით; აქ მოვიყვანთ მხოლოდ ორ ცდას.

1. L ლინზას (ნახ. 215) მოვითავსებთ ისე, რომ პრიზმით დაშლილი სხივები ლინზამ შეკრიბოს ეკრანზე ν' წერტილში; ეკრანზე მივიღებთ თეთრ გამოსახულებას. ეს მოვლენა შემდეგნაირად აიხსნება; თეთრი სხივი, რომელიც ν -სთან პრიზმას ეცემა, იშლება შემადგენელ ფერად სხივებად; შემდეგ ν' წერტილში ეს ფერადი სხივები ლინზის საშუალებით



ნახ. 215.

კვლავ იკრიბებიან ერთად და თეთრი ფერის შთაბეჭდილებას ტოვებენ.

2. პირველი პრიზმით დაშლილ ყველა ფერად სხივებს დაუხუხუდროთ მეორე პრიზმა, რომლის გადამტეხი წიბო პორიზონტალურადაა დაყენებული. თუ ეს

წიბო ფუძის მიმართ ქვევით მდებარეობს. მაშინ ეკრანზე მივიღებთ დახრილ სპექტრს, რომლის წითელი ბოლო ქვევით იქნება მოთავსებული, სოსანი კი ზევით. მართლაც, მეორე პრიზმის საშუალებით ხერხელის თითოეული ჰომოკენური გამოსახულება გადატების მარჯვენა მხივდევით. ნხოლოდ პრიზმის ფუძისაკენ დაიხრება, დაშლით კი აღარ დაიშლება.

466. ველიოსტატი. ბ. ჰელიოსტატი წარმოადგენს ბრტყელ სარკეს, რომელიც ოთახის გარეთ კრონშტეინზეა მოთავსებული. ამ სარკით მზის სხივი შეგვიძლია შევეშვათ ოთახში ნებისმიერი მიმართულებით. სარკესთან შეერთებულია საათის მექანიზმი, რომლის საშუალებითაც სარკე ბრუნავს მზის „ბრუნვასთან“ შეთანხმებით. ამის გამო არეკლილი სხივების მიმართულება უცვლელი რჩება.

467. ფრაუნჰოფერის (Fraunhofer) ხაზები. 464 §-ში აღწერილი ცდა გაციმეორით და ხერხელი მზის სხივებით გავანათით; ეკრანზე მივიღებთ კოორინატულ სპექტრს, რომელზედაც დავინახავთ ვერტიკალურ შავ ხაზებს. ამგვარად, მზის სინათლეში არ ყოფილა ის ფერადი სხივები, რომლებიც ამ შავი ხაზების ნაცვლად უნდა მიგველა. ამ შავ ხაზებს ფრაუნჰოფერის ხაზები ეწოდება. ზოგიერთი მათგანი, როგორც ამას 216 ნახაზი გვიჩვენებს, ფრაუნჰოფერმა ასლებით აღნიშნა. ამ ხაზების

მნიშვნელობა პირველად ფრაუნჰოფერმა გამოარკვია და ის აზრი გამოთქვა, რომ ეს ხაზები საშუალებას გვაძლევენ ფერადი სხივები ერთი მეორისაგან გავარჩიოთ.

მის ფერი	იხილი რაზმი	რუხი	აღმ	ბრუნ	მითა
H	G	F	B δ	D	C β aA

ნახ. 216.

მაგალითად, D ხაზის შესაფერი სინათლე სწორედ იმ ყვითელი ფერის სხივს წარმოადგენს, რომელიც მზის სინათლეში რომ ყოფილიყო, სპექტრში D ხაზის ადგილას ხერხელის ყვითელ გამოსახულებას მოგვეცემდა.

463 §-ში მოხსენებული მეთოდის თანახმად პრიზმის გადატების მარჯვენა მხივდევით რომ ვიპოვოთ D ხაზის შესაფერ სხივისათვის, ხერხელს მზის სხივებით გავანათებთ და პრიზმას ისე მოვათავსებთ რომ D ხაზმა უმცირესი გადახრა განიცადოს.

ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში ჩამოთვლილია სხეულისა და სხეულების გადატების მარჯვენა მხივდევით პერის მიმართ ფრაუნჰოფერის სხეულისა და ხაზებისათვის.

	C	D	E	F	G	H	F-C
წყალი 20°	1.3312	1.3330	1.3353	1.3372	1.3406	1.3435	0.0060
მსუბუქი კრონგლასი 27°	1.5160	1.5166	1.5220	1.5249	1.5303	1.5349	0.0099
მძიმე ფლინტგლასი 30°	1.6144	1.6193	1.6257	1.6315	1.6427	1.6527	0.0171
გოგირდოვანი ნახშირბადი 19°,5	1.6190	1.6233	1.6412	1.6532	1.6775	1.7005	0.0342
დარიონის სიმკვების ეთილოვანი ეთერი							
C ₁₁ H ₁₂ O ₂ 20°,6	1.5525	1.5602	1.5703	1.5810	1.6031	1.6254	0,0285

✓ 469. **დისპერსია.** δ_x და δ_y -თი აღნიშნით გადახრანი, რომლებსაც ფრაუნჰოფერის α და β სხივები პრიზმაში გასვლის დროს განიცდიან. ვთქვათ, პრიზმის გადამტეხი კუთხე φ მეტად მცირეა; ვიგულისხმით აგრეთვე, რომ დაცემის კუთხეც მცირეა. თუ აღნიშნულ სხივებისათვის პრიზმის ვადატეხის მაჩვენებლებს n_x და n_y -თი აღნიშნავთ, მაშინ 83 განტოლების თანახმად გვექნება:

$$\delta_y - \delta_x = \varphi (n_y - n_x) . \quad (85)$$

$$\delta_x = \varphi (n_x - 1) . \quad (85^a)$$

რადგანაც 85 განტოლების თანახმად β და α სხივებისათვის გადახრათა სხვაობა და მასთან ერთად სპექტრის სიგრძეც β და α -ს შორის ($n_\beta - n_\alpha$)-ს პროპორციულია, ამიტომ $n_\beta - n_\alpha$ ახასიათებს ამათუიმ ნივთიერების დისპერსიის უნარიანობას. 468 §-ის ცხრილის უკანასკნელ სვეტში მოყვანილია დისპერსია იმ სხივებისათვის, რომლებიც ფრაუნჰოფერის F (მწვანე) და C (წითელ) ხაზებს შორის არიან მოთავსებული.

✓ 470. **აძრომაბთული პრიზმა.** ზემოდ მოყვანილი ცხრილიდან და 85 განტოლებიდან გამომდინარეობს:

	კრონგლასისათვის	ფლინტგლასისათვის	
$\delta_F - \delta_C$	0.0089 . φ	0.0171 . φ	(86)
δ_C	0.5160 φ	0.6144 . φ	(86 ^a)

თუ კრონგლასისა და ფლინტგლასის პრიზმების გადამტეხი კუთხეები ერთნაირი, მაშინ, როგორც ეს ზემოდ მოყვანილ ცხრილიდან ჩანს (86) F -სა და C -ს შორის ფლინტგლასი მოგვეცემს დაახლოებით ორჯერ უფრო გრძელ სპექტრს, ვიდრე კრონგლასი; ამავე დროს (86^a)-ს თანახმად ფლინტგლასის პრიზმა გვაძლევს უფრო მეტად გადახრილ სპექტრს. თუ კრონგლასის პრიზმის გადამტეხ კუთხეს იმდენად გავადიდებთ, რომ კრონგლასმაც ისეთივე სიგრძის სპექტრი მოგვეცეს, როგორსაც ფლინტგლასი გვაძლევს, ე. ი. თუ 86 პირობის თანახმად ამ გადამტეხ კუთხეს გავაორკეცებთ, მაშინ ეს პრიზმა წითელი სხივების უფრო მეტ δ_C გადახრას გამოიწვევს, ვიდრე ადებული ფლინტგლასის პრიზმა.



ნახ. 217.

თუ ორივე პრიზმას ერთი მეორის შემდეგ მოვათავსებთ ისე, რომ ერთის გადამტეხი წიბო ზევით იყოს, მეორისა კი ქვევით, (ნახ. 217) მაშინ კრონგლასის პრიზმით გამოწვეული გადახრა მეტი იქნება, ამასთანავე F და C -ს შორის მდებარე ფერადი სხივების დისპერსია მოისპობა. ორივე პრიზმის მიერ მოცემული სპექტრები სხვებით თანხედენილი რომ ყოფილიყვნენ, რასაც სინამდვილეში ადგილი არა აქვს, მაშინ სხივების ტერადი დაშლა საესეებით მოისპობოდა. პრიზმების აღნიშნულ კომბინაციას აქრომატული პრიზმა ეწოდება.

471. **პირლაპიჩი ხაღვის პრიზმა.** თუ პირიქით კრონგლასის პრიზმის გადამტეხ კუთხეს ისე გავადიდებთ, რომ ამ პრიზმამ წითელი ფერის სხივი ისევე გადახაროს, როგორც ფლინტგლასის პრიზმა ხრის, მაშინ 86 და 86^a პირობათა

თანხმად ფლინტგლასის მიერ მოცმული სპექტრის სიგრძე მეტი იქნება, ვიდრე კრონგლასით მიღებული სპექტრის სიგრძე. თუ ამ პრიზმებს ისევე მოვათავსებთ, როგორც ეს 470 წ-ში იყო აღნიშნული, მაშინ სინათლის ფერებდა დაშლა დარჩება, მხოლოდ გადახრა არ იქნება. პრიზმების ასეთ კომბინაციას პირდაპირი ხედვის პრიზმა ეწოდება.

ჩვეულებრივ კრონგლასის სამ C_r პრიზმას (ნახ. 218) და ფლინტგლასის 2 სწორკუთხიან F პრიზმას აერთებენ. პრიზმებს აწებებენ კანადის ბალზამით, რომლის გადატების მაჩვენებელი დაახლოებით უდრის კრონგლასის გადატების მაჩვენებელს.



ნახ. 218.

პრიზმების ასეთ რთულ კომბინაციას ის ნაკლი აქვს, რომ სინათლის ნაწილი ერთი პრიზმიდან მეორეში გადასვლის დროს არეკვლის გამო სუსტდება. არეკვლილი სხივების რაოდენობა მით უფრო ნაკლებია, რაც უფრო ნაკლებად განსხვავდებიან მოსაზღვრე სხეულების გადატების მაჩვენებლები. ამით აიხსნება ვერნიკეს (Wernicke) პირდაპირი ხედვის პრიზმის დიდი გამჭვირვალობა. ამ პრიზმაში კრონგლასის 2 პრიზმა C_r (ნახ. 219) და მინის ფირფიტა G შეადგენენ ცარიელ პრიზმატულ სილრუვეს. ამ სილრუვეში ათავსებენ დარიჩინის სიმკვების ეთილოვან ეთერს. ამ სითხის გადატების მაჩვენებელი მცირეოდნად აღემატება კრონგლასის გადატების მაჩვენებელს (468), ხოლო დისპერსიის უნარი 3—4 ჯერ მეტია, ვიდრე კრონგლასისა.



ნახ. 219.

472. სპეჭბარალარი ანალიზი. იმ სინათლის ბუნების გამოსაკვლევად რომელსაც სინათლის რომელიმე წყარო გვაძლევს, აღნიშნული სინათლით გავანათოთ ხერელი და მივიღოთ ეკრანზე პრიზმისა და ლინზის საშუალებით სპექტრი. მოვლენის ობიექტურად შესწავლის დროს ცდა ვაწარმოოთ ისე, როგორც ეს 464 წ-ში იყო მოხსენებული, სუბიექტური დაკვირვების დროს კი ვისარგებლოთ სპექტროსკოპით (500). თუ სინათლის წყარო გავარვარებული მაგარი ან სითბებრივი სხეულია, მაშინ სპექტრი განუწყვეტელია, ე. ი. სპექტრი ისეთ განუწყვეტელ ფერად ზოლს წარმოადგენს, რ.მელიც ყველა ფერებს შეიცავს წითელი ფერიდან სოსან ფერამდე.

თუ სინათლის წყარო გაზისებური სხეულია, მაშინ სპექტრი უმთავრესად ცალკეული ნათელი ხაზებისაგან შედგება; ასეთ სპექტრს ხაზოვანი ანუ წყვეტილი სპექტრი ეწოდება. გაზისებური სხეულები, მაშასადამე, მხოლოდ ზოგიერთი სახის სხივებს გამოასხივებს.

მაგალითად ვოლტას რკალის თეთრად გავარვარებული ნახშირის სპექტრი განუწყვეტელია, ხოლო თვით რკალის სპექტრი (754) ხაზოვანია.

როდესაც ლითონები, როგორიცაა ვერცხლი, თუთია, სპილენძი და სხვა, ვოლტას რკალში გახად იქცევიან, სპექტრში გამოჩნდებიან ამ ლითონების დამახასიათებელი ფერადი ხაზები. გაზის ტემპერატურის ზევით აწევასთან ერთად

სპექტრში იზრდება მოცემული გაზის დამახასიათებელი ფერადი ხაზების რიცხვიც. თუ გაზში ელექტრო დენს გავატარებთ და გაზი ნათებას დაიწყებს, მაშინ დენის ძალის მიხედვით სხვადასხვა სპექტრს მივიღებთ. ამა თუ იმ გაზის ხაზოვანი სპექტრი ამ გაზის ქიმიური ბუნების დამახასიათებელია და ამიტომ ეს სპექტრი შეიძლება ამ გაზის ბუნების შესასწავლად გამოვიყენოთ. ამაზეა დამყარებული ბუნენის (Bunsen) და კირხჰოფის (Kirehhoff) სპექტრალური ანალიზის მეთოდი.

სპექტრალური ანალიზით ლაბორატორიაში ხშირად სარგებლობენ მსუბუქი ლითონების გამოსაცნობად. ბუნენის კრაქის ალში ათავსებენ რომელიმე ლითონის მარილს; ალში მარილი ორთქლად იქცევა და ალს შეღებავს. ცდების თანახმად ალის სპექტრის სახე დამოკიდებულია მხოლოდ ლითონზე და არა ამ ლითონის მარილის სიმკვევრზე. სწორედ ამიტომ სპექტრის მიხედვით შეგვიძლია გადავწყვიტოთ, არის თუ არა ალში რაიმე ლითონის ორთქლი. 220 ნახაზზე მოყვანილია ზოგიერთი ლითონის სპექტრების დამახასიათებელი ხაზები. ნატრიუმისათვის დამახასიათებელია ნათელი ყვითელი ხაზი სპექტრის ყვითელ ნაწილში, ხოლო ლითონებისათვის — სპექტრის წითელ ნაწილში.



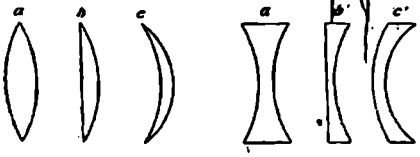
ნახ. 220.

აღსანიშნავია მეთოდის დიდი მგრძობიარობა. მაგალითად, ბუნენისა და კირხჰოფის თანახმად, საკმარისია ნატრიუმის 0.0000007 mgr, რომ სპექტრში ნატრიუმის ხაზი გამოჩნდეს. ამ მგრძობიარე მეთოდით ისარგებლა თვით ბუნენმა და აღმოაჩინა ახალი ლითონები ცეზიუმი და რუბიდიუმი, ხოლო სხვა მკვლევარებმა — თალიუმი, ინდიუმი და გალიუმი.

აღსანიშნავია მეთოდის დიდი მგრძობიარობა. მაგალითად, ბუნენისა და კირხჰოფის თანახმად, საკმარისია ნატრიუმის 0.0000007 mgr, რომ სპექტრში ნატრიუმის ხაზი გამოჩნდეს. ამ მგრძობიარე მეთოდით ისარგებლა თვით ბუნენმა და აღმოაჩინა ახალი ლითონები ცეზიუმი და რუბიდიუმი, ხოლო სხვა მკვლევარებმა — თალიუმი, ინდიუმი და გალიუმი.

✓ **თავი 5. ლინზები.**

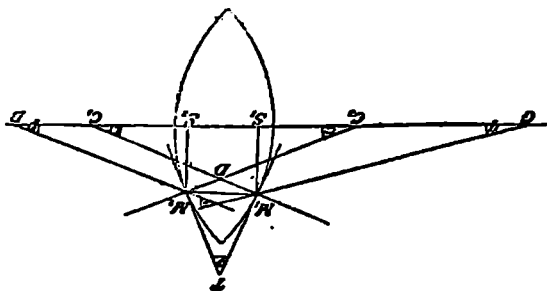
473. **ლინზები.** ლინზა სინათლის გადამტეხ ისეთ გამჭვირვალე სხეულს წარმოადგენს, რომელიც შემოსაზღვრულია სფერული ზედაპირებით; ჩვეულებრივ ლინზა მინისაგან კეთდება. ლინზაში მთავარი ღერძი ეწოდება იმ ხაზს, რომელიც სფერული ზედაპირების C_1 და C_2 ცენტრებს აერთებს (ნახ. 222). შემკრები ლინზა შუაში უფრო განიერია, ვიდრე ნაპირებში; სხივების გამშლელი ლინზა კი პირიქით ნაპირებშია უფრო განიერი. მოიპოება ორმხრივ ამოზნექილი, ბრტყელი ამოზნექილი, შეზნექილ-ამოზნექილი შეკრები ლინზები (ნახ. 221^{ა-ვ}) და ორმხრივ შეზნექილი, ბრტყელ შეზნექილი, ამოზნექილ-შეზნექილი გამშლელი ლინზები (ნახ. 221^{ა-ვ}). ნახაზები ლინზების ღერძებზე გავლებულ კვეთებს წარმოადგენს.



ნახ. 221.

ლინზების ღერძებზე გავლებულ კვეთებს წარმოადგენს. მოიპოება ორმხრივ ამოზნექილი, ბრტყელი ამოზნექილი, შეზნექილ-ამოზნექილი შეკრები ლინზები (ნახ. 221^{ა-ვ}) და ორმხრივ შეზნექილი, ბრტყელ შეზნექილი, ამოზნექილ-შეზნექილი გამშლელი ლინზები (ნახ. 221^{ა-ვ}). ნახაზები ლინზების ღერძებზე გავლებულ კვეთებს წარმოადგენს.

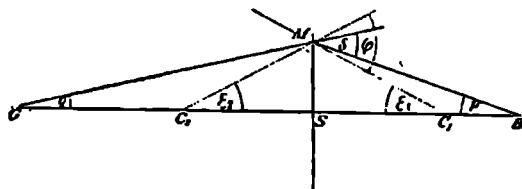
474. შიშქარაზი ლინზობი. 222 ნახაზზე GM_1M_2B წარმოადგენს სხივის სვლას შემკრებ ლინზაში; ამასთანავე სხივის გადატება ხდება M_1 და M_2 წერტილებში. ლინზის ზედაპირის რომელიმე M წერტილში სინათლის გადატებისათვის ამ ზედაპირის ფორმას მნიშვნელობა აქვს მხოლოდ უშუალოდ დაცემის წერტილის მიხედვით, რომელშიაც ეს სფერული ზედაპირი შეშვებ სიბრტყეს ემთხვევა; ამიტომ ლინზა სხივის ისევე დახრის, როგორც პრიზმა, რომლის ვადამტები წახნაგები შეშვები TM_1 და TM_2 სიბრტყეები არიან და რომლის ფუძე ღერძისაკენაა მიქცეული. მაშასადამე, სხივები, რომლებიც შემკრებ ლინზას ეცემიან, გადატების შემდეგ ღერძისაკენ დაიხრებიან. შემკრები ლინზები დაცემის სხივების განშლადობას ამცირებენ.



ნახ. 222.

475. ლინზის ფორმულა. ვთქვათ, G დან გამოსული მეორე სხივი არის GC_1 . ეს სხივი დაცემის პერპენდიკულარს ემთხვევა და ამიტომ ლინზაში არ გადატება; ეს სხივი GM_1M_2B სხივის B წერტილში გადაკვეთს. B წერტილის მდებარეობის საპოვნელად ვთქვათ, რომ 1) ლინზა უსასრულოდ თხელია და პრიზმის ვადამტები φ კუთხე უსასრულოდ მცირეა; 2) სხივები დაცემის პერპენდიკულართან და ლინზის მთავარ ღერძთან მეტად მცირე კუთხეს შეადგენენ და, მაშასადამე, წერტილები M_1 და M_2 ღერძთან მეტად ახლო მდებარეობენ.

ასეთი დაშვების მიხედვით 222 ნახაზიდან 223 ნახაზია მიღებული. M_1 და M_2 წერტილები ერთმანეთს დაემთხვევიან რომელიმე M წერტილში, ხოლო ღერძისადმი პერპენდიკულარული M_1S_1 და M_2S_2 ხაზები MS ხაზით იქნებიან გამოხატულნი. φ კუთხე, ე. ი. პრიზმის ვადამტები კუთხე M_1TM_2 ის კუთხეა, რომელსაც ლინზის სფერული ზედაპირების M_1



ნახ. 223.

და M_2 წერტილებში გავლებული შეშვები სიბრტყეები შეადგენენ; ეს კუთხე უდრის იმ მახვილ კუთხეს, რომელსაც შეადგენენ ამ შეშვები სიბრტყეებისადმი პერპენდიკულარული რადიუსები M_1C_1 და M_2C_2 . 223 ნახაზზე ამ კუთხეს შეეფერება MC_1 და MC_2 რადიუსებით შედგენილი კუთხე. ვთქვათ, (ნახ. 223) $GS = \xi$;

$BS = b$. უსასრულოდ მცირე p და q კუთხეები, რომლებსაც BM და GM სხივები მთავარ ღერძთან შეადგენენ, მე-3 §-ის თანახმად, უდრიან:

$$p = \frac{MS}{b}; q = \frac{MS}{g}$$

ამიტომ გადახრის კუთხე δ , რომელიც განსაზღვრავს GM სხივის მიმართულებას ლინზაში გადატეხის შემდეგ იქნება:

$$\delta = p + q = MS \left(\frac{1}{g} + \frac{1}{b} \right)$$

ანუ

$$\frac{\delta}{MS} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad . (87)$$

თუ ε_1 და ε_2 -თი აღნიშნეთ ის კუთხეები, რომლებსაც რადიუსები C_1M და C_2M ლინზის მთავარ ღერძთან შეადგენენ, მაშინ ანალოგიურად გვექნება:

$$\varepsilon_1 = \frac{MS}{r_1} \quad \text{და} \quad \varepsilon_2 = \frac{MS}{r_2}$$

$$\varphi = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = MS \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad . (88)$$

მაგრამ 459 §-ის თანახმად გვაქვს:

$$\delta = (n-1) \cdot \varphi \quad . (89)$$

ამიტომ:

$$\delta = (n-1) MS \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) .$$

ანუ

$$\frac{\delta}{MS} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (90)$$

(87) და (90) განტოლებანი ერთმანეთს რომ შევადაროთ, მივიღებთ:

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad . (91)$$

სადაც $\frac{1}{f}$ -ით აღნიშნულია სიდიდე $(n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$, რომელიც დამოკიდებულია მხოლოდ ლინზის ნივთიერებაზე და მის სიმრუდის რადიუსებზე.

(91) განტოლება B წერტილის მდებარეობას განსაზღვრავს დაცემის M წერტილის მდებარეობის დამოუკიდებლად; ასე რომ, თუ ზემოხსენებულ დაშვებას მხედველობაში მივიღებთ, ყველა სხივები, რომლებიც მთავარ ღერძზე მდებარე G წერტილიდან გამოვა, ლინზაში გადატეხის შემდეგ B წერტილში გადიკვებებიან; ეს წერტილი G წერტილის ოპტიკურ გამოსახულებას—ფოკუსს წარმოადგენს. G და B წერტილები შეუღლებულნი არიან. GS არის სინათლის წყაროსა და ლინზის შორის მანძილი; BS —კი მანძილი ფოკუსსა და ლინზის შორის.

476. ლინზის ფოკუსის გამომკვლევა. თუ $g = \infty$, მაშინ $b = f$; f -ს მთავარი ფოკალური მანძილი ეწოდება და, თუ (ნახ. 225) $SF_1 = SF_2 = f$, მაშინ F_1 იქნება ლინზის პირველი მთავარი ფოკუსი, ხოლო F_2 მეორე მთავარი ფოკუსი.

F_1 და F_2 წერტილებზე ღერძისადმი პერპენდიკულარულად გაყვანილ სიბრტყეებს ფოკალური სიბრტყეები ეწოდება.

კრონგლასის ორ მხრივ ამოხნიეილ ლინზისათვის ($n = \frac{3}{2}$), თუ გადა-
მტები ზედაპირების რადიუსები თანასწორი არიან, 92 განტოლების თანახმად
მთავარი ფოკალური მანძილები თანასწორნი იქნებიან. მეორე მთავარ ფოკუს-
ში ისეთი სხეულის გამოსახულებას მივიღებთ, რომელიც ლინზის ღერძზე უსა-
სრულოდ შორს მდებარეობს. ეს სხეული გზავნის ლინზისაკენ მთავარი ღერძის
პარალელურ სხივებს.

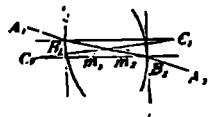
ეთქვათ, G სხეული ლინზას უახლოვდება. რადგანაც $\frac{1}{f} + \frac{1}{b}$ უცვლელი
რჩება, ამიტომ, როდესაც g მცირდება, b იზრდება: სხეული და მისი გამოსახუ-
ლება ერთი და იგივე მიმართულებით გადაინაცვლებენ.

ეთქვათ, $g = 2f$, მაშინ $b = 2f$: გამოსახულებასა და ლინზის შორის მანძი-
ლი უდრის სხეულისა და ლინზის შორის მანძილს, თუ სხეული გაორკეცებული
ფოკალური მანძილით არის დაშორებული ლინზას.

თუ $g = f$, მაშინ $b = \infty$: ე. ი. თუ სხეული პირველ მთავარ ფოკუსშია
მოთავსებული, მაშინ ლინზიდან გასოსული სხივები ღერძის პარალელურად მი-
დიან და გამოსახულება უსასრულოდ შორს იქნება მოთავსებული.

ყველა აქამდე განხილული გამოსახულებანი ნამდვილი არიან. თუ $g < f$,
ე. ი. თუ სხეული მთავარ ფოკუსსა და ლინზის შორის მდებარეობს, მაშინ b
უარყოფითია. ეს უარყოფითი მანძილი, როგორც ამ შემთხვევისათვის აგებული
ნახაზი გვიჩვენებს, ლინზის წინ გადაიზომება, რაც იმის მაჩვენებელია, რომ
უკან გაგრძელებულნი სხივების მიმართულებანი ლინზის წინ გადაიკვეთებიან;
ე. ი. იმის მაჩვენებელია, რომ მოკეცებითი გამოსახულება ლინზის წინ მდებ-
რეობს.

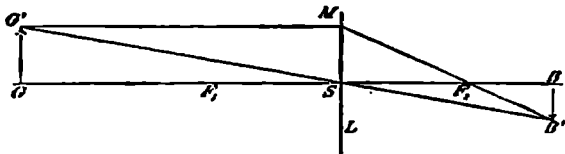
477. ლინზის ოპტიკური ცენტრი. გაეყვანოთ ერთმანეთის პარალელური
 C_1B_1 და C_2B_2 რადიუსები (ნახ. 224). $A_1B_1B_2A_2$ სხივზე, რომელიც ლინ-
ზაში B_1B_2 მიმართულებით მიდის, ლინზა მოკმედებს,
როგორც ბრტყელი პარალელური ფირფიტა. როგორც
ვიცით, ასეთ შემთხვევაში სხივის საბოლოო B_2A_2 მიმარ-
თულება პარალელურია საწყისი A_1B_1 მიმართულებისა
(455). თუ ლინზა უსასრულოდ თხელია, მაშინ ეს ორივე
მიმართულება ერთსა და იმავე ხაზზე მოთავსდება. m_1
და m_2 წერტილები ერთი მეორეს დაემთხვევიან ერთ
წერტილში, სახელდობრ იმ წერტილში, რომელშიაც ღერძი ლინზას გადაკვეთს
და რომელსაც ლინზის ოპტიკური ცენტრი ეწოდება. სხივი, რომელიც ოპტი-
კურ ცენტრზე გაივლის, გადატეხას არ განიცდის.



ნახ. 224.

478. ლინზისათვის ხაზოხაზულობის აზმაზა. ეთქვათ, GG' (ნახ. 225). არის
ღერძისადმი პერპენდიკულარული მოკლე ხაზი. მთავარი ღერძის პარალელური
სხივი GM გადატეხის შემდეგ გაივლის მეორე მთავარ F_2 ფოკუსზე. მეორე
სხივი, რომელიც ვადის $G'S$ ლინზის ოპტიკურ ცენტრზე, არ გადატეხება. ამ

ორი სხივის გადაკვეთის B' წერტილი G' წერტილის გამოსახულება არის. ღერძისაღმის პერპენდიკულარულად გაყვანილი BB' ხაზი GG' -ის შებრუნებულ და ნამდვილ გამოსახულებას წარმოადგენს, ვინაიდან ისეთი ხაზის გამოსახულება, რომელიც ღერძის პერპენდიკულარულია, ასეთივე ხაზი უნდა იყოს.¹⁾ BB' გამო-

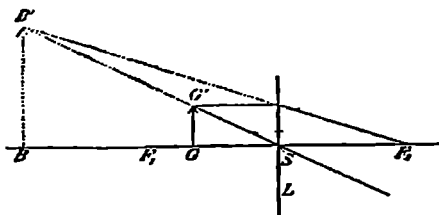


ნახ. 225.

სახულების სიდიდე აღნიშნოთ β -თი, GG' სხეულის სიდიდე კი γ -თი. $GG'S$ და $B'SS$ სამკუთხედების მსგავსებიდან გამომდინარეობს:

$$\beta : \gamma = b : g . \quad (93)$$

226 ნახაზზე ასეთივე წესით აგებულია მოჩვენებითი გამოსახულება ისეთი სხეულისა, რომელიც მდებარეობს მთავარ ფოკუსსა და ლინზის შორის. ეს გამოსახულება სწორია და გადიდებული.



ნახ. 226.

ლინზისა და სხეულის შორის აღმატება მთავარ ფოკალურ მანძილს, მაგრამ გაორკეცებულ მთავარ ფოკალურ მანძილზე ნაკლებია, მაშინ გამოსახულება გადიდებულია. პირიქით, თუ ეს მანძილი აღმატება გაორკეცებულ მთავარ ფოკალურ მანძილს, მაშინ გამოსახულება შემცირებულია. სხეულის მოჩვენებითი გამოსახულება ყოველთვის სწორი და გადიდებულია. გამოსახულების ხაზოვანი სიდიდე, ისე შეეფარდება სხეულის ხაზოვან სიდიდეს, როგორც გამოსახულებასა და ლინზის შორის მანძილი ეფარდება სხეულსა და ლინზის შორის მანძილს.

¹⁾ ცხადია, რომ

$$B'G' : B'S = G'M : SF_2 = g : f \quad \text{ანუ} \quad \frac{B'G' - B'S}{B'S} = \frac{g - f}{f} = g : b \quad (91 \text{ განტოლება}).$$

$$G'S : B'S = g : b$$

თუ B არის G წერტილის გამოსახულება, მაშინ

$$GS : BS = g : b \quad \text{აქედან:} \quad G'S : B'S = GS : BS, \quad \text{ამიტომ:}$$

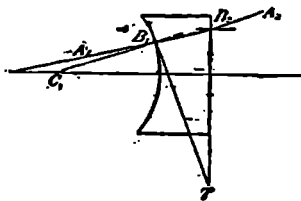
$$\triangle G'SS \text{ ო } \triangle B'SS \text{ და მაშასადამე}$$

$\angle B'SS = \angle G'SS = 90^\circ$, რის დამტკიცებაც გაინდოდა.

480. ცდები. გამოსახულების სინამდვილის შემოწმება შეიძლება ამ გამოსახულების თეთრ ეკრანზე მიღებით. ამავე დროს შეგვიძლია გაეზომოთ მანძილები g და h , რომლებითაც შეუღლებული წერტილები ღინზას აკრიბან დაშორებული. მათი საშუალებით კი (91) განტოლებიდან ფოკალური f მანძილს გამოვიანგარიშებთ.

მოჩვენებითი გამოსახულების დასანახავად ღინზას ვათავსებთ თვალთან ახლოს, სხეულს კი—ღინზისა და მის მთავარ ფოკუსის შორის.

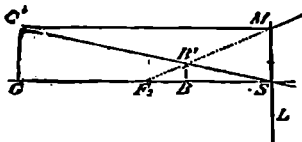
481. სხივების გამშლელი ღინზა (ნახ. 227) გამშლელი ღინზა $A_1B_1B_2A_2$ სხივზე მოქმედებს, როგორც ისეთი პრიზმა, რომლის გადამტეხი წიბო ღერძი-საკენ არის მიქცეული. ასეთი ღინზა მასზე დეცემულ სხივებს ღერძს დააშორებს და ამით სხივების განშლადობას გააღიძვებს. ამიტომ მთავარი ღერძის პარალელური სხივები ასეთ ღინზაში გავლის შემდგომ გაიშლებიან და უკან გაგრძელებულნი მოჩვენებით F_2 მთავარ ფოკუსში გადაიკვეთებიან (ნახ. 228) უსასრულოდ თხელ ღინზისათვის აქაც ოპტიკურ S ცენტრს ვიპოვიოთ. S -ის და F -ის საშუალებით 478 წ-ში მოყვანილი



ნახ. 227.

წესის მიხედვით ავაგებთ გამშლელი ღინზის მიერ მოცემულ გამოსახულებას. ეს გამოსახულება ყოველთვის სწორი, მოჩვენებითი და შემციობებული იქნება. იგი ყოველთვის მთავარ F_2 ფოკუსსა და ოპტიკურ S ცენტრის შორის მოთავსდება.

482. ღინზის ფორმულის ზოგადი გამოყენება. თუ 475 წ-ში მოყვანილ მსჯელობას რომელიმე სხვა ღინზისათვის გამოვიყენებთ, მაშინ აღმოჩნდება, რომ (91) და (92) განტოლებანი ყველა შემთხვევისათვის გამოდგება. მაგრამ ჩვენ ამ შემთხვევაში ვალდებული ვიქნებით გადამტეხი ზედაპირის სიმრუდის r რადიუსი ამონეჭილი ღინზისათვის, ჩავთვალოთ დადებითად, ჩაზნექილი ღინზისათვის კი—უარყოფითად; თუ ამა-სთანავე სხეულის გამოსახულებას ღინზის წინ მივიღებთ, მაშინ გამოსახულებისა და ღინზის შორის ნანძილი უარყოფითია.



ნახ. 228.

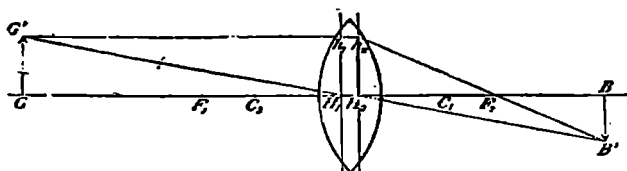
483. მთავარი წიბოები. თუ ღინზის ფორმულის გამოყვანის დროს მხედველობაში მივიღებთ ღინზის სისქვე, მაშინ საჭირო იქნება გაუსის (Gauss) მიერ მოცემული მთავარი წერტილებით სარგებლობა. მთავარი წერტილები ისეთ შეუღლებულ წერტილებს წარმოადგენენ, რომლებიც ღინზის ღერძზე მდებარეობენ და რომელთა თვისებებს ჩვენ დაუმტკიცებლად მოვიყვანთ:

1. სხივი, რომელიც გადატეხამდე რომელიმე მიმართულებით პირველ მთავარ წერტილზე გადის, გადატეხის შემდეგ უსათუოდ მეორე მთავარ წერტილზე

გაივლის და სხივის საბოლოო მიმართულება საწყისი მიმართულების პარალელური იქნება.

2. მთავარ წერტილებზე ღერძისადმი პერპენდიკულარულად გაყვანილ სიბრტყეებს მთავარი სიბრტყეები ეწოდება. პირველი მთავარი სიბრტყის ყოველი წერტილის ოპტიკური გამოსახულება მის მოპირდაპირედ მეორე მთავარ სიბრტყეზე იმყოფება.

229 ნახაზზე H_1 და H_2 მთავარი წერტილებია ორმხრივ ამოზნექილი ლინზისათვის; F_1 და F_2 კი—მთავარი ფოკუსებია.



ნახ. 229.

სხეულის G' წერტილიდან მთავარი ღერძის პარალელურად წამოსული სხივი პირველი მთავარი სიბრტყის H_1 წერტილზე გაივლის; გადატების შემდეგ კი ის გაივლის H_2 წერტილზე, რომელიც H_1 -ის პირდაპირ მეორე მთავარ სიბრტყეზე იმყოფება. რადგანაც ამ სხივმა მთავარ F_2 ფოკუსზე უნდა გაიაროს, ამიტომ H_2F_2 იქნება გადატებილი სხივი.

სხივი $G'H'$, რომელიც გადატებამდე H_1 -ზე გადის, გადატების შემდეგ H_2 წერტილზე გაივლის და პირველ მიმართულებასთან შედარებით პარალელურად იქნება გადანაცვლებული (H_2B').

წერტილი B' , რომელშიაც ამ სხივების გადაკვეთა ხდება, მოცემულ G' წერტილის გამოსახულებას წარმოადგენს.

როგორც ვხედავთ, ამ გამოსახულების მდებარეობის პოვნის დროს ჩვენ მხედველობაში მივიღეთ ლინზის სისქეც.

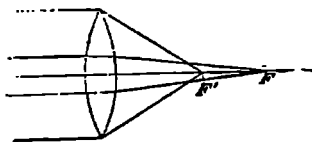
ვთქვათ, $GH_1 = g$; $BH_2 = b$; $H_1F_1 = H_2F_2 = f$, ე. ი. სხეულის დაშორება ვიანგარიშით პირველი მთავარი სიბრტყიდან, ხოლო გამოსახულების დაშორება—მეორე მთავარი სიბრტყიდან. მაშინ B და G შეუღლებულ წერტილებისათვის ძალაში რჩება დამოკიდებულება:

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

ამასთანავე ლინზას შეიძლება ჰქონდეს ნებისმიერი სისქე. როდესაც ლინზას სისქე უსასრულოდ თხელია, მაშინ ორივე მთავარი წერტილი ერთმანეთს დაემთხვევა ლინზის ოპტიკურ ცენტრში.

ვთქვათ, გვაქვს ლინზების ისეთი სისტემა, რომელშიაც ყველა ლინზების ღერძები თანხვედნილი არიან. ასეთი სისტემის საერთო ღერძზე არსებობს ზემოთ აღნიშნული თვისებებით აღჭურვილი ორი მთავარი წერტილი.

484. სფერული აბერაქცია. თუ 475 წ-ის მეორე პირობა შესრულებული არ არის, მაშინ ლინზა მკაფიო გამოსახულებას არ გვაძლევს. საერთოდ, რომხრიც ამოზნექილ ლინზისათვის, როგორც ამას 230 ნახაზი გვიჩვენებს, განაპირა სხივების ფოკუსი F' ლინზასთან უფრო ახლო მდებარეობს, ვიდრე ცენტრალური სხივების ფოკუსი F . FF' მანძილს ლინზის სფერული აბერაცია ეწოდება. ამ აბერაციის შემცირება შეიძლება, თუ ვისარგებლებთ ჩამდენიმე ლინზით და არა ერთი ლინზით.



ნახ. 230.

485. ძრუმბათული აბერაქცია. თეთრი სხივის სოსანი სხივი ლინზაში უფრო მეტად გადატყდება, ვიდრე წითელი სხივი, ამიტომ, როგორც ამას 231 ნახაზი გვიჩვენებს, სოსანი სხივების ფოკუსი F_v ლინზასთან უფრო ახლოს მდებარეობს, ვიდრე წითელი სხივების ფოკუსი F_r . ამის გამო, თეთრად განათებული წერტილიდან წამოსული ფერადი სხივები ლინზის საშუალებით ერთ წერტილში არ შეიკრიბებიან. ამიტომ გამოსახულება იმ მხრიდან, რომელიც ლინზისაკენაა მიქცეული, წითელი ზოლით იქნება შემოვლებული, მოპირდაპირე მხრიდან კი სოსანი ზოლით.



ნახ. 231.

ლინზის ამ ნაკლს ქრომატული აბერაცია ეწოდება. ვინაიდან ლინზის მოქმედება ისეთივეა, როგორც პრიზმისა, ამიტომ აქრომატული პრიზმის პრინციპის შესაყვად შეგვიძლია აქრომატული ლინზის მომზადებაც. ასეთი ლინზით შეიძლება მივალწიოთ იმას, რომ ფრაუნჰოფერის F და C ხაზებისათვის მთავარი ფოკუსები ერთმანეთს დაემთხვევიან (§ 469).

232 ნახაზზე ასეთი აქრომატული ლინზაა წარმოდგენილი. ასეთ ლინზას ტელესკოპში ხმარობენ. ეს ლინზა შედგება კრონგლასის შემკრებ ლინზისა და ფლინტგლასის გამშლელ ლინზისაგან.

ასეთ აქრომატულ ლინზაში სფერული აბერაციაც თითქმის მოსპობილია. ამ ორგვარი მინის სპექტრები ერთნაირი სიგრძის დროს სავსებით თანხვედნილი რომ ყოფილიყვნენ, მაშინ აქრომატობაც მთლიანი იქნებოდა. კრონგლასისათვის და ფლინტგლასისათვის ამას აღვილი არ აქვს. აღნიშნულ პირობას აკმაყოფილებენ სხვაგვარი მინების კომბინაციები. ასეთ მინებს ამზადებენ აბბე და შოტტი (*Abbe, Schott*) (აპოქრომატული ლინზა).



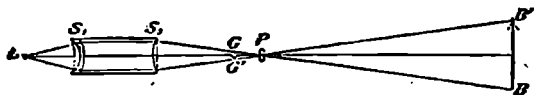
ნახ. 232.

თავი 6. ოპტიკური იარაღები და თვალი.

486. ხაჭკოპტიკო ნათურა. საპროექციო ნათურა შედგება S_1 და S_2 ლინზებისაგან¹⁾ და P ობიექტივისაგან (ნახ. 233). პირველი ორი ლინზა, როგორც ამას ნახაზი გვიჩვენებს სინათლის წყაროდან გამოსულ გაშლილი სხივების კონას

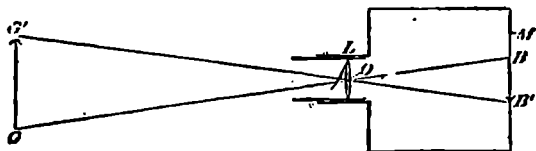
¹⁾ ერთი ლინზის მაგიერ ორი ლინზის ხმარება სფერულ აბერაციას ამცირებს.

შეკრებს. ეს სხივები P ობიექტივში გაივლიან და ეკრანზე განათებულ წრეს მოგვცემენ. P და S_2 ლინზების შორის ვათავსებთ იმ გამჭვირვალე GG' სხეულს, რომლის გამოსახულების მიღებაც გვინდა. მაშინ P ლინზა ეკრანზე მოგვცემს დიაპოზიტის ნამდვილს, შებრუნებულს და გადიდებულ გამოსახულებას.



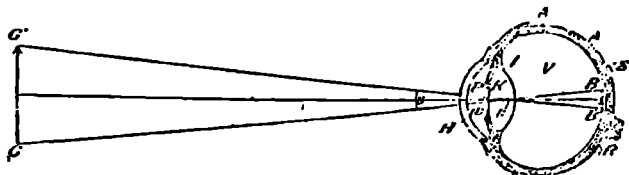
ნახ. 233.

487. **კამერა ობსკურა:** კამერა ობსკურაში ლინზა L (ნახ. 234) მკრქალ მინის M ფირფიტაზე სხეულის ნამდვილ გამოსახულებას გვაძლევს; აღნიშნული მინა ბნელი ყუთის უკანა კედელს წარმოადგენს. G , წერტილის გამოსახულება B წერტილია, რომელშიაც ლინზის ოპტიკურ ცენტრზე გამავალი სხივი მკრქალ მინას გადაკვეთს.



ნახ. 234.

488. **თვალი.** 235 ნახაზზე წარმოდგენილია თვალის კვეთილი თვალის ღერძის მიმართულებით. თვალი შედგება სხვადასხვა გადამტეხ ფენებისაგან,



ნახ. 235.

რომლებიც ერთმანეთისაგან დაშორებული არიან ცენტრირებული, თითქმის სფერული ზედაპირებით. სხივი თანმომყოლებით გაივლის H რქისებურ გარსში, $ა$ წყლისმაგვარ სითხეში, P თვალის გუგავში ე. ი. ფერადი გარსის ზერელში, K ბროლში, V მინისებურ სითხეში და მიაღწევს ბადისებურ გარსს, რომელიც თვალის უკანა კედელზე ხედვის ნერვის განშტოებას წარმოადგენს. ბადისებურ გარსზე მივიღებთ საგნების შებრუნებულ გამოსახულებას, რომლის ხედვის ნერვზე მოქმედებაც წარმოშობს მხედველობის შეგრძნებას.

როდესაც ჩვენ ვიხილავდით გამოსახულების მიღებას ლინზის საშუალებით ეკრანზე, მაშინ ეკრანისა და ლინზის შორის მოთავსებული იყო ისეთივე გარემო, როგორც ლინზამდე. ლინზების სისტემის საერთო კანონები თვალისათვის უშუალოდ არ გამოდგება, ვინაიდან ბადურასა და ბროლის შორის არ არის მოთავსებული ისეთივე ნივთიერება, როგორც ბროლის წინ.

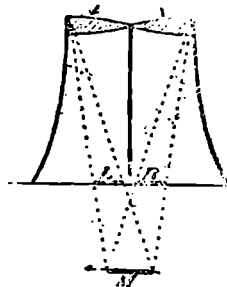
მაგრამ, თუ შევხებით მხოლოდ გამოსახულების აგებას ბადისებურ გარსზე, მაშინ თვალის შეიძლება დაახლოებით განვიხილოთ, როგორც თხელი ლინზა, რომლის ოპტიკური ღერძი თანხედენილია თვალის ღერძთან და რომლის ოპტიკური ცენტრი რქოვანი გარსის წინა მხრიდან $7,5 \text{ mm}$ -ით არის დაშორებული (K ბროლის k წერტილში).

ამ k წერტილს ჩვენ ვუწოდებთ თვალის ოპტიკურ ცენტრს. ამ წერტილის საშუალებით ბადისებურ გარსზე შეგვიძლია გამოსახულების სწორედ ისევე აგება, როგორც კამერა ობსკურაში (487).

489. თვალში მიღებული გამოსახულების შემრუხება. ზემო ნათქვამიდან ჩანს, რომ ბადურაზე ჩვენ საგნის შებრუნებულ გამოსახულებას ვიღებთ, საგანს კი ჩვენ სწორად ვხედავთ. არ უნდა ვიფიქროთ, თითქოს ჩვენ ვუყურებდეთ ბადურაზე მიღებულ გამოსახულებას. ბადურა არის მხოლოდ გალიზიანების ადგილი. ბავშობიდანვე ჩვენ ვეჩვენებთ სხივის მიმართულებით ვეძებთ ბადურას გალიზიანებელი ობიექტი.

ამიტომ საგანს ჩვენ ვხედავთ არა შებრუნებულს, არანედ ისე, როგორც იგი სინამდვილეშია, ე. ი. სწორად.

489^a. რელიეფის შემრუხება. ხტამოსკოპი. რგოლის ზემოდან მის ღერძზე მოვათავსოთ ბირთვი; ზემოდან დაეხედოთ, მარჯვენა თვალით ბირთვი მოგვეჩვენება მარცხნივ გადანაცვლებულად რგოლის მიმართ; მარტო მარცხენა თვალით რომ დაეხედოთ, ბირთვი მოგვეჩვენება მარჯვნივ გადანაცვლებულად. ამგვარად ორივე თვალის ბადურაზე ბირთვის სხვადასხვა გამოსახულებას ვიღებთ. ეს უკანასკნელი გარემოება გვაძლევს საშუალებას რელიეფის შეგრძნებისა, ვინაიდან ბრტყელი საგანი ორივე ბადურაზე გვაძლევს ერთნაირ გამოსახულებას. ეს დებულება მტკიცდება სტერეოსკოპით. (ნახ. 235^a). ბრტყელი სურათები L და R შეეთერებიან იმ გამოსახულებებს, რომლებსაც გვაძლევს საგანი მარცხენა და მარჯვენა თვალის ბადურებზე. ნახევარ ლინზები r და l , რომლებიც მდებარეობენ ერთი მარცხენა თვალის წინ, მეორე — მარჯვენა თვალის წინ, სიერცის ერთდამავე M ადგილას გვაძლევენ ამ სურათების მოჩვენებითს გამოსახულებას. დამკვირბელი ამ პირობებში დაინახავს საგანს რელიეფურად.



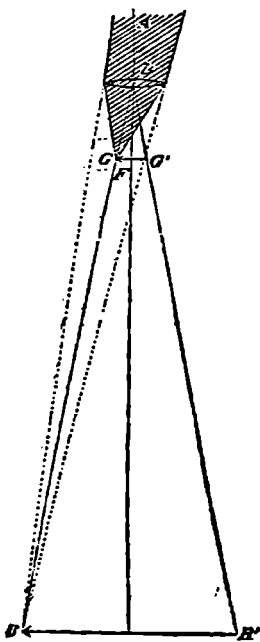
ნახ. 235^a

490. აქომოლტანიბა. თვალს, რომ არ ჰქონოდა თავისი სიმრუდის ზეცვლის უნარი, მაშინ ბადურაზე მხოლოდ ისეთი საგნების გამოსახულებას მივიღებ-

დით, რომლებიც თვალისგან განსაზღვრული მანძილით იქნებოდნენ დაშორებული; მხოლოდ ასეთ სხეულებს დაეინახავდით გარკვევით.

სინამდვილეში კი, ეგრედწოდებულ, აკომოდაციის გამო ბროლის სიმრუდე, სახელდობრ, მისი წინა მხარე ისე იცვლება, რომ საგნის მკაფიო გამოსახულება ყოველთვის ბადურაზე თავსდება, თუ საგნის დაშორება თვალისგან არ არის ზღვრულ მანძილზე ნაკლები. მაგრამ, თუ საგანი თვალისგან დაშორებულია ზღვრული მანძილზე ნაკლები მანძილით, რომელიც ნორმალურ თვალისთვის უდრის 10-12 სანტიმეტრს, მაშინ ამ საგნის გარკვევით დანახვა შეუძლებელია, რადგანაც უდიდესი აკომოდაციის დროსაც კი ასეთი საგნის გამოსახულება ბადურას უკან თავსდება.

491. ხედვის კუთხე და ზადიდობა. ხაზოვანი საგნის ხედვის კუთხე არის ის კუთხე, რომლითაც ეს საგანი თვალის ოპტიკური ცენტრიდან მოჩანს. ვთქვათ, რომ g (ნახ. 235) არის სხეულისა და თვალის ოპტიკური ცენტრის შორის მანძილი; b ბადურაზე მიღებულ გამოსახულებასა და ოპტიკურ ცენტრს შორის მანძილი.



ნახ. 236.

$\gamma = GG'$ და $\beta = BB'$ წარმოადგენენ შესაბამის თვალის ღერძისადმი პერპენდიკულარული სხეულისა და გამოსახულების ხაზოვან სიდიდეებს; s სხეულის ხედვის კუთხეა. ხედვის მცირე კუთხისათვის $s = \frac{\gamma}{f}$: ხაზოვანი სხეულის ხედვის კუთხე ამ სხეულის თვალისგან დაშორების უკუპროპორციულია.

შემდეგ $\beta = bs$, ე. ი. ბადურაზე მიღებული გამოსახულების სიდიდე სხეულის ხედვის კუთხის პირდაპირ პროპორციულია და, მაშასადამე, სხეულის თვალისგან დაშორების უკუპროპორციულია.

სხეულის ნაწილებს მით უფრო მკაფიოდ გავარჩევთ ერთი მეორისაგან, რაც უფრო დიდი იქნება ამ სხეულის გამოსახულება ბადურაზე. ამიტომ, როდესაც გვინდა სხეული მკაფიოდ დაეინახოთ, საგანს ვათავსებთ ზღვრულ მანძილზე.

თუ საგნის ასეთ მდებარეობაშიც იგი მკაფიოდ არა ჩანს, მაშინ საჭიროა თვალს დაეხმაროთ ოპტიკური იარაღით. ამ იარაღის დანიშნულებაა საგნის ხედვის კუთხე გაადიდოს, ამიტომ ოპტიკური იარაღის δ გადიდებას ჩვენ ასე განვსაზღვრავთ:

$$\delta = \frac{\text{ხედვის კუთხე შეიარაღებული თვალისთვის}}{\text{ხედვის კუთხე უიარაღო თვალისთვის}}. \quad (94)$$

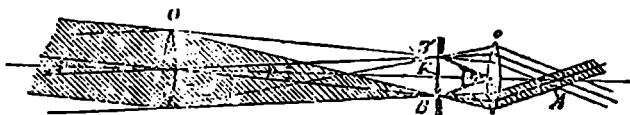
492. ლუბა. ლუბა ისეთი შემკრები ლინზაა, რომელსაც მოკლე ფოკალური მანძილი აქვს. ლინზას და მის მთავარ ფოკუსს შორის მოთავსებულია სხეული. ვთქვათ, L არის ლუბა (ნახ. 236), GG' — სხეული, BB' — ლუბის მიერ მოცე-

მული ამ სხეულის მოჩვენებითი, გადიდებული და სწორი გამოსახულება. ეს გამოსახულება თვალის A ოპტიკურ ცენტრიდან BAB' კუთხით მოჩანს. წარმოვიდგინოთ, რომ ლუპით შეიარაღებული თვალი უსასრულოდ შორს მოთავსებულ საგანს მკაფიოდ ხედავს. ამ პირობებში GG' სხეული ლუპის F მთავარ ფოკუსთან უსაზღვროდ ახლო რომ მოვთავსოთ, მაშინ ამ საგნის გამოსახულებას უსასრულოდ შორს მივიღებთ. ცხადია, რომ ლუპის დახმარებით გასინჯული საგნის დანახული სიდიდე $BAB' = BLB' = GLG' = \frac{r}{f}$, სადაც r სხეულის ხაზოვანი სიდიდეა, f —კი ლუპის ფოკალური მანძილი.

აქ ჩვენ ვგულისხმობთ, რომ, როდესაც საგანს ულუპოდ ვუყურებთ, საგანი თვალისა და საუკეთესო ხედვის d მანძილზე მდებარეობს, ე. ი. თვალისა და მანძილით არის დაშორებული, რომ თვალის დაუჭიშვავად საგანს გარკვევით ვხედავთ; ეს მანძილი ნორმალური თვალისათვის 25 cm უდრის, მაშინ დანახული სიდიდე ულუპოდ $= \frac{r}{f}$ და, ამგვარად, ლუპის გადიდება იქნება:

$$\delta = \frac{d}{f} . \quad (95).$$

493. ტელესკოპი. ობიექტივი O , რომელიც შემკრებ ლინზას წარმოადგენს დიდი ფოკალური მანძილით (ნახ. 237), გვაძლევს შორს მდებარე საგნის



ნახ. 237.

ნამდვილ BB' გამოსახულებას, რომელსაც ჩვენ ვსინჯავთ o ოკულარით, როგორც ლუპით, ე. ი. ისეთი შემკრები ლინზით, რომელსაც მოკლე ფოკალური მანძილი აქვს. თუ, როგორც ამას ჩვეულებრივ ადგილი აქვს ასტრონომიაში, სხეული უსასრულოდ შორს მდებარეობს, და თუ თვალი შეგუებულია უსასრულოდ შორს ხედვას, მაშინ ორივე ლინზის ფოკუსები ერთმანეთს თანხვედებიან რომელიმე F წერტილში; ჰოვარის L სიგრძე ობიექტივისა და ოკულარის F და f ფოკალურ მანძილების ჯამს უნდა უდრიდეს:

$$L = F + f \quad . \quad (96).$$

ჰოვარის ფოკალურ სიბრტყედ ითვლება ობიექტივის ფოკალური სიბრტყე.

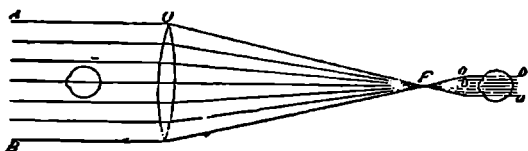
494. ბადილება. წარმოვიდგინოთ, რომ თვალი ობიექტივის ცენტრშია მოთავსებული და შეიარაღებული არ არის (ნახ. 237). თუ გამოსახულების სიდიდე აღვნიშნეთ β -თი მაშინ ხედვის კუთხე $\beta = \frac{\beta}{F}$, ხოლო შეიარაღებული თვალისთვის ხედვის კუთხე იქნება $\beta = \frac{\beta}{f}$. მაშინ ტელესკოპის გადიდება იქნება:

$$\delta = \frac{\frac{\beta}{f}}{\frac{\beta}{F}} = \frac{F}{f} . \quad (97).$$

495. ხაზვინ არა. იმ სიბრტყეში, სადაც მიღებულია 'ნამდვილი გამოსახულება, BB' დიაფრაგმა მოვათავსოთ (ნახ. 237). ამ დიაფრაგმის საშუალებით ხედვის არე იფარგლება ხედვის იმ p კუთხით, რომლითაც დიაფრაგმა მოჩანს ობიექტივის ცენტრიდან. დიაფრაგმის დახმარებით ხედვის არის სიკაშკაშე ყველგან ერთნაირია. მართლაც, დიაფრაგმა ხედვის არეს ჩამოაშორებს ისეთ წერტილებს, რომლებიც ღერძიდან დიდი დაშორების გამო ოკულარისაკენ არ გზავნიან ობიექტივის მიერ ყველა გამოგზავნილ სხივებს.

ჩვეულებრივ თვალის გუგას ცენტრს A წერტილში ათავსებენ, ე. ი. იმ წერტილში, სადაც ოკულარი ობიექტივის ცენტრის გამოსახულებას გვაძლევს. ასეთ შემთხვევაში თვალს მოხედება ისეთი სხივები, რომლებიც საგნის სხვადასხვა წერტილებს ეკუთვნიან. თუ ობიექტივს სინათლისაკენ მოვმართავთ, მაშინ A წერტილის გარშემო ოკულარის მიერ მოცემულ ობიექტივის გამოსახულებას ნათელი წრის სახით მივიღებთ.

496. სიკაშკაშე. ბრტყელი ზედაპირის მცირე ნაწილი, რომელიც ტელესკოპის ღერძს ჰკვეთს უსასრულოდ შორ მანძილზე, ობიექტივისაკენ გზავნის სხივების ისეთ AB ცილინდრულ კონას, რომლის კვეთი არის Q . ტელესკოპში გასვლის შემდეგ სხივების ეს კონა გადაიქცევა ისეთ პატარა ცილინდრულ კონად რომლის კვეთი არის q .



ნახ. 238.

ამიტომ ტელესკოპით სარგებლობის დროს თვალი, თუ იგი მოთავსებულია სხივების ამ პატარა ცილინდრულ კონაში, ზედაპირის აღნიშნულ ნაწილისაკენ გამოგზავნილ სხივების უფრო მეტ რაოდენობას დაინახავს, ვიდრე იმ შემთხვევაში, როდესაც იგივე თვალი უტელესკოპოდ სხივების დიდ ცილინდრში იქნება მოთავსებული. მაგრამ რამდენჯერაც ამ შემთხვევაში თვალში მოხვედრილი სხივების რიცხვი გაიზრდება, სწორედ იმდენჯერ გაიზრდება ბადურაზე მიღებული გამოსახულებაც. ასე რომ ორსავე შემთხვევაში ბადურაზე მიღებული გამოსახულების ფართობის ერთეულზე სხივების ერთი და იგივე რაოდენობა დაეცემა და ამიტომ სიკაშკაშეც ორივე შემთხვევაში ერთი და იგივე იქნება.

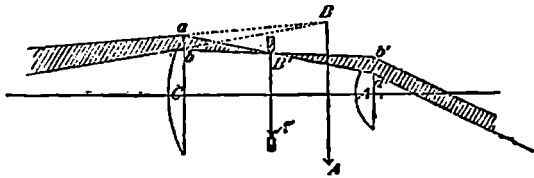
თუ სხივებს პატარა ცილინდრის q კვეთი ნაკლები იქნება, ვიდრე თვალის გუგა, მაშინ ტელესკოპის მიერ მოცემული სიკაშკაშე შემცირდება. სხვადასხვა მიზეზების გამო და მათ შორის იმ მიზეზის გამოც, რომ გადაბტეხი სფერული ზედაპირები მკაფიო გამოსახულებას არ გვაძლევენ, მნათი წერტილის გამოსახულებას ბადურაზე წრის სახით ვღებულობთ. თუ სხეულის დანახული სიდიდე იმდენად მცირეა, რომ მისი გამოსახულება ამ წრეში მოთავსდება, მაშინ, ცხადია, ტელესკოპით სარგებლობის დროს არაერთარ გადიდებას ადგილი არ ექნება; ამ შემთხვევაში ტელესკოპი ბადურაზე მიღებულ გამოსახულებას მხოლოდ სიკაშკაშეს ჰმატებს. ამით აიხსნება, მაგალითად, ის ვარემოება, რომ ვარსკვლავი, რომელსაც შეუიარაღებელი თვალით დღისით ვერ ვხედავთ, ტელესკოპში მოჩანს.

497. **ქაზიხის ჯვარედინი**, იქ, სადაც სხეულის ნამდვილი გამოსახულება მოჩანს, დიაფრაგმაზე ობობის 2 წერილი ძაფია დაკეტილი. ჩვეულებრივ ეს ძაფები ერთი მეორისადმი პერპენდიკულარულად გადაჯვარედინებული არიან. ძაფების ჯვარედინი, როდესაც მას ოკულარით ვუყურებთ, უნდა თანხვედობდეს ობიექტივის მიერ მოცემულ ნამდვილ გამოსახულებას. ძაფების გადაკვეთის წერტილი ტელესკოპის ღერძზე უნდა მდებარეობდეს,

თუ შორს მთავსებული მნათი წერტილი ძაფების გადაკვეთის წერტილში მოჩანს, მაშინ ტელესკოპის ღერძს იმ სხივის მინარეთულება აქვს, რომელიც მნათი წერტილიდან დამკვირვებლის თვალისაკენ მოდის. სწორედ ეს გარემოება გვაძლევს საშუალებას გამოვიყენოთ ტელესკოპი, როგორც საზომი იარაღი. მხოლოდ მის შემდეგ, რაც ასტრონომიული დაკვირვებების დროს შემოიღეს ძაფების ჯვარედინი, ძველი დიოპტრი უარყოფილი იქმნა.

498. **რთული ოპულარები**. ბიექტივი ოჩვეულებრივ აქრომატულ ლინზას წარმოადგენს და უფერულ გამოსახულებას გვაძლევს. უბრალო ოკულარი გვაძლევს ამ გამოსახულების გამოსახულებას, რომელიც ნაპირებში შეფერილია. რთული ოკულარებით, რომლებიც ჰიუგენსისა და რანსდენის მიერ იყო დამზადებული, შეიძლება როგორც ქრომატული, აგრეთვე სფერული აბერაციის შემცირება.

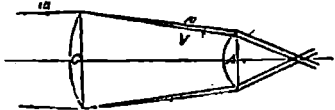
ჰიუგენსის ოკულარი ორ ბრტყელ ამოზნექილ ლინზას წარმოადგენს (ნახ. 239); ერთიმათგანი C შემკრები, მეორე A ჩასახედავი ლინზაა. ვიდრე ობიექტივიდან წამოსული სხივები ნა-



ნახ. 239.

მდვილ AB გამოსახულებას მოგვცემდნენ, ეს სხივები C ლინზას დაეციემიან; ეს უკანასკნელი მოგვცემს შემცირებულსა და ნამდვილ $A'B'$ გამოსახულებას, რომელსაც A ლინზით ჩვენ ვუყურებთ, როგორც ლუპით. შემკრები ლინზა C რომ არ ყოფილიყო, ჩვენ B წერტილს ვერ დავინახავდით, ამიტომ C ლინზა ხედვის აწეს ადიდებს.

ფერებად დაშლის შემცირებას 240 ნახაზი გვიჩვენებს. თეთრი სხივი w შემკრები C ლინზის საშუალებით ფერებად იშლება; ამასთანავე ნაკლებად გადატეხილი წითელი სხივი v ეცემა A ოკულარის ნაპირთან უფრო ახლოს, ვიდრე მეტად გადატეხილი სოსანი სხივი V და ამიტომ წითელი სხივი A ოკულარში უფრო მეტად გადატეხდება, ვიდრე სოსანი სხივი. ამგვარად, მის შემდეგ, რაც სხივები v და V ორივე ლინზას გაივლიან, ორივე სხივი დაახლოებით პარალელურად წავა და თვალში თეთრი სხივის შთაბეჭდილებას გამოიწვევს.

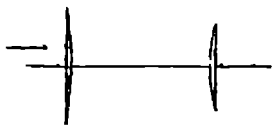


ნახ. 240.

განივილიათ $aB'a'$ და $bB'b'$ სხივები (ნახ. 239), რომლებიც B' წერტილში იკვეთებიან. პირველი სხივი შემკრებ C ლინზაში უფრო მეტად განიცდის სფე-

რულ აბერაციას. ვიდრე მეორე, ვინაიდან პირველი ღერძიდან უფრო დაშორებულია, ვიდრე მეორე. რადგანაც პირიქით A ლინზაში $hB'B'$ სხივი უფრო მეტად განიცდის სფერულ აბერაციას, ამიტომ საბოლოოდ სფერული აბერაცია შემცირდება. ძაღების ჯვარედინი მოთავსებულია $A'B'$ -თან, სადაც ნამდვილ გამოსახულებას ვიღებთ. ძაღების ჯვარედინს ჩვენ ვუყუარებთ მხოლოდ A ლინზით, ამიტომ მის გამოსახულებას აქვს როგორც ქრომატული, ისე სფერული აბერაცია.

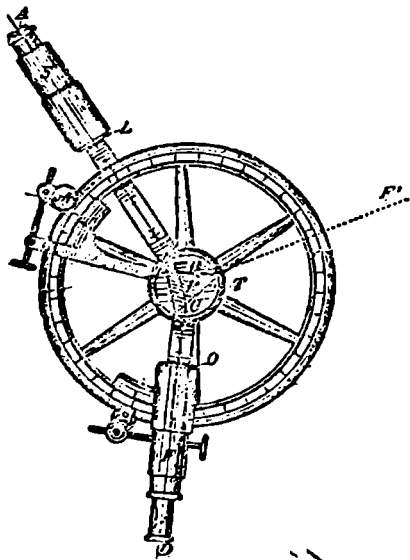
რამსდენის ოკულარში კი ამას აღვნიშნავთ არა აქვს (ნახ. 241) აქ ობიექტივის მიერ მოცემული უფრო ნამდვილ გამოსახულებას ვიღებთ რთული ოკულარის წინ. ამ გამოსახულებას ვუყუარებთ ოკულარით, როგორც ლუპით. ამ ოკულარში ქრომატული და სფერული აბერაცია მცირდება ისევე, როგორც ჰიუგენის ოკულარში, მაგრამ რამსდენის ოკულარის ხედვის არე უფრო პატარაა, ვიდრე ჰიუგენის ოკულარის ხედვის არე.



ნახ. 241.

აღსანიშნავია, რომ ოკულარში ქრომატული და სფერული აბერაციის საცხებით მოსპობას ისეთი დიდი წნიშვნელობა არა აქვს, როგორც ობიექტივში, ვინაიდან ოკულარს დიაფრაგმის დახმარებით, როგორც ამას 237 ნახაზი გვიჩვენებს, სხივების ვიწრო კონა ეკემა, ობიექტივი კი განათებულია მთელი თავისი ზედაპირით.

ტელესკოპში ჩვეულებრივ ხმა-რობენ რამსდენის ოკულარს, მიკროსკოპში კი ჰიუგენის ოკულარს.



ნახ. 242.

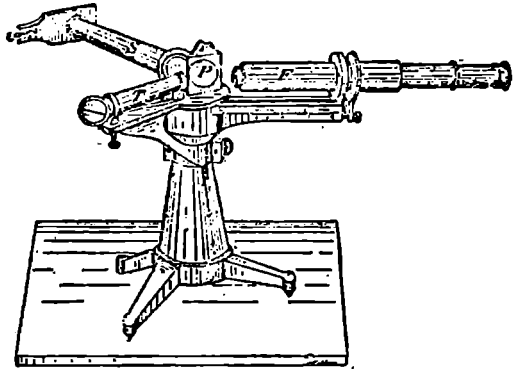
წარზე მოძრავ ტელესკოპს ხერგის ვუმინებთ. ამის შემდეგ პრიზმას მოვთავსებთ უმცირესი გადახრის მდებარეობაში (462) და ტელესკოპს. ისევ ხერგს

დაუმინებთ. კუთხე Z , რომლითაც ტელესკოპს ვატრიალებთ, არის გადახრის უმცირესი კუთხე.

პრიზმის გადამტეხი F კუთხე, რომ განვსახლვროთ, პრიზმას მბრუნავ პატარა T მაგიდაზე ისე ვათავსებთ, რომ პრიზმის გადამტეხი წიბო მაგიდის ბრუნვის ღერძის პარალელური იყოს. ტელესკოპს ვაყენებთ F' მდებარეობაში და ვუმიზნებთ ხერხელის იმ გამოსახულებას, რომელსაც პრიზმის პირველი გადამტეხი წახნაგი სხივების არეკვლის შემდეგ გვაძლევს. ამის შემდეგ პრიზმას ვატრიალებთ დაყოფილ წრეზე ისრის მიმართულებით, ვიდრე ტელესკოპში გამოჩნდებოდეს ხერხელის გამოსახულება, რომელსაც პრიზმის მეორე გადამტეხი წახნაგი გვაძლევს. კუთხე, რომლითაც პრიზმის მოტრიალება იყო საჭირო, არის φ კუთხის დამატება 180° -მდე, რადგანაც მოტრიალების შემდგომ მეორე გადამტეხს წახნაგს ის მიმართულება აქვს, რომელიც მოტრიალებამდე ჰქონდა პირველ წახნაგს.

500. ბუნზენისა (Bunsen) და კირხჰოფის (Kirchhoff) სპექტრომეტრი. ბუნზენისა და კირხჰოფის სპექტრომეტრს დაყოფილი წრე არა აქვს; ამასთანავე პრიზმის მდებარეობა უცვლელია.

S კოლიმატორისა და F ტელესკოპის გარდა ამ სპექტრომეტრს აქვს T მილი. ამ მილის შემკრები ლინზის მთავარ ფოკუსში მოთავსებულია მინის პატარა გამჭვირვალე ფირფიტა, რომელზედაც სკალაა დახაზული. პარალელური სხივები, რომლებიც ამ ლინზიდან გამოდიან, P პრიზმის წახნაგს დაეცემა; უკანასკნელი სხივებს არეკლავს. არეკვლილი სხივები დაეცემა ტელესკოპის ობიექტივს



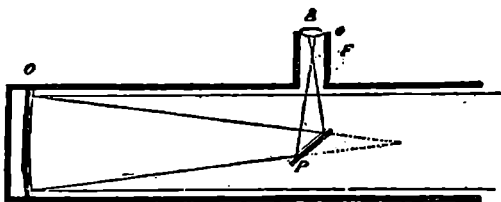
ნახ. 243.

და მის მთავარი ფოკალური სიბრტყეში სკალის ნამდვილ გამოსახულებას დაინახავთ. ამ გამოსახულებას ჩვენ სპექტრთან ერთად ვხედავთ, რაიც სპექტრალურ ხაზების რეგისტრაციის საშუალებაა გვაძლევს.

501. ხარკინი ტელესკოპი. ვიღოე აქრომატული. ლინზა არ იყო შემოღებული, სარკიან ტელესკოპს (რეფლექტორს) რეფრაქტორთან შედარებით უპირატესობა ჰქონდა. რეფლექტორში ობიექტივის როლს ასრულებს ჩაზნექილი სარკე, რომელშიაც ქრომატულ აბერაციას აღვილი არა აქვს.

ნიუტონის სარკიან ტელესკოპში (ნახ. 244) ჩაზნექილი (γ) სარკიდან არეკვლილი სხივები, ვიდრე იგინი ნამდვილ გამოსახულებას მოვცემდნენ, ბრტყელ სარკეს ეცემა; ეს ბრტყელი სარკე ღერძთან 45° -იან კუთხეს შეადგენს. ნამდვილ გამოსახულებას მივიღებთ F წერტილში, რომელსაც ვუყურებთ ოკულარით როგორც ლუპით.

501. ხაღდაშიწო ზოზგი; პრიზმატული ზოზგი. საღდაშიწო კოგრში გამოსახულების შესაბრუნებლად ასტრონომიული კოგრის ობიექტივისა და ოკულარის შორის ათავსებენ შემკრებ ლინზას. ეს ლინზა შეაბრუნებს ობიექტივის



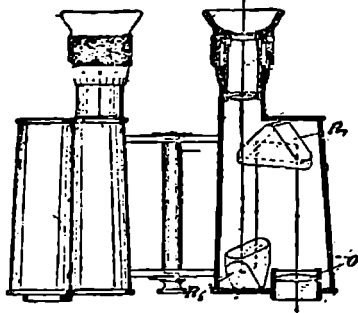
ნახ. 244.

მიერ მოცემულ ნამდვილ და შებრუნებულ გამოსახულებას. ცხადია, რომ ეს მეორე გამოსახულება სხეულის მიმართ სწორი იქნება; ამ გამოსახულებას ოკულარით ვუყურებთ როგორც ლუპით.

მაგრამ ასეთ ოპტიკურ იარაღს ის ნაკლი აქვს, რომ კოგრი მეტად გრძელი უნდა იყოს.

უფრო მიზანშეწონილია პრიზმატული კოგრი (ნახ. 244ა). ობიექტივიდან წამოსული სხივები, ვიდრე იგინი ნამდვილ გამოსახულებას მოგვეცემდნენ, დაეცემაინ R_1 და R_2 სწორკუთხიანი პრიზმის კატეტურ წახნაგებს და განიცდიან

სრულ შინაგან არეკვლას; ეს წახნაგები კოგრის დერთან 45° -იან კუთხეს შეადგენენ. იარაღის ასეთი მოწყობით ჩვენ იმას მივალწევთ, რომ კოგრის იმ ნაწილის სიგრძე, რომელიც საჭიროა ობიექტივიდან ნამდვილ გამოსახულებამდე, 3-ჯერ შემცირდება.



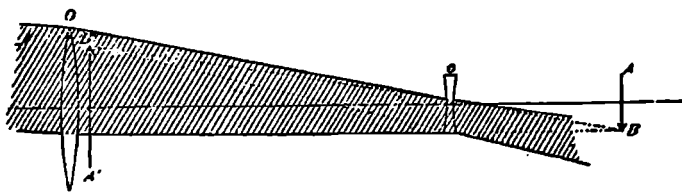
ნახ. 244.ა

გარდა ამისა, კოგრის ჰორიზონტალური მდებარეობის დროს, თუ R_1 პრიზმის წიბო ვერტიკალური იქნება, R_2 პრიზმის წიბო კი ჰორიზონტალური, მაშინ გამოსახულება საესებით მობრუნდება; სახელდობრ, § 441-ის თანახმად, პირველი პრიზმა გამოსახულებას მოატრიალებს 180° -ით მარჯვნიდან მარცხნივ, მეორე პრიზმა კი მოატრიალებს 180° -ით ზევიდან ქვევით. ამგვარად, მიღებული გამოსახულება სწორი იქნება.

თუ ავიღეთ ასეთი ორი კოგრი და, მაშასადამე, ბინოკლი მოვაწყეთ (ნახ. 244'), მაშინ ობიექტივების შორის მანძილი მეტი იქნება თვალების შორის მანძილზე, რაიც ამ მანძილის გადღდების ექვივალენტურია; ეს გარემოება კი რელიეფურ ხედვას აუზოგობესებს. (489°).

502. გალილეის (Galilei) ზოზგი. გალილეის კოგრში O ობიექტივიდან გამოსული სხივები ვიდრე იგინი ნამდვილი AB გამოსახულებას მოგვეცემდნენ, ეცემაინ სხივების გამშლელ O ლინზას ოკულარს და გამოდიან ამ ოკულარიდან თითქმის პარალელური სხივების სახით. დამკვირვებლის თვალი დაინახავს სწორსა და მოჩვენებითს $A'B'$ გამოსახულებას.

რადგანაც რეფლექტორით ნამდვილ გამოსახულებას ვერ მივიღებთ, ამიტომ აქ ძაფების ჯვარედინის ხმარება შეუძლებელია და ქოგრი, როგორც საზომი იარაღი, არ გამოდგება.



ნახ. 245.

გალილეის ქოგრი—ეს პირველი ტელესკოპი—პოლანდიაში იყო გამოგონილი და გალილეიმ გამოიყენა ასტრონომიაში.

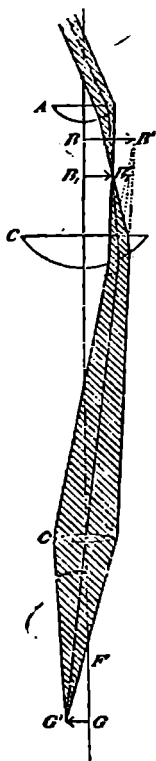
503. შიკაროსკოპი. მიკროსკოპში მოკლე ფოკუსიანი ობიექტივი GG' სხეულის ნამდვილ და მეტად გადღებულ გამოსახულებას გვაძლევს. სხეული ჩვეულებრივ საობიექტივო მაგიდაზეა მოთავსებული და განათებულია, გამოსახულებას ვუყურებთ ოკულარით, როგორც ლუპით. მიკროსკოპში ჩვეულებრივ იხმარება ჰიუგენის ოკულარი.

246 ნახაზი გვიჩვენებს ამ შემთხვევისათვის სხივის მსვლელობას.

B_1B_1' -ში, სადაც სხეულის ნამდვილ გამოსახულებას ვიღებთ, ათავსებენ მინის ფირფიტაზე დახაზულ პატარა მასშტაბს, რომელსაც გამოსახულებასთან ერთად ვხედავთ; ამ მასშტაბით ვსარგებლობთ გამოსახულების გასაზომად; ამ მასშტაბს საოკულარო მიკრომეტრი ეწოდება.

თუ გვინდა საოკულარო მიკრომეტრის ერთი დანაყოფის აბსოლუტური სიდიდის გაგება, მაშინ ობიექტად ვიღებთ რომელიმე გამჭვირვალე მიკრომეტრიულ სკალას, რომლის დანაყოფის სიდიდე ცნობილია და განვსაზღვრავთ საოკულარო მიკრომეტრის რამდენ დანაყოფს ფარავს სკალის ერთი დანაყოფი.

მიკროსკოპის ობიექტს ჩვეულებრივ ათავსებენ მინის ორ თხელ ფირფიტის შორის. (სასაგნო და საფარებელი ფირფიტები). სინათლის გადატეხა საფარებელ ფირფიტაში იწვევს განათების შემცირებას, ვინაიდან ხდება ნაწილობრივ სხივების გეომეტრიული გადანაცვლება, ნაწილობრივ სრული შინაგანი არეკვლა. ამ გადატეხას თავიდან იშორებენ ობიექტივისა და საფარებელ ფირფიტის შორის ისეთი სიფხის მოთავსებით, რომლის გადატეხის მაჩვენებელი მინის გადატეხის მაჩვენებელს უდრის, მაგალითად, კედრის ხის ზეთის მოთავსებით. (აბბუს ჰომოგენური იმერსია).



ნახ. 246.

თ ა შ ი 7. ფ ო ტ ო მ ე ბ რ ი ა.

504. ზედაპირის განათება ეწოდება სინათლის იმ რაოდენობას, რომელიც ამ ზედაპირის ერთეულს ეცემა ერთ სეკუნდში.

505. ვთქვათ, რაიმე ზედაპირი სხივების პერპენდიკულარულია; ეს ზედაპირი სინათლის წყაროდან მანძილის ერთეულითაა დაშორებული. სინათლის წყაროს ძალა ასეთი ზედაპირის განათების პროპორციულია.

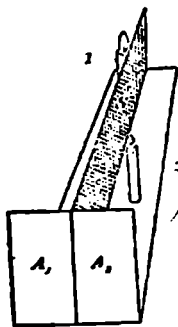
თუ ნათურა შორს არის მოთავსებული, მიშინ იგი შეგვიძლია მნათ წერტილად ჩავთვალოთ. ნათურას ცენტრზე გავლებულ სხედასხვა ხაზების მიმართულებითა სინათლის ძალა სხედასხვაა, ე. ი. ნათურა სხვა და სხვა ძალით ანათებს მის ცენტრიდან შემოვლებულ სფერული ზედაპირის სხვა და სხვა ადგილს. ასე, მაგალითად, ვერტიკალურ სადგამზე მოთავსებულ ელექტრო ნათურას სინათლის ძალა ქვევით, სადგამის მიმართულებით ნულს უდრის; ნათურას ცენტრზე გავლებულ პორიზონტალურ სიბრტყეში სინათლის ძალა მეტია, ვიდრე ზევით, ვერტიკალური მიმართულებით. ყველა მიმართულებით სინათლის ძალათა საშუალოს ეწოდება სინათლის საშუალო სივრცითი ძალა.

506. წარმოვიღვინოთ ზედაპირი, რომელსაც ანათებს გამკვირვალე გარემოში მოთავსებული მნათი წერტილი. ამ ზედაპირის სხივები პერპენდიკულარულად ეცემა. ასეთი ზედაპირის განათება უკუპროპორციულია იმ მანძილის კვადრატისა, რომლითაც ეს ზედაპირი დაშორებულია მნათი წერტილიდან.

მარალაც, სხივების რაოდენობა L , რომელსაც მნათი წერტილი გამოასხივებს რაიმე დროის განმავლობაში ამ წერტილის ირგვლივ შემოვლებულ ყველასფეროებს ეცემა; ასე რომ, ერთ-ერთ ასეთ სფეროსათვის, რომლის რადიუსი r -ს უდრის, განათება იქნება;

$$\frac{L}{4\pi r^2}$$

507. განათებული ზედაპირის სიკაშკაშე დამოკიდებულია განათების გარდა თვით ზედაპირის გვარობაზე. ერთი და იმავე განათების დროს თეთრი ქალაღი უფრო კაშკაშია, ვიდრე მუქი ქალაღი.



ნახ. 247.

508. ბუგუეს (*Bouguer*) ფოტომეტრი. ვთქვათ, რომ გვაქვს ორი ერთნაირი ნახევრად გამკვირვალე ფირფიტა A_1 და A_2 . ორივე ფირფიტა მოთავსებულია ერთ და იმავე სიბრტყეში (ნახ. 247). ორივე ფირფიტა გავანათოთ ერთი ფერის სინათლის 1 და 2 წყაროებით; არაგამკვირვალე S საფარი ისეა მოთავსებული, რომ, A_1 ფირფიტას ანათებს მხოლოდ პირველი სანთელი, ხოლო A_2 ფირფიტას— მხოლოდ მეორე სანთელი.

სინათლის წყაროები ისე მოვათავსოთ, რომ ორივე ფირფიტა ერთნაირად იყოს განათებული.

ვთქვათ, რომ მანძილი სინათლის 1 წყაროსათვის 1 მეტრია, სინათლის მეორე წყაროსათვის 2 მეტრი. აქედან გამომდინარეობს, რომ სინათლის მეორე წყარო ფირფიტას 1 მეტრით რომ ყოფილიყო დაშორებულ, ფირფიტა

ტას 4-ჯერ უფრო მეტად განათებდა, ვიდრე სინათლის პირველი წყარო (506); ე. ი. სინათლის მეორე წყაროს ძალა ოთხჯერ მეტია, ვიდრე პირველი წყაროს სინათლის ძალა. ამგვარად, სინათლის ორი წერტილისებური წყაროს ინტენსივობანი ერთმანეთს ისე შეეფარდებიან, როგორც იმ მანძილების კვადრატები, რომლებიც სინათლის წყაროები დაშორებული არიან მათ მიერ ერთნაირად განათებულ ფირფიტებს (იკულისხმება; რომ ფირფიტები სხივებისადმი პერპენდიკულარული არიან).

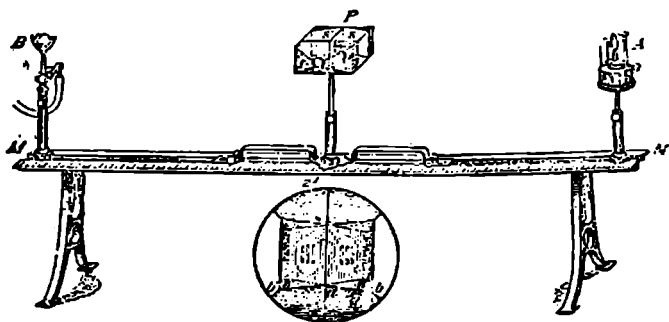
509. ბუნების ფორმები. ავიღოთ თეთრი ქალაქის ეკრანი ზედ დაღვნილი ქონის წვეთით. ვთქვათ, რომ ეს ეკრანი მოთავსებულია სინათლის წყაროსა და დამკვირვებლის შორის; მაშინ შედარებით ბნელ ფონზე ლაქა უფრო ნათელი იქნება, რადგანაც გაქონილი ქალაქი სხივების მეტ რაოდენობას ატარებს, ვიდრე სუფთა ქალაქი.

ვთქვათ, დამკვირვებელი იმყოფება სინათლის წყაროსა და ეკრანის შორის, მაშინ თეთრ ფონზე ლაქა უფრო ბნელი იქნება, ვინაიდან ქალაქის გაქონილი ნაწილი სხივების შედარებით ნაკლებ რაოდენობას არეკვლავს, ვიდრე ეკრანის დანარჩენი ნაწილი. თუ ასეთი ეკრანის უკან სინათლის L_0 წყარო მოთავსებული, ეკრანის წინ კი L_1 , მაშინ ეკრანისა და L_1 -ის შორის ისეთი მანძილი r_1 შეგვიძლია შევარჩიოთ, რომ ლაქა ეკრანზე ორივე მხრიდან გაქრეს.

ახლა L_0 დავტოვოთ თავის ადგილას და L_1 -ის მაგიერ სინათლის L_2 წყარო ავიღოთ; ვთქვათ, რომ ლაქა ამ შემთხვევაში გაქრა მაშინ, როდესაც სინათლის L_2 წყარო ეკრანიდან r_2 მანძილით იყო დაშორებული, მაშინ

$$L_1 : L_2 = r_1^2 : r_2^2 \quad (506).$$

248 ნახაზი წარმოადგენს ხელსაწყოს, რომელსაც ხშირად ხმარობენ გაზის ქარხნებში. P არის ფოტომეტრული ეკრანი ქონიანი ლაქით; MN კი—ფოტო-



ნახ. 248.

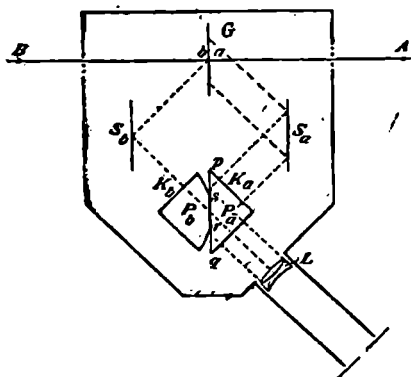
მეტრული მასშტაბი; ერთ მხარეს მოთავსებულია სინათლის ნორმალური წყარო A , მეორე მხარეს კი—სინათლის გამოსაკვლევე წყარო B (გაზის ნათურა). S და S' წარმოადგენენ სარკეებს, რომლებიც ერთმანეთთან ბლაგვ კუთხეს შეადგენენ. სარკეების წინ მოთავსებულია ხერხელი; ამ ხერხელში რომ შევიხედოთ, მაშინ სარკეებში ერთდროულად დავინახავთ ეკრანს ორივე მხრიდან. ფოტომეტრული

ეკრანის მდებარეობის შეცვლით მივალწვეთ იმას, რომ ლაქის ორივე გამოსახულება ერთნაირად იყოს განათებული. ამ შემთხვევაში ეკრანი ორივე მხრიდან ერთნაირად იქნება განათებული, და სინათლის წყაროების ძალები ისე შეეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც სინათლის წყაროებიდან ეკრანამდე მანძილების კვადრატები. როდესაც ფოტომეტრი უკვე დაყენებულია, ეკრანის როგორც ლაქიანი. ისე ულაქო ადგილებიდან თვალს სინათლის ისეთი რაოდენობა ხვდება, რომელიც არეკვლილი და ეკრანში გასული სინათლეთა ჯამის პროპორციულია. ანალოგიურად ეკრანში გასული სინათლის რაოდენობა დამოკიდებულია სინათლის იმ რაოდენობაზე, რომელსაც ეკრანი შთანთქავს. თუ სინათლის შთანთქმული რაოდენობა ეკრანის ორივე ნაწილისათვის ერთი და იგივე იქნება, მაშინ ლაქა გაქრება; პირიქით, დუ ეკრანის გაქონილი ნაწილი შთანთქავს სინათლის უფრო ნაკლებ რაოდენობას, ვიდრე ეკრანის დანარჩენი ნაწილი, მაშინ ლაქა ბნელ ფონზე უფრო ნათელი იქნება. ლაქა რომ გაქრეს, ეკრანი უნდა გავწიოთ მარჯვნივ, ან მარცხნივ იმის მიხედვით ეუყურებთ ამ ლაქას მარჯვენა მხრიდან, თუ მარცხენა მხრიდან.

ფოტომეტრი მაშინ არის მგრძობიარე, როდესაც ლაქა სრულებით არ არეკლავს სხივებს და ყველას გაატარებს; ეკრანის დანარჩენი ნაწილი კი ყველა სხივებს არეკლავს და არც ერთს არ გაატარებს. ასეთ მგრძობიარე ფოტომეტრს წარმოადგენს ლუმერისა და ბროდჰუნის ფოტომეტრი.

509 ა. ლუმერისა (*Lummer*) და ბროდჰუნის (*Brodhun*) ფოტომეტრი. ფოტომეტრული მერსისადმი პერპენდიკულარად მოთავსებულია თაბაშირის G ფირფიტა. ამ ფირფიტის a და b გვერდები განათებულია A და B სინათლის წყაროებით. a და b -დან არეკვლილი სხივები ეცემიან S_1 და S_2 სარკეებს; ეს სარკეები

არეკლავენ სხივებს, რომლებიც თითქმის პერპენდიკულარულად ეცემიან მინის P_1 და P_2 პრიზმების K_1 და K_2 წახნაგებს. P_1 არის ჩვეულებრივი სრული შინაგანი არეკვლის პრიზმა; ამ პრიზმის ფუძე სიბრტყეს წარმოადგენს, P_2 პრიზმის ფუძის მხოლოდ r_2 ნაწილია ბრტყელი, დანარჩენი ნაწილები კი სფერულია. r_2 -თან პრიზმები ერთმანეთს მკიდროდ ეხებიან, ისე რომ მათ შორის ჰაერის ფენი არა რჩება. ამგვარად, პრიზმები ამ ნაწილში მინის ერთგვაროვან სხეულს წარმოადგენენ. ამიტომ ყოველი სხივი, რომელიც r_2 ნაწილს დაეცემა, დაუბრკოლებლად გაივლის.



ნ.ბ. 248 ა.

დამკვირვებელი L ლუპას $psrq$ ზედაპირს უმიზნებს; თაბაშირის b ზედაპირიდან არეკვლილი სხივების მხოლოდ ის ნაწილი მივა დამკვირვებელთან, რომელიც გაივლის პრიზმების შეხების r_2 ნაწილში.

თაბაშირის ფირფიტის მიერ α ზედაპირიდან არეკვლილი სხივებიდან კი დამკვირვებელი დაინახავს მხოლოდ იმ სხივებს, რომლებიც P_0 პრიზმის ჰიპოტენუზის px და rx ნაწილების მიერ მთლიანად იქნებიან არეკვლილი. ამის გამო თანაბრად განათებულ ფონზე r ; გამოჩნდება როგორც ნათელი ან ბნელი ელიპსური ლაქა.

თუ ეს ხელსაწყო თაბაშირის G ფირფიტის მიმართ სიმეტრიულია, მაშინ ლაქა გაქრება, როდესაც G ორივე მხრიდან ერთნაირად იქნება განათებული. A' და B სინათლის წყაროების ძალები ამ შემთხვევაში ერთმანეთს ისე შეეფარდებიან, როგორც სინათლის ამ წყაროებისა და G ფირფიტის შორის მანძილების კვადრატები.

510. სინათლის ძალის ერთეული; განათების ერთეული. გერმანიაში სინათლის ძალის ერთეულად აღებულია ჰეფნერის (*Hefner*) სანთლის სინათლის ძალა (*H.K.*) ე. ი. ჰეფნერის ამილაცეტატის ნათურას სინათლის ძალა. (ნახ. 248), როდესაც აღის სივალე 40mm-ს უღრის და ჰაერის აბსოლუტური სინოტივე $=6,6 \text{ mm}$ (388).

განათების ერთეულად აღებულია მეტრი სანთელი ანუ *Lux* (Lx), ე. ი. ჰეფნერის სანთლის მიერ ისეთი სიბრტყის განათება, რომელიც ერთი მეტრითაა დაშორებული და რომელიც სხივებისადმი პერპენდიკულარულია.

აუდიტორიუმსა და საკლასო ოთახებში ჰორიზონტალური სიბრტყის განათება უნდა აღწევდეს 35-60 *Lux*-მდე.

თ ა შ ი 8. ს ი ნ ა თ ლ ი ს შ თ ა ნ თ შ მ ა

511. სინათლის შთანთქმა. სინათლის სხივების გზაზე მოთავსებული სხვადასხვა სხეული სინათლის შესუსტებას იწვევს; ეს შესუსტება დამოკიდებულია სხეულის ბუნებაზე: ამ შესუსტებას მხოლოდ ნაწილობრივ იწვევს სინათლის არეკვლა, უმთავრესად კი ამის მიზეზია სინათლის შთანთქმა, ანუ აბსორბცია.

ლითონები, ბუნდაც მეტად თხელი ფირფიტის სახისა, გამკვირვალენი არ არიან. ჰაერისა და წყლისათვის, თუნდაც მათი ფენი სქელი იყოს, სინათლის შთანთქმა თვალისათვის შეუმჩნეველია, თუ არ გამოვიყენებთ გამოკვლევის უფრო ზუსტი მეთოდები. ჩვეულებრივ სხვადასხვა ფერის სხივებისათვის შთანთქმას შერჩევითი ხასიათი აქვს. მაგალითად, წითელი მინა, რომელსაც სინათლე ეცემა, წითლად მოჩანს, რადგანაც იგი ატარებს მხოლოდ წითელ სხივებს, დანარჩენებს კი შთანთქავს. თუ ავიღებთ წყლის დიდი სისქის ფენს, ის მწვანედ ან ცისფერად გვეჩვენება, რადგანაც სპექტრის წითელი ბოლოს შთანთქმა ასეთი სისქის ფენისათვის დიდია.

512. შთანთქმის სპექტრი. გავანათოთ სპექტროსკოპის კვრიტე ნათურას ან დღის თეთრი სინათლით. კვრიტის წინ ბრტყელ, პარალელური ფენის სახით მოკათავსოთ სხეული. რომლის შთანთქმის უნარი გვინდა გამოვიკვლიოთ. სხივების გზაზე სხეულის მოთავსებით გამოწვეულ შეცვლილ სპექტრს შთანთქმის სპექტრი ეწოდება; უკანასკნელი საშუალებას გვაძლევს ერთგვარად გავითვალისწინოდ სხეულის მიერ გამოწვეული შთანთქმა სინათლისა. სითხეს ამავე მიზნით

ათავსებენ მინის პატარა კურკელში, რომლის კედლები წარმოადგენენ მინის ბრტყელ პარალელურ ფირფიტებს.

წითელი მინის ფირფიტა ატარებს მხოლოდ წითელ სინათლეს; კობალტის ლურჯი მინის ფირფიტა გვაძლევს მხოლოდ ერთ ზოლს სპექტრის წითელ ნაწილში და სპექტრის მთელ ლურჯ ნაწილს.

კალიუმპიკრომატის მარილის ხსნარი შთანთქავს სპექტრის ცისფერსა და მწვანე ნაწილებს; სპილენძის ამონიაკის ხსნარი შთანთქავს სპექტრის ყვითელსა და წითელ ნაწილებს.

კლოროფოლის ხსნარის შთანთქმითი სპექტრი გვაძლევს სპექტრის წითელ ნაწილში შთანთქმის განიერ ზოლს. სისხლი მეტის მეტად გაზაფხულიც კი გვაძლევს სპექტრის მწვანე ნაწილში ორ დამახასიათებელ შთანთქმის ხაზს; ამ შთანთქმითა ხაზებით ხშირად სარგებლობენ სასამართლო მედიცინის პრაქტიკაში იმის გამოსარკვევად, გვაქვს თუ არა საქმე სისხლთან. იოდის ორთქლის შთანთქმითი სპექტრი დასერილია მრავალი, საკმაოდ მკაფიო შთანთქმის ხაზებით.

513. მავარაგამბული გაზების შთანთქმის სპექტრები. კირხჰოფის და ბუნზენის თანახმად გავარეარებული გაზები შთანთქავენ მხოლოდ სინათლის იმ სხივებს, რომელთა გამოშვება თვითონ შეუძლიათ (474 598). მაგალითად ნატრიუმის ალი შთანთქავს მხოლოდ იმ ყვითელ სხივებს, რომლებიც შეეფერებიან ნატრიუმის სპექტრის ნათელ ყვითელ ხაზებს (472). გავარეარებული გაზების შთანთქმის სპექტრის გაშინჯვის დროს მოვლენა რთულდება იმ გარემოებით, რომ აღებული გაზი, მაგალითად ნატრიუმის ორთქლი, არა მარტო შთანთქავს ყვითელ სინათლეს, არამედ ასეთივე სინათლეს თვითონ უშვებს. ამიტომ სინათლის სპექტრში ნატრიუმის ხაზის ადგილას უნდა გამოჩნდეს შთანთქმისა გამო ბნელი ზოლი, თვით ნატრიუმის გამოსხივებისა გამო კი უნდა გამოჩნდეს ნათელი ზოლი.

ალის მიერ გამოშვებულ სინათლის რაოდენობას ახასიათებს განსაზღვრული სიდიდე E ; ალის მიერ შთანთქმული სინათლის რაოდენობა კი დაცემული J სინათლის $\frac{I}{n}$ ნაწილს შეადგენს, ე. ი. $\frac{I}{n}$ ს უდრის. როდესაც J საკმაოდ გაიზრდება, მაშინ $\frac{I}{n} > E$, მაშასადამე, შთანთქმით გამოწვეული სიბნელე აღემატება თვით ნატრიუმის მიერ გამოშვებულ სინათლით გამოწვეულ განათებას, ასე რომ ნატრიუმის ხაზის ნაცვლად ნათელ ფონზე ბნელი ზოლი გამოჩნდება. ამას ადგილი აქვს, მაგალითად, მაშინ, როდესაც ხერელს ანათებენ ვოლტას რკალის სინათლით. მოვლენის დემონსტრაციისათვის ხერელს ანათებენ და მის სპექტრს მიიღებენ ეკრანზე ისე, როგორც ეს 464 §-ში იყო მოხსენებული; შემდეგ ხერელის წინ ათავსებენ ბუნზენის ნათურას, რომლის ალშიაც რკინის კოვზით ლითონისებური ნატრიუმი შეაქვთ; მაშინ ნატრიუმის ხაზის ადგილას სპექტრში ბნელი ხაზი გაჩნდება.

აქედან გამომდინარეობს: თუ განათებული კვრიტის სინათლის ინტენსივობა საკმაოდ დიდია, მაშინ გავარეარებული გაზის შთანთქმის სპექტრი შებრუნებულია იმ სპექტრის მიმართ, რომელსაც თვით ეს გაზი გვაძლევს ე. ი. ის ადგილები, რომლებიც სპექტრის ნათელ ხაზებს შეეფერებიან, გადაკვეთილნი იქნებიან ბნელი ხაზებით.

514. ფრაუნჰოფერის (Fraunhofer) ხაზების წარმოშობა. მზის სპექტრი თავის ფრაუნჰოფერის ხაზებით (467) წარმოადგენს ამგვარ შთანთქმის სპექტრს. აქედან კიბხოფმა შემდეგი დასკვნები გამოიყვანა: 1) მზე შედგება მყარ ან სითხისებრ გულისაგან, რომელსაც გარს არტყია გავარვარებული გაზების გარსი— ფოტოსფერო; 2) მზის სპექტრი წარმოადგენს იმ გაზების შებრუნებულ სპექტრს რომლებიც მზის ფოტოსფეროში გავარვარებულ მდგომარეობაში იმყოფებიან.

მარილაკ, ფრაუნჰოფერის ხაზების უმეტესი ნაწილი წარმოშობილია მზის ფოტოსფეროში სინათლის შთანთქმის გამო, მხოლოდ ხაზების უმცირესი ნაწილი ეკრედ წოდებული ტელურის ხაზები ძლიერდებიან მაშინ, როდესაც მზე პორიზონტთან ახლოა, რადგანაც ამ შემთხვევაში სხივის უხდება დედამიწის ატმოსფეროში მეტი გზის გავლა.

515. სპექტრალური ანალიზი შთანთქმის სპექტრების დახმარებით. სპექტროსკოპის კერიტის ერთი ნახევარი გავანათოთ მზის სინათლით, მეორე ნახევარი კი რაიმე ნივთიერების გავარვარებული ორთქლით, მაშინ ორთქლისა და მზის სპექტრები ერთი მეორის ზემოდან მოთავსდებიან. ამ ორთქლის სპექტრის ნათელი ხაზებისა და ფრაუნჰოფერის ხაზების თანხედენილობა ადასტურებს ამ ორთქლის არსებობას მზის ფოტოსფეროში წით უფრო მეტი სიხუსტით, რაც უფრო ხაზების მეტი რაოდენობის თანხედენილობას ექნება ადგილი. სწორედ ამიტომ, ეინაიდან ფრაუნჰოფერის ხაზი D და ნატრიუმის ყვითელი ხაზი თანხედენილი არიან, ჩვენ დავასკვნით, რომ მზის ფოტოსფეროში არის ნატრიუმის ორთქლი; მზის ფოტოსფეროში რომ რკინაც არსებობს, ამის დამამტკიცებელია რკინის სპექტრალური და ფრაუნჰოფერის ხაზების თანხედენილობა.

ასეთი გამოკვლევების დროს მძიმე ლითონების სპექტრის მისაღებად ლითონებს ააორთქლებენ ვოლტას რკალში ან ინდუქტორის ნაპერწყალში.

516. უძრავი ვარსკვლავები და ნისლელები. ვარსკვლავების სპექტრები ისეთივეა, როგორც მზის სპექტრი, რადგანაც ვარსკვლავების სპექტრებშიაც აღმოჩნდენ ფრაუნჰოფერის შავი ხაზები, ამიტომ შეიძლება დავასკვნათ, რომ ვარსკვლავების შემადგენლობა ისეთივეა, როგორც მზისა. ნისლელები ხაზოვან სპექტრს გვაძლევენ და, მაშასადამე, მნათ გაზებს წარმოადგენენ.

517. სხეულთა ბუნებრივი ფერი. სხეულთა ბუნებრივი ფერი, რომელიც დიფუზიურად არეკლილ სინათლეში მოჩანს, გამოწვეულია შთანთქმით; ამასთანავე სინათლეს არეკლავს არა ზედაპირი სხეულისა, არამედ სინათლე შედის თვით სხეულში და, გაივლის რა სხეულში გარკვეულ მანძილს, ერთგვარ სიღრმიდან აირეკლება; ამგვარად სინათლე ამ მანძილზე განიცდის სხეულის მიერ ერთგვარ შთანთქმას. გამჭირვალე სხეულის ფხენილის დიდი სისქის ფენი გააბნევს და არეკლავს მასზე დაცემულ მთელ სინათლეს და, მაშასადამე, თეთრად უნდა გამოჩნდეს, ეინაიდან სხეულში რაიმე სიღრმეზე შესული სინათლის ყოველი ნაწილი ბოლოს და ბოლოს არეკლილი იქნება. ფხენილის ამა თუ იმ ნამცვეის მიერ და დაბრუნდება ფხენილის ზედაპირზე. პრაქტიკულად ამას ვამჩნევთ მაშინაც კი, როდესაც ფენის სისქე უმნიშვნელოა (თოვლი, დაფუქლი მარილი).

თ ა ზ ი 9. ს ი ნ ა თ ლ ი ს ო რ გ ა ნ ი ზ ა ბ ა

518. ფ ლ უ ო რ ა მ ს ა ნ ე ნ ი ა. თუ სინათლის სხივს გვერდიდან შევხვდებით, სი-
ცარიელეში მას ვერ დავინახავთ; მხოლოდ ისეთ ნივთიერებაში, სადაც არსებობ-
ენ სინათლის გამბნევი ნაწილები, მაგალითად მტვრიან ჰაერში ან ამღვრეულ
წყალში გარკვევით დავინახებთ სინათლის სხივს.

თუ სინათლის სხივი ნივთიერების უფრო მსხვილ ნამცეცებს ეცემა, მაშინ
სხვადასხვა ფერის სხივები ურთნაირად გაიბნევიან; მაგრამ, თუ სინათლის სხი-
ვები ისეთ ნამცეცებს ეცემა, რომლებიც სინათლის ტალღის მიმართ მკირენი
არიან, მაშინ უფრო მეტად გადამტეხი სხივები მძლავრად გაიბნევიან. ამიტომ
თუარი სინათლით განათებული ნივთიერება, მაგალითად მასტიკის სპირტში
გახსნილი ემულსია დაცემულ და არტკვილ სინათლეში ცისფერად გვეჩვენება,
ხოლო მასში გავლილ სინათლეში მოჩანს წითელ-ყვითლად, ვინაიდან მეტად გა-
დაძტეხი სხივები გაბნევის გამო შესუსტდებიან. ბრუკეს და რელეის თანახმად
სწორედ ამით აიხსნება ცის კამარას ფერი.

რაც უფრო წმინდა იქნება ჰაერი ან წყალი, მით უფრო ნაკლებად იქნება
სინათლე გაბნეული; მაგრამ უნდა ვიფიქროთ, რომ თვით სხეულის მოლეკულე-
ბიც ნაწილობრივ აბნევენ სინათლეს. რელეის თანახმად ცის კამარას ფერი უმ-
თავრესად გამწვანებულია ჰაერის მოლეკულების მიერ სინათლის გაბნევით.

ფლუორესციონის ტუტოვან, დიდად გაზავებულ ხსნარში სხივების კონა რომ
გავატაროთ, მაშინ სხივების ეს კონა ყოველივე მხრიდან გამომჩნდება ყვითელ-
მწვანე ფერის სინათლედ, რომლის ძალა დამოკიდებული არ არის ხსნარში შე-
რეულ გარეშე ნივთიერებაზე; ეს ყვითელ-მწვანე სინათლე მაშინვე იკარგება, რო-
გორც კი სხივების კონას ხსნარში შესვლამდე გავატარებთ კალიუმის ბიქრომა-
ტულ ხსნარში; პირიქით ეს ფერი რჩება, თუ სინათლეს წინასწარ გავატარებთ
სპილენძის მგავას ამონიაკის ხსნარში.

თუ წყალში შერეულია რაიმე ნივთიერება, მაშინ გაბნეული სინათლე ორი-
ვე შენთხვევაში გამომჩნდება; ამასთანავე სინათლეს ის ფერი აქვს, რომლითაც
წყალს ვანათებთ.

აქედან დაუასკვნით, რომ ფლუორესციონის ხსნარი, როდესაც მას განსაზ-
ღვრული სახის სხივებით ვანათებთ, მნათ სხეულად იქცევა. ასეთ სხეულს მფლუო-
რესციონებელი სხეული ეწოდება.

თუ ფლუორესციონის ხსნარს ვუყურობთ ისეთ სინათლეში, რომელიც მასში
გადის, იგი ნარინჯ-ყვითლად მოჩანს. თუ ვუყურობთ დაცემულ სინათლეში, მა-
შინ ის იქნება ყვითელ-მწვანე იმ სინათლის გამო, რომელსაც თვით გამ-
ახსივებს. ურანის მინა ფლუორესცირობს მომწვანო ფერად; გოგირდის სიმეავეში
გახსნილი გოგირდმეავე ქინაქინა ფლუორესცირობს ცისფერად; ქლოროფილის
ეთერის ხსნარი მოწითალო ყაყისფერად.

519. სპემტრალური გამომკვლევანი. ულტრაბიუსანი სხივები. ფლუორეს-
ციონის გამომწვევი სინათლე ზუსტად რომ გამოვიკლიოთ, ვოლტას რკალის
სპექტრი მივიღოთ მფლუორესციონებელ ნივთიერებაზე, მაგალითად, ურანის მი-
ნაზე ან ეკრანზე, რომელზედაც წასმულია ბარიუისა და პლატინის ციან მარი-
ლი. აღმოჩნდება: 1. მფლუორესციონებელ ნივთიერების მიერ გამოსხივებული სი-

ნათლის ფერი განსხვავდება იმ სინათლის ფერისაგან, რომელმაც ეს ფლუორესცენცია გამოიწვია. 2. ფლუორესცენცია ურანის შინაში იწყება პირველად, სპექტრის ცისფერ ნაწილში და გრძელდება სპექტრის სოსან ბოლოსაკენ. მაგრამ, თუ ღინზები და პრიზმა კვარცისაა, მაშინ ფლუორესცენცია მოჩანს სოსან ბოლოს გარეთაც (*Stockes*). მაშასადამე, სპექტრის ამ ნაწილსაც ეცემა ისეთი სხივები, რომლებიც უფრო მეტად გადატყდებიან, ვიდრე სოსანი სხივები; ამ სხივებს ულტრა სოსანი სხივები ეწოდებათ. მინჯ ამ სხივებს შთანთქავს, კვარცი კი პირიქით კარგად ატარებს. ამ სხივებს დანარჩენი სხივების ყველა დამახასიათებელი ფიზიკური თვ სებები აქვთ, მაგრამ თვალზე არ მოქმედებენ.

მფლუორისცენებულ უფრო ნივთიერების: ფლუორესცენციის სხივები ნაკლებად გადამტეხი არიან, ვიდრე ფლუორესცენციის გამომწვევი სხივები. ლომელის თანახმად, ფერადი ნივთიერების ფლუორესცენციის სინათლე ზოგჯერ შეიცავს ზოგიერთ უფრო მეტად გადამტეხ სხივებს.

520. ფოსფორამსცენცია. ზოგიერთი ლითონების გოგირდოვანი შენაერთები, თუ მათზე დღის სინათლე იმოქმედებს, სიბნელეში დიდ ხანს ანათებენ. ამ ნათების ფერი და ინტენსივობა დანოკიდებულია პრეპარატის მომზადების გვარობაზე და პრეპარატში ზოგიერთ სხვა ნივთიერებათა შერევაზე. ისეთ ნივთიერებას, რომელიც განათების შემდგომ თვითონ ანათებს, მფოსფორესცირებელი ნივთიერება ეწოდება. თუ ვაწარმოებთ სპექტრალურ გამოკვლევას ისე, როგორც ეს 519 §-ში იყო მოხსენებული, აღმოჩნდება, რომ ფორფორესცენციას იწვევენ დიდი გადატყომადობის სხივები.

ხანგრძლივ და დიდი ძალის ცისფერ ფოსფორესცენციას გვაძლევს ეგრედ წოდებული ბალმანის (*Balmah*) მნათი საღებავი, რომელიც წარმოადგენს უმთავრესად გოგირდოვან კალციუმისა და ბისმუტის მცირეოდენ მარილის ნარევს. ხშირად ფოსფორესცენცია გრძელდება მეტად მოკლე ხანს და მისი დანახვა მხოლოდ მაშინ შეიძლება, თუ განათების შემდეგ სწრაფად გავშინჯავთ ბეკერელის ფოსფოროსკოპით.

521. სინათლის ქიმიური მოქმედება. თუ აზოტმეავა ხანარით დაეწერთ ქალაღზე და უკანასკნელზე სინათლე იმოქმედებს, მაშინ დაწერილი გაშავდება, ვინაიდან სინათლის ზეგავლენით აზოტმეავა ვერცხლი აღდგება. ქალაღი, გაფლენთილი ცილის ხსნარით, რომელიც შეიცავს ქლოროვან ნატრიუმს, ე. წ. ალბუმინის ქალაღი, სინაღლის მიმართ მგრძნობიარე გახდება, თუ რაპოდენიმე წუთით (მინუტით) იგი მოვბათავსეთ აზოტმეავა ვერცხლის ხსნარში; აღეთი ქალაღი შეიცავს ქლოროვანსა და აზოტმეავა ვერცხლს და სინათლის მოქმედებით შავდება; ამ დროს ქლოროვანი ვერცხლის აღდგენა ხდება.

ქლორის მგრძვინავი ვაზი, ე. ი. ქლორისა და წყალმბადის თანასწორ მოცულობათა ნარევი, სინათლის გავლენით გადაიქცევა ქლორწყალბადად, ამისთანვე შესაფერი პირობების დროს ამ რეაქციას თან სდევს აფეთქება.

აქ პირველად ადგილი უნდა ჰქონდეს სინათლის გავლენით ქიმიურ დაშლას, ვინაიდან HCl -ის მოლეკულის გაჩენის დროს H_2 და Cl_2 მოლეკულები უნდა დაიშალოს. H და Cl -ის შეერთება HCl -ის მოლეკულად წარმოადგენს მეო-

რად რეაქციას, ე. ი. ისეთ რეაქციას, რომელიც სინათლის მოქმედებაზე დამოკიდებული არ არის.

522. აბძიური სხივები. თუ ზემოდ მოხსენებულ სინათლის მიმართ მგრძნობიარე ქალაქის ერთ ნახევარს დაფარავთ წითელი მინით, მეორე ნახევარს კი ლურჯი მინით, მაშინ სინათლის გავლენით გაშვდება მხოლოდ ის ნახევარი, რომელიც ლურჯი მინითაა დაფარული. ამგვარად, ქიმიურად მოქმედებენ მეტი გადატყდომადობას სხივები. პირიქით, მცენარეებში ასიმილაციის დროს, რომელსაც სინათლე იწვევს, უფრო ინტენსიურად მოქმედებენ ნაკლები გადატყდომადობის მქონე სხივები. საერთოდ, ფოტოლიზის დროს მხოლოდ ის სხივები მოქმედებენ, რომლებიც შთანთქმებიან და რეაქციის პროდუქტების, რაოდენობა პროპორციულია შთანთქმული ენერჯიის რაოდენობისა.

523. ფოტოზინთეზის პროცესი. ნეგატიური პროცესის დროს ჩვეულებრივ ხმარობენ ელვების მშრალ აკვით დაფარულ ფირფიტას; აკვირდება ვერცხლის ბრომთან ვერცხლს. კამერა ობსკურაში მიღებული ნამდვილი გამოსახულება ექსპოზიციის დროს ფირფიტაზე მოქმედებს; გამოსახულების მოქმედება ფირფიტაზე არა ჩანს. ამ გამოსახულებას დაეინახავთ მის შემდეგ, რაც ფირფიტას მოვათავსებთ პიროგალის სიმძევის ტუტოვან ხსნარში. ამ დროს ბრომთან ვერცხლი აღდგენილ იქნება ლითონისაბურ ვერცხლად; ამასთანავე ვერცხლი გამოიყოფა მეტი ინტენსივობით იმ ადგილებში, რომლებიც ფირფიტის ექსპოზიციის დროს აქტიური სხივებით უფრო მეტად იყვნენ განათებულნი. სურათის ფიქსაცია ხდება ფირფიტის გოგირდმქაფა ნატრიუმის წყლის ხსნარში მოთავსებით. ეს ხსნარი აკვს აშორებს სინათლის მიმართ მგრძნობიარე ნივთიერებას, ასეთი გზით მივიღებთ ნეგატივს, ე. ი. ისეთ გამოსახულებას, რომელზედაც ორიგინალის ნათელ ადგილებს შეესაბამებიან გამოყოფილი ლითონისებური ვერცხლით გაშვებული ადგილები.

პოზიტივის მისაღებად ნეგატივის ქვეშ მოთავსებენ სინათლის მიმართ მგრძნობიარე ქალაქს და ნეგატივს აშუქებენ; ქალაქი შავდება იმ ადგილებში, რომლებიც ნეგატივის გამჟვირვალე ადგილებს შეეფერებიან, მხოლოდ არა გამჟვირვალე ადგილების ქვეშ ქალაქი თეთრი რჩება. ამგვარად მივიღებთ პოზიტივს, ე. ი. ისეთ გამოსახულებას, რომელშიაც ნათელი ადგილები ორიგინალის ნათელ ადგილებს შეეფერებიან. ფოტოგრაფიული პროცესით ფოზიკაში სარგებლობენ სპექტრის გადასაღებად. თუ საჭიროა სპექტრის ულტრა სოსანი ნაწილის გადაღება, მაშინ სპექტროსკოპში სარგებლობენ კვარცის პრიზმითა და ლინზებით (519).

524. ფოტოგრაფიული მეთოდი. ფოტომექანიკური მეთოდით სარგებლობენ ფოტოგრაფიის საშუალებით კლიშეების მისაღებად. აქ მოკლედ აღვწერთ ცინკოგრაფიულ მეთოდს იმ სახით, რომლითაც იგი გამოყენებული იყო ამ წიგნის ნახაზების მისაღებად. ეს მეთოდი, როგორც მრავალჯერ სხვა ფოტომექანიკური მეთოდი, ეყრდნობა ქრომიანი მარილით გატენილი ელვების იმ თვისებას, რომ სინათლის გავლენის გამო ელვები თბილ წყალში აღარ იხსნება. ფოტოგრაფიულად გადაიღებენ ნახაზის ნეგატიურ სურათს; ნეგატივს ქვეშ ათავსებენ ისეთ ქალაქს, რომელზედაც ქრომელვანია წასმული. ამ ქალაქზე

იმოქმედებენ სინათლით. ამის შემდეგ ელატინის იმ მხარეს, რომელზედაც სინათლემ იმოქმედა, დაფარავენ ცხიმის მეტად თხელი ფენით. ამ ქაღალდს ათავსებენ თბილი წყლის ზედაპირზე ისე, რომ ელატინი ზემოდა მოქცეული. თბილი წყალი გახსნის ელატინის იმ ნაწილებს, რომლებიც ნეგატივის ბნელ ადგილებს შეეფერება, ე. ი. იმ ადგილებს; სადაც სინათლემ არ იმოქმედა; პირიქით, ელატინის ის ადგილები, რომლებზედაც სინათლემ იმოქმედა, არ გაიხსნება შეუცვლელი დარჩება და ორიგინალის შავ ადგილებს შეეფერება.

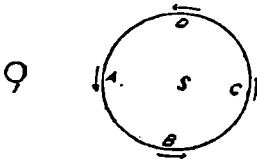
ასე მიღებულ გამოსახულებას ათავსებენ თუთიის ფირფიტაზე, რომელსაც ცხიმი მიეკვრის და გამოსახულება ფირფიტაზე გადადის. გამოსახულება ფირფიტაზე რომ გაემაგროთ, ამ ფირფიტას გაუსვამენ მეტად გაზავებულ გუმირაბიკის ხსნარს და შემდეგ კი გაუსვამენ სანთლის საღებავში ამოვლებულ ღრუბელს. გუმირაბიკის ხსნარი საღებავს საშუალებას არ აძლევს დაფაროს თუთიის პრიალა ადგილები, რის გამოც შავი გამოსახულება გარკვევით მოჩანს თუთიის ფირფიტაზე. ასეთი დამუშავების შემდეგ ფირფიტის ის ადგილები, რომლებიც ნახაზის ბნელ ადგილებს შეეფერება, დაკული იქნებიან სიმკავეთა მოქმედებისაგან. თუ ასეთ ფირფიტას აზოტის სიმკავეის ხსნარში ჩავეშევთ, მაშინ ფირფიტის ის ადგილები, რომლებიც ნახაზით დაფარული არ არიან, შეიქმებიან და ამ ადგილებზე მივიღებთ ჩაღრმავებას, ხოლო ის ადგილები, რომლებიც ელატინით დაფარული არიან, ამოწმებულ რელიეფურ გამოსახულებას მოგვცემენ. ეს რელიეფური გამოსახულება ნახაზის შავ ადგილებს შეეფერება. ასე მზადდება კლიშე, რომლითაც სირგებლობენ ბეჭდვის დროს.

525. სინათლის სითბოებრივი მოქმედება, ინფრაწითელი სხივები. შხის სპექტრში მგრძობიარე თერმომეტრი რომ მოვათავსოთ, სინდიი თერმომეტრში ზევით აიწევს. სინათლის ეს სითბოებრივი მოქმედება თითქმის შეუზღვეველია სპექტრის სოსან ბოლოში, პირიქით სპექტრის წითელ ბოლოსაკენ სითბოებრივი მოქმედება თანდათანობით მძლავრდება; ამასთანავე სპექტროსკოპის პრიზმისა და ლინზების ნივთიერების მიხედვით სინათლის სითბოებრივი მოქმედების აღმოჩენა შესაძლებელი ხდება სპექტრის წითელი ბოლოს გარეშეც. ამგვარად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ სპექტრის წითელი ბოლოს გარეშე მდებარე ნაწილსაც სინათლის სხივები ეცემა; ამ სხივებს ინფრაწითელი სხივები ეწოდება. ეს სხივები, მართალია, ადამიანის თვალზე არ მოქმედებენ, მაგრამ სხვა მხრივ ამ სხივებს ისეთივე თვისებები აქვს, როგორც დანარჩენ სხივებს.

ინფრაწითელი სხივების არეკვლა შეიძლება აღმოვაჩინოთ 265 წ-ში აღწერილი ორი ჩანსეკილი სარკით, რომლებსაც საერთო ლერძი აქვთ; ერთი სარკის მთავარ ფოკუსში რყევის წყაროს მაგიერ ათავსებენ გავარჯარებულ ნახშირს, ხოლო მეორე სარკის მთავარ ფოკუსში სასმენი მილის მაგიერ ათავსებენ სპირტში ამოვლებულ ბამბას; ბამბა აინთება. თუ მეორე სარკესა და მის მთავარ ფოკუსს შორის მინის ფირფიტას მოვათავსებთ, ბამბა აღარ აინთება. ეს იმის მიჩვენებელია, რომ პირველი ცდის დროს ბამბის ანთება არის შედეგი ინფრაწითელი სხივების არეკვლისა, ვინაიდან ხილულ სხივებს მინა ატარებს და, თუ ბამბის ანთებას პირველ შემთხვევაში ხილული სხივები გამოიწვევენ, მაშინ მათ ეს მეორე შემთხვევაშიც უნდა გამოეწვიათ.

დამტკიცებულია აგრეთვე, რომ ინფრაწითელი სხივები განიცდიან ინტერფერენციას და პოლარიზაციასაც.

526. რამზაის (Römer) მეთოდი. ვთქვათ რომ ABCD (ნახ. 249) დედამიწის ორბიტა (ეკლიპტიკა). I წერტილში კი მოთავსებულია იუპიტერი. თუ სინათლის გავრცელებისათვის საჭიროა დრო, მაშინ რომელიმე მოვლენას იუპიტერზე დედამიწის ორბიტის C წერტილში დავინახავთ უფრო გვიან, ვიდრე A წერტილში, სახელდობრ დაგვიანება უდრის იმ დროს, რომელიც ესაჭიროება სინათლეს, რომ გაიაროს დედამიწის ორბიტის დიამეტრი AC.



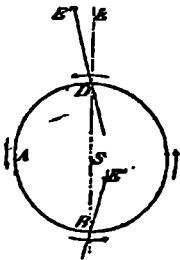
ნახ. 249.

რემერმა ისარგებლა იუპიტერის თანამგზავრის პლანეტის ჩრდილოში შესვლით. ვთქვათ, დედამიწა A წერტილში იმყოფება; აღვნიშნოთ მოვლენის დაწყების მომენტი, მაშინ იუპიტერის თანამგზავრის პერიოდის დახმარებით (დაახლოებით $42\frac{1}{2}$ საათი) შეგვიძლია გამოვთვალოთ ყოველი მომენტი, როდესაც მოვლენა კვლავ განმეორდება, თუ დედამიწა A წერტილში უძრავად იქნება. მაგრამ დედა-

მიწა მზის გარშემო ბრუნვის დროს C წერტილისაკენ მოძრაობს, ამიტომ მოვლენას ჩვენ დავინახავთ უფრო გვიან, ვიდრე ეს წინასწარი გამოთვლით არის გათვალისწინებული. ცხადია, მოვლენას დავინახავთ იმდენი სეკუნდით უფრო გვიან, რამდენსაც სინათლე დედამიწის ორბიტის დიამეტრის გავლას ანდომებს. ეს დრო, ან დაგვიანება, საუკეთესო დაკვირვებათა მიხედვით აღმოჩნდა 1000 წამი (სეკუნდი) ანუ დაახლოებით $16\frac{1}{2}$ წუთი (მინუტი). აზგვარად, სინათლის გავრცელების სიჩქარე.

$$c = \frac{D}{1000} = \frac{296.300000 \text{ km}}{1000 \text{ sec}} = 296300 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$$

527. ბრადლეის (Bradley) მეთოდი. სინათლის აბმრაცია. ტელესკოპს უმიზნებენ უძრავ ვარსკვლავს ორჯერ (ნახ. 250), ერთხელ როდესაც დედამიწა B წერტილში იმყოფება, მეორედ როცა იგი—D წერტილში იმყოფება. ორივე შემთხვევაში ვარსკვლავი მოჩანს BD-ს მიმართულებით. აღმოჩნდა რომ ტელესკოპის ღერძის BE' და DE' მიმართულებანი ამ ორ შემთხვევაში ურთიერთ შორის მცირე კუთხეს შეადგენენ; ეს კუთხე $40''$, 89 უდრის. თუ ვიგულისხმებთ, რომ სინათლის გავრცელება დედამიწის მოძრაობაზე დამოკიდებული არ არის, მაშინ ეს მოვლენა უნდა აიხსნას ასე: ვთქვათ, რომ AB (ნახ. 251^a) არის ტელესკოპის ღერძი. თუ ეს ღერძი უძრავ ვარსკვლავისაკენაა ზუსტად მიმართული მაშინ, ვიდრე სინათლე A-დან B-დის მიაღწევდეს, ტელესკოპი მოასწრებს დედამიწის მოძრაობასთან ერთად Bb მანძილის გავლას



ნახ. 250.

ამ მიმართულებით, რომელიც ისრითაა აღნიშნული; მაშასადამე, სინათლის სხივი ტელესკოპში გაივლის Ab მანძილს და სხივის მიმართულება ტელესკოპის ღერძთან თანხვედნილი აღარ იქნება. ღერძი რომ ისევ სხივის მიმართულებას დაე-

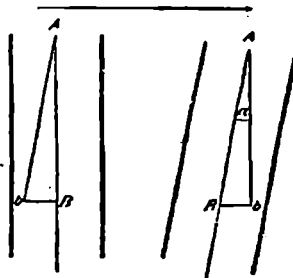
მთხვეს, საჭიროა ტელესკოპის წინ დახრა დედამიწის მოძრაობის მიმართულე-ბისაკენ (ნახ. 251^ა) α კუთხით, რომელიც განისაზღვრება ფორმულით

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{Bb}{Ab}$$

α არის, ეგრეთ წოდებული, აბერაციის მუდმივი და $\frac{40^{\circ}, 89}{2}$ -ს უდრის. Bb და Ab წარმოადგენენ იმ მანძილებს, რომლებიც ერთი და იმავე დროის განმავლობაში დედამიწაში და სინათლემ გაიარეს და ამიტომ ერთმანეთს ისე შეეფარდებიან, როგორც დედამიწის მოძრაობის ცნობილი სიჩქარე α და სინათლის გავრცელების სიჩქარე c . ამიტომ მივიღებთ.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{c} \text{ და } c = \frac{v}{\operatorname{tg} \alpha}$$

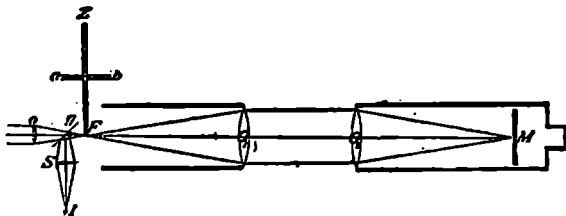
ამ მეთოდით გამოანგარიშებული
 $c = 297600 \text{ km/sec.}$



ნახ. 251 a.

ნახ. 251 b.

528. შიზონ (Fizeau) მეთოდი. 1849 წ. ფიზომ მოახერხა c -ს განსაზღვრა ცდით. ორი ასტრონომიული ტელესკოპი (ნახ. 252) დაშორებული იყო ერთი მეორისაგან 8633 მეტრით ისე, რომ ერთი ტელესკოპის საშუალებით ჩანდა მეორე ტელესკოპის ობიექტივი. ამგვარად ორივე ტელესკოპის ლერძები თანხვედნილი იყვნენ.



ნახ. 252.

ვთქვათ, რომ L არის მნათი წერტილი, რომლის ნამდვილ გამოსახულებას გვაძლევს შემაკრები ლინზა O_1 ობიექტივის მთავარ F ფოკუსში. L -დან წამოსული სინათლის სხივები მინის გამკვირვალე ფირფიტაზე ეცემიან; ეს ფირფიტა ტელესკოპების საერთო ლერძის მიმართ 45° -ით არის დახრილი. იგი სხივებს ნაწილობრივ არეკლავს და არეკვლილი სხივები O_1 ობიექტივის ფოკუსში გადაიკვეთებიან. ასე, რომ O_1 ობიექტივში გავლის შემდეგ სხივები პარალელური არიან. ეს სხივები დაეცემა მეორე O_2 ობიექტივზე და გადატეხის შემდგომ დაეცემა ლითონის M სარკეზე, რომელიც O_2 ობიექტივის ფოკუსში არის მოთავსებული. ამ სარკიდან სხივები ხელმეორედ აირეკვლებიან; ამგვარად, F წერტილში მივიღებთ მნათი წერტილის მეორე ნამდვილ გამოსახულებას, რომელსაც პირველი ტელესკოპის θ ოკულარით ვუყურებთ.

ვთქვათ, რომ F იმყოფება კბილებიანი Z -ს ბორბლის პერიფერიულ ნაწილში; ეს ბორბალი შეიძლება სწრაფად ვატრიალოთ ab ღერძის გარშემო. თუ ბორბლის ბრუნვათა რიცხვი მცირეა. L -ის გამოსახულება ჩანს, მართალია სიკაშკაშის მხრივ ოდნავ შესუსტებული; თუ ბრუნვის სიჩქარეს ისე გავადიდებთ, რომ დრო, რომლის განმავლობაშიაც ბორბლის კბილი დაიკავენს მოსაზღვრე კვერთხის ადგილს, თანასწორი იქნება იმ დროის ზოზინუთისა, რომლის განმავლობაშიც სინათლე გავივლის M და F ზოონი მანძილს წინ და უკან. მაშინ M სარკიდან არეკვლილ სხივს აეფარება ბორბლის კბილზე და L აღარ განაჩნდება. თუ ვიკით ბორბლის ბრუნვის სიჩქარე, მაშინ შევეძლოა გააოვიანჯაოროთ ის დრო, რომლის განმავლობაშიაც სინათლე გადის ამ მანძილს ორივე მიმართულებით და, მაშასადამე, შევძლებთ სინათლის გავლენების სიჩქარის გამოთვლასაც.

ისარგებლა რა ამ მეთოდით და გაუმჯობესებული ხელსაწყოებით კორნიუმ (*Cornu*) იპოვა სიჩქარე c , რომელიც უდრიდა დაახლოებით $300000 \frac{km}{sec}$.

თავი 11. სინათლის ტალღური მოძრაობის თეორია.

529. სინათლის ტალღური თეორიის თანახმად სინათლის წყარო იწვევს რბევით მოძრაობას; ამ რბევის მიმართულება პერპენდიკულარულია სინათლის გავრცელების მიმართულებისა. როგორც დაკვირვება გვიჩვენებს, სინათლე ვრცელდება არა მარტო წივითერ არეში, არამედ სიციპრიელენშიც, ამიტომ იძულებული ვართ დავუშვათ არსებობა ერთგვარი გარემოსი, რომელსაც სამყაროს ეთერი ეწოდება.

530 ტალღის სიგრძე. წარმოვიდგინოთ, რომ თოკის ერთი ბოლო დამაგრებულია რომელიმე წერტილში. გამოვიწვიოთ ამ თოკში განივი რბევითი მოძრაობა. მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ სინათლის სხივშიც პროცესი ისე მიმდინარეობს, როგორც ამ თოკში. მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ სინათლის ტალღის სიგრძე ნეტად მცირეა. ეს სიგრძე სხვადასხვა ფერის სხივისათვის სხვადასხვანაირია. წითელი სხივისათვის ის უფრო მეტია, ვიდრე სოსანი სხივისათვის. თუ სინათლე სიცილიერეში ვრცელდება, მაშინ ფრაუნჰოფერის ქვემოდ აღნიშნულ ხაზებისათვის ტალღის სიგრძე იქნება:

B	D	E	F	G	H
0.687	0.589	0.527	0.486	0.431	0.397

მიკრონი (μ).

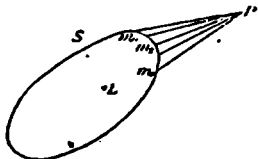
254 წ-ის თანახმად ტალღის სიგრძე არის ის მანძილი, რომელსაც ტალღა გადის წერტილის ერთი რბევის განმავლობაში. მაშასადამე, ერთი რბევის განმავლობაში ფრაუნჰოფერის D ხაზის შეაფერი სინათლე გადის 0.589 μ; ერთი სექუნდის განმავლობაში კი — 300000 კილომეტრს. რამდენჯერაც 0.589 მიკრონს 300000 კილომეტრი შეიცავს, იმდენ რბევას ეთერის ნაწილაკი შეასრულებს ერთი სექუნდის განმავლობაში; სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ ეთერის ნაწილაკის რბევის სიხშირე უდრის 509 ბილიონს.

რბევათა რიცხვი, რომელიც ტალღის სიგრძის უკუ პროპორციულია, სოსანი სხივისათვის უფრო დიდია, ვიდრე წითელი სხივისათვის.

531. ტალღის ზედაპირი. წარმოვიდგინოთ იზოტროპული არე, რომელშიც მნათი წერტილია მოთავსებული. ამ წერტილის გარშემო შემოვხაზოთ სფერული ზედაპირი. მაშინ ამ ზედაპირზე ყველა წერტილს ექნება რბევის ერთი და იგივე ფაზა. ასეთ ზედაპირს სინათლის ტალღის ზედაპირი ეწოდება.

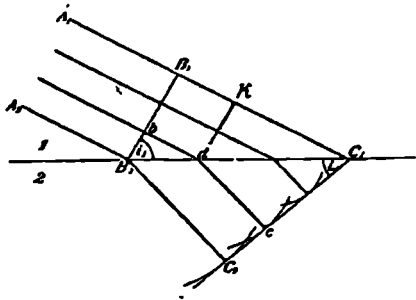
ოპტიკურად იზოტროპულ გარემოში სინათლის სხივები ტალღის ზედაპირისადმი ყოველთვის პერპენდიკულარული არიან. ამგვარად, პარალელურ სხივებს შეეფერება ამ სხივებისადმი პერპენდიკულარული ბრტყელი ტალღის ზედაპირები. ჩვენ ვხედავთ, რომ სინათლის ტალღის ზედაპირი განსაზღვრავს სხივების მიმართულებას.

532. ჰიუგენსი (Huygens) პრინციპი. წარმოვიდგინოთ, რომ მნათი L წერტილის გარშემო შემოვხაზოთ ტალღის ზედაპირი S (ნახ. 253). ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ამ ზედაპირის ყოველი წერტილი უნდა განვიხილოთ, როგორც რბევის ახალი წყარო, საიდანაც ტალღა ვრცელდება ყველა მიმართულებით. ამ პრინციპის მიხედვით S ზედაპირის გარეშე მდებარე P წერტილში არსებული მოძრაობა არის იმ მოძრაობათა შედეგი, რომლებსაც S -ზედაპირის m_0, m_1, m_2, \dots წერტილები P წერტილში იწვევენ.



ნახ. 253.

533. სინათლის დაბრუნება. ვთქვათ, რომ ბრტყელი ტალღა B_1B_2 (ნახ. 254) იზოტროპულ გარემოდან (ჰაერიდან) გადადის მეორე იზოტროპულ გარემოში (წყალში). ამ გარემოთა საზღვარს წარმოადგენს ბრტყელი ზედაპირი B_1C_1 . B_1B_2 ბრტყელი ტალღის ზედაპირზე ყველაწერტილებს რბევის ერთი და იგივე ფაზა აქვს (531). ვთქვათ, რომ B_1C_1 და B_2C_2 იმ მანძილებს გამოხატავენ, რომლებსაც სინათლე გადის ერთსა და იმავე დროის განმავლობაში ჰაერში და წყალში. მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ ვიდრე ტალღა ჰაერში B_1 -დან C_1 -მდე მიაღწევს, წყალში ის გავრცელდება ისეთი ტალღით, რომლის რადიუსი არის B_2C_2 .



ნახ. 254.

C_1 წერტილზე ნახაზის სიბრტყისადმი აღმართულ პერპენდიკულარზე გავალოთ ისეთი სიბრტყე, რომელიც აღნიშნულ სფეროს შეეხება C_2 წერტილში. მაშინ ზემონათქვამის თანახმად, ამ უკანასკნელი სიბრტყის C_1 და C_2 წერტილებს რბევის ერთი და იგივე ფაზა აქვთ; ამ სიბრტყის დანარჩენი წერტილებიც რბევის იმავე ფაზაში იმყოფებიან. ამგვარად, ეს სიბრტყე ყოფილა სინათლის ტალღის ზედაპირი წყალში. ამ ზედაპირისადმი პერპენდიკულარული ხაზი B_2C_2 არის, მაშასადამე, გადატეხილი სხივი, რომელიც შეეფერება დაცემულ A_1B_1 სხივს.

კუთხეები i_1 და i_2 , რომლებსაც დაცემული და გადატეხილი ტალღები B_1C_1 ზედაპირთან შეადგენენ, უდრიან დაცემისა და გადატეხის კუთხეებს. ნახაზიდან გამომდინარეობს:

$$\sin i_1 = \frac{B_1C_1}{B_2C_1}, \quad \sin i_2 = \frac{B_2C_1}{B_2C_2}$$

და, მაშასადამე;

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{B_1C_1}{B_2C_1} \cdot \frac{c_2}{c_1} = n_{12} \quad (98).$$

სადაც c_1 და c_2 წარმოადგენენ სინათლის გავრცელების სიჩქარეს ჰაერში და წყალში. ეს უკანასკნელები, ცხადია, ისე შეეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც B_1C_1 და B_2C_2 , რადგანაც $B_1C_1 = c_1t$ და $B_2C_2 = c_2t$, სადაც t არის ის დრო, რომლის განმავლობაშიაც სინათლემ გაიარა ეს მანძილები ჰაერში და წყალში.

შეფარდება $\frac{c_1}{c_2}$ მხოლოდ პირველსა და მეორე გარემოთა ბუნებაზეა დამოკიდებული; ამ დამოკიდებულებიდან შეიძლება n_{12} -ის განსაზღვრა. $n_{12} = \frac{c_1}{c_2}$ თანასწორობიდან შეგვიძლია მივიღოთ 456 §-ში მოყვანილი დამოკიდებულება: $n_{12} = n_{13} \cdot n_{32}$.

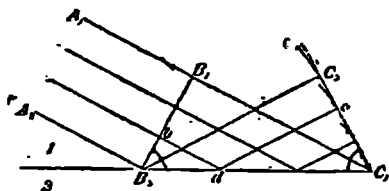
534. სინათლის ტალღური მოძრაობისა და ნიუტონის გამომდინარეების თეორია. როდესაც სინათლე ჰაერიდან წყალში გადადის, სხივი დაცემის წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარისაკენ მიიხრება, მაშასადამე, $n_{12} > 1$ და ამიტომ, სინათლის ტალღური თეორიის თანახმად, სინათლის გავრცელების სიჩქარე ჰაერში უფრო მეტია, ვიდრე წყალში, რაიც ფუკომ უშუალო ცდებით დაამტკიცა.

იმ თეორიის თანახმად, რომელსაც ნიუტონი იცაედა და რომელსაც სინათლის გამომდინარეების თეორია ეწოდება, სინათლის მოვლენა მდგომარეობს იმაში, რომ სინათლის სხივების მიმართულებით ვრცელდებიან უსასრულოდ მცირე უწონადო ნაწილაკები; ამ ნაწილაკებს ისერის მნათი წერტილი. სინათლის გავრცელების სიჩქარის შესახებ სხვადასხვა გარემოში ეს თეორია ისეთ შედეგს გვაძლევს, რომელიც ფუკოს ცდებს ეწინააღმდეგება.

535. დისპერსია. სიციარიელში ყოველი ფერის სხივი ვრცელდება ერთი და იმავე სიჩქარით. დისპერსიის ასახსნელად, მაშასადამე, უნდა ვიგულოვოთ,

რომ წონადს ნივთიერებაში უფრო მეტად გადამტეხი სხივები ნაკლები სიჩქარით ვრცელდება, ვიდრე ნაკლებად გადამტეხი სხივები, რაიც ტალღების სიგრძის უშუალო გაზომვით მტკიცდება.

536. სინათლის არეკვლა ისევე, როგორც გადატეხა, აიხსნება სინათლის ტალღური თეორიით (ნახ. 255), ამ ნახაზზე B_1B_2 დაცემულ



ნახ. 255.

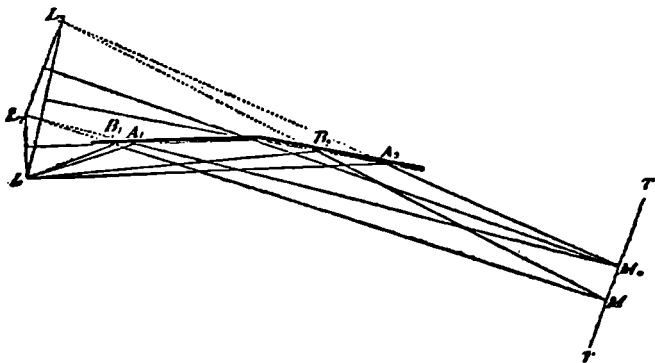
ტალღას, წარმოადგენს ხოლო C_1C_2 არეკვლილ ტალღას, რომელსაც B_2C_1 საზღვრიდან არეკვლილი ტალღები აჩენენ.

თავი 12. სინათლის ინტერფერენცია.

537. რომელიმე წერტილში სინათლის ინტენსივობა პირდაპირ პროპორციულია ამ წერტილში რხევის ამპლიტუდის კვადრატისა. 93 §-ის თანახმად, ეს სიდიდე პროპორციულია აგრეთვე ამ წერტილში ეთერის რხევის ენერჯიისა.

538. სინათლის ტალღური თეორიის თანახმად სინათლის ინტერფერენცია რომელიმე P წერტილში მაშინ ხდება, როდესაც ამ წერტილში სინათლე მოდის რამდენიმე სხვადასხვა გზით. თუ, მაგალითად, ორივე სხივის სელათა სხვაობა უდრის ნახევარ ტალღათა წყვილ რიცხვს, მაშინ სინათლე ამ წერტილში ძლიერდება; პირიქით, თუ ეს სხვაობა უდრის ნახევარ ტალღათა კენტ რიცხვს, მაშინ სინათლე P წერტილში შესუსტდება; თუ ამ უკანასკნელ შემთხვევაში ორივე ტალღის ამპლიტუდი ერთნაირია, მაშინ P წერტილში ტალღები ერთმანეთს მოსპობენ (§ 266 ნახ. 119) და სინათლე მოიხშობა.

539. ფრენელის (Fresnel) ცდა. ავიღოთ ორი ბრტყელი სარკე, რომელთა შორის კუთხე თითქმის 180° -ს უდრის (ნახ. 256). ამ სარკეების წინ მოვათავ-



ნახ. 256.

სათ მნათი L წერტილი. ამ სარკეების წინ მდებარე M წერტილში სინათლე მოვა LB_1M და LB_2M გზებით. პირველი სხივი არეკვლილია პირველი სარკის მიერ, მეორე სხივი—მეორე სარკის მიერ. სინათლე მოქმედებს ისე, თითქოს სხივები გამოდიან L_1 და L_2 წერტილებიდან, რომლებიც წარმოადგენენ L წერტილის გამოსახულებას სარკეებში. სხივების სელათა სხვაობა

$$LB_1M - LB_2M = L_1M - L_2M,$$

რადგანაც $LB_1 = L_1B_1$ და $LB_2 = L_2B_2$.

ამის გარდა რხევის ფაზის მხრივ სარკეების წინ სინათლე ისე მოქმედებს, თითქოს ეს სინათლე რხევის ერთსა და იმავე ფაზაში მყოფ L_1 და L_2 წერტილებიდან გამოდიოდეს. ამ ორი წერტილით შეიძლება შევცვალოთ მთელი ხელსაწყო, რომელიც მნათი P წერტილისა და სარკეებისაგან შედგება.

ჯერ ვიგულისხმობთ, რომ L გზანის მონოქრომატულ სინათლეს, რომლის ტალღის სიგრძე λ -ს უდრის. M_0 წერტილში (ნახ. 256), რომელიც L_1 და L_2 -ს მიმართ სიმეტრიულია, სხივების სვლათა სხვაობა 0-ს უდრის, სხივები ერთმანეთს აძლიერებენ.

სხვა რომელიმე წერტილში სვლათა სხვაობა ნულის თანასწორი არ იქნება. M_1, M_2, M_3, \dots წერტილებში, სადაც სვლათა სხვაობა არის $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \dots$ სინათლის ტალღები ერთმანეთს მოსპობენ; პირიქით M_2, M_4, M_6, \dots წერტილებში, სადაც სვლათა სხვაობა არის $2\frac{\lambda}{2}, 4\frac{\lambda}{2}, 6\frac{\lambda}{2}$ სინათლის ტალღები ერთმანეთს ვაძლიერებენ.

IT უკრანზე ამის გამო რიგრიგობით მივიღებთ ძნელსა და ნათელ ზოლებს, ეგრედწოდებულ ინტერფერენციულ ზოლებს, რომელთა სივანე ტალღის სიგრძესთან ერთად იზრდება.

თუ ცდას თეთრი სინათლით ვაწარმოებთ, მაშინ სხვადასხვა ფერის შესაფერი ზოლების სისტემები ერთმანეთს დაეფარებიან.

სხვადასხვა ფერის შესაფერი ზოლების სისტემები თანხედნილი რომ ყოფილიყვნენ, მაშინ ერთმანეთზე დაფარების დროს ჩვენ მივიღებდით თეთრსა და შავ ზოლებს. მაგრამ, რადგანაც სხვადასხვა ფერის სინათლისათვის ზოლების სივანე სხვადასხვანაირია, ამიტომ ჩვენ მივიღებთ ფერად ზოლებს.

ცდის დროს მნათი L წერტილის მაგიერ ვისარგებლოთ განათებული ვიწრო კვრიტით. რადგანაც ინტერფერენციით მიღებული გამოსახულება ნამდვილია, ამიტომ ეკრანის მაგივრად შეიძლება ვისარგებლოთ ტელესკოპით და მისი ოკულარით, როგორც ლუპით, გავსინჯოთ ინტერფერენციის ეს სურათი.

ინტერფერენციით მიღებული გამოსახულება აღნიშნულ თეორიას ზუსტად არ შეეფერება, რაც, ვებერის (Weber) თანახმად, სინათლის დიფრაქციით არის გამოწვეული.

თუ ცდის დროს მოჩვენებით L_1 და L_2 გამოსახულებათა მაგიერ ორ მნათ წერტილს ავიღებთ, მაშინ არაერთარ ინტერფერენციას ადგილი არ ექნება: აქედან დავასკვნით, რომ ორი დამოუკიდებელი მნათი წერტილის ფაზათა სხვაობა განუწყვეტლივ იცვლება. IB_1M და IB_2M სხივებს, რომლებიც ერთი და იმავე მნათი წერტილიდან გამოდიან, თანაშეუღლებული სხივები ეწოდება. მხოლოდ ასეთი სხივების ინტერფერენციაა შესაძლებელი.

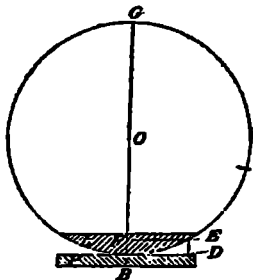
540. თხელი ფიკვიბიანის ფიკვიბი. ვთქვათ, არეკვლილ სხივებში მოთავსებულია მინის ფირფიტა, საპნის ბუშტი ან რაიმე სხვა გამჭვირვალე ნივთიერების თხელი ფენი. თუ ეს ფირფიტა სქელია, მაშინ იგი უფრო იქნება; მაგრამ თუ ფირფიტა თხელია მაშინ იგი ფერადია; ამასთანავე ამ თხელი ფირფიტის ფერი დამოკიდებულია მის სისქეზე.

ამ მოვლენის შესასწავლად ვისარგებლოთ ნიუტონის ხელსაწყოთი, რომელიც განათებულია მონოქრომატული სინათლით. მინის ბრტყელ ფირფიტაზე დადებულია მცირე სიმრუდის ბრტყელ-ამოზნექილი ლინზა. (ნახ. 257) ამათ შორის მოთავსებულია ჰაერის სხვადასხვა სისქის თხელი ფენი. შებების წერტილის გარშემო შემოვსახოთ მცირე რადიუსის წრეხაზი. ამ წრეხაზის ირგვლივ ჰაერის ფენის სისქე და, მაშასადამე, მისი ფერიც ერთი და იგივე იქნება. ამიტომ არეკვლილ

სინათლეში დავინახავთ კონცენტრულ ბნელ და ნათელ რგოლებს. მინების შეხების წერტილი ბნელი იქნება. ბნელი და ნათელი რგოლების დიამეტრი წითელი სხივებისათვის უფრო დიდია, ვიდრე სოსანი სხივებისათვის. თუ ვისარგებლეთ თეთრი სინათლით, მაშინ რგოლების ერთმანეთზე დაჯარებათ მივიღებთ ფერად რგოლებს.

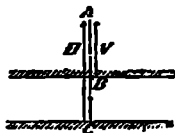
541. იშვანის თეორია (Th. Young). ჰაერის

თანაბარი სიღრმის ორ ნიჟარს შორის სინათლის სხივების მოთავსებით, ჰერცეის ექსპერიმენტის დროს AB სინათლის ერთი სხივი ფიფქის წინა სფეროიდან აირეკლება A წერტილში, სინათლის მეორე ნაწილი კი ჰაერის ფენში გადის და ფიფქის უკანა სფეროში B წერტილში აირეკლება იმავე AB მანძილზე. A და B წერტილები I და II ისობით. A და B -ს მიმართულებით ვრცელდება ორი არეკლილი სხივი. ამ სხივების სვლათა სხვაობა უდრის ფიფქის გაორკეცვულ სისქეს e . ი. $2l$ -ს; თუ $2l=0, 2 \cdot \frac{\lambda}{2}, 4 \cdot \frac{\lambda}{2}, \dots$, მაშინ სინათლე გაძლიერდება და პირიქით, თუ $2l = \frac{\lambda}{2}, 3 \cdot \frac{\lambda}{2} \dots$, მაშინ სინათლე მოიშობა.



ნახ. 257.

ნიჟარის ხელსაწყოში ჰაერის ფენის სისქე იცვლება და ამიტომ თუ იგი მონოქრომატული სინათლით არის განათებული, უნდა გამოჩნდეს ბნელ და ნათელი რგოლები. ცდა ეწინააღმდეგება ამ დებულებას იმ მხრივ, რომ იქ სადაც, თეორიის თანახმად, ნათელი რგოლი უნდა ყოფილიყო, ბნელი რგოლი მოჩანს: შეხების წერტილში, სადაც ფენის სისქე თითქმის ნულს უდრის, თეორიის თანახმად, ნათელი ადგილი უნდა მიგვეღო, ცდის დროს კი ეს ადგილი ბნელია.



ნახ. 258.

თეორია გეაწეაღის, რომ თუ სინათლის არეკლა ხდება ოპტიკურად უფრო მკვრივ გარემოდან (მინიდან) ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივ გარემოში (ჰაერში), მაშინ იკარგება ტალღის ნახევარი. პირიქით თუ არეკლა ხდება ნაკლებად მკვრივ გარემოდან უფრო მკვრივ გარემოში (ჰაერიდან მინაში), მაშინ ტალღის ნახევარი არ იკარგება.

თუ დავუბრუნდებით ნიჟარის რგოლებს, მაშინ უნდა აღინიშნოს შემდეგი: იმ ადგილას, სადაც ლინზა ბრტყელ ფიფქს ეხება, მოთავსებულია ჰაერის უსასრულოდ თხელი ფენი. ფენის ამ სისქეს სხივების სვლათა სხვაობისთვის მნიშვნელობა არა აქვს. სამაგიეროდ, როდესაც სხივი აირეკლება ჰაერის ამ ფენის ზედაპირიდან. ლინზაში, ტალღის ნახევარი არ იკარგება, პირიქით, ბრტყელი მინის ზედაპირიდან არეკლის დროს ტალღის ნახევარი იკარგება. ამიტომ სვლათა სხვაობა ხელსაწყოში ამ ცენტრალურ ადგილისთვის უდრის $\frac{\lambda}{2}$ და ამიტომ ეს ად-



ნახ. 259.

გილი ბნელი იქნება. ამგვარად სხივების სვლათა სხვაობა დამოკიდებულია არა მარტო გზათა სხვაობაზე, არამედ არეკვლის პირობებზედაც. თუ ნიუტონის რგოლების შესწავლის დროს ამასაც მხედველობაში მივიღებთ, მაშინ თეორია ცდას საფუძვლით ეთანხმება. აქედან გიმომდინარეობს, რომ სხივების ნამდვილი სვლათა სხვაობა ბრტყელ ფირფიტისათვის უდრის $2d + \frac{\lambda}{2}$. აქედან ცხადია, რომ თუ $2d$ არის ტალღის ნახევართა წყვილი რიცხვი, მაშინ სინათლე მოისპობა და თუ $2d$ უდრის ტალღის ნახევართა კენტ რიცხვს მაშინ სინათლე გაძლიერდება.

543. ტალღის სიხშირის გაზომვა. ნიუტონის რგოლებში პირველი ბნელი რგოლი იქ ჩნდება, სადაც ჰაერის ფენის ორმაგი სისქე $2d = \lambda$. ანუ $d = \frac{\lambda}{2}$. ვთქვათ, $f = FE$ არის ერთ-ერთი რგოლის რადიუსი (ნახ. 257) $d = DE$ არის ჰაერის ფენის სისქე იმ ადგილას, სადაც მოხსენებული ბნელი რგოლი სჩანს; R — ლინზის სიმრუდის რადიუსი, მაშინ 257 ნახაზის თანახმად გვექნება:

$$d : \rho = f : 2R - d.$$

ჩაგრამ რადგანაც $2R$ -თან შედარებით d უსასრულოდ მცირეა, ამიტომ.

$$d = \frac{\rho^2}{2R}.$$

ამგვარად. თუ ρ_1 არის პირველი ბნელი რგოლის რადიუსი, მაშინ,

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{\rho_1^2}{2R}$$

ანუ

$$\lambda = \frac{\rho_1^2}{R} \quad \cdot (99)$$

ამ გზით ნიუტონმა პირველმა გაზომა სინათლის ტალღის სიგრძე.

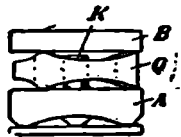
544. თხელი და სქელი ფირფიტები. თუ ჰაერის ფენის ორმაგი სისქე $2d$ უდრის რომელიმე ფერის ტალღის სიგრძეს, მაგ. $0,650 \mu$ -ს, გარკვეული წითელი სხივის ტალღის სიგრძეს, მაშინ ეს სისქე შესაძრევად არ განსხვავდება დანარჩენი წითელის სხივების ტალღის სიგრძისაგან. ასეთი ფირფიტიდან არეკვლილ სინათლეში სპექტრის წითელი ნაწილი თითქმის მოსპობილი იქნება, პირიქით, ასეთი ფენის ორმაგი სისქე ამ შემთხვევაში უდრის ლურჯი სხივის ტალღის ნახევრის გასამკვეცებულ სიგრძეს $\frac{0,433 \cdot 3}{2} = 0,650$ ამის გამო, არეკვლილ სინათლეში ლურჯი სხივები გაძლიერებული იქნებიან და ფირფიტა ლურჯი ფერისა იქნება.

ვთქვათ ჰაერის ფენის ორმაგი სისქე დიდად აღემატება გარკვეული ფერის სინათლის ტალღის სიგრძეს, მაგალითად იგი უდრის $50, 0,650 \mu$ ანუ $100 \cdot \frac{0,650}{2} \mu$. ცხადია, ამ ფენის ეს ორმაგი სისქე ასეც შეიძლება დაიწეროს: $50,5 \cdot 0,644 \mu =$

$$= 101 \cdot \frac{0,644}{2} \mu \text{ ანდა კიდევ ასე: } 51 \cdot 0,637 \mu = 102 \cdot \frac{0,637}{2} \mu \text{ და ასე შემდეგ. აქ}$$

ჩვენ განვიხილეთ ერთი ფერის სამი სხივის ტალღის სიგრძე (0,650 μ , 0,644 μ და 0,637 μ). ჰაერის ამ ფენიდან არეკლილ სინათლეში პირველი და მესამე ტალღა მოსპობილი იქნებიან, მეორე კი არა. (იხ. § 541).

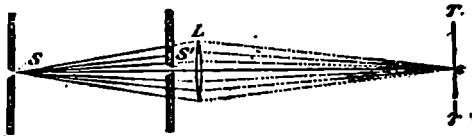
ამგვარად, სპექტრის ყველა ნაწილებიდან იკარგება ვიწრო ზოლები, რასაც არეკლილი სინათლის სპექტრალური ანალიზი ადასტურებს; არეკლილ სინათლეში დარჩებიან ყველა მთავარი ფერების სხივები, რომლებიც ერთად თეთრ სინათლეს მოგვცემენ. ამის გამო, სქელი ფენები, რომლებიც ნატრიუმისაღის ჰომოგენურ არეკლილ სინათლეში ბნელ და ნათელ ზოლებს გვაძლევენ, თეთრ სინათლეში უფრო იქნებიან. ერთგვაროვანი სინათლით რომ გვესარგებლა, მაშინ უნდა მიგველო ინტერფერენციის ნათელი და ბნელი ზოლები, რა სისქისაც არ უნდა ყოფილიყო ჰაერის ფენი მინის ფირფიტების შორის და მაშასადამე, რაც უნდა დიდი ყოფილიყო სხივების სვლათა სხვაობა. მართლაც, თუ ვისარგებლეთ სინდიის ერთგვაროვანი სინათლით, რომლის ტალღის სიგრძე უდრის 0,546 μ , მაშინ იმ შემთხვევაშიაც კი, როდესაც სხივების სვლათა სხვაობა 790000 ტალღის სიგრძეს უდრის, ინტერფერენცია მოხდება; ჰაერის ფენის ერთი სანტიმეტრის სისქის დროსაც კი სულ ადვილად შეიძლება სინდიის სინათლით ინტერფერენციის ზოლები მიღება.



ნახ. 259 ა.

თავი 13 სინათლის დიფრაქცია

545. დიფრაქცია ვიწრო ზარიდან სინათლის გახვლის დროს. შემკრები L ლინზის დახმარებით (ნახ. 260) IT ეკრანზე მივიღოთ S კვრიტის ნამდვილი და მკაფიო გამოსახულება. სინათლე რომ მხოლოდ სწორხაზოვანად ვრცელდებოდეს, სხივების გზაზე მეორე S' კვრიტის მოთავსება გამოიწვევდა კვრიტის გამოსახულების მხოლოდ შესუსტებას, ვინაიდან კვრიტიანი მეორე ეკრანი სხივების ნაწილს არ გაუშვებდა. გამოსახულების ამ შესუსტებას მართლაც აქვს ადგილი, თუ

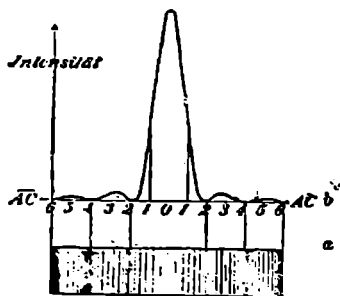


ნახ. 260.

კვრიტე S' საკმაოდ განიერია. თუ ეს კვრიტე უფრო და უფრო შევავიწროვებთ, მაშინ კვრიტის გამოსახულება ეკრანზე გაგანიერებას დაიწყებს, გამოსახულების ორივე ნაპირი დაკარგავს მკაფიობას და ამავე დროს გამოჩნდება ფერადი ზოლები, რომელთა შორისაც მოთავსებული იქნება ბნელი ზოლები. (ნახ. 261).

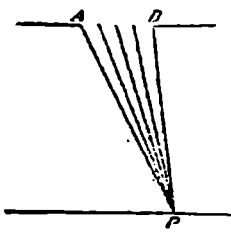
ასეთივე სურათს დავინახავთ, თუ ვიწრო კვრიტის საშუალებით შევხედავთ მეორე განათებულ კვრიტს, რომელიც პირველი კვრიტის პარალელურია. ერთგვაროვან სინათლეში გამოჩნდება ბნელი და ნათელი ზოლები და ამავე დროს შევამჩნევთ, რომ ეს ზოლები ლურჯ სინათლეში უფრო ახლო-ახლო არიან ერთ-

მანეთთან, ვიდრე წითელ სინათლეში. ამ ზოლების ერთმანეთზე დალაგება მოგ-
 ცემს კვრიტის ისეთ გამოსახულებას. რომელსაც თეთრ სინათლეში ვხედავთ.
 ამ მოვლენას. რომელიც ახლავს სხნათლის სწორხაზოვანი გავრცელების კა-
 ნონის დარღვევას, დიფრაქცია ეწოდება. თუ სინათლის ტალღა გადის ვეტად
 ვიწრო კვრიტეში, მაშინ დიფრაქცია იმ-
 დენად ძლიერია. რომ სინათლის სწორ-
 ხაზოვანი გავრცელება შეუმჩნეველია.



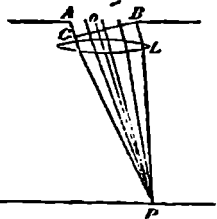
ნახ. 261.

სიბრტყის პარალერული არიან. ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად განათებული
 კვრიტის თითოეული წერტილი წარმოადგენს სინათლის ტალღების ახალ წყა-
 როს. ყველა ეს წერტილები რყევის ერთნაირ ფა-
 ზაში იმყოფებიან და გზავნიან ტალღებს ყველა მი-
 მართულებით. ამგვარად, კვრიტის უკან მოთავსე-
 ბულ ეკრანის P წერტილში მრავალი სხივები მო-
 კმედებენ და ინტერფერირებენ.



ნახ. 262.

რომლითაც დიდი გაპარტივების მიღება შეიძლება. თეორიული თვალსაზრისით,
 შეეფერება 545 §-ში მოხსენებულ დაკვირვების სუბიექტურ მეთოდს. ლინზის
 შავიერობას ეწევა თვალის, ეკრანის როლს კი ასრუ-
 ლებს ბადურა. თუ ფრაუნჰოფერის მიხედვით ჰოგ-
 რის ობიექტივის წინ კვრიტეს მოვათავსებთ. მაშინ
 L ლინზის შავიერობას გასწევს ჰოგრის ობიექტივი,
 ეკრანისას—მისი ფოკალური სიბრტყე, ფრენელის
 ცდაში ხმარებულ ლუპის როლს კი ასრულებს ოკუ-
 ლარი.



ნახ. 263.

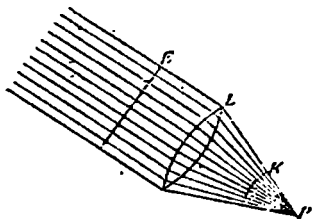
546. დიფრაქციის თეორია. AB

წარმოადგენს კვრიტეს (ნახ. 262), რომელიც ნახაზის სიბრტყის პერპენდიკულარულია. მნათი წერტილი მდებარეობს უსასრულოდ შორს კვრიტის შუა გავლებულ მის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულ ხაზზე. ეს წერტილი გზავნის ბრტყელ ტალღებს, რომლებიც კვრიტის

547. ვთქვათ, კვრიტის უკან მოთავსებულია ლინზა L , მის ფოკალურ სიბრტყეში კი—ეკრანი (ნახ. 263). მაშინ კვრიტის გამოსახულების P წერტილში ურთიერთ მოკმედებენ დიფრაქცია ქმნილი მხოლოდ ის სხივები, რომლებიც ლინზას ეცემიან გარკვეული nP მიმართულებით. ეს მოწყობილება,

548. სხივების სვლათა სხვაობა. ყოველ სხივზე, რომელიც სინათლის ორი ტალღის ზედაპირს აერთებს, ტალღების ერთიდაიგივე რიცხვი თავსდება. ვთქვათ, შორს მოთავსებული მნათი წერტილი შეეკრებ ლინზისაკენ გზავნის პარა-

ლელურ სხივებს; ასეთ შემთხვევაში ლინზის წინ სხივებისადმი პერპენდიკულარული სიბრტყეები F წარმოადგენენ ტალღის ზედაპირებს. (ნახ. 264). ლინზის უკან კი ტალღის ზედაპირები წარმოადგენენ P წერტილიდან შემოწერილ სფერულ H ზედაპირებს. ეს უკანასკნელი



ნახ. 264.

თანდათან მცირდება და ბოლოს P წერტილში წერტილად გადაიქცევიან. ამიტომ ყველა იმ სხივებზე, რომლებიც აერთებენ ლინზის წინ მდებარე ტალღის ზედაპირის წერტილებს P წერტილთან, ტალღების თანასწორი რიცხვი მოთავსდება, და ამიტომ P წერტილში სხივების სკალათა სხვაობა ნული იქნება. მაგრამ თუ, როგორც ეს 547 §-ში იყო მოხსენებული, დიფრაქციაქნილ სხივებს ლინზის წინ L სიბრტყეში რაიმე სკალათა სხვაობა (BC , ნახ. 263) აქვთ, მაშინ ასეთივე სკალათა სხვაობით P წერტილში მათი ინტერფერენცია მოხდება.

549. **ფრაუნჰოფის დიფრაქციის თეორია.** იმ კუთხეს, რომელსაც შეადგენენ დიფრაქციაქნილი სხივები კვრიტეს ფართობისადმი ნორმალთან და რომელიც ABC კუთხეს უდრის (ნახ. 263), დიფრაქციის კუთხე ეწოდება; იმ სხივებს კი, რომლებაც კვრიტეს A და B ნაპირებიდან მოდიან, განაპირა სხივები ეწოდება.

დიფრაქციის კუთხის გადიდებასთან ერთად იზრდება აგრეთვე განაპირა სხივების სკალათა სხვაობაც AC . ეს უკანასკნელები გამოეხატოთ აბსცისებით, დიფრაქციაქნილ სხივების ინტენსივობა კი—ორდინატებით (ნახ. 261_ა); თუ დიფრაქციის კუთხე ნულს უდრის (ნახ. 265), მაშინ BC დაემთხვევა BA -ს; ეკრანზე ყველა სხივების სკალათა სხვაობა იქნება ნული და სხივები ერთმანეთს გააძლიერებენ (ნახ. 261_ა, წერტილი O .)

თუ დიფრაქციის კუთხის გადიდების დროს (ნახ. 265_ა) განაპირა სხივების სკალათა სხვაობა არის $AC = \frac{\lambda}{2}$; მაშინ ეს სხივები ერთმანეთს მოსპობენ; დანარჩენ სხივებს შედარებით მცირე სკალათა სხვაობა ექნებათ და, მაშასადამე, სინათლის ერთგვარ ინტენსივობას მიიღებთ (ნახ. 261_ა, წერტილი 1).

ეთქვას $AC = \lambda$ (ნახ. 265_ა); ხერგლის მთელი სიგრძე შეგვიძლია გავყოთ ორ თანასწორ ნაწილად და თუ ამ ორივე ნაწილში წერტილები A და b ისე შევარჩიეთ, რომ იმათთვის სხივების სკალათა სხვაობა ეთანასწორებოდეს $\frac{\lambda}{2}$ -ს, მაშინ ეს სხივები ერთმანეთს მოსპობენ (ნახ. 261_ა).

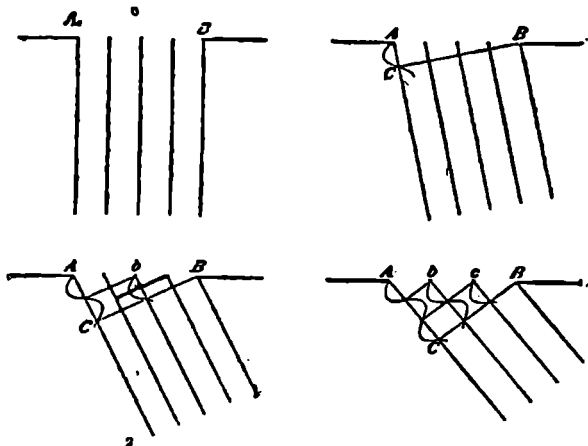
თუ $AC = 3 \frac{\lambda}{2}$ (ნახ. 265_ა), მაშინ კვრიტე შეიძლება გაიყოს სამ თანასწორ ნაწილად: პირველ ორ ნაწილში მდგომარეობა ისეთივე იქნება, როგორც წინა შემთხვევაში (მთელი კვრიტე) და ამიტომ ამ ნაწილების სხივები ერთმანეთს მოსპობენ. მესამე ნაწილში დიფრაქციის მოვლენას ისეთივე სახე ექნება, როგორც 265_ა ნახაზზე და, მაშასადამე, მიიღებთ სინათლის ერთგვარ ინტენსივობას (ნახ. 261_ა, წერტილი 3). მაგრამ ეს ინტენსივობა ნაკლები იქნება ვიდრე 1

წერტილში, ვინაიდან ამ შემთხვევაში ზოქმედებს ხერელის მხოლოდ ერთი მესამედი. ასეთივე მიზეზით არის გამოწვეული ის გამოსახულება, რომელსაც სხივები გვაძლევენ დიფრაქციის შემდგომ (ნახ. 261_ა).

წერტილები 1, 2, 3. . . შეეფერებიან დიფრაქციის იმ კუთხეებს, რომელ-

თა $\sin\alpha$ -ებიც უდრიათ: $\frac{\lambda}{\beta}, \frac{2\lambda}{\beta}, \frac{3\lambda}{\beta}$. სადაც β არის კვრიტის სიგანე. აქედან

ჩანს, რომ დიფრაქციის კუთხე წითელი ფერის სხივებისათვის უფრო მეტია, ვიდრე ლურჯი სხივებისათვის, რაც ცდას სახეებით ეთანხმება. თუ კვრიტის სიგანე β სინათლის ტალღის λ სიგრძესთან შედარებით მეტად დიდია, მაშინ



ნახ. 265.

დიფრაქციის კუთხეები, რომლებიც 1, 2, 3. . . წერტილებს შეეფერებიან, მეტად მცირენი იქნებიან და ამიტომ ხერელის დიფრაქციული გამოსახულება გაითქვიფება ხერელის ჩვეულებრივ გამოსახულებაში და დიფრაქციის მოვლენა შეუმჩნეველი იქნება. ამ შემთხვევაში საქმე გვექნება სინათლის სწორხაზოვან გავრცელებასთან. ის გარემოება, რომ სინათლის სწორხაზოვან გავრცელებას ადგილი აქვს ვიწრო კვრიტის შემთხვევაშიც კი, იმას ამტკიცებს რომ, როგორც ეს ზემოთ იყო ნათქვამი, სინათლის ტალღის სიგრძე მეტად მცირეა. ბგერის ტალღის სიგრძე სინათლის ტალღის სიგრძესთან შედარებით დიდია და ამიტომ ხერელის ერთიდაიმავე სიგანის დროს ბგერის ტალღების დიფრაქცია შეუდარებლად ძლიერია.

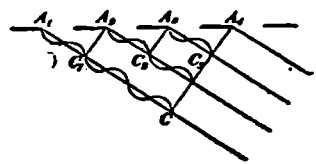
550. სალიფრაქციო მანქანი. განვიხილოთ დიფრაქციის მოვლენა, როდესაც ჩვენ გვაქვს დიდი რაოდენობის მეტად ვიწრო, თანასწორი და პარალელური კვრიტეები, რომლებიც ერთიმეორისაგან თანასწორად არიან დაშორებული. ეს იქნება ე. წ. სადიფრაქციო მესერი. მესერის ორ მოსახლვერ კვრიტის ცენტრების შორის მანძილს მესერის სიგანე ანუ პერიოდი ეწოდება.

ასეთი მესერის მისაღებად მიწის ფირფიტაზე აღმასით გაფხაქნიან წვრილ პარალელურ ხაზებს. გაფხაქნილი ხაზები მკრქალნი იქნებიან და ამიტომ ეს ხაზები არაგამკვირვალე ეკრანების როლს ასრულებენ; ის ადგილები კი სადაც ასეთი ხაზები გავლებული არ იქნება, ვიწრო კვრიტეების როლს თამაშობენ. როულენმა (Rowland) სადიფრაქციო მესერი მოამზადა ლითონის გაპრიალეზულ ზედაპირზე. ასეთი მესერი დიფრაქციის სურათის დანახვა შეიძლება არეკლილ სინათლეში. ლითონის ზედაპირზე გაფხაქნილი ხაზები სწორედ ის ადგილებია, საიდანაც არეკლვა არ ხდება.

თუ ლითონის ზედაპირი ამოზნექილ სარკის ზედაპირს წარმოადგენს, მაშინ დიფრაქციის სურათის მიღება უღინზოდაც შეიძლება.

551. ღიზრადცია ვართვაროვან სინათლეში. თუ მიწის სადიფრაქციო მესერით ვუკცქერით მონოქრომატული სინათლით განათებულ კვრიტეს, მაშინ კვრიტის ნათელი გამოსახულების ორივე მხარეს დავინახავთ დიფრაქციულ გამოსახულებათა მთელ რიგს, რომელთა ინტენსივობაც ნათელ ზოლიდან დაშორებასთან ერთად თანდათანობით მცირდება. ამასთანავე უნდა აღინიშნოს, რომ ზოგიერთი დიფრაქციული გამოსახულება შეიძლება მეტად მკრთალიც იყოს.

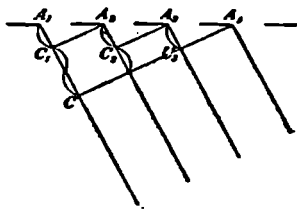
552. თეოკია. ნახ. 266 წარმოადგენს რამდენიმე ერთი მეორის მომდევნო კვრიტეს. სხივები, რომლებიც A_1, A_2, A_3 რომელიმე ერთი მიმართულებით დიფრაქციას განიცდიან, ერთმანეთს გააძლიერებენ, თუ, როგორც ეს 266 ნახ-ზე არის ნაჩვენები, მათი სელათა სხვაობა უდრის ტალღის სიგრძის ნახევართა წყვილ რიცხვს. დიფრაქციის იმ კუთხეებს, რომლებსათვისაც ეს მოხდება, კვრიტის ნათელი გამოსახულებანი შეეფერებიან.



ნახ. 266.

თუ სელათა ეს სხვაობა უდრის $\frac{\lambda}{2}$ (ნახ. 267), მაშინ ერთმანეთს სპობენ. ის სხივები, რდმლებიც გამოდიან 1 და 2, 3 და 4 ხვრელებიდან და ასე შემდეგ; თუ სელათა ეს სხვაობა უდრის $\frac{\lambda}{100}$, მაშინ ერთმანეთს მოსპობენ ის სხივები, რომლებიც გამოდიან 1 და 51, 2 და 52, 50 და 100 კვრიტეებიდან და ასე შემდეგ.

ასე რომ, თუ ამ უკანასკნელ შემთხვევაში, დიფრაქციის შესაფერ კუთხის სხივებმა ერთმანეთი უნდა მოსპონ, მესერს უნდა ჰქონდეს 100 კვრიტე. ეს მსჯელობა ნათელჰყოფს იმას, რომ მთელი ის სინათლე, რომელიც არ შეეფერება სელათა სხვაობებს: $\lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ ინტერფერენციის გამო მით უფრო მოისპობა საესებით ე. ი. დიფრაქციის სურათი მით უფრო მკაფიო და ვიწრო იქნება, რაც უფრო დიდია კვრიტეების რიცხვი.



ნახ. 267.

553. ტალღის სიგრძის ზამოცხადება. როგორც ზემონათქვამიდან ჩანს, ხერე-
ლის პირველ დიფრაქციულ გამოსახულებას შეეფერება დიფრაქციის კუთხე α ,
რომლისათვისაც (ნახ. 266):

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0}, \text{ სადაც } \alpha \text{ არის მესერის პერიოდი. ამგვარად:}$$

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \sin \alpha.$$

ამ ფორმულის დახმარებით სინათლის ტალღის სიგრძის გაზომვა დიდი
სიზუსტით შეიძლება. ხელსაყრელ პირობებში ეს სიზუსტე შეიძლება იყოს
0,00001.

554. დიფრაქციული სპექტრები. 552 §-ის თანახმად, სინათლის ტალღის
 λ სიგრძის გადიდებამან ერთად იზრდება აგრეთვე დიფრაქციის კუთხე α : ამიტომ
თუ ხერეღს თეთრი სინათლით გავანათებთ, მაშინ სხვადასხვა ფერის სხივებისა-
თვის მივიღებთ შესაფერ დიფრაქციულ გამოსახულებებს და, მაშასადამე, ხერე-
ლის გამოსახულება მკვეთრად მივიღებთ პირველი, მეორე და ასე შემდგომ რი-
გობის სპექტრებს, რომელთა სიგრძე მით უფრო მეტი იქნება, რაც უფრო ვიწ-
რო არის მესერის კერიბრები. თუ მზის სხივებით ვისარგებდებით, მაშინ, ცხადია,
სპექტრებში გამოჩნდება ფრაუნჰოფერის ხაზები.

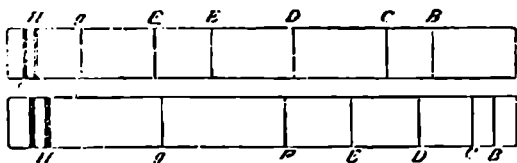
555. პრიზმატული და დიფრაქციული სპექტრების შედარება. პრიზ-
მატულ სპექტრში წითელი სხივი ყველა სხივებზე ნაკლებად გადაიხრება, დიფ-
რაქციულ სპექტრში კი—მეტად. უფრო მნიშვნელოვანი განსხვავება იმაში მდგო-
მარეობს, რომ ფერადი ზოლების სიგანე ორივე სპექტრში ერთნაირი არ არის,
სახელდობრ მაშინ, როდესაც პრიზმატულ სპექტრში სპექტრის ლურჯი ნაწი-
ლისაგან დისპერსიის გადიდების გამო ლურჯ სინათლეს წითელთან შედარებით
მეტო ადგილი უჭირავს, დიფრაქციულ სპექტრში სინათლის განშლა თანაბარია;
ე. ი. თუ წარმოიდგინოთ, რომ დიფრაქციული სპექტრი დაყოფილია მილიმეტრე-
ბიან ზოლებად, მაშინ დიფრაქციის მკვეთრ კუთხეების შემთხვევაში თითოეული
ზოლისათვის ტალღის სიგრძე ერთიდაიგივე სიდიდით მატულობს. ამიტომ დი-
ფრაქციულ სპექტრს ნორმალური სპექტრი ეწოდება.

ნახ. 268 მიულერის (Müller) მიხედვით წარმოადგენს ერთიდაიმავე სი-
გრძის ორ სპექტრს; ერთი მათგანი ნორმალურია, მეორე კი მიღებულია ფლინტ-
გლასის პრიზმით. ნორმალურ სპექტრში წითელი ნაწილი თითქმის სამჯერ
გრძელია, ვიდრე პრიზმატულ სპექტრში, იმ დროს როდესაც ლურჯი ნაწილი
 H -დან F -მდე ნორმალურ სპექტრში თითქმის ორჯერ მოკლეა, ვიდრე ფლინტ-
გლასის სპექტრში.

555^a. მახვილის განშლადობის უნარი. ვთქვათ, ხაზოვან სპექტრში A ხაზის
ტალღის სიგრძე არის λ , მოსაზღვრე B ხაზის ტალღის სიგრძე კი— $\lambda + \Delta\lambda$. თუ
 $\Delta\lambda$ მეტად მცირეა, მაშინ A და B ხაზები ერთმანეთს ემთხვევიან. თუ $\Delta\lambda$ არის
 $\Delta\lambda_0$ -ის ის უმცირესი მნიშვნელობა, რომლის დროსაც A და B ხაზები ჯერ კი-
დეც ცალ-ცალკე მოჩანან, მაშინ $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ -ს ეწოდება მონაცემ ტალღის სიგრძისა-
თვის მესერის განშლადობის უნარი. მესერის ხერელების რიცხვის გადიდებამან
ერთად, 552 §-ის თანახმად, კერიბრის გამოსახულებანი, ვიწროვდებიან და

უფრო მკაფიოდ მოჩანან. ასე, რომ მესერის განშლადობის უნარი ხერელების რიცხვის გადიდებასთან ერთად იზრდება. პირველი რიგობის სპექტრისათვის ეს უნარი ხერელების რიცხვს უდრის. ნატრიუმის D_1 და D_2 ხაზებისათვის $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ დაახლოებით 1000-ს უდრის. ამიტომ პირველი რიგობის სპექტრის D ხაზის D_1 და D_2 ხაზებად დასაშლელად ხერელების რიცხვი უნდა უდრიდეს 1000-ს.

მესერის განშლადობის უნარზე გავლენას არ ახდენს არც მესერის პერიოდის შემცირება და არც ოკულარის გამადიდებლობის გაძლიერება. ყოველი სპექტრისათვის



ნახ. 268.

ანტერფერენცია ხელსაწყო მასზე დაცემულ სინათლეს შემადგენელ ფერებად შლის. განშლადობის დიდი უნარი აქვს მაიკელსონის სპექტროსკოპს და ლუბერ-გერკეს ფირფიტას.

555ბ. სპექტრალური სერიები. სპექტრალური ხაზების ხტოვბტოვა. მას შემდეგ რაც ბუნებში და კირხჰოფმა ქიმიური ელემენტების ხაზოვანი სპექტრები გამოიყენეს ქიმიური ანალიზისათვის, ამ სპექტრების გამოკვლევამ მოგვცა ახალი შედეგები, რომლებიც საფუძვლად დაედო ატომის სტრუქტურის ახალ თეორიას.

1. ხშირად ხაზოვანი სპექტრების ხაზები ჯგუფდებიან სერიებად, რომლებიც შეიძლება გამოვხატოთ მათემატიკური მარტივი ფორმულებით.

ამგვარ უძველეს განთქმულ სერიად უნდა ჩითვალდეს ბალმერის წყალმბადის სერია; ეს სერია დიდი სიზუსტით წარმოგვიდგენს წყალმბადის იმ სპექტრს, რომლის ხაზები წითელი ბოლოდან დაწყებული აღინიშნებიან $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, \dots$ ბალმერის ფორმულა ამ ხაზებისათვის ასე შეიძლება დაიწეროს:

$$V_m = 3,29 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

სადაც m -ის ნაცვლად უნდა ჩაისვას 3, 4, 5. . ., V_m არის სიხშირე ანუ m ხაზის რყევათა რიცხვი. სპექტრის ლურჯი ბოლოსაკენ ხაზების შორის მანძილი მცირდება და სერიის საზღვარზე იგი ბოლოვდება ზღვარული სიხშირით, რომელიც ბალმერის სერიისათვის $= \frac{1}{4} \cdot 3,29 \cdot 10^{15}$ (როდესაც $m = \infty$).

ხაზების სისტემა გამოუკლებლივ იშლება რამდენიმე სერიად და ამასთან ერთად ამ ხაზების სერიებად დაჯგუფება პირველად წარმოებდა ისეთ საერთო თვისებათა მიხედვით, როგორიც არის მკაფიობა, ან ბუნდოვანობა;

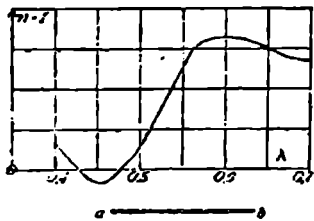
2. სპექტრალური ხაზების სტრუქტურა:

ა) განშლადობის დიდი უნარის მქონე სპექტროსკოპებში მრავალი ხაზები, რომლებსაც წინად მარტივ ხაზებად სთვლიდენ, ხაზების კომპლექსები აღმოჩნდნენ;

შავ. ბალმერის სერიის ხაზები ორმაგნი აღმოჩნდნენ; სინდიყის ზოგიერთი წერილი ხაზი დაიშალა მთავარ ნათელ ხაზად და მეორე უფრო მკრთალ ხაზად. (თანამგზავრი).

ბ) ამის გარდა, ყოველ სპექტრალურ ხაზს ახასიათებს გარკვეული სიგანე ე. ი. ყოველ ხაზს უკირავს სპექტრის მცირე ფართობი და მისი ინტენსივობა სწრაფად მცირდება შუა ნაწილიდან ნაპირებისაკენ. საკმაოდ მკვირვებულ გაზებში სინათლის გამომსხივებელ ატომზე გავლენას ახდენენ მოსაზღვრე მოლეკულები, თუმცა დიდი გათხელების დროსაც კი სპექტრალურ ხაზებს ერთგვარი სიგანე ზაინც აქვს. ეს მოვლენა აიხსნება დოპლერის პრინციპით; საქმე ის არის, რომ მნათი ატომები უშვებენ სხვადასხვა სიგრძის ტალღებს, იმის მიხედვით, თუ როგორია მოლეკულების სითბური მოძრაობის ძალა და მიმართულება. ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად მცირდება მოლეკულების სითბური მოძრაობა და ამასთან ერთად მცირდება სპექტრალური ხაზის სიგანეც.

555°. ანომალური დისპერსია. ანომალურ დისპერსიას ადგილი აქვს შთანთქმის ინტენსიურ ზოლის მახლობლად. კუნდტის მიხედვით ამ მოვლენის დემონსტრაცია უნდა ხდებოდეს ორ გადაჯვარედინებულ პრიზმის საშუალებით. ამასთანავე მიზანწეწონილი იქნება პირველი პრიზმა. შეიცვალოს სადიფრაქციო მესერი, რომლის ხერხები ვერტიკალურად უნდა იყენენ მოთავსებული. ასე მივიღებთ ჰორიზონტალურ სპექტრს, რომელშიაც გადახრა ტალღის სიგრძის პროპორციული იქნება, ანუ 268° ნახაზზე პროპორციული იქნება აბსცისებისა.



ნახ. 268 ა.

ამ სპექტრს გავატარებთ ფუქსინის პრიზმაში, რომელსაც აქვს მცირე გადამტეხიკუთხე, ჰორიზონტალური გადამტეხი წიბო და ზევით მოქცეული ფუძე. სხივები ეცემა ამ პრიზმას თითქმის პერპენდიკულარულად. ფუქსინს ab -სთან აქვს შთანთქმის ინტენსიური ზოლი (ნახ. 268^ა) ნორმალური დისპერსიის დროს ვიღებთ დახრილად მოთავსებულ სპექტრს, რომელშიაც გადახრა თანდათან მატულობს სპექტრის წითელი ნაწილიდან ლურჯი ნაწილისაკენ, პირიქით პფლიუგერის

(Pflüger) მიხედვით სპექტრს აქვს 268° ნახაზზე ნაჩვენები სახე; ამასთანავე ორდინატები გადახრის პროპორციული არიან, ე. ი. $(n-1)$ -ის პროპორციული²⁾. თუ შთანთქმის ზოლს წითელი ბოლოდან მიეუახლოვდებით, დავინახავთ, რომ გადატეხის მაჩვენებელი n სწრაფად იზრდება, შემდეგ კი შთანთქმის ზოლში იგი ერთზე ნაკლებია და მხოლოდ სოსან სინათლეში კვლავ ერთზე მეტია. როგორც ვხედავთ, წითელი სხივები უფრო მეტად ტყდებიან, ვიდრე ლურჯი სხივები. ტალღის $0,461\mu$ სიგრძის დროს გადახრა აბსცისთა

²⁾ 268° ნახაზზე აბსცისები პროპორციული არიან ტალღის სხვადასხვა სიგრძისა. (აღნიშნული არიან ნახაზზე), ორდინატების მნიშვნელობა ასეთია: ხაზი $0a$, საიდანაც ათვლება ორდინატები შეეფერება გადატეხის მაჩვენებელს $n=1$, უახლოესი ჰორიზონტალური ხაზი შეეფერება გადატეხის მაჩვენებელს $n=1,5$, შემდეგი ხაზი — $n=2$ და ასე შემდეგ.

ღერძის ქვევით არის ე. ი. გადატების მაჩვენებელი ერთზე ნაკლებია. ისეთ სხეულებისათვის, რომლებიც სპექტრის ხილულ ნაწილში ნორმალურ დისპერსიას გვაძლევენ, შთანთქმის ინტენსიური ზოლები მოთავსებული არიან სპექტრის ულტრასისან და ინფრაწითელ ნაწილში. ნატრიუმის ალი გვაძლევს ანომალური დისპერსიის ორ ზოლს, ერთი მათგანი შეეფერება შთანთქმის D_1 ზოლს, მეორე კი — D_2 ზოლს.

556. ღიფრაქციის მოკლენა მიკროსკოპში; ულტრა მიკროსკოპი. მიკროსკოპით, რომ გავსინჯოთ განათებული სადიფრაქციო მესერი, მაშინ სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელების დროს გამოსახულება მიკროსკოპში განათების ინტენსივობის განაწილების მხრივ უნდა მიაგავდეს ობიექტს, მაგრამ, როგორც ეს აბბემ ცხადყო, მესერში დიფრაქციის გამო, ამ მსგავსებას მხოლოდ მაშინ აქვს ადგილი, როდესაც არ იკარგება დიფრაქცია ქმნილ სინათლის საგრძნობი ნაწილი. რაც უფრო ნაკლებია მესერის პერიოდი, მით უფრო დიფრაქცია ქმნილ სხივების მგტი რიცხვი გაიფანტება ხედვის არეს გარეთ და მით უფრო ასეთი სინათლის ნაკლები რაოდენობა მოხვდება ობიექტივს; თუ დიფრაქცია ქმნილი სხივები ობიექტივამდე ვერ მიაღწევენ, მაშინ ყოველი გადიდების დროს მესერი თანაბრად იქნება განათებული. ეს მაშინ უფრო მოხდება, როდესაც ობიექტივის ხერელი ¹⁾ ვიწროა. თუ ობიექტივი პირდაპირ არის განათებული, მაშინ ობიექტივის დიდი ხერელის შემთხვევაშიც კი ეს მაშინ მოხდება, როდესაც პირველი დიფრაქციული სპექტრისათვის დიფრაქციის კუთხე 90° -ია, ე. ი. მგ-100 ვანტ. თანახმად, მესერის პერიოდი იმდენად მცირეა, რომ იგი უღრის განათებისათვის შერჩეულ სინათლის ტალღის სიგრძეს. ობიექტივის დიდი ხერელი და სინათლის ტალღის მცირე სიგრძე ხელს უწყობს წვრილი დეტალების დანახვას; ამას ხელს უწყობს აგრეთვე იმერსია, როდესაც ობიექტსა და ობიექტივს შორის მოთავსებულია სითხე, რომლის გადატების მაჩვენებელი n -ია და ამიტომ გამოსახულების მომცემი ტალღის სიგრძე n -ჯერ მცირდება. ხელს უწყობს ამას აგრეთვე მესერის დახრილად განათება. მესერის უმცირესი პერიოდი τ_{min} , რომლის დროსაც ჯერ კიდევ შეიძლება მისი სტრუქტურის დაწვრილებით დანახვა, ზემონათქვამის თანახმად, პირდაპირი განათების დროს უღრის $\frac{\lambda}{n}$, სადაც λ არის ჰაერში სხივის ტალღის სიგრძე. სუბიექტიური დაკვირვების დროს გამოსახულებას უმთავრესად გვაძლევს მწვანე სინათლე ტალღის სიგრძით 0,53 μ , რომლისადმი თვალი განსაკუთრებით მგრძნობიარეა; ამ შემთხვევაში მშრალი სისტემის დროს $\tau_{min}=0,53 \mu$, ზეთის იმერსიის დროს, რომლისათვისაც გადატების მაჩვენებელი $n=1,5$, $\tau_{min}=0,35 \mu$. გამოსახულების ფოტოგრაფიული ასახვის დროს, თუ $\lambda=0,4 \mu$ (სოსანი სხივები), ზეთის იმერსიისათვის $\tau_{min}=0,27 \mu$. მაგრამ τ_{min} -ის მოხსენებულ მნიშვნელობათათვის გამოსახულებასა და ობიექტივს შორის სრული იგივეობა არ არის, ვინაიდან ობიექტივის მოხვდება მხოლოდ პირველი დიფრაქციული სპექტრი. ამგვარად, დიფრაქცია გარდაუვალ ზღუდეს უყენებს მიკროსკოპის გაუმჯობესებას.

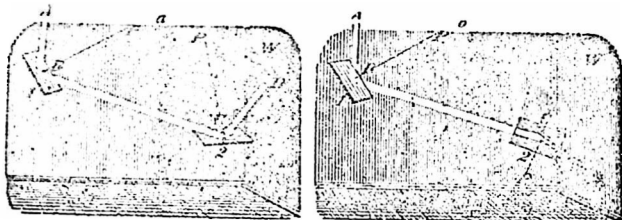
ოქროს ის მცირე ნამცეცები, რომლებზედაც დამოკიდებულია ლალის მინის შეფერილობა, წარმოადგენენ მეტად მცირე ნაწილაკებს, რომელთა გეომეტ-

¹⁾ ე. ი. ის კუთხე, რომლითაც ობიექტივის დიამეტრი მის ფოკუსიდან მოჩანს.

რიულად მსგავს გამოსახულებათა მიღება მიკროსკოპში უკვე შეუძლებელია: ეს ე. წ. ულტრამიკროსკოპული ნამცეცები, ანუ ულტრამიკრონები, ლალის მინაში ისეთი მანძილებით არიან ერთმანეთისაგან დაშორებულნი, რომ ამ მანძილების გარჩევა მიკროსკოპში შეუძლებელია. თუ ასეთ მინას ვერტიკალური ლერძიანი მიკროსკოპით ჩაეხედეთ და ამავე დროს ობიექტი განვანათეთ ინტენსიური ჰორიზონტალური სხივებით, მაშინ ცალკეული ულტრამიკრონები ბნელ ფონზე მოჩანან მბრწყინავი წერტილების სახით და მათი დათვლა შეუძლებელია; თუმცა მათი ფორმის გარჩევა არ შეუძლებელია. (ზიდენტოპფისა და ეიგმონდის ულტრამიკროსკოპული დაკვირვებანი).

თავი 14. სინათლის პოლარიზაცია-

557. მალუსის (MALUS) ცდა. ვთქვათ შავი მინის 1 სარკეს, რომელსაც აპოლგამა წასმული არა აქვს (სარკის უკანა ზედაპირიდან სინათლის არეკვლის თაყიდან ასაშორებლად), სხივი AB ისე ეცემა, რომ დაცემის კუთხე უდრის 57° (ნახ 269_ა); ამ კუთხეს პოლარიზაციის კუთხე ეწოდება.



ნახ. 269.

ამ სარკიდან არეკვლილი სხივი ეცემა ასეთივე 2 სარკეს. ვთქვით, დაცემის კუთხე ისეთივეა, როგორც 1 სარკისათვის. სხივი მეორე სარკიდან აირეკლება CD -ს მიმართულებით და W კედელზე D წერტილში განათებულ ადგილს დაეინახავთ. მეორე სარკე შეგვიძლია ვატრიალოთ BC -ს, როგორც ლერძის გარშემო; მასთან ერთად იტრიალებს დაცემის წერტილში აღმართული CP პერპენდიკულარიც და აგრეთვე BCP სიბრტყეც. წერტილი D ამ დროს W კედელზე რკალს მოხაზავს. 269_ა ნახაზზე სარკეებს ისეთი მდებარეობა აქვთ, რომ ორივე სარკისათვის დაცემის სიბრტყეები თანხვედნილი არიან. პირიქით 269_ბ ნახაზზე ეს სიბრტყეები ურთიერთ პერპენდიკულარული არიან.

ვთქვათ, მეორე სარკე ბრუნვის დროს 269_ა ნახაზზე აღნიშნულ მდებარეობიდან გადადის 269_ბ ნახაზზე აღნიშნულ მდებარეობაში, მაშინ განათებული ადგილი W კედელზე თანდათან ბუნდოვანი ხდება და ბოლოს 269_ბ ნახაზზე აღნიშნულ მდებარეობის დროს სულ გაქრება. თუ განვარძდეთ სარკის ტრიალი იმავე მიმართულებით იმ დრომდე, ვიდრე დაცემის ორივე სიბრტყე ერთმანეთს არ დაემთხვევა, მაშინ W კედელზე ისევ მკაფიოდ გამოჩნდება განათებული ადგილი და თუ კიდევ შემოვატრიალოთ სარკე 90° -ით, განათებული ადგილი კვლავ ჩაბნელდება და ასე შემდგომ. ამგვარად, თუ სხივი პირველ სარკეს ისე

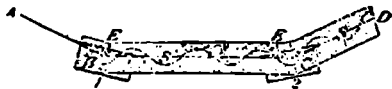
ეცემა, რომ დაცემის კუთხე პოლარიზაციის კუთხეს უდრის, მაშინ სხივი ამ სარკიდან არეკვლის შემდგომ ახალ თვისებებს იჩენს; ამ თვისების გამო მეორე სარკიდან იგი აღარ აირეკვლება, თუ დაცემის კუთხე ამ უკანასკნელ სარკეზედაც პოლარიზაციის კუთხეს უდრის და თუ დაცემის სიბრტყეები ორივე სარკისათვის ურთიერთ პერპენდიკულარული იქნებიან. ასეთ შემთხვევაში შეიძლება ითქვას, რომ ბუნებრივი სხივი პირველი სარკიდან არეკვლის გამო გარდაიქმნა სწორხაზოვნად დაპოლარიზებულ სხივად, რომლის პოლარიზაციის სიბრტყე პირველი სარკის დაცემის სიბრტყეა.

553. ცდის საშუალებით პოლარიზაციის სიბრტყის მოვნა. ვთქვათ არეკვით სხივი BC (ნახ. 269_ა) ბუნებრივია თუ დაპოლარიზებული. წარმოვიდგინოთ, რომ ეს სხივი დაეცა შავი მინის სარკეს (L) ისე, რომ დაცემის კუთხე პოლარიზაციის კუთხეს უდრის; ამის შემდეგ სარკეს ვატრიალებთ BC -ს, როგორც ღერძის გარშემო და ვაკვირდებით არეკვილ სხივების ინტენსივობის ცვლილებას. თუ არავითარი ცვლილება არ არის, მაშინ სხივი დაპოლარიზებული არ იქნება; მაგრამ თუ სარკის განსაზღვრულ მდებარეობის დროს არეკვილი სხივი გაქრა, ეს იმის მაჩვენებელი იქნება, რომ სხივი დაპოლარიზებულია და პოლარიზაციის სიბრტყე დაცემის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარული სიბრტყე იქნება.

559. სწორხაზოვნად დაპოლარიზებული და ბუნებრივი სხივი სინათლის ტალღური თეორიის თეორიის თანახმად სწორხაზოვნად დაპოლარიზებულ სხივში რყევა წარმოებს მხოლოდ ერთ განსაზღვრულ სიბრტყეში. რომელსაც რყევის სიბრტყე ეწოდება. ბუნებრივ სხივში კი, პირიქით, რყევის სიბრტყის მდებარეობა განუწყვეტილად იცვლება ყველა შესაძლებელი მიმართულებით, ასე რომ, არც ერთს მდებარეობას უპირატესობა არ უნდა მიეცეს.

ფრენელის თეორიის თანახმად რყევის სიბრტყე პოლარიზაციის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულია; ნეიმანის თეორიის თანახმად რყევისა და პოლარიზაციის სიბრტყეები თანხედენილი არიან. შემდეგ ვში ყველგან ვისარგებლებთ ფრენელის თეორიით.

მაღურის ცდა ასე უნდა ავსხნათ: თუ მინის ზედაპირს ისე ეცემა სხივი, რომ დაცემის კუთხე პოლარიზაციის კუთხეს უდრის, მაშინ მინა არეკლავს მხოლოდ იმ შემადგენელს, რომელიც დაცემის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულია და არ არეკლავს იმ შემადგენელს, რომელიც დაცემის სიბრტყეში მდებარეობს. ასეთი დაშვების მიხედვით, ბუნებრივ AB სხივში განივი რყევა (ნახ. 270) წარ-

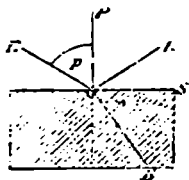


ნახ. 270.

მოებს სხივისადმი პერპენდიკულარულად ყველა შესაძლებელი მიმართულებით, არეკვილ BC სხივში კი მხოლოდ ერთი მიმართულებით, რომელიც პირველი სარკის დაცემის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულია, სახელდობრ, S სიბრტყეში. თუ, როგორც ეს 270 ნახაზიდან ჩანს, ორივე სარკის დაცემის სიბრტყეები E თანხედენილი არიან, მაშინ რყევა BC -ში მეორე სარკის დაცემის სიბრტყის პერ-

პენდიკულარულია და, მაშასადამე სხივი აირეკლება. მაგრამ თუ დაცემის სიბრტყეები ურთიერთ პერპენდიკულარია არიან, მაშინ რყევა BC სხივი წარმოებს მეორე სარკის დაცემის სიბრტყეში, მაშასადამე, სხივი არ აირეკლება.

სინათლის პოლარიზაცია გვარწმუნებს იმაში, რომ სინათლის სხივში რყევა განივია. სინათლის რყევა სივრცითი რომ ყოფილიყო, ყველა მიმართულებით სხივზე გავლებულ სიბრტყეში სხივს ერთიდაიგივე თვისება ექნებოდა და დაპოლარებული სხივების არსებობა შეუძლებელი იქნებოდა.



ნახ. 271.

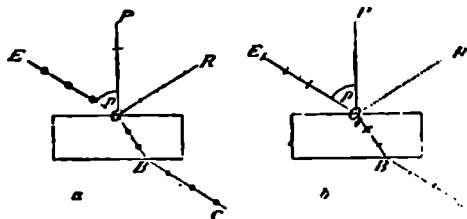
560. ბრუსტარის (Brewster) კანონი. პოლარიზაციის კუთხე p განისაზღვრება იმით, თომ თუ ორი გარემოს საზღვარს სხივი EO ასეთი კუთხით ეცემა, მაშინ სხივი OB არეკლავს OR სხივისადმი პერპენდიკულარულია (ნახ. 271). ამიტომ ამ შემთხვევაში გადატების კუთხე $r = 90 - p$ და

$$n = \frac{\sin p}{\sin r} = \frac{\sin p}{\sin(90-p)} = \frac{\sin p}{\cos p} = \operatorname{tg} p.$$

პოლარიზაციის კუთხის ტანგენსი უდრის გადატების მაჩვენებელს:

$$n = \operatorname{tg} p. \quad (101)$$

561. პოლარიზაცია აჩვენებს და მათემატიკური გადატების ღრუს. ვთქვათ, სინათლე ეცემა მინის ფირფიტას და დაცემის კუთხე პოლარიზაციის კუთხეს უდრის. თუ სხივი დაპოლარებულია დაცემის სიბრტყეში და რყევა წარმოებს დაცემის სიბრტყის პერპენდიკულარულად (ნახ. 272^a), მაშინ აირეკლება დაცემული სინათლის მხოლოდ $\frac{1}{7}$, სინათლის დანარჩენი ნაწილი კი ფირფიტაში გაივლის.



ნახ. 272.

თუ სინათლის პოლარიზაცია მოხდა დაცემის სიბრტყის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში (ნახ. 272^b), რყევა კი წარმოებს ამ უკანასკნელ სიბრტყეში, მაშინ სინათლე სულაც არ აირეკლება, პირიქით იგი მთლიანად ფირფიტაში გაივლის.

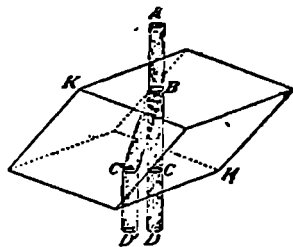
ბუნებრივი სინათლე შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც

ორი დაპოლარებული სინათლე, რომელთაგანაც ერთი დაპოლარებულია დაცემის სიბრტყის პარალელურ სიბრტყეში, მეორე კი — პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. აქედან, ზემონათქვამთან დაკავშირებით, გამოძვინარეობს, რომ გადატებით სინათლე შეიცავს იმ სინათლის უფრო მეტ ნაწილს, რომელიც დაპოლარებულია დაცემის სიბრტყის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში, ვიდრე დაცემის სიბრტყეში დაპოლარებულ სინათლეს, ე. ი. გადატებით სხივი ნაწილობრივ დაპოლარებულია დაცემის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. თუ გადატებით სხივს საშუალება მიეცით გაიაროს მინის მეორე ფირფიტაში, რომელიც პირველის

პარალელურია, მაშინ დაპოლარებული სინათლე უფრო მეტად შესუსტდება; და თუ სხივი გაივლის პარალელურ ფირფიტების მთელ დასტას, მაშინ მივიღებთ სინათლეს, რომელიც თითქმის მთლიანად იქნება დაპოლარებული დაცემის სიბრტყის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. არეკვლილი სხივი თუმცა მთლიანად დაპოლარებულია დაცემის სიბრტყეში, მაგრამ მისი ინტენსივობა დაცემულ სინათლის მხოლოდ $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{7} = \frac{1}{14}$ ნაწილს შეადგენს. პირიქით ორჯერადი გადატეხის საშუალებით დაცემულ ბუნებრივი სინათლის თითქმის ნახევარი სწორხაზოვნად დაპოლარებულია.

თავი 15. ორჯერადი გადატეხა:

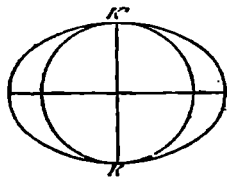
562. ორჯერადი გადატეხა ისლანდიის შპატში. ისლანდიის შპატი ეკუთვნის კრისტალების ჰექსოგონალურ სისტემას და კრისტალდება რომბოედრებად. შპატის კრისტალის K წვეროზე (ნახ. 273), რომელშიაც სამი ბლაგვი კუთხე თავს იყრის, გავავლოთ ხაზი ისე, რომ მან ამ წერტილში თავმოყრილ წახნაგებთან თანასწორი კუთხეები შეადგინოს. ამ ხაზს მთავარი კრისტალოგრაფიული ღერძი ეწოდება. ბუნებრივი შპატის ნატეხის წახნაგებთან ეს ღერძი შეადგენს კუთხეს $45^{\circ}24'$. თუ AB სხივს საშუალება მივეცით პერპენდიკულარულად დაეცეს ერთ-ერთ ამ წახნაგს (ნახ. 273), მაშინ ეს სხივი კრისტალში დაიშლება ორ BC და BC' სხივად, რომლებიც C და C' წერტილებიდან ჰაერში გამოდიან ურთიერთ პარალელური CD და $C'D'$ მიმართულებით. თუ ამ სხივს ეკრანს დაუხვედრებთ და კრისტალს ვატრიალებთ დაცემულ AB სხივის, როგორც ღერძის გარშემო, მაშინ ნათელი ადგილი D თავის ადგილას დარჩება, მეორე ნათელი D' ადგილი კი კრისტალთან ერთად წრებაზზე იმოძრაავებს. აქედან ჩანს, რომ სხივი $ABCD$ სნელიუსის კანონს ემორჩილება; სხივი $ABC'D'$ კი ამ კანონს არ ემორჩილება; სწორედ ამიტომ პირველ სხივს ჩვეულებრივს სხივს უწოდებენ, მეორეს კი — არაჩვეულებრივს. საერთოდ ყოველი დაცემის სხივი შპატში იშლება ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივად.



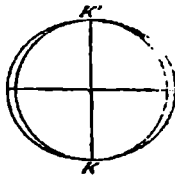
ნახ. 273.

563. ჰიუგენის კონსტრუქცია. სინათლის ტალღური მოძრაობის თეორიიდან ჰიუგენსმა მიიღო კანონი, რომელიც არკვევს შპატში არაჩვეულებრივ სხივის მიმართულებას. როდესაც ჰომოგენური გარემოში წერტილი ანათებს, მაშინ დროის ერთეულში ტალღური მოძრაობა გავრცელდება გარკვეულ ზედაპირამდე, რომელსაც ტალღის ზედაპირი ეწოდება. ოპტიკურად იზოტროპულ გარემოში ეს ზედაპირი წარმოადგენს სფეროს ზედაპირს; ისეთ გარემოში კი, რომელიც ორჯერადს გადატეხას იწვევს და რომელიც ოპტიკურად ყოველთვის ანიზოტროპულია, ვრცელდება ყველა მიმართულებით, სხვადასხვა სიჩქარით ორი ტალღა; ამიტომ ასეთი გარემოსათვის ტალღის ზედაპირი შედგება ორი ზედაპირისაგან. ჰიუგენის თანახმად; შპატისათვის ერთი ზედაპირი წარმოადგენს

სფერულ ზედაპირს, რომელიც ჩვეულებრივ სხივს ახასიათებს, მეორე კი — ელიფსოიდის ზედაპირს, რომელიც არაჩვეულებრივს სხივს შეეფერება (ნახ. 274). ეს ელიფსოიდი წარმოადგენს ბრუნვის ელიფსოიდს, რომლის ბრუნვის ღერძი KK^1 მთავარი კრისტალგრაფიული ღერძის პარალელურია (ნახ. 274).



ნახ. 274.

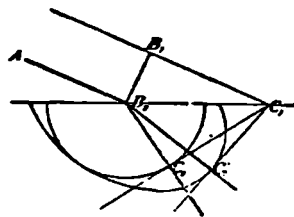


ნახ. 274 ბ.

ელიფსოიდი მთლიანად სფეროს გარედ მდებარეობს და ამ სფეროს ეხება მხოლოდ ბრუნვის ღერძის ბოლოებში.

ტალღური ზედაპირის საშუალებით ორივე გადატეხილი სხივი შეგვიძლია ვიპოვოთ 553 § ში მოხსენებულ კონსტრუქციის დახმარე-

ბით. მართლაც, ვთქვათ, B_1B_2 (ნახ. 275) არის დაცემული ტალღა; დრო კი, რომლის განმავლობაშიაც სინათლე ჰაერში B_1 წერტილიდან C_1 წერტილამდე მივა, დროის ერთეულს უდრის.



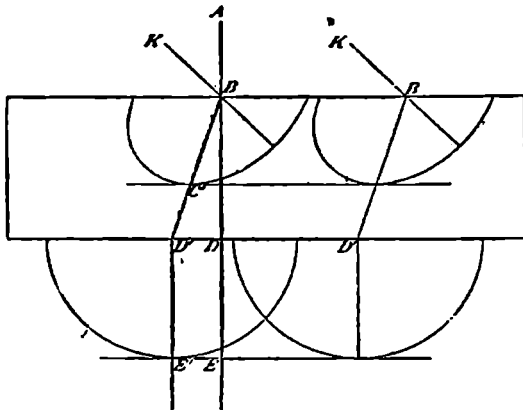
ნახ. 275.

B_2 წერტილიდან შემოვხაზოთ ტალღის ზედაპირები და ამ ზედაპირებისათვის გაავლოთ ისეთი შემხები ზედაპირები C_1C_2 და C_1C_3 , რომლებიც ნახაზის სიბრტყისადმი C_1 -ში აღმართულ პერპენდიკულარზე გაივლიან. ხაზები, რომლებიც B_2 წერტილს შეხების C_1 და C_3 წერტილებთან აერთებენ, წარმოადგენენ დაცემული სხივის მიერ გამოწვეულ ჩვეულებრივ B_2C_2 სხივს და არა არაჩვეულებრივ B_2C_3 სხივს. პირველი, როგორც ეს 535 §-დან გამომდინარეობს, სნელიუსის კა-

ნონს ემორჩილება, მეორე კი — არა: იგი დაცემის სიბრტყეშიაც არ რჩება და არც სინუსების კანონს ემორჩილება. განვიხილოთ რამდენიმე კერძო შემთხვევა.

564. შუაბზე ხსივის დაცემის კუთხე = 0 (562 §-ში განხილული შემთხვევა). დაცემული ტალღა კრისტალის იმ წახნაგის პარალელურია, რომელსაც სხივი ეცემა; კრისტალის ეს წახნაგი წარმოადგენს სინათლის ტალღის ზედაპირის მისი ყოველი B წერტილიდან (ნახ. 276) კრისტალში ერთდროულად დაიწყება ტალღური მოძრაობა და დროის ერთეულში ამ წერტილიდან შემოწერილ ტალღის ზედაპირამდე გავრცელდება. ნახ. 276 წარმოადგენს ტალღის ზედაპირის მხოლოდ იმ ნაწილს, რომელიც არაჩვეულებრივ სხივს შეეფერება ე. ი. ელიფსოიდს; BK არის მთავარი კრისტალგრაფიული ღერძი. ყველა ელიფსოიდებს, რომლებიც სხვადასხვა B წერტილებს შეეფერებიან, კრისტალის წახნაგისადმი პარალელური სიბრტყე ეხება; ასე რომ, ეს სიბრტყე წარმოადგენს არაჩვეულებრივი სხივის ტალღის ზედაპირს კრისტალში და C' წერტილში იმ ელიფსოიდს ეხება, რომელიც B წერტილს შეეფერება. BC' არის AB -დან მიღებული არაჩვეულებრივი სხივი, რომელიც D' წერტილში კრისტალის მეორე წახნაგს ეცემა.

ეს უკანასკნელი წახნაგიც წარმოადგენს ტალღის ზედაპირს, მისი ყოველი D' წერტილიდან ერთდროულად გადადის ტალღური მოძრაობა ჰაერში და ვრცელდება D' წერტილის გარშემო შემოწერილ სფეროს ზადაპირამდე; ასე რომ, $D'E'$ არის გადატებილი სხივი, რომელიც დაცემული AB სხივის პარალელურია.



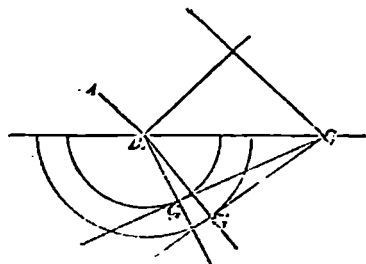
ნახ. 276.

თუ კრისტალი ვატრიალეთ AB სხივის, როგორც ღერძის გარშემო, მაშინ ბრუნვას იწყებს BK -ც და მასთან ერთად BD' და $D'E'$ -ც და თვითოეული წერტილი შემოსწერს წრებაზს, როგორც ეს 562 — წ-შია მოხსენებული.

ამ მაგალითიდან ჩანს, რომ ისეთ სხეულში, რომელშიაც ადგილი აქვს ორჯერადს გადატებას, სხივი საერთოდ ტალღის ზედაპირისადმი ნორმალური არ არის.

565. დაცემის სიბრტეში მთავარი კრისტალოგრაფიული ღერძისადმი პერპენდიკულარულია. ამ შემთხვევაში დაცემის სიბრტყე (ნახ. 277) კვეთს

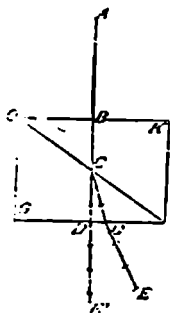
ტალღის ზედაპირს და კვეთილში მივიღებთ ორ წრებაზს; ორივე სხივი სნელიუსის კანონს ემორჩილება. ამ შემთხვევას ადგილი აქვს მაშინ, როდესაც სხივი გადის შპატის ისეთი პრიზმის მთავარ კვეთზე (§ 458), რომლის გადამტეხი წიბო კრისტალოგრაფიული ღერძის პარალელურია. ასეთი პრიზმის საშუალებით, 363 წ-ში მოხსენებულ მეთოდის თანახმად, შეგვიძლია ვიპოვოთ გადატეხის მაჩვენებელი n_o და n_e ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივებისათვის. გადატეხის ამ მაჩვენებლებს კრისტალის მთავარი გადატეხის მაჩვენებლები ეწოდებათ. შპატისათვის მთავარი გადატეხის მაჩვენებლები:



ნახ. 277.

წითელი სხივისათვის (B): $n_o=1,653$; $n_e=1,484$
 სოსანი სხივისათვის (H): $n_o=1,683$; $n_e=1,498$

566. შპატის აპრომატული პრიზმა. ნახ. 278 წარმოადგენს შპატის K პრიზმას, რომლის გადატეხი წიბო O წერტილში ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულ მთავარ კრისტალოგრაფიულ ლერძის პარალელურია. ამ პრიზმასთან კანადის ბალზამით მიწებებულია ასეთივე ფოკზის კრონგლასის პრიზმა G . სხივი AB , რომელიც შპატის წახნაგს პერპინდიკულარულად ეცემა, 565 წ-ის

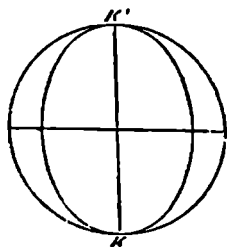


ნახ. 278.

თანხმად, ორ სხივად დაიშლება; ორივე სხივი BC გზას სხედასხვა სიჩქარით გადის. არაჩვეულებრივი სხივი, რომლის გადატეხის მაჩვენებელი კრონგლასისა და კანადის ბალზამის გადატეხის მაჩვენებლისაგან მცირედ განსხვავდება, ისე ვაიელის კრონგლასში $CD'E'$ მიმართულებით, რომ ფერებად არ დაიშლება. ჩვეულებრივი სხივი კი, რომლისათვისაც, 468 და 565 წწ-ის თანახმად, კრონგლასი ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივია, ვიდრე შპატი, გადატყდება კრონგლასში C წერტილთან, დაშორდება პერპენდიკულარს და გამოევა DE -ს მიმართულებით ჰაერში.

567. ოპტიკური ლამპი. შპატის ფირფიტას, რომელიც მთავარი კრისტალოგრაფიული ლერძის პერპენდიკულარულად არის ამოჭრილი, პერპენდიკულარულად ეცემა სხივი. 564 — წ-ში მოხსენებულ მსჯელობას თუ ამ შემთხვევისათვის გამოვიყენებთ, მაშინ დაეინახავთ, რომ სხივი ფირფიტაში ვაელის დროს არც გადატყდება და არც დაიშლება, ვინაიდან ტალღის ზედაპირს K წერტილში (ნახ. 274) მხოლოდ ერთი შემთხვევა სიბრტყე აქვს. ამგვარად, მთავარი კრისტალოგრაფიული ლერძის მიმართულებით ორჯერად გადატეხას ადგილი არ ექნება. ორჯერად გადატეხ სხეულებში ასეთ მიმართულებას ოპტიკური ლერძი ეწოდება.

568. მრთლარქიანი კრისტალუმი. 567 წ-ის თანახმად შპატს აქვს მხოლოდ ერთი ოპტიკური ლერძი, რომელიც მთავარ კრისტალოგრაფიულ ლერძს თანხვდება. ასეთივე თვისება აქვს კვადრატულ და ჰექსაგონალური სისტემის ყველა კრისტალებს და ამიტომ მათ ერთლერძიანი კრისტალები ეწოდებათ. შპატში არაჩვეულებრივი სხივი მეტის სიჩქარით ვრცელდება და ნაკლები გადატეხლობა აქვს, ვიდრე ჩვეულებრივს სხივს. ასეთ ერთლერძიან კრისტალებს უარყოფითი კრისტალები ეწოდება. შებრუნებითი თვისებები ახასიათებს ერთლერძიან დადებითს კრისტალებს; ასეთ კრისტალებს ეკუთვნის ქვარცი.



ნახ. 279.

ნახ. 279 წარმოადგენს დადებითს კრისტალში სინათლის ტალღურ ზედაპირს; აქ ელიფსოიდი მთავარ კრისტალოგრაფიულ ლერძის მიმართულებით ვაქიმული ბრუნვის ელიფსოიდი და მთლიანად სფეროს შიგნით მდებარეობს.

569. ორღერძიანი კრისტალში. ორჯერადი გადატების ზოგადი თეორია მოგვცა ფრენელმა. ყველაზე ზოგადს შემთხვევაში არსებობს ორი მიმართულება, საითკენაც ტალღების გავრცელების სიჩქარე ერთიდაიგივეა, ე. ი. არსებობს ორი ოპტიკური ღერძი. ასეთ კრისტალებს ორღერძიანი კრისტალები ეწოდება. ორღერძიან კრისტალებს ეკუთვნის რომელიც სისტემის კრისტალები. ასეთ კრისტალებში არც ერთი ამ სხივთაგანი სნელიუსის კანონს არ ემორჩილება. ფრენელმა ააგო ორღერძიანი კრისტალების ტალღური ზედაპირი. ამ ზედაპირს ფრენელის ტალღური ზედაპირი ეწოდება. ეს ზედაპირები საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ ორჯერადი გადატების კანონები.

თავი 16. კოლარიზაცია ორჯერადი გადატების დროს.

570. ორჯერადი გადატების დროს კოლარიზაცია. ვთქვათ, ჩვეულებრივი სხივი დაცვა ერთღერძიან კრისტალს, მაგალითად, შპატის აქრომატულ პრიზმას. 558 § ში მოხსენებული მეთოდით რომ გავსინჯოთ ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივი, დავინახავთ, რომ ეს სხივები ურთიერთ პერპენდიკულიარულ სიბრტყეებში სწორხაზოვნად დაპოლარებული აღმოჩნდებიან. აქ მთავარი მნიშვნელობა აქვს ორ შემთხვევას: ოპტიკური ღერძი დაცემის სიბრტყეში მდებარეობს ან მისდამი პერპენდიკულარულია. იმ სიბრტყეს, რომელიც გაივლის დაცემის წერტილში აღმართულ პერპენდიკულარზე ერთღერძიანი კრისტალის მთავარ კრისტალოგრაფიულ ღერძზე, კრისტალის მთავარი კვეთი ეწოდება. თუ ოპტიკური ღერძი დაცემის პერპენდიკულიარს თანხვდება, მაშინ ასეთი სხივებისათვის მთავარი კვეთი არის დაცემის სიბრტყე; ოპტიკური ღერძი ამ სიბრტყეში მდებარეობს.

ორივე აღნიშნულ შემთხვევაში ჩვეულებრივი სხივი მთავარ კვეთის სიბრტყეშია დაპოლარებული, არაჩვეულებრივი სხივი კი — ამ სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. ფრენელის თეორიის თანახმად (559) ორივე შემთხვევაში ჩვეულებრივ სხივში რყევა წარმოებს მთავარი კვეთის პერპენდიკულარულად, არაჩვეულებრივ სხივში კი — მთავარი კვეთის სიბრტყეში. აღნიშნულ სხივების გავრცელების სიჩქარის სხვადასხვაობის მიზეზი არის რყევის სხვადასხვა მიმართულება და ამით აიხსნება ორჯერადი გადატების მოვლენა. ეს მოვლენა იმით არის გამოწვეული, რომ ორჯერადს გადამტებს სხეულებში რომელიმე ერთი მიმართულებით ვრცელდება ორი ტალღა; ამ ტალღების რყევის მიმართულებანი ურთიერთისადმი პერპენდიკულარული არიან და სხვადასხვა სიჩქარით ვრცელდებიან.

571. ნიკოლის (Nicol) პრიზმა ანუ „ნიკოლი“. თუ გვინდა ორჯერადი გადატების საშუალებით სწორხაზოვნად დაპოლარებული სინათლის მიღება, ორი სხივიდან ერთ-ერთი თავიდან უნდა მოვიშოროთ. შპატის აქრომატულ პრიზმაში (566) ჩვეულებრივ სხივს თავიდან იშორებენ მისი გადახრით; ასეთივე მდგომარეობა არის ნიკოლის პრიზმაში (ნახ. 280) შპატის გრძელი კრისტალის პარალელურ PQ და RS წახნაგებს გააშალაშინებენ მთავარი კვეთის პერპენდიკულარულად (მთავარ კვეთს წარმოადგენს ნახაზის სიბრტყე). ამავე დროს PQ და RS წახნაგებს ისე მოსთლიან, რომ PQ და RS წახნაგების შორის კუთხე უდრი-

დეს 68° -ს. ამის შემდეგ კრისტალს იქ გადაჭრიან, რომ კვეთის სიბრტყე iu პერპენდიკულარული იყოს, როგორც PQ და RS წახნაგებისადმი, აგრეთვე მთავარ კვეთისადმი. გაშალაშინებულ iu ზედაპირებს კანადის ბალზამით ერთმანეთს მიაწებებენ. კანადის ბალზამის გადატების მაჩვენებლის მნიშვნელობა შპატის



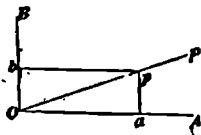
ნახ. 280.

გადატების მთავარ მაჩვენებელთა შორის მდებარეობს (565). ასე რომ, ჩვეულებრივი სხივისათვის შპატი ოპტიკურად უფრო მკვრივია; ვიდრე კანადის ბალზამი; სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრული კუთხე ამ სხივისათვის (454) არის 68° ; ჩვეულებრივი BC სხივის დაცემის კუთხე ბალზამის ფენზე მეტია, ვიდრე 68° , ამიტომ ჩვეულებრივი სხივი აქ განიცდის სრულ შინაგან არეკვლას. არაჩვეულებრივი სხივი კი, რომლისათვისაც შპატი ოპტიკურად ნაკლებ მკვრივია, ვიდრე კანადის ბალზამი, პირიქით ამ უკანასკნელში გაივლის და $D'E$ -ის მიმართულე-ბით ჰაერში გამოვა.

572. ტურმალინი. ჩვეულებრივი სხივის თავიდან ასა-შორებლად სარგებლობენ ტურმალინით, რომელსაც ის თვისება აქვს, რომ ჩვეულებრივ სხივს შანთქავს, არაჩვეულებრივ სხივს კი გაატარებს. პრიზმატულ კრისტალის ღერძის პარალელურად ამოვჭრათ ტურმალინის ფირფიტა; ეთქვათ, ამ ფირფიტას პერპენდიკულარულად დაეცა ბუნებრივი სხივი; ეს სხივი დანაწილდება ჩვეუ-ლებრივ და არაჩვეულებრივ სხივად; პირველი სხივი დაპოლარდება მთავარი კვეთის სებრტყეში და მას ტურმალინი შთანთქავს; მეორე სხივი დაპოლარდება მთავი კვეთისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეში და ფირფიტაში გაივლის. ტურმალინს ის ნაკლი აქვს, რომ მასში გავლილი სხივი იღებება მწვანე ან წითელ ფერად იმისდა მიხედვით, თუ რანაირი ტურმალინია აღებული.

თაში 17. ორჯმრად გადატმხი სხეულები საკოლარიზაციო აპარატში.

573. საკოლარიზაციო აპარატი. ეთქვათ, სხივი რომელიც O წერტილ-ში (ნახ. 281) ნახაზის სიბრტყეს პერპენდიკულარულად ეცემა, ნიკოლის პრიზ-მის საშუალებით სწორხაზოვნად არის დაპოლარე-ბული; ამ სხივში რხევას აქვს მიმართულება OP ,



ნახ. 281.

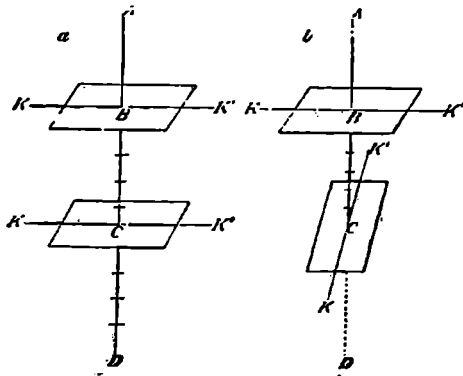
ამპლიტუდა კი უდრის Op -ს რხევის მიმართულება პოლარიზატორში (პოლარიზაციის გამომწვევე პრი-ზმაში) აღენიშნოთ OP -თი. ეთქვათ, რომ ამის შემ-დეგ სხივი ეცემა მეორე ნიკოლს — ანალიზატორს, რომელშიაც რხევის მიმართულება, ეთქვათ, არის OA , 89 გ-ის თანხმად, სხივი Op შეიძლება ორ სხივად დაიშალოს; ამ სხივების რხევის მიმართულებანი იქნებიან OA და OB რომელიც OA -დში პერპენდიკულარულია; მათი რხევის ამპლიტუდები კი იქნებიან Op -ს სწორკუთხიანი პროექციები Oa და Ob — OA -და OB -ზე. Oa სხივს ეწოდება Op -ს შემადგენელი OA -ს მიმართულებით; მხოლოდ ამ სხივს

გაატარებს ანალიზატორი. თუ ანალიზატორი ვატრიალეთ სხივის, როგორც ღერძის გარშემო, Oa მიიღებს უდიდეს Op მნიშვნელობას მაშინ, როდესაც OA დაემთხვევა OP -ს; უმცირეს მნიშვნელობას კი ე. ი. ნულს, მაშინ, როდესაც OA იქნება Op -სადმი პერპენდიკულარული. ანალიზატორის უკან მოთავსებულ თვალის ხედვის არე პირველ შემთხვევაში (ე. ი. როდესაც ნიკოლები პარალელური არიან) მაქსიმალურად არის განათებული; მეორე შემთხვევაში (ე. ი. როდესაც პრიზმები ჯვარედინად არიან მოთავსებული) ეს არე ბნელია. ერთი მეორის შემდეგ მოთავსებული ნიკოლის ორი პრიზმა (ნახ. 285) წარმოადგენს საპოლარიზაციო აპარატის მთავარ ნაწილს.

ტურმალინის მაშაში (ნახ. 282) ნიკოლის პრიზმების მაგივრად აღებულია ტურმალინის ორი ფირფიტა. ეს ფირფიტები სხივის იმ შემადგენელს გაატარებენ, რომელსაც ფირფიტების ღერძის მიმართულება აქვს. ნახ. 283 წარმო-

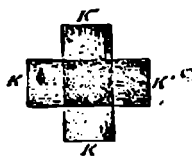


ნახ. 282.



ნახ. 283.

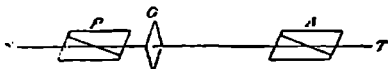
ადგენს სქემატურად ტურმალინის ორ ერთი მეორის შემდეგ მოთავსებულ ფირფიტებს. ბუნებრივი სხივი AB პირველი ფირფიტის საშუალებით გარდაიქმნება სწორხაზოვნად დაპოლერებულ სხივად; ამ სხივში რყევა წარმოებს KK' , ღერძის პარალელურად; ეს სხივი მეორე ფირფიტაში — ანალიზატორში ან მთლიანად გაივლის (ნახ. 283_a), ან მთლიანად შთაინთქმება (ნახ. 283_b), იმისდა მიხედვით ფირფიტების ღერძები KK' ერთი მეორის მიმართ პარალელური თუ პერპენდიკულარული არიან. ნახ. 284 იმ შემთხვევას გვიჩვენებს, როდესაც ტურმალინის ფირფიტები ჯვარედინად არიან მოთავსებული და, მაშასადამე, როდესაც ხედვის არე დაბნელებულია.



ნახ. 284.

574. თაბაშირის თხემლი ფირფიტა საპოლარიზაციო აპარატში. ვთქვათ, საპოლარიზაციო აპარატში, რომელიც თეთრი სინათლით არის განათებული, ნიკოლები ჯვარედინად არიან მოთავსებული; ამ ნიკოლების შორის მოვათავსოთ თაბაშირის კრისტალის თხელი ფირფიტა, რომელიც მინის ორ ფირფიტის

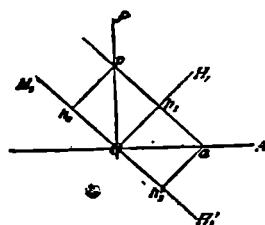
შორის მკიდროდ არის ჩადებული, ხედვის არეს ნათელქმნის და თანაც ღებავს რაიმე ფრად; ეს ფერი დამოკიდებულია თაბაშირის ფირფიტის სისქეზე. თუ ფირფიტა ვატრიალეთ თავისივე სიბრტყეში, მაშინ ვიპოვიტ ფირფიტის ისეთ ოთხ მდებარეობას, რომლებიც ურთიერთ შორის 90°-ს შეადგენენ. ფირფიტის ამ ოთხი მდებარეობის დროს ხედვის არე ბნელია. უდიდესი განათება გვექნება



ნახ. 285.

ხედვის არე შეფერადებულია, თუ არ ჩავთვლით ფირფიტის იმ ოთხ მდებარეობას, როდესაც ხედვის არე ჩაბნელებულია. მიღებული ფერი იმ ფერის შემავსებელია, რომლითაც არე შეღებილი იყო ნიკოლების ჯვარედინი მდებარეობის დროს, ე. ი. ორივე შემთხვევაში გამოსული ფერადი სხივი შერევის შემდგომ თეთრ სინათლეს მოგვეკმდა.

575. თაბაშირის ფირფიტის თეორია. ვთქვათ, რომ სხივები ვრცელდებიან 286 ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულად; დაუშვათ აგრეთვე, რომ



ნახ. 286.

ნახაზის სიბრტყე ფირფიტის სიბრტყის პარალელურია. OP და OA წარმოადგენენ რხევათა მიმართულებას პოლიარიზატორში და ანალიზატორში; ეს ორი მიმართულება ერთიმეორისადმი პერპენდიკულარნი არიან.

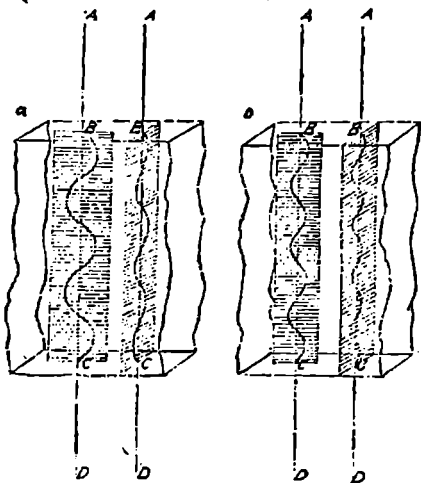
თაბაშირის ორჯერად გადამტეხ ფირფიტაში მხოლოდ ისეთ ტალღებს შეუძლიათ გავრცელება, რომელთა რხევანი სწარმოებენ ურთიერთისადმი პერპენდიკულარულ OH_1 და OH_2 მიმართულებით; ამ ორი ტალღის გავრცელების სიჩქარე ფირფიტაში სხვადასხვანაირია (570). ვთქვათ, რომ რხევათა მი-

მართულებანი თაბაშირის ფირფიტაში თანხედებიან რხევათა მიმართულებას პოლიარიზატორში და ანალიზატორში (ფირფიტის მისი სიბრტყეში 360° -ით შემოტრიალებისას, ეს მოხდება 4 ჯერ), მაშინ პოლიარიზატორიდან წამოსული ტალღა ვრცელდება ფირფიტაში დაუშლელად; ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ ფირფიტის 4 განსახლებული მდებარეობისას ფირფიტა ხედვის არეზე გავლენას არ ახდენს (574).

თუ ეს პირობა არ არის დაცული, თუ მაგალითად, როგორც ეს 286 ნახაზზეა წარმოდგენილი, OH_1 მდებარეობს OP -სა და OA -ს შორის, მაშინ პოლიარიზატორიდან გამოსული Op ამპლიტუდიანი ტალღა იწლება ორ შემადგენელად; ამ შემადგენლობის მიმართულებანი არიან OH_1 და OH_2 , ხოლო ამპლიტუდები Oh_1 და Oh_2 . ეს შემადგენლები ფირფიტაში ვრცელდებიან სხვადასხვა სიჩქარით; ამიტომ ფირფიტის სისქეში თავდება ტალღათა სხვადასხვარიცხვი და მაშასადამე ფირფიტაში გავლის გამო ეს შემადგენლები შეითვისებენ (მიიღებენ) სვლათა სხვაობას. (266). ასე მაგალითად 287, ნახაზზე, სადაც BC წარმოადგენს ფირფიტის სისქეს და მასთან ერთადა სხივის მიმართულებასაც,

დაშვებულია, რომ იმ რხევათათვის, რომელნიც მიიშართებიან OH_1 -ით, ფირფიტის სისქეზე მოდის 5 ნახევარი ტალღა, ხოლო იმ რხევათვის, რომელთაც OH_2 -ს მიმართულება აქვთ, ფირფიტის სისქეში თავსდება 6 ნახევარ ტალღა. ამის გამო ჩნდება სვლათა სხვაობა $\frac{\lambda}{2}$ -ის თანასწორი; Oh_2 შემადგენელი Oh_1

შემადგენელთან შედარებით უკან რჩება რხევის $\frac{1}{2}$ პერიოდით. ამ შემადგენლების ფირფიტადან გამოსვლის შემდეგ ეთერის ნაწილების რხევა აღარ სწარმოებს ერთდროულად OH_1 და OH_2 -ს მიმართულებით, როგორც ეს იყო ფირფიტაში შესვლის მონენტში; ეს რხევანი ახლა ერთდროულად სწარმოებენ OH_1 და OH_2 -ს მიმართულებით და აჩვენებენ შემცვლელ ერთ რხევას Oa -ს; ამ რხევის იმ შემადგენელს, რომელსაც ისეთივე მიმართულება აქვს, როგორც ანალიზატორის OA რხევას, ანალიზატორი გაატარებს. ეს შემადგენელი მაშინ მიაღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას (Op -ს თანასწორს), როდესაც როგორც ეს 286 ნახაზზე დაშვებული, OH_1 პდებარეობს Op -ს და OA -ს შორის შუაში. ამასვე ეკნება ადგილი მაშინ, როდესაც ფირფიტაში ვაელით გამოწვეული სვლათა სხვაობა გაუთანასწორდება $3\frac{\lambda}{2}$, $5\frac{\lambda}{2}$, ...



ნახ. 287.

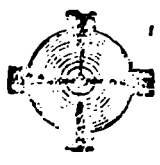
თუ პირიქით სვლათა სხვაობა თანასწორი იქნება λ -სი, როგორც ეს დაშვებულია 287, ნახაზზე, ან და თუ სვლათა ეს სხვაობა თანასწორი იქნება 2λ , 3λ , ..., მაშინ ფირფიტით გამოწვეული ერთი ტალღის ჩამორჩენა შორე ტალღისაგან იქნება რხევის პერიოდის მთელი ჯერადი; ამის გამო ფირფიტადან გამოსვლის შემდეგ ჩვენ მივიღებთ ისეთ რხევას, რომელიც ანალიზატორს ეცემა ისევე საწყისი Op -ს მიმართულებით და ანალიზატორი მას არ ატარებს. რადგანაც სვლათა ის სხვაობა, რომელიც გამოწვეული იქნება ფირფიტაში რხევათა შემადგენლების გასვლის დროს, დამოკიდებულია დაცემული სინათლის ფერზე, ამიტომ საპოლარიზაციო აპარატით გატარებული დაცემული სინათლის ნაწილი დამოკიდებული იქნება თვით სინათლის ფერზე. თუ აპარატს ეცემა თეთრი სხივი მაშინ აპარატის მოქმედება სხვადასხვა ფერის სხივებზე სხვადასხვანაირი იქნება, და ამიტომ მიღებული სინათლე ფერადი იქნება. მასთან ერთად ის ფერი, რომელსაც აპარატი გაატარებს უკვარადინად მოთავსებულ ნიკოლების დროს, ჩაქრება პარალელური ნიკოლების დროს და შებრუნებულად; ამიტომ სწორედ ფირფიტის ფერები ერთმანეთის შემავსებლნი არიან უკვარედინი და პარალელური ნიკოლების დროს.

576. ხაელი ფირფიტების მომზადება ფირფიტის სისქის ზრდასთან ერთად დიდდება ფირფიტით გამოწვეული სვლათა სხვაობა. ისეთი ფირფიტები, რომელთა სისქე აღემატება 0,3 მილიმეტრს, მართალია ანათებენ ხედვის არეს ჯვარედინი ნიკოლების დროს, მაგრამ მასთან ერთად უფერულნი რჩებიან; აიხსნება ეს ისევე, როგორც ის ვარემოება, რომ თუ სპანის ბუშტის გარსი მერის მეტად სქელია, მაშინ არეკვლილ სინათლეში ბუშტი არავითარ ფერებს არ აჩენს (544). თუ თხელი ფირფიტების მაგიერ გამოვიყენებთ სქელ ფირფიტებს, მაშინ საპოლიარიზაციო აპარატში გავლილი სინათლის სპექტრი აღმოჩნდება დასერილი ბნელი ზოლებით (ტალბოტის ხაზები).

577. ორჯერადი მადლობის შემოქმედა საპოლარიზაციო აპარატით.

რადგანაც იზოტროპული ნივთიერებისაგან მომზადებულ ფირფიტაში ყოველგვარი ტალღები ერთი და იმავე სიჩქარით ვრცელდებიან, ამიტომ ასეთი ფირფიტის საპოლარიზაციო აპარატში მოთავსების დროს ხედვის არე განათებული არ იქნება, როდესაც ნიკოლები ჯვარედინად მდებარეობენ. ამგვარად, თუ ჰომოგენური ფირფიტა გამოიწვევს არის განათებას, მაშინ იგი ორჯერადი გადამტეხი ყოფილა. თუ სხივების პერპენდიკულარულად დაცემის დროს გამოსაცდელი ფირფიტა განათებას არ გამოიწვევს, თუნდაც რომ იგი ვატრიალოთ თავისსავე სიბრტყეში, მაშინ ეს ფირფიტა ან იზოტროპულია, ან ის სიბრტყე რომელსაც სხივები ეცემიან, ოპტიკური ლერძისადმი პერპენდიკულარულია, ე. ი. ფირფიტაში სხივების მიმართულება ლერძის მიმართულებას თანხვდება. მინის ფირფიტა, რომელიც ნორმალურ პირობებში იზოტროპულია, ორჯერადი გადამტეხი გახდება, თუ მასზე ერთი მხრიდან წნევას მოვახდენთ. იგი კვლავ დაუბრუნდება ნორმალურ მდგომარეობას, თუ წნევა მოიხაზება. თუ გაეარვარებული მინა სწრაფად გავაცივებთ, იგი ორჯერადი გადამტეხი გახდება. აღსანიშნავია, რომ სწრაფად გაცივებული მინა, თუ იგი საპოლარიზაციო აპარატში მოვათავსებთ და მასში პარალელური სხივები გავატარებთ, სხვადასხვა ადგილას სხვადასხვა ფერით იქნება შეღებილი. აქედან გამომდინარეობს, რომ ასეთ მინაში ორჯერადი გადატეხა ერთნაირად არ მიმდინარეობს.

578. ისლანდიურ შპატში ჯგერის მოვლენა. თუ შპატიდან ან რომელიმე სხვა ერთლერძიანი კრისტალიდან მისი ლერძის პერპენდიკულარულად ფირფიტას ამოვკრით მაშინ, 575 წ-ის თანახმად, თუ სხივები ფირფიტას პერპენდიკულარულად ეცემიან, ეს ფირფიტა საპოლარიზაციო აპარატის ხედვის არეზე არავითარ გავლენას არ მოახდენს. მაგრამ თუ ეს ფირფიტა ტურმალინის მაშის ფირფიტების შორის მოვათავსებთ (ნახ. 282) და სინათლეზე გავხედებთ, დავიინახებთ რომ შპატის ფირფიტაში სხივები სხვადასხვა მიმართულებით გაივლიან. ამავე დროს შევაპჩნებთ კონცენტრალურ ფერად რგოლებს, რომლებიც გადაკვეთილი იქნებიან შავი ჯვარით იმ შემთხვევაში,

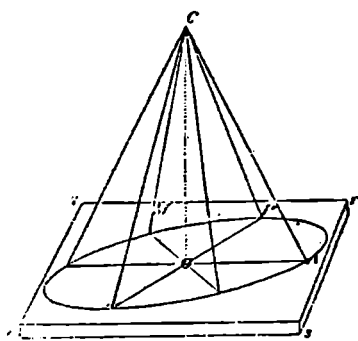


ნახ. 288.

თუ ტურმალინის ფირფიტები ჯვარედინად მდებარეობენ (ნახ. 288). ამ სურათის მისაღებად ორი ნიკოლისაგან შემდგარ პოლარიკოპით, საჭიროა პოლარიზატორიდან გამოსული სინათლის სხივები, ვიდრე იგინი ფირფიტას დაეცე-
მოდენ, შევკრიბოთ ლინზ ი საშუალებით.

579. თეორემა. წარმოვიდგინოთ რომ pqr ფირფიტას ეცემა C წერტილიდან გამოსული, დაპოლარებული და გაშლილი სხივები (ნახ. 289). OP და OA წარმოადგენენ პოლარიზატორში და ანალიზატორში რხევათა ერთმანეთისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეებს. ვინაიდან დაცემის წერტილში აღმართული პერპენდიკულარი CO ოპტიკურ ლერძს თანხვდება, ამიტომ ნებისმიერი სხივისათვის მთავარი კვეთი დაცემის

სიბრტყე არის (570). დაცემული სხივი, რომელშიაც რხევას OP -ს მიმართლება აქვს, დაიშლება o (ord) და e (extiora) სხივად; ერთი მათგანი ჩვეულებრივია, მეორე არაჩვეულებრივი. პირველში რხევა სწარმოებს დაცემის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულად, მეორეში კი — დაცემის სიბრტყეში. CP სხივისათვის შემადგენელი o (ord) ნულს უდრის CA , სხივისათვის კი ნულს უდრის შემადგენელი e (extord) ასეთი სხივები ფირფიტაში დაუშლელად გაივლიან, ანალიზატორი კი მათ არ გაუშვებს; ამ სხივებს შეეფერება შავი ჯვარი. სხივი CM , პირიქით, დაიშლება ორ შემადგენლად. ერთში რხევა წარმოებს OM -ის მიმართულებით, მეორეში კი — OM -ის პერპენდიკულარულად. ამიტომ ამ სხივზე ფირფიტა იმოქმედებს ისე, როგორც მოქმედებს თაბაშირის თხელი ფირფიტა, რომლის სისქეც განისაზღვრება MO მანძილით; ეს გარემოება იწვევს სხივის შეფერადებას; ეს ფერი დამოკიდებულია OM მანძილზე.



ნახ. 289.

O წერტილიდან შემოვლებულ წრებაზის ყველა M წერტილებს შეეფერება სხივები, რომლებიც, კრისტალოგრაფიის თვალსაზრისით, ფირფიტაში მიდიან ეკვივალენტური მიმართულებით; ასე რომ, ყველა ამ სხივებზე ფირფიტა მოქმედებს ისევე, როგორც მოქმედებს ასეთივე სისქის მქონე თაბაშირის ფირფიტა. იმ სხივებზე, რომლებიც სხვადასხვა M წერტილებს შეეფერებიან, ფირფიტა მოქმედებს, როგორც თაბაშირის ისეთი ფირფიტა, რომელშიაც რხევის მიმართულება OP -თან სხვადასხვა კუთხეს შეადგენს. აქედან გამომდინარეობს, რომ ნახაზის ყველა წერტილები, რომლებიც ზემოხსენებულ წრებაზს ეკუთვნიან, ერთი ფერისანი იქნებიან, მაგრამ შეფერადების ინტენსივობა სხვადასხვა ადგილას ერთნაირი არ იქნება. ეს ინტენსივობა ნულს უდრის OP და OA ხაზებისათვის, პირიქით, იგი უდიდესია ამ ხაზების შუაში. ამგვარად, ე. წ. იზოქრომატული მრუდები, ე. ი. ერთნაირი ფერის მრუდები, წრებაზებს წარმოადგენენ და ამ მოვლენას ცდაც ამოწმებს.

580. ორღმკმინანი ძრისტალუმის ლემენისკატები. ოღერძიანი კრისტალის ოპტიკური ლერძებს შორის ნახვილი კუთხის ბისექტრისას პირველი შუა ხაზი ეწოდება. ამ ხაზისადმი პერპერპენდიკულარულად ამოკრილი ფირფიტა გვაძლევს იზოქრომატულ მრუდებს, ე. წ. ლემენისკატებს (ნახ. 290). თუ ნიკოლების

ჯვარედინად მდებარეობის დროს რხევის მიმართულება პოლარიზატორში ან ანალიზატორში ოპტიკურ ლერძების სიბრტყეს თანხედება, მაშინ ლენისკატების სისტემა შავი ჯვარით იქნება გადაკვეთილი. (ნახ. 290^ა) ეს ჯვარი გარდაიქმევა



ნახ. 290 ა.

პიპერბოლურად მოხრილ ორშავ-
ხაზად, თუ ფირფიტა თავისივე
სიბრტყეში აღნიშნულ მდებარეო-
ბიდან 45°-ით შემოვარტიალეთ
(ნახ. 290^ბ) კრისტალოგრაფულ გა-
მოკვლევათა დროს სარგებლობენ
იზოქრომატული მრუდგზით იმის
გასაგებად, ერთლერძიანი თუ ორ-
ლერძიანი გამოსაკვლევი კრისტალი.



ნახ. 290 ბ.

თავი 18. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა.

581. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა კვარცხში. კვარციდან მისი ლერძის პერპენდიკულარულად ამოჭრილი ფირფიტა მოვითავსოთ პოლაროკოპში ჯვარედინად მდებარე ნიკოლების შორის. ფირფიტა გავანათოთ ფირფიტისადმი პერპენდიკულარული პარალელური სხივებით. კვარცს რომ თავის ლერძის მიმართულებით ემოქმედა ისე, როგორც ჩვეულებრივი ერთლერძიანი კრისტალი მოქმედებდა, მაშინ ხედვის არე ბნელი იქნებოდა. სინამდვილეში კი ეს არე განათებულია ფერადად, თუ ვსარგებლობთ თეთრი სინათლით. ეს ფერი დამოკიდებულია ფირფიტის სიქვეზე; ანალიზატორის მოტრიალებას დროს ხედვის არე იცვლება, მაგრამ ანალიზატორის არც ერთი მდებარეობის დროს იგი არ ბნელდება.

პარიკით, მონოქრომატული (ერთგვაროვანი) სინათლით რომ ვისარგებლოთ, მაშინ ჯვარედინი ნიკოლების შორის ფირფიტის მოთავსებით გამოწვეული განათებული არე ისევე დაბნელდება, თუ კი ანალიზატორს განსაზღვრული მიმართულებით რაიმე *α* კუთხით მოვარტიალებთ. აქედან გამომდინარეობს, რომ სწორხაზოვნად დაპოლარებული სხივი მას შემდეგ რაც იგი კვარცის ფირფიტაში გაივლის, ისევე სწორხაზოვნად დაპოლარებული დარჩება, მაგრამ პოლარიზაციის სიბრტყე კვარცში *α* კუთხით მოტრიალდება.

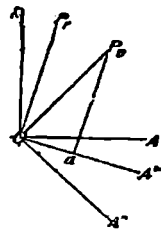
ცდა გვიჩვენებს, რომ პოლარიზაციის სიბრტყის მოტრიალების კუთხე *α* სხივის მიერ განვლილი მანძილის პროპორციულია და იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად. როდესაც კვარცში სხივები ლერძის მიმართულებით 1mm მანძილს გადიან. მაშინ, თუ ტემპერატურა არის 20°C, სორეს (Soret) და სარაზენის (Sarasin) თანახმად: პოლარიზაციის სიბრტყის მოტრიალების კუთხე *α* ფრაუნჰაუერის ქვემოთ ჩამოთვლილ ხაზებისათვის ასე იქნება:

B	D	F	G	H
15°,75	21°,70	32°,77	42°,60	5°,19.

ვთქვათ, სხივი ნახაზის სიბრტყეს პერპენდიკულარულად იქნა; OP და OA (ნახ. 291) წარმოადგენენ რხევის მიმართულ: ბს პოლარიზატორში და ანალიზატორში. ანის გარდა, ვთქვათ, OP₁ და OP₂ წარმოადგენენ რხევის მიმარ-

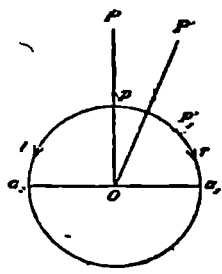
თულებას წითელი და სოსანი სხივებისათვის კვარცში გავლის შემდგომ. მოვატრიალთ ანალიზატორი ისე, რომ რხევის მიმართულება თანხვდეს OA -ს, რომელიც OP -სადმი პერპენდიკულარულია, მაშინ წითელი სხივი ნოისპობა; სოსანი სხივის O_a შემადგენელს კი ანალიზატორი გაუშვებს OA' -ის მიმართულე-ბით. ცხადია, რომ თუ თეთრი სხივით ვისარგებლეთ, ანალიზატორის არც ერთ-თი მდებარეობის დროს ხედვის არე არ დაბნელდება, რასაც ამოწმებს ზემო-სხენებულ ცდა.

არსებობს ორგვარი კვარცი; ერთი მათგანი პოლარიზაციის სიბრტყეს მარჯვნივ ატრიალებს, მეორე კი — მარცხნივ. თუ დამკვირვებელის თვალზე მოქედებს პირველი გვარის კვარციდან გამოსული სხივი, მაშინ პოლარიზაციის სიბრტყის ზრუნვის მიმართულება თანხვდება საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებას; კრისტალის წახანგების მდებარეობის მიხედვით შეიძლება განისაზღვროს, — კვარცი პოლარიზაციის სიბრტყეს მარჯვნივ ატრიალებს თუ მარცხნივ.



ნახ. 291.

581°. **ჰრენელის თეორია.** ვთქვათ, OP არის ისეთი სწორხაზოვნად დაპოლარებული სხივის ამპლიტუდა, რომელიც ნახაზის სიბრტყეს ეპერპენდიკულარება და ჩვენსკენ ვრცელდება. არაფერი არ შეიცვლება თუ ამ სხივს დავემატეთ ისეთი ორი დაპოლარებული სხივი, რომლებიც მონაკემ სხივისადმი პერპენდიკულარული იქნებიან. და რომელთა ამპლიტუდები O_{a1} და O_{a2} თანასწორი და მოპირდაპირეთ მიმართული არიან. ვთქვათ, ორივე სხივი OP -სთან შედარებით იგვიანებს რხევის პერიოდის $\frac{1}{4}$ -ით და $O_{a1} = O_{a2} = \frac{1}{2} OP = O_p$. 269 გ-ის თანახმად O_{a1} და OP -ს პირველი ნახევარი მოგვცემენ სხივს, რომელშიაც რხევა წრიული იქნება; ამ შედეგს მოგვცემს O_{a2} და OP -ს მეორე ნახევარიც. ორივე სხივში რხევის წრიული გზა ერთი მეორის თანასწორია, მაგრამ მიმართულება მოპირდაპირე აქვთ: ერთს r ისრის მიმართულება აქვს, მეორეს — l ისრისა. ამგვარად, სწორხაზოვნად დაპოლარებული სხივი P ორ ასეთ სხივად შეიძლება დაიშალოს.



ნახ. 291 ა.

ფრენელის მიხედვით კვარცის ოპტიკური დერძის მიმართულებით მხოლოდ ისეთ სხივებს შეუძლია გავრცელება, რომლებსაც აქვთ მარჯვნივ და მარცხნივ ბრუნვითი პოლარიზაცია; ამავე დროს მარჯვნივ მობრუნებულ კვარცში მარჯვნივ დაპოლარებული სხივი მეტი სიჩქარით ვრცელდება, ვიდრე მარცხნივ დაპოლარებული. ამგვარად, როდესაც კვარცის ფირფიტაში შედის სწორხაზოვნად დაპოლარებული სხივი იგი ისეთ, წრიულ შემადგენლებად იშლება, რომელთა წრიული რხევანი p წერტილში ერთდროულად იწყებიან. ფირფიტიდან გამოსვლის დროს მეტი სიჩქარით მიმავალი მარჯვნივ წრიული რხევა p_1 წერტილამდე მიაღწევს იმ დროს, როდესაც მარცხნივ რხევა ჯერ კიდევ p წერ-

ტილში იქნება. ორივე რხვევა ერთად მოგვეცემს სწორხაზოვნად დაპოლარებულ სხივს, რომელშიაც რხვევის სიბრტყე OP შედარებით OP -სთან მარჯვნივ არის დაბრლილი. ამ თეორიის თანახმად, კვარცი თავის ლერძის მიმართულებით ბრუნვითს პოლარიზაციას გვაძლევს.

თუ წრეხაზზე დაპოლარებულ სხივს ნიკოლ-ანალიზატორში გავატარებთ, მაშინ ეს სხივი ბუნებრივი სხივის მსგავსად თავის ინტენსივობას არ შეიცვლის ნიკოლის მოტრიალების დროს. ვთქვათ, გვაქვს ორი ურთიერთ დაპოლარებული სხივი, რომლებიც წრეხაზზე დაპოლარებულ სხივს ენაცვლებიან; დავეუშვათ, რომ აღებული სხივების ფაზათა სხვაობა უდრის პერიოდის მეოთხედს. თუ ამ სხივების ფაზათა სხვაობას დავეუმატებთ ფაზათა სხვაობა პერიოდის მეოთხედი სათანადო სისქის ორჯერადი გადამტეხი ფირფიტის მოთავსებით (თაბაშირის ფირფიტა), მაშინ 269 §-ის თანახმად წრეხაზზე დაპოლარებული სხივი სწორხაზზე დაპოლარებულ სხივად გარდაიქმნება; ასეთს სხივს ბუნებრივ სხივისაგან ადვილად გავარჩევთ.

582. შ ა ძ რ მ ზ ო მ ი. ბრუნვის პოლარიზაციას ადგილი აქვს აგრეთვე ზოვიერთ სხვა კრისტალებში და ზოგიერთ ნივთიერებათა ხსნარებში, მაგ. შაქრის ხსნარში. ამ უკანასკნელ შემთხვევაში პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა პროპორციულია ხსნარში შაქრის რაოდენობისა. ლერწმის შაქარი პოლარიზაციის სიბრტყეს მარჯვნივ ატრიალებს. ბრუნვის კუთხე ω ფრაუნჰოფერის D სხივისათვის შეიძლება გამოეთვალათ შემდეგი ფორმულიდან:

$$\omega = 0,665^{\circ} \cdot \lambda. I. \quad (102)$$

სადაც I არის ხსნარის სვეტის სიგრძე დეციმეტრებში, λ შაქრის რაოდენობა გრამებში ხსნარის 100 cm^3 -ში. აქედან მივიღებთ:

$$\lambda = 1,504 \cdot \frac{\omega}{I} \quad (102^a)$$

დაკვრევებიდან მიღებულ ბრუნვის ω კუთხისა და სითხის სვეტის I სიგრძის საშუალებით შეიძლება გამოითვალოს ხსნარში შაქრის რაოდენობა. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვის კუთხე შეიძლება გაიზომოს ორი ნიკოლის დახმარებით, როგორც ეს 579 §-ში იყო განმარტებული.

უფრო ზუსტ შედეგებს გვაძლევს ე. წ. მკრთალ-ჩრდილიანი შაქარზომი; ასეთ ხელსაწყოებში ხედვის არე იყოფა ორ სხვადასხვა სიკაშკაშის ნახევარ წრედ; ხელსაწყო უნდა დაიდგას ისე, რომ წრის ორივე ნახევარი ერთნაირად იყოს განათებული.

583. ლოკანის (Laurent) მკრთალ-ჩრდილიანი შაქარზომი. P პოლარიზატორის უკან (ნახ. 292) მოთავსებულია დიაფრაგმა D , რომელსაც რვეალი ხერხელი აქვს; ხერხელი იყოფა ორ ნახევარ—წრედ; ერთ მათგანს მიფარებული აქვს ორჯერად გადამტეხ კრისტალის ფირფიტა. A —ნიკოლი პრიზმა, ანალიზატორი, F გალილეის პატარა კოგრი, რომელიც D დიაფრაგმაზე დაყენებული. სინათლის წყაროს წარმოადგენს ნატრიუმის ალი. (472)

ვთქვათ OP და OA წარმოადგენს რხვევის მიმართულებას პოლარიზატორში და ანალიზატორში; (ნახ. 293) ფირფიტა ისეა მოთავსებული, რომ მასში რხვევის მიმართულება OH_1 OP სთან მცირე კუთხეს შეადგენს; ამ ფირფიტის

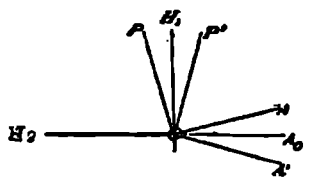
სისქე ისეა შერჩეული, რომ ორივე ტალღას, რომელთა რხევის მიმართულე-
ბანი არიან OH_1 და OH_2 , ამ ფირფიტამ მინიჭოს ისეთი სვლათა სხვაობა,
რომელიც უღრის ნატრიუმის სინათლის ნახევარ-ტალღის სიგრძის კენტ ჯერად
რიცხვს. ამიტომ ფირფიტიდან გამოსული სხივი სწორხაზოვნად იქნება დაპო-

ლარებული, მაგრამ რხევის მიმართულება მცირეოდენ შე-
იცვლება: რხევის მიმართუ-
ლება იქნება OP' და არა OP .
(575). ამგვარად დიაფრაგმის უკან სინათლე შედგება სწორ-
ხაზოვნად დაპოლარებული ორი სხივისაგან; ერთი მათ-
განი გამოდის ფირფიტით მიფარებულ ნახევარ-წრიდან,
მეორე კი — ღია ნახევარ-წრი-
დან. ამ სხივებში რხევის მი-
მართულებანი ურთიერთშო-
რის მცირე კუთხეს შეადგე-
ნენ. ასეთ შემთხვევაში ხელ-
ვის არე წარმოადგენს ორ არა ერთნაირად განათებულ
ნახევარ წრეს: ხერხლის ღია
ნახევარი ბნელი იქნება (ნახ.
292_ა), თუ ანალიზატორში
რხევა წარმოებს OP -სადმი
პერპენდიკულარულ OA -ს მი-
მართულებით; პირიქით, ბნე-
ლი იქნება ფირფიტით მი-
ფარებული ნახევარ-წრე (ნახ.
292_ბ), თუ რხევა წარმოებს



ნახ. 292.

OP -დმი პერპენდიკულარულ OA' -ის მიმართულებით. ამ ორ მიმართულებათა
შორის იმყოფება მკრთალი ჩრდილი (ნახ. 292_ა), რომლის დროსაც ანალიზა-
ტორში არსებული რხევის მიმართულება OA_0
მდებარეობს OA და OA' -ის შუაში და რო-
დესაც ხერხლის ორივე ნახევარ-წრე სუსტად
არის განათებული ერთნაირი ინტენსივობის
სინათლით. ანალიზატორის აღნიშნულ მდებარე-
ობისათვის დანაყოფებიან წრეზე საწყის
ანათვალს აითვლიან და ამის შემდეგ დია-
ფრაგმისა და ანალიზატორის შორის ათავსებენ
 R შილს გამოსაცდელი ხსნარით (ნახ. 292); ამ შილს ორივე ბოლოდან მიფარებული
აქვს შინის ბრტყელ-პარალელური ფირფიტები. რხევის მიმართულების სიბრტყე
ისეთი კუთხით მოტრიალდება, რომელიც მონაცემი ხსნარის ბრუნვის α კუთ-
ხეს ეთანასწორება. ასე, რომ ეს კუთხე სწორედ ის კუთხე იქნება, რომლითაც



ნახ. 293.

ანალიზატორი უნდა მოვატრიალოთ, რომ მკრთალი ჩრდილის მდებარეობა ისევე მივიღოთ. თუ ხსნარში, შაქრის გარდა, სხვა რამ ნივთიერება შეტყუებული არ არის, მაშინ ხსნარში შაქრის რაოდენობა ე. ი. კონცენტრაცია შეიძლება გამოითვალოს 102, განტოლების დახმარებით, ვინაიდან შაქრის ხსნარი პოლარიზაციის სიბრტყეს ატრიალებს.

584. **ოპტიკის ისტორიიდან.** ელემენტარული ოპტიკის კანონების გამოკვლევა დაიწყო ჯერ კიდევ ეკლიდმა (300 წ. ჩვენ ერამდე). ეს გამოკვლევა დამთავრა სნელიუსმა გადატების კანონების აღმოჩენით (1591-1626), რომლებსაც მისი სახელი უწოდეს. კეპლერმა 1611 წ. მოგვცა თვალისა და ოპტიკური იარაღების თეორია, მიუხედავად იმისა, რომ მან ეს კანონები არ იცოდა; ამ თეორიის დამუშავების დროს, კეპლერმა დაუშვა დაცემისა და გადატების კუთხეების შორის პროპორციულობა, რაც მართებულია დაცემის მხოლოდ მცირე კუთხეებისათვის. ტელესკოპი აღმოჩენილი იყო 1608 წელს. ჰუკი (Hook), ლევენჰუკი (Leuwenhoek) და ჰარტზოეკერი (Hartsoeker) ჯერ კიდევ 1670 წელს აწარმოებდნენ დაკვირვებას დიდად გამადიდებელი ლინზებით.

ნიუტონმა 1670 წ. აღმოაჩინა, რომ თეთრი სხივი სხვადასხვა გადამტეხადობის სხივებისაგან შედგება. ბოილისა (Boyle) და ჰუკის მიერ აღმოჩენილ ფირფიტების ფერებზე ნიუტონმა აწარმოა დაკვირვება, რომელიც სინათლის ტალღის სიგრძის პირველ გაზომვას წააზოადგენს (543). ნიუტონმა 1704 წელს გამოქვეყნებულ ნაშრომში სინათლის გამოდინების თეორიის მომხრედ აღიარა თავისი თავი (534). მან უარყო სინათლის ტალღური. გავრცელების თეორია. ამ უჯანსაღი თეორიის საშუალებით ამ თეორიის დამფუძნებელმა ჰიუგენსმა 1678 წელს აღმოაჩინა კანონი, რომელიც განსაზღვრავდა ერთღერძიან კრისტალში არაჩვეულებრივი სხივის მიმართულებას (563). ნიუტონის ავტორიტეტი იმდენად ძლიერი იყო, რომ სინათლის გამოდინების თეორია დიდი ხნის განმავლობაში იყო გაბატონებული; ამ თეორიის მომხრენი იყვნენ მალუსი (Malus, 1775-1812), რომელმაც აღმოაჩინა სინათლის პოლარიზაცია არეკლის დროს (557), ბიო (Biot, 1774-1862), რომელმაც აღმოაჩინა ბრუნვითი პოლარიზაცია და ბრუსტერი (Brewster, 1781-1868), რომელმაც აღმოაჩინა ოპტიკურ მოვლენათა დიდი რიცხვი. ამისდა მიუხედავად საბოლოოდ გაიმარჯვა ეთერის ტალღური მოძრაობის თეორიამ, რომელიც უმთავრესად ინტერფერენციას და დიფრაქციას ეყრდნობოდა. ნიუტონის თეორიის წინააღმდეგ გაილაშქრეს იუნგმა (Jung, 1773-1829) და ფრენელმა (Frenel, 1788-1827). „რაც უფრო მეტად უკვირდება ოპტიკურ მოვლენებს და რაც უფრო მეტად ცდილობ შეუფარდო მათ ნიუტონის თეორია, მით უფრო მრავლებიან, რთულდებიან და ბუნდოვანი ხდებიან ის ჰიპოთეზები, რომლებითაც იძულებული ვართ ვისარგებლოთ, ამიტომ ნიუტონის თეორია უკუგდებული მაინც უნდა ყოფილიყო, თუნდაც რომ 1854 წელს ფუკოს (Foucault) არ აღმოეჩინა მოვლენა, რომელიც ნიუტონის თეორიას პირდაპირ ეწინააღმდეგებოდა“ (534). (Kirchhoff. „მათემატიკური ოპტიკის ლექციები“)

ფრენელი ეყარებოდა მექანიკურ პრინციპებს, როდესაც მან ორჯერადი გადატების თეორია მოგვცა. არაგომ (Arago, 1786-1853) აღმოაჩინა ის ფერები, რომლებსაც კრისტალის ფირფიტები საპოლარიზაციო აპარატში გვაძლევენ.

ლოლონმა (Dollond) 1757 წ. აქრომატული ლინზა აღმოაჩინა; ფრაუნჰოფერმა (Fraunhofer, 1787-1826) გააუმჯობესა ოპტიკური იარაღები და ოპტიკური მოვლენების უფრო ზუსტი შესწავლის მიზნით ოპტიკურ გაზომვაში შეიტანა მზის სპექტრის ბნელი ხაზები, რომლებსაც მისი სახელი ეწოდება.

ბუნზენმა და კირხჰოფმა 1859 წ. დაასაბუთეს სპექტრალური ანალიზის მეთოდი. აბბემ (Abbe, 1840-1905) შეისწავლა ოპტიკური იარაღების კონსტრუქცია მეცნიერული ზუსტი კანონების მიხედვით და მით მეცნიერება და ტექნიკა ერთმანეთს მკიდროდ დაუკავშირა; მანვე შესამჩნევად გააუმჯობესა მიკროსკოპი.

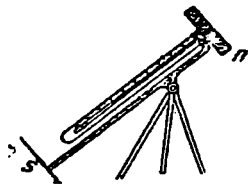
თავი 19. მზის გამოსხივება.

585. აბსოლუტურად შავი სხეული. თერმომეტრი, რომელსაც მზის სხივები ეკემა, თბება, ვინაიდან ეთერის ტალღების იმ ენერჯიის ნაწილი, რომელიც მზის ზედაპირთან სითბოს გამო გაჩნდა, თერმომეტრში ისევ სითბოდ გარდაქმნა. ისეთ სხეულს, რომელიც მასზე დაცემულ ყველა სხივებს სითბოდ გარდაქმნის ე. ი. ისეთ სხეულს, რომელიც სხივებს არც არეკლავს, არც გაატარებს, აბსოლუტურად შავი სხეული ეწოდება. შეიძლება ითქვას, რომ მური დაახლოებით წარმოადგენს აბსოლუტურად შავ სხეულს, თუ მხედველობაში არ მივიღეთ ეთერის მეტად გრძელი ტალღები.

წითლად ვარვარების ტემპერატურაზე სხეულს ჩვენ ვხედავთ არეკლვილი სინათლის გამო; ამგვარად, ზემოხსენებულ შავ სხეულს ჩვენ ვერ ვხედავთ იმიტომ, რომ იგი სინათლეს არ არეკლავს. წითლად ვარვარების ტემპერატურის ზევით კი შავი სხეული უფრო მეტად კაშკაშებს, ვიდრე არა შავი სხეული.

586. მზის მუდმივა. მზის მუდმივა ეწოდება გრამკალორიებით გამოხატულ სითბოს იმ რაოდენობას, რომელსაც ითვისებს შავი სხეულის ზედაპირის 1cm^2 ატმოსფერის საზღვარზე ერთი წუთის (მინუტის) განმავლობაში, როდესაც აპ სხეულს მზის სხივები პერპენდიკულარულად ეკემა. დედამიწის ზედაპირზე იმავე პირობებში სხეული შეითვისებს სითბოს ნაკლებ Q' რაოდენობას, ვინაიდან სხივების ნაწილს ატმოსფერა შთანთქავს. თუ Q' -ს სხვადასხვა სიმაღლეზე გავზომავთ, მაშინ შედეგების შედარების შემდგომ შესაძლებელი იქნება ატმოსფეროს მიერ შთანთქმულ სითბოს რაოდენობის გამოთვლა და, მასთანადავე, მზის მუდმივას განსაზღვრაც.

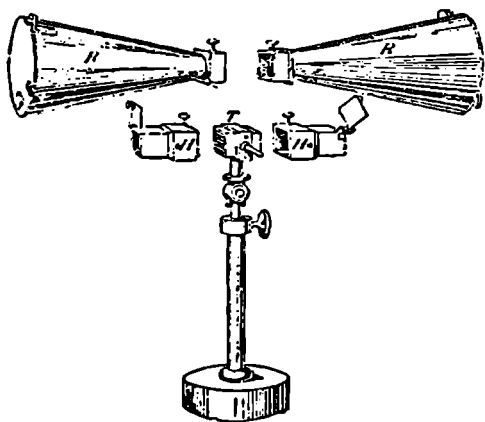
587. კროვას (Crova) მიერ გაუმჯობესებულ პუიეს (Pouillet) პირპელიომეტრით სარგებლობენ Q' სითბოს გასაზომად. სინდიყით საცხე ფოლადის ბრტყელ B ყუთის (ნახ. 294) წინა კედელი დაფენილია პლატინის შავათი. ამ ყუთის წინა კედელს რამოდენიმე წუთით (მინუტით) მიუშვებენ მზის სხივებს და თერმომეტრის საშუალებით (ნახ. 294) ზომევენ სინდიყის ტემპერატურის ნაშატს. ტემპერატურის ამ ნაშატისა და სინდიყით საცხე ყუთის სითბოტევადობის ნაწარმოები (328) მოგვცემს მზის სხივებით გადმოცემულ სითბოს რაოდენობას, თუ ამ ნაწარმოებს დაეუმატეთ ის სითბო, რომელიც ყუთში და-



ნახ. 294.

კარგა გამოსხივებით ამავე დროის განმავლობაში. ასეთი ცდებით შზის მულმივა Q აღმოჩნდა 1,93 გრამკალორია. როდესაც მზე ზენიტშია, მაშინ, თუ ეს მო-
წმენდილია, შზის გამოსხივების დაახლოებით $\frac{1}{3}$ -ს ატმოსფერა შთანთქავს და
მხოლოდ დანარჩენი $\frac{2}{3}$ მოაღწევს დედამიწის ზედაპირამდე.

588. მელონის (Melloni) თერმომეტრი. სხივების სითბური მოქმედების გამოსაკვლევად სშირად იხმარება უფრო მგრძობიარე ხელსაწყო. ვიდრე სინდიუანი თერმომეტრი. ასეთ ხელსაწყოდ უნდა მივიჩნიოდ მელონის თერმომულტიპლიკატორი და ლანგლის (Langley) ბოლომეტრი. მელონის ხელ-
საწყოში თერმოელექტრულ T სვეტს (743) ორი მხარე აქვს; ერთ მხარეზე მო-
თავსებულია ნარჩილავი ადგილების წყვილი რიცხვი; ეს მხარე დაცულია, მასზე სხივები არ მოქმედებენ, მისი ტემპერატურა გარშემო სივრცის ტემპერატურას უდრის. მელონის სვეტის მეორე მხარეზე მოთავსებულია ნარჩილავი ადგილების კენტი რიცხვი; ეს მხარე ღიაა და მასზე სხივები მოქმედებენ. ნარჩილავ ადგი-



ნახ. 295.

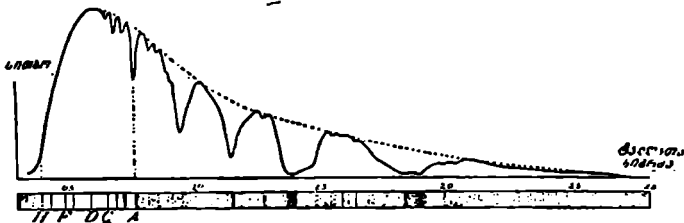
გამოიკვლიოთ (§ 593, ნახ. 298). მაშინ მელონის სვეტის ამ მხარის ტემპერა-
ტურა აიწვევს რაიმე გარკვეული t გრადუსით, რომლის დროსაც სითბოს ჭარგვა გარშემო სივრცეში სითბოს იმ J რაოდენობას გაუთანაწოროდება, რომელიც სვეტმა გამომსხივებელი წყაროდან მიიღო. 429 წ-ის მიხედვით დაკარგული სით-
ბოს რაოდენობა ტემპერატურათა სხვაობის პროპორციულია ე. ი. $(t - t_0)$ -ისა..
ასე რომ, თუ A -თი აღვნიშნეთ პროპორციულობის კოეფიციენტი, მაშინ

$$A \cdot (t - t_0) = J.$$

ელექტრო-წრედში ჩართულ გალვანომეტრის გადახრა 744 წ-ის მიხედვით. $(t - t_0)$ -ის პროპორციულია და, მაშასადამე პროპორციული იქნება აგრეთვე J -სა..

589. ლანგლეს ბოლომეტრში ლითონის თხელი ზოლი ან მავთული თბება გამომსხვიებული წყაროს საშუალებით; ტემპერატურის აწევას ელექტრული მეთოდით ზომავენ.

590. მზის სითბური სპექტრი. განვიხილოთ საკითხი, თუ როგორაა განაწილებული მზის გამოსხივების ენერგია მის სპექტრში. ამ კითხვაზე პირდაპირი პასუხის გასაცემად საჭიროა 545 წ-ში აღნიშნული მეთოდის მიხედვით მივიღოთ მზის ნორმალური ანუ დიფრაქციული სპექტრი და გამოვარკვიოთ, თუ სითბოს რა რაოდენობა ემატება შავ სხეულს დიფრაქციული სპექტრის სხვადასხვა ერთნაირი სიგანის ზოლებიდან. ამ მიზნით ლანგლეი სპექტრის სხვადასხვა ნაწილებში ათავსებდა ბოლომეტრის გამურულ მავთულს და ზომავდა თითოეულ ნაწილისათვის ტემპერატურის ნამატს. ლანგლეიმ ისარგებლა აგრეთვე მეორე არაპირდაპირი მეთოდით: ასეთივე გამოკვლევა მან აწარმოა პრიზმატულ-სპექტრისათვის და შედეგები ნორმალურ სპექტრისათვის გადაიყვანა გადატეხის მაჩვენებლისა და ტალღის სიგრძის შორის ცნობილ დამოკიდებულებების საშუალებით.



ნახ. 296.

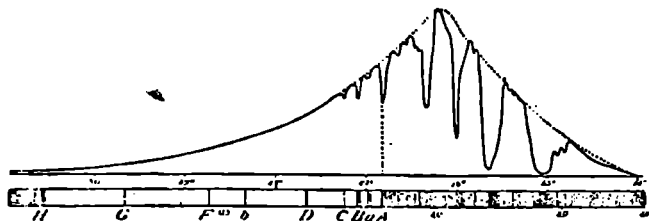
ნახ. 296 წარმოადგენს ლანგლეს მიერ მეორე მეთოდით მიღებულ შედეგებს; აბსცისები პროპორციული არიან მიკრონებით გამოხატულ ტალღის სიგრძეებისა (530), ორდინატები კი—სითბოს გაზომილი რაოდენობისა. შემჩნეულქნა:

1) რომ სითბური maximum-ი მდებარეობს იმ სხივთა შორის, რომელთა ტალღის სიგრძენი უდრიან 0,55 μ -დან 0,6 μ -ამდე, ე. ი. ეს maximum-ი მდებარეობს სპექტრის ყუითელ ნაწილში, რაც ლანგლეს მიერ შემოწმებული იყო უშუალო დაკვირვებით ნორმალური სპექტრის საშუალებით.

2) რომ სპექტრის სითბური ნაწილი შეუდარებლად გრძელია, ვიდრე ხოლული სპექტრი, რომელიც H და A ხაზების შორისაა მოთავსებული. სპექტრის წითელი ფერის გარეთ, ე. წ. ინფრაწითელ ნაწილში, აღმოჩენილქნა ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე 2,8 μ უდრის, სპექტრის ულტრასოსან ნაწილში კი—ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე 0,3 μ უდრის.

ნახ. 297 წარმოადგენს ბოლომეტრის საშუალებით მიღებულ სითბურ განაწილებას ფლინტგლასის პრიზმის სპექტრში. ამ ნახაზზე სითბური maximum-ი მდებარეობს სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში, რაც იმით აიხსნება, რომ სპექტრის წითელი ნაწილისაკენ დისპერსია თანდათან მცირდება, რასაც მოსდევს ბოლომეტრის ფართეულის ერთეულზე სხივების უფრო და უფრო მეტი რაოდენ-

ნობის დაცემა. ამგვარად, პრიზმატული სპექტრის საშუალებით შეუძლებელია სხვადასხვა გვარი სხივების შეფარდებითი ინტენსივობის განსაზღვრა, თუნდაც რომ პოიზმის ნივთიერებაში მომხდარმა შთანთქმამ შესამჩნევი გავლენაც არ მოახდინოს ამ ინტენსივობაზე.

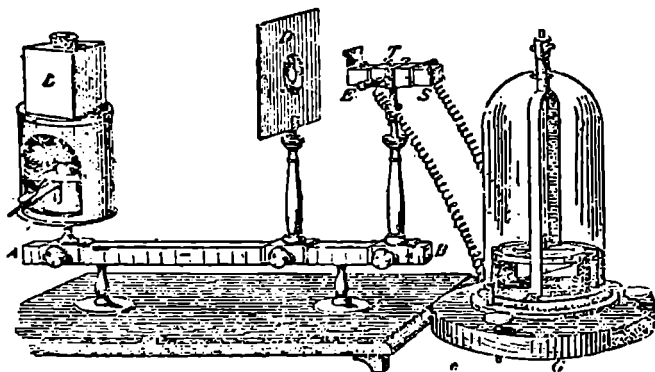


ნახ. 297.

თავი. 20. მთერის ტალღების გამოსხივება და შთანთქმა.

591. გამოსხივება, ნივთიერების გავლენა. ერთგვაროვანი სხეულის მიერ გამოსხივებული სხივების ინტენსივობა დამოკიდებულია ამ სხეულის ბუნებასა და ტემპერატურაზე.

მურის გამოსხივება უფრო მძლავრია ვიდრე გაპრიალებულ ლითონის გამოსხივება. ლესლის (Leslie) კუბი L (ნახ. 298) წარმოადგენს მდულარე წყლით



ნახ. 298.

სავესე ლათონის ღრუ კუბს, რომლის წახნაგები შეიძლება დაიფაროს რაიმე ნივთიერებით ან გაპრიალდეს. თუ თერმოელექტრულ T სვეტს დაეცემა ერთ შემთხვევაში კუბის გაპრიალებულ წახნაგიდან წამოსული სხივები, მეორე შემთხვევაში კი გაპრიალებული წახნაგიდან წამოსული სხივები, მაშინ გალვანომეტრის ისრის გადახრა მეორე შემთხვევაში 8-9-ჯერ მეტი იქნება, ვიდრე პირველ შემთხვევაში. მყარი სხეულების გამოსხივება საერთოდ უფრო მძლავრია, ვიდრე იმავე ტემპერატურის გაზის გამოსხივება. მაგ., თერმოელექტრული

სვეტის საშუალებით წარმოებული გამოკვლევა გვიჩვენებს, რომ სპირტის ალის გამოსხივება მატულობს, თუ ალში შევიტანთ პლატინის ხეიას, მიუხედავად იმისა, რომ ხეიის შეტანით ალის ტემპერატურას ვამცირებთ.

592. ტემპერატურის ზამღვანა. მონაცემი ტემპერატურის დროს სხეული გამოასხივებს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივებს; ამ სხივთა შორის უდიდესი ინტენსივობა იმ სხივს აქვს, რომელსაც ტალღის საშუალო სიგრძე შეეფერება. ტემპერატურის აწევასთან ერთად იზრდება ინტენსივობაც. ტალღის სიგრძე გადაინაცვლებს მცირე სიგრძის ტალღებისაკენ. როდესაც სხეულის ტემპერატურა იქნება 520° , მაშინ გამოჩნდებიან ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე არის 0,81 μ და რომელნიც წითელი ფერის შთაბეჭდილებას გამოიწვევენ. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ასეთი ტემპერატურის დროს სხეული წითლად ვარვარებას იწყებს. თუ სხეულის ტემპერატურა უფრო მაღლა ავიწიეთ, მაშინ თანამიმდევრობით გამოჩნდებიან ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე თანდათან მცირდება: ყვითელი, მწვანე, ცისფერი. და ბოლოს სოსახი სხივები. ყველა ეს ხილული სხივები, ვინაიდან ერთდროულად მოქმედებენ, თეთრის შთაბეჭდილებას სტოვებენ. როდესაც სხეულის ტემპერატურა არის 1500° , მაშინ სხეული თეთრად ვარვარებას დაიწყებს და ბოლოს თუ უფრო მეტად ავიწიეთ მისი ტემპერატურა, ულტრასოსან სხივებსაც აღმოვაჩინებთ.

593. ულტრასოსანი სხივები. უმოკლეს ტალღებს, რომლებიც მოქმედებენ ჩვეულებრივ სინათლის მგრძობიარე ფირფიტაზე ჰაერში ექსპოზიციის დროს, სიგრძე აქვთ 0,182 μ . ამაზე მოკლე სიგრძის ტალღებს შთანთქავს ჰაერი და უმთავრესად კი ეანგმბად; ასეთ სხივებს ატარებს მდნობ-შპატი. მაგ., შუმანმა (Schumann) შპატის პრიზმისა და საგანგებოდ მომზადებულ სინათლის მგრძობიარე ფირფიტის საშუალებით მიიღო ტალღები, რომელთა სიგრძე იყო 0,13 μ ; იგი სარკებლობდა გეისლერის (წყალმბადით სავსე) მილით, რომელსაც შპატის სარკმელი ჰქონდა გაკეთებული. ამაზე მოკლე სიგრძის ტალღებს შპატი შთანთქავს. ლიმანი (Lyman) შპატის პრიზმის მაგივრად სარკებლობდა შეზნეკილ სადიფრაქციო მესერიით და მან წყალბადის გამონასხივებში აღმოაჩინა ტალღები, რომელთა სიგრძეც უდრიდა 0,09 μ . მილიკენმა 1920 წელს რკინის სპექტრში იპოვა ისეთი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე იყო 0,03 μ ; ეს არის ტალღის ის უმოკლესი სიგრძე, რომელიც დღემდე არის ნაპოვნი.

594. ინფრაწითელი სხივები; ნარჩენი სხივები (Rcststrahlen). რათა სპექტრალური აპარატით გამოვიკვლიოთ გამოსხივების ის შემთხვევა, როდესაც ტალღის სიგრძე დიდია, ლინზის და პრიზმის მომზადება ისეთი ნივთიერებისაგან არის საჭირო, რომელიც ასეთ სხივებს კარგად გაატარებს (მაგ., ქვის მარილი). ლანგლემი ისარგებლა ასეთი ხელსაწყოთი და სხივების წყაროდან, რომლის ტემპერატურა 100° უდრიდა (სპილენძის გამურული ფირფიტა) მიიღო სპექტრი. ეს სპექტრი მან გამოიკვლია ბოლომეტრის საშუალებით და აღმოაჩინა, რომ უდიდესი ინტენსივობა იმ სხივებს ჰქონიათ, რომელთა ტალღის სიგრძე 8 μ უდრიდა. მაგრამ ის ტალღები, რომელთა სიგრძე 23 μ აღემატებოდა, ქვის მარილმაც იც მძლავრად შთანთქავს, რომ მათ მისაღებად პრიზმის მეთოდი უვარგისი გამოდგა. ასეთ შემთხვევებში უკეთეს შედეგებს გვაძლევს რუბენის ნარჩენი

სხივებისა მეთოდით. სხეულის არეკვლის უნარი იმ სხივებისათვის, რომლებსაც ეს სხეული არ შთანთქმავს, მცირეა და მხოლოდ გადატენის მაჩვენებელზეა დამოკიდებული. სხეულის არეკვლის უნარი კი იმ სხივებისათვის, რომლებსაც სხეული შთანთქმავს, მეტია; იმ სხივებისათვის კი, რომლებსაც სხეული ხარბად შთანთქმავს, არეკვლის უნარი ნეტად დიდია. აღმოჩნდა, რომ გამჭვირვალე სხეულები, მაგ., ქვის მარილი, სილინი და სხვები, ზოგიერთ დიდი სიგრძის ტალღებს ლითონისებურად შთანთქმევენ და არეკლავენ. სილინის მაგ., ასეთი თვისება აქვს იმ სხივების მიმართ, რომელთა ტალღის სიგრძე არის 63,4 μ . თუ სხივების კომპლექსი, რომელიც ტალღის ასეთ სიგრძეს შეიცავს, სილინის ზედაპირიდან 5-6-ჯერ აირეკლება, მაშინ ის სხივები, რომლებიც ლითონისებურ არეკვლას არ განიცდიან შესუსტდებიან და ამიტომ ასეთი სხივების დანახვაც შეუძლებელი იქნება; დარჩება მხოლოდ ის სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე არის 63,4 μ ; ამ სხივებს „ნარჩენი სხივები“ ეწოდება. ნარჩენი სხივების ტალღის უდიდესი სიგრძე (137,8 μ), გამოყოფილი იქმნა ტალიუმის ზედაპირიდან არეკვლის საშუალებით. ინფრა-წითელი სხივები, რომელთა ტალღის სიგრძე უდრის 346 μ (ტალღის უდიდესი სიგრძე, რომელიც დღემდე არის ნაპოვნი), აღმოაჩინეს რუბენსმა და ბაიერმა სხვა მეთოდის საშუალებით.

ამგვარად, ეთერის ხილული ტალღები ამჟამად მიღებულ ყველა ტალღების მხოლოდ მცირე ნაწილს შეადგენენ; თუ აკუსტიკის ტერმინებით ვისარგებლეთ, მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ ხილული ტალღები მოთავსებული არიან მხოლოდ ერთი ოქტავის ინტერვალში, ეთერის დღემდე აღმოჩენილი ტალღები კი შეადგენენ 13 ოქტავას.

594°. შაპო ხსეულის გამოსხივების კანონები. თეორიული გზით მიღებულია მარტივი კანონები შავი სხეულის გამოსხივებისათვის, ე. ი. „შავი გამოსხივებისათვის“ ანუ ღრუ სივრცის გამოსხივებისათვის. ვინის თანახმად ასეთი გამოსხივებისათვის უდიდესი ინტენსივობის ტალღის სიგრძე აბსოლუტური ტემპერატურის უკუპროპორციულია. ახალი ცდების თანახმად უდიდესი ინტენსივობის ტალღის სიგრძისა (მიკრონებში) და აბსოლუტური ტემპერატურის ნამრავლი 2860 უდრის. ასე რომ, უდიდესი ინტენსივობის ტალღის სიგრძე ისეთი შავი სხეულისათვის, რომლის ტემპერატურა უდრის 1000°C, იქნება: $\frac{2860}{1273} = 2,3\mu$. იმ სხეულისათვის, რომლის ტემპერატურა არის 100°C, ასეთი ტალღის სიგრძე იქნება: $\frac{2860}{373} = 7,7\mu$, რაც ლანგლიეს ცდას საესებით ეთანხმება. ამ კანონით შეგვიძლია შავი სხეულის ტემპერატურის გამოთვლაც, თუ ექსპერიმენტულად ნაპოვნი იქნება უდიდესი ინტენსივობის ტალღის სიგრძე.

სტეფან-ბოლცმანის (Stefan Boltzmann) კანონის თანახმად შავი სხეულის მთლიანი გამოსხივების ენერჯია აბსოლუტური T ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია. შავი სხეულის 1cm^2 , როდესაც მისი ტემპერატურა არის T , 1 სექუნდის განმავლობაში გამოასხივებს $1,366 \cdot 10^{-12} \cdot T^4$ გრამკალორიას. აქედან, სტეფან-ბოლცმანის კანონის მიხედვით, თუ მხედველობაში მივიღეთ აგრეთვე მზის მუდმივა, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მზის ტემპერატურა დაახლოებით 5480°C უნდა უდრიდეს, თუ მზის გამოსხივება ისეთივე მძლავრია, როგორც შავი სხეულისა. ვინაიდან მზეს გამოსხივების ასეთი ძალა არა აქვს,

ამიტომ მზის ზედაფენების ტემპერატურა უფრო მაღალი უნდა იყოს. ვთქვათ, შავი სხეულის ტემპერატურა ერთ შემთხვევაში უდრის t_2° -ს, მეორე შემთხვევაში — t_1° -ს. პირველ შემთხვევაში იგი გვაძლევს გარკვეული სიგრძის ტალღას H_2 სიკაშკაშისას, მეორე შემთხვევაში — H_1 სიკაშკაშისას, მაშინ სიკაშკაშეთა შეფარდების საშუალებით შეგვიძლია ვიპოვოთ t_2 , თუ წინასწარ გვეცოდინება t_1 :

$$\log \frac{H_2}{H_1} = \frac{C}{\lambda} \left(\frac{1}{273+t_1} - \frac{1}{273+t_2} \right) \cdot \log e,$$

სადაც $C=14300$, თუ λ მიკრონებით არის გამოხატული. $\log e=0,434$; შეფარდება $\frac{H_2}{H_1}$ ჰოლბორნ-კურლბაუმის (Holborn-Kuribbaum) ან ვანერის (Wanner) პირომეტრით შეიძლება იყოს ნაპოვნი.

აქ მოხსენებული რადიომეტრული მეთოდი წარმოადგენს ერთადერთ მეთოდს, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელია ისეთი ტემპერატურის გაზომვა, რომელიც 1600°C აღემატება.

594⁴. დოპლერის (Dopler) პრინციპი. გამოსხივების წყაროს მოძრაობა გავლენას ახდენს იმ ტალღების სიგრძეზე, რომლებსაც მონაცემი წყარო გზავნის. წარმოვიდგინოთ გამოსხივება, როგორც ისეთი ბიძგებისაგან შექმდარი, რომლებიც ერთი მეორეს მისდევენ დროის, თანასწორ შორისდნებში. ვთქვათ, დროის ეს შორისდნები წყაროს რხევის T პერიოდის თანასწორი არიან; ვიგულისხმობთ აგრეთვე, რომ ეს ბიძგები ერთმეორისაგან დაშორებული არიან ტალღის λ სიგრძის თანასწორ მანძილებით. ვთქვათ, გამოსხივების წყარო v სიჩქარით მოძრაობს რაიმე მიმართულებით. თუ სხეულიც იმავე მიმართულებით მოძრაობს, საითაც სინათლე ვრცელდება; მაშინ ბიძგების შორის მანძილები სივრცეში $vT = \Delta\lambda$ მანძილით გაიზოღებიან; პირიქით, თუ გამოსხივების წყარო მოძრაობს სინათლის გავრცელების მოწინააღმდეგე მიმართულებით, მაშინ ეს მანძილები $vT = \Delta\lambda$ მანძილით შემცირდებიან,

ამგვარად:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v \cdot T}{c \cdot T} = \frac{v}{c} \quad . (102^b)$$

დოპლერის ეს პრინციპი ბევრითს მოვლენებში იმით მტკიცდება, რომ ორთქლმავლის სტვენის სიმაღლე დაბლდება, როდესაც ორთქლმავალი დამკვირვებელს შორდება. დოპლერის პრინციპის დიდი მნიშვნელობა აქვს ოპტიკაში, განსაკუთრებით ასტროფიზიკაში. მაგ., რომელიმე ვარსკვლავის სპექტრალური ხაზები მიიწევენ სპექტრის სოსან ან წითელი ბოლოსაკენ, იმისდა მიხედვით, უახლოვდება თუ შორდება ვარსკვლავი დამკვირვებელს. ხაზების ასეთ გადანაცვლებათა დახმარებით შეგვიძლია გამოვარკვიოთ ვარსკვლავები გვიახლოვდებიან თუ გეშორდებიან.

595. შთანთქმვა (აბსორბცია). გამოსხივების წყაროსა და თერმორექტრულ სვეტის შორის მოთავსებული ბრტყელ-პარალელური ფილფიტა ასუსტებს იმ სხივების ინტენსივობას რომლებიც სვეტს ეცემიან. შესუსტების ხარისხი დამოკიდებულია ფილფიტის მდებარეობაზე, ხისკეზე და ნივთიერების გვარობაზე. ქვემოთ მოყვანილი ცხრილი შეიცავს ზოგიერთი იმ ცდების შედეგებს, რომლე-

ბიკ მელონიმ აწარმოა. ფირფიტის სისქე 2,6 მმ უდრიდა, იგი სხივების მიმართულებისადმი პერპენდიკულარული იყო. გალვანომეტრის ისრის გადახრა უფირფიტოდ ერთეულად იყო მიღებული. ცხრილში, მოთავსებული რიცხვები წარმოადგენენ გალვანომეტრის ისრის გადახრებს, რომლებიც მიღებული იყვნენ სხვადასხვა ფირფიტების მოთავსების დროს. გამოსაკვლევად აღებული იყო გამოსხივების ოთხი წყარო, რომლებიც ერთი მეორისაგან უმთავრესად ტემპერატურით განსხვავდებოდნენ. ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად თავს იჩენდნენ ნეტად მოკლე ტალღები. ლოკატელის ნათურა წარმოადგენს ზეთის ნათურას კვადრატული პატრუქით! ამ ნათურას ტემპერატურა სინათლის ყველა დანარჩენ წყაროებთან შედარებით მაღალი აღმოჩნდა.

ფირფიტა	ლოკატელის ნათურა;	გავარჯარებ პლატინა.	ზური 390°	ზური 100°
ქრის მარილი	0,92	0,92	0,92	0,92
სარკის მინა	0,39	0,24	0,06	0,00
შაბი	0,09	0,02	0,00	0,00.

ფირფიტაზე დაცემულ სხივების ნაწილი აირეკლება; თუ სხივები ფირფიტას პერპენდიკულარულად ეცემიან, მაშინ ფირფიტის წინა და უკანა ზედაპირებისათვის ერთად არეკლილი სხივები დაცემულ სხივების თითქმის 8% შეადგენს. დანარჩენი სხივების ერთ ნაწილს ფირფიტა შთანთქავს, მეორე ნაწილი კი ფირფიტაში გაივლის და თერმოელექტრულ სვეტზე იმოქმედებს. ამის მიხედვით, ცხრილიდან შეგვიძლია ასეთი დასკვნები გამოვიყვანოთ:

1. ქრის მარილი (NaCl) ცხრილში მოხსენებულ სინათლის წყაროების თითქმის ყველა სხივებს მთლიანად გაატარებს. მცირეოდენი შესუსტება უმთავრესად გამოწვეულია სხივების არეკვლით. ასეთივე თვისება აქვს იმ სხეულებს, რომლებიც ქიმიურად ქრის მარილს ენათესავებიან, მაგ., სილიცის.

2. საოკის მინა და შაბი შედარებით მოკლე ტალღებს კარგად ატარებენ, გრძელ ტალღებს კი - სუსტად; ამასთანავე შაბი სინათლის უფრო სუსტი გამტარია, ვიდრე მინა. შინის საფარით შევკვიძლია თავი დავიცვათ იმ სხივებისაგან, რომლებსაც ლუმელი უშვებს.

3. ის გარემოება, რომ შაბი ლოკატელის გამოსხივების მხოლოდ 9% გაატარებს, იმის დამაპოკიცებელია, რომ ნათურის გამოსხივების მხოლოდ მცირე ნაწილი ეკუთვნის ხილულ სხივებს.

წყალი კარგად ატარებს მანათობელ სხივებს, მაგრამ იგი გაჰქვირვალე არ არის ეთერის იმ ტალღებისათვის, რომელთა სიგრძეც აღემატება 1,4μ-ს. გოგირდოვანი ნახშირმჟავიდი, პირიქით, კარგად ატარებს ტალღებს, რომელთა სიგრძე უდრის 4μ; იგი ამ თვისებას არ კარგავს, თუ წყალში იოდი გაეხსენით და იგი ხილულ სხივებისათვის პრაქტიკულად არაგამჰქვირვალე სხეულად ვაქციეთ. წყლით საესე ქიქა მოვათავსოთ უშუალოდ თერმოელექტრულ სვეტის წინ, რომლიდანაც მასკა მოხსნილია; თუ ამ ქიქას ლოკატელის ნათურის სხივები დაეცემიან მაშინ ეს სხეობი გადატების შემდეგ შეიკრიბებიან, მძლავრად გაანათებენ სეესს. მაგრამ გალვანომეტრის ისარი მცირედ გადაიხრება. თუ წყალს იოდის ხანაოით შევცვლით, მაშინ გალვანომეტრის ისრის გადახრა უფრო მეტო იქნება, თუმცა ამ შემთხვევაში სვეტს ხილული სხივები არ ეცემა. გაზების შთანთქმის უნარი სუსტია; ნახშირმჟავა და ამონიაკი უფრო მძლავრად შთანთქვენ სხივებს, ვიდრე ჰერი.

596. პრევილ (Prevot) თაორობ ვთქვათ, 100° -მდე გახურებული სხეული მოთავსებულია უპირო სივრცეში, რომელსაც გარს არტყია სხივებისათვის გაუფალი 0° -იანი გარსი. მაშინ ეს სხეული გაცივებას დაიწყებს მხოლოდ გამოსხივების გამო. ამ სხეულში ამ დროს მიმდინარე პროცესი, რომლის დროსაც სითბო ეთერის ტალღურ ენერჯიად გარდაიქმნება, შეუძლებელია რომ დამოკიდებული იყოს გარსის თვისებებზე, მით უმეტეს დამოკიდებული არ იქნება ამ გარსის ტემპერატურაზე; ანითომ პროცესის მიმდინარეობა არ შეიცვლება, თუ გარსიც 100° -მდე გავათბეთ.

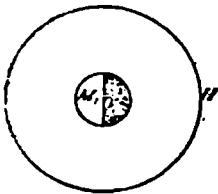
როგორც ეს ცდებით არის დამტკიცებული, სხეულის ტემპერატურა ამ უქანასკნელ შემთხვევაში არ შეიცვლება, თუ ეს სხეული გარსის ტემპერატურის პირობებში არ განიცდის რაიმე ცვლილებას. მაგ., ქიმიურ გარდაქმნას. აქედან გამომდინარეობს, რომ ტემპერატურის ასეთი წონასწორობის დროს სხეული გამოსხივების გამო იმდენ სითბოს კარგავს, რამდენსაც იგი ითვისებს იმ სხივების შთანთქმით, რომლებსაც გარსი სხეულს უგზავნის. ასეთია პრევილს თეორია სითბოს მოძრავე წონასწორობის შესახებ.

თუ გარსის ნაწილს მაღალი ტემპერატურა აქვს, მაშინ ამ ნაწილის გამო-სხივება უფრო გაძლიერდება, ამიტომ შეძენილი სითბოს რაოდენობა აღემატება სითბოს დაკარგულ ნაწილს და სხეული გათბება. ასეთ მდგომარეობაშია თერმო-ელექტრული სვეტიც, რომლის ტემპერატურა გარშემო სივრცის ტემპერატურას უდრის და რომელიც შემდგომ განიცდის უფრო მაღალი ტემპერატურის მქონე სხეულის მოქმედებას. ამგვარად, თერმოელექტრული სვეტის ტემპერატურის ნამატის გაზომვით, ჩვენ მივიღებთ წარმოდგენას მხოლოდ იმის შესახებ, თუ მონაცემი სხეულის გამოსხივება რამდენად მეტია, ვიდრე გარშემო სივრცის გამოსხივება; სხეულისად რომ ვთქვათ, ტემპერატურის ამ ნამატის გაზომვით სხეულის მიერ გამოსხივებას ვერ გამოვთვლით. პირიქით, თუ გარსის ნაწილის ტემპერატურა უფრო დაბალია, მაშინ ამ ნაწილის გამოსხივება მცირდება; ამის გამო სითბოს კარგვა აღემატება სხეულის მიერ მიღებულ სითბოს რაოდენობას და ამიტომ სხეული ცივდება. ასეთ მდგომარეობაშია მაგ., ოთახის ტემპერატურის მქონე თერმოელექტრული სვეტი, რომლის წინ ყინულის ნაქერია მოთავსებული.

სტეფან—ბოლცმანის კანონის თანახმად T_2 ტემპერატურიანი შავი სხეული, როდესაც იგი T_1 ტემპერატურიან გარსშია მოთავსებული კარგავს სითბოს, რომელიც თითოეული კვადრატული სანტიმეტრისათვის უდრის $1,360 \cdot 10^{-12} \cdot (T_2^4 - T_1^4)$ გრამკალორიას სექუნდში. მაგ., თუ $t_1 = 0^{\circ}C$, $t_2 = 100^{\circ}C$, მაშინ სითბოს ეს დანაკარგი 0,0188 გრამკალორიას უდრის.

597. კიჩხიძის კანონი (1859). ვთქვათ, წინა პარაგრაფში მოხსენებული სხეული (ნახ. 299) წარმოდგენს ლიფონის M ბირთვს. ვთქვათ, H გარსიც, რომელსაც იგივე ტემპერატურა აქვს, აგრეთვე სფეროსებურია; ეს გარსი სხეულის კონცენტრულია და ამავე დროს აბსოლუტურად შავი. ვთქვათ, M ბირთვის ერთი ნახევარი ბრკევილია, გაპრიადებული, მეორე, ნახევარი კი—მუ-რით გაშვებული. გამოსხივების უნარი და, მაშასადამე, შთანთქმის უნარიც ბირთვის გამურულ ნახევარს მეტი აქვს, ვიდრე გაპრიადებულს, ამდენჯერვე მეტი უნდა იყოს გამურული ნახევრის მიერ შთანთქმული სითბოს რაოდენობა.

ვინაიდან ბირთვის ორივე ნახევარს სხივების ერთი და იგივე რაოდენობა ეცემა, ამიტომ გამჭურული ნახევრის შთანთქმის უნარი ამდენჯერვე მეტი უნდა იყოს, ვიდრე გაპრიალებული ნახევრისა. კირხპორმა დაამტკიცა, რომ ეს დამოკიდებულება ძალაში რჩება ყოველგვარ სხივებისათვის, რომლებსაც სხეული გამოასხივებს ან შთანთქავს. სხეულის მიერ გამოსხივებულ სხივებიდან გამოაყვითის სხივები, რომლებსაც აქვთ გარკვეული სიგრძის ტალღები, პოლარიზაციის გარკვეული მდგომარეობა და გარკვეული მიმართულება; ეს მიმართულება დიოპტრიის საშუალებით განისიზღვრება (§ 438, ნახ. 193).



ნახ. 299.

ამ სხივების ენერჯიას დავარქვათ სხეულის გამოსხივების უნარი E . ვთქვათ, ამგვარ დაცემულ სხივების ერთ ნაწილს სხეული შთანთქავს. სხეულის მიერ შთანთქმის უნარი ამავე სხეულის მიმართ აღენიშნათ A -თი. თუ გამოსხივების წყარო არაფიქსირებულია არ განიკიდის არც იმ სხივების მხრივ, რომლებსაც თვითონ გზავნის, არც იმ სხივების მხრივ რომლებსაც იგი შთანთქავს და არც სხვა რაიმე გვერდის გამო და თუ ამ სხეულის ტემპერატურა სითბოს შეთვისება და კარგვის დროს უცვლელი რჩება, მაშინ ასეთ სხეულს თერმოაქტინური სხეული ეწოდება.

თერმოაქტინურ სხეულისათვის ადგილი აქვს შემდეგ კანონს:

$$E = A \cdot e, \quad \dots \quad (103).$$

სადაც e დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და სხივების გვარობაზე. ვინაიდან აბსოლუტურად შავი სხეულისათვის $A=1$, ამიტომ e არის აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარი. აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების უნარი e არაშავი თერმოაქტინურ სხეულის გამოსხივების უნართან შედარებით მეტია, რადგანაც ამ უკანასკნელისათვის $A < 1$.

შავი სხეულის გამოსხივებას, 103 განტ. თანახმად, გარკვეული შემადგენლობა აქვს და მხოლოდ ტემპერატურაზეა დამოკიდებული; ამ გამოსხივებას შავი გამოსხივება ეწოდება (ტიზენი). ასეთი გამოსხივება აქვს ყოველ დაბნულ სილარუებს, რომელსაც გარს არტყია მუდმივი ტემპერატურის მქონე გარსი; ეს უკანასკნელი შეიძლება არაშავი სხეულიც იყოს. მაართლაც, თუ გარსის რომელიმე ადგილი N შავი არ არის, არამედ მას აქვს სხივების არეკვლის უნარი, მაშინ, ცხადია, ამ ადგილის გამოსხივების ინტენსივობა ნაკლები იქნება, ვიდრე შავი გამოსხივება რომელიც გარსის ტემპერატურას შეეფერება; მაგრამ ეს დანაკლისი ანაზღაურებული იქნება იმ გამოსხივებით, რომელსაც გარსის სხვა ნაწილები გვაძლევენ და რომელსაც გარსის ადგილი N არეკლავს. ამიტომ, კედელში რომ მცირე ხერხეული ვაგებრიტოთ, მაშინ გამოსხივება, რომელიც ამ ხერხეულიდან გამოვა არსებითად შავი გამოსხივება იქნება. რადგანაც ბუნებაში აბსოლუტურად შავი სხეული არ არსებობს, ამიტომ აღწერილი მეთოდი ერთად ერთი საშუალება არის შავი გამოსხივების მისაღებად და ამ გამოსხივების კანონების შესასწავლათ ლუიჯერის და პრინგსაიმის ხერხით.

არსებობენ ისეთი სხეულები, რომლებიც ანათებენ ან გამოასხივებენ სხივებს იმ ცვლილებების გამო, რომლებსაც ივინი განიცდიან მუდმივი ტემპერატურაზე.

რის დროს. ასეთ სხეულებს ალაქტინური ანუ მალუმინისცირებელი სხეულები ეწოდებათ. კირხჰოფის კანონი მათ არ ეხება.

ალაქტინურად ანათებენ სხვათა შორის მათლურისცირებელი, მათოსფორისცირებელი და აგრეთვე ზოგიერთი სხვა სხეულები, თუ იგინი განიცდიან ქიმიურ გარდაქმნას.

598. ღხსამნეზი. კირხჰოფის კანონიდან გამომდინარეობს 513 წ-ში აღწერილი, გავარვარებული გაზების შთანთქმითი სპექტრის თვისება, თუ ვივარაუდებთ, რომ იგინი თვითმნათი თერმოაქტინურა სხეულები არიან. მხოლოდ 520°-ის დროს შავი სხეული იწყებს შესამჩნევად წითლად ვარვარს. ვინაიდან ასეთი სხეულისათვის A -ს უდიდესი მნიშვნელობა აქვს e . ი. $A=1$, ამიტომ 520°-ზე ნაკლები ტემპერატურის დროს არც ერთი სხეული წითლად ვარვარს არ დაიწყებს. იმ წითელ სხივების ინტენსივობა, რომლებსაც გამოასხივებს თერმოაქტინური სხეული წითლად ვარვარების დროს, შთანთქმის უნარის პროპორციულია და ნულს უდრის, თუ შთანთქმის უნარი ნულია. ასეთი თვისება აქვთ გაზების უმრავლესობას.

თუ თერმოაქტინური სხეულის შთანთქმის უნარი მცირედ იცვლება ტალღის სიგრძის შეცვლასთან ერთად, მაშინ ასეთ სხეულს ნაცრისფერი სხეული ეწოდება. მისი გამოსხივება, კირხჰოფის კანონის თანახმად, თუმცა ნაკლებია, ვიდრე შავი სხეულის გამოსხივება, მაგრამ მას აქვს თითქმის იგივე პროცენტული შემადგენლობა. მრავალ შემთხვევებში შთანთქმის უნარი A და მაშასადამე აგრეთვე $\frac{E}{e}$, ე. ი. შავ სხეულთან შედარებით გამოსხივების ფარდობითი უნარი სპექტრის სხვადასხვა ნაწილებში ერთნაირი არ არის. აუერის ნათურას თალფაქს, რომელიც უმთავრესად ტორიის ქანგისაგან შედგება, სპექტრის ინფრაწითელ ნაწილში (5 μ -მდე) გამოსხივების მეტად მცირე ფარდობითი უნარი აქვს. ამიტომ გამოსხივებით იგი ნაკლებად ცივდება და ბუნუნენის ნათურაში მოთავსებულნი, მალალ ტემპერატურას აღწევს. პირიქით, საკმარისია თალფაქს დაეწმართოთ ცერიის ქანგის სულ მცირე რაოდენობა (1%/მდე), რომ სპექტრის ხილულ ნაწილში გამოსხივების უნარი შესამჩნევად გაიზრდება.

ნაწილი მერევი

ელექტრობა და მაგნეტიზმი

თავი I. ელემენტარული ძალები და ელემენტრობა.

599. ელემენტარული ძალები. ებონიტის ღერს წაუსვით ბეწვი და შემდეგ ეს ღერი მიუახლოვით აბრეშუმის ძაფზე ჩამოკიდებულ ქალაღდის მსუბუქ ბირთვს. ჩვენ დაინახავთ, რომ ღერი ამ ბირთვს ჯერ მიიზიდავს, ხოლო შეხების შემდეგ უკუაგდებს. უკუაგდების ძალა მით უფრო მეტია, რაც უფრო მეტად მიუახლოვებთ ერთმანეთს ებონიტის ღერს და ქალაღდის ბირთვს. იმ ძალებს, რომლებიც ამ შემთხვევაში მოქმედებენ—ელექტრული ძალები ეწოდება; ხოლო იმ სხეულებს, რომელთა შორის ეს ძალები მოქმედებენ, დაელექტროვებული სხეულები ეწოდება.

600. ელემენტარობა. მის შემდეგ რაც ქალაღდის ბირთვი ებონიტის დაელექტროვებულ ღერს შეეხება, თვითონაც დაელექტროვებულ სხეულად გადაიქცევა: ქალაღდის ბირთვი იზიდავს, აბრეშუმის ძაფზე ჩამოკიდებულ ქალაღდის მეორე ბირთვს, ხოლო შეხების შემდეგ უკუაგდებს.

ქალაღდის ორი ბირთვი დავაელექტროვით ებონიტის ღერით და ჩამოვკიდოთ მინის სადგამებზე; მეზობლად მოთავსებული ორი დაელექტროვებული ბირთვი ოთახის სხედასხვა ადგილას რომ გადავიტანოთ, მაგრამ ისე, რომ სადგამებს შორის მანძილი ყოველთვის უცვლელი დარჩეს, ჩვენ დაინახავთ, რომ ბირთვების შორის მანძილიც არ შეიცვლება. აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ბირთვებს შორის მოქმედი უკუაგდები ძალები, ადგილის შეცვლის შემდეგაც უცვლელი რჩებიან. ასეთი ცდების მიხედვით დაიბადა აზრი, რომ ელექტრული ძალები მოქმედებენ განსაკუთრებული აგენტის ნაწილაკებს შორის, რომელიც დაელექტროვებულ სხეულში იმყოფება და რომელსაც ელექტრობა ეწოდება; მასთან ერთად დაიბადა აზრი, რომ იმ გარემოში, რომელიც დაელექტროვებულ სხეულებს შორის იმყოფება (ჰაერი, სამყაროს ეთერი), თავისუფლად გადაეცემა ამ ძალების მოქმედება და თვით გარემო არაერთად ცვლილებას არ განიცდის. გავიზიარებთ რა ჯერჯერობით ამ თვალსაზრისს, ჩვენ ვიტყვი: დაელექტროვებული სხეულები დატვირთულნი არიან ელექტრობით; ებონიტის ღერი თავისი ტვირთების ნაწილს უთმობს ქალაღდის ბირთვს.

601. ნაბეჭადნი და მოსულინატრობები. თუ დაელექტროვებულ ბირთვს შევხებით მინით ან პარაფინით, ბირთვი ისევ დაელექტროვებული დარჩება; პირი-

ქით, თუ მას შევეხებით მათეულით, რომელიც ხელით გვიქირავს, მაშინ ბირთვი დაქარგავს თავის ელექტრონულ ტვირთებს. ამიტომ მინას და პარაფინს უწოდებთ კარგ იზოლატორებს (არ გამტარებს), ხოლო ლითონის მათულს — ელექტრონის კარგ გამტარს. ვოგირდი, ქარვა, მშრალა მინა, ჰაერი — კარგი იზოლატორებია; ადამიანის სხეული, როგორც ეს ზემოთ მოყვანილ ცდებიდან ჩანს, ელექტრონის კარგი გამტარია.

გამტარი, მაგალითად ლითონის ნაქერი, შეგვიძლია დავაელექტროოთ მხოლოდ მაშინ, როდესაც იგი გამხოლოებულია, ე. ი. ყოველ მხრიდან შემოფარგლულია იზოლატორებით.

თუ ელექტრონის კარგი გამტარი შეერთებულია ნოტიო ნიდაგთან ელექტრონის გამტარი სხეულის საშუალებით, მაშინ ჩვენ ვიტყვი, რომ აღებული გამტარი შეერთებულია დედამიწასთან; მაგალითად, სხეული იქნება შეერთებული დედამიწასთან, თუ ამ სხეულს ლითონის მათეულით მიუერთებთ წყალსადენის შილს.

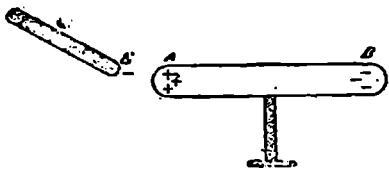
602. დაღვითი და უარყოფითი ელემენტობა. 599 და 600 წწ-ში აღწერილ მოვლენებს მივიღებთ იმ შემთხვევაშიც, როდესაც ბეწვით გახეხილ ებონიტის ღეროს მაგიერ ავიღებთ მინის ღერს და გავეხეხავთ ამაღვამიანი ტყავით. მაგრამ, თუ ერთ სხეულს დავაელექტროებთ ებონიტის ელექტრობით, ხოლო მეორეს — მინის ღერის ელექტრობით, მაშინ ეს ორი სხეული ერთმანეთს კი არ უკუაგდებენ, არამედ ერთმანეთს მიიზიდავენ. ამიტომ ფიქრობენ, რომ არსებობს ორგვარი ელექტრობა; მინის ელექტრობა და ებონიტის ელექტრობა; პირობით პირველ ელექტრობას უწოდებენ დადებითს, მეორეს — უარყოფითს. ამ პირობის თანახმად ელექტრონულ ძალათა მოქმედება ასე შეიძლება განისაზღვროს: ერთ სახელიანი ელექტრონის ტვირთები ერთმანეთს უკუაგდებენ, სხვადასხვა სახელიანი კი იზიდავენ.

603. ელემენტარული ინდუქცია. ვთქვათ გვაქვს ლითონის ორი ბირთვი და დაელექტროებული პატარა სხეული. თუ აღებული ბირთვები დაელექტროებულ სხეულიდან ერთნაირად არიან დაშორებულნი და მასზე თანასწორ და მოპირდაპირედ მიმართულ ძალებით მოქმედებენ, მაშინ ეს იმის მაჩვენებელი იქნება, რომ ბირთვები ელექტრონის თანასწორი რაოდენობით არიან დატვირთულნი, მაგრამ ერთის ელექტრობა დადებითია, ხოლო მეორესი უარყოფითი. სხვა სიტყვებით ეს იმას ნიშნავს, რომ ერთი ბირთვის ელექტრობა უდრის $+e$, ხოლო მეორესი — $-e$.

თუ ამ ორი ბირთვით ერთმანეთს შევეხებით, მაშინ შეხების შემდეგ აღმოჩნდება, რომ ეს ბირთვები დაელექტროებულნი აღარ არიან; დადებითი და უარყოფითი ელექტრონის თანასწორი რაოდენობანი ერთმანეთს აბათილებენ, ამიტომ არა დაელექტროებული სხეულის ყოველი ნაწილაკი ჩვენ შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც ნაწილაკი, ერთდროულად დატვირთული $+e$ და $-e$ ელექტრონის რაოდენობით.

ლითონის გამხოლოებულ AB ღერს (ნახ. 300) მიუახლოვით ებონიტის ღერო E ; რომელიც უარყოფითი ელექტრობითაა დატვირთული. ზემოთ ნათქვამის თანახმად, ლითონის ღერის ყოველივე წერტილში ერთდროულად იმყოფება როგორც $+e$, ისე $-e$ ელექტრონის რაოდენობა. ებონიტის ღერი იზიდავს $+e$

ელექტრობას და უკუაგდებს — e ელექტრობას; ამის გამო ელექტრობის კარგ გამტარ ლითონში დადებითი ელექტრობა გადაინაცვლებს A -სკენ, ხოლო უარყოფითი — B -საკენ. ეს ტვირთები AB -ში გამომიწვევენ ერთგვარ ელექტრულ ძალას, რომლის მოქმედება მოპირდაპირეა შედარებით იმ მოქმედებასთან, რომელსაც ახდენს ლერო E ; ამიტომ ტვირთების გადაინაცვლება იმ დრომდე სწარმოებს,



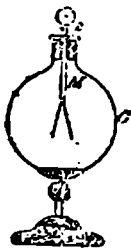
ნახ. 300.

ვიდრე მათ მიერ გამოწვეული ძალა არ გააწონასწორებს E ლერის მოქმედებას. როდესაც ებონიტის ლერს მოვაშორებთ, AB -ს განცალკევებული ელექტრობანი ხელახლა შეერთდებიან და, რადგანაც მათი აღგებრული ჯამი 0 -ს უდრის, ამიტომ სხეული ისევ ნეიტრალური გახდება. ამ შემთხვევაში ამბობენ,

რომ ლითონის ლერი ებონიტის ლერის მიახლოებისა გამო დაელექტროვდა გავლენით, ანუ ინდუქციით.

ზემოთ ნათქვამიდან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ გამტარში ელექტრული წონასწორობა შესაძლებელია მხოლოდ მაშინ, როდესაც თვით გამტარში არაერთგვაროვანი ელექტრული ძალები არ მოქმედებენ.

604. მ ლ მ მ ტ რ ს კ ო ჰ ი. მინის G ბალონში (ნახ. 301) ჩაშვებულია ნიტით განაწილებული ლითონის ლერი M ; ამ ლერის ზევითა ბოლოზე მიმაგრებულია ლითონის ბირთვი, ხოლო ქვევითა ბოლოზე ებონიტის ორი თხელი ფურცელი.



ნახ. 301.

თუ უარყოფითად დაელექტროვებული ებონიტის ლერი მიუახლოვდა ელექტროსკოპის ბირთვს, მაშინ ელექტროსკოპის ლითონის ლერი გავლენით დაელექტროვდება; ამ დროს ლითონის დადებითი ელექტრობა მოგროვდება ელექტროსკოპის ბირთვზე, ხოლო უარყოფითი ელექტრობა გადაინაცვლებს ოქროს ფურცლებში; ფურცლები ერთმანეთისაგან განიზიდებიან და ასეთ მდგომარეობაში დარჩებიან იმ დრომდე, ვიდრე ებონიტის ლერი ელექტროსკოპის ბირთვთან ახლოს იმყოფება. როგორც კი ებონიტის ლერს ელექტროსკოპს მოვაშორებთ, ფურცლები დაეშვებიან.

მოვათავსოთ ებონიტის ლერი ელექტროსკოპის ბირთვთან ახლოს და თვით ბირთვს თითოთ შევებოთ. უარყოფითი ელექტრობა ჩვენი სხეულის საშუალებით დედამიწაში გადავა, ხოლო დადებითი ელექტრობა დარჩება ელექტროსკოპის ბირთვში, ვინაიდან ებონიტის უარყოფითი ელექტრობა მას არ აძლევს დედამიწაში გადასვლის საშუალებას.

ახლა მოვაშოროთ ელექტროსკოპს ჯერ თითი და შემდეგ ებონიტის ლერი. მაშინ დადებითი ელექტრობა გავრცელდება როგორც ელექტროსკოპის ლერში, ისე ოქროს ფურცლებშიც; ამ ელექტრობის მოქმედებით ელექტროსკოპის ფურცლები ხელახლა განიზიდებიან ერთმანეთისაგან. სწორედ ასევე შესაძლებელია ელექტროსკოპის დატვირთვა დადებითი ელექტრობით; საჭიროა მხოლოდ ელექტროსკოპს მიუუახლოვოთ ტყავით გახეხილი მინის ლერი.

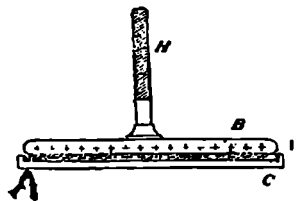
605. **ღამელაძტრომაზული სხეულის ელამტროსკოპით შამოწმება.** დაე-ტვირთოთ ელექტროსკოპი დადებითი ელექტრობით და ელექტროსკოპის ბირთვი მიუახლოვოთ შესამოწმებელ სხეულს. თუ სხეული დადებითი ელექტრობითაა დატვირთული, მაშინ ეს სხეული მიიზიდავს ელექტროსკოპის ღერის უარყოფით ტვირთებს, ხოლო დადებითი ელექტრობას უკუაგდებს ფურცლებში, რის გამო ელექტროსკოპის ფურცლები უფრო მეტად გაიშლებიან.

უარყოფითად დატვირთული სხეული მიუახლოვოთ ელექტროსკოპს. ამ შემთხვევაში ელექტროსკოპის ფურცლები ჯერ სულ დაეშვებიან და შემდეგ ისევ გაიშლებიან და მით უფრო მეტად, რაც უფრო დაუახლოვებთ შესამოწმებელ სხეულს. მაგრამ ეს განხილვა გამოწვეულვ არის უარყოფითი ელექტრობით.

606. **მლამტრომის შარადნისობის კანონი.** თუ მინას და კაუჩუკს ერთმანეთს წაუსვამთ, მაშინ ელექტროსკოპის საშუალებით დავარწმუნდებით, რომ მინა და ელექტროვდა დადებითად, ხოლო კაუჩუკი უარყოფითად; ამასთან ერთად შეიძლება იმის ჩვენება, რომ მინაში მიღსებული დადებითი ელექტრობის რაოდენობა უდრის კაუჩუკში მიღებულ უარყოფითი ელექტრობის რაოდენობას. საერთოდ ყოველ პროცესის დროს, რომლის შედეგადაც ელექტრობა ჩნდება, მიღებული დადებითი ელექტრობის რაოდენობა უდრის უარყოფითი ელექტრობის რაოდენობას და ამ ელექტრობათა ალგებრული ჯამი მუდმივი რჩება.

607. **მინის ზელაპირზე წალის კონდენსირამბულ აპკით მლამტრომის შამოწმება.** ჩვეულებრივი მინა ნოტიო ჰაერში იფარება წყლის აპკით, რომელიც ელექტრობას ატარებს. თუ მინის ასეთ ნაქერს ხელში ავიღებთ და დაელექტროვებულ ელექტროსკოპს შევუხებთ. ელექტროსკოპი განიცლება. თუ მინას გავათბობთ და ამგვარად მოვაშორებთ მას წყლის აპკს, მაშინ მინა ისევ იზოლიატორი გახდება და არ გამოიწვევს ელექტროსკოპის განცლას. ამიტომ მინის ის ნაწილები, რომლებიც იზოლიატორების როლს თამაშობენ, დროგამოშვებით მდლარე წყალში უნდა ამოვავლოთ და უნდა შევეცადოთ, რომ მათი ტემპერატურა რამდენადაც შესაძლებელია, გარეშე სივრცის ტემპერატურაზე მაღალი იყოს.

608. **მლამტრომის რი.** ელექტროფორი (ნახ. 302) წარმოადგენს ხელსაწყოს, რომელიც შესდგება ებონიტის *A* წრისაგან და ლითონის *B* წრისაგან, ამ უკანასკნელს აქვს განმზოლოებული ტარი *H*. ებონიტის წრეს ბეწვის დარტყმით უარყოფითად დაელექტროვებენ და ამ წრეზე ათავსებენ ლითონის *B* წრეს; ეს უკანასკნელი დაელექტროვდება ინდუქციით; ამასთან ერთად ლითონის და ებონიტის წრეებს შორის არავითარ განცლას აღვილი არ ექნება. თუ ლითონის წრის ზელაპირს ხელით შევეხებით, მაშინ ამ წრეზე აღძრული უარყოფითი ელექტრობა დედამიწაში გადავა; დადებით ელექტრობას კი ამის საშუალება არ ექნება, რადგანაც ებონიტის უარყოფითი ელექტრობა მას იზიდავს; ლითონის წრეში აღძრული დადებითი ელექტრობა გავრცელდება მთელ წრეში, რა წამს მას დავაშორებთ ებონიტის წრეს. ამის შემდეგ ჩვენ შეგვიძლია მოვახდინოთ ლითონის წრის განცლა ნაპერწკალის სახით. რადგანაც აღწერილ პროცესების დროს ებო-

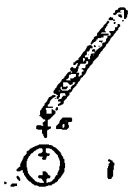


ნიტის წრის ელექტრობის რაოდენობა არ იცვლება, ამიტომ, ცდა შეგვიძლია შრავალჯერ გავინვიროთ.

ლითონის წრის ელექტრობის ტვირთები წარმოადგენენ ენერჯის ერთგვარ რაოდენობას; განცლის დროს ამ ენერჯიას ჩვენ მივიღებთ სითბოს სახით. ამიტომ ლითონის წრის დასატვირთავად საჭიროა დაიხარჯოს ენერჯიის ექვივალენტური რაოდენობა.

დადებითად დაელექტროვებული სახურავის აწვევის დროს იხარჯება მექანიკური მუშაობა იმ ელექტრული მიზიდვის ძალის წინააღმდეგ, რომლითაც მოქმედობს ებონიტის უარყოფითად დატვირთული წრე სახურავზე. ეს მუშაობა მხოლოდ ნაწილობრივ იქნება აღდგენილი სახურავის შემდგომი დაფარების დროს, რადგანაც ასეთ შემთხვევაში სახურავი თუ ის დედამიწასთან შეერთებულია, თავისუფალი დადებითი ელექტრობის ნაკლებ რაოდენობას შეიცავს, ვიდრე ის შეიცავდა ზევით აწვევის დროს. თუ პირიქით სახურავი დედამიწისაგან განმზოლოებულია, მაშინ იგი შეიცავს ინდუქციით გაჩენილ, როგორც დადებით, ისე უარყოფით ელექტრობას და ელექტროფორის წრის მიერ დადებითი ელექტრობის მიზიდვა ნაწილობრივ კომპენსირდება უარყოფითი ელექტრობის უკუგდებათ; ამით კი განისაზღვრება მუშაობის საძიებელი ეკვივალენტის სიდიდე. ელექტროფორის წრის თანდათანობით განცლას ანელებს ელექტროფორის C ფორმა.

609. დამუშავებული სხეულების მიერ არადადამუშავებული სხეულების მიზიდვა. უარყოფითად დაელექტროვებული ებონიტის ლერი E (ნახ. 303) იზიდავს არადაელექტროვებულ სხეულს, მაგალითად ანწლის გულის ბირთვის; ეს აიხსნება იმ გარემოებით, რომ ებონიტის ლერი დააელექტროვებს ბირთვის გავლენით და მიიზიდავს მასთან უფრო ახლო მდებარე დადებით ელექტრობას; ეს მიმზიდველობა მხოლოდ ნაწილობრივ კომპენსირებული იქნება უარყოფითი ელექტრობის უკუგდებათ. სწორედ ამით აიხსნება ის მოვლენა, რომელიც აღწერილია 599 §-ში. უძველეს ხანაში ეს თვისება აღმოაჩინეს ქარვაში, რომელსაც ბერძნულად ელექტრონი ეწოდება, სწორედ აქედან წარმოიშვა სიტყვა „ელექტრობა“



ნახ. 303.

თავი 2. კულონის კანონი.

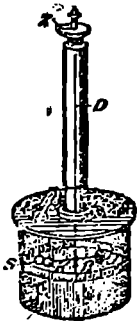
610. ელემენტარული მრავლობითი სახეობის ლითონის წვრილ D მავთულზე ჩამოკიდებულია გრძელითი სასწორის უღელი; უკანასკნელი წარმოადგენს შელაკის ლერს, რომლის ერთ ბოლოზე მიმაგრებულია ანწლის გულის ბირთვი K, ხოლო მეორე ბოლოზე წინასწარობის დასაცავად. მიმაგრებულია G ტვირთი (ნახ. 304)

ხელსაწყო მოთავსებულია მინის დახურულ ცილინდრში, რომელიც დაკავშირებულია გრძელ მილთან; მილის და ცილინდრის ლერძები თანხვედნილი არიან; სწორედ ამ ლერძის მიმართულება აქვს ზემოთ დასახელებულ ლითონის D მავთულს. განმზოლოებული საჭერის საშუალებით ცილინდრში ათავსებენ

ლითონის უძრავ N ბირთვს უღელის შემოტრიალებას ზომავენ იმ დანაყოფების მიხედვით, რომლებიც მინის ცილინდრზეა აღნიშნული. მავთულის ზედა ბოლო დამაგრებული შტიფტში, რომელსაც Z მაჩვენებელი აქვს გაკეთებული და რომელსაც ცილინდრის ღერძის ირგვლივ ბრუნვა შეუძლია. მილის თავზე აღნიშნულია დანაყოფები, რომლებზედაც მაჩვენებელი Z მოძრაობს. სასწორის წონასწორობის მდებარეობად ითვლება ის მდებარეობა, როდესაც მგრეხავი ძალების არ არსებობის პირობებში K და N ბირთვები ერთმანეთს ეხებიან.

611. ძალა, რომელიც მოქმედებს ორ დაელექტროვებულ წერტილ შორის უკუპროპორციულია ამ წერტილებს შორის— მანძილის კვადრატისა.

მოვათავსოთ ცილინდრში დაელექტროვებული უძრავი ბირთვი S ; ეს ბირთვი ჯერ მიიზიდავს K ბირთვს, ხოლო შემდეგ, როდესაც S ბირთვის ელექტრობა განაწილდება ბირთვებს შორის, იგი უკუაგდებს ამ ბირთვს. სასწორის უღლის წონასწორობის ახალ მდგომარეობაში მავთულის გრეხვის მომენტი, გრეხვის კუთხის პროპორციული, თანასწორი იქნება იმ უკუმაგდებ ძალის მომენტისა, რომელიც მოქმედობს დაელექტროვებულ ბირთვებს შორის; ამ ძალის მომენტი აღებული უნდა იყოს მავთულის ღერძის მიმართ. კულონის ერთერთი ცდის დროს სასწორის უღელი მოტრიალდა წონასწორობის მდებარეობიდან 36° -ით. მაშასადამე მავთული დაეგრია 36° -ით. ამის შემდეგ, როდესაც მავთულის ზედა ბოლო შემოატრიალეს 126° -ით, მაშინ K ბირთვი წონასწორობის მდებარეობიდან დაშორებული აღმოჩნდა 18° -ით, ე. ი. მანძილი ბირთვებს შორის ახლა ორჯერ შემცირებული აღმოჩნდა. ადვილი გასაგებია, რომ ამ შემთხვევისათვის გრეხვის კუთხე უდრის

$$126^\circ + 18^\circ = 144^\circ = 4 \times 36^\circ.$$


ნახ. 304.

ასე მტკიცდება ამ პარაგრაფის დასაწყისში მოყვანილი დებულება. ამ ცდის დროს უღლის მცირე გადახრათა გამო არ მიიღეს მხედველობაში ის გარემოება, რომ ბირთვებს შორის მანძილები უდრიან არა წრის რკალებს, არამედ შესაფერ ხორდებს. არ მიიღეს მხედველობაში აგრეთვე ის, რომ ამ ორ გაზომვათა დროს ბერკეტის ის მხარი, რომელზედაც უკუმაგდები ძალა მოქმედობდა, არ იყო საფსებით ერთნაირი.

612. ელემენტარულ ძალთა შიდაკავშირები. უძრავ ბირთვს შეეხოთ მისი თანასწორი არადაელექტროვებული ბირთვით და ამით უძრავი N ბირთვის ელექტრონის ბის რაოდენობა ორჯერ შევამციროთ. თუ მოძრავი K ბირთვის ელექტრონიზაციის რაოდენობას უცვლელს დავტოვებთ, მაშინ დავრწმუნდებით, რომ ბირთვებს შორის მომქმედი უკუმაგდები ძალაც შემცირდება ორჯერ; ამგვარად ბირთვებს შორის მომქმედი ძალა ელექტრონის რაოდენობის პირდაპირ პროპორციულია. ეს შეიძლება ასეც ვთქვათ: რამდენიმე ტვირთის მოქმედება უდრის ცალკე ტვირთების მოქმედებათა ჯამს.

613. კულონის ძირითადი კანონი. ელემენტარობის რაოდენობის ელემენტარ-ზტატიკური ერთეული. თუ ორი პატარა სხეული დაელექტროვებულია e_1 და e_2 ელექტრონის რაოდენობით და თუ ეს სხეულები დაშორებული არიან r მანძი-

ლით, მაშინ ამ სხეულებს შორის მოკმედი მექანიკური ძალა F მიმართულია ამ სხეულებს შებეურთებელი სწორი ხაზით და პროპორციულია შემდეგი გამოთქმისა:

$$\frac{F}{r^2}$$

თუ F ძალას გამოვხატავთ აბსოლუტურ ერთეულებში და გაუთანასწორობთ მას ზემოთ დაწერილ გამოთქმას, ე. ი. თუ დაუშვებთ, რომ

$$F = \frac{C G}{r^2}$$

მაშინ $C G S$ ერთეულთა სისტემაში ელექტრობის რაოდენობის ერთეულად ჩვენ უნდა მივიღოთ ელექტრობის ისეთი რაოდენობა, რომელსაც ელექტრობის ასეთივე რაოდენობაზე ერთი სანტიმეტრის მანძილზე იმოქმედებს ერთი დინის ძალით. ამ ერთეულს ეწოდება ელექტრორაოდენობის ელექტროსტატიური ერთეული. პირობით უკუმგდებ ძალას ჩავთვლით დადებით ძალათ. მიმზიდველ ძალას კი—უარყოფით ძალათ. შემდეგ ორ პარაგრაფში მოყვანილია კულონის კანონის საშუალებით მიღებული მათემატიკური დასკვნანი.

614^a. ელემენტარული არხ. ელემენტარული ძალხაზები. სივრცის იმ ნაწილს, რომელშიაც ელექტრული ძალები მოქმედებენ, ელექტრული არე ეწოდება. ელექტრული ძალა ანუ არეს რომელიმე P წერტილში ძაბვა E წარმოადგენს იმ მატერიალურ წერტილზე მომქმედ მექანიკურ ძალას, რომელიც მოთავსებულია P წერტილში და რომელიც დატვირთულია ერთეულადი ელექტრობით. თუ ძაბვა E მიმართულებით და სიდიდით მუდმივია, მაშინ არეს ერთგვაროვანი ეწოდება. ისეთ ხაზს, რომელსაც ყველა წერტილში ელექტრული ძალის მიმართულებად აქვს, ელექტრული ძალხაზი ეწოდება.

ძალხაზების საშუალებით რომ დავხასიათოდ ელექტრული არე არა მართო მიმართულების მხრივ, არამედ სიდიდის მხრივაც, ამ ხაზებს შიშ უფრო მკიდროთ ვავალებთ; რაც უფრო დიდი არის ძაბვა; ამასთან ერთად დაუშვათ, რომ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად მოთავსებულ კვადრატულ სანტიმეტრში ვავლილი ძალხაზების რაოდენობა რიცხობრივ უდრის არეს E ძაბვას. აქედან გამომდინარეობენ შემდეგი დებულებანი:

1. თუ არეს რომელიმე წერტილში მოთავსებულია ელექტრობის $+e$ რაოდენობა, მაშინ ამ წერტილიდან რადიალურად ყველა მიმართულებით გამოდინან ძალხაზები; ამასთან ერთად ისეთი ბირთვის ზედაპირის კვადრატულ სანტიმეტრზე, რომლის რადიუსი r -ს უდრის, ზემოთქმულის თანახმად, გაივლის $E = \frac{e}{r^2}$ ძალხაზი, ხოლო ბირთვის მთელ ზედაპირზე გაივლის $4\pi r^2 \cdot \frac{e}{r^2} = 4\pi e$ ძალხაზი. ამგვარად, თუ არეს წერტილში მოთავსებულია დადებითი ერთეულადი ელექტროტვირთი, მაშინ ამ წერტილიდან გამოსული ძალხაზების რიცხვი უდრის 4π -ს.

2. თუ ზედაპირი საზღვრავს სივრცის ისეთ ნაწილს, რომელშიაც იმყოფება ელექტრობის $+e$ რაოდენობა, მაშინ ამ ზედაპირიდან გარეთ გამოსული ძალხაზების რიცხვი $4\pi e$ -თი მეტია, ვიდრე ზედაპირის შიგნით შესული ძალხაზების რიცხვი. თუ პირიქით სივრცის რომელიმე ნაწილში ელექტრობის ტვირთ

თები არ არის, მაშინ სივრცეიდან გამომავალი ძალბაზების რიცხვი უდრის α -სივრცეში შემავალი ძალბაზების რიცხვს.

3. თუ ელექტრობის $+e$ ჩაოდენობა მოძრაობს ძალბაზზე ძალის მიმართულებით A წერტილიდან B წერტილისაკენ, მაშინ ელექტრული ძალები ასრულებენ დადებით მუშაობას; მუშაობა, რომელიმე სხვა გზაზე, რომელიც აერთებს A და B წერტილებს, ასეთივე სიდიდის იქნება.

4. მისამე დებულებიდან გამომდინარეობს, რომ ელექტრული ძალბაზი არ შეიძლება შეკრული იყოს, ხოლო მეორე დებულებიდან გამომდინარეობს, რომ ძალბაზი არ შეიძლება თავდებოდეს ისეთ P წერტილში, რომელშიც არ არის ელექტრობის ტვირთი, რადგანაც წინააღმდეგ შემთხვევაში სივრცის მცირე ნაწილისთვის, რომელშიც მოთავსებული იქნებოდა ასეთი წერტილი, წებავალი ძალბაზების რიცხვი თანასწორი არ იქნებოდა გამომავალ ძალბაზების რიცხვისა. ამგვარად, ძალბაზები გამოდიან ელექტრობის დადებით ტვირთებიდან და თავდებიან უარყოფით ტვირთებთან.

5. ვთქვათ, რომ გამტარში არსებობს ელექტრული წონასწორობა. გამტარის შიგნით სივრცის რომელიმე ნაწილში რომ ყოფილიყო ელექტრობის $+e$ ჩაოდენობა, მაშინ სივრცის ამ ნაწილიდან გარედ გამოვიდოდა ძალბაზების მეტრი რიცხვი ვიდრე შევიდოდა; ამგვარად, ასეთ შემთხვევაში ძალბაზები იქნებოდნენ გამტარში, რაიც წონასწორობის დროს შეუძლებელია (603).

ამრიგად, ელექტრული წონასწორობის გამტარში ელექტრობის ტვირთები არ არსებობენ.

ღრუ სივრცეში, რომელშიაც ელექტრობის ტვირთები არ არის და რომელიც შემოსაზღვრულია გამტარით, ელექტრული ძალის არსებობა შეუძლებელია.

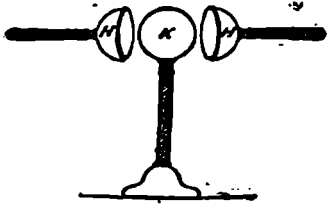
მართლაც, თუ ღრუ გამტარის შიგნით სივრცეში ელექტრული ძალბაზი არსებობს, რომელიც აერთებს ამ გამტარის შიგნით ზედაპირის A და B წერტილებს და რომელიც გადის სიღრუეში, მაშინ ელექტრული ტვირთის გადატანის დროს A -დან B -ში შესრულდებოდა მუშაობა; ამავე დროს, მე-3-ე დებულების თანახმად, ეს მუშაობა თანასწორი იქნებოდა იმ მუშაობისა, რომელიც შესრულდებოდა A და B წერტილების შემაერთებელ რომელიმე სხვა გზაზედაც; ასეთ რომელიმე სხვა გზათ ჩვენ შეგვიძლია ავიჩიოთ ის გზა, რომელიც თვით გამტარში მდებარეობს, ამ უკანასკნელ გზაზე კი შესრულებული მუშაობა 0-ს უდრის.

ამგვარად, ღრუ გამტარის შიგნით ზედაპირზე შეუძლებელია ძალბაზების ბოლოების არსებობა, და, მაშასადამე, შეუძლებელია ტვირთების არსებობა. აქედან ასეთ დასკვნას მივიღებთ:

614. ელექტრობა წონასწორობაში იმყოფება გამტარის გარე ზედაპირზე და არავითარ ჯავლენას არ ახდენს იმ სივრცეზე, რომელიც ამ გამტარის შიგნით იმყოფება.

პირველი დებულების ექსპერიმენტალური შემოწმება, ასე შეიძლება: ავიღოთ განზოლოებული და დაველექტროვებული ბირთვი K და ორი ნახევრო სფერო H ისეთი, რომ ორივეს ტევადობა ერთად უდრიდეს K ბირთვის მოცულობას; ამ ნახევარსფეროებს უნდა ჰქონდეთ განზოლოებული ტარები. მივაფაროთ ეს ნახევარსფეროები K ბირთვის ისე, რომ ბირთვის გარე ზედაპირი შეე-

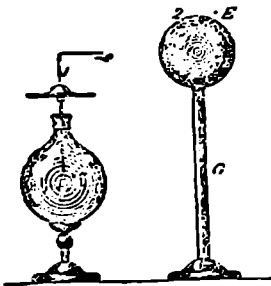
ზოს ნახევარსფეროების შიდა ზედაპირებს; თუ ამის შემდეგ ნახევარსფეროები მოვაშორეთ ბირთვს, აღმოჩნდება, რომ ბირთვი დაელექტროებული აღარ იქნება, პირიქით დაელექტროვდება ნახევარსფეროები.



ნახ. 305.

ადგილას ელექტრობის სიმკვრივე ეწოდება ელექტრობის იმ რაოდენობას, რომელიც იმყოფება ამ ადგილას ზედაპირის ერთეულზე. ელექტრობის სიმკვრივის ექსპერიმენტალური განსაზღვრა შესაძლებელია ლითონის პატარა წრივ, რომელსაც განმხოლოებული ტარი აქვს. ამ წრით შეეხებიან გამტარის ზედაპირის იმ ადგილს, სადაც სიმკვრივის პოვნა სურთ. როდესაც წრეს დავაშორებთ, მასში აღმოჩნდება ელექტრობის სიმკვრივის პროპორციული ელექტრობის რაოდენობა. ელექტრობის ამ რაოდენობას შემდეგ განსაზღვრავენ კულონის გრეხვითი სასწორის დახმარებით.

615. წმინდის მოძველება. ცდების მიხედვით აღმოჩნდა, რომ ელექტრობის სიმკვრივე შერთა გამტარის ამოზნექილ ადგილებზე, ვიდრე ჩაზნექილ ადგილებზე. განსაკუთრებით დიდია ელექტრობის სიმკვრივე წვეტებზე. სიმკვრივესთან ერთად გამტარის ზედაპირზე იზრდება ელექტრული ძალაც, მასთან ერთად დიდი ელექტრული ძალის გავლენის ქვეშ ყოველი იზოლიატორი გამტარათ გადაიქცევა. ამიტომ წვეტის საშუალებით ელექტრობის გაცლა ჰაერში ადვილად სწარმოებს; სწორედ ამიტომ შეუძლებელია ისეთი გამტარის მძლავრი დაელექტროება, რომელსაც წვეტები აქვს.



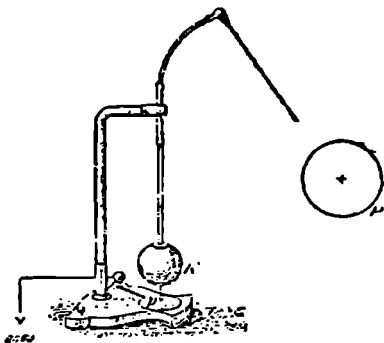
ნახ. 306.

წვეტის მოქმედება შეგვიძლია ასეთი ცდით აღმოვაჩინოთ: ელექტროსკოპის ღერზე დავახრახნოთ ლითონის ფირფიტა, ხოლო ამ უკანასკნელზე მოვათავსოთ წვეტიანი 1 გამტარი (ნახ. 306); ამ გამტარს მიუახლოვოთ გამტარი 2, რომელიც განმხოლოებულია და რომელზედაც იმყოფება $+E$ ელექტრობის რაოდენობა. 1 გამტარში ინდუქციით გაჩნდება როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი ელექტრობა; ეს უკანასკნელი გაჩნდება მაშინ 1 გამტარის წვეტში. როდესაც ამ უარყოფითი ელექტრობის სიმკვრივე საკმაოდ დიდი გახდება, 1 გამტარიდან $-e$ ელექტრობა გადავა 2 გამტარზე და

მოსაობს ამ გამტარში $+e$ ელექტრობის მოქმედებას. პროცესის დამთავრებისას

2 გამტარზე აღმოჩნდება $E-e$ ელექტრობის რაოდენობა, 1 გამტარზე კი აღმოჩნდება კარბი დადებითი ელექტრობა, რომელიც უდრის $+e$ -ს. შეიძლება ითქვას, რომ წვეტმა წაართვა 2 გამტარს ელექტრობის $+e$ რაოდენობა, რომლითაც ახლა დავლექტრობული იქნება ელექტროსკოპი.

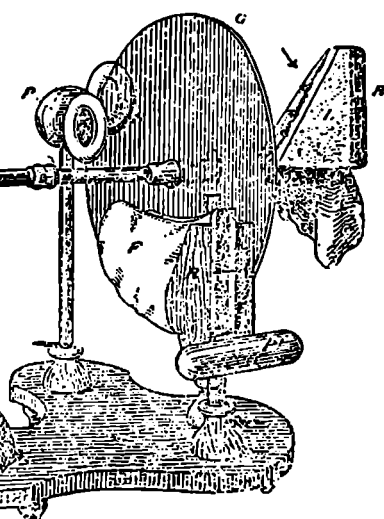
თუ დედამიწასთან შეერთებულ წვეტს მიუახლოვებთ ელექტრული მახანის P კონდუქტორს, მაშინ წვეტი წაართმევს კონდუქტორს ელექტრობას, რომელიც თანდათანობით დედამიწაში წავა. ეს უკანასკნელი მოვლენა ჩვენ შეგვიძლია აღმოვაჩინოთ 307 ნახაზზე წარმოდგენილი ხელსაწყოთი: ელექტრობის ტვირთები ნაპერწკლების სახით გადადის მოკლე მანძილზე, რომელიც იმყოფება K ბირთვისა და დედამიწასთან შეერთებულ P ფირფიტას შორის.



ნახ. 307.

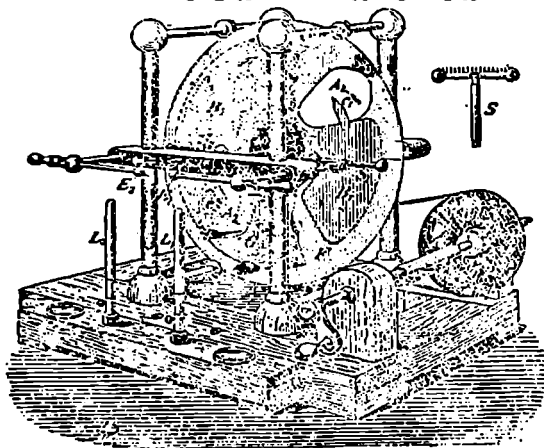
616. ხახუნის ძლევატრული მანძანა.

შინის წრე G (ნახ. 308) ბრუნვის დროს ეხახუნება ამალგამიან ტყავის L ნაჭრებს; ამ ნაჭრებს ეწოდებათ ბალიშები და წარმოადგენენ იმ მოწყობილობის უმთავრეს ნაწილს, რომელმაც ხახუნი უნდა გამოიწვიოს. ხახუნის გამო წრე G დადებითად ელექტროვდება, ხოლო R — უარყოფითად. R შეერთებულია დედამიწასთან, ისე რომ უარყოფითი ელექტრობა დედამიწაში წავა. დადებითი ელექტრობა კი S სავარცხლების წვეტების მოქმედებით გადავა სავარცხლებთან შეერთებულ P კონდუქტორზე. R მოწყობილობასთან შეერთებულია აბრეშუმის სამოსი F , რომელიც საშუალებას არ აძლევს მინაზე გაჩენილ დადებით ელექტრობას გადავიდეს წრიდან R -ზე. ნაწილი R შეერთებულია P' კონდუქტორთან; თუ გვინდა ამ კონდუქტორზე უარყოფითი ელექტრობის დაგროვება, მაშინ R -ს გაამხოლოებენ დედამიწისაგან, ხოლო P კონდუქტორს დედამიწასთან შეერთებენ.



ნახ. 308.

618. ელექტროდოზური მანქანა. მინის წრე G ბრუნავს მინის უძრავი F წრის წინ (ნახ. 309). ამ უკანასკნელ წრეზე დაწებებულია მუყაოს B_1 და B_2 ფურცლები. მუყაოს c_1 და c_2 ფოჩები შეერთებული არიან B_1 და B_2 ფურცლებთან და F წრის A_1 და A_2 ამოჭრილებში არიან გარეთ გამოყვანილნი. B_1 და B_2 ფურცლების პირდაპირ, მბრუნავი G წრის წინ, მოთავსებული არიან სავარცხლები წვეტებით S_1 და S_2 . ეს სავარცხლები 309 ნახაზე ცალკეცაა ნაჩვენები. ამ სავარცხლებთან ლითონის ლერგების საშუალებით შეერთებულნი არიან თითბრის მავთულები, რომლებიც თავდებიან E_1 და E_2 ბირთვებით, ანუ ელექტროდებით. E_1 და E_2 ელექტროდებს დაუახლოვებენ ერთმანეთს შეხებამდე; B_1 ფურცელს დაელექტროვებენ უარყოფითად, ხოლო G წრეს ისრის მიმართულებით ატრიალებენ. ფურცელი B_1 ინდუქციით დაელექტროვებს მის პირდაპირ მოთავსებულ S_1 სავარცხელს; ამ სავარცხლის წვეტების შემწოვი მოქმედების გამო უარყოფითი ელექტრობა წავა E_1 ელექტროდში; დადებითი ელექტრობა კი,



ნახ. 309.

რომელიც ინდუქციით გაჩნდა, S_1 სავარცხელიდან გადავა მბრუნავ G წრეზე; უკანასკნელით დადებითი ელექტრობა მივა c_2 ფოჩთან, რომელიც B_2 ფურცელთანაა შეერთებული; ფოჩი c_2 ინდუქციით დაელექტროვდება; c_2 ფოჩის წვეტების მოქმედებით ფურცელი B_2 დადებითად დაელექტროვდება, ხოლო c_2 ფოჩზე ინდუქციით მიღებული უარყოფითი ელექტრობა ისევ გადავა მბრუნავ წრეზე. რადგანაც ფურცელი B_2 ახლა დადებითი ელექტრობით არის დატვირთული, ამიტომ ეს მოვლენა განმეორდება, მაგრამ შედეგი იქნება შებრუნებული, ე. ი. დადებითი ელექტრობა წავა E_2 ელექტროდში და გააბათილებს E_1 -ის უარყოფით ელექტრობას, ხოლო უარყოფითი ელექტრობა გადაეცემა B_1 ფურცელს და მაშასადამე უარყოფითი ელექტრობის რაოდენობა ამ ფურცელში გადიდდება.

ამგვარად, B_1 და B_2 ფურცლებზე ელექტრობის რაოდენობა თანდათან იზრდება ერთგვარ საზღვრამდე; პრაქტიკულად ეს საზღვარი დამოკიდებულია მბრუნავი წრის იზოლირების უნარზე, ვინაიდან წრის სხვადასხვა ადგილებში იმყოფება სხვადასხვა გვარის ელექტრობა. რაც უფრო საიმედო იქნება იზოლიაცია, მით უფრო ელექტრობის მეტი რაოდენობის შეკრება შეიძლება B_1 და B_2 ფურცლებში. ელექტროტვირთების ამ ზღვარულ სიდიდეზე ჩვენ შეგვიძლია

ვიმსჯელოთ სინათლის და მექანიურ მოვლენათა მიხედვით; ეს მოვლენები თან-ერთვიან ელექტრობის ღინებას წვეტებიდან (ნაპერწყლები და ხმაური).

თუ ახლა E_1 და E_2 ელექტროდებს ერთმანეთს დავაშორებთ, მაშინ აღწერილი მოქმედებანი მცირეოდენ შესუსტდებიან, რადგანაც ამ შემთხვევაში ელექტროდები და მათთან ერთად S_1 და S_2 სავარცხლებიც შესაბამოდ დაელექტროვებულნი არიან დადებითად და უარყოფითად; ამიტომ ინდუქციით მიღებული უარყოფითი ელექტრობა მთლიანად არ იქნება თავიდან აშორებული ისე, როგორც ეს ხდებოდა პირველ შემთხვევაში.

E_1 და E_2 ელექტროდების შორის განსაზღვრულ მანძილის დროს ჩნდება განცლა ნაპერწყლების სახით. მანქანის შესაფერისი მოქმედება გრძელდება იქამდე ვიდრე E_1 -სა და E_2 -ის შორის ნაპერწყალთა ნაკადი ნაწილობრივ აწონასწორებს ინდუქციით მიღებულ მეორე გვარის ელექტრობას; მანქანის მოქმედება წყდება მხოლოდ მაშინ, როდესაც წყდება ნაპერწყლოვანი განცლა. მანქანით სარგებლობის დროს მიიღებენ ინდუქციით გაჩენილ მეორე გვარის ელექტრობას, რომელიც მინის G წრიდან გადადის E_1 და E_2 -ზე.

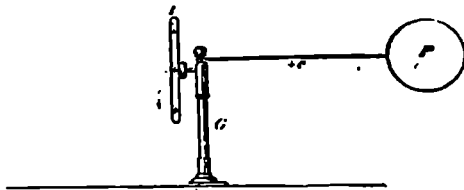
თუ მანქანის B_1 და B_2 ფურცლებს არ დავტვირთავთ და ისე ვაბრუნებთ წრეს, მაშინ წრის ბრუნვა ადვილად სწარმოებს და, ხელიც რომ გაუშვათ მანქანას, წრე ინერციით კიდევ დიდხანს განაგრძობს ბრუნვას; პირიქით ეს ბრუნვა ძალიან მალე შეწყდება, თუ ფურცლები B_1 და B_2 წინასწარ დაელექტროვებულნი იქნებიან. აქედან ვრწმუნდებით, რომ ელექტრობის მიღების დროს ჩვენ გვიხდება ერთგვარი მუშაობის შესრულება ელექტრული ძალების წინააღმდეგ. სწორედ ამ მუშაობის ხარჯზე ჩნდება ელექტრობა.

თავი 3. კონდენსატორი და ელემენტური კონტაქტი.

619. ბატაქალი კონდენსატორი. მომუშავე ელექტრული მანქანის P კონტაქტორს, რომელზედაც დადებითი ელექტრობის რაოდენობა მუდმივია, შეუერთოთ ლითონის მავთულის საშუალებით ლითონისავე ფირფიტა I (ნახ. 310^ა).

დადებითი ელექტრობა დაიწყებს I ფირფიტაზე გადასვლას; ელექტრობის ეს გადასვლა გრძელდება იქამდე, ვიდრე არ გაწონასწორდებიან ის უკუმგდები ძალები რომლებითაც P და I

გამტარების ელექტრობის ტვირთები მოქმედებენ ელექტრობის $+e$ რაოდენობაზე. მას შემდეგ რაც ელექტრობის გადასვლა I ფირფიტაზე შეწყდა, I ფირფიტის პარალელურად მოვათავსოთ მეორე ფირფიტა A (ნახ. 310^ბ). რომელიც დედაშიწასთანაა შეერთებული. A ფირფიტის იმ მხარეზე, რომელიც I ფირფიტის პირდაპირაა მოთავსებული, გაჩნდება უარყოფითი ელექტრობის ფენი; ეს ელექტრობა იზიდავს $+e$ ელექტრობას და ამიტომ P კონტაქტორიდან I ფირფიტაზე დაიწყებს დადებითი ელექტრობა გადასვლას. ამგვარად ამ შემთხვევაში I ფირფიტაზე დაგროვდება დადებითი

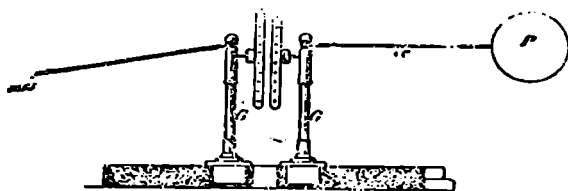


ნახ. 310^ა.

ფენი იმ მხარეზე, რომელიც I ფირფიტის პირდაპირაა მოთავსებული, გაჩნდება უარყოფითი ელექტრობის ფენი; ეს ელექტრობა იზიდავს $+e$ ელექტრობას და ამიტომ P კონტაქტორიდან I ფირფიტაზე დაიწყებს დადებითი ელექტრობა გადასვლას. ამგვარად ამ შემთხვევაში I ფირფიტაზე დაგროვდება დადებითი

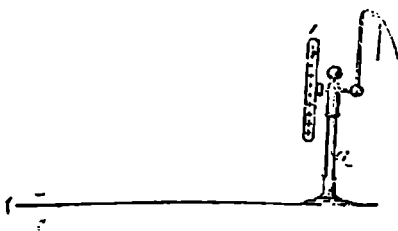
ელექტრობის უფრო მეტი რაოდენობა, ვიდრე იმ შემთხვევაში, როდესაც I -ს პირდაპირ ფირფიტა A არ იყო მოთავსებული.

A ფირფიტაზე ელექტრობის უარყოფითი ფენის და მისი მოქმედების აღმოსაჩენათ I ფირფიტას მიუერთებენ ელექტრულ საქანს და გაწვეტიენ ელექტრულ კავშირს მანქანის P კონდუქტორსა და I ფირფიტას შორის (ნახ.

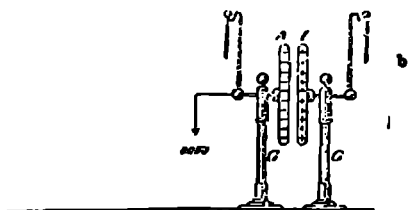


ნახ. 310^ბ.

311^ა); საქანის ფურცლები I ფირფიტის ტვირთების გავლენით განიზიდებიან და შესაბამ კუთხეს კმნიან. თუ ამის შემდეგ I ფირფიტას მიუახლოვებენ A ფირფიტას, რომელიც დედამიწისთანაა შეერთებული, მაშინ საქანის ფურცლები

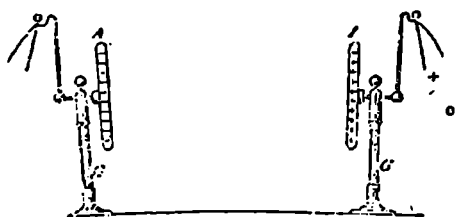


ნახ. 311^ა.



ნახ. 311^ბ.

ჩამოეშვებიან (ნახ. 311^ბ). მიუერთოთ ახლა A ფირფიტას ელექტრული საქანი და ფირფიტა განვამზოლოთ დედამიწისაგან; თუ ფირფიტებს დავაშორებთ მაშინ A ფირფიტის საქანის

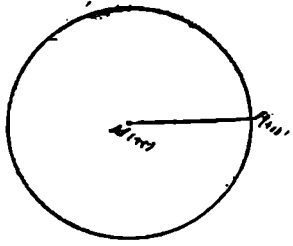


ნახ. 311^ც.

ფურცლებიც ერთმანეთს დაშორდებიან A ფირფიტის უარყოფითი ელექტრობის გავლენით (ნახ. 311^ც). აღწერილ ხელსაწყოს ეწოდება ბრტყელი კონდენსატორი; I ფირფიტას ეწოდება საკონდუქტორო ფირფიტა, ხოლო A ფირფიტას საკონდენსაციო ფირფიტა.

რომ უფრო ნათლად გამოვარკვიოთ კონდენსატორის მოქმედება ვისარგებლოთ პოტენციალის ცნებით.

620. მდებარეობს პოტენციალი. ვთქვათ ელექტრული არე შექმნილია მატერიალური M წერტილით, რომელიც დაელექტროვებულია ელექტრობის $+e$ რაოდენობით (ნახ. 312) და ვთქვათ ერთეულადი დადებითი ელექტრობით. დატვირთული მატერიალური წერტილი P მოძრაობს ელექტრული MP ძალის მიმართულებით; ელექტრული ძალა ასრულებს ერთგვარ მუშაობას. ამგვარად, დაელექტროვებულ P წერტილს ელექტრულ არეში ჰქონია ელექტრული ენერგია, სწორედ ისე, (~~როგორც სიმძიმის ძალის~~ არეში აქვს პოტენციალური ენერგია) სწორედ ისე, როგორც სიმძიმის ძალის არეში აქვს პოტენციალური ენერგია იმ სხეულს, რომელიც დედამიწის ზედაპირიდან ერთგვარი მანძილითაა დაშორებული. P წერტილის ენერგია მთლიანად დაიხარჯება, თუ ეს წერტილი M -ს დაშორდება უსასრულოდ დიდი მანძილით; მასთან ერთად ელექტრული ძალების მიერ შესრულებული მუშაობის სიდიდე დამოკიდებული არ არის იმაზე, თუ რა გზით გადინაცვლებს წერტილი P უსასრულოდ შორს.



ნახ. 312.

ელექტრული არეს პოტენციალი P წერტილში არის ის პოტენციალური ენერგია, რომელიც აქვს P წერტილში მოთავსებულს და ერთეულადი დადებითი ელექტრობით დატვირთულ მატერიალურ წერტილს. ამგვარად, ელექტრული არეს რომელიმე P წერტილის პოტენციალი წარმოადგენს იმ მუშაობას, რომელსაც ასრულებენ ელექტრული ძალები დადებითი ელექტრობის ერთეულადის გადატანის დროს P წერტილიდან უსასრულობაში. სხვანაირად ეს ასეც შეიძლება გამოითქვას: არეს რომელიმე წერტილის პოტენციალი არის ის მუშაობა, რომელიც უნდა შევასრულოთ ელექტრული ძალების წინააღმდეგ იმისთვის, რომ დადებითი ელექტრობის ერთეულადი უსასრულოდ შორს მდებარე წერტილიდან გადმოვიტანოთ მოცემულ P წერტილში.

იმ შემთხვევისათვის, რომელიც წარმოადგენილია 312 ნახაზზე, პოტენციალი P წერტილში უდრის $\frac{e}{r}$ (რასაც ჩვენ აქ არ ვამტკიცებთ); აქ $r = MP$. ამგვარად პოტენციალის განსაზღვრის თანახმად, პოტენციალი უარყოფითი იქნება, თუ e უარყოფითია.

თუ ელექტრობის რაოდენობა e' გადატანილი იქნება P_1 წერტილიდან P_2 წერტილში, მაშინ პოტენციალის ცნების განსაზღვრების თანახმად, ელექტრული ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა იქნება: $\frac{ee'}{r} - \frac{ee'}{r_2}$

თუ ელექტრული არე გაჩენილია დაელექტროვებული გამტარებით, მაშინ ინდუქციის გამო დაელექტროვებული P წერტილის გადანაცვლება იწვევს ელექტრობის განაწილების ცვლილებას გამტარში; ზემოთ განხილული მაგალითის დროს იგულისხმებოდა, რომ ელექტრული არე არ იცვლება.

თუ არეს შემქმნელ ელექტრობის რაოდენობას n -ჯერ გავაძლიდებთ, მაშინ არეს ყოველ წერტილში პოტენციალიც n -ჯერ გაიზრდება.

621. თანახმად პოტენციალთა ზემდაპირი. დადებითი ერთეულად ელექტრობით დატვირთულ მატერიალურ წერტილის გადანაცვლების დროს ელექტრული

ტრული ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა, ისევე, როგორც მძიმე სხეულის ვარდნას დროს, უდრის პოტენციალური ენერჯიის ანუ პოტენციალის შემცირებას. აქედან დაეასკენით, რომ ელექტრულ ძალის შემადგენელი რომელიმე მიმართულებით უდრის პოტენციალის შემცირებას სანტიმეტრის მანძილზე ანუ გვრედ წოდებულ, პოტენციალის დაცემას აღნიშნული მიმართულებით.

თუ წერტილი P მოძრაობს M წერტილის გარშემო შემოხაზულ სფერულ ზედაპირზე (ნახ. 312) მაშინ პოტენციალი ამ გზაზე უცვლელი დარჩება, რადგანაც ელექტრული ძალა ბირთვის ზედაპირის ყოველ წერტილში პერპენდიკულარულია ამ ზედაპირისადმი და ამიტომ არავითარი მუშაობა შესრულებული არ იქნება. ასეთ ზედაპირს თანასწორ პოტენციალთა ზედაპირი ეწოდება.

622. ზამზაჩის პოტენციალი. გამტარის გარეგანი ზედაპირი, რომელზედაც ელექტრობა წონასწორობაში იმყოფება, წარმოადგენს თანასწორ პოტენციალთა ზედაპირს; ხოლო პოტენციალს განტარის ზედაპირზე და თვით გამტარშიც უნდა ჰქონდეს ერთი და იგივე მნიშვნელობა, რომელსაც „გამტარის პოტენციალი“ ეწოდება წინააღმდეგ შემთხვევაში ელექტრობის რომელიმე ნაწილაკის გადანაცვლების დროს გამტარის ზედაპირზე ან გამტარში შესრულებული იქნებოდა ერთგვარი მუშაობა. ძალა, რომელიც მოქმედობს ელექტრობის რომელიმე ნაწილაკზე: მიმართულია იზოლიატორისაკენ გამტარის ზედაპირისადმი პერპენდიკულარად და ამიტომ არ შეუძლია გამოიწვიოს ელექტრობის გადანაცვლება. ყველა გამტარებს, რომლებიც ერთმანეთთან გამტარებით არიან შეერთებულნი, ელექტრობის წონასწორობის დროს პოტენციალი ერთი და იგივე ექნებათ.

623. დედამიჩის პოტენციალი. ელექტრულ გაზომვათა მიხედვით შესაძლებელია მხოლოდ პოტენციალების სხვაობის განსაზღვრა და არა პოტენციალის აბსოლუტური სიდიდის პოვნა. ელექტროსკოპს, რომლის ჩარჩო მავთულის ბადეს წარმოადგენს, ათავსებენ განმხოლოებულ სადგამზე და ლითონის მავთულით აერთებენ ერთმანეთთან ელექტროსკოპის ღერს და ჩარჩოს. ასეთი ხელსაწყოს დატვირთვა შეიძლება ისე მძლავრად, და პოტენციალის ზევით აწევა შეიძლება იმდენად, რომ შესაძლებელი გახდება ნაპერწყლების მიღებაც კი; მიუხედავად ამისა, ელექტროსკოპის ფურცლები, ჩამოშვებულნი იქნებიან. მართლაც 614-§-ის თანახმად, ელექტროსკოპის ფურცლებზე არავითარი ტვირთები არ იქნებიან. ფურცლების განზიდვას მივიღებთ მხოლოდ მაშინ, როდესაც მოვაშორებთ ჩარჩოს და ღერის შემაერთებელ მავთულს და დაეტვირთავთ ელექტრობით ელექტროსკოპის ღერძს, ხოლო ჩარჩოს შევავერთებთ დედამიწასთან ანდა შემტრუნებულად მოვიქცევით.

ამგვარად, ელექტროსკოპი ზომავს ღერისა და ჩარჩოს პოტენციალთა სხვაობას, მასთან ერთად ელექტროსკოპის ჩარჩოა პოტენციალს ექნება განსაზღვრული სიდიდე მხოლოდ მაშინ, როდესაც იგი დამზადებულია კარგი გამტარისაგან.

ყველა ამ სახის დანარჩენი ხელსაწყოებით (ელექტრომეტრებით) ზომავენ მხოლოდ პოტენციალების სხვაობას ორ წერტილს შორის. ასეთი გაზომვათა მიხედვით სხეულის პოტენციალი მხოლოდ მაშინ მიიღებს განსაზღვრულ მნიშვნელობას, როდესაც რომელიმე სხეულის პოტენციალი ჩვენთვის ცნობილი იქნება. ნებისმიერად არის მიღებული, რომ დედამიწის პოტენციალი უდრის

0-ს და სხვა სხეულების პოტენციალს ადარებენ დედამიწის პოტენციალს. პოტენციალი ისეთი გამტარისა, რომელიც დედამიწასთან შეერთებულ გარსში (ოთახში) იმყოფება, გამტარზე მოთავსებულ ელექტრობის რაოდენობის პირდაპირ პროპორციულია. თუ დიდ გარსში მოვათავსეთ ბირთვი, რომლის რადიუსიც უდრის 1 და რომელიც დატვირთულია ერთეულადი ელექტრობით, მაშინ ამ ბირთვის პოტენციალიც უდრის პოტენციალის ერთეულს.*)

624. ელემენტარული მუხა. გამტარის ელექტროდევადობა C რიცხვობრივ წარმოადგენს ელექტრობის იმ რაოდენობას, რომელიც გამტარის პოტენციალს ზევით ასწევს პოტენციალის ერთეულით, თუ ყველა დანარჩენი სხეულები დედამიწასთან იქნებიან შეერთებულნი. ამიტომ ელექტრობის ის რაოდენობა e , რომელიც გამტარის პოტენციალს ზევით ასწევს პოტენციალის V ერთეულით იქნება:

$$e = C \cdot V \quad . \quad . \quad . \quad (105).$$

625. კონდენსატორი; ორმაგი ფენი; დიდი ფენის ძილა. 619 §-ში აღწერილ ცდაში (ნახ. 310^ბ) მომუშავე ელექტრული მანქანით P კონდუქტორზე დაცული იყო მუდმივი პოტენციალი V ; ასეთივე პოტენციალი ექნება I ფირფიტასაც, როდესაც მას გამტარით კონდუქტორს შეუერთებენ. ამისათვის I ფირფიტაზე უნდა გადავიდეს ელექტრობის განსაზღვრული რაოდენობა e , ფირფიტის C ელექტროტევადობის პროპორციული (624).

619 §-ის თანახმად საკოლექტორო ფირფიტის ელექტროტევადობა შეგვიძლია გავადილოთ საკონდენსაციო A ფირფიტის საშუალებით.

ამიტომ კონდენსატორებში რომელიმე გამტარის ელექტროტევადობას იმით აღიღებენ, რომ მასთან ახლო d მანძილზე ათავსებენ მეორე გამტარს ისე, რომ მათი სიბრტყეები პარალელურნი იყვნენ; ამასთან ერთად მეორე გამტარს დედამიწას შეერთებენ. ბრტყელი კონდენსატორის ზედაპირის ერთეულის ელექტროტევადობა უდრის $\frac{1}{4\pi d}$.

მართლაც, ერთგვაროვან არეში კონდენსატორის ფირფიტებს შორის ელექტრული ძალა $E = \frac{V}{d}$ (621).

ეთქვათ, რომ e_1 არის საკოლექტორო ფირფიტის ზედაპირული სიმკვრივე, მაშინ ზედაპირის ერთეულიდან გამოსული ძალთა ხაზების რაოდენობა უდრის $4\pi e_1$ (613^ა). აქედან მივიღებთ:

$$4\pi e_1 = \frac{V}{d}$$

და თუ $V=1$, მაშინ

$$e_1 = \frac{1}{4\pi d}.$$

ამის მიხედვით მივიღებთ:

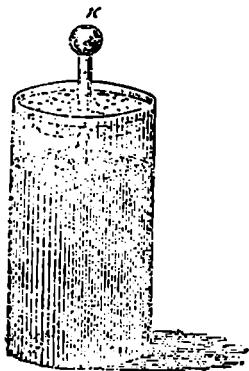
$$V = 4\pi d \cdot e_1.$$

*) თუ ბირთვის რადიუსი უდრის 1 სანტიმეტრს, ხოლო ელექტრობის რაოდენობა ამ ბირთვზე უდრის ელექტრობის 1 ელექტროსტატიურ ერთეულს, მაშინ ამ ბირთვის პოტენციალი უდრის პოტენციალის 1 ერთეულს. პოტენციალის ამ ერთეულს ეწოდება პოტენციალის ელექტროსტატიკური ერთეული.

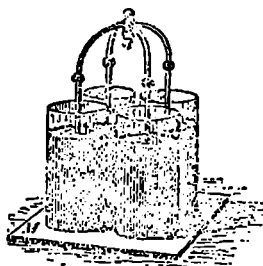
ფირფიტებზე ერთმანეთთან ახლოს მდებარე დადებითი და უარყოფითი ელექტრობის ტვირთები შეადგენენ, ეგრედ წოდებულ, ორმაგ ფენას; თუ გამოთქმას d, d_1 -ს დავარქმევთ ამ ფენის დაძაბულობას და i -თი აღვნიშნავეთ, მაშინ ვიტყვი, რომ ორმაგ ფენში გავლის დროს უარყოფით მხრიდან დადებით მხრისაკენ პოტენციალი დიდდება $4\pi i$ -თი.

ხშირად სარგებლობენ კონდენსატორით, რომელსაც ლეიდენის ქილა ეწოდება. იგი წარმოადგენს მინის ქილას, რომელიც შეგნიდან და გარედან კალის ფურცლებითაა შემოსილი (ნახ. 313). ბირთვი K შეერთებულია კალის შიდა I სამოსთან, რომელიც წარმოადგენს კონდენსატორის საკოლექტორო ფირფიტას. გარეგანი სამოსი A , რომელიც შეესაბამება კონდენსატორის საკონდენსაციო ფირფიტას, დედამიწასთან არის შეერთებული.

ლეიდენის ქილათა ბატარეა (ნახ. 314) შესდგება ლეიდენის რამოდენიმე ქილისაგან; ყველა ამ ქილების შინაგანი სამოსები გამტარებით შეერთებულნი



ნახ. 313.



ნახ. 314.

არიან ერთმანეთთან; ხოლო გარეგანი სამოსები შეერთებულნი არიან დედამიწასთან. ასეთი ბატარეა ექვივალენტურია ერთი დიდი ქილისა, რომლის ელექტროტევადობა ყველა ქილების ელექტროტევადობათა ჯამს უდრის. ამგვარად, n ქილიდან შედგენილი ბატარეის ელექტროტევადობა პროპორციულია ქილების n რიცხვისა.

626. დიელექტრიკული მუდმივი. ფარადეიმ აღმოაჩინა, რომ კონდენსატორის ელექტროტევადობა დამოკიდებულია იმ იზოლიატორის გვარობაზე, რომელიც მოთავსებულია კონდენსატორის სამოსების შორის. თუ, მაგალითად, დიდი და ბრტყელი კონდენსატორის ფირფიტებს შორის ჰაერის მაგიერ მოთავსებულია პარაფინი, მაშინ აღმოჩნდება, რომ კონდენსატორის ელექტროტევადობა 2,3 ჯერ მეტი იქნება, ვიდრე იმ შემთხვევაში, როდესაც სამოსების შორის ჰაერია მოთავსებული. ამ გარემოების აღსანიშნავად ამბობენ, რომ პარაფინის

დიელექტრიული მუდმივი 2,3 ჯერ მეტია, ვიდრე ჰაერის დიელექტრიული მუდმივი *).

ქვემოთ მოთავსებულ ცხრილში, უმაჯრესად ბოლცმანის მიხედვით, მოყვანილია ზოგიერთ სხეულების დიელექტიური მუდმივები ჰაერთან შედარებით:

ჰაერი 1	გოგირდი 3,8
ნახშირბაქვა	- 1,00095	ქარსი (კოლმენტი. მიხედვით)	. 6,6
პარაფინი	. 2,3	ქარსი (ბუტის მიხედვით)	. 8.
გობონტი	. 3,2		

627. ფარადეი — მაქსველის თეორია. იმ თეორიას, რომელიც აღწერილი იყო მე-600 §-ში და რომლის თანახმად ელექტრულ არეში მოთავსებული იზოლიატორების როლი მხოლოდ იმაში მდგომარეობს, რომ გაატარონ ელექტრული ძალები, არ ეთანხმებიან 626 §-ში მოყვანილი ფაქტები. ფარადეის მიხედვით ელექტრულ არეში ძალხაზების მიმართულებით ჩნდება დაქიმვა, რომელიც მაქსველის მიხედვით არეს ყოველ ადგილას ელექტრული ძალის კვადრატის პირდაპირ პროპორციულია; მეორეს მხრივ, ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად ჩნდება ერთგვარი წნევა. გარეშე, რომელშიაც ეს ახალი ძალები მოქმედებენ, წარმოადგენს სამყარო ეთერს. ამიტომ ელექტრულ არეში ეთერი ძალხაზების მიმართულებით ცდილობს შეიკუმშოს, პირიქით ამ ხაზებისადმი პერპენდიკულარული მიმართულებით ეთერი ცდილობს გაფართოვდეს. ძალხაზების ბოლო წერტილებში, ე. ი. ელექტრობით დატვირთულ ადგილებში, ეთერი უნდა წარმოვიდგინოთ, როგორც მკიდროდ დაკავშირებული წონად ნივთიერებასთან.

A წერტილის პირდაპირ, რომელიც დაელექტროვებულია ელექტრობის $+e$ რაოდენობით, იმყოფება ელექტრობის $+e'$ რაოდენობით დაელექტროვებული *B* წერტილი (ნახ. 315).

წარმოვიდგინოთ, რომ *B* წერტილის ირგვლივ შემოხაზულია პატარა სფერო; ზემოთქმულის თანახმად, უნდა ვიგულისხმოთ, რომ ამ სფეროში მოთავსებული ეთერი მკიდროთ არის დაკავშირებული მატერიალურ *B* წერტილთან. *A* წერტილის მიერ შექმნილ ელექტრულ არეში *B* წერტილი განიცდის ერთგვარ მექანიურ მოქმედებას; ეს უკანასკნელი ჩვენ შევეძლია განვიხილოთ, როგორც იმ დაქიმვათა თანაბარ მოქმედი, რომლებსაც გამოიწვევს დასახელებულ სფეროში მოთავსებულ ეთერზე გარეშე ეთერი. *B* წერტილიდან გამოსული ელექტრული ძალები *P* და *Q* წერტილებში ერთნაირი სიდიდისანი არიან, მაგრამ *P* წერტილში ეს ძალა მკიდრდება, ხოლო *Q* წერტილში დიდდება *A* წერტილიდან გამოსული ელექტრული ძალებით. ამიტომ ელექტრული ძალა და ეთერის



ნახ. 315.

* შეიძლება იმის დამტკიცება, რომ ორ დაელექტროვებულ ბირთვებს შორის მიზიდვის ძალა უნდა შემცირდეს 2,3 ჯერ, როდესაც ამ ბირთვებს ჰაერიდან პარაფინში გადაიტანთ. ელექტრობის რაოდენობის ერთეულის განსაზღვრების დროს (613) ნაცულისხმევი იყო, რომ ის გარეშე, რომელშიც ტვირთები მოთავსებული, ჰაერს წარმოადგენს. (უფრო სწორი იქნება; თუ გიტყვით, რომ ტვირთები სიცარიელეში იმყოფებიან).

დაკომვა, რომელიც სფეროს ზედაპირზე მოქმედებს ისრების მიმართულებით, Q წერტილში მეტია, ვიდრე P წერტილში, რის გამო B ცდილობს დაშორდეს A -ს; ისეთ სურათს მივიღებთ, თითქოს A და B წერტილები ერთმანეთს უკუაგდებენ.

თუ A დაელექტროვებული იქნება დადებითად, ხოლო B უარყოფითად, მაშინ დაკომვა მეტი იქნება P წერტილში, ვიდრე Q წერტილში; ამის გამო B და A ცდილობენ ერთმანეთს დაუახლოვდნენ, თითქოს ეს მატერიალური წერტილები ერთმანეთს იზიდავდნენ.

ამ თეორიის თანახმად, ელექტრული ძალები არ წარმოადგენენ ისეთ ძალებს, რომლებიც მოქმედებენ ერთგვარ მანძილზე; პირიქით ეს ძალები ვრცელდებათ სამყაროს ეთერში და ელექტრული ენერჯია იმყოფება ამ ეთერში და არა დაელექტროვებულ გამტარში. სინათლის გადატეხა ამტკიცებს, რომ რომელიმე წონადი ნივთიერების მოთავსება ეთერში სცელის ეთერის თვისებებს; აქედან გასაგებია ხდება 626 §-ში განხილული იზოლატორის სპეციფიური მოქმედება კონდენსატორის სამოსების შორის.

თავი 4. ლეიფენის ძილათა ბატარეის გაცლა.

628. ნაპერწყლის პოტენციალი. ლითონის ორი ბირთვი მოვათავსოთ ჰაერში ერთი მეორის პირდაპირ; ერთი მათგანი შეუერთოთ დედამიწას, მეორე კი ელექტრული მანქანის კონდუქტორს და თანდათანობით დავაელექტროვოთ; მეორის პოტენციალი დაიწყებს ზევით აწევას. ბირთვებს შორის ელექტრული ძალა დაიწყებს გადიდებას და ბოლოს იმდენად დიდი გახდება, რომ ჰაერი დაკარგავს იზოლატორის თვისებას: მოხდება ბირთვის განცლა ნაპერწყალის სახით. გამტარის იმ პოტენციალს, რომლის დროს ხდება ნაპერწყალის სახით განცლა, ეწოდება ნაპერწყალის პოტენციალი. თუ ბირთვების დიამეტრები უდრის თითო სანტიმეტრს და თუ ბირთვების ზედაპირებს შორის უახლოესი მანძილიც ერთი სანტიმეტრია, მაშინ ჩვეულებრივ ჰაერისთვის ნაპერწყალის პოტენციალი დაახლოებით 27000 ვოლტს უდრის (731).

ნაპერწყლის პოტენციალის მიღებისა და განცლის დაწყების მომენტებს შორის გადის ერთგვარი დრო, რომლის გაზომვა შესაძლებელია. ამ დროის შუალედს ეწოდება ნაპერწყლოვანი განცლის შეგვიანება და იგი განსაკუთრებით დიდია მშრალ ჰაერში. ცდა გვიჩვენებს, რომ თუ ასეთ პოტენციალს ადგილი აქვს მცირე დროის განმავლობაში, ჰაერში ნაპერწყლოვანი განცლა არ მოხდება, თუნდაც გამტარის პოტენციალი ნაპერწყლის პოტენციალზე მეტი იყოს; განცლის შეგვიანება შეგვიძლია მოვსპოთ, თუ მოვახდენთ სუსტ განცლას. ამისათვის იმ სივრცეში, რომელშიც ნაპერწყალმა უნდა გაიაროს, რენტგენის ან ბეკერელის სხივებს გაატარებენ (851 და 853), რის გამო ელექტროდებს შორის ჰაერი ელექტრობის სუსტი გამტარი გახდება. ამავე მიზნით უარყოფით ელექტროდზე (კატოდზე) მოქმედებენ მძლავრი ულტრასონანი სხივებით, რაც გალვაქსის მიხედვით, იწვევს უარყოფითი ელექტრობის ჰაერში ნელნელა განცლას.

გალვაქსის ცდის შესრულება ადვილია, თუ ავიღებთ მშრალ ამალგამიან თუთიის ფირფიტას.

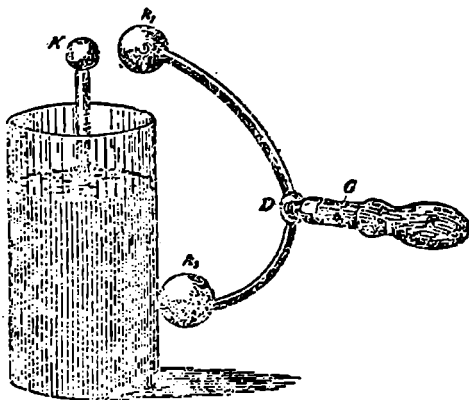
629. ლეიდენის ძილის განცდა. მცლელი წარმოადგენს ლითონის K_1DK_2 რკალს (ნახ. 316) D შარნირით და K_1 და K_2 ბირთვებით ბოლოებზე. შარნირთან მიერთებულია ტარი, რომელიც რკალისაგან განშხლოლებულია შინის G ღვრით. თუ K_2 ბირთვით შეეხებით ლეიდენის ქილის გარეგან სამოსს, ხოლო K_1 ბირთვს დაუახლოვებთ ქილის შინაგან სამოსთან შეერთებულ K ბირთვს, მაშინ როგორც კი K და K_1 ბირთვებს შორის მანძილი გაუთანასწორდება

ეგრედ წოდებულ „დარტყმის მანძილს“, ამ ბირთვებს შორის გაჩნდება ნაპერწყალი და ქილა თითქმის მთლიანად განიცლება. ელექტრობის შედარებით დიდი რაოდენობის გამო ჩნდება მეტად მოელვარე ნაპერწყალი და განცდა ხდება მძლავრი ხმაურით. თუ K_1 და K -ს შეევერთებთ, მაშინ ქილა აღმოჩნდება არა დაელექტროვებული; ხოლო თუ ამის შემდეგ ქილის შინაგან სამოსებს განვაშხლოვებთ, მაშინ მცირე დროის შემდეგ ქილაში ისევ აღმოჩნდება ელექტრობის მცირე რაოდენობა, რომელიც განცლის დროს გვაძლევს პატარა ნაპერწყალს. ამ ელექტრობას ნარჩენი ელექტრობა ეწოდება.

ქილის განცლის დროს მისი შინაგანი სამოსი კარგავს ელექტრობის ერთგვარ რაოდენობას, მაგალითად ელექტრობის $+E$ რაოდენობას, თუ შინაგანი სამოსი დადებითი ელექტრობითაა დატვირთული.

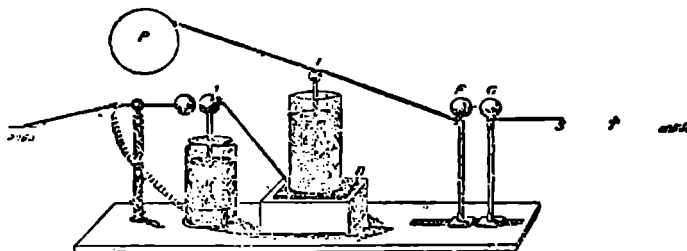
ეს პროცესი შეგვიძლია სხვადასხვანაირად ავხსნათ; შეიძლება, მაგალითად, წარმოვიდგინოთ, რომ შინაგან და გარეგან სამოსთა შემაერთებელი რკალით ელექტრობის $+E$ რაოდენობა გადმოდის შინაგან სამოსიდან გარეგან სამოსზე და აქ სპობს ელექტრობის $-E$ რაოდენობას; შეიძლება აგრეთვე ვიფიქროთ, რომ ელექტრობის რაოდენობა $+\frac{F}{2}$ შინაგან სამოსიდან გადმოდის გარეგან სამოსზე, ხოლო ელექტრობის რაოდენობა $-\frac{E}{2}$ გადაინაცვლებს მოპირდაპირე მიმართულებით. ყოველ შემთხვევაში, განცლის დროს შემაერთებულ რკალში ჩნდება ელექტრობის დენი.

630. ცდა. საზომი ძილა. ლეიდენის ქილათა განცლის დროს სარგებლობენ ხელსაწყობთა იმ კომბინაციით, რომელიც 317 ნახაზზეა წარმოდგენილი. თვით ცდას ასე აწარმოებენ. დასატენ ლეიდენის A ქილის შინაგან სამოსს შეაერთებენ ელექტრული მანქანის P კონდუქტორთან ანუ გოლცის მანქანის E_2 ელექტროდთან (618); ამ მანქანის მეორე E_1 ელექტროდი შეერთებულია დედამიწასთან.



ნახ. 316

ელექტრობის იმ რაოდენობის გასაზომად, რომლითაც ქილა A დაიტვირთა, ამ ქილის გარეგან სამოსს დედამიწას კი არ უერთებენ, არამედ მას ათავსებენ B იზოლატორზე და უერთებენ საზომი M ქილის შინაგან სამოსს; ეს უკანასკნელი ქილა წარმოადგენს ლეიდენის პატარა ქილას, რომლის გარეგანი სამოსის დედამიწასთანაა შეერთებული. M ქილის სამოსთან შეერთებულ ბირთვებს ათავსებენ შესაფერ მანძილზე (ნახაზზე ეს არის მანძილი M ქილის i ბირთვის და მის მარცხნივ მოთავსებულ პატარა ბირთვის შორის). თუ ქილა დადებითი ელექტრობით არის დატვირთული, მაშინ ინდუქციით მიღებული დადებითი ელექტრობა გადადის საზომი ქილის შინაგან სამოსზე; ამის გამო სა-



ნახ. 317.

ზომი ქილა ელექტროვდება ნაპერწყლის პოტენციალამდე, რის შემდეგაც მოხდება საზომი ქილის განცლა. იმისათვის რომ საზომმა ქილამ მიიღოს ნაპერწყლის პოტენციალის გასაჩენად საკმარისი ელექტრობის რაოდენობა, A ქილის შინაგან სამოსზე უნდა გადავიდეს ელექტრობის ერთგვარი რაოდენობა $+E$. საზომი ქილის მეორე განცლა მოადება მაშინ, როდესაც A ქილის შინაგან სამოსზე ისევ გადავა ელექტრობის რაოდენობა $+E$; ამიტომ A ქილის ელექტრობის რაოდენობა საზომი ქილის მიერ მოცემულ ნაპერწყალთა რიცხვის პროპორციულია.

F და G წარმოადგენენ განმზოლოებულ მოძრავ ბირთვებს; გამტარი T შეერთებულია დედამიწასთან; T -სა და S -ს შორის ათავსებენ სხეულებს, რომლებმაც განცლის მოქმედება უნდა განიცადონ.

631. ლეიდენის ქილის განცლის სითბობის მოძველება. თუ T -ს და S -ს შორის (ნახ. 317) მოვათავსებთ პლატინის წვრილ მავთულს, მაშინ ლეიდენის ქილის განცლის დროს ეს მავთული შეიძლება დადნეს; მართლაც განცლის დენი ყოველთვის გამოყოფს სითბოს დიდ რაოდენობას იმ გამტარში, რომელშიც ეს დენი გაივლის. სიბრძნის იმ რაოდენობის გაზომვა, რომელსაც განცლის დენი გამოყოფს ხოლმე გამტარში, შეიძლება მოვახერხოთ რისის ჰაერიანი თერმომეტრით (ნახ. 318).

K ბირთვში ჰაერი მომწყვედილია თერმომეტრის წყლის h სვეტით; ბირთვში ჩაკევირებულ d მავთულს ათავსებენ T -სა და S -ს შორის; ლეიდენის ქილის განცლის დროს d მავთულში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა გადაეცემა K ბირთვში მოთავსებულ ჰაერს. ჰაერი გათბობის გამო გაფართოვდება,

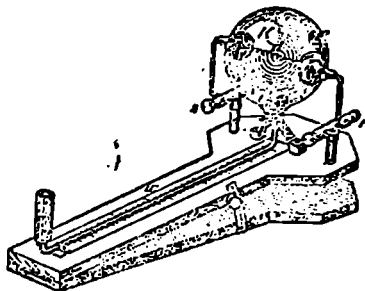
რაც გამოიწვევს თერმომეტრში წყლის სვეტის გადანაცვლებას. გადანაცვლების ეს სიდიდე დენის მიერ გამოყოფილი სითბოს რაოდენობის პროპორციულია.

ცდების საშუალებით რისმა გამო-
არკვია, რომ სითბოს ის რაოდენობა W ,
რომელიც გამოიყოფა ლითონის მა-
ვთულში ლეიდენის ქილის განცლის
დროს, პირდაპირ პროპორციულია ϵ
ტერიტის კვადრატისა და უკუ პროპორ-
ციულია ქილების რიცხვისა და, მაშასა-
ღამე, (625) ბატარეის C ელექტრო ტევა-
დობისა:

$$W = \text{const.} \frac{\epsilon^2}{C_1} \quad (106)$$

632. ზატაძის და ბატარეის დროს
შისრულებული მუშაობა. ეს კანონი

გასაგები რომ გახდეს, მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის გარემოება, რომ ბატარეის და ელექტროვების დროს, სახელდობრ გოლციის მანქანის ამოძრავების დროს, ჩვენ გვიხდება ერთგვარი მუშაობის შესრულება ელექტრულ ძალათა წინააღმდეგ (618); სწორედ ეს მუშაობა გროვდება ბატარეიაში პოტენციალური ენერჯიის სახით. ბატარეის შინაგანი სამოსის პოტენციალი მუდმივი რომ ყოფილიყო და თანასწორი V -სი, როდესაც მას ელექტრობის ϵ რაოდენობით ვტვირთავთ, მაშინ და ელექტროვებაზე დახარჯული მუშაობა, 620 წ-ის თანახმად, თანასწორი იქნებოდა $V \cdot \epsilon$ -სი. სინამდვილეში დატვირთვის დროს პოტენციალი თანდათანობით იზრდება 0-დან V -მდე, ისე რომ ელექტრობის რაოდენობის თანასწორ ნაზრდს პოტენციალის თანასწორი ნაზრდი შეესაბამება. ამიტომ შეიძლება ითქვას, რომ და ელექტროვებაზე დახარჯული მუშაობა ისეთი სიდიდისაა, რა სიდიდეც ექნებოდა ამ მუშაობას მთელი პროცესის დროს პოტენციალი რომ ყოფილიყო $\frac{V}{2}$, ე. ი. დახარჯული მუშაობა.



ნახ. 318.

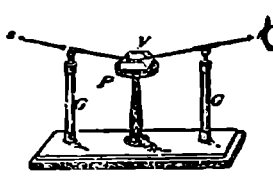
$$A = \frac{1}{2} V \cdot \epsilon = \frac{1}{2} V^2 \cdot C = \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2}{C} \quad (107).$$

ფორმულის თანახმად და ელექტროვებაზე დახარჯული მუშაობა პირდაპირ პროპორციულია ელექტრობის ϵ რაოდენობის კვადრატისა და. შებრუნებული პროპორციულია C ელექტროტევადობისა. უკანააქნელი შედეგი შეიძლება იმით აეხსნათ, რომ ფირფიტის ელექტრობის განსაზღვრული რაოდენობით დასატვირთვად ელექტრობის ნაწილაკები მით უფრო მჭიდროდ უნდა დალაგდნენ, რაც უფრო ნაკლებია ფირფიტის ზედაპირი.

ბატარეის განცლის დროს ისპობა ის პოტენციალური ენერჯია, რომელიც და ელექტროვებულ ბატარეიას ჰქონდა. მაგრამ სამაგიეროდ ჩნდება უმთავრესად სითბო; თუ ენერჯიის სხვა სახეებს მხედველობაში არ მივიღებთ, მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ დენის მიერ გამოყოფილი სითბო პროპორციული უნდა იყოს და ელექტროვებაზე დახარჯული მუშაობისა. სწორედ დენის ეს თვისება აღმოაჩინა რისმა თავისი ცდებით.

633. ნაპერწყალის სითბო. ლეიდენის ქილის ნაპერწყლის მიერ გამოყოფილი სითბო ნაპერწყლის გზაზე მოთავსებულ ჰაერს გაახურებს მეტად მაღალ ტემპერატურამდე. ელექტრული სინათლის სპექტრალური ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ძნელად დნობადი ლითონებიც კი გვიძლევენ თავისი ორთქლის მცირე რაოდენობას, როდესაც ამ ლითონებს შორის ნაპერწყალს გვაერთებთ.

პარაფინის P ფიოფიტაში გაკეთებულია პატარა V ღრმული (ნან. 319), ღრმულში ჩაყრილია თოფის წამალი; s და t ელექტროდებს შორის მიღებული



ნან. 319.

ნაპერწყალი ხედება თოფის წამალს. თუ შემავრთველი რკალი მთლიანად ლითონისაგან შედგება, მაშინ ნაპერწყალი თოფის წამალს გაფანტავს, მაგრამ მას ვერ ააფეთქებს; პირიქით, თუ რკალში ჩართულია შედარებით ცუდი გამტარი, მაგალითად სველი კანაფი, მაშინ ნაპერწყალი არ იქნება ისეთი მოელვარე, მაგრამ სამაგიეროდ წამალი არ კი გაიფანტება, არამედ ნაპერწყალის მიერ გამოყოფილი სითბო თოფის წამალს ააფეთქებს.

634. ნაპერწყალის ხმაური. ნაპერწყლის ხმაური იმით აიხსნება, რომ ჰაერის იმ ნაწილში, რომელშიც ნაპერწყალი ჩნდება, უცბადი გათბობის გამო წნევა გაიზრდება. მას მოყვება უცარი ბიძგი, რომელიც გადაეცემა ჰაერს და მოაღწევს ბგერის ტალღის სახით ჩვენ ყურამდე.

635. ნაპერწყალის ხანგრძლივობა. ჩჰმვითი განცდა. ნაპერწყლის ხანგრძლივობა წარმოადგენს მეტად მცირე სიდიდეს; მართლაც, ავილოთ წრე, ვაფყოთ რამოდენიმე სექტორად და თვითეული სექტორი სხვადასხვა ფერით შევლემოთ. ბნელ ოთახში გავანათოთ ეს წრე ნაპერწყლის სინათლით, და დაუწყეთ მას დიდი სიჩქარით ბრუნვა. ჩვენ მოგვეჩვენება, რომ წრე გაჩერებულია; ეს მოხდება იმიტომ რომ ნაპერწყლის გავლის განმავლობაში წრე ვერ მოასწრებს შესამჩნევად მობრუნებას.

ნაპერწყლის ხანგრძლივობის გასაზომად უიტსტონი ასე მოიქცა: იგი აკვირდებოდა ლეიდენის ქილის ჰორიზონტალური ნაპერწყლის გამოსახულებას სარკეში, რომელსაც ამავე დროს სწრაფად აბრუნებდა ჰორიზონტალური ლერძის გარშემო. ასეთი ცდის დროს უიტსტონი ხედავდა ნაპერწყლის გამოსახულებას წაგრძელებულს ვერტიკალური ზოლის სახით; მაშასადამე ნაპერწყლის გავლის განმავლობაში სარკე ასწრებდა შესამჩნევ შემოტრიალების შესრულებას. სარკის ბრუნვის სიჩქარისა და ზოლის სიგანის მიხედვით უიტსტონმა გამოარკვია, რომ ნაპერწყლის ხანგრძლივობა უდრიდა $\frac{1}{24000}$ ნაწილს.

ფედერსენმა განიმეორა ეს ცდა; მაგრამ მან გამოიყენა უკეთესი ხელსაწყოები და აღმოაჩინა, რომ ნათელი ზოლი მბრუნავ სარკეში იშლება რამდენიმე ზოლად. ამით მან დაამტკიცა, რომ არსებითად აქ ჩვენ საქმე გვაქვს არა ერთ განცლასთან, არამედ მრავალ განცლასთან. მართლაც, როგორც ეს ენერჯის მარადისობის კანონის თანახმად ჰელმგოლცმა დაამტკიცა, განცლის დროს ელექტროდენი მიდის ხან ერთი, ხან მეორე მიმართულებით ქილის სამოსებს შორის:

ჩნდება ეგრედ წოდებული, რყევითი განცლა. ფედერსენის მიერ მიღებული შედეგები დაადასტურა სხვა ცდების საშუალებით პალცოვმა და ეტტინგენმა.

636. მ ლ მ ა. ჩვეულებრივ დაკლანძლ ელვას აქვს ლეიდენის ქილის ნაპერწკლის ყველა თვისებები; ლეიდენის ქილის ნაპერწკალსაც, თუ ის საკმარისად გრძელია, ხშირად აქვს ასეთივე დაკლანძილი სახე. ელვა წარმოადგენს ელექტროდენს, როპლის საშუალებით ხდება დაელექტროვებული ღრუბლების განცლა. მაგრამ იმ შემთხვევაშიაც, როდესაც ცა მოწმენდილია, დედამიწის ზედაპირთან სივრცე წარმოადგენს საკმარისად სუსტ ელექტრულ არეს. ამ არეს თვისებები ისეთია, ვითომც და დედამიწა უარყოფითად იყოს დაელექტროვებული. დღემდე არ არის დამაკმაყოფილებლად გამოკვლეული მიზეზი, არც ამ სუსტი ელექტროარესი, და არც იმ ელექტრული არესი, რომელსაც ადგილი აქვს ელვაქუხილის დროს.

637. მ მ ხ ა მ რ ი დ ი. თუ მეხი სახლს დაეცა, მაშინ იგი ამ სახლში გაივლის მიკლანძილი გზით; ამ გზის წინასწარ განსაზღვრა შეუძლებელია. ამასთან ერთად, ამ ელვას შეუძლია გამოიწვიოს როგორც ხანძარი, ისე ადამიანის სიკვდილი; სიკვდილს ამ შემთხვევაში იწვევს დენის ფიზიოლოგიური მოქმედება ადამიანის ნერვიულ სისტემაზე. მაგრამ თუ სახლის სახურავზე აღემართავთ ლითონის მალა ანძს, მგხანძარიდს, და ლითონის სქელი მავთულით ამ ანძს დედამიწასთან შევეერთებთ, მაშინ მეხი დაეცემა მგხანძარიდს და შენობისათვის საფრთხეებით უვნებლად წავა დედამიწაში. რკინის ცარიელ შენობაში, რომელსაც მეხი დაეცა, შეუძლებელია ელექტრული ძალების არსებობა, ვინაიდან ჩვენ ვგულისხმობთ, რომ ელექტრობის წონასწორობის კანონები აქაც ძალაში რჩებიან (614). ამიტომ სწორედ ასეთ შენობაში შეიძლება ასაფეთქებელი მასალის შენახვა, თუნდაც ამ შენობას მგხანძარიდ არ ჰქონდეს. რასაკვირველია, ეს მართალი იქნება იმდენად, რამდენადაც სინამდვილეს შეეფერება ზემოთაღნიშნული დაშეება.

თავი 5. მუღმივი მავნებელი და მავნებური არა.

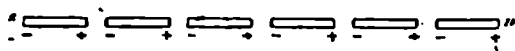
638. მავნების პოლუსები. ფოლადის ღერი შესაფერისი დამუშავებით შეგვიძლია გადავაქციოთ მავნეტად, ფოლადის ასეთ ღერს ახასიათებს შემდეგი თვისებანი:

გრძელი, წვრილი და სწორი მავნეტი — ხაზოვანი მავნეტი, მოთავსებული წვეტზე, როგორც კომპასის ისარი, ერთი ბოლოთი ყოველთვის მიიმართება დაახლოვებით სამხრეთისაკენ, მეორე ბოლოთი კი ჩრდილოეთისაკენ. მავნეტის იმ ბოლოს, რომელიც სამხრეთისაკენ მიიმართება, სამხრეთი პოლუსი ეწოდება, მეორეს კი ჩრდილოეთი პოლუსი.

თუ ავიღებთ მეორე მავნეტსაც, მაშინ აღმოჩნდება, რომ ერთსახელიან პოლუსები განიზიდავენ, ხოლო სხვადასხვა სახელიანი პოლუსები ერთმანეთს იზიდავენ. რადგანაც მავნეტის პოლუსები ხასიათდებიან ურთიერთ საწინააღმდეგო თვისებებით, ამიტომ ჩვენ ვამბობთ, რომ მავნეტს ახასიათებს პოლიპრობა, რომ მავნეტი დააოლიარიზებულია.

639. მაგნიტის უმცირესი ნაწილები კოლიაკობა. ხაზოვანი მაგნიტი რომ გადავტეხოთ რანოდენივე ნაწილად, აღმოჩნდება, რომ ყველა ეს ნაწილებიც დაპოლიარებულია; რაც უნდა მცირე იყოს ეს ნაწილი, იგი მაინც მაგნიტი იქნება ჩრდილოეთი და სამხრეთი პოლუსებით. მაგნიტის უმცირეს დაპოლიარებულ ნაწილას დავაკრებთ მოლეკულარული მაგნიტი და დაუშვათ, რომ მოლეკულარული მაგნიტის ორ წერტილში, პოლუსებში, მოთავსებულია მაგნიტიზმის თანასწორი რაოდენობა; ამ მაგნიტურ მასებს ისეთივე თვისებები აქვთ, როგორც ორივე სახის ელექტრობას.

640. კულონის ძირითადი კანონი. ვთქვათ გვაქვს მოლეკულარულ მაგნიტების სწორხაზოვანი რიგი (ნახ. 320); მაგნიტების ამ რიგში ორი, ერთმანეთის შეებები პოლუსი ერთმანეთის მოქმედებას სპობს; ამრიგად რჩება მოქმედება მხოლოდ განაპირა პოლუსებისა. თანაბრად დამაგნიტებულ მაგნიტს მაგნიტების ასეთი მწყობრის თვისება აქვს, ამიტომ ასეთი მაგნიტის საშუალებით ჩვენ შეგვიძლია ვიპოვოთ ის კანონი, რომელსაც ემორჩილება მაგნიტის პოლუსების ერთმანეთზე მოქმედება.



ნახ. 320.

ეს კანონი აღმოაჩინა კულონმა; ორ პოლუსებს შორის მოქმედი ძალა პოლუსებს შორის მანძილს კვადრატის უკუპროპორციულია. ამიტომ, თუ მხედველობაში მივიღებთ აგრეთვე მაგნიტური ძალების შეკრებას, მაშინ მაგნიტური ძალების მოქმედების გაპოზიტატიული ფორმულა ასეთი სახისა იქნება:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (108)$$

ამ ფორმულაში F წარმოადგენს დინებაში გამოხატულ იმ მექანიურ ძალას, რომლითაც ერთმანეთზე მოქმედებენ მაგნიტიზმის m_1 და m_2 რაოდენობანი r სანტიმეტრის მანძილზე.

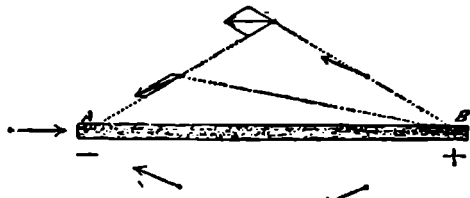
108 განტოლების თანახმად მაგნიტიზმის რაოდენობის ერთეულად უნდა ავირჩიოთ მაგნიტიზმის ისეთი რაოდენობა, რომელიც მაგნიტიზმის ასეთივე რაოდენობაზე 1 სანტიმეტრის მანძილზე იმოქმედებს 1 დინის ძალით. ეს ერთეული იქნება მაგნიტიზმის რაოდენობის აბსოლუტური ერთეული.

641. მბზნებუარი ადმ. მაგნიტური არე ისევე, როგორც ელექტრული არე (613) სიდიდით და ნიშანითუღებით განისაზღვრება არეს ძაბვით და ძალბაზნით. ვთქვათ, არეს ძალა P წერტილში უდრის H -ს, მაშინ P წერტილში მოთავსებულ პოლუსზე, რომლის მაგნიტიზმის რაოდენობა m -ს უდრის, მოქმედობს ნუქანიური ძალა $F = H \cdot m$. ამ განტოლებაში F , H და m გამოხატულნი არიან აბსოლუტურ ერთეულებში.

მაგნიტური არეს ძაბვის აბსოლუტურ ერთეულს CGS სისტემაში „გაუსი“ (G) ეწოდება. $10^{-7} G$ აღინიშნება γ ასოთი.

642. მბზნებუარი კალხაზები. 321 ნახაზი წარმოადგენს მაგნიტურ არეს, რომელიც შექმნილია ხაზოვანი AB მაგნიტით, ანუ 640 §-ის თანახმად, ორი

ისეთი A და B პოლუსით, რომლებითაც შეიძლება შეიცვალოს მთელი მაგნეტი. ამ არეში მოთავსებული ჩრდილოეთი მაგნეტიზმის ერთეულადი პოლუსი არეს ყოველივე წერტილში განიცდის მაგნეტური ძალის გავლენას, რომელსაც იწვევენ A და B პოლუსები და რომელიც კულონის კანონით განისაზღვრება. პარალელოგრამის წესის მიხედვით ამ ძალებისათვის შეგვიძლიან ვიპოვოთ მათი თანხაარ მომქმედი ძალები, რომელთა მიმართულება ნახაზზე ისრებითაა აღნიშნული. ასეთი გზით შესაძლებელი ხდება მაგნეტური არეს ძალების თეორიული განსაზღვრა.

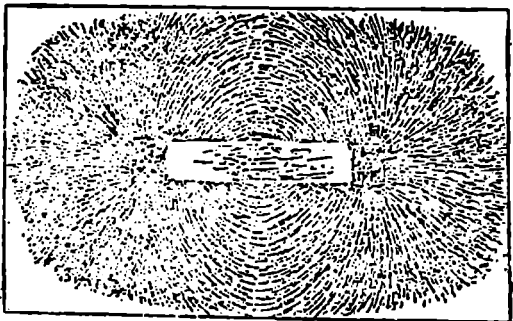


ნახ. 321.

ავილოთ პატარა და თავისუფლად მოძრავი ხაზოვანი მაგნეტი; ასეთ შემთხვევაში ჩვენ შეგვიძლიან მხედველობაში მივიღოთ ამ მაგნეტის მხოლოდ პოლუსები, რომლებზედაც მოქმედობს მხოლოდ არეს მაგნეტური ძალა; ასეთ მაგნეტს მაგნეტურ არეში აქვს მაგნეტური ძალის მიმართულება. რადგანაც ამ მაგნეტის პოლუსებზე მოქმედებენ მოპირდაპირედ მიმართული ძალები, ამიტომ ასეთი მაგნეტი ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყენოთ მაგნეტური არეს ძალების ექსპერიმენტალური განსაზღვრისათვის.

რომ უფრო ნათელი წარმოადგენა გვეჩვენდეს მაგნეტური ძალების მიმართულებების შესახებ, ასე მოვიქცეთ: AB მაგნეტის ზემოდან მოვათავსოთ მუყაოს ფურცელი; ამ უკანასკნელზე დაეყაროთ რკინის ნახერხი; რკინის ნახერხის ნაწილაკები

მაგნეტურ არეში გადაიქცევიან პატარ-პატარა მაგნეტებათ; ამიტომ თუ ნაწილაკების შეობევით ჩვენ შევამოციოდთ ხაზუნს ნაწილაკებსა და მუყაოს შორის, ნახერხის ნაწილაკები დალაგდებიან ძალების მიმართულებით. 322 ნახაზი წარმოადგენს ასეთ სურათს.

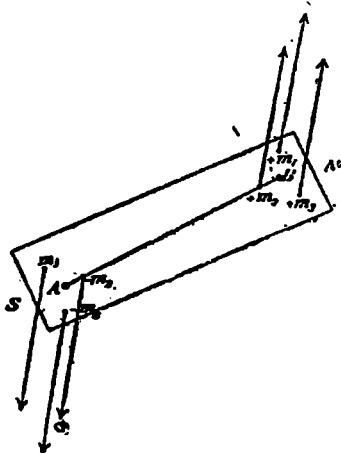


ნახ. 322.

643. ნეპისმიძი მაგნეტი მაგნეტიზმ არაში. დავარქვათ თავისუფალი მაგნეტიზმი ისეთ მაგნეტიზმს, რომლის მოქმედებაც არ ისპობა მოსაზღვრეთ მდებარე მოპირდაპირე მაგნეტიზმით (640). აღმოჩენილია, რომ ასეთი თავისუფ-

ფალი მაგნეტიზმი. მოიპოვება ყოველივე მაგნეტის არა მარტო ორ წერტილში, როგორც ეს იყო ნაგულისხმევი 640 წ-ში, არამედ მრავალ წერტილში. ასე მაგალითად, თუ მაგნეტს აქვს ღერის სახე (ნახ. 323), ჩრდილოეთი თავისუფალი მაგნეტიზმი ჩვეულებრივ თავსდება მაგნეტის ჩრდილოეთ N ნახევარში, ხოლო სამხრეთ S ნახევარში — თავისუფალი სამხრეთი მაგნეტიზმი.

თუ ასეთი მაგნეტი მოთავსებულია ერთგვაროვან მაგნეტურ არეში, რომლის ძაბვაც არის H , მაშინ თავისუფალ ჩრდილოეთ მაგნეტიზმთან m_1, m_2, m_3, \dots



ნახ. 323.

რაოდენობაზე მოქმედებენ პარალელური $H, m_1, H, m_2, H, m_3, \dots$ ძალები. მათი თანაბარმომქმედი უღრის მათ ჯამს; ამ თანაბარმომქმედი ძალის მიყენების წერტილი მაგნეტის ყოველივე მდებარეობის დროს თავსდება აღნიშნულ პარალელურ ძალთან B ცენტრში. პარალელ ძალთან ეს ცენტრი შეგვიძლია ისევე ვიპოვოთ, როგორც იმ შემთხვევისათვის, როდესაც m_1, m_2, m_3, \dots წარმოადგენენ წონად ნივთიერებას (34); ამიტომ ეს ცენტრი შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც თავისუფალი ჩრდილოეთი მაგნეტური მასის ცენტრი; პარალელურ ძალთან ამ ცენტრს მაგნეტის ჩრდილოეთი პოლუსი ეწოდება. სწორედ ასევე A წერტილს უწოდებენ მაგნეტის სამხრეთ პოლუსს.

ამიტომ სწორეთ, თუ მაგნეტი მოთავსებულია ერთგვაროვან არეში, იგი შეგვიძლია შევცვალოთ მისი პოლუსებით, თუ დაუშვებთ რომ ამ პოლუსებში მოთავსებულია მაგნეტის ჩრდილოეთი და სამხრეთი თავისუფალი მაგნეტიზმი.

ერთგვაროვან მაგნეტურ არეში ფოლადის ნაჭერი სასწორის თევზზე ვერტიკალურად მოთავსებული ახდენს ერთ და იმავე მოქმედებას მიუხედავად იმისა დამაგნიტებულია ფოლადის ეს ნაჭერი თუ არა. აქედან დავასკვნით, რომ პოლუსებზე მოპირდაპირედ მოქმედი ძალები თანასწორნი არიან, ანუ ერთი პოლუსის მაგნეტური მასა უღრის მეორე პოლუსის მაგნეტურ მასას.

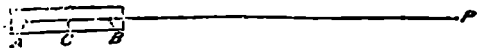
თუ $m_1 + m_2 + m_3, \dots = m$, მაშინ m წარმოადგენს პოლუსის მაგნეტურ მასას; იმ სწორ ხაზს, რომელიც პოლუსებს აერთებს, მაგნეტის ღერძი ეწოდება. პოლუსებს შორის მანძილი აღვნიშნოთ l -ით. მაგნეტური m მასისა და პოლუსებს შორის l მანძილის ნაწარმოებს ეწოდება მაგნეტური მომენტი M ; ასე რომ

$$M = m \cdot l \dots \dots \dots (109).$$

ერთგვაროვან მაგნეტურ არეში თავისუფლად მოძრაიე მაგნეტი, ზემოთქმულის თანახმად, ისეთ მდებარეობას მიიღებს, რომ მისი ღერძისა და არეს მაგნეტური ძალის მიმართულებანი თანხვედნილნი იქნებან.

644. მოკლე და ხაზოვან მანძილში ღერძის მიმართულებით მოძრაობა და მანძილი ძალა. ვთქვათ, რომ 324 ნახაზი წარმოადგენს მაგნეტს; რო-

გორც 640 წ-ში აღვნიშნეთ, ეს მაგნეტი შეგვიძლიან შევცვალოთ მისი ორი პოლუსით. ვთქვათ, რომ A არის სამხრეთი პოლუსი, ხოლო B —ჩრდილოეთი პოლუსი; AB პოლუსთა შორის მანძილია და l -ს უდრის; m —მაგნეტური მასაა, C —მაგნეტის ცენტრია, ე. ი. წერტილი რომელიც მაგნეტის ღერძზე მდებარეობს და პოლუსებიდან თანასწორი



მანძილებითაა დაშორებული. ავირჩიოთ მაგნეტის ღერძზე რომელიმე წერტილი P და დაუშვათ, რომ $PC=r$. მაგ-

ნახ. 324.

ნეტური ძალა P წერტილში, ე. ი. ძალა, რომელიც ამ წერტილში მოქმედებს ჩრდილოეთი მაგნეტოზმის ერთეულად პოლუსზე, აღვნიშნოთ R -ით. ჩრდილოეთი პოლუსი B , კულონის კანონის თანახმად, P წერტილში აღძრავს CP -ს მიმართულეებით; ასეთ მაგნეტურ ძალას:

$$\frac{m}{BP^2} = \frac{m}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2}$$

სამარეთი პოლუსი A კი გააჩენს მოპირდაპირე მიმართულების ძალას:

$$\frac{m}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2}$$

ორივე ძალის R თანაბარმომქმედს ექნება CP -ს მიმართულება, სიდიდით კი იგი უდრის:

$$R = \frac{m}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{m}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{m}{r^2 \left(1 - \frac{l}{2r}\right)^2} - \frac{m}{r^2 \left(1 + \frac{l}{2r}\right)^2}$$

თუ $\frac{l}{r}$ ერთთან შედარებით მეტად მცირეა, მაშინ შეგვიძლია დაწეროთ:

$$R = \frac{m}{r^2} \left(1 + \frac{l}{r}\right) - \frac{m}{r^2} \left(1 - \frac{l}{r}\right) = \frac{2ml}{r^3}$$

ანუ, რადგანაც ml წარმოადგენს მაგნეტის M მომენტს, ამიტომ

$$R = \frac{2M}{r^3} \quad . (110).$$

645. დედამიწის მაგნეტიზმი. 638 წ-ის თანახმად დედამიწის ზედაპირთან გარემო სივრცე მაგნეტურ არეს წარმოადგენს. ცდების თანახმად ეს არე საკმაოდ დიდ მანძილზე შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც ერთგვაროვანი არე. ერთგვაროვნებას არღვევენ მხოლოდ რკინის დიდი მასები.

646. დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტები. რომელიმე გეოგრაფიული ადგილის მაგნეტური მერიდიანა ეწოდება იმ ვერტიკალურ სიბრტყეს, რომელიც ამ ადგილის ძალხაზების მიმართულებითაა გავლებული. მოცემული ადგილის მაგნეტური მიხრილობა δ ეწოდება იმ მახვილ კუთხეს, რომელსაც შეადგენენ მაგნეტური და ასტრონომიული მერიდიანები.

დახრილობა i კი წარმოადგენს იმ მახვილ კუთხეს, რომელსაც შეადგენს დედამიწის მაგნეტური ძალბაზების მიმართულება ჰორიზონტთან. დედამიწის მაგნეტური არეს დაბვა წარმოადგენს დედამიწის მაგნეტური ძალის სიდიდეს და T ასოთი აღინიშნება. T ძალის ჰორიზონტალურ შემადგენელს ჰორიზონტალური დაბვა H ეწოდება. ამგვარად,

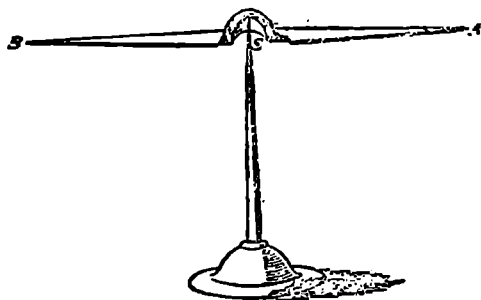
$$H = T \cdot \cos i \quad . (111).$$

თუ დედამიწის მაგნეტური ძალის ვერტიკალურ შემადგენელს V -თი აღვნიშნავთ, მაშინ მივიღებთ

$$\operatorname{tg} i = \frac{V}{H}.$$

მიხრილობას, დახრილობას და დაბვას დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტები ეწოდებათ.

647. შინჯრილწიხის ისარნი. თუ მაგნეტის ისარს, რომელსაც შუაში აგატის ბუდე აქვს, ამ ბუდით დაეაყრნდობთ ფოლადის ნემსის წვეტზე, მაშინ მიგნიტის ამ ისარს თავისუფალი ბრუნვა შეუძლია აღნიშნული წვეტის გარშემო (ნახ. 325^ა).



ნახ. 325^ა.

თუ ისარზე მოქმედებს მხოლოდ თავისი წონა, და თუ სიმძიმის ცენტრზე გავლებული ვერტიკალური ხაზი გაივლის აგრეთვე საყრდნობ წვეტილზე, მაშინ ისარი ყოველთვის წონასწორობაში დარჩება. ისარს ჩვეულებრივ ისე ამზადებენ, რომ ასეთ შემთხვევაში იგი ჰორიზონტალურ მდებარეობაში იყოს. დედამიწის მაგნეტური ძალის ვერტიკალური შემადგენელი ცდილობს მაგნეტის ისარი

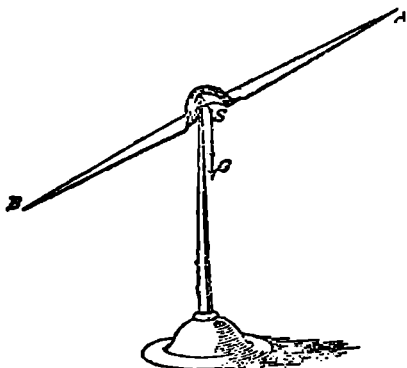
გამოიყვანოს ამ მდებარეობიდან; მაგრამ რადგანაც მაგნეტური ძალის ამ შემადგენელს შეტად მკირე სიდიდე აქვს, ამიტომ იგი ვერ ახერხებს ისარის სიმძიმის ცენტრის ადგილის შეცვლას (ნახ. 325^ბ). პირიქით, მაგნეტური ძალის ჰორიზონტალური შემადგენელი, რომელსაც სიმძიმის ძალა ხელს არ უშლის, მაგნეტის ისარის ღერძს აყენებს მაგნეტური მერიდიანის მიმართულებით. ამგვარად, თუ მაგნეტის ისარი ჰორიზონტალურ სიბრტყეში გრადუსებად დაყოფილ წრეზე ბრუნავს და თუ ისარის მაგნეტური და გეომეტრიული ღერძები თანხედენილნი არიან, მაშინ მოცემულ ადგილისთვის ამ წრეზე ადვილი იქნება მიხრილობის ათვლა, თუ, რასაკვირველია, ამ წრეზე აღნიშნული იქნება ასტრონომიული მერიდიანის მიმართულება. ამიტომ ასეთ ისარს მიხრილობის ისარი ეწოდება.

თუ მაგნეტის ისარის ცენტრზე გავლებული ასტრონომიული მერიდიანის მიმართ ისარის ჩრდილოეთი პოლუსი მიიხრება აღმოსავლეთისაკენ, მაშინ მიხრილობას აღმოსავლეთის მიხრილობა ეწოდება; თუ ისარის ჩრდილოეთი პო-

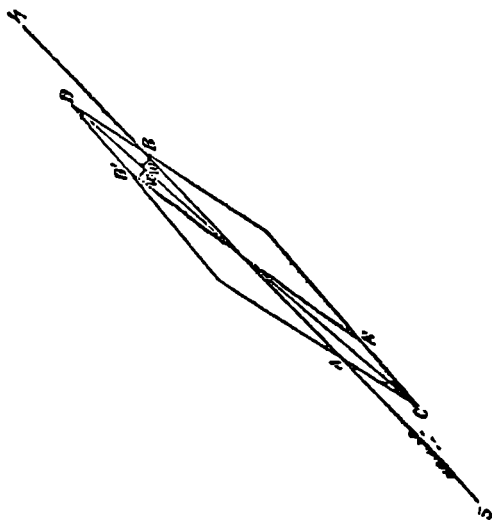
ლუსი დასავლეთისკენ მიიხრება, მაშინ მიხრილობასაც დასავლეთის მიხრილობა ეწოდება.

პორტლამში 1921 წ. საშუალოდ მიხრილობა იყო დასავლეთის და უდრიდა $7^{\circ} 18', 9''$). თუ მიხრილობის სიდიდე ცნობილია, მაშინ მიხრილობის ისრის საშუალებით შესაძლებელი ხდება ასტრონომიული მერედიანის მიმართ თულების განსაზღვრა (კომპასი).

648. მაგნიტის მაგნიტური ღერძისა და მისი გეომეტრიულ ღერძის შორის აუთხმა. თუ მაგნიტის მაგნიტური ღერძი AB (ნახ. 326) მაგნიტის გეომეტრიულ CD ღერძთან α კუთხეს შეადგენს, მაშინ მაგნიტური AN მერედიანის მიმართ თულება ექნება მაგნიტურ ღერძს; წრებზე ანათვალს კი ჩვენ ჩვეულებრივ ვიღებთ ისრის გეომეტრიული ღერძის მიხედვით, რომელიც მაგნიტურ მერედიანთან α კუთხეს შეადგენს. თუ მაგნიტურ ისარს მისი გეომეტრიული ღერძის ირგვლივ 180° -ით გადავბრუნებთ, მაშინ მაგნიტის ღერძი¹ დაიქერს $A'B'$ მდებარეობას; ამ უკანასკნელ შემთხვევაში ეს ღერძი² მაგნიტურ მერედიანთან 2α კუთხეს შე-



ნახ. 325 ბ.



ნახ. 326.

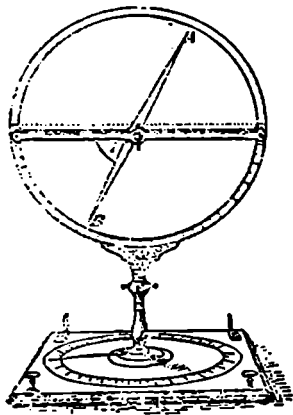
¹ მიხრილობა ტფილისისათვის $-4^{\circ}30'$ (აღმოსავლეთის).

ადგენს. მაგნეტი შემობრუნდება, მაშასადამე, 2-ე კუთხით და გეომეტრიული CD ღერძი გადაიხრება მერკედიალისგინ α კუთხით, მაგრამ უკვე მეორე მხრისაკენ. წრეზე CD -ს ახალ მიმართულებას ავთვლით; მაგნეტური მერკედიანი CD -ს ძველ და ახალ მდებარეობათა შუაში გაივლის.

ანგვარად, თუ მიხრილობის ისარი ისეა მოწყობილი, რომ შესაძლებელი იქნება ისრის შემოტრიალება მისი გეომეტრიული ღერძის ირგვლივ 180° -ით, მაშინ მიხრილობის კუთხეს სწორედ გამოვთვლით, თუნდაც მაგნეტური და გეომეტრიული ღერძები ერთმანეთს არ თანხვდებოდნენ.

649. ჯახრილობის ისარი. 327 ნახაზი წარმოადგენს მაგნეტის ბრტყელ AB ისარს, რომელიც სიმძიმის ცენტრზე გამავალ ღერძის ირგვლივ ბრუნავს. თუ ასეთი ისრის ბრუნვის ღერძს მერკედიალისადმი პერპენდიკულარად დავაყენებთ, მაშინ მაგნეტური ღერძი დედამიწის მაგნეტური ძალის მიმართულებას მიიღებს. მასთან ერთად „მაგნეტური ეკვატორის“^{*} ჩრდილოეთით (655) ჩრდილოეთი პოლუსი იმ პორიზონტალურ სიბრტყის დაბლა დაიწვეს, რომელიც ისრის ღერძზე გადის. დახრილობას ავთვლით გრადუსებად დაყოფილ ვერტიკალურ წრეზე. რადგანაც ისრის მაგნეტური ღერძი არას დროს ზუსტად არ გადის სიმძიმის ცენტრზე, ამიტომ ისრის ჩვენება იცვლება, როდესაც 1) მას ისრის გეომეტრიული ღერძის ირგვლივ 180° -ით შემოვატრიალებთ და როდესაც 2) მას „გადავამაგნიტებთ“ და პოლუსები ადგილებს შეიცვლიან. ამ ორ ანათვალადან უნდა ავიღოთ საშუალო.

1921 წელს პოტსდამში დახრილობა საშუალოთ $66^\circ 34',5$ უდრიდა^{*})



ნახ. 327.

650. პორიზონტალური შემადგენლის განსაზღვრა. გაუსის მიხედვით დედამიწის მაგნეტური ძალის პორიზონტალური შემადგენელი განისაზღვრება ორი ცდის კომბინაციით; პირველ ცდას რუევის ცდა ეწოდება, მეორეს კი გადახრის ცდა.

651. რუევის ცდა. რუევის ცდის დროს განსაზღვრავენ ძაფზე ჩამოკიდებულ მაგნეტის რუევათა ხანგრძლივობას. ჩვენ მხედველობაში არ მივიღებთ ძაფის გრეხვის ძალას და დაუშვებთ, რომ მაგნეტის მაგნეტური ღერძი პორიზონტალურია. წონასწორობის მდებარეობაში მაგნეტური ღერძი იმყოფება მაგნეტური მერკედიალის NS სიბრტყეში (A_1B_1 328 ნახაზზე); მაგნეტს შემოატრიალებენ ვერტიკალური ძაფის ირგვლივ φ კუთხით, და მაშასადამე წონასწორობის მდებარეობიდან გამოიყვანენ; ღერძს ახლა ექნება მდებარეობა AB . A და B პოლუსებზე, რომელთა მაგნეტური მასა m -ს უდრის, პორიზონტალური შემადგენლის

^{*}) დახრილობა ტუილისისათვის 59°

არეში მოქმედებენ ნახაზზე აღნიშნული ისრების მიმართულებით მექანიკური ძალები Hm . ბრუნვის მომენტები ძაფის მიმართ (C) იქნებიან: $H \cdot m \cdot BC \cdot \sin \varphi$ და $Hm \cdot AC \cdot \sin \varphi$, ხოლო მათი ჯამი იქნება:

$$H \cdot m (AC + BC) \cdot \sin \varphi = H \cdot m \cdot AB \cdot \sin \varphi.$$

რადგანაც $m \cdot AB$ წარმოადგენს მაგნეტის მაგნეტურ M ნომენტს, ამიტომ მაგნეტზე მოქმედი ბრუნვის მომენტი ასე დაიწერება:

$$M \cdot H \cdot \sin \varphi.$$

ბრუნვის მომენტი, რომელიც გადახრის კუთხის სინუსის პროპორციულია, მოქმედებს ფიზიკურ საქანზედაც (107); თუ ამ საქანის თეორიას გამოვიყენებთ მონაცემ შემთხვევისათვის, ვიპოვით მაგნეტის რხევის ხანგრძლივობას:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{K}{M \cdot H}} \quad . (112),$$



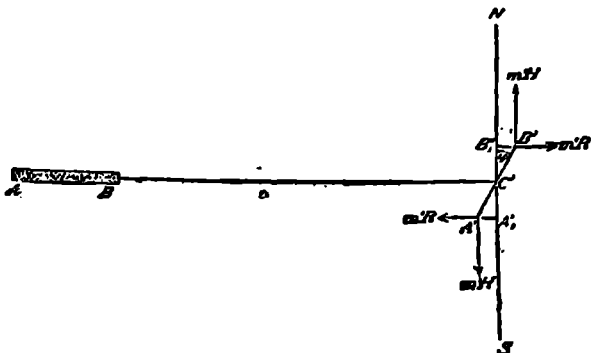
ნახ. 328.

სადაც K წარმოადგენს ინერციის მომენტს ბრუნვის ღერძის მიმართ. K -ს განსაზღვრისათვის მაგნეტის ინერციის მომენტს შეცვლიან და ცდას განიმეორებენ.

112 განტოლებიდან მივიღებთ:

$$M \cdot H = \frac{4\pi^2 K}{T^2} \quad . (112^a).$$

652. გადახრის ცდა. მაგნეტს მოხსნიან და დაუახლოვებენ კომპასის პატარა $A_1 B_1$ ისარს პერპენდიკულარულად ისე, რომ მაგნეტის ღერძმა გადაკვეთოს ისრის ცენტრი (გაუსის პირველი მთავარი მდებარეობა) (ნახ. 329).



ნახ. 329.

ამის გამო კომპასის ისარი გადაიხრება მერიდიანის სიბრტყიდან φ კუთხით და $A_1 B_1$ -ის მდებარეობას მიიღებს. ამ კუთხის გამოთვლის დროს ჩვენ ვვულისხმობთ, რომ მაგნეტის მიერ გამოწვეული მოქმედება ისარზე როგორც სილი-

დით, ისე მიმართულებით ისრის ყველა ნაწილებში ერთნაირია და სახელდობრ ისეთია, როგორცაა ეს მოქმედება ისრის C' ცენტრში; ამის უფლება ჩვენ გვაქვს, რადგანაც კომპასის ისარი მეტად პატარაა, C' ცენტრში კი ძალას მერედინანისადმი პერპენდიკულარული BC' -ის მიმართობა აქვს. თუ მაგნეტს განვიხილავთ როგორც მოკლე და ხაზოვან მაგნეტს, მაშინ 644 §-ის თანახმად, ან

$$R = \frac{2M}{r^3}.$$

A' და B' პოლუსებზე, რომელთა მაგნეტური მასა m' -ს უდრის, მაგნეტური R ძალის არეში ისრების მიმართულებით მოქმედებენ $m'R$ -ის თანასწორი ძალები. ისრის ბრუნვის ღერძის მიმართ (C') ერთი მიმართულებით მოქმედი ბრუნვის მომენტების ჯამი იქნება:

$$Rm' \cdot B'C' \cdot \cos\varphi + R \cdot m' \cdot A'C' \cdot \cos\varphi = R \cdot m' \cdot A'B' \cdot \cos\varphi = RM' \cdot \cos\varphi.$$

სადაც $M' = m' \cdot A'B'$ წარმოადგენს ისრის მაგნეტურ მომენტს.

მოპირდაპირე მიმართულებით მოქმედებს დედამიწის მაგნეტიზმის ბრუნვის მომენტი, რომელიც 651 §-ის თანახმად უდრის $M' \cdot H \sin\varphi$.

ამგვარად, თანასწორობის პირობა ასე დაიწერება:

$$M' \cdot R \cos\varphi = M'H \cdot \sin\varphi$$

ანუ

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{R}{H}. \quad (113).$$

მაშასადამე, გადახრა φ დამოკიდებული არ ყოფილა ისრის მაგნეტურ M' მომენტზე.

თუ R -ის მაგიერ ჩავსვამთ მის მნიშვნელობას, მაშინ მივიღებთ:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{2M}{H \cdot r^3}$$

ანუ

$$\frac{M}{H} = \frac{r^3 \operatorname{tg}\varphi}{2}. \quad (113').$$

653. პორიზონტალური უმაღლხემლის აბსოლუტურ ერთეულში გამოხატვა. თუ $112'$ განტოლებას $113'$ -ზე გავყოფთ, მაშინ მივიღებთ:

$$H^2 = \frac{8\pi^2 K}{T^2 r^3 \operatorname{tg}\varphi}. \quad (114).$$

რადგანაც ამ ფორმულის მარჯვენა ნაწილში უმევალი სიდიდეები აბსოლუტურ ერთეულებშია გამოხატული, ამიტომ ამ ფორმულის მიხედვით ნაპოვნი H -იც აბსოლუტურ ერთეულებში იქნება გამოხატული.

1921 წელს პოტსდამში H საშუალოთ $C, 18591$ გაუსს უდრიდა*)

654. პოტენციურის და გაუსის მეთოდი (სარკის მეთოდი). 330 ნახაზზე ab წარმოადგენს ბრტყელ, ვერტიკალურ პატარა სარკეს; ეს სარკე მიმაგრებულია მაგნიტზე, რომელსაც შეუძლია ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ ბრუნვა; ST — პორიზონტალური შკალაა, ხოლო F ასტრონომიული მილია; ამ მილის ოპტი-

*) ტვილისისათვის H .

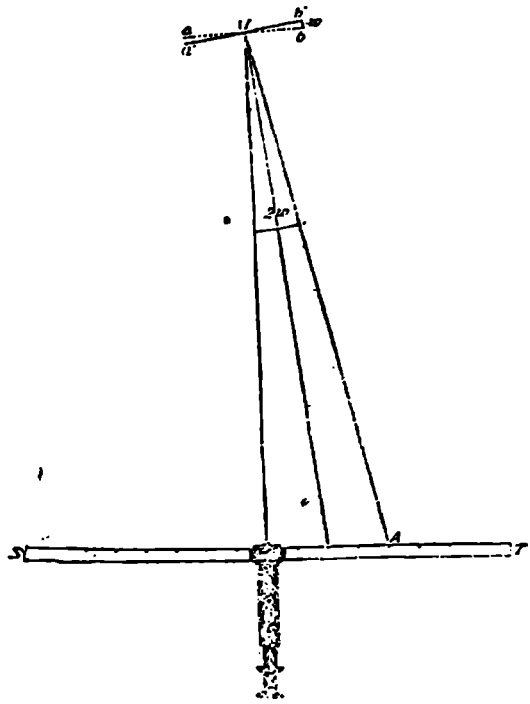
ური ღერძის ჰორიზონტალური პროექცია შკალისადმი პერპენდიკულარულია. F მილს უზიზნებენ შკალის იმ მოჩვენებით გამოსახულებას, რომელსაც ab სარკე ვეაძლევს. სარკის საწყისი მდებარეობა ისეთია, რომ შკალის ნულოვანი დანაყოფის გამოსახულება, რომელიც მილის ღერძზე გავლებულ ვერტიკალურ სიბრტყეში იმყოფება, თანხედვ მილში ძაფების გადაკვეთის წერტილს. თუ ახლა მაგნიტი და მასთან ერთად სარკეც შემოტრიალდება α კუთხით, მაშინ მილის ძაფების გადაკვეთაში გამოჩნდება A დანაყოფის გამოსახულება; თუ $OA=a$ და $OM=d$, მაშინ (439)

$$i\mu 2\alpha = \frac{a}{d} \cdot \quad (115).$$

ამ მეთოდს ხშირად იყენებენ გადახრათა ცდების დროს φ კუთხის საპოვნელად (652), თუ კომპასის ისრის მაგიერ ძაფზე ჩამოკიდებულ მაგნიტით სარგებლობენ.

ხშირად ბრტყელი სარკის მაგიერ სარგებლობენ ჩაზნექილი სარკით, რომელიც შკალაზე ვეაძლევს რაიმე მნათი ხაზის (მაგალითად ნათურას ძაფის) ნამდვილ გამოსახულებას; ეს უკანასკნელი სარკის ბრუნვის დროს შკალაზე გადაინაცვლებს (სარკის საშუალებით ობიექტური ათვლა).

655. დედამიწა, როგორც მანძი. გაუსის მეთოდი საშუალებას ვეაძლევს დედამიწის სხვადასხვა ადგილას გავზომოთ დედამიწის მაგნეტიზმის ძაბვა ერთი და იმავე ერთეულით; ასეთი გაზომვებით განსაზღვრეს დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტები დედამიწის ზედაპირის მრავალ ადგილებში. დედამიწის მაგნეტურ ძალებს ისეთი თვისებები აღმოაჩნდა, თითქოს დედამიწა წარმოადგენს მაგნეტს, რომლის სამხრეთი პოლუსი იმყოფება ჩრდილოეთ ნახევარ სფეროში, ხოლო ჩრდილოეთი პოლუსი სამხრეთ ნახევარსფეროში; ამ მაგნეტის ღერძი დედამიწის



ნახ. 330.

გეოგრაფიულ ღერძთან შეადგენს კუთხეს, რომელიც დაახლოებით 12°-ს უდრის. ჩოდილოეთ ნაბეჭარსფეროში დაბრძოლა შეიცავს ეკვატორისაკენ; ეს დაბრძოლა ნულს უდრის, ეგრედ წოდებულ, მაგნეტურ ეკვატორზე, რომელიც გეოგრაფიულ ეკვატორთან თანხედენილი არ არის; ამ ეკვატორის სამხრეთით პოლიზონტს დაბლა იხრება მაგნეტური ისრის სამხრეთი პოლუსი. დაკვირვებათა მიხედვით შეიძლება მივიღოთ გაუსის დასკვნა, რომ დედამიწის მაგნეტური ძალების მოქმედება გამოწვეულია თვით დედამიწის მიერ; მაგრამ უნდა ვიფიქროთ, რომ ეს ძალები შექმნილი არიან არა მაგნეტური ლითონების მიერ, არამედ ელექტრობის იმ დენებით, რომელნიც დედამიწაში მიდიან (677).

656. ღრმისთან დაკავშირებით დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტების ცვალებადობა. ხანგრძლივი დროის განმავლობაში დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტები განიცდიან განუწყვეტლივ, ეგრედ წოდებულ, საუკუნოებრივ ცვლილებას.

ასე, მაგალითად, პარიზისთვის მიიღეს:

მიხრილობა 1580 წ. 11°30' აღმოსავ. 1851 წ. 20°25' დასავლ.

დახრილობა 1661 წ. 75° 1851 წ. 68°35'

ამას გარდა ადგილი აქვს მცირე პერიოდულ რყევას; ასეთ რყევას ადგილი აქვს მაგალითად ღრე ღამის განმავლობაში; ეს რყევა მხედველობაში უნდა იყოს მიღებული, როდესაც დედამიწის მაგნეტურ ძალებს იყენებენ სხვადასხვა გაზომვისათვის.

თავი 6. განათული ბალვანური ელემენტები.

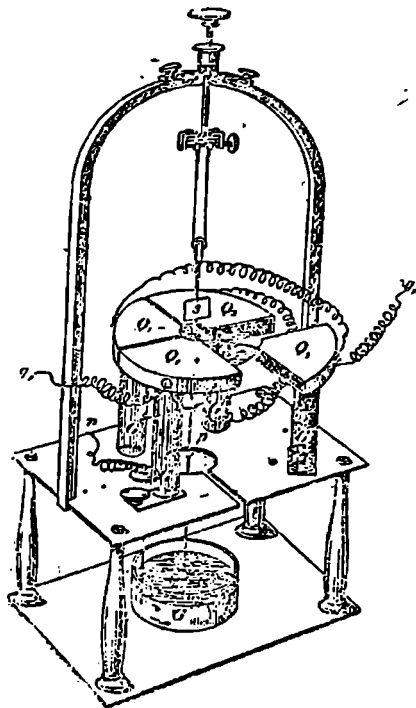
657. ბოქსიტის ელემენტები (კვადრანტული). წარმოვიდგინოთ რვა-ლი ცილინდრული კოლოფი, რომელიც მის ვერტიკალურ ღერძზე გამავალ ურთიერთ პერპენდიკულარული ორი სიბრტყით იყოფა ოთხ ნაწილად ან კვადრანტად. ოთხივე ეს კვადრანტი (ნახ. 331) მოთავსებულია მინის ζ სადგამებზე; ეს კვადრანტები წვეთვით წვეთვით შეერთებულნი არიან მათეულებით, სახელდობრ შეერთებულნი არიან ერთი მეორის მოპირდაპირე კვადრანტები: Q_1 , Q_2 ერთის მხრივ და Q_3 , Q_4 მეორეს მხრივ. იმ ღრუ სივრცეში, რომელსაც კვადრანტები შეადგენენ, მოძრაობს აბრეშუმის ორ ძაფზე ჩამოკიდებული ისარი, ე. ი. ალუმინის მსუბუქი N ფირფიტა. ისართან შეერთებულია პლატინის მათეული p , რომლის ერთი ბოლო გოგირდის სიმკვებით სავსე ζ კურკულშია ჩაშვებული. ათე-ლისათვის ისართან დაკავშირებულია სარკე s , რომლის მოძრაობას აკვირდებიან შკალისა და ასტრონომიული მილის საშუალებით (654).

მთელ ხელსაწყოს ათავსებენ დედამიწასთან შეერთებულ ლითონის ყუთში; ყუთში გოგირდის სიმკვით იმ მიზნით ათავსებენ, რომ მინის სადგამები არ დახეტინდნენ და მით კარგი იზოლიატორების თვისებები შეინარჩუნონ.

ამ ხელსაწყოთი პოტენციალთა მცირე სხვაობის გაზომვის მიზნით ისარს დატვირთავენ მალალ პოტენციალამდე; ამის მისაღწევად კი n მათეულს, რომელიც გამტარით გოგირდის სიმკვითსთანაა შეერთებული, გალვანური ელემენტების ბატარეის ერთ ერთ პოლუსს მიუერთებენ; ბატარეის მეორე პოლუსს კი დედამიწას მიუერთებენ; იმ ორ სხეულს, რომელთა პოტენციალთა სხვაობის გა-

ზომვა სურთ, უერთებენ კვადრანტებს q_1 და q_2 მავთულებით. მასთან ერთად ერთ სხეულს მიუერთებენ კვადრანტების ერთ წვეილს, ხოლო მეორე სხეულს კვადრანტების მეორე წვეილს. ვთქვათ, რომ ისარი დაელექტროებულია დადებითად, კვადრანტების ერთი წვეილიც დადებითად, ხოლო მეორე — უარყოფითად (ნახ. 331).

ისარზე შოქმედებენ ელექტრული ძალები, რომლებიც კულონის კანონის თანახმად (613), ისრის და კვადრანტების ტვირთების რაოდენობათა ნაწარმოების პროპორციული არიან. ამ ძალების გავლენით ხელსაწყოს ისარი შემოტრიალდება იმ ისრის მიმართულებით, რომელიც ნახაზზეა ნაჩვენები და წონასწორობაში მოვა მაშინ, როდესაც ორძაფას ბრუნვის მომენტი ელექტრული ძალების მომენტს გაუთანასწორდება. ისრის გადახრის კუთხე, რომელსაც სარკის საშუალებით ათვლიან, კვადრანტების პოტენციალების სხვაობის პროპორციულია, თუ კვადრანტების პოტენციალები ისრის პოტენციალის მცირე ნაწილს უდრიან.



ნახ. 331.

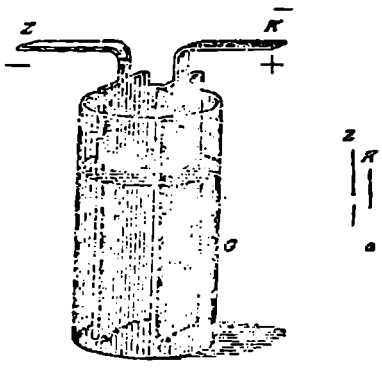
658. ვალვანური ელემენტი.

სპილენძის K და თუთიის Z ფირფიტები (ნახ. 332) ჩაშვებულნი არიან მარილის ხსნარით ($MgSO_4$) საესე G კურკელში. ამ ხელსაწყოს ეწოდება ვალვანური ელემენტი; ხოლო თუთიის და სპილენძის ფირფიტებს ეწოდებათ ელემენტის პოლუსები. თუ ელემენტის პოლუსებს ტომსონის კვადრანტულ ელექტრომეტრს მიუერთებთ, აღმოვაჩენთ პოტენციალების სხვაობას, რომელიც აღემატება ფირფიტების ფორმაზე და სიდიდებზე დამოკიდებული არ არის; პირაქით პოტენციალების ეს სხვაობა დამოკიდებულია მხოლოდ ამ ფირფიტების გეარობაზე. მასთან ერთად სპილენძის პოლუსი თუთიის პოლუსის მიმართ ყოველთვის დადებითია.

659. ელემენტრამაგნიტური ძალა. რადგანაც ელექტრული წონასწორობის დროს გაატარის პოტენციალი მუდმივია (622), ამიტომ ელემენტის პოლუსების პოტენციალთა სხვაობის გაჩენის მიზეზი შეიძლება იყოს მხოლოდ ის გარემოება, რომ სხვადასხვა სხეულების შეხების ადგილებში პოტენციალი იცვლება უცხად (ნახტომით). პოტენციალთა ამ ცვლილებას იწვევს ის ორმაგი ელექტ-

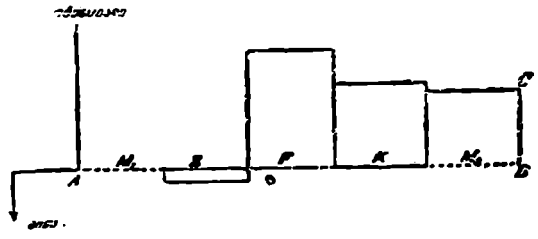
რული ფენი, რომელიც იმყოფება A და B გამტარების შებების ზედაპირზე (625); ეს ორმაგი ფენი ჩნდება იმ, ეგრედ წოდებული, ელექტრომაგნიტური ძალის გავლენით, რომელიც გადაანაცვლებს, მაგალითად, დადებით ელექტრობას A -დან B -ზე. გაღვანურ ელემენტში ელექტრომაგნიტური ძალის გავლენა იმაში მდგომარეობს, რომ დადებითი ელექტრობა ელემენტში გადადის თუთიიდან სპილენძზე. ამგვარად, სპილენძის პოლუსი ელექტროვდება დადებითად, ხოლო თუთიისა — უარყოფითად; ჩნდება პოტენციალთა სხვაობა, რომელიც შეე-

ცდება ელექტრობა აამოძრავს მოპირდაპირე მიმართულებით; პოტენციალთა ეს სხვაობა თანდათან იზრდება და აღწევს ისეთ მნიშვნელობას, რომლის დროსაც მას შეუძლია წონასწორობაში მოიყვანოს ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალა. პოტენციალების ამ სხვაობის სიდიდე, რომელსაც ელექტრომეტრით ზომავენ, წარმოადგენს სწორედ ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალის საზომს. 621 §-ის თანახმად, პოტენციალების ეს სხვაობა შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც ის მუშაობა, რომელსაც აწარმოებენ ელექტრული ძალები დადებითი ერთეულოვანი ელექტრობის გადატანის დროს სპილენძის პოლუსიდან თუთიის პოლუსზე.



ნახ. 332.

660. პოტენციალთა იმ სხვაობის გამოთვლა, რომელსაც ელემენტის გამტარები იმ მიმდევრობით, ელექტრომეტრის და გაღვანური ელემენტის შემადგენელი



ნახ. 333.

კვადრანტების წყვილებს; ეს კვადრანტები გაკეთებული არიან ერთი და იგივე M ლითონისაგან. დაუშვათ, რომ M_1 შეერთებულია Z -თან. თუთიის მავთულით, ხოლო M_2 — K -სთან სპილენძის მავთულით, თუმცა, როგორც ეს 661 §-ში იქნება ნაჩვენები, გამტარის გვარობას აქ მნიშვნელობა არ აქვს.

პირველი წყვილის კვადრანტების პოტენციალი ნულს უდრის (რადგანაც ის შეერთებულია თუთიისთან და დედამიწასთან). თუთიაზე გადასვლისას აღ-

წარმოდგენილი არიან სწორი ხაზის მონაკვეთებით; ხოლო ყოველი წერტილის პოტენციალი წარმოდგენილია ამ წერტილიდან მონაკვეთისაღმდეგ აღმართული პერპენდიკულარით.

M_1 და M_2 წარმოადგენენ ელექტრომეტრის

გილი აქვს პოტენციალის ნახტომით ზრდას; პოტენციალების ამ სხვაობას ეწოდება თუთიასა და M ლითონს შორის ელექტრომაგნიტური ძალა; პოტენციალების ეს ნაზრდი აღინიშნება (Z, M) ნიშნით და ნახაზზე წარმოდგენილია, როგორც უარყოფითი სიდიდე. ასევე იზრდება პოტენციალი თუთიიდან მარილის F ხსნარში გადასვლისას; ეს უკანასკნელი ნაზრდი უდრის (F, Z) ; F -დან სპილენძზე გადასვლისას პოტენციალების ცვლილება უდრის (K, F) და ნახაზზე წარმოდგენილია, როგორც უარყოფითი; სპილენძიდან იზოლირებულ კვადრანტებზე გადასვლისას პოტენციალების ცვლილება იქნება (M, K) .

ამგვარად, პოტენციალების ის E სხვაობა, რომელსაც ჩვენ ელექტრომეტრით ვზომავთ და რომელიც ნახაზზე BC პერპენდიკულარითაა წარმოდგენილი, უდრის:

$$(Z, M) + (F, Z) + (K, F) + (M, K) - I.$$

$$a5 \quad E = (M, K) + (K, F) + (F, Z) + (Z, M) . \quad (116).$$

661. პირველი და მეორე გვარის გამტარები. გადავღვართ ელემენტრიდან მარილის ხსნარი; დაუახლოვოთ ერთმანეთს თუთიის და სპილენძის პოლუსები ისე, რომ ისინი ერთმანეთს შეეხონ; თუ ახლა ამ პოლუსებს ელექტრომეტრის კვადრანტების წყვილებს შეუერთებთ, დაინახავთ, რომ პოტენციალთა სხვაობა 0 ს უდრის, ე. ი.

$$0 = (M, K) + (K, Z) + (Z, M)$$

ანუ რადგანაც

$$(Z, K) = - (K, Z)$$

ამიტომ

$$(Z, K) = (Z, M) + (M, K) . \quad (117).$$

თუ სამი A , B და C გამტარი ისეთია, რომ

$$(A, B) + (B, C) = (A, C)$$

მაშინ ამბობენ, რომ ეს გამტარები ემორჩილებიან ვოლტას კანონს, ანუ ამბობენ, რომ ეს გამტარები პირველი გვარის გამტარები არიან.

ამგვარ გამტარებს ეკუთვნიან უმთავრესად ლითონები და ნახშირბადის ის სახეები, რომლებიც ელექტრობის გამტარნი არიან.

თუ გამტარების ასეთ კომბინაციაში B გამტარის მაგიერ B' გამტარს მოვათავსებთ და თუ უკანასკნელი თანასწორობა დაირღვევა, მაშინ ჩვენ ვიტყვით, რომ გამტარი B' ვოლტას კანონს არ ემორჩილება; ასეთ B' გამტარს მეორე გვარის გამტარი ეწოდება. მეორე გვარის გამტართა ჯგუფს ეკუთვნიან მარილების ხსნარები, და საერთოდ ყველა ის ქიმიურად რთული სხეულები, რომლებიც ელექტროდენის გავლენით იშლებიან (§ 697 და შემდეგი). ამის გამო, მეორე გვარის გამტარებს ეწოდებათ ელექტროლიტები, ხოლო პირველი გვარის გამტარებს არაელექტროლიტები. ვალვანურ ელემენტში შეგვიძლია გამოვიყენოთ არა მარტო ერთი მეორე გვარის გამტარი, არამედ რამდენიმე ასეთი გამტარი, რომლებიც ერთმანეთს ეხებიან.

მივიღებთ რა მხედველობაში (117) თანასწორობას, (116) თანასწორობა ასეც შეგვიძლია დავწეროთ:

$$E = (Z, K) + (K, F) + (F, Z) . \quad (118).$$

ამგვარად, პოტენციალების ის სხვაობა, რომელსაც ჩვენ ელექტრომეტრით ვაკვირდებით და რომელიც ელემენტის ელექტრომომოძრავებელი ძალის საზომს წარმოადგენს, დამოკიდებული არ არის კვადრანტების გვარობაზე. პოტენციალების ეს სხვაობა უდრის იმ ელექტრო მამოძრავებელ ძალთა ჯამს, რომლებიც მოქმედებენ ელემენტის სხვადასხვანაირ გამტარების შეხების ადგილებში ერთი და იგივე მიმართულებით.

(117) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ ელემენტის პოლუსსა და ამ პოლუსთან შეერთებულ კვადრანტებს შორის რაიმე გამტარის ჩართვა არ ახდენს გავლენას პოტენციალების იმ სხვაობაზე, რომელსაც ჩვენ ელექტრომეტრით ვაკვირდებით; მაგალითად ელექტრომეტრის ჩვენება არ შეიცვლება, თუ ჩვენ თუთიის პოლუსსა და მასთან შეერთებულ კვადრანტებს შორის სპილენძის მავთულს ჩაერთავთ.

632. ბალბანური ელემენტის განსაზღვრა. გაღვანური ელემენტი, როგორც ზემოთაც აღვნიშნეთ, შესდგება ორი პირველ გვარი გამტარისაგან; ამ გამტარებს შორის იმყოფება ერთი ან რამდენიმე მეორეგვარის გამტარი. პირველ გვარის გამტარებს ეწოდებათ ელემენტის პოლუსები. განართული ელემენტის პოლუსების პოტენციალთა სხვაობა წარმოადგენს ელემენტის ელექტრომომოძრავებელი ძალის საზომს. ეს უკანასკნელი უდრის იმ ელექტრომომოძრავებელ ძალთა ჯამს, რომლებიც მოქმედებენ სხვადასხვანაირი გამტარების ზედაპირების შეხების ადგილებში; ეს ძალები დამოკიდებულნი არ არიან იმ გამტარების ფორმაზე და სიდიდეზე, რომლებიც ერთმანეთს ეხებიან, არამედ დამოკიდებულნი არიან მხოლოდ ამ გამტარების გვარობაზე.

აქამდე ვერ მოხერხდა საკმაოდ დიდი სიზუსტით იმ ელექტრომომოძრავებელ ძალთა გაზომვა, რომლებიც გამტარების შეხების სხვადასხვა ადგილას მოქმედებენ; ვერ მოხერხდა აგრეთვე ელექტრომომოძრავებელი ძალის ცალკაქვე შემადგენელად დაწლა. ამიტომ სწორედ 333 ნახაზი აგებულია ნაწილობრივ ნებისმიერი დაშვებათა მიხედვით.

არ იქნება ზედმეტი, თუ აღვნიშნავთ, რომ მოცემულ ელემენტისათვის განსაზღვრულ და დამახასიათებელ სიდიდეს წარმოადგენს მხოლოდ პოლუსების პოტენციალთა სხვაობა; თვით პოლუსების პოტენციალებს ჩვენ შეგვიძლია მივაკუთნოთ ნებისმიერი მნიშვნელობა, სავალდებულოა მხოლოდ, რომ პოტენციალთა სხვაობა უდრიდეს იმ სიდიდეს, რომელსაც ელექტრომეტრი გვიჩვენებს.

633. ბალბანური ელემენტების განსაზღვრა. მიმდებარეობითი შემართება. ვთქვათ, რომ გვაქვს n გაღვანური ელემენტი და თითოეული ელემენტის ელე-

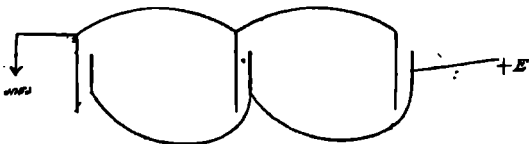


ნახ. 334.

ქტრომომოძრავებელი ძალა უდრის E -ს. ეს ელემენტები ჩვენ შეგვიძლია ერთი მეორეს მიუერთოთ მიმდებარეობით, ე. ი. ისე, რომ ყოველი შემდეგი ელემენტის

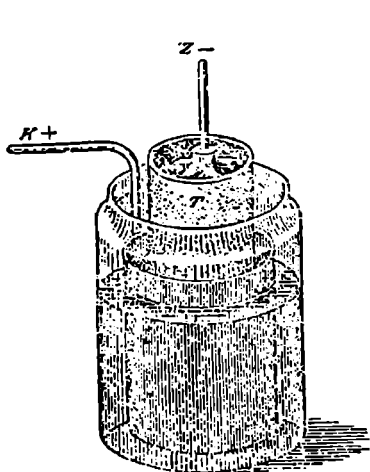
თუთიის პოლუსი შეერთებული იქნება წინა ელემენტის სპილენძის პოლუსთან (ნახ. 334). 661 §-ის თანახმად, თითოეულ ელემენტში პოლუსიდან პოლუსამდე პოტენციალი იზრდება E -თი; ამიტომ განაპირა პოლუსების პოტენციალთა სხვაობა, ე. ი. n ელემენტისაგან შედგენილი ბატარეის ელექტრომომძრავებელი ძალა იქნება $n \cdot E$.

664. პარალელური შეერთება. ავიღოთ n გალვანური ელემენტი, შევა ერთოთ ერთმანეთთან თუთიის ყველა პოლუსები და ერთმანეთთან შევაერთოთ აგრეთვე სპილენძის ყველა პოლუსები. ამით ჩვენ მივიღებთ ბატარეის თუთიის ერთ საერთო პოლუსს და სპილენძის საერთო პოლუსს (ნახ. 335). ელემენტების ასეთ შეერთებას პარალელური შეერთება ეწოდება; ასეთი ბატარეის ელექტრომომძრავებელი ძალა უდრის ერთი ელემენტის ელექტრომომძრავებელ ძალას.

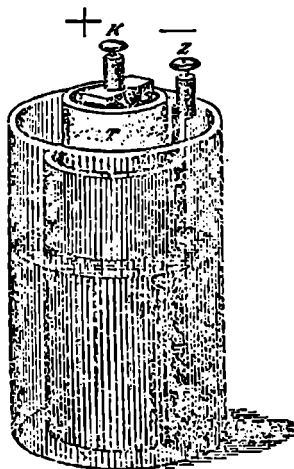


ნახ. 335.

665. პრაგუდვივი და მუდვივი ელემენტები. ელემენტს ეწოდება არამუდმივი, თუ ღენის მოცემის დროს მისი ელექტრომომძრავებელი ძალა მცირ-



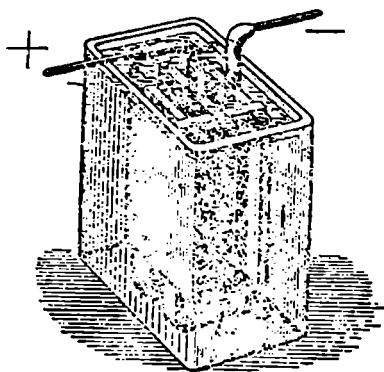
ნახ. 336



ნახ. 337.

დება; პირიქით ელემენტი მუდმივია თუ იმავე პირობებში ელექტრომომძრავებელი ძალა არ იცვლება. 658 §-ში აღწერილი გალვანური ელემენტი წარმოადგენს არა მუდმივ ელემენტს. მუდმივ ელემენტებს წარმოადგენენ და-

ნიელისა და ბუნზენის ელემენტები; ამ ელემენტებში გამოყენებულია ორი ელექტროლიტი, რომლებიც ერთმანეთისაგან განცალკევებულნი არიან თიხის სერვტებიანი ტიხრით. დანიელის ელემენტში გამოყენებულია თუთია, რომელიც მოთავსებულია გოგირდმჟავა თუთიის ხსნარში ან გოგირდის გაზავებულ სიმჟავეში; სპილენძი კი მოთავსებულია სპილენძის შაბიამნის კონცენტრირებულ ხსნარში (ნახ. 336). ბუნზენის ელემენტში გამოყენებულია თუთია, რომელიც მოთავსებულია გოგირდის სიმჟავის გაზავებულ ხსნარში; სპილენძის მაგიერ ამ

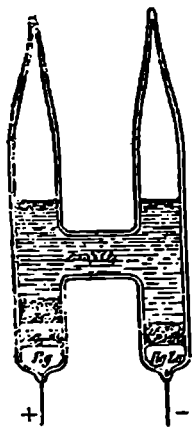


ნახ. 336.

ელემენტში აღებულია ელექტრობის გამტარი ნახშირი, რომელიც აზოტის სიმჟავეშია ჩაშვებული (ნახ. 337). ტყვიის აკუმულიატორში თუთიის მაგიერ გამოყენებულია ტყვია, სპილენძის მაგიერ კი ტყვიის ზეენაგი. ელექტროლიტის როლს ასრულებს გოგირდის გაზავებული სიმჟავე.

338 ნახაზი წარმოადგენს ტყვიის აკუმულიატორს; იგი შესდგება ტყვიის ორი *B* ფირფიტისაგან, რომლებიც ლითონით არიან ერთიმეორესთან შეერთებულნი და ტყვიის ერთი *P* ფირფიტისაგან, რომელიც დაფარულია ტყვიის ზეენაგით და რომელიც *B* ფირფიტებისაგან განზოლოებულია ებონიტის *E* ნაქრებით.

666. ნორმალური ელემენტები. ისეთ ელემენტებში, რომლებშიც გამოყენებულია მხოლოდ ერთი ელექტროლიტი, ელექტრომამოძრავებელი ძალა იცვლება მაშინაც კი, როდესაც ელემენტი არ მუშაობს, ე. ი. დენს არ გვაძლევს. ხშირად ელექტრომამოძრავებელი ძალის ცვლილებას იწვევს ელექტროლიტის მიერ ატმოსფერიდან ჟანგბადის შთანთქმა. კლარკის ელემენტს ეს ნაკლი არ აქვს, ამიტომ ეს ელემენტი შეიძლება გამოიყენოთ, როგორც ნორმალური ელემენტი. (ე. ი. ამ ელემენტს შეგვიძლია შევადაროთ დანარჩენი ელემენტები).



ნახ. 339.

339 ნახაზზე წარმოდგენილია ასეთი ელემენტი, რომელსაც *H*-ის შავარი ფორმა აქვს. სპილენძის მაგიერ ამ ელემენტში გამოყენებულია სინდიყი (Hg), რომლის ზემოდან მოთავსებულია სინდიყის გოგირდმჟავაქვეყა ნგის (Hg_2SO_4) და გოგირდმჟავა თუთიის ნარევი. თუთიის პოლუსი შესდგება ან ქიმიურად წმინდა თუთიისაგან, ან თუთიის წმინდა აშალგამისაგან. ელექტროლიტის როლს ასრულებს გოგირდმჟავა თუთიის კონცენტრირებული ხსნარი, რომელიც ხელსაწყოს ორივე მუხლშია ჩასხმული ამ მარილის კრისტალებს ზემოდან. ხელსაწყოში ქვემოდან ჩარჩილულნი არიან პლატინის მავთულები, რომლებიც ეხებიან ელემენტის პოლუსებს (Hg და $HgZu$).

კადმიუმის ელემენტი ისევეა მოწყობილი, როგორც კლარკის ელემენტი, მაგრამ თუთია (Zn) ყველგან შეცვლილია კადმიუმით (Cd) და კლარკის ელემენტთან შედარებით ის უპირატესობა აქვს, რომ მისი-ელექტრომაგომორავებელი ძალა უფრო ნაკლებად არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

666. კონცენტრაციული ელემენტი. ეს ელემენტი შესდგება თუთიის ორ ფირფიტისაგან, რომლებიც თუთიის შაბიამის სხვადასხვა კონცენტრაციის ხსნარში არიან ჩაშვებულნი. ელექტრომაგომორავებელი ძალა ამომრავებს დადებით ელექტრობას ელექტროლიტში უფრო მეტად გაზავებულ ხსნარიდან იმ ხსნარისაკენ, რომლის კონცენტრაცია მეტია; ეს ელექტრომაგომორავებელი ძალა კონცენტრაციითა შეფარდების ლოგარითმის პროპორციულია. ჩვეულებრივ პირობებში ასეთი ელემენტის ელექტრომაგომორავებელი ძალა ზემოთ აღწერილ ელემენტების ელექტრომაგომორავებელ ძალასთან შედარებით მეტად მცირეა.

667. ზალვანური ელემენტების ელემენტომაგომორავებელი ძალის რიცხვითი მნიშვნელობა. 1908 წელს ლონდონში შესდგა კონფერენცია; ამ კონფერენციის წინადადების თანახმად ნორმალურ ელემენტად მიჩნეულია ეგრედ წოდებული ვესტონის ელემენტი. ეს უკანასკნელი წარმოადგენს იმ სახის კადმიუმის ელემენტს, რომელიც აღწერილია 666 წ-ში.

ამ ელემენტში კადმიუმის ამლაგაჰის 100 წონით ნაწილზე უნდა მოდიოდეს ლითონისებური კადმიუმის 12,5 წონითი ნაწილი; ასეთი ელემენტის ელექტრომაგომორავებელი ძალა 20°-ის დროს უდრის 1,01830 საერთაშორისო ვოლტს, ხოლო 15°-ის დროს 1,01848 ვოლტს (735).

კლარკის ელემენტის ელექტრომაგომორავებელი ძალა 20°-ის დროს უდრის 1,4263 საერთაშორისო ვოლტს, ხოლო 15°-ის დროს 1,4324 ვოლტს.

დანიელის ელემენტის ელექტრომაგომორავებელი ძალა დაახლოებით უდრის 1,1 ვოლტს.

ბუნუნის " " " " " "

1,9 ვოლტს.
ტყვიის აკუმულიატორის " " " " " "

2,1 ვოლტს.

668. ვოლტამეტრი. ვოლტამეტრი, რომ თუ თუთიის გაპარალელულ ფირფიტას მკიდროდ შევსებთ სპილენძის გაპარალელული ფირფიტით და გარე ზედაპირებს შევავრთებთ გამტარით, მაშინ მას შემდეგ, რაც გამტარით შევრთებთ შევწყვეტთ და ფირფიტებს ერთმანეთს დავაშორებთ, მგრძობიარე ელექტროსკოპით აღმოვაჩენთ, რომ თუთია დაელექტროვებულა დადებითად, ხოლო სპილენძი უარყოფითად. ამ ფირფიტების შეხების დროს მიღებული პოტენციალთა სხვაობა დაახლოებით უდრის 1 ვოლტს.

ცნობილია, რომ არა კეთილშობილი ლითონები ჰაერში იფინებიან ენ-გით, რომელიც წყალს შთანთქავს. ცდების მიხედვით აღმოჩენილია, რომ, თუ ფირფიტები, რომლებიც ერთმანეთს ეხებიან, მშრალ სივრცეში არიან მოთავსებულნი, მაშინ მათი შეხების დროს გაჩენილი პოტენციალთა სხვაობა მცირეა და თანასწორია ვოლტის რამდენიმე მეასედ ნაწილისა. პირიქით, თუ ამ სივრ-

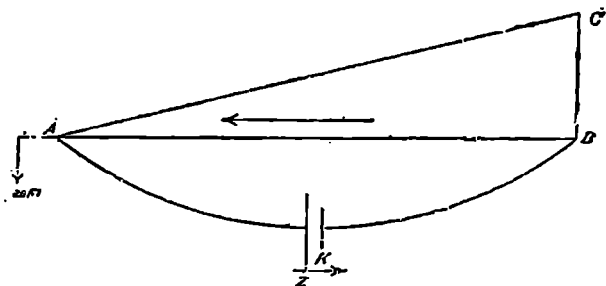
ცემი შეუსვებთ ოთახის ნოტიო ჰაერს, პოტენციალია სხვაობა გაიზრდება და ვაუთანასწორდება დაახლოებით 1 ვოლტს.

ამგვარად, ის ელექტრომაგნიტური ძალა, რომელსაც ჩვენ ჩვეულებრივ ვაკვირდებით, გამოწვეულია წყლის ფენებით; წყლის ფენი ლითონთან შეხების დროს დადებითად ელექტროვდება; მასთან ერთად, წყლის ის ფენი უფრო მაქაფრად ელექტროვდება, რომელიც თუთიას ეხება, ვიდრე ის ფენი, რომელიც სპილენძს ეხება; ზემოთაღწერილ ცდების დროს ჩვენ სწორედ ვაკვირდებით წყლის ამ ფენათა პოტენციალების სხვაობას; პირიქით, თუთიასა და სპილენძის შორის პოტენციალია სხვაობა მეტად მცირეა.

ამისდამიხედვით გალვანური ელემენტებში ლითონთა შორის არსებული ელექტრომაგნიტური ძალა მეორე ხარისხიდან როლს თამაშობს, რაიც მხედველობაშია მიღებული 660 ნახაზის აგების დროს.

თავი 7. ჩართული ელემენტები და ომის კანონი.

669. ჩართული ელემენტი. თუ გალვანური ელემენტის A და B პოლუსებს სპილენძის მავთულით შევავერთებთ (ნახ. 340), მაშინ ელექტრობა წონასწორობაში აღარ დარჩება, რადგანაც სპილენძის B პოლუსის პოტენციალი მე-



ნახ. 340.

ტია, ვიდრე თუთიის A პოლუსის პოტენციალი (622); ამიტომ ელექტრობა ამოძრავდება მავთულში B -დან A -საკენ. ამის გამო A და B შორის პოტენციალია სხვაობა შემცირდება და წონასწორობაში ველარ მოიყვანს ელემენტის ელექტრომაგნიტურ ძალას; ეს უკანასკნელი თვით ელემენტში აამოძრავებს ელექტრობას. ამიტომ, თუ ჩვენ საკმე გვაქვს მუდმივ ელემენტთან, მაშინ დამყარდება მუდმივი მდგომარეობა, რომლის დროსაც პოლუსების შორის პოტენციალია სხვაობა BC ნაკლები იქნება, ვიდრე ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალა E , რომელიც BC -ს უდრის (ნახ. 333); მასთან ერთად მავთულში და ელემენტში დამყარდება მუდმივი ძალის ელექტროდენი.

ელექტროდენის მიმართულებად მიღებულია ის მიმართულება, რომლითაც დადებითი ელექტრობა მოძრაობს; ელემენტის დენი ელექტროლიტში მიმართება თუთიიდან სპილენძისაკენ და შემდეგ კი შემავრთებელ მავთულში სპილენძიდან თუთიისაკენ. დენის ძალა ელექტრობის იმ რაოდენობის პროპორციულია, რომელიც მავთულის განივკვეთზე გადის დროის ერთეულში.

ელექტრობის ეს რაოდენობა ერთი და იგივე უნდა იყოს მავთულის ყოველ განივკვეთში; მართლაც, თუ ეს ასე არ იქნებოდა, მაგალითად, თუ B -ში ის იქნებოდა მეტი, ვიდრე A -ში, მაშინ B -სა და A -ს შორის უნდა თანდათანობით დაგროვებულყო ელექტრობა, რაიც არ ეთანხმება მდგომარეობის მუდმივობას. ამავე მიზეზის გამო, დროს თანასწორ შეუღლებებში თვით ელემენტშიც გადის ელექტრობის ისეთივე რაოდენობა, როგორიც მავთულში: დენის ძალა ელემენტში უდრის დენის ძალას მავთულში.

670. ომის კანონი. ის კანონი, რომელიც დენის ძალას განსაზღვრავს, ცდის საშუალებით აღმოჩენილი იყო ომის მიერ; შემდეგში ეს კანონი ომმა მიიღო თეორიულად ერთგვარი დაშვების საშუალებით, რომელიც ასე შეგვიძლია გამოვთქვათ: ელექტრობის მოძრაობის დროს იმ ადგილიდან, სადაც პოტენციალი მაღალია, იმ ადგილისაკენ, სადაც ეს პოტენციალი დაბალია ელექტრობა მოძრაობს იმავე კანონის თანახმად, რომელსაც ემორჩილება სითბო, როდესაც ეს უკანასკნელი მოძრაობს მეტი ტემპერატურის მქონე ადგილიდან ნაკლები ტემპერატურის მქონე ადგილისაკენ.

671. მრთავარობანი მავთულის ბოლოებზე მოქმედობს პოტენციალთა სხვაობა V . ვთქვათ გვაქვს AB მავთული, რომელსაც ყველგან ერთი და იგივე თვისებები აქვს და რომლის განივკვეთი ყველგან ერთი და იგივეა. თუ შედეგობაში მივიღებთ წინა პარაგრაფში მოხსენებულ დაშვებას, და თუ გამოვიყენებთ იმ დებულებას, რომლითაც სითბო გამტარებლობის მოვლენათა განხილვის დროს ვსარგებლობდით (418), მაშინ მივიღებთ:

ელექტროდენის სიმკვრივე = პოტენციალის დაცემას $\times \%$ (119)
 აქ 621 §-ის თანახმად (მანძილის ერთეულზე) პოტენციალის დაცემის მაგიერ შეგვიძლია ჩავსვათ ელექტროარის ძაბვა; $\%$ დამოკიდებულია ჯერ ერთი იმ ერთეულებზე, რომლებითაც იზომება ელექტროდენის სიმკვრივე და პოტენციალის დაცემა; გარდა ამისა $\%$ დამოკიდებულია მხოლოდ გამტარის თვისებებზე და ტემპერატურაზე; პირიქით გამტარის ელექტრულ მდგომარეობაზე დამოკიდებული არ არის. $\%$ -ს ეწოდება გამტარის ხვედრითი ელექტრო გამტარებლობა. $\frac{1}{\chi} = \alpha$ კი ეწოდება გამტარის ხვედრითი წინააღმდეგობა. ელექტროდენის სიმკვრივე წარმოადგენს ელექტრობის იმ რაოდენობას, რომელიც დროის ერთეულში გადის გამტარის განივკვეთის ფართობის ერთეულზე; მაშასადამე ეს სიმკვრივე $\frac{i}{q}$ -ს პროპორციულია, სადაც j დენის ძალაა, ხოლო q გამტარის განივკვეთის ფართობია.

418 §-ში განხილული ზოდი გვერდით ზედაპირიდან სითბოს რომ არ კარგავდეს, მაშინ ყოველი სანტიმეტრის მანძილზე ტემპერატურა ერთი და იმავე სიდიდით შემცირდებოდა და თერმომეტრებში სინდიყის ზედა დონეები (ნ.ბ. 186) გაჩერებული იქნებოდნენ ერთ სწორ ხაზზე; ტემპერატურის დაცემა ზოდში პულმვი იქნებოდა. სწორედ ეს შემთხვევა შეესაბამება ელექტროდენს, რადგანაც მავთულიდან ელექტრობა არ გადადის გარეშე სივრცეში. პოტენციალის დაცემა ე. ი. პოტენციალის შემცირება მანძილის ერთეულზე, უდრის $\frac{V}{l}$, სადაც

არის მავთულის სიგრძე, ხოლო V არის პოტენციალების სხვაობა B და A წერტილებს შორის. ამგვარად, 119 განტოლების მიხედვით:

$$\frac{J}{g} = \gamma \cdot \frac{V}{I}$$

ანუ სხვანაირად:

$$J \cdot \frac{I}{g\gamma} = V$$

ანუ, თუ დაუშვებთ, რომ

$$\frac{I}{g\gamma} = \frac{I_0}{g} = R \quad (120)$$

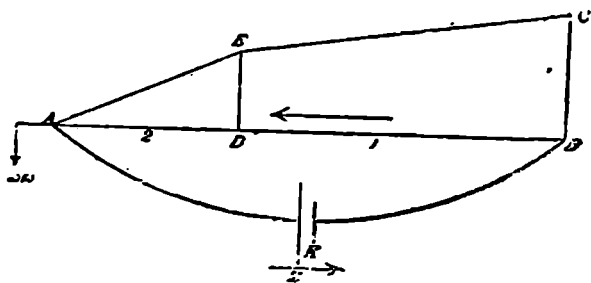
მაშინ მივიღებთ:

$$J \cdot R = V \quad (121)$$

R -ს ეწოდება მავთულის წინააღმდეგობა; ამგვარად, ერთგვაროვანი მავთულის წინააღმდეგობა პირდაპირ პროპორციულია მავთულის სიგრძისა და უკუპროპორციულია მისი განივკვეთის ფართობისა.

119 და 121 განტოლებანი წარმოადგენენ ომის ერთი და იმავე კანონის სხვადასხვა გამოთქმას; ამ კანონის თანახმად, ერთგვაროვან გამტარში დენის მიმართულეებით პოტენციალი მცირდება $J \cdot R$ სიდიდით, რომელიც წარმოადგენს დენის ძალისა და გამტარის წინააღმდეგობის ნაწარმოებს.

672. **ჩამდენიში ზამთარით ზედგანილი წრფი. ეტყვით დენი, რომლის ძალა J -ს უდრის, გადის ჯერ BD მავთულში, შემდეგ DA მავთულში (ნახ. 341);**



ნახ. 341.

პირველის წინააღმდეგობა იყოს R_1 , მეორისა — R_2 . მაშინ B -დან D -ზე პოტენციალი შემცირდება $J \cdot R_1$ -ით, ხოლო D -დან A -მდე კიდევ $J \cdot R_2$ -ით. თუ B -სა A -ს შორის პოტენციალთა სხვაობას V -თი აღვნიშნავთ, მაშინ მივიღებთ:

$$V = J \cdot R_1 + J \cdot R_2 = J (R_1 + R_2)$$

ანუ, თუ

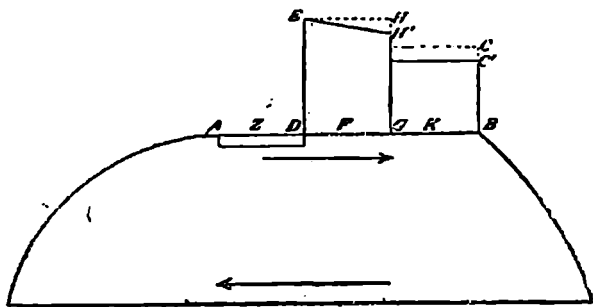
$$R = R_1 + R_2, \text{ მაშინ}$$

$$J \cdot R = V$$

ამგვარად, 121 განტოლება ამ შემთხვევისათვისაც ძალაში რჩება; მინდევრობით შეერთებულ ნავთულების წინააღმდეგობა ამ უღრის მავთულების წინააღმდეგობათა ჯამს.

121 განტოლება ძალაში რჩება ყველა იმ შემთხვევისთვის, როდესაც ორი A და B წერტილი შეერთებულია რაიმე ნებისმიერ ერთგვაროვანი გამტარით; მასთან ერთად წინააღმდეგობა R წარმოადგენს ისეთ სიდიდეს, რომელიც არ არის დამოკიდებული დენის ძალაზე, პირიქით ის დამოკიდებულია მხოლოდ გამტარის თვისებებზე. თუ გამტარი ხაზოვანია, ე. ი. თუ გამტარის ყოველ განიკვეთში ელექტროდენს ერთი და იგივე მიმართულება აქვს და ერთი და იგივე ძალისაა, მაშინ გამტარის წინააღმდეგობა განისაზღვრება 120 განტოლებით.

673. ომის კანონი ჩართული ელემენტისათვის. 121 განტოლება შეგვიძლია გამოვიყენოთ ყველა იმ გამტარებისათვის, რომლებიც ელემენტს შეადგენენ (672); თვითვე ამ გამტარში პოტენციალი მუდმივი არ რჩება, როგორც ეს იყო განართულ ელემენტში; პირიქით ეს პოტენციალი მცირდება დენის მიმართულებით; 121 განტოლების თანახმად პოტენციალის ეს შემცირება უღრის $J \cdot R$ -ს, სადაც R გამტარის წინააღმდეგობაა. 342 ნახაზე წარმოდგენილია ის



ნახ. 342.

ჩვეულებრივი შემთხვევა, როდესაც ელემენტში მხოლოდ მეორეგვარ P გამტარს აქვს შესაძინეად დიდი წინააღმდეგობა; დენის გამო C -სთან პოტენციალი მცირდება HH' სიდიდით, რომელიც JR -ს უღრის; ასეთივე სიდიდით ის მცირდება B წერტილში ($CC' = HH'$).

ამგვარად, თუ საეროდ R_i -ით აღვნიშნავთ ელემენტის შეადგენულ გამტარების წინააღმდეგობათა ჯამს, ე. ი. ეგრედწოდებულ შინაგან წინააღმდეგობას, მაშინ პოლუსების პოტენციალთა სხვაობა BC' , ე. ი. ძაბვა მომჭერებთან ჩართულ ელემენტისათვის $J \cdot R_i$ -ით ნაკლები იქნება, ვიდრე განართული ელემენტისათვის.

აღვნიშნოთ განართული ელემენტის ძაბვა მომჭერებთან E -თი, მაშინ ჩართული ელემენტის პოტენციალების სხვაობა მოწყობებთან

$$V = E - J \cdot R_i = J \cdot R_s \quad . \quad (122^a)$$

ამ განტოლებაში E ელემენტის ელექტრომომძრავებელი ძალაა, ხოლო R_n გარეგანი გაბტარის წინააღმდეგობაა. აქედან მივიღებთ:

$$J = \frac{E}{R_i + R_n} \quad (122)$$

ე. ი. ჩართულ ელემენტში დენის ძალა უდრის ელემენტის ელექტრომომძრავებელ ძალას გაყოფილს გარეგანი და შინაგანი წინააღმდეგობათა ჯამზე.

674. ბატარეის შედგენა. ვთქვით გვაქვს n ელემენტი, რომლებიც მიმდევრობით არიან შეერთებულნი; დაუშვათ, რომ თვითი ელემენტის ელექტრომომძრავებელი ძალა უდრის E -ს, ხოლო შინაგანი წინააღმდეგობა R_i -ს; მაშინ ბატარეის ელექტრომომძრავებელი ძალა თანასწორი იქნება $n \cdot E$ -სი, ხოლო შინაგანი წინააღმდეგობა $n \cdot R_i$ -სა (672). თუ ასეთ ბატარეიას ჩავრთავთ ისეთი გამტარით, რომლის წინააღმდეგობა არის R_n , მაშინ 122 განტოლების თანახმად:

$$J = \frac{n \cdot E}{n \cdot R_i + R_n} \quad (123)$$

თუ R_n ძალიან დიდია შინაგანი $n \cdot R_i$ წინააღმდეგობასთან შედარებით, რასაც აღვილი ექნება მაგალითად გარეგან წრედში პლათინის გრძელი და წვრილი მავთულის ჩართვის დროს, მაშინ 123 ფორმულაში $n \cdot R_i$ შეგვიძლია ამოვშალოთ და ჩვენ მივიღებთ;

$$J = \frac{n \cdot E}{R_n}$$

ე. ი. ამ შემთხვევაში დენის ძალა n -ჯერ მეტია, ვიდრე ერთი ელემენტით მიღებული დენის ძალა, ამასთან ერთად, თუ ჩვენ მხედველობაში არ მივიღებთ ელემენტების შინაგან წინააღმდეგობას, მაშინ ელემენტების სიდიდეს არავითარი წინააღმდეგობა არ ექნება, რადგანაც ელექტრომომძრავებელი ძალა ამ სიდიდეზე დამოკიდებული არ არის (662). ამგვარად, თუ ჩვენ ვსარგებლობთ ისეთი გამტარით, რომელსაც დიდი წინააღმდეგობა აქვს, მაშინ ხელსაყრელია გამოვიყენოთ მიმდევრობით შეერთებული ბატარა ელემენტების ბატარეა.

თუ პირიქით, გარეგანი წინააღმდეგობა R_n მცირეა შინაგან $n \cdot R_i$ წინააღმდეგობასთან შედარებით, რაც შეიძლება მაგალითად მოხდეს მაშინ, როდესაც საჭიროა პლათინის მოკლე და სქელი მავთულის განხურება მაშინ 123 განტოლებაში შეგვიძლია მხედველობაში არ მივიღოთ R_n და თვით განტოლება ასეთ სახეს მიიღებს:

$$J = \frac{n \cdot E}{n \cdot R_i} = \frac{E}{R_i}$$

ე. ი. ასეთ შემთხვევაში ბატარეის მიერ მოცემული დენის ძალა არ აღემატება ერთი ელემენტის მიერ მოცემულ დენის ძალას; ამგვარად, ასეთ შემთხვევაში მიმდევრობით შეერთებული ელემენტების რიცხვის გადიდებით ჩვენ მიზანს ვერ მივაღწევთ.

თუ ასეთ შემთხვევაში ჩვენ გამოვიყენებთ ისეთ ერთ ელემენტს, რომელშიც დენის გამტარი განივკვეთი n -ჯერ მეტი იქნება, ე. ი. ისეთ ელემენტს,

რომლის შინაგანი წინააღმდეგობა $\frac{R_i}{n}$ -ის თანასწორი იქნება (671, განტოლება 120), მაშინ დენის ძალა

$$J = \frac{E}{R_n + \frac{R_i}{n}}$$

ან და, თუ R_n იმდენად მცირეა $\frac{R_i}{n}$ -თან შედარებით, რომ მისი უარყოფა შესაძლებელი იქნება, მაშინ

$$J = \frac{n \cdot E}{R_i}$$

ე. ი. დენის ძალა n -ჯერ მეტი იქნება, ვიდრე ისეთი ელემენტის გამოყენების დროს, რომლის შინაგანი წინააღმდეგობა R_i -ის თანასწორი იყო. ასეთ შედეგს მივაღწევთ, თუ n ელემენტს პარალელურად შევაერთებთ, რადგანაც ასეთი ბატარეია მოქმედობს, როგორც ისეთი ერთი ელემენტი, რომლის განივკვეთი n -ჯერაა გადიდებული (664).

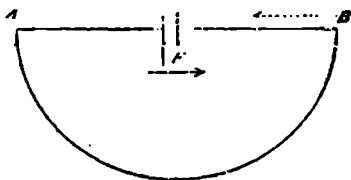
675. ომის კანონის ზომადი გამოთქმა ხაზოვანი გამტარებისათვის. ვთქვათ E წარმოადგენს ჩართულ ელემენტს (ნახ. 343), რომლის ელექტრომამოძრავებელი ძალა უდრის E -ს და რომელსაც ჩვენ განვიხილავთ, როგორც ხაზოვან გამტარს. 122 განტოლება დაწვეროთ ასეთი სახით:

$$JR_i = E - J \cdot R_n \quad . (125).$$

აქ E არის ის შინაგანი ელექტრომამოძრავებელი ძალა, რომელიც AEB ხაზოვან გამტარზე მოქმედობს ნახაზზე აღმნიშნული განუწყვეტელი ისრის მიმართულებით. $J \cdot R_n$ (B და A წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა) არის გარეგანი ელექტრომამოძრავებელი ძალა, რომელიც AEB გამტარზე მოაბრუნებდა მიმართულებით მოქმედობს (პუნქტის ისარი). ამგვარად 125 განტოლება გვიჩვენებს, რომ გამტარისათვის დენის ძალისა და წინააღმდეგობის ნაწარმოები უდრის გამტარზე მოქმედ ყველა გარეგან და შინაგან ელექტრომამოძრავებელ ძალთა ალგებრულ ჯამს.

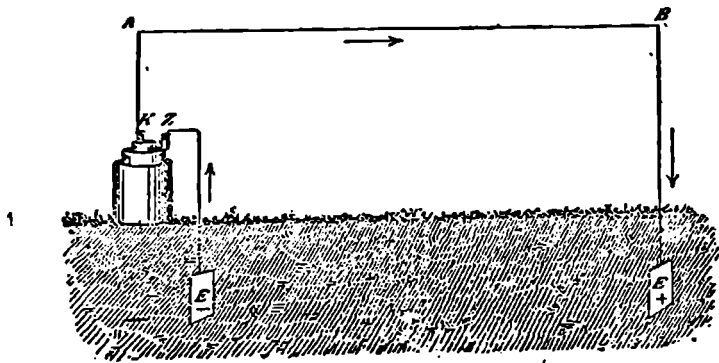
გარდა იმ მამოძრავებელი ძალებისა, რომლებიც ჩვენ აქ განვიხილეთ და რომლებიც ელექტრომის ტვირთებით გამოწვეულ პოტენციალთა სხვაობის გამო ჩნდებიან, არსებობენ კიდევ სხვა ძალები, — ინდუქციის ელექტრომამოძრავებელი ძალები (783 და შემდ.). მაგრამ მაშინაც, როცა ეს ძალები მოქმედებენ, ზემოთმოყვანილი დებულება ძალაში რჩება.

676. დედაშიწა, როგორც პოლუსების შევამართავი გამტარი. დედაშიწის დენი. ბატარეის ერთი პოლუსი შეერთებულია ლითონის E ფირფიტასთან (ნახ. 344), რომელიც სველ მიწაშია ჩაფლული. ბატარეის მეორე პოლუსიდან გაყვანილია გამტარი შორს მდებარე B წერტილამდე, რომელიც აგრეთვე



ნახ. 343.

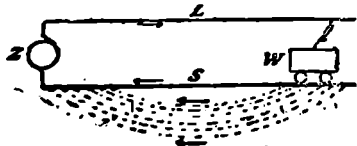
შეერთებულია მიწაში ჩაფლულ ლითონის მეორე ფირფიტასთან. ამგვარად ბატარეა ჩართულია AB მავთულისა და დედამიწის საშუალებით. დასახელებულ ფირფიტებიდან დენი მოდის არა მარტო უმოკლესი მანძილით ფირფიტიდან ფირფიტამდე, არამედ ყველა მიმართულებით. დენთა ხაზები; ე. ი. ხაზები, რომლებსაც ელექტრული დენის მიმართულება აქვთ, როგორც სხივები ვრცელდებიან ყველა მიმართულებით.



ნახ. 344.

გამოვიყენებთ რა დედამიწის გამტარებლობას, ჩვენ A და B წერტილებს შორის მეორე გამტარს ვცვლით დედამიწით; ამ შემთხვევაში ჩვენ ვიზოგავთ არა მარტო თვით მავთულს, არამედ მასთან ერთად ვამცირებთ გამტართა წინააღმდეგობასაც, რადგანაც, თუ მავთულები გრძელია, მაშინ დედამიწის წინააღმდეგობა დამოკიდებულია მხოლოდ ფირფიტების სილიდებზე და არა მათ შორის არსებულ მანძილზე (შტეინგელი, 1838).

ვთქვათ, W არის ელექტრული ტრამეაის ვაგონი; Z -დენის წყაროა (ცენტრალური ელექტროსადგური), L გამტარი მავთულია და დაუშვათ, რომ მეორე გამტარის როლს, როგორც ამას ჩვეულებრივ ადგილი აქვს, N რელსი ასრულებს, რომელიც დედამიწისაგან განმხოლოებული არ არის (ნახ. 344^ა).



ნახ. 344^ა.

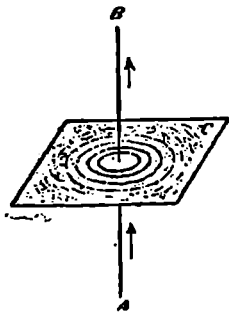
ამ მეორე გამტარიდან დენის ნაწილი მიდის იმ ჯგუბით, რომლებიც პუნქტიროვანი ხაზებითაა ნაჩვენები. მასთან ერთად ამ ჯგუბით დენის მით უფრო მეტი ნაწილი წაევა, რაც უფრო მეტადაა ვაგონი დაშორებული სადგურიდან; აიხსნება ეს იმ გარემოებით, რომ დედამიწის წინააღმდეგობა რელსის წინააღმდეგობას-

თან შედარებით მით უფრო ნაკლები გახდება, რაც უფრო მეტია მანძილი ვაგონიდან სადგურამდე. დედამიწის ეს, ეგრედ წოდებული, მოხეტიალე დენები ცუდ ელექტროლიტურ გავლენას ახდენენ წყალსადენის მილებზე, როდესაც ისინი ამ მილებზე გადიან. გარდა ამისა ეს დენების გავლენას ახდენენ დედამიწის მაგნეტურ არეზე (დორნი).

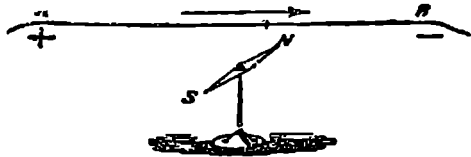
თავი 8. ელექტროდენის ძალის გავრცევა დენის მაგნეტური მოქმედების მიხედვით (გალვანომატრი).

677. დენის მაგნეტური მოქმედება. ელექტრული დენი მის ირგვლივ მოთავსებულ სივრცეში ქმნის მაგნეტურ არეს, რომლის ძალა დენის ძალის პროპორციულია, ე. ი. პროპორციულია ელექტრობის იმ რაოდენობისა, რომელიც მავთულის განივკვეთზე გადის ერთი სეკუნდის განმავლობაში (669). ამიტომ მაგნეტური არეს ძალა შეგვიძლია გამოვიყენოთ ელექტროდენის ძალის საზომად.

ვთქვათ სწორი AB მავთული (ნახ. 345) მუყაოს C ფურცელშია გატარებული მისი სიბრტყისადმი პერპენდიკულარად; 642 ჭ-ში აღნიშნული ხერხის მიხედვით ჩვენ აღმოვაჩინეთ, რომ ამ შემთხვევაში მაგნეტური ძალები წარმოადგენენ კონცენტრულ წრეხაზებს, რომელთა საერთო ცენტრი მავთულზე იმყოფება; დასახელებული წრეხაზები იმყოფებიან მავთულისადმი პერპენდიკულარულ სიბრტყეში. მაგნეტის მოკლე ისარი, რომელიც იმყოფება მხოლოდ დენის გავლენის ქვეშ და რომელსაც შეუძლია ერთწერტილზე ბრუნვა, იმ წრეხაზის შემხების მიმართულებას მიიღებს, რომელიც ამ წერტილზე გადის. მაგნეტის მოკლე ისარის ზემოდან მაგნეტური მერიდიანის მიმართულებით გაკიმულია AB მავთული



ნახ. 345.



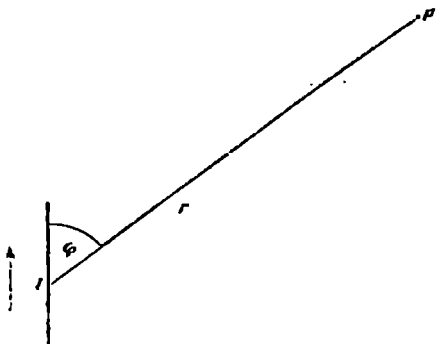
ნახ. 346.

(ნახ. 346), რომელშიც დენი მიდის. ისარი დადგებოდა მერიდიანისადმი (ნახაზის სიბრტყისადმი) პერპენდიკულარულად, თუ ეს ისარი იქნებოდა მხოლოდ დენის გავლენის ქვეშ. მაგრამ, რადგანაც დედამიწის მაგნეტიზმის ძალა ცდილობს დატოვოს მაგნეტის ისარი მერიდიანის სიბრტყეში, ამიტომ ისარი სინამდვილეში ისეთ მდებარეობას მიიღებს, რომლის დროსაც ორივე დასახელებული ძალა ერთმანეთს წონასწორობაში მოიყვანს (ერშტედტი 1820 წ.).

678. ბიო-სავარის კანონი. თუ დავეშვებით, რომ ელექტროდენის მაგნეტურ მოქმედებას იწვევს ის გამტარი, რომელშიც დენი მიდის, მაშინ შეგვიძლია გამოვსთქვათ შემდეგი კანონი, რომელიც ეთანხმება ფაქტებს: გამტარის სწორი პატარა l მონაკვეთი (ნახ. 347) P წერტილში ქმნის მაგნეტურ ძალას, იმ სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულს, რომელიც l -ზე და P -ზე გადის, ე. ი. ნახაზის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულს. თუ წარმოვიდგენთ, რომ ჩვენ ნივთიერავე დენის მიმართულებით თავით წინ ისე, რომ P -ს უყურებთ, მაშინ P წერტილში მოთავსებული ჩრდილოეთი პოლუსი P გადინაცვლებს მარცხნივ

(ამპერის წესი). P წერტილში შექმნილი არეს ძაბვა პროპორციულია შემდეგი გამოთქმისა:

$$\frac{J \cdot l \cdot \sin \varphi}{r^2}$$



ნახ. 347.

$$H = \frac{J \cdot l \cdot \sin \varphi}{r^2}$$

(126).

ამ ფორმულის მიხედვით ჩვენ შეგვიძლია განვსაზღვროთ დენის ძალის ერთეული, რომელიც აბსოლუტური ერთეული იქნება, რადგანაც ყველა დანარჩენი სიდიდეებიც აბსოლუტურ ერთეულებში იქნებიან გამოხატულნი.

ნათელი წარმოდგენა რომ ვიქონიოთ დენის ძალის ამ ეგრედ წოდებულ ელექტრომაგნეტურ ერთეულზე, განვიხილოთ არეს ის ძაბვა, რომელსაც ქმნის წრის დენიანი რკალი AB წრის C ცენტრში (ნახ. 348).



ნახ. 348.

დენის ყოველივე l ნაწილისთვის ამ შემთხვევაში $\varphi = 90^\circ$; $\sin \varphi = 1$; r -ი წრის რადიუსს უდრის. ამიტომ l -ის მიერ შექმნილი მაგნეტური ძალა უდრის.

$$\frac{l \cdot J}{r^2} - ს.$$

რადგანაც ყველა ის ძალები, რომლებსაც გამტარის (რკალის) სხვადასხვა ნაწილები ქმნიან, ერთი და იგივე მიმართულებისანი არიან, სახელდობრ წრის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულნი, ამიტომ ყველა ამ ძალების ტოლქმედი მათ ჯამს უდრის:

$$R = \frac{J \cdot L}{r^2} \quad (127)$$

სადაც L არის დენიანი რკალის სიგრძე. თუ $L=1$, $r=1$ და $R=1$, მაშინ $J=1$, ე. ი. CGS ერთეულთა სისტემაში ისეთი დენის ძალა უნდა ავირჩიოთ დენის ძალის ერთეულად, რომელიც, გადის რა ერთი სანტიმეტრიანი რადიუსის მქონე წრეხაზის რკალზე ერთ სანტიმეტრ მანძილს, წრეხაზის ცენტრში შექმნის მაგნეტურ არეს, რომლის ძალა ერთეულს უდრის. დენის ძალის ელექტრომაგნეტური ერთეულის $\frac{1}{10}$ -ს ეწოდება ამპერი.

679. მაქსვალის თეორიის პირველი პრინციპი. დაუბრუნდეთ ისევ 345 ნახაზს და დაუშვათ, რომ AB გამტარი, რომელშიც დენი მიდის, მეტად გრძელია; განვიხილოთ ერთერთი წრიული ძალხაზი, რომლის რადიუსი უდრის r -ს; ამ ძალხაზის მიმართულებით მოქმედობს მაგნეტური ძალა H , რომელიც ბიო-სავარის ცდების თანახმად უდრის

$$\frac{2 \cdot I}{r} - \text{ს.}$$

სადაც I გამოხატულია დენის ელექტრომაგნეტურ ერთეულში. ამგვარად, თუ ჩრდილოეთი ერთეულადი პოლუსი H ძალის მიმართულებით გაივლის მთელ წრეხაზს, მაშინ H ძალის მიერ შესრულებული იქნება მუშაობა:

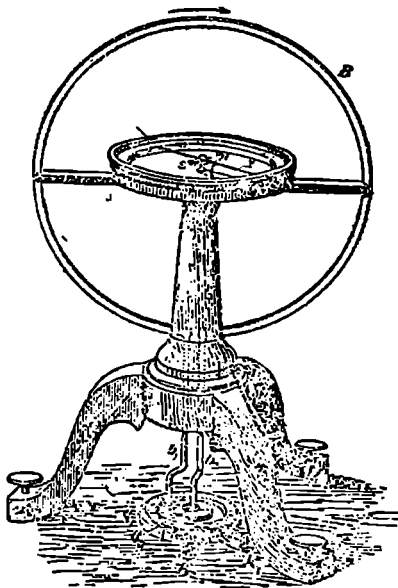
$$2\pi r H = 2\pi \cdot \frac{2I}{r} = 4\pi \cdot I.$$

ამ მუშაობას მაგნეტურ ძაბვას უწოდებენ. რომელიც მოქმედობს $2\pi r$ წრეხაზზე, ან და მაგნეტომაგნიტურ ძალას. მიღებული შედეგი წარმოადგენს მაქსველის თეორიის პირველი პრინციპის კერძო შემთხვევას. ამ პრინციპის თანახმად მაგნეტური ძაბვა ჩაკეტილ მრუდში უდრის $4\pi \times$ იმ დენზე რომელიც ამ მრუდის მიერ შემოსაზღვრულ ფართობზე გადის.

680. ისრიანი გალვანოგრაფი; ტანგენს-ბუსოლი. გალვანომეტრი ეწოდება ისეთ ხელსაწყოს, რომელიც გვაძლევს საშუალებას გავზომოთ ელექტროდენის ძალა იმ მაგნეტური მოქმედების მიხედვით, რომელსაც დენი იწვევს. ისრიანი გალვანომეტრებში მოძრავ ნაწილს წარმოადგენს მაგნეტი; უმარტივეს ისრიანი გალვანომეტრს წარმოადგენს ტანგენს-ბუსოლი.

სპილენძის ვერტიკალური, გაკრილი რგოლი B თავდება s_1 და s_2 მავთულებით (ნახ. 349), რომლებიც ჩაშვებულნი არიან ერთი მეთორესაგან განმზოლოებულ სინდიყიან q_1 და q_2 აბაზანებში.

K_1 და K_2 მოქმედებით, რომლებიც შესაბამისად შეერთებულნი არიან q_1 და q_2 -სთან, დენი მიდის სპილენძის რგოლში. რგოლის ცენტრში მოთავსებულია მიხრილობის მოკლე ისარი sn ; ამ ისარზე მიმაგრებული გრძელი მაჩვენებელი Z მოძრაობს ვრადუსებად დაყოფილ ჰორიზონტალურ წრეზე. რგოლს ათავსებენ მაგნეტური მერიდიანის სიბრტყეში, მასთან ერთად ისრის



ნახ. 349.

მაგნეტური ღერძი თავსდება რგოლის სიბრტყეში და მაჩვენებელი ჩერდება O -ზე. გასაზომ დენს შეუვებენ რგოლში; ისარი ცდილობს გაჩერდეს რგოლის სიბრტყისაღმე პერპენდიკულარულად, ხოლო დედამიწის მაგნეტიზმის პორიზონტალური შემადგენელი შეეცდება ისარი დააბრუნოს მერიდიანის სიბრტყეში. თუ ისრის სიგრძე რგოლის რადიუსთან შედარებით მცირეა, მაშინ მაგნეტური ძალები, რომლებიც ამ ისრის მთელ სიგრძეზე მოქმედებენ, შეგვიძლია განვიხილოთ, როგორც მუდმივი ძალები. მასთან ერთად შეგვიძლია დაუშვათ, რომ ეს ძალები უდრიან იმ R ძალას, რომელიც რგოლის ცენტრში მოქმედობს. რადგანაც R ძალა მერიდიანისაღმე პერპენდიკულარულია, ამიტომ ფ კუთხისათვის, რომლისათაც დენი გადახრის ისარს მერიდიანიდან, მივიღებთ განტოლებას (652, განტ. 113);

$$I \varphi = \frac{R}{H}$$

რგოლში მიმავალი დენის მაგნეტური ძალა R შეგვიძლია გამოვთვალოთ 127 განტოლებიდან, თუ ამ განტოლებაში რკალის L სიგრძეს შევცვლით მთელი წრებაზის $2\pi r$ სიგრძით. ამგვარად მივიღებთ:

$$R = \frac{J \cdot 2\pi r}{r^2} = \frac{2\pi J}{r}; \quad I \varphi = \frac{2\pi J}{rH}$$

$$\text{ანუ } J = \frac{H \cdot r \cdot I \varphi}{2\pi} \text{ CGS} \approx 10 \frac{H \cdot r \cdot I \varphi}{2\pi} \text{ ამპერს} \quad (128).$$

აქ რგოლის რადიუსი გამოხატულია სანტიმეტრებში, ხოლო პორიზონტალური H შემადგენელი CGS სისტემის ერთეულში (653). ისრის მაგნეტურ მომენტს, როგორც ეს აღნიშნული იყო 652-ში, მნიშვნელობა არ აქვს.

თუ $r = 18 \text{ cm}$ და $H = 0,188$, მაშინ $J = 5,39 I \varphi$ ამპერს. 45° -ის გადახრას მოგვცემს ასეთ შემთხვევაში ისეთი დენი, რომლის ძალა უდრის $5,39$ ამპერს, რადგანაც $I \varphi 45^\circ = 1$.

როგორც ვხედავთ, დენის ძალა პროპორციულია გადახრის კუთხის ტანგენსისა — აქედან წარმოიშვა თვით ხელსაწყოს სახელი.

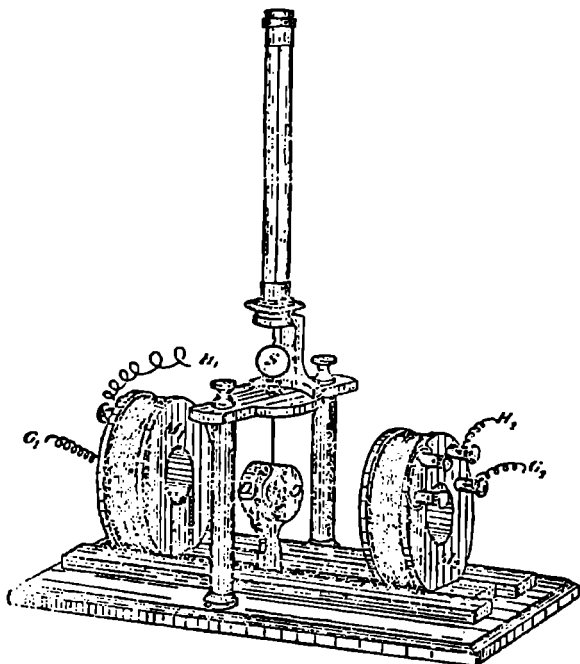
ცდების დროს მხედველობაში უნდა მივიღოთ დედამიწის მაგნეტიზმის პორიზონტალური შემადგენლის ის ცვლილება, რომელსაც მასში იწვევენ შენობათა რკინის ნაწილები. ეს შეცვლილი პორიზონტალური შემადგენელი საკმაოდ დიდათ განსხვავდება მოცემული გეოგრაფიული ადგილის ნამდვილ შეუცვლელ პორიზონტალურ შემადგენლისაგან.

681. მულტიპლიკატორი. ისეთი სუსტი დენის გასაზომად, რომელიც ტანგენს ბუსოლის მაგნეტის მცირე გადახრას იწვევს, დენს გაატარებენ მაგნეტის ირგვლივ მოთავსებულ ხვიათა დიდ რიცხვში; საერთო მოქმედება მაგნეტზე ასეთ შემთხვევაში უთანასწორდება ცალკე ხვიათა მოქმედებათა ჯამს. გარდა ამისა გამტარს მაგნეტთან რაც შეიძლება ახლოს ათავსებენ. მასთან ერთად დენის ძალის და გადახრის კუთხის ტანგენსის პროპორციულობა, რასაკვირველია, ძალაში რჩება მხოლოდ მცირე გადახრათათვის. 350 ნახაზზე M_1 და M_2 წარმოადგენენ ასეთი სახის, ეგრედ წოდებულ, მულტიპლიკატორის კოქებს. მათუთს

ახვევენ ხის კოჭზე ისე, რომ ცალკე ხეები ერთი მეორისაგან განმხოლოებულნი არიან.

მულტიპლიკატორის კოქის წინააღმდეგობა დენის ძალას ასუსტებს და ამიტომ ეს წინააღმდეგობა არ უნდა იყოს ძალიან დიდი.

ყველაზე უფრო ხელსაყრელია კოქისთვის ისეთი სისქის მავთულის არჩევა, რომ მულტიპლიკატორის კოქის წინააღმდეგობა დაახლოებით თანასწორი იყოს წრედის დანარჩენი ნაწილების წინააღმდეგობისა.

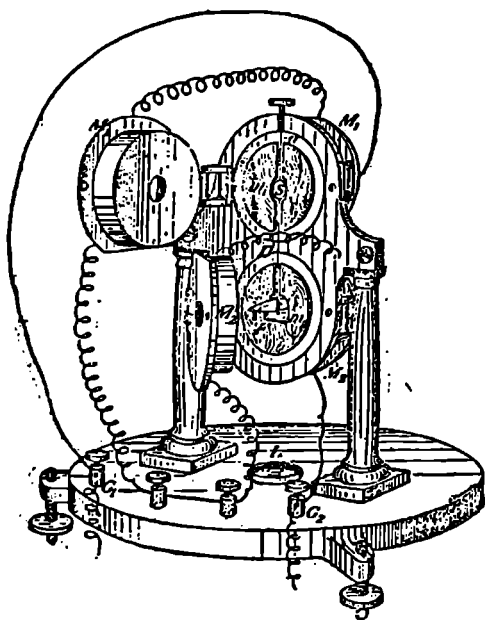


ნახ. 350.

682. შიდშანის სარკიანი გალვანომეტრი. 350 ნახაზე წარმოდგენილია ვიდშანის სარკიანი გალვანომეტრი. მულტიპლიკატორის M_1 და M_2 კოჭები, რომლებშიც დენი მიდის, ხელსაწყოს მგრძობიარების შეცვლის მიზნით შეგვიძლია ერთგვარი ციგების საშუალებით მიეწი-მოეწიოთ და სხეადასხვა მანძილზე დაეაყენოთ გალვანომეტრის მაგნეტის მიმართ. მაგნეტი წარმოადგენს m რგოლს, რომელიც ჰორიზონტალური დიამეტრის მიმართულებითაა დამაგნეტებული; ეს რგოლი ჩამოკიდებულია ისეთ ძაფზე, რომელსაც გრეხვის რაც შეიძლება მცირე ძალა აქვს. იმისთვის რომ მაგნეტი წონასწორობის ყოველ მდებარეობაში სწრაფად უძრავად ჩერდებოდეს, მის რხევას სპობენ მის გარშემო მოთავსებულ სპილენძის სქელ, ეგრედ წოდებულ, D დემფერის საშუალებით (789). ცდების

დროს სარგებლობენ მაგნეტის მხოლოდ მცირე გადახრებით, რომელთათვისაც ძალაში რჩება ტანგენსების კანონი; ამ გადახრებს აკვირდებიან მაგნეტთან შეერთებულ N სარკის საშუალებით (სარკით ათელის მეთოდი, 654). ხელსაწყოს მგრძნობიარების გასაზრდელად ასუსტებენ დედამიწის მაგნეტიზმის მიმართველ ძალას, რომელიც გალვანომეტრის მაგნეტზე მოქმედობს. ამ მიზნით გალვანომეტრის მაგნეტის ქვეშ ათავსებენ დამხმარე მაგნეტს, რომლის ჩრდილოეთი პოლუსი მიმართულია ჩრდილოეთისაკენ, საშხრეთი—სამხრეთისაკენ, და რომელიც ამის გამო ცდილობს მოატრიאלოს გალვანომეტრის მაგნეტი დედამიწის მაგნეტიზმის ძალის მოქმედების საწინააღმდეგო მიმართულებით.

683. ტომსონის სარკინანი ზალვანომეტრი. (ნახ. 351.) III_1 და III_2 მაგნეტები, თავისი პოლუსებით სხვადასხვა მხრით მიმართულნი, შეერთებულნი არიან ერთი მეორესთან ალუმინის



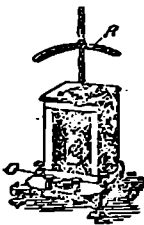
ნახ. 351.

წერილი D მავთულით; მთელი ეს მსუბუქი სისტემა ჩამოკიდებულია მეტად წვირლ a ძაფზე. ის მიმართველი ძალა, რომლითაც დედამიწის მაგნეტიზმი მოქმედობს ასეთ, ეგრედ წოდებულ ასტატიურ სისტემაზე, წარმოადგენს იმ მიმართველ ძალების სხვაობას, რომლებიც ცალკე მაგნეტებზე მოქმედობენ და ამიტომ მისი უსასრულოდ შემცირება შესაძლებელია. თითოეულ მაგნეტთან დაყენებულია განსაკუთრებული სახის მულტიპლიკატორის კოქი. ეს კოქები სპილენძის დემპფერების არ არსებობის განმართავსებულნი არიან მაგნეტებთან ძალიან ახლოს. სწორედ ამით აიხსნება ტომსონის გალვანომეტრის დიდი მგრძნობიარობა. ზემოთ აღწერილი სპილენძის დემპფერების მავიერ, რომლებიც რუევას ანელებენ, აქ იხმარება ნაკლებად საიმედო ჰაერით დამუხრუჭება; სახელდობრ, აქ გამოყენებულია ის წინააღმდეგობა, რომელსაც უწევს ჰაერი F ფრთას.

R მაგნეტის საშუალებით (ნახ. 352) ასტატიურ წყვილზე მომქმედი ძალა კიდევ შეიძლება შევამციროთ; და თუ საჭიროა, აგრეთვე გავადიდოთ. ტომსონის გალვანომეტრი იმდენად მგრძნობიერი, რომ დენი, რომლის ძალა უდრის $\frac{1}{100}$ ამპერს, იწვევს შკალის ერთ დანაყოფზე გადახრას.

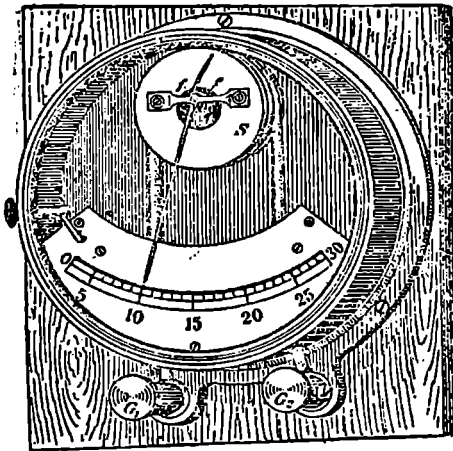
683. ღებანიშის მანქანური პაისი ცვლილებანი, რომლებსაც უმთავრესად იწვევენ ელექტრული ტრამეისი მიერ გაჩენილი მოხეტიალე დენები (676), შედეგად გვაძლევენ გალვანომეტრის ისრის რხევას გასაზომ დენთან დამოუკიდებლივ. ისრისანი გალვანომეტრის ეს ნაკლი მეტად ზღუდავს ასეთი გალვანომეტრის გამოყენების ფარგლებს.

684. ბალისტიური გალვანომეტრი. .თუ გალვანომეტრზე გავატარებთ მეტად მცირე ხანგრძლივობის დენს, დენის ეგრედწოდებულ ბიძგს [ასეთია, მაგალითად, დენი, რომელსაც კონდენსატორის განკლის დროს ეღებულობთ], მაშინ გალვანომეტრის ისარი ჯერ უცბად გამოევა თავის წონასწორობის მდებარეობიდან, მხოლოდ შემდეგ დაიწყებს წონასწორობის მდებარეობის მახლობლად რხევას; რხევა თანდათანობით ნელდება და ისარი ბოლოს ჩერდება. მაგნეტის პირველი გადახრა, ე. ი. წონასწორობის მდებარეობიდან გადახრა იმ წერტილაძდე, საიდანაც ის წონასწორობის მდებარეობას უბრუნდება, გადახრის მცირე სიდიდის დროს პროპორციულია ელექტრობის მთელი იმ რაოდენობისა, რომელიც გალვანომეტრში გაივლის; ელექტრობის ამ რაოდენობას ინტეგრალური დენი ეწოდება.



ნახ. 352.

ეს ღებულება მართალია მხოლოდ მაშინ, როდესაც დენის ხანგრძლივობასთან შედარებით მეტად მცირეა; ე. ი. ღებულება მართალია მაშინ, როდესაც დენის ბიძგის განმავლობაში მაგნეტი ვერ ახერხებს შესამჩნევად გადახაროს წონასწორობის მდებარეობიდან. ასეთი მიზნებისთვის დამზადებულ გალვანომეტრს ბალისტიური გალვანომეტრი ეწოდება.



ნახ. 353.

685. ამპერმეტრი მალაზარი ღენაბისთვია (ნახ. 353). S კოქში მოთავსებულია რბილი რკინის c ნაქერი, რომელსაც f ღერძის გარშემო ბრუნვა შეუძლია. ეიღრე კოქში დენი არ არის, რკინის ნაქერი წონასწორობაშია; წონასწორობის ეს მდებარეობა დამოკიდებულია მხოლოდ სიმძიმის ძალაზე. როგორც კი კოქში დენი გაივლის, რკინის ნაქერი მაგნიტდება (762); რკინის ამ დამაგნიტებულ ნაქერს მიიზიდავენ კოქის მაგნეტური ძალები კოქის კედლებისაკენ; რკინის ნაქერი მაშინ მოეა წონასწორობაში, როდესაც სიმძიმის ძალით და ღენით გამოწვეული ბრუნვის მომენტები ერთმანეთს გააწონასწორებენ. რკინის c

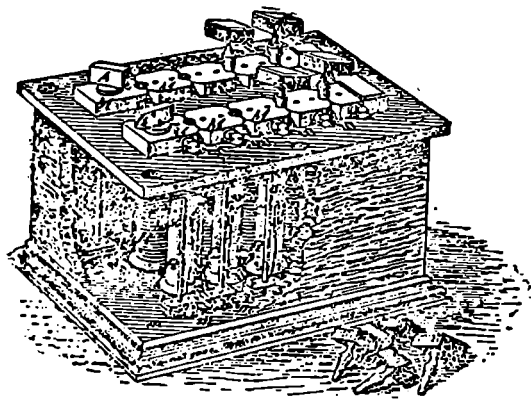
ნაქერი მაგნიტდება (762); რკინის ამ დამაგნიტებულ ნაქერს მიიზიდავენ კოქის მაგნეტური ძალები კოქის კედლებისაკენ; რკინის ნაქერი მაშინ მოეა წონასწორობაში, როდესაც სიმძიმის ძალით და ღენით გამოწვეული ბრუნვის მომენტები ერთმანეთს გააწონასწორებენ. რკინის c

ნაქერთან შეერთებულია მაჩვენებელი, რომელიც დენის ძალას გვაძლევს ამპერებში. დანაყოფები აღინიშნებიან ენპირიულად. ამ უკანასკნელ ხანებში ამ ხელსაწყოს მაგერ უფრო ხშირად სარგებლობენ იმ ხელსაწყოებით, რომლებიც 776-ში აღწერილნი არიან.

თავი 9. წინააღმდეგობის და ელემტრომაგნოქრავიზმული ძალის გაზომვა.

686. წინააღმდეგობის ერთეული; ხიშნის ერთეული, ომი. სინდიყის ისეთი სვეტის წინააღმდეგობას, რომლის განივკვეთი 1 კვადრატულ მილიმეტრს უდრის, სიმაღლე 105,3 *cm* ს, ხოლო ტემპერატურა 0°-ს, ინტერნაციონალური ომი ეწოდება (Ω). წინააღმდეგობა სარგებლობენ სიმენსის ერთეულით, რომელიც წარმოადგენს სინდიყის ისეთი სვეტის წინააღმდეგობას, რომლის განივკვეთი 1 კვ. მილიმეტრია, სიმაღლე 100 *cm*, — ხოლო ტემპერატურა 0°.

687. რეოსტატი წარმოადგენს ყუთს, რომელშიც მავთულის *R* კოქები მოთავსებული (ნახ. 354). ეს მავთულები თითბერის *m* ნაქრებით ისე თავდება, რომ



ნახ. 354.

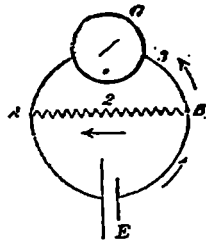
მცოცხდება. თუ ხელსაწყოში გავატარებთ დენს, რომელიც ხელსაწყოში შედის *A*-სთან და გამოდის *B*-სთან და თუ ყველა შტეპსელებს ჩაურთავთ, მაშინ ყველა წინააღმდეგობანი წრედებიდან ამორთულნი იქნებიან. თუ პირიქით ამოვიღებთ იმ შტეპსელს, რომელთანაც 50-ია დაწერილი, მაშინ წრედში იქნება ჩართული 50-ის თანასწორი წინააღმდეგობა. 354 ნახაზზე მოყვანილი რეოსტატი გვაძლევს საშუალებას ჩაერთვით წინააღმდეგობა 1,2...100 ომი. ჩვეულებრივი რეოსტატები კი გვაძლევენ საშუალებას ჩაერთვით წრედში წინააღმდეგობა 1,2...1000 ომის თანასწორი.

ჩვეულებრივ კოქზე დახვეულია ორმაგი მავთული; პირველად მავთულს 7 უში გადახრიან და შემდეგ კი მავთულის ორივე ნახევარს კოქზე ერთად დაა-

ხვევენ. რადგანაც დენი ორივე ნახევარში, რომლებიც ერთი მეორესთან ახლოს იმყოფებიან, საწინააღმდეგო მიმართულებით მიდის, ამიტომ ამ დენის გარეშე სავრცეში მაგნეტური მოქმედება სუსტია; ამავე მიზეზის გამო შეათულს თითქმის არ აქვს თვითინდუქცია (795).

688. ნოკმალური ელემენტი და დენის წყარო. როგორც ვიცით ნოკმალური ელემენტის როლს ვესტონის ელემენტი ასრულებს (667). უნდა აღინიშნოს, რომ ასეთ ელემენტში შეიძლება მხოლოდ სუსტი დენის გატარება. დენის წყაროდ ხელსაყრელია აკუმულატორის გამოყენება; ამ უკანასკნელს ის უპირატესობა აქვს, რომ მისი შინაგანი წინააღმდეგობა მცირეა და რომელიმე ცალკე გაზომვის დროს აკუმულატორი შეგვიძლია განვიხილოთ დენის როგორც მუდმივი წყარო. 357 ნახაზზე წარმოდგენილია ოთხი ასეთი ელემენტი ერთ ყუთში; ჩანართვლების საშუალებით შესაძლებელი ხდება წრედში ჩართვა ან ერთი ან რამოდენიმე ელემენტისა მიმდევრობით.

689. შუნტისანი გალვანომეტრი. დენის განზომილება. ჩვეულებრივ ცდების დროს სარგებლობენ სარკიანი მგრძობიარე გალვანომეტრით. ვიდემანის სარკიანი გალვანომეტრი (682) შეიძლება გამოყენებული იყოს აგრეთვე მძლავრი დენების გასაზომად, მაგრამ ასეთ შემთხვევაში საჭიროა კოჭების დიდი მანძილით დაშორება მაგნეტიდან. გალვანომეტრის მგრძობიარების უფრო დაბლა დასაწევად საკმარისია გალვანომეტრის მომქეობის შორის რაიმე სხვა წრედის ჩართვა, ე. ი. შუნტით სარგებლობა. 355 ნახაზი ასეთი ხელსაწყო სქემას წარმოადგენს; ამ ნახაზზე *G* გალვანომეტრია, *A* და *B* მისი მომქეობია, 2—შუნტია და *E* გალვანური ელემენტი, რომელიც დენს გვაძლევს. *B*-სთან დენი განშტოვდება. და დენის ნაწილი წაევა 2 გამტარში (შუნტში); დენის ეს ნაწილი მით მეტი იქნება, რაც უფრო ნაკლებია შუნტის წინააღმდეგობა. ისეთ წრედს, რომლის სხვადასხვა წერტილში თავს იყრის ორზე მეტი მავთული, განშტოებული წრედი ეწოდება. მავთულის ყოველ ნაწილს, რომელიც განშტოების ორ წერტილს აერთებს, შტო ეწოდება. იმ შტოს, რომელიც ბატარეიდან მოდის, ჩვენ აღვნიშნავთ 1, შუნტს — 2, და გალვანომეტრისაკენ მიმავალ შტოს კი — 3. ამ შტოების წინააღმდეგობანი შესაბამად აღვნიშნოთ R_1, R_2, R_3 -თი. დენის მიმართულებანი ამ შტოებში ისრებით არიან ნაჩვენები.



ნახ. 355.

განშტოების წერტილში იმ დენთა ჯამი, რომლებიც ამ წერტილში მოდიან, უნდა უდრიდეს იმ დენების ჯამს, რომლებიც ამ წერტილიდან მიდიან (კირხჰოფის პირველი წესი). თუ, მაგალითად, პირველი ჯამი მეტი იქნებოდა ვიდრე მეორე ჯამი, მაშინ *B* წერტილში მოხდებოდა ელექტრობის დაგროვება, რაიც მუდმივ ან სტაციონალურ მდგომარეობას ეწინააღმდეგება.

ამიტომ

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (129).$$

671 §-ის თანახმად B და A წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობა უდრის $J_2 R_2$ და აგრეთვე $J_2 R_2$ -ს, ამიტომ $J_2 R_2 = J_2 R_2$, ანუ

$$J_2 = \frac{J_2 \cdot R_2}{R_2}$$

თუ J_2 -ის ამ მნიშვნელობას 129 განტოლებაში ჩავსვამთ, მაშინ მივიღებთ:

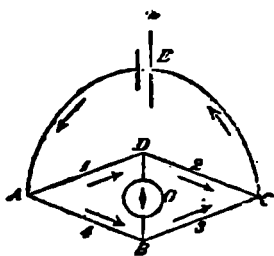
$$J_1 = J_2 \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right). \quad (130)$$

თუ წარმოვიდგენთ სამ შუნტს, რომელთა R_2 წინააღმდეგობა გაღვანომეტრის R_2 წინააღმდეგობის $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{99}$, $\frac{1}{999}$ ნაწილს შეადგენს, მაშინ ამ სამ შემთხვევაში $\frac{R_2}{R_1}$ შეფარდება შესაბამისად თანასწორი იქნება

$$9; 99; 999\text{-ისა, ხოლო } \frac{1}{J_2} = 10, 100, 1000.$$

ამგვარად, აღნიშნულ სამ შემთხვევაში დენის ძალის გამოსათვლელად ვალვანომეტრის ჩვენება შესაბამისად უნდა გამრავლდეს 10, 100, 1000-ზე.

690. წინააღმდეგობათა შედარება. შიტსტონის ბოჭირი. კოქის წინააღმდეგობა ომბეში რომ გამოთვალათ შეიძლება ასე მოვიქცეთ: ამ კოქს ჩაურთავთ ბატარიის წრედში და ამავე წრედში ჩართული გაღვანომეტრით დენის ძალას გაეზომავთ; შემდეგ კოქის მაგიერ წრედში უნდა ჩავრთვათ რეოსტატი და ამ ხელსაწყოს საშუალებით გავიგოთ, რამდენ ომს უნდა უდრიდეს წინააღმდეგობა R , რომ დენის ძალა ისეთივე იყოს, როგორც იყო იგი წრედში კოქის ჩართვის დროს. ასეთი გაზომვის სიზუსტე შეზღუდულია, რაიც დამოკიდებულია იმ ცდომილების სიდიდეზე, რომელსაც ჩვენ უშეგბთ გაღვანომეტრის ჩვენებათა ათვლის დროს.

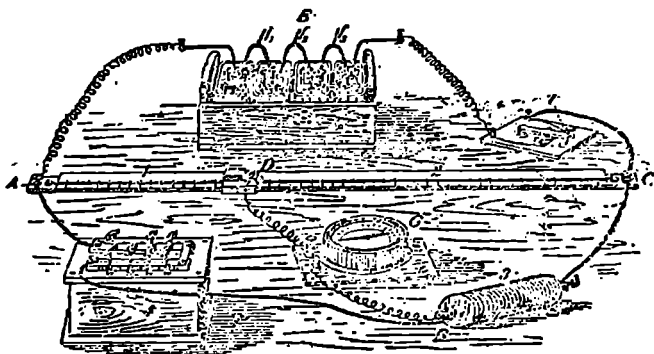


ნახ. 356.

უფრო ზუსტ შედეგს მივიღებთ. თუ ვისარგებლებთ ნავთულების განსაკუთრებული სახის განზტოებით — ნავთულების ეგრედწოდებულ უიტსტონის კომბინაციით. 356 ნახაზი წარმოადგენს ცდის სქემას, ხოლო 357 ნახაზზე ნაჩვენებია ხელსაწყობა განწყობა ამ ცდის დროს. E წარმოადგენს ბატარიას, ხოლო AEC ბატარიის შტოს, BD — გაღვანომეტრის შტოა ანუ ბოჭირია, რომელშიც გაღვანომეტრია ჩართული. 1 და 2 შტოები წარმოადგენენ ნეიზიდების სწორ და ერთგვაროვან ნავთულებს, რომლებშიც მილიმეტრებამდე დაყოფილ შეკალაზე არიან დაკვირვებები.

D წერტილი მდებარეობს ხის ნაქერზე დამაგრებულ ლითონის დანის პირზე (ნახ. 357); ლითონის ეს დანა გამტარით შეერთებულია; გაღვანომეტრთან: შტო 3 წარმოადგენს გასაზომ წინააღმდეგობას, ხოლო შტო 4 — რეოსტატის ცნობილ წინააღმდეგობას (697).

ABC და ADC მანძილებზე A -დან C -მდე პოტენციალი იცვლება ერთი და იგივე სიდიდით; ამიტომ ADC გზაზე შეიძლება ისეთი D წერტილის პოვნა, რომლის პოტენციალი ისეთივეა, როგორც B წერტილში. თუ ლითონის დანა ამ წერტილს ეხება, მაშინ 671 §-ის თანახმად დენის ძალა ბოგირში ნოლის თანასწორი იქნება, რასაც იმით შევამჩნევთ, რომ ვალვანომეტრის ისარი გადახრილი არ იქნება.



ნახ. 357.

დანის ასეთი მდებარეობის დროს 1 და 4 შტოების წინააღმდეგობათა შორის არსებობს გარკვეული შეფარლება. დენის J ძალას და R წინააღმდეგობას ამ შტოებში ჩვენ შესაბამისი ნიშნებით აღვნიშნავთ; დენის მიმართულებას აღვნიშნავთ ისრებით,

თუ კირხჰოფის პირველ წესს (689) გამოვიყენებთ განშტოების B და D წერტილებისათვის, მაშინ მივიღებთ:

$$\begin{aligned} J_4 &= J_2 \\ J_1 &= J_3 \end{aligned} \quad . (131),$$

ვინაიდან BD შტოში დენის ძალა ნოლს უდრის.

რადგანაც გარდა ამისა დანის ასეთი მდებარეობის დროს B და D წერტილების პოტენციალი ერთი და იგივეა, ამიტომ პოტენციალთა სხვაობა A და B წერტილებს შორის უდრის პოტენციალთა სხვაობას A და D წერტილებს შორის. პოტენციალთა ეს სხვაობანი, ომის კანონის თანახმად (671), შესაბამისად უდრიან $J_4 R_4$ და $J_1 R_1$ -ს.

ამიტომ

$$\text{ასევე მივიღებთ: } \left. \begin{aligned} J_4 R_4 &= J_1 R_1 \\ J_2 R_2 &= J_3 R_3 \end{aligned} \right\} . (132).$$

თუ ამ ორ განტოლებას ერთი მეორეზე გავყოფთ და მხედველობაში მივიღებთ აგრეთვე (131) თანასწორობას, მაშინ დავწერთ:

$$R_4 : R_3 = R_1 : R_2 \quad . \quad (133).$$

შეფარდება $R_1 : R_2$ უდრის AD და DC სიგრძეთა შეფარდებას (671, განტოლება 120); AD და DC წარმოადგენენ AC მავთულის ნაწილებს; AC მავთულის ამ ნაწილების სიგრძეს ჩვენ აუთელით მასშტაბზე.

ამგვარად, დაწერილი პროპორცია საშუალებას გვაძლევს ვიპოვოთ წინააღმდეგობა R_3 , თუ გვეცოდინება რას უდრის რეოსტატის წინააღმდეგობა. ხელსაყრელია R_1 თანასწორი იყოს R_2 -სა, მაშინ $R_3 = R_4$.

აღწერილ მეთოდს ნოლოვანი მეთოდი ეწოდება, რადგანაც ის დამყარებულია ისეთი დენის მიღებაზე, რომლის ძალა ნოლს უდრის; ამ შემთხვევაში ჩვენ არსებითად დენის ძალის გაზომვა არ გვიხდება და ვალვანომეტრს ჩვენ ვიყენებთ, როგორც ვალვანოსკოპს. ნოლოვანი მეთოდები საერთოდ დამოკიდებულინი არ არიან ხელსაწყოების დაგრაღულირებაზე და უაღრესად ზუსტ შედეგებს გვაძლევენ; განხილულ შემთხვევაში ასეთი შედეგის მისაღებად საჭიროა მძლავრი ბატარეით და მგრძნობიარე ვალვანოსკოპით სარგებლობა.

თუ R_3 — ელექტროლიტის წინააღმდეგობაა, მაშინ ვალვანური პოლიაროზაციის გამო საჭიროა გამოვიყენოთ გაზომვის განსაკუთრებული ხერხები (824).

691. პირველხარისი გამტარების წინააღმდეგობა. რადგანაც გამტარის წინააღმდეგობა მისი სიგრძის პირდაპირ პროპორციულია, ხოლო განივკვეთის უკუპროპორციულია, ამიტომ, თუ ცნობილია გამტარის სიდიდე, მაშინ გამტარის წინააღმდეგობის მიხედვით შესაძლებელია ამ გამტარის ხვედრითი წინააღმდეგობის გამოთვლა.

თუ „ნორმალური რბილი სპილენძის“ სიგრძე 1m-ია, განივკვეთი 1mm^2 , ხოლო ტემპერატურა 20° -ია, მაშინ სპილენძის ამ ნაჭერის წინააღმდეგობა, ე. ი. ხვედრითი წინააღმდეგობა $r = \frac{1}{58} = 0,01724$ ომს (ეს არის „რბილი და სუფთა სპილენძის“ წინააღმდეგობის საშუალო სიდიდე, რომელიც მიღებულია საერთაშორისო შეთანხმების მიხედვით).

თუ ტემპერატურა 18° -ია, მაშინ ხვედრითი წინააღმდეგობა იმავე ერთეულებში (მეტრი, კვ. მილიმეტრი და ომი) სხვადასხვა ნივთიერებისათვის შემდეგნაირია:

ვერცხლი .	. 0,016	რკინა . .	. 0,09—0,15
ალუმინი .	. 0,032	ნეიზილბერი .	. 0,16—0,40
თუთია .	. 0,061	მანგანი .	. 0,42
პლატინა .	. 0,103	სინდვი .	. 0,958

ამ წონაკელების მიხედვით შესაძლებელია დასახელებულ მასალის ყოველკვე მავთულის წინააღმდეგობის გამოთვლა 120 განტოლების საშუალებით (671).

692. ტემპერატურის გავლენა. ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს წმინდა ლითონების წინააღმდეგობა ტემპერატურის 1° -ზე აწევით დიდდება საწყისი წინააღმდეგობის დაახლოებით 0,004 ნაწილით; რკინის ჯგუფის ლითონებისათვის კი დაახლოებით 0,02 ნაწილით. ტემპერატურის აბსოლუტური ნოლის მახლობლად ლითონის წინააღმდეგობა მეტად მცირეა; მაგალითად ერთ ერთი

ცდის დროს ონნესმა აღმოაჩინა, რომ სინდიკის სვეტის წინააღმდეგობა ყინულის დნობის ტემპერატურის დროს იყო 172,7 ომი; ხოლო აბსოლუტური სკალით 30°-ს დროს (რომელიც გათხევადებულ ჰელიუმის საშუალებით მიღებული იყო) იგი აღმოჩნდა 0,000003 ომი. თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ დაბალი ტემპერატურის დროს გამოსაკვლევ ნივთიერების მცირეოდენი უსუფთაობა წინააღმდეგობის დიდ პროცენტულ ცვლილებას იწვევს.

შენადნობის წინააღმდეგობა გაცილებით ნაკლებად იცვლება ტემპერატურის ცვლილებასთან ერთად. მაგალითად, ნეიზილბერის წინააღმდეგობა ტემპერატურის ერთი გრადუსით აწევის დროს იზრდება მთელი წინააღმდეგობის დაახლოებით 0,0004 ნაწილით; უფრო მცირე ტემპერატურული კოეფიციენტით ხასიათდება მანგანინი (84 ნაწილი სპილენძი, 4 ნიკელი და 12 მარგანეცი).

ნახშირის წინააღმდეგობა ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად მცირდება.

პლატინის თერმომეტრით (კალენდარი, 1887 წ.) ტემპერატურა იზომება წმინდა პლატინის მეთულის წინააღმდეგობის მიხედვით. სხეულის t_p ტემპერატურა პლატინის თერმომეტრის საშუალებით განისაზღვრება შემდეგი განტოლებით:

$$t_p = \frac{100(R - R_0)}{(R_{100} - R_0)}$$

სადაც R_0 , R_{100} და R წარმოადგენენ პლატინის წინააღმდეგობას შესაბამისად 0°-ის, 100°-ის t_p^0 -ის დროს. თუ სხეულის იმავე ტემპერატურას აზოტიანი თერმომეტრის მიხედვით t -თი აღვნიშნავთ, მაშინ:

$$t - t_p = b \left[\left(\frac{t}{100} \right)^3 - \frac{t}{100} \right]$$

სადაც b წმინდა პლატინისთვის უდრის 1,5, თუ ტემპერატურა იცვლება 0° და 500°-ის ფარგლებში; ეს b უნდა განისაზღვროს ყოველი მეთულისათვის ცალკე. 0° და 100°-ის ფარგლებში გაზომვის სიზუსტე აღწევს გრადუსის დაახლოებით $\frac{1}{1000}$ ნაწილს.

ტემპერატურის ბოლომეტრული მეთოდით გაზომვის დროს (589) ბოლომეტრის ზოლი წარმოადგენს უიტსტონის ბოგირის BC შტოს (ნახ. 356). ბოგირის ისე დააყენებენ, რომ მასში დენი არ მიდიოდეს. ამის შემდეგ ბოლომეტრის ზოლზე იმოქმედებენ სხივებით და მით ზოლს გაათბობენ; მაშინ ბოლომეტრის ზოლის წინააღმდეგობა გაიზრდება და გალვანომეტრის ისარი ისეთ გადახრას წაკვეცვს, რომელიც ტემპერატურის ნაზრდის პროპორციულია.

693. წინააღმდეგობათა წყობილი (კეისტაბელი). 687 წ-ში აღწერილი რეოსტატები მზადდებდნენ ლითონის ისეთ შენადნობისაგან, რომელსაც მცირე ხვედრითი ელექტროგამტარებლობა ახასიათებს; ასეთია მაგალითად, ნეიზილბერი და მანგანინი. ამის გამო ლითონის შედარებით მცირე რაოდენობის საშუალებით შესაძლებელი ხდება დიდი წინააღმდეგობის მიღება. კოჭუე დახვეული მეთულის წინააღმდეგობა საერთოდ იცვლება იმ შინაგანი ტრუქტურის ცვლილებისა გამო, რომელსაც დროთა განმავლობაში ლითონი განიცდის. ეს ნაკლი არა აქვს მანგანინის მეთულს, თუ მისი დამზადების დროს მიღებულია ამისა-

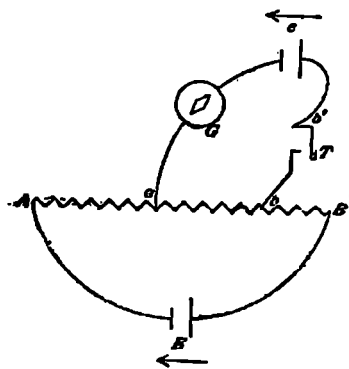
თვის ცნობილი და საჭირო ზომები. ამ მასალას ახასიათებს აგრეთვე წინააღმდეგობის მეტად მცირე ის დროებითი ცვლილება, რომელსაც ტემპერატურის ცვლილება იწვევს (693). ამას გარდა მავთულს ახასიათებს მცირე თერმოელექტრული ძალა სპილენძის მიმართ (744).

ამიტომ სწორედ ზუსტი გაზომვებისათვის რეოსტატებს ყოველთვის ამხადებენ მანგანინისაგან.

694. ელემენტროლითების ელემენტროგამტარებლობა. ელექტროლიტების ელექტროგამტარებლობა საერთოდ გაცილებით უფრო მცირეა, ვიდრე ლითონებისა. ელექტრობის შედარებით კარგ გამტარად შეიძლება დავასახელოთ ელექტროლიტი—გოგირდის სიმჟავის 30 პროცენტიანი ხსნარი, ე. ი. გოგირდის სიმჟავის ისეთი გაზავებული ხსნარი, რომლის 100 გრამი შეიცავს H_2SO_4 -ის 30 გრამს. მისი ხვედრითი ელექტროგამტარებლობა 18° -ის დროს უდრის 0° -იანი სინდიყის ელექტროგამტარებლობის 0,0000697 ნაწილს.

ხშირად ტემპერატურის მიმართ ელექტროლიტებს ახასიათებს საწინააღმდეგო თვისება, ვიდრე წმინდა ლითონებს, ვინაიდან ტემპერატურის გადიდებისთან ერთად იზრდება აგრეთვე მათი ელექტროგამტარებლობა.

695. ორი მუდმივი ელემენტის ელემენტროგამტარებლობის ძალის შედარება. ისეთ წრედში, რომელშიც გაღვანომეტრია ჩართული, ჩაურთოთ ჯერ ერთი, შემდეგ მეორე ელემენტი. წრედის წინააღმდეგობა Ra ისეთი უნდა იყოს, რომ მასთან შედარებით ელემენტების შინაგანი წინააღმდეგობა Ri მეტად მცირე სიდიდეს წარმოადგენს. ორივე ელემენტის ელექტრომამოძრავებელი ძალები, 122 განტოლების თანახმად (683), ისე ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც გაღვანომეტრით გაზომილი დენთა ძალები; ეს იმიტომ, რომ ამ შემთხვევაში ელემენტების საერთოდ სხვადასხვანაირ Ri წინააღმდეგობანი ჩვენ შეგვიძლია მხედველობაში არ მივიღოთ მათი სიმციროსა გამო Ra წინააღმდეგობასთან შედარებით.



ნახ. 356.

696. პოტენციომეტრის საკომპენსაციო მეთოდი. პოტენციომეტრის საკომპენსაციო მეთოდი—ნოლოვანი—უფრო ზუსტ შედეგს გვაძლევს, ვიდრე წინა პარაგრაფში მოყვანილი მეთოდი.

ვთქვათ E მუდმივი ელემენტი (ნახ. 358) და E არის მისი ელექტრომამოძრავებელი ძალა. დაუშვათ, რომ გარეგან $AB=R$ წინააღმდეგობასთან შედარებით შინაგანი

წინააღმდეგობა შეგვიძლია მხედველობაში არ მივიღოთ. დენის ძალა J მარტივ $EABE$ წრედში ანუ გამოიხატება:

$$J = \frac{E}{R}$$

თუ a და b წერტილებს შორის პოტენციალთა სხვაობას $V_a - V_b$ -თი აღვნიშნავთ, ხოლო ab მავთულის წინააღმდეგობას r -ით, მაშინ 671 §-ის თანახმად დაეწერათ:

$$V_a - V_b = J \cdot r = E \cdot \frac{r}{R}$$

ab -ს წრედში ჩართულია ელემენტი e , რომლის ელექტრომაგომძრავებელი ძალა e უნდა შევადაროთ E ძალას. ცხადია, e ნაკლები უნდა იყოს, ვიდრე E . ვთქვათ ძალა e მოქმედობს ისრის მიმართულებით.

თუ ახლა T ჩამრთველის საშუალებით წრედს ჩავრთავთ და თუ მასთან ერთად $V_a - V_b = e$, მაშინ მივიღებთ პოტენციალთა $V_a - V_b$ სხვაობას, რომელიც ab -ს მიმართულებით მოქმედობს, ე. ი. e -ს საწინააღმდეგოდ. ელექტრომაგომძრავებელი ძალა e გააწონასწორებს ამ პოტენციალების სხვაობას, ანუ კომპენსატორის როლს შეასრულებს (659) და გალვანომეტრში დენს არ მივიღებთ. ამ შემთხვევაში, როდესაც r და R -ის შესაფერისი რეგულირებით გალვანომეტრში დენი ისპობა, გვექნება:

$$e = J \cdot r = E \frac{r}{R} \quad . \quad (134).$$

ამ განტოლების საშუალებით ვიპოვიტ e -ს, თუ ვიცით რას უდრის E .

AB წინააღმდეგობის როლი შეუძლია შეასრულოს 10000 ომიან რეოსტატმა. a და b წერტილებში განტოლების მისაღებად სარგებლობენ თითბერის M ნაკრებით (687), რომლებსაც აქვთ კონუსისებურად ამოჭრილი ნახვრეტები; ამ ნახვრეტებში ჩასვამენ ისეთ კონუსისებურ შტეპსელებს, რომლებსაც მომკე-რები აქვთ.

რადგანაც გაზომვის დროს e ელემენტი დენს არ გვაძლევს, ამიტომ ეს ელემენტი შეიძლება იყოს არა მუდმივი ელემენტიც, რომელთანაც ადარებენ მეორე სწორეთ ასეთივე არა მუდმივი ელემენტს და მათ მოქმედებას აკომპენსირებენ. (134) განტოლების საშუალებით e -ს და r -ის მიხედვით შეგვიძლიან ვიპოვოთ J . დენის გაზომვის ამ ნულაგანი მეთოდით და ნორმალური e ელემენტის გამოყენებით ახერხებენ იმ მაჩვენებლებიანი ხელსაწყოების დაგრაღიურებას, რომლებიც აღწერილი იქნებიან 778 §-ში (საკომპენსაციო აპარატი, ფეისნერი).

• თავი 10. ელექტროლიზი.

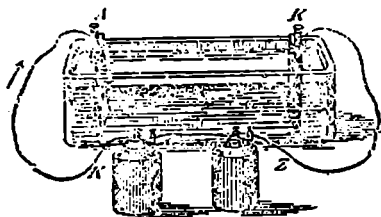
697. ელექტროლიზი. ელექტროლიტში ელექტროლიტში გასატარებლად ბატარეის პოლუსებს ლითონის იმ A და K ფირფიტებს უერთებენ, რომლებიც ელექტროლიტში არიან ჩაშვებულნი (ნახ. 359). ამ ფირფიტებს ელექტროდები ეწოდებათ. A ელექტროდის საშუალებით დენი შედის ელექტროლიტში, B ელექტროდის საშუალებით კი გამოდის ელექტროლიტიდან. პირველს ანოდ ეწოდება, მეორეს—კატოდი. ანოდს უერთებენ ბატარეის სპილენძის ან ნახშირის პოლუსს, კატოდს კი—თუთიის პოლუსს.

698. წყლის დაშლა. ვთქვათ ელექტროლიტის როლს ასრულებს გოგირდის სიმკავეის ხსნარი, ხოლო ელექტროდების როლს ასრულებენ პლატინის ფირფიტები.

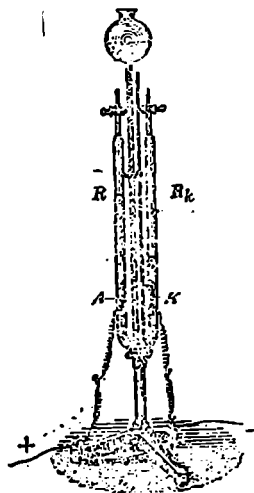
ბატარეია შევადგინოთ ტყვიის რამოდენიმე აკუმულატორისაგან, რომლებიც მიმდევრობით არიან შეერთებულნი. თუ წრედს ჩავრთავთ და მაშასადამე დენს გავატარებთ, მაშინ შევამჩნევთ, რომ ელექტროდებზე გაზები გამოიყოფა; ამავე დროს, ელექტროდებს შორის გაზები არ ჩნდება.

ამგვარად ელექტროდების საშუალებით შესაძლებელი ყოფილა ნივთიერების ქიმიური დაშლა ანუ ელექტროლიზი. გამოყოფილი, გაზების შესაგროვებლად ჩვეულებრივ სარგებლობენ გოფმანის ხელსაწყოთი (ნახ. 360).

პლატინის A და K ფირფიტები აქ შესაბამისად ასრულებენ ანოდის და კათოდის როლს. ელექტროლიტის იმ ნაწილზე, რომელიც A -სა და K -ს შორის იმყოფება, დენი მიდის; R_a და R_k



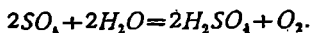
ნახ. 359.



ნახ. 360.

მიღებში გაზები გროვდება. ცდების დროს აღმოჩენილია, რომ R_k მილში მიღებული გაზის მოცულობა ორჯერ მეტია, ვიდრე R_a მილში დაგროვებული გაზის მოცულობა. პირველ მილში გროვდება წყალმზადი, მეორეში—ჟანგმზადი; კათოდზე ჩნდება წყალმზადი, ანოდზე—ჟანგმზადი.

რადგანაც ელექტროლიზის შედეგად ჩვენ ვიღებთ წყლის შემადგენელ ნაწილებს, ამიტომ ჩვეულებრივ ამზობენ რომ ამ ცდის დროს დენი წყალსა შლის. მაგრამ ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ დაუშვებთ, რომ დენი შლის H_2SO_4 -ს H_2 -ად და SO_4 -ად; ხოლო ამ დაშლის შემდგომ SO_4 ანოდთან მოქმედობს წყალზე ასეთი განტოლების მიხედვით:



ზოგიერთ მიზეზებისა გამო ამ დაშვებას ერთგვარი უპირატესობა აქვს.

699. მაკილვანის ელექტროლიზი. ლითონის მარილების ელექტროლიზის დროს ლითონი ყოველთვის გამოიყოფა კათოდზე, მიუხედავად იმისა ეს მარილი ხსნარის სახითაა აღებული თუ გამდნარი. გიტროფის აზრით ყველა ელექტროლიტს ქიმიკური თვალსაზრისით მარილის სტრუქტურა აქვს.

700. ელექტროლიტის შემადგენელი ნაწილები ჩნდებიან მხოლოდ ელექტროდებზე, თუნდაც იგინი დიდი მანძილით იყვნენ ერთმანეთისაგან დაშორებულნი. მაგრამ შეუძლებელია დაუშვათ, რომ, მაგალითად, წყალბადის H_2

ნაწილაკი, რომელიც კატოდზე გამოიყოფა, და აგრეთვე ანოდზე გამოყოფილ ქანგბადის ნაწილაკი მიღებულიან არიან H_2SO_4 -ის ერთი და იმავე მოლეკულისაგან.

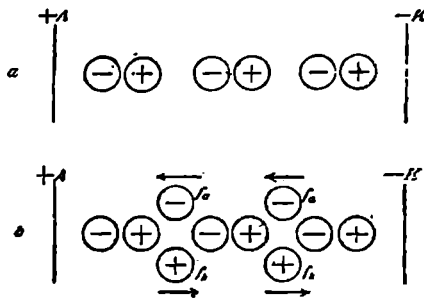
ამ გარემოებას სხვადასხვანაირად ხსნიან.

701. ზროტგუსის თეორია. ელექტროლიტის მოლეკულა შესდგება ორი შემადგენელ ნაწილისაგან; ამ ნაწილებს, ფარადის თანახმად, იონები ეწოდებათ. ერთი შემადგენელი ნაწილი—ანიონი—უარყოფითი ელექტრობითა დატვირთული; მეორე კი—კატიონი—ასეთივე სიდიდის დადებითი ელექტრობით. 698 §-ში მოყვანილ შემთხვევისათვის ანიონი არის SO_4 , ხოლო კატიონი H_2 . ელექტრული ძალა, რომელიც ანოდისაგან კატოდისაკენაა მიმართული, უპირველეს ყოვლისა, ელექტროლიტის მოლეკულებს ისე დააწყობს, რომ უარყოფითი ანიონი A ანოდისაკენ იქნება მიმართული, ხოლო დადებითი კატიონი— K კატოდისაკენ (ნახ. 361^ა); შემდეგ, ეს ძალა, თუ ის საკმარისი სიდიდისაა, ანოდთან მოთავსებულ ელექტროლიტის მოლეკულას დაშლის. მოლეკულიდან გამოყოფილი ანიონი თავის უარყოფით ელექტრობას გადასცემს ანოდს, ხოლო განთავისუფლებული კატიონი შეუერთდება მოსაზღვრე მოლეკულის ანიონს და ეს პროცესი ვრცელდება ერთი ნაწილაკიდან შემდეგ ნაწილაკისაკენ, სანამ არ განთავისუფლდება კატიონი იმ ნაწილაკისა, რომელიც კატოდთან იმყოფება; განთავისუფლებული კატიონი თავის დადებით ელექტრობას გადასცემს კატოდს. ამგვარად, დადებითი ელექტრობა კატიონთან ერთად გადადის კატოდზე, ხოლო

უარყოფითი ელექტრობა ანიონთან ერთად გადადის ანოდზე; ეს ელექტრული მოძრაობანი ერთად შეადგენენ მთლიან დენს; უნდა აღინიშნოს, რომ ორივე დასახელებული მოძრაობა ეკვივალენტურია დადებითი ელექტრობის მოძრაობისა ანოდისაგან კატოდისაკენ. თვით ელექტროლიტში იონების მოძრაობა ჩვენთვის შეუმჩნეველია, რადგანაც ყოველთვის მოლეკულის დაშლას მოსდევს იონების ხელახალი შეერთება.

ამ თეორიის თანახმად ელექტროლიტში დენი მხოლოდ მაშინ შეიძლება აღიძრას, როდესაც ელექტრული ძალა განსაზღვრული სიდიდისაა, სახელდობრ ისეთი სიდიდისაა, რომელიც შესძლებს მოლეკულის დაშლას; ომის კანონის თანახმად კი, პირიქით, უმცირესი ელექტრული ძალაც კი იწვევს ამ ძალის სიდიდის პროპორციულ ელექტროდენს.

702. კლაუზიუსის და არენიუსის თეორია. თავისუფალი იონები. როგორც ვხედავთ გროტგუსის თეორია ეწინააღმდეგება ომის კანონს. ამიტომ ჯერ კლაუზიუსმა გამოსთქვა და შემდეგ არენიუსმა განავითარა აზრი,



ნახ. 361.

რომლის თანახმად ელექტროლიტის წონასწორობის დროს, თუნდაც რომ მასში დენი სრულებით არ გადიოდეს, ელექტროლიტის მოლეკულების ნაწილი უკვე დაშლილია სხვადასხვა სახელიანი ელექტრობით დატვირთულ იონებად. (ელექტროლიტური დისოციაცია).

მოლეკულებიდან მიღებულ დაელექტროვებულ იონებს თავისუფალი იონები ეწოდებათ (ნახ. 361, f_a და f_z). რადგანაც სივრცის ყოველ ნაწილში, რომელშიც ელექტროლიტია მოთავსებული, კატიონების და ანიონების ერთი და იგივე რიცხვი იმყოფება, და რადგანაც კატიონის დადებითი ელექტრობის რაოდენობა თავისი აბსოლუტური სიდიდით ანიონის უარყოფით ელექტრობის რაოდენობას უდრის, სწორედ ამიტომ, მიუხედავად ამ ტვირთების არსებობისა ჩვენ გვეჩვენება, რომ ელექტროლიტი დაელექტროვებული არ არის.

თუ ასეთ ელექტროლიტში დენი გაივლის, მაშინ ანოდიდან კატოლისაკენ მიმართული ელექტროული ძალა გამოიწვევს თავისუფალი იონების მოძრაობას; სახელდობრ: დადებითად დაელექტროვებულ კატიონებს ელექტრული ძალა აამოძრავებს კატოლისაკენ, ხოლო უარყოფითად დაელექტროვებულ ანიონებს—ანოდისაკენ; ელექტრული თვალსაზრისით ორივე ეს მოძრაობა ეკვივალენტურია დადებითი ელექტრობის დინებისა ანოდიდან კატოლისაკენ. ამგვარად, კლაუზიუსის და არენიუსის აზრით მოძრაობენ მხოლოდ თავისუფალი იონები და ელექტროლიტის მიერ ელექტროდების გატარება გამოწვეულია თავისუფალი იონების ამ მოძრაობით.

მოვლენა რომ უფრო თვალსაჩინო გახდეს მოვიყვანთ სქემატურ ნახაზს (ნახ. 361^ა). ამ სქემაში ანიონის და კატიონის სიჩქარეთა შეფარდება $\frac{2}{3}$ -ს ეთანასწორება; ელექტროლიტის ყოველ განივკვეთზე გაივლის 3 ანიონი ანოდისაკენ და 2 კატიონი კატოდისაკენ. ანოდზე ჩნდება 5 თავისუფალი ანიონი, კატოდზე კი 5 კატიონი. განთავისუფლებულ იონების რიცხვი დამოკიდებულია ანიონის და კატიონის სიჩქარეთა ჯამზე.

ვთქვათ N არის თავისუფალ იონთა რიცხვი 1cm^3 -ში, u_a და u_k შესაბამისად წარმოადგენენ ანიონის და კატიონის სიჩქარეს, z -იონის ტვირთია. განივკვეთის ფართობის ერთეულზე ერთი სეკუნდის განმავლობაში კატიონებს დენის მიმართულებით გადააქვთ $N \cdot u_k \cdot e$ ელექტრობის რაოდენობა, ხოლო ანიონებს დენის საწინააღმდეგო მიმართულებით გადააქვთ $N \cdot u_a \cdot e$ ელექტრობის რაოდენობა.

ამას მოსდევს დენის გაჩენა, რომლის სიმკვრივე

$$i = N \cdot e (u_a + u_k) \quad (134^a).$$

702^ა. გიტატორშია ჩიტხეში. წარმოვიდგინოთ, რომ Q (ნახ. 361^ა) არის ისეთი განივკვეთი ელექტროლიტში, რომელსაც ვერ მიაღწევენ ელექტროდებთან

მიმდინარე ქიმიური პროცესები. იონების შემოთაღწერილ გადანაცვლებისა გამო Q განივკვეთის იმ ზედაპირზე, რომელიც ანოდისაკენაა მიმართული, ანიონების რიცხვი იზრდება; ანიონების ამ რიცხვის გადიდება ზედაპირის 1 კვადრატულ სანტიმეტრზე 1 სექუნდში უდრის $Z_n = N \cdot u_n$ -ს, იმ დროს როდესაც ანოდზე განთავისუფლებულ ანიონთა რიცხვი $f_n = N (u_n + u_k)$ აქედან

$$\frac{Z_n}{f_n} = \frac{u_n}{u_n + u_k} = n \quad . (134^b).$$

ამ „ n “ რიცხვს გიტორფის რიცხვი ეწოდება.
134^b განტოლებიდან გამოდინარეობს:

$$\frac{u_n}{u_k} = \frac{n}{1-n} \quad . (134^c).$$

იმ შემთხვევისათვის, რომელიც 361^a სქემაზეა წარმოდგენილი, $n = 0,6$.

703. ელექტროლიზის ის პროდუქტები, რომელთა დაკვირვება მიხედვით ვადასტურებს. ელექტროლიზის შედეგად ჩვენ ჩვეულებრივ მივიღებთ ისეთ იონებს, რომლებიც განტვირთულნი არიან; ასე ხდება, მაგალითად, ელექტროდებზე ლითონების ელექტროლიტური დალექვის დროს. თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ ჩვეულებრივ ელექტროლიზის დროს მიღებული საბოლოო პროდუქტები ჩნდებიან მეორადი რეაქციებისა გამო, ე. ი. ისეთი რეაქციების გამო, რომლებიც თავით ელექტროდებზე დამოკიდებულნი არ არიან; მაგალითად, რამოდენიმე ერთგვაროვან იონს შეუძლია შეერთების შემდეგ მოგვეყვას ელექტრონიტრალური მოლეკულა, როგორც ეს ხდება Cl^- -ის ორი იონიდან Cl_2 -ის მოლეკულის წარმოშობის დროს. ელექტროლიზის შედეგად შეიძლება აგრეთვე მივიღოთ რეაქცია იონებსა და ელექტროდებს შორის; რეაქცია შესაძლებელია აგრეთვე გამხსნელთან ან რაიმე სხვა ნივთიერებასთან, რომელიც შესაძლოა იყოს ელექტროდებთან ახლოს.

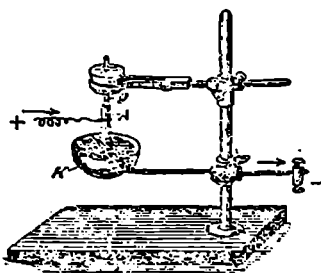
704—706 §-ში მოყვანილია ელექტროლიტური პროცესების ტიპური მაგალითები.

704. გამდნარი ძლ. რ. მ. ვანი ლითიუმის ელექტროლიზი. ანოდის როლს ასრულებს ნახშირის ღერი, ხოლო კათოდის როლს—რკინის წვეტიანი მავთული. ანიონი აქ არის ქლორი, კატიონი კი—ლიტიუმი. პირველი გამოიყოფა ნახშირზე, მეორე კი რკინის მავთულზე. ასეთი სახის ელექტროლიტური პროცესების საშუალებით დევიმ აღმოაჩინა ტუტე ლითონები.

705. ავტომატური ვარცხლის წყალ ხსნარი ($AgNO_3$) ანოდის როლს ასრულებს ვერცხლი; კათოდზე გამოიყოფა ვერცხლი; ანიონი NO_3^- უერთდება ვერცხლის ანოდს და აჩენს $AgNO_3$ -ს, რომელიც ხსნარში გადადის.

დაუბრუნდეთ 361^a ნახაზზე მოყვანილ სქემას და წარმოვიდგინოთ, რომ განთავისუფლებული 5 ანიონი (NO_3^-) იზიდავს ვერცხლის ანოდიდან 5 კატიონს— Ag^+ -ს ამ დროს $AgNO_3$ -ს კონცენტრაცია ანოდთან იზრდება, ხოლო კათოდთან მცირდება.

ამგვარად, ელექტროლიზის საბოლოო შედეგად აქ მივიღებთ ვერცხლის ვადატანას ელექტროლიტში ანოდიდან კათოდისაკენ და ამასთან დაკავშირებულ გახსნილი მარილის ვადატანას ანოლისაკენ.

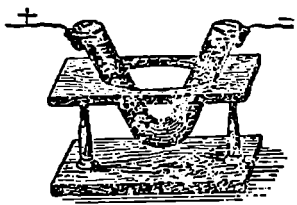
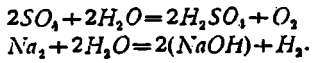


ნახ. 362.

პლატინის K ჯამი (ნახ. 362), რომელშიც ვერცხლის ხსნარია ჩასხმული, ასრულებს კათოდის როლს; ანოდს კი წარმოადგენს მინის ζ ლერზე დახვეული და ხსნარში ჩაშვებული ვერცხლის ფურცელი. ჩვეულებრივ ვერცხლის ამ ფურცელს რაიმე მატერიას შემოახვევენ, რათა ჯამში არ ჩაეარდეს ფურცლის რაიმე მყარი ნაწილი, რომელიც შეიძლება მოსწყდეს ამ ფურცელს.

706. გოგირდმჟავა ნატრიუმის წყალხსნარის (Na_2SO_4) ელემტროლიზი გლათინის ელემტროლიტის შორის. ხსნარს ათავსებენ V მაგვარ მილში (ნახ. 336);

ანიონი აქ არის SO_4 , კატიონი კი— Na_+ . ორივე იონი წყალთან გვადგენს ასეთ რეაქციას:



ნახ. 363.

ამგვარად, ელექტროლიზის შედეგად ანოდთან ჩნდება გოგირდის სიმყავე და უანგბადი, კათოდან კი—მწვავე ნატრიუმი და წყალმბადი. თუ ამ ელექტროლიტს ლაქმუსის ხსნარის მცირეოდენ რაოდენობას დაუმატებთ და კათოდთან მას მკიდრედ შევამატებთ (რის გამო ის იქ გაწითლდება), მაშინ დენის გატარების დროს სითხის ფერი მილის ორივე მუხლში შეიცვლება, სახელდობრ, ანოდთან ის გაწითლდება, ხოლო კათოდთან—ლურჯი.

707. დენის სიმკვრივის გავლენა მიღებულ პროდუქტებზე. დენის ერთი და იგივე ძალის დროს ელექტროდების განივკვეთი, ე. ი. დენის სიმკვრივე ელექტროდებთან (671), გამოყოფილ იონთა რაოდენობაზე გავლენას არ ახდენს, მაგრამ ახდენს გავლენას იმ პროდუქტებზე, რომლებიც ჩნდებიან ელექტროლიზის ნეიტრალიზაციის დროს და რომლებსაც შეგვიძლია დავაკვირდეთ; მაგალითად, 705 §-ში აღწერილი ცდის დროს ვერცხლი გამოიყოფა კრისტალების სახით, თუ დენის სიმკვრივე შედარებით მცირეა, პირიქით, თუ ეს სიმკვრივე დიდია, მაშინ ვერცხლი გამოიყოფა მოშავო ფხვნილის სახით.

გოგირდის სიმყავის წყალხსნარის ელექტროლიზის დროს (698) პლატინის ანოდზე შეიძლება გაჩნდეს ოზონი (O_3), წყალმბადის ზეენგი (H_2O_2) და ზეგოგირდმჟავა ($S_2O_8H_2$); მასთან ერთად, როგორც ეს რიხარცმა აღმოაჩინა, $S_2O_8H_2$ ჩნდება მხოლოდ მაშინ, როდესაც ხსნარში SO_4 ანიონებთან ერთად მოი-

პრებიან აგრეთვე SO_4H ანიონები; $S_2O_8H_2$ ჩნდება 'ორი SO_4H ანიონის შეერთებისა და ელექტროლი ნეიტრალიზაციის გამო. დასახელებულ ნივთიერებათა რაოდენობაზე დიდ გავლენას ახდენს დენის სიმკვრივე.

708. ფარადეის პირველი კანონი. ელექტროლიზის დროს ელექტროდებთან გამოყოფილი ნივთიერებათა რაოდენობა განისაზღვრება ორი კანონით, რომლებიც ფარადეიმ 1834 წ. აღმოაჩინა.

ფარადეის პირველი კანონის თანახმად, დროის ერთეულში გამოყოფილი იონების რაოდენობა დამოკიდებულია მხოლოდ დენის ძალაზე, სახელობრ მისი პროპორციულია. მაშასადამე იონების რაოდენობა ერთის მხრივ პროპორციულია ელექტრობის იმ რაოდენობისა, რომელიც დროის ერთეულში ელექტროლიტში გაივლის, და მეორეს მხრივ—პროპორციულია დენის მაგნიტურ ძალისა (677).

709. ფარადეის მორჩე კანონი. ფარადეის მეორე კანონის თანახმად, ერთი და იგივე დენი ერთსა და იმავე დროის განმავლობაში ელექტროლიტების ექვივალენტურ რაოდენობას შლის; ანუ ერთი და იგივე დენის მიერ დროის თანასწორ შუალედებში გამოყოფილი სხვადასხვა იონების რაოდენობა ისე ეფარდება ერთმანეთს როგორც მათი ექვივალენტური წონა. რომელიმე ნივთიერების ექვივალენტური წონა ეწოდება ამ ნივთიერების ატომურ წონას გამოყოფილს ამ ნივთიერების ვალენტობაზე. თუ ერთ და იმავე დენს გავატარებთ აზოტმკავე ვერცხლში, გოგირდმკავე თუთიაში და გოგირდმკავე სპილენძში, მაშინ კატოდზე გამოყოფილი ვერცხლის, თუთიის და სპილენძის რაოდენობანი ისე ეფარდება ერთმანეთს, როგორც $107,88 : \frac{65,4}{2} : \frac{63,6}{2}$, რადგანაც 107,88; 55,4 და 63,6 წარმოადგენენ დასახელებულ ლითონების ატომურ წონას; მასთან ერთად ვერცხლი ერთ ვალენტოვანია, ხოლო თუთია და სპილენძი უნებადლოვან შენაერთებში ორვალენტოვანია. ამ კანონიდან იმ თეორიასთან დაკავშირებით, რომლებიც 701 და 702 §-შია მოყვანილი, გამომდინარეობს, რომ ყველა იონების ექვივალენტური რაოდენობანი ელექტრობის თანასწორი რაოდენობით არიან დატვირთულნი.

710. მაქსვალენტური ტვირთი; ელემენტარული ელემენტარული რაოდენობა. რომელიმე ნივთიერების ელექტროქიმიური ექვივალენტი წარმოადგენს დენის ძალის ერთეულის მიერ ერთ სეკუნდში გამოყოფილ იონების რაოდენობას.

ვერცხლის ელექტროქიმიური ექვივალენტი ისეთ დენისათვის, რომლის ძალა 1 ამპერს უდრის და რომელიც ერთი საათის განმავლობაში მიმდინარეობს, უდრის 4,025 გრამს; ასეთივე დენისთვის ერთი სეკუნდის განმავლობაში კი ეს ექვივალენტი უდრის 0,00118 გრამს (კოლრაუში. და. ლორდი რელიე). ვერცხლის გრამ ექვივალენტის და, მაშასადამე, 708 §-ს თანახმად, ყოველ სხვა ნივთიერების გრამ ექვივალენტის გამოსაყოფად საჭიროა $\frac{107,88}{0,00118} = 96500$ ამპერ-სეკუნდი, ანუ (737) 96500 კულონი ელექტრობა. ამ მუდმივის დახმარებით, რომელსაც ექვივალენტური ტვირთი ეწოდება, ფარადეის კანონების მიხედვით

შეიძლება ელექტროლიტური პროცესების დროს გამოყოფილი ნივთიერების რაოდენობის წინასწარი გამოთვლა. მაგალითად, ერთი კულონი გამოყოფს $\frac{1,008}{96500} = 0,0001045$ გრ. წყალბადს, ხოლო სპილენძის ცანგშენაერთებიდან გამოყოფს $\frac{31,8}{96500} = 0,0003295$ გრ. სპილენძს.

708 §-ს თანახმად ერთვალენტოვანი იონი, მაგალითად წყალმბადის იონი, დატვირთულია ელექტრობის გარკვეული e რაოდენობით, ხოლო 386 §-ის თანახმად წყალმბადის ერთი გრამ ექვივალენტი შეიცავს წყალმბადის $6,09 \cdot 10^{22}$ ატომს ანუ იონს. ამიტომ

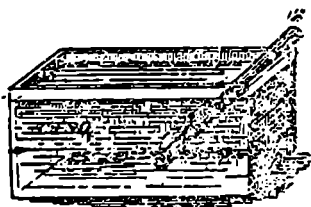
$$e = \frac{96500}{6,09 \cdot 10^{22}} = 1,58 \cdot 10^{-19} \text{ კულონი} = 1,58 \cdot 10^{-20} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 4,74 \cdot 10^{-10}$$

ელექტრობის ელექტროსტატიურ ერთეულს (679 და 738).

ორვალენტოვანი იონი დატვირთულია ელექტრობის $2e$ რაოდენობით. ელექტრობა დაყოფილია ელემენტარულ ტვირთებად, რომლებიც თითქოს ელექტრობის ატომებს წარმოადგენენ (ჰელმჰოლცი). ამიტომ e ტვირთს ელექტრობის ელემენტარული რაოდენობა ეწოდება.

711. **30ლტამეტრი.** ფარადის პირველი კანონის თანახმად ელექტროდენის ძალა შეიძლება განისაზღვროს მისი ელექტროლიტური მოქმედების მიხედვით; ამ უკანასკნელს ჩვენ გავზომავთ, ეგრედწოდებულ, ვოლტამეტრის საშუალებით. თუ, მაგალითად, დენი ერთი სექუნდის განმავლობაში გამოყოფს ρ გრამ ვერცხლს, მაშინ ამ დენის ძალა $= \frac{\rho}{0,001118}$ ამპერს; თუ დენი გოგირდმეგავა სპილენძიდან ერთ სექუნდში გამოყოფს q გრამ სპილენძს, მაშინ დენის ძალა $= \frac{q}{0,0003295}$ ამპერს.

ვერცხლის ვოლტამეტრად ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყენოთ ის ხელსაწყო, რომელიც 705 §-შია აღწერილი.



ნახ. 364.

ვერცხლის ნალექი შვიდროთ მიეკვრის პლატინის ჯამს, რომელიც შეიძლება გაირეცხოს, გაიწროს და აიწონოს. ვერცხლის ვოლტამეტრებს ხმარობენ სუსტი დენის ზუსტად გასაზომად; სპილენძის ვოლტამეტრებით კი მძლავრ დენებს ზომავენ.

712. **ლითონების დაღმწმა.** გოგირდმეგავა სპილენძის ხსნარში ჩაშვებული თუთიის ღერი სპილენძით იფინება; თუთიას შეუძლია წაართვას ხსნარს სპილენძი იმ დროს, როდესაც სპილენძს არ შეუძლია წაართვას ხსნარს

თუთია. რადგანაც თუთიის ზედაპირი არ არის საცესებით ერთგვაროვანი, ამიტომ ამ ზედაპირზე ყოველთვის მოიპოვება ისეთი ადგილი U (ნახ. 364), რომელიც ელექტრომომოძრავებელი ძალის აღძვრის მხრივ სპილენძის მსგავსად იმოქმედებს. ასეთი, სახის ადგილი U სუფთა თუთიასთან და ხსნართან ერთად შეადგენს გაღვანურ ელემენტს, რომელშიც დენი მიდის ელექტროლიტში სუფთა თუთი-

იდან U ადგილისაკენ. U -სთან ილექება სპილენძი; შემდეგ დენის და სპილენძის ნაწილაკების მოძრაობა იმავე მიმართულებით გრძელდება. ამგვარად, აქ სპილენძი ილექება ისეთი დენების დახმარებით, რომლებსაც ადგილობრივი დენები ეწოდება.

ვთქვათ ახლა სპილენძის ღერი იმყოფება თუთიის მარილის ხსნარში. თუ ადგილობრივი დენი U -სთან თუთიას დალექავდა, მაშინ დენი უმაღლესი შეიცვლიდა მიმართულებას ისე, რომ თუთიის განუწყვეტელ დალექვას ადგილი არ ექნებოდა; თუთიის ხსნარში მოთავსებული სპილენძი წონასწორობის მდგომარეობაში იმყოფება.

თუ A და B ლითონებით და ხსნარით შემდგარ ელემენტში დენი ხსნარში მიდის A -დან B -საკენ, მაშინ ჩვენ ვიტყვი, რომ ხსნარში B -ს მიმართ A -ს ანოდის თვისებები აქვს. A ლითონმა, რომელიც ხსნარში B -ს მიმართ ანოდის როლს ასრულებს, ხსნარიდან B ლითონი უნდა გამოჰყოს.

713. ზოგადი გაზაფხაშული ხსნარის მოქმედება თუთიაზე. გოგირდის გაზაფხაშული ხსნარი არ მოქმედებს მასში მოთავსებულ ქიმიურად სუფთა თუთიაზე. მაგრამ თუ, დასახლებულ ხსნარში ქლოროვანი პლატინის ხსნარის ჩამოღენივ წვეთს ჩაეწვეთებთ, მაშინ თუთია იწყებს სიმჟავეში გახსნას, მასთან ერთად იწყება წყალბადის გამოყოფა. სახელდობრ, ასეთ შემთხვევაში თუთიის ზედაპირის ზოგიერთ ადგილას ჩნდება პლატინის ნალექი და ადგილობრივი დენი, რომელიც სიმჟავეში გადის თუთიიდან პლატინისაკენ, პლატინაზე გამოყოფს წყალბადს, თუთიაზე კი SO_2 ნარჩენს, რომელიც Zn -თან ერთად $ZnSO_4$ -ს შეადგენს.

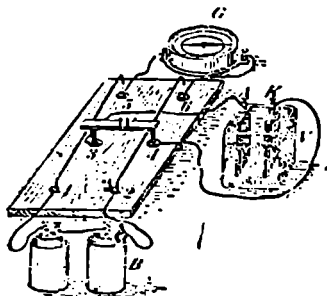
არა წმინდა თუთიას, მაგალითად გაღვანური ელემენტის თუთიის პოლუსს, ჩვეულებრივ იცავენ სიმჟავის უშუალო შემქმელი მოქმედებისაგან; ამისათვის საჭიროა თუთიის ზედაპირი ერთგვაროვანი იყოს; ამ მიზნით თუთიას ფარავენ ამაღვამით; ამით თუთიის ზედაპირი ერთგვაროვანი გახდება და ამიტომ ადგილი აღარ ექნება იმ ადგილობრივი დენების გაჩენას, რომლებიც ელემენტში იწვევენ მასალის უსარგებლო ხარჯვას.

714. ტმენიჭური გამოყვანება. რომელიმე ლითონის რაიმე სხვა ლითონის ფენით დასაფარავად, მაგალითად ალბული ლითონის სპილენძის, ნიკელის, ვერცხლის ან ოქროს ფენით დასაფარავად, ლითონს გამოიყენებენ როგორც კატოდს სპილენძის, ნიკელის, ვერცხლის ან ოქროს აბაზანაში. ვერცხლის ან ოქროს მკერივი ფენის მისაღებად ჩვეულებრივ სარგებლობენ ამ ლითონების „სინეროდავანი“ ხარისებით. შესაძლებელია აგრეთვე სპილენძის საქმაოდ სქელი ფენის მიღება რელიეფურ გამტარ ზედაპირზე და შემდეგ ამ ფენის ჩამოცლა.

ასეთი გზით ჩვენ შეგვიძლია რელიეფის ნაძერწი მივიღოთ (გალვანოპლასტიკა). ელექტროლიტური გზით შეგვიძლია სპილენძი გარეშე შენარევიდან გავანთავისუფლოთ. ლითონისებური ალუმინის დიდი რაოდენობის მიღება ხდება ელექტროლიზის საშუალებით; ასეთ შემთხვევაში ელექტროლიტის როლს ასრულებენ ალუმინის გამდნარი შენაერთები.

პლატინის ნაჭრის პლატინის ფხვილით, ე. წ. პლატინის მურით, დასაფარავად პლატინის ნაჭერს ათავსებენ პლატინის აბაზანაში, როგორც კატოდს, ამ აბაზანაში ქლოროვანი პლატინის 1 ნაწილს და წყლის 30 ნაწილს უმატებენ „ძმარჟავა“ ტყვიის 0,008 ნაწილს; დენის სიმკვრივე 1 კვ. სანტიმეტრზე 0,03 ამპერს უნდა უდრიდეს.

715. ც ზ ა. ეტქვათ სინდიყით საესე 6 ლრმულიდან (ნახ. 365) 1 და 2 შეერთებულნი არიან ვალვანური B ბატარეისათან, 3 და 4 ელექტროლიტური V კურკელის ელექტროდებთან, რომელშიც ელექტროლიზის გამოწვევა სურთ, ხოლო 5 და 6—G ვალვანომეტრთან. თუ, ლითონის W გამტარით 3 და 4



ნახ. 365.

ლრმულეები შეერთებულნი არიან შესაბამისად 1 და 2 ლრმულებთან. მაშინ ელექტროლიტური V კურკელი ჩართული იქნება ბატარეის წრედში; თუ პირიქით 3 და 4 ლრმულეები შეერთებულნი არიან 5 და 6 ლრმულებთან, მაშინ V კურკელი ამორთული იქნება წრედიდან და შეერთებული ვალვანომეტრთან.

716. ტყვიის ფირფიტანი გოგირდის ნაზავიანად სიმყავეში. ელექტროლიტური კურკელი შესდგება ტყვიის ორი ფირფიტისაგან, რომლებიც გოგორდის

გაზავებულ სიმყავეში არიან ჩაშვებულნი. თუ ამ ხელსაწყოს და ვალვანომეტრს გამტარით შევეერთებთ, მაშინ არაერთგვაროვანი მიზეზი არ არსებობს იმისათვის, რომ დენი წაეიდეს ამა თუ იმ მიმართულებით. ამის შემდეგ მცირე დროის განმავლობაში ელექტროლიტურ კურკელში გაატარებენ ბატარეის დენს; მერე ბატარეას და კურკელს ამორთავენ და ელექტროლიტურ კურკელს და ვალვანომეტრს აერთებენ (715); ვალვანომეტრი გვიჩვენებს დენს; ამ უკანასკნელს პოლიარიზებული დენი ეწოდება; ეს დენი ელექტროლიტში მიმართულია პირველადი დენის მოპირდაპირეთ და მცირე დროის შემდეგ ისპობა; მისი ხელახალი მიღება შესაძლებელია ყოველ მოჰენტიში, მხოლოდ ამისათვის საჭირო იქნება ისევე ვიმოქმედოთ პოლიარიზაციის გამოწვევი (ბატარეის) დენით.

717. კოლიარიზებული დენის გაჩენის მიზეზი. პოლიარიზებული დენი გვიჩვენებს, რომ ელექტროლიტურ კურკელში პოლიარიზაციის გამოწვევი დენის გავლენით ერთგვარი ელექტრომაგნიტური ძალა ჩნდება, რომელსაც პოლიარიზაციის გამოწვევი დენის მოპირდაპირე მიმართულება აქვს და რომელსაც ჩვენ პოლიარიზაციის ელექტრომაგნიტური ძალას ვუწოდებთ. თუ დავაკვირდებით ტყვიის ფირფიტებს, მაშინ ჩვენ დავრწმუნდებით, რომ მძლავრი მაგნიტიზებული დენის ელექტროლიტში გატარების შემდეგ ის A ფირფიტა, რომელიც პოლიარიზაციის გამოწვევი დენის მოქმედების დროს ანოდის როლს ასრულებდა, გაშავდება; ხოლო მეორე K ფირფიტა თითქმის შეუქმნევი იცვლის ფერს. მართლაც, ტყვიის ფირფიტები გოგორდის გაზავებულ სიმყავეში იფინებიან გოგორდმეფევა ტყვიის თხელი ფენით, რომელიც ანოდზე მოგვეყვამს PbO_2 -ს (ტყვიის ზეჟანგი), კატოდზე კი ლრმულგვან ტყვიას; ელექტრომაგნიტური ძალის მხრივ კი Pb ისე ეფარდება PbO_2 -ს, როგორც თუთია სპილენძს.

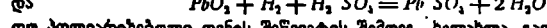
ამგეარად, ჩნდება პოლიარიზაციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა; ვინაიდან მას აქვს მაპოლიარიზებელ დენის მოპირდაპირე მიმართულება, ამ უკანასკნელის მოქმედებას ასუსტებს. როდესაც ბატარიის ამოერთავთ წრე დიდან და წრედს შევადგინთ ელექტროლიტური კუურქლისა და ვალვანომეტრის საშუალებით, მაშინ პოლიარიზაციის ელექტრომამოძრავებელი ძალა გამომწვევს პოლიარიზებულ დენს. ეს დენი მიდის რა მაპოლიარიზებელი დენის მოპირდაპირე მიმართულებით, ორივე ელექტროდზე აჩენს $PbSO_4$ -ს და ამით სპობს პოლიარიზაციას, რომლის ხელახალი გამოწვევა შეიძლება მაპოლიარიზებელი დენის ხელახალი გატარებით.

718. ტყვიის აქუმულიატორი. ტყვიის ფირფიტების შესაფერისი დამუშავებით იმას მივალწევთ, რომ ეს ფირფიტები არა მარტო ზედაპირზე, არამედ საკმაო სიღრმეზედაც შესძლებენ გადაიქცენ ერთი PbO_2 -ად, მეორე კი ღრუბლოვან ტყვიად. მაშინ, გავატარებთ რა ამ ხელსაწყოში მაპოლიარიზებელ დენის შესაფერ რაოდენობას, შესაძლებელი გახდება ამ ხელსაწყოდან მივიღოთ პოლიარიზებული დენის საკმაოდ დიდი რაოდენობა. ამ ხელსაწყოს, დენის წყაროთ გამოყენებულს, აკუმულიატორი ეწოდება; პოლიარიზაციის გამომწვევ დენს დამტვირთავი დენი ეწოდება, ხოლო პოლიარიზებულ დენს — დაცილის დენი. ეწოდება. ამ უკანასკნელი დენის ელექტრომამოძრავებელი ძალა საკმაოდ დიდი დროის განმავლობაში უდრის დაახლოებით 2,1 ვოლტს (735). ტყვიის აკუმულიატორით ხშირად სარგებლობენ ტექნიკაში ელექტროენერჯის დასამარაგებლად, უმთავრესად დინამომანქანებიდან (801)¹).

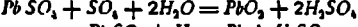
719. პლატინის ფირფიტები გოგირდის გაზავებულ სიმჟავაში. ამ შემთხვევაში მაპოლიარიზებელ დენის მოქმედების დროს ანოდზე გამოიყოფა უანგბადი და მისი შენაერთები (707); კატოდზე კი — წყალბადი (648); პოლიარიზებული დენი ელექტროლიტურ კუურქელში ელექტროლიტში მიდის კატოდიდან ანოდისაკენ.

720. გროვოს გაზიანი ელემენტი. მიწის ორ კიქას აესებენ გოგირდის გაზავებული სიმჟავით; გარდა ამისა ერთი კიქა შეიცავს პლატინის II¹ ელექტროდს, ხოლო მეორე — პლატინის S ელექტროდს, (ნახ. 366); ორივე კიქა ღია ბოლოებით ჩაშვებულნი არიან ამავე ხსნარით საესე აბაზანაში. დასახელებულ

¹) როდესაც პოლიარიზებული დენი Pb -ზე (ტყვიანზე) გამოყოფს SO_2 ნარჩენს, ხოლო PbO_2 -ზე (ტყვიის ზეგანზე) H_2 -ს, მაშინ ადგილი აქვს შემდეგ რეაქციებს:



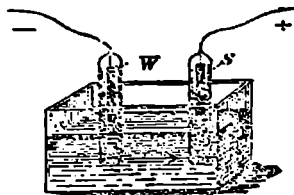
თუ პოლიარიზებული დენის შეწვევის შემდეგ ხელახლა გავატარებთ მაპოლიარიზებელ დენს, მაშინ SO_2 და H_2 იონების გამოყოფის შედეგად მივიღებთ:



ამ გვარად, განცლის დროს სითხეში სიმჟავის რაოდენობა იკლებს, რის გამო სითხის ხვედრითი წონა მცირდება. დატვირთულ აკუმულატორში სითხის ხვედრითი წონა უნდა უდრიდეს 1,20 (ბომეს მიხედვით 24°, 144) და განცლის დროს არ უნდა გახდეს 1,15-ზე ნაკლები.

დენის ძალა განცლის დროს არ უნდა აღემატებოდეს 1 ამპერს კვადრატულ დეციმეტრზე, ხოლო ძაბვა არ უნდა იყოს 1,8 ვოლტზე ნაკლები.

კიქებში შეუშვებენ ერთში წყალბადს, მეორეში ჟანგბადს ისეთი რაოდენობით, რომ ელექტროდები ნაწილობრივ სითხეში იყენენ ჩაშვებულნი. თუ W და Z ელექტროდებს ერთმანეთს შეუერთებთ მაკუთულით, მაშინ გაჩნდება დენი, რომელიც მიდის ელექტროლიტში წყალბადიდან ჟანგბადისაკენ; ეს დენი გამძლავრდება, თუ ჟანგბადს ოზონი შეუერთდება. გროვეს ამ გაზიანი ელემენტის. დენი უნდა აიხსნას ისევე როგორც წინა პარაგრაფში აღწერილი ის პოლარიზებული დენი, რომლის გაჩენას H_2 და O_2 -თან ერთად ხელს უწყობენ O_2 და $S_2O_8H_2$.



ნახ. 366.

721. პოლარიზაციის გაჩენა. პოლარი-

ზაციის გაჩენის მიზეზის გამოსაყველევად განვიხილოთ წყალბადის პლატინაზე პოლარიზაციის მაგალითი. პლატინის ელექტროდზე ელექტროლიტის ნეიტრალური წყალბადის გაჩენას თან

ახლავს წყალბადის დადებითად დაელექტროვებული იონების გაჩენა ისეთი რაოდენობით, რომელიც ნეიტრალური წყალბადის რაოდენობის გადიდებასთან ერთად თვითონაც იზრდება. ამგვარად ელექტროლიტში ჩნდება დადებითი ფენი, რომელიც ლითონში მოთავსებულ უარყოფით ფენს იზიდავს; პირველი ფენი მეორე ფენთან ერთად შეადგენს ორმაგ ფენს და ამით პოტენციალის ნახტომით ამალღებას გამოიწვევს; პოტენციალის ეს გადიდება კი გამოიწვევს დადებითი ელექტრობის გადანაცვლებას „წყალბადის“ ელექტროდიდან „ჟანგბადის“ ელექტროდისაკენ. შესაფერი ცვლილებებით ეს ახსნა ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყენოთ პოლარიზაციის სხვა შემთხვევებისათვისაც; ეს ახსნა გვიჩვენებს, თუ რატომ მოქმედობს პოლარიზაცია მაპოლარიზებელი დენის მოპირდაპირე მიმართულებით. რაღვანაც ამ დენის ნაწილი ორმაგი ფენის გაჩენაზე იხარჯება, ამიტომ ნეიტრალური წყალბადის გამოყოფილი რაოდენობა მცირეოდენ ნაკლები უნდა იყოს წყალბადის იმ რაოდენობაზე, რომელიც უნდა გაჩენილიყო ფარადეის თანახმად.

ის სიძნელენი, რომელთაც ამჟამად პოლარიზაციის თეორიაში ჩვენ ვხვდებით, გამოწვეულნი არიან იმით, რომ ორმაგი ფენის სისქე ცნობილი არ არის.

722. ვალის დაშლა. თუ 719 §-ში აღწერილ ელექტროლიტურ ჭურჭლებში იმოქმედებს ისეთი ელექტრომამოძრავებელი ძალა, რომელიც თანდათანობით იზრდება, მაშინ იზრდება აგრეთვე პოლარიზაცია; უქანასქელი აწონასწორებს ყოველ მომენტში მოქმედ ელექტრომამოძრავებელ ძალას, ვიდრე წყლის განუწყვეტელი დაშლა არ დაიწყება, რაიც შესაძლებელია მხოლოდ განსაზღვრული სიდიდის ელექტრომამოძრავებელი ძალის დროს. ვიდრე ელექტრომამოძრავებელი ძალა ამ საზღვარს მიღწევს, იმ გამტარების ქიმიური თვისებანი, რომლებიც ერთმანეთს ეხებიან, 662 §-ის თანახმად განუწყვეტელ ცვლილებას უნდა განიცდიდნენ. 721 §-ის თანახმად ამ ცვლილებას უნდა იწვევდენ ელექტროდებზე გამოყოფილი გაზები. პლატინის ფირფიტებისთვის დასახელებული საზღვარი უდრის 1,8 ვოლტს; თუ ფირფიტა გაპრიალებულია, მაშინ ეს საზღვარი უფრო მაღალია და, მაშასადამე, დანიელის ელემენტის ელექტრომ-

მოდრავებელ ძალაზე მეტია. ამიტომ ასეთი ელემენტის საშუალებით ჩვენ ვერ მივიღებთ წყლის განუწყვეტელ დაშლას.

723. დაუპოვლარიზებალი ელემენტები. წარმოედგინოთ რომ ელექტროლიტური ქურქელი წეიცავს თუთიის ელექტროდებს და გოგირდმჟავა თუთიის კონცენტრირებულ ხსნარს. ელექტროლიტურ ქურქელში მიმავალი დენი კატოდზე გამოყოფს თუთიას, ხოლო ანოდზე SO_4 ნარჩენს, რომელიც ანოდის თუთიასთან წეერთებით ისევე მოგვცემს გოგირდმჟავა თუთიას. ერთადერთი ცვლილება, რომელსაც შენებ ნივთიერებათა თვისებებში იწვევს დენი, იმაში მდგომარეობს, რომ ანოდთან ხსნარის კონცენტრაცია მცირედენ იზრდება, კატოდთან კი მცირდება; ელექტროლიტურ ქურქელში ეს იწვევს მეტად მცირე პოლარიზაციას (660). თუ ამ პოლარიზაციას მხედველობაში არ მივიღებთ, მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ დასახელებული ელექტროდები პოლარიზაციას არ განიცდიან. ამგვარად, დავასკვნით, რომ თუ ლითონის ელექტროდები იმყოფებიან იმავე ლითონის მარილის ხსნარში, მაშინ ელექტროდები პოლარიზაციას არ განიცდიან.

724. არამზღვნი და მზღვნი ელემენტები. გავანური ელემენტი არა მუდმივია (665), თუ პოლუსებად აღებულია ისეთი ელექტროდები, რომლებსაც დაპოლარიზება შეუძლიათ. ვოლტას ჩვეულებრივ ელემენტში (658) პოლარიზაციას უმთავრესად ადგილი აქვს სპილენძის პოლუსზე. სახელობრ, არა დაპოლარიზებულ ელემენტში, უმთავრესად ატმოსფერის ეანგბადის მოქმედების გამო, ხსნარში გადადის სპილენძის გარკვეული რაოდენობა; ამიტომ სპილენძის პოლუსის გარშემო ჩნდება სპილენძის მარილის მეტად გაზავებული ხსნარი, რომლიდანაც მაპოლარიზებელი დენი სპილენძს გამოყოფს. ამის გამო სპილენძის მარილის ხსნარი უფრო გაზავდება და ამიტომ შემცირდება ელექტრომომძრავებელი ძალა სპილენძსა და თუთიას შორის.

მუდმივ ელემენტში პოლუსებად უნდა იხმარებოდეს ისეთი ელექტროდები, რომლებიც პოლარიზაციას არ განიცდიან. ასეთ მუდმივ ელემენტს წარმოადგენს დანიელის ელემენტი.

725. დანიელის ელემენტი. დანიელის ელემენტის პოლუსები — გოგირდმჟავა თუთიის ხსნარში მოთავსებული თუთია და გოგირდმჟავა სპილენძის ხსნარში მოთავსებული სპილენძი — წარმოადგენენ ისეთ ელექტროდებს, რომელთა პოლარიზაცია არ ხდება, დენი მიდის ელექტროლიტში თუთიიდან სპილენძისაკენ. თუთიის პოლუსზე განთავსდებული ნარჩენი SO_4 გააჩენს $Zn SO_4$ -ის ახალ რაოდენობას, ხოლო სპილენძის პოლუსზე გაჩნდება სპილენძის ახალი ფენი. პროცესის საბოლოო შედეგი იმაში მდგომარეობს, რომ მუდმივი ტემპერატურის დროს თუთია გადადის ხსნარში და გახსნილი თუთიის რაოდენობის სპილენძის ეკვივალენტური რაოდენობა ხსნარიდან გადადის სპილენძის პოლუსზე. თუ დანიელის ელემენტში $Zn SO_4$ მაგიერ გამოიყენებთ $H_2 SO_4$ (665), მაშინ ანოდთან, მართალია, გაჩნდება გოგირდმჟავა თუთია, რომელიც დასაწყისში არ იყო, მაგრამ ვიდრე ელემენტში იქნება $H_2 SO_4$ -ის საკმარისი რაოდენობა, ელემენტის ელექტრომომძრავებელი ძალა თითქმის არ შეიცვლება.

726. ზოგადი ელემენტები. ბუნების ელემენტები (665) შეიცავს გოგირდის სიმკვარის გაზავებულ ხსნარში მოთავსებულ თუთიის პოლუსს. ნახშირის პოლუსი წარმოადგენს ისეთ გამტარს, რომელიც პოლარიზაციას არ განიცდის; უკანასკნელი გარემოება იმით აიხსნება, რომ ნახშირი აქ მოთავსებულია აზოტის კონცენტრირებულ სიმკვარეში (HNO_3), რომელიც ნახშირზე განთავისუფლებულ წყალბადთან რეაქციას გვაძლევს და ამით არ აძლევს საშუალებას წყალბადს პოლარიზაცია გამოიწვიოს. უკანასკნელ ხანებში ბუნების ელემენტმა ადგილი დაუთმო ტყვიის აკუმულატორებს (688, 718). სწორედ ასევე სპობენ ან ასუსტიბენ წყალბადის მიერ გამოწვეულ პოლარიზაციას სხვა გალვანურ ელემენტებშიც.

726. ნორმალური ელემენტები. ნორმალურ ელემენტებში (666) კატოდზე გამოყოფილი ლითონი, თუთია ან კადმიუმი, — გაიხსნებოდა სინდიუში და ამით გამოიწვევდა ელექტრომაგნიტური ძალის ცვლილებას სინდიუსზე დაპირზე, ე. ი. გამოიწვევდა სინდიუსის პოლარიზაციას, თუ ამას ხელს არ შეუშლიდა დეპოლარიზატორის როლის შემსრულებელი — გოგირდმკვავა სინდიუსი.

გამოყოფილი ლითონი — თუთია ან კადმიუმი — გამოყოფს ხსნარიდან სინდიუსს და თვითონ გადავა ხსნარში. მაგრამ გოგირდმკვავა სინდიუსის სუსტი ხსნადობის გამო მთლიანი დეპოლარიზაციის მიღწევა შესაძლებელია მხოლოდ მეტად სუსტი დენების დროს; ამიტომ ნორმალური ელემენტები პრაქტიკულად არამუდმივ ელემენტებს წარმოადგენენ.

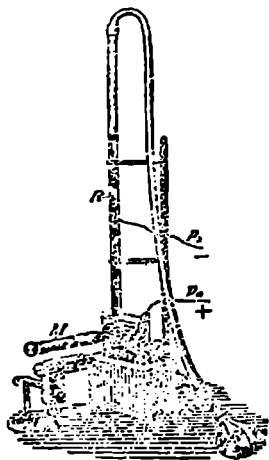
727. ლიზმანის კაპილარული ელემენტები. წარმოვიდგინოთ ვერტიკალური მილი R , რომელიც ნაწილობრივ სინდიუსითაა სავსე და რომელიც ქვემოდან თავდება წვრილი m კაპილარული მილის სახით; მილის ეს ბოლო ჩამკვებულია გოგირდის გაზავებულ სიმკვარეში (ნახ. 367). ზევით მიმართული კაპილარული წნევის გამო სინდიუსის სვეტი რჩება მილში და არ იღვრება. რადგანაც სინდიუსისა და გოგირდის სიმკვარეში მოთავსებულ მინის შორის „კიდური“ კუთხე 0-ს უდრის, ამიტომ 221 §-ის მიხედვით ეს კაპილარული წნევა იქნება:

$$\frac{2T}{r}$$

სადაც T სინდიუსა და გოგირდის გაზავებულ სიმკვარეს შორის ზედაპირული დაკიმულობის მუდმივია, ხოლო r -მილის რადიუსია მენისკთან.

თუ წონასწორობის დამყარების შემდეგ რაიმე მიზეზების გამო T გაიზარდა, მაშინ მენისკი გადაინაცვლებს ზემოთ მილის ისეთ ადგილამდე, სადაც მილის რადიუსი მეტია; ეს

ზევით აწევა იქამდე გრძელდება, ვიდრე კაპილარული წნევა $\frac{2T}{r}$ საწყის მნიშვნელობას არ მიაღწევს.



ნახ. 367.

С პურკელის ფსკერზე სინდიცი ასხია; პლატინის p_1 და p_2 მავთულები შეერთებულნი არიან სინდიცთან პურკელში და მილში.

შეუერთოთ ეს მავთულები ერთმანეთს და M მიკროსკოპის საშუალებით განვსაზღვროთ მენისკის მდებარეობა კაპილარულ მილში. შემდეგ პლატინის მავთულებს შორის წრედში ჩაერთოთ გალვანური ელემენტი, რომლის ე. მ. ძ. არ აღემატება 1 ვოლტს (735); თუთიის პოლუსი შეუერთოთ p_2 -ს, ხოლო სპილენძისა — p_1 -ს. მაშინ შევამჩნევთ, რომ მენისკი კაპილარში ზევით იწევს და წონასწორობა და მყარდება მაშინ, როდესაც მენისკი მიაღწევს უდრო მაღალ ადგილს მილში. თუ ახლა წრედიდან ამოვართეთ ელემენტი და მავთულები p_1 და p_2 ისევ შევავერთოთ, მაშინ მენისკი ქვევით დაიწევს და საწყის მდებარეობას დაუბრუნდება.

ელემენტის ჩართვით მენისკი პოლარიზდება ისე, როგორც კატოდი, რის გამო, აღწერილი ცდის თანახმად, სინდიცის მენისკთან ზედაპირული დაქიმულობა იზრდება.

მაგრამ გოგირდის სიმჟავე იქ, სადაც იგი სინდიცს ეხება, შეიცავს სინდიცის მარილის ერთგვარ რაოდენობას, რომლის არსებობა შეიძლება აღმოჩენილი იყოს. სინდიცის ამ მარილიდან მამოლარიზებელ დენმა სინდიცის მენისკთან — კატოდთან უნდა გამოყოფს ლითონისებური სინდიცი, რითაც ის შეამცირებს სინდიცის მარილის ხსნარის კონცენტრაციას. რადგანაც ექსპერიმენტალური გზით შეიძლება იმის დამტკიცება, რომ სიმჟავეში სინდიცის მარილის დამატება იწვევს ზედაპირული დაქიმულობის შემცირებას, ამიტომ გასაკვები ხდება ზემოთ აღწერილი მოქმედების ერთი მიზეზთაგანი.

ელემენტის ე. მ. ძ., თუ იგი ძალიან დიდი არ არის, პოლარიზაციით წონასწორდება (722). რადგანაც მამოლარიზებელ დენის მოქმედების დროს დენის სიმკვრივე (707) მენისკთან გაცილებით მეტია, ვიდრე სინდიცის ზედაპირთან პურკელში, ამიტომ პრაქტიკულად მნიშვნელობა აქვს მხოლოდ პოლარიზაციას მენისკთან (კატოდთან). მასთან ერთად წრედში ჩართული ელემენტის ე. მ. ძ. მიჩნეულია ამ პოლარიზაციის თანასწორად.

ისეთი წყლით სარგებლობის დროს, რომელსაც დამატებული ჰქონდა მისი მოცულობის $\frac{1}{6}$ -ის თანასწორი H_2SO_4 , ლიპმანმა აღმოაჩინა, რომ, როდესაც წრედში ჩართული ელემენტის ე. მ. ძ. იზრდება 0,95 ვოლტამდე, ზედაპირული დაქიმულობაც იზრდება, ხოლო თუ ე. მ. ძ. უფრო გავადიდეთ, მაშინ ზედაპირული დაქიმულობა შემცირებას იწყებს. გარდა ამისა მან აღმოაჩინა, რომ 0,95 ვოლტამდე ხელსაწყოს ჩვენება მუდმივია, ე. ი. წრედში ჩართული ელემენტის განსაზღვრულ ე. მ. ძ. აღას ყოველთვის შეესაბამება მენისკის ერთი და იგივე გადახრა.

ამგვარად, ეს ხელსაწყო, რომელსაც კაპილარული ელექტრომეტრი ეწოდება, შეგვიძლია გამოვიყენოთ პოტენციალთა სხვაობის გასაზომად, თუ ეს სხვაობა არ აღემატება 0,95 ვოლტს.

თუ საჭიროა კაპილარის გასუფთავება III -თან, მაშინ სინდიცს გამოაქცევენ მილიდან B ბალონის საშუალებით.

728. ჯგულის სიტბო. ყოველ გამტარში, რომელშიც დენი მიდის, სითბო გამოიყოფა; ამ სითბოს ჩვენ ჯგულის სითბოს უწოდებთ, რადგანაც მეცნიერება ჯგულში პირველმა განსაზღვრა ის კანონი, რომელსაც ეს გამოყოფილი სითბო ექვემდებარება. ჯგულის სითბო არის ის სითბო, რომელსაც ელექტრონათლოში ნახშირის ან ლითონის ძაფი გავარვარებულ მდგომარეობაში მოყავს. ასეთ ძაფს ჩვეულებრივ ათავსებენ შინის ბალონში საიდანაც ჰაერი გამოდენილია. ჟუანასკნელი გარემოების გამო ძაფი არ იწვის და გარდა ამისა სითბო-განტარებლობით სითბოს ნაკლები რაოდენობა იკარგება. ჯგულის სითბოთი გავარვარებულ მდგომარეობაში მოყავთ პლატინის მავთულები; ამავე სითბოთი სარგებლობენ ელექტრულ ლუმენებში საქშელის მოსახარება.

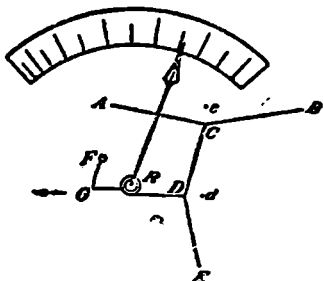
729. ჯგულის კანონი. ჯგული კალორიმეტრის წყალში ათავსება სხვადასხვა მავთულებს და ამ მავთულებში ატარებდა სხვადასხვა ძალის ელექტროდენს; კალორიმეტრის წყლის ტემპერატურის ზევით აწევის მიხედვით ჯგული სხვადგება დენის მიერ გამოყოფილ სითბოს რაოდენობას. მან აღმოაჩინა, რომ მოცემულ გამტარში ელექტროდენის მიერ, გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა ერთი სეკუნდის განმავლობაში პირდაპირ პროპორციულია დენის ძალის კვადრატსა; ხოლო ერთი და იგივე დენის მიერ გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა სხვადასხვა მავთულებში ამ მავთულების წინააღმდეგობათა პროპორციულია.

ვთქვათ გვაქვს ორი მავთული ერთი და იგივე სისქისა, ერთი პლატინისა, მეორე ვერცხლისა. თუ ეს ორი მავთული ერთსა და იმავე წრედში მიმდევრობით ჩაურთეთ, მაშინ პლატინის მავთული გავარვარდება, ვერცხლის მავთული კი არა. კანონი ძალაში რჩება აგრეთვე მეორე გვარის გამტარებისათვის. ვთქვათ გამტარის წინააღმდეგობა არის R , გამტარში დენის ძალა უდრის J -ს; მაშინ J სეკუნდში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა Q იქნება:

$$Q = C \cdot J^2 \cdot R \cdot t \quad . (135).$$

ამ განტოლებით გამოხატული ცდების შედეგები თეორიულად შემდგენილად შეიძლება დავასაბუთოდ. BA გამტარში, რომელშიც დენი B -დან A -საკენ მიდის, B წერტილის პოტენციალი მეტია, ვიდრე A წერტილის პოტენციალი. ვთქვათ, პოტენციალთა ეს სხვაობა არის V . როდესაც ელექტრობის რაოდენობის ერთი ერთეული B -დან A -ში გადავა, მაშინ ელექტრული ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა V -ს პროპორციული იქნება (621). რადგანაც ერთი სეკუნდის განმავლობაში გადატანილი ელექტრობის რაოდენობა B -დან A -საკენ დენის J ძალის პროპორციულია, ამიტომ ელექტრული ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა ერთი სეკუნდის განმავლობაში $V \cdot J$ -ის პროპორციული იქნება. ამავე სიდიდის პროპორციული უნდა იყოს ერთი სეკუნდის განმავლობაში გამოყოფილი ჯგულის სითბო, ვინაიდან მავთულში შესრულებული მუშაობა მთლიანად სითბოდ გარდაიქმნება,

729. სითბური ამპერმეტრი. სითბური ამპერმეტრით იზომება იმ დენის ძალა, რომელიც პლატინეგრების ან პლატინირიდიუმის წერილ ACB მავთულში მიდის (ნახ. 367^a). CDE წარმოადგენს წერილ მავთულს, რომელიც C და E წერტილებში დამაგრებულია; DR და GR წარმოადგენენ აბრეშუმის ძაფებს, რომლებიც F ზამბარის საშუალებით დაკიმულნი არიან; ზამბარა მოქმედობს ისრის მიმართულებით. ხელსაწყოს მოქმედებას საფუძვლად უდევს ACB მავთულის ის წაგრძელება, რომელსაც ჯაულის სითბო იწვევს. ამ წაგრძელებას დაგვანახებებს R კოქზე დამაგრებული გრძელი მაჩვენებლის მოტრიალება. ხელსაწყოს დაგრადუირება ხდება ემპირიულად. აღწერილი ამპერმეტრით ჩვეულებრივ ზომავენ ცვლადი დენის ძალას, რადგანაც ჯაულის სითბო დენის მიმართულებაზე დამოკიდებული არ არის.



ნახ. 367 a.

730. ელექტრომაგნიტური ძალის აბსოლუტური ელექტრომაგნიტური ერთეული. ვთქვათ, რომ BA მავთულში გამოყოფილია ჯაულის სითბო J . V -ის პრაიმორციული; ამ სითბოს მუშაობის ექვივალენტი ერგებში აღვნიშნოთ A -თი; თუ დენის J ძალას გამოვხატავთ აბსოლუტურ ელექტრომაგნიტურ ერთეულებით (679) და დაუშვებთ, რომ

$$A = J \cdot V \cdot t \quad (136)$$

მაშინ BA მავთულში მოქმედ V ელექტრომაგნიტურ ძალისათვის 136 განტოლების თანახმად მივიღებთ აბსოლუტურ ერთეულს, რომელსაც ელექტრომაგნიტურ ძალის ელექტრომაგნიტური ერთეული ეწოდება. მართლაც, ვთქვათ $J=1$, $t=1$ და $A=1$ მაშინ 136 განტოლება მოგვცემს, რომ $V=1$, ე. ი. ელექტრომაგნიტური ძალის აბსოლუტური ელექტრომაგნიტური ერთეული წარმოადგენს ისეთი მავთულის ბოლოებს შორის ძაბვას, რომელშიც მიდის დენი, ძალით ერთი ელექტრომაგნიტური ერთეულის თანასწორი და ერთი სეკუნდის განმავლობაში შეასრულებს ერთი ერგის თანასწორ მუშაობას. თუ შემდეგში რაიმე სიდიდე გამოხატული იქნება ელექტრომაგნიტურ ერთეულში, მაშინ ეს აღინიშნება ასეთი ნიშნით: $e. m.$

731. **მ. ლ. თ. ი.** რადგანაც ელექტრომაგნიტური ძალის აბსოლუტური ერთეული შედარებით იმ გაღვანური ელემენტების ელექტრომაგნიტურ ძალასთან, რომლებსაც პრაქტიკაში ვიყენებთ, მეტის მეტად მცირეა, ამიტომ პრაქტიკულ ერთეულად გამოყენებულია ვოლტი, რომელიც უდრის პოტენციალის 10^8 აბსოლუტურ ერთეულს. ვოლტი აღინიშნება V ასოთი. ჩვეულებრივ გაღვანური ელემენტების ელექტრომაგნიტური ძალა, 667 წ-ის თანახმად უდრის 1-დან 2 ვოლტამდე.

732. წინააღმდეგობის აბსოლუტური ელექტრომაგნიტური ერთეული. წინააღმდეგობის აბსოლუტურ ელექტრომაგნიტურ ერთეულად არჩეულია ისეთი

აგრეთვე უატსეკუნდი ეწოდება $\frac{1}{4,186} = 0,2379$ გრამკალორიის ექვივალენტურ-
რია (338). ნამდვილ უატისაგან მცირეოდენ განსხვავდება ინტერნაციონა-
ლური უატი, რომელიც უდრის ერთი ინტერნაციონალური ამპერის სიმძლავ
რეს ისეთ მავთულში, რომლის ბოლოებზე ძაბვა ერთი ინტერნაციონალური
ვოლტის თანასწორია.

ერთი ინტერნაციონალური ჯაული უდრის ერთ ინტერნაციონალურ უატ-
—სეკუნდს. 1 გრამ კალორია $4,184$ ინტერნაციონალური ჯაულის ექვივალენტურ-
რია, მაშასადამე, 1 ინტერნაციონალური ჯაული $\frac{1}{4,184} = 0,2390$ გრამ კალორიის
ექვივალენტურია.

თუ J -ს გამოვხატავთ ინტერნაციონალურ ამპერებში, V -ს ინტერნაციონა-
ლურ ვოლტებში, მაშინ BA მავთულში სიმძლავრე იქნება:

$$Q = J \cdot V \text{ ინტ. უატი} = 0,2390 \cdot J \cdot V \text{ გრ. კალ. სეკ.} \quad (137).$$

ელექტროკალორიმეტრული მეთოდების გამოყენების დროს (736^ა) სარგე-
ბლობენ ინტერნაციონალური ერთეულებით.

736^ა. ელემენტარული მეთოდები. ზემოთ მოყვანილი შედე-
გები გვაძლევს მეტად ხელსაყრელ საშუალებას გადავცეთ რაიმე სხეულს, მაგალი-
თად, სითხეს ზუსტად განსაზღვრული სითბოს რაოდენობა. ამისათვის სითხეში
ათავსებენ მავთულის კოქს, რომლის ბოლოებზე განსაზღვრული ძაბვაა და რო-
მელშიც განსაზღვრული ძალის დენი მიდის. ამაზეა დამყარებული ელექტროკა-
ლორიმეტრული ახალი მეთოდები, რომელთა დროს ტემპერატურასაც ელექტრული
მეთოდით, სახელდობრ პლატინის თერმომეტრით, ზომავენ.

აღნიშნათ შემდეგი გამოყენებანი:

1. მყარი და სითხებრივი სხეულების ხვედრითი სითბოტევადობა.

მინის ქურქელი, რომლიდანაც ჰაერი გამოდევნილია, მოთავსებულია ისეთ
აბაზანაში, რომლის ტემპერატურა უცვლელია და θ -ს უდრის. მინის ამ ქურ-
ქელში ჩამოკიდებულია გამოსაკვლევი სხეული, რომელშიც მოთავსებულია პლა-
ტინის მავთულიდან დამზადებული განმზოლოებული გამთბობი კოქი; რადგანაც
მინის ქურქულიდან ჰაერი განდევნილია, ამიტომ გამოსაკვლევი სხეული სითბო—
გამტარებლობით სითბოს ვარეშე სივრცეს ვერ გადასცემს. გამთბობი კოქი
ერთდროულად ასრულებს თერმომეტრის როლს, როგორც გათბობამდე, ისე
გათბობის შემდეგაც; ამ თერმომეტრით სარგებლობა დამყარებულია წინააღ-
მდეგობის ცვლილებაზე. ხვედრითი სითბოტევადობა $C = \frac{J \cdot V \cdot t \cdot 0,2390}{m \cdot \theta}$, სადაც t

აღნიშნავს დენის ჭანგრძლივობას, θ -ტემპერატურის გადიდებას გამოყოფილი
სითბოთი გამოწვეულს, ხოლო m აღებული ნივთიერების რაოდენობას გრამებში.
თუ θ მცირე იქნება, მაშინ ჩვენ მივიღებთ ნაშედეგ ხვედრით სითბოტევადობას
აბაზანის θ ტემპერატურის დროს (ნერსტი).

მოვიგონათ, რომ ზერევის მეთოდით (330) ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ მხო-
ლოდ საშუალო ხვედრითი სითბოტევადობა ტემპერატურის დიდი ინტერვალი-
სათვის.

2. გაზების ხვედრითი სითბოტევადობა.

გავთვობ კოქს ათავსებენ მდინარე ვაზში, კოქსის წინ და უკან კი — პლატინის თერმოპეტრებს. თუ ყურადღებებს არ მივაქცევთ სითბოს დაკარგულ რაოდენობას, მაშინ ხვედრითი სითბოტევალობა

$$C = \frac{I \cdot V \cdot 0,2390}{m_1 \cdot \Theta}, \text{ სადაც } m_1 \text{ წარმოადგენს}$$

ვანის იმ რაოდენობას, რომელიც კალორიმეტრში გადის ერთი სექუნდის განმავლობაში.

3. აორთქლების ფარული სითბო.

სითხეში მოვათავსოთ გამთბობი კოქი, ავადულოთ სითხე და შემდეგ ტემპერატურა უცვლელი დავტოვოთ. გაფხვრით სითხის ის რაოდენობა m , რომელიც გავთვობნმა კოქმა აორთქლად აქცია. აორთქლების ფარული სითბო

$$L = \frac{I \cdot V \cdot I \cdot 0,2390}{m}$$

4. მთელი კალორიმეტრის საერთო სითბოტევალობა (წყალ-ექვივალენტი) იქნება $\frac{I \cdot V \cdot I}{\Theta}$ უატსეკუნდი, ანუ $\frac{I \cdot V \cdot I \cdot 0,2390}{\Theta}$ კალორია.

ამ მეთოდით სარგებლობენ წვის სითბოს განსაზღვრის დროს. ლითონის სქელ კედლებიან ჰურკელს (ბერტოლეს ბოშა), რომელშიც მოთავსებულია დასაწვავი ნივთიერება და შეკუმშული ჟანგბადის საკმარისი რაოდენობა, ათავსებენ წყლიან კალორიმეტრში. ამ კალორიმეტრისა და ბოშის საერთო სითბოტევალობა გადამრავლებული ტემპერატურის იმ ვადიდებაზე, რომელსაც წვა იწვევს, გვაძლევს წვის სითბოს.

იგივე პრინციპი საფუძვლად უდევს ანგისტრემის საკომპენსაციო პირველი-ომეტრს (587): აღებულია თხელი პლატინის ორი სწორკუთხიანი ფირფიტა, რომელთა სიგანე b — cm -ს უდრის; ფირფიტის წინააღმდეგობა, $1cm$ სიგრძისთვის გამოთვლილი, უდრის R_1 ომს; ფირფიტების თითო მხარე გაშავებულია. ერთ ფირფიტაზე მოქმედობს მზის გასაზომი გამოსხივება (582), ხოლო მეორე ფირფიტაზე, რომელიც მზის სხივების მოქმედებისაგან დაცულია, ატარებენ ელექტრულ დენს; ეს უკანასკნელი ამ ფირფიტას ათბობს. დენის ძალას (J ამპ.) ისე არეგულირებენ, რომ ზირივე ფირფიტისათვის ტემპერატურის აწევა (თერმოელექტრული გზით გაზომილი) იყოს ერთნაირი.

თუ, როგორც 587 §-ში; Q' წარმოადგენს მზის იმ გამოსხივებას, რომელიც ერთ მინუტში ეცემა ერთ კვადრატულ სანტიმეტრს, ხოლო A არის ფირფიტის შთანთქმის უნარი დასახელებული გამოსხივების მიმართ, მაშინ

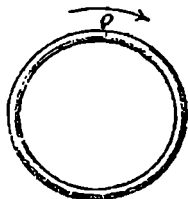
$$A \cdot Q' = \frac{I^2 \cdot R_1 \cdot 0,2390 \cdot 60}{b}$$

ამ მეთოდის უმთავრესი უპირატესობა იმაში მდგომარეობს, რომ საკირო არ არის გარეშე სივრცეში დაკარგული სითბოს რაოდენობის მხედველობაში მიღება; სითბოს ეს რაოდენობა ზირივე ფირფიტისათვის ერთი და იგივეა.

737. კულონი, ფარადი, მიკროფარადი. ელექტრობის იმ რაოდენობას, რომელსაც ერთ სექუნდში გადაიტანს ერთი ამპერი, კულონი ეწოდება.

ისეთი კონდენსატორის ელექტროტევადობას, რომლის შინაგან სამოსზე ერთი კულონი ელექტრობა ქმნის ერთი ვოლტის თანასწორ პოტენციალს, თუ გარეგანი სამოსი დედამიწასთანაა შეერთებული, ფარადი ეწოდება; ფარადის მემილიონედ ნაწილს მიკროფარადი ეწოდება.

738. სინჰარაჲ ϵ ; მლქატროზის კაოლენოზის ქლქატროზაგმეტუჩი და მლქატროსტატიური მართუღმეზის შაჴარდმეზა. ეტქვათ, რომ წრიული რგოლი (ნახ. 368) თანაბრად დაეოქტროვებულია ისე, რომ რკალის სიგრძის 1cm -ზე შოთავსდეს ელექტრობის ერთი ელექტროსტატიური ერთეული (613). თუ რგოლს ვაბრუნებთ რგოლის ცენტრზე გავლებულ რგოლის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულ დერძის გარშემო, მაშინ იმ სიგრძის ყოველ Q განიკვეთზე, რომელიც რგოლს უკაეია, გაივლის ელექტრობის განსაზღვრული რაოდენობა ისევე, როგორც იმ შემთხვევაში, როდესაც უძრავად მდებარე რგოლში დენი მიდის. როულანდმა განავითარა რა ევებრის თეორია, ცდით დაამტკიცა, რომ ელექტრობით დატვირთული მბრუნავი რგოლი ისეთივე მაგნეტურ მოქმედებას იწვევს, როგორსაც უძრავად მდებარე რგოლში იწვევს ელექტროდენი. მან დაამტკიცა, რომ ელექტრობით დატვირთული მბრუნავი რგოლი დენიან უძრავი რგოლის ექვივალენტურია. აქ განხილული მბრუნავი წრე ეკვივალენტური რომ იყოს ისეთი დენისა, რომლის ძალა 1e.m.u. ერთეულს უდრის, წრის რომელიმე წერტილის მოძრაობის სიჩქარე დაახლოებით უნდა უდრიდეს 300000 კილომეტრს სეკუნდში, ე. ი. უნდა უდრიდეს სინათლის გავრცელების სიჩქარეს (ეებერი და კოლრაუში):



ნახ. 368.

აქედან სჩანს, რომ, თუ დენის ძალა უდრის 1e.m.u. ერთეულს, მაშინ ყოველ სეკუნდში განიკვეთზე გაივლის ელექტრობის $3 \cdot 10^{10}$ ელექტროსტატიური ერთეული; ე. ი. გაივლის ელექტრობის ისეთი რაოდენობა, რომელიც მეტად დიდია ელექტრობის იმ რაოდენობასთან, შედარებით, რომელსაც ჩვენი ელექტრული მანქანები გვაძლევენ ერთი სეკუნდის განმავლობაში. ამის და მიხედვით ვოლტის მანქანის (618) დენი იწვევს მეტად სუსტ მაგნეტურ მოქმედებას.

739. ენერჯიის მაკადისოზა ბალვანუჩი ზლქმენსში. ვალვანური ელემენტის შეკრულ წრედში ჯაულის სითბოს მიღება შეესაბამება ენერჯიის გაჩენას, ამიტომ აქ უნდა დაიხარჯოს სხვა სახის ენერჯიის ექვივალენტური რაოდენობა.

დანიელის ელემენტში, 725 §-ის მიხედვით, დენის მიერ გამოწვეული საბოლოო ცვლილებანი იმაში მდგომარეობს, რომ მუდმივი ტემპერატურის დროს თუთია გადადის ხსნარში, ხოლო სპილენძის ეკვივალენტური რაოდენობა გადაეფარება სპილენძის ელექტროდს. იმავე შედეგს მივიღებთ, თუ თუთიის საშუალებით გამოვყოფთ სპილენძს (712) და ამ დროს მიღებულ სითბოს რაოდენობას მათ წავართმევთ (399 და შემდეგი §§).

ამგვარად, დენის მიერ გამოწვეული ცვლილებანი ელემენტში მაჩვენებელნი არიან ენერჯიის ხარჯვისა, რომელიც ისევე, როგორც სპილენძის გამოყოფი-

ლი რაოდენობა, დენის ძალის პროპორციულია (709). ენერჯის ეს დანაკლისი ერგებში გამოხატული, ისეთი დენისათვის, რომლის ძალა $I \cdot U$. ერთეულს უჯრის და რომელიც ერთი სექუნდის განმავლობაში მოქმედობს, აღნიშნოთ A -თი; მაშინ თუ დენის ძალა იქნება J , ენერჯის დანაკლისი იქნება $J \cdot A$. თუ მასთან ერთად დაუშვებთ, რომ დენის წრედში ჯაულის სითბოს გარდა არანაირი სხვა ენერჯია არ ჩნდება, მაშინ ერთ სექუნდში გაჩენილი ენერჯის რაოდენობა იქნება:

$P \cdot t = J \cdot E$ ერგი, სადაც E არის ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალა და უჯრის $E \cdot m$. ერთეულს.

ამგვარად, მივიღებთ:

$$J \cdot A = J \cdot E$$

ანუ

$$E = A.$$

(138).

ე. ი. ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალა, აბსოლუტურ საზომში გამოხატული, ეკვივალენტური ყოფილა იმ ქიმიური პროცესის ენერჯისა, რომელსაც ადგილი აქვს ელემენტში. ცდები არ ადასტურებენ ამ დებულებას საესტაბლიშმენტით, ზოგიერთ შემთხვევაში კი არ ადასტურებენ დაახლოებითაც კი.

გიპსის, ბრაუნის და ჰელმგოლცის გამოკვლევათა მიხედვით ეს ხდება იმიტომ, რომ იმ სხვადასხვა გამტარების საზღვრით ზედაპირზე, რომლებიც ელემენტს შეადგენენ ადგილი აქვს კიდევ სხვაგვარ მოვლენასაც, რომელიც ენერჯის შეთვისებას ან დახარჯვას იწვევს.

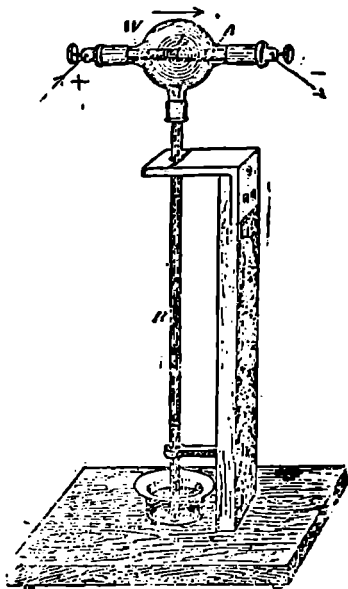
თავი 13. კელტინის მოვლენა და თერმოდინამიკური ძენი.

740. კელტინის ცდა. ბისმუტის ღერის ერთ ბოლოს მიჩაილავენ სურმის ღერის ბოლოსთან. თუ ასეთ ღერში დენს გაავტარებთ, მაშინ ნარჩილის ადგილი ვაცივდება ან გათბება იმის და მიხედვით ბისმუტიდან სურმისაკენ მიდის დენი, თუ მოპირდაპირე მიმართულებით. ამ მოვლენას პელტიეს მოვლენა ეწოდება.

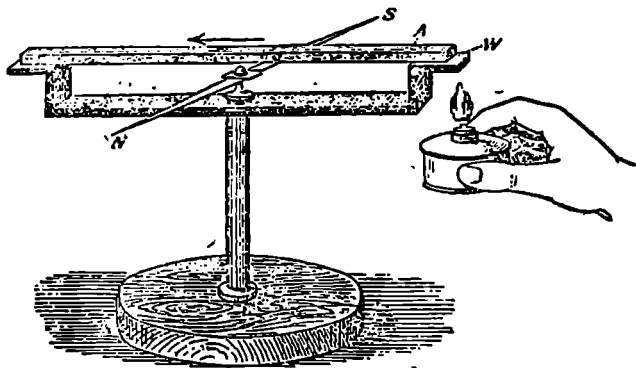
369 ნანაზზე IV წარმოადგენს ბისმუტის ღერს, ხოლო A სურმის ღერს; ნარჩილი იწყობება L -თან. ეს ღერი მოთავსებულია ჰაერიანი თერმომეტრის ბირთვში ისე, რომ იმ ადგილებიდან, სადაც ღერი ბირთვში შედის, ჰაერი ვერც ბირთვში შეიპარება და ვერც ბირთვიდან გამოიპარება. გრძელი მილი R ჩამდებულია სითხით საესტაბლიშმენტში. ამ სითხის დონის ზევით ასკლის ან ქვევით დაწვევის მიხედვით შეგვიძლიან აღმოვაჩინოთ პელტიეს მოვლენა. ამ მოვლენის აღმოჩენას ზელს უშლეს ჯაულის სითბო; უკანასკნელის შესამცირებლად სარკებლობენ სქელი ღერებით, რომლებსაც ნაკლები წინააღმდეგობა აქვთ, მაგრამ მისი გავლენის საესტაბლიშმენტით მოსპობა შეუძლებელია; ამის გამო ჰაერიანი თერმომეტრით გამოთვლილი ვაცივება ყოველთვის ნაკლებია, ვიდრე მოპირდაპირე მიმართულების დენის დროს მიღებული გათბობა. თუ ჯაულის სითბოს მოქმედებას შევხედოთ მივიღებთ, მაშინ ორივე მოპირდაპირე სახის საბოლოო ენერჯია თანასწორია და მისი სიდიდე ტემპერატურაზე დამოკიდებულია.

ბული. პელტიეს მოვლენას ადგილი აქვს მაშინაც, როდესაც რაიმე სხვა ლითონებით ვსარგებლობთ, მაგრამ ის უფრო შესაძრწევია ბისმუტისა და სურმისათვის.

741. თერმოდამატარული ღენი (ზეაბაი, 1821 წ.) 370 ნახაზზე *W* წარმოადგენს ბისმუტის ფირფიტას, რომელიც ორჯერ მოზრილია. სწორი კუთხით; ხოლო *A* წარმოადგენს სურმის სქელ ფირფიტას; ეს ორი ფირფიტა ერთი მეორესთან მიჩილულნი არიან ისე, რომ ერთად ჩაკეტილ ოთხკუთხედს შეადგენენ; ამ ოთხკუთხედის ცენტრში მოთავსებულია მაგნეტური ისარი (647). ოთხკუთხედს ათავსებენ მაგნეტური მერედიანის სიბრტყეში; ერთ ნაჩილს ვაათობენ, ხოლო მეორე ნაჩილი ცივი რჩება. მაგნეტის ისარი გადაიხრება მაგნეტური მერედიანის სიბრტყიდან და გვიჩვენებს ღენს, რომელიც გამთბარ ნაჩილზე მიდის ბისმუტიდან სურმისაკენ. ამ ღენს თერმოელექტრული ღენი ეწოდება. სხვა ლითონების გამოყენების დროს თერმოელექტრული ღენის ძალა უფრო ნაკლებია, ეიღრე იმ შემთხვევაში, როდესაც გამოყენებულია კომბინაცია ბისმუტი—სურმა.



ნახ. 369.



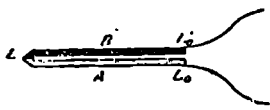
ნახ. 370.

742. თერმოდამატარული ღენი და პელტიეს მოვლენა. 740 წ-ის თანახმად გამთბარ ნაჩილთან, ე. ი. იქ, სადაც თერმოელექტრული ღენი ბისმუ-

ტიდან სურმისაკენ მიდის, სითბო შოინთქმება, ხოლო მეორე ნარჩილთან სითბო გამოიყოფა.

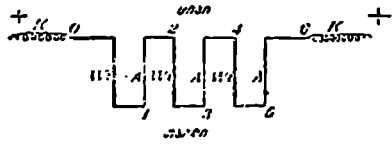
ცდა გვიჩვენებს, რომ სითბოს პირველი რაოდენობა მეორეზე მეტია, ე. ი. საერთოდ პელტიეს მოვლენის გამო თვით თერმოელექტრული დენის ასაღორძინებლად იხარჯება სითბო.

743. თერმოელემენტრული ელემენტი და ბატარეა 371 ნახაზე წარმოდგენილია ჩვეულებრივი კონსტრუქციის თერმოელექტრული ელემენტი. A და B გამტარები დამზადებულნი არიან სხვადასხვა ლითონებისაგან; L_0 და L_0' ბოლოებთან მირჩილული არიან სპილენძის მავთულები. L_n და L_n' -თან გამტარების ტემპერატურა გარეშე სივრცის ტემპერატურას უდრის, ხოლო L -თან გამტარებს ათბობენ. ასეთ შემთხვევაში თერმოელექტრული დენის ელექტრომამოძრავებელი ძალა ისეთივე სიდიდისაა, როგორც მაშინ, როდესაც A და B გამტარები პირდაპირ L_x და L'_x წერტილებში ერთმანეთთან შეერთებულნი არიან (661).



ნახ. 371.

372 ნახაზე სქემატურად წარმოდგენილია თერმოელექტრული ბატარეა. შედგენილი ბისმუტისა და სურმისაგან. შემდეგი ელემენტის ბისმუტი ყოველთვის მირჩილულია წინა ელემენტის სურმისთან; ნარჩილები ისე არიან დალაგებულნი, რომ კენტი ნარჩილები (1, 3, 5...) ერთი მხრით არიან მიმართულნი, ხოლო ლუწი (2, 4, 6...) — მეორე მხრით. ბოლოებთან მირჩილული არიან სპილენძის მავთულები. თუ კენტ ნარჩილებს გაეათბობთ, ხოლო ლუწი ნარჩილების ტემპერატურა ისეთივე იქნება, როგორცაა გარეშე სივრცის ტემპერატურა, მაშინ K მავთულების ლითონის მავთულით შეერთების დროს მივიღებთ თერმოელექტრულ დენს, რომლის ელექტრომამოძრავებელი ძალა n -ჯერ მეტი იქნება, ვიდრე ერთი ელემენტის ელექტრომამოძრავებელი ძალა, თუ სულ n ელემენტი იქნება შეერთებული.



ნახ. 372.

744. თერმოელემენტრული დენის ზამოყენება. თერმოელექტრული ელემენტის წრედში ჩაურთოთ გაღვანონტრი (ნახ. 371) და ნარჩილი L მოვათავსოთ ისეთ ადგილას, სადაც ტემპერატურა t' -ით უფრო მაღალია, ვიდრე გარეშე სივრცის ტემპერატურა; მასთან ერთად ისე უნდა მოვიქცეთ, რომ L_0 და L'_n ბოლოებთან ტემპერატურა გარეშე სივრცის ტემპერატურას უდრიდეს. მაშინ იმ ელექტრომამოძრავებელი ძალის მიხედვით, რომელიც ელემენტში აღორძინდება და რომელსაც ვოლტმეტრის საშუალებით გავეზომავთ, შეგვიძლია ვიძსჯელოთ ტემპერატურათა t სხვაობაზე; თუ t დიდი არ არის, მაშინ თერმოელექტრული ძალა t -ს პროპორციულია. ჩვეულებრივ სარგებლობენ თერმოელე-

მენტი, რომელიც რკინასა და კონსტანტანისაგან ან სპილენძისა და კონსტანტანისაგან¹⁾ შესდგება.

0° და 100°-ს ფარგლებში ასეთი ელემენტების ელექტრომაგნიტური ძალა შესაბამისად აღწევს 53 და 40 მიკროვოლტს ერთ გრადუსზე.

თუ გასაზომი ტემპერატურა 600°-ამდე აღწევს, მაშინ სარგებლობენ ვერცხლისაგან და კონსტანტანისაგან დამზადებულ თერმოელემენტებით; ხოლო იმ შემთხვევებში, როდესაც ტემპერატურა 1600°-ამდე აღწევს, თერმოელემენტს შეადგენენ პლატინისაგან და პლატინის როდიუმთან შენადნობისაგან.

მელონის თერმოელემენტში ბისმუტის და სურმის თერმოელემენტრული ბატარეა გამოყენებულია სითბური გამოსხივების გასაზომად (58°).

თაზი 14. მლქტროგამტარებლობა ლითონებში, მლქტროლიტებში და გაზებში

745. ლითონების მლქტროგამტარებლობა. ახალ შეხედულებათა მიხედვით ელექტროგამტარებლობა დამოკიდებულია ისეთი ნაწილაკების არსებობაზე, რომლებიც დაელექტროვებულნი არიან და ელექტრულ არეში მოძრაობენ, რის გამოც ამ ნაწილაკებს ელექტრობა თან გადააქვთ ერთი ადგილიდან მეორე ადგილას. ლითონებში ასეთი ნაწილაკების როლს ასრულებენ უარყოფითი ტვირთები, რომლებიც გამოყოფილი არიან წონად ნივთიერებიდან; თვითეული ტვირთი უდრის ელექტრობის ელემენტალურ e რაოდენობას; ესენი წარმოადგენენ ეგრედ წოდებულ ელექტრონებს (846). თუ დაუშვებთ, რომ ელექტრონებს ისეთივე თვისებები აქვთ, როგორც გაზის მოლეკულებს გაზების კინეტიური თეორიის მიხედვით (354), კერძოდ, თუ დაუშვებთ, რომ ელექტრონის საშუალო კინეტიური ენერჯია უდრის ერთ ატომიანი გაზის მოლეკულის საშუალო კინეტიურ ენერჯიას, მაშინ ტემპერატურის დროს, მაშინ, 425°K -ის თანახმად, გასაგები გახდება, რომ ელექტრონების მოძრაობასთან დაკავშირებული უნდა იყოს სითბოგამტარებლობა, და ბოლოს თუ დაუშვებთ, რომ ლითონების სითბოგამტარებლობა წარმოადგენს სითბოგამტარებლობას ელექტრონების საშუალებით, მაშინ მივიღებთ ორ კანონს, რომლებიც წინადაც იყვნენ ცნობილი, სახელდობრ:

1) ვიდემანის და ფრანცის კანონს, რომლის თანახმად სითბოგამტარებლობა (K) და ელექტროგამტარებლობა (α) ერთი და იგივე ტემპერატურის პირობებში პროპორციული არიან; ასე რომ, თუ რომელიმე ლითონი სითბოგამტარებს რამდენჯერმე უფრო კარგად, ვიდრე მეორე ლითონი, მაშინ პირველი ლითონის ელექტროგამტარებლობაც იმდენჯერმე მეტი იქნება, ვიდრე მეორესი.

2) ლორენცის კანონს, რომლის თანახმად K და α -ის შეფარდება აბსოლუტური ტემპერატურის პროპორციულია და მაშასადამე სიდიდე $\frac{K}{\alpha T}$ ტემპერატურაზე დამოკიდებული არ არის. 0° და 100°-ის ფარგლებში ეს კანონები დაახლოებით გამართლდენ წმინდა ლითონების უმეტეს ნაწილისათვის; მასთან ერთად ლორენცის კანონი დაახლოებით იმიტომ გამართლდა, რომ K თითქმის

¹⁾ შენადნობი, რომელიც სპილენძის 60 წონით ნაწილისაგან და ნიკელის 40 ნაწილისაგან შესდგება.

დაპოკიდებული არ არის T -ზე, ხოლო x თითქმის უკუ პროპორციულია T -სი. უნდა აღინიშნოს, რომ დაბალი ტემპერატურის პირობებში არც ერთი დასახელებული კანონი არ მართლდება. მაისინერის ცდების მიხედვით, რომლებსაც აწარმოებდნენ 20° abs -ის დროს, ლორენცის კანონი არ მართლდება; აიხსნება ეს იმ გარემოებით, რომ ტემპერატურის ქვევით დაწვეის დროს K სწრაფად იზრდება, მაგრამ xT უფრო ჩქარა იზრდება; ისე რომ, შეფარდება $\frac{K}{xT}$ მცირდება; ვიდრემანის და ფრანცის კანონი კი აღარ მართლდება იმიტომ, რომ დასახელებული შეფარდების შემცირება სხვადასხვა ლითონებისთვის სხვადასხვანაირია. მეტად დაბალი ტემპერატურის პირობებში (დაახლოებით 4° abs) კამერლინგ-ონენსმა აღმოაჩინა, რომ სინდიყის, ტყვიის და კალის ელექტროგამტარებლობა უცბად და არაჩვეულებრივ იზრდება. (ზეგამტარებლობა).

ამ კანონების შესახებ იგივე უნდა ითქვას, რაც დიულონგისა და პტის კანონის შესახებ ატომური სითბოტევადობა, რომელიც ასევე მართალია დაახლოებით მხოლოდ 0° და 100° -ის ფარგლებში. ორივე შემთხვევისათვის შესაძლებელია აღინიშნოს ერთი საერთო მიზეზი, სახელდობრ ის, რომ დაბალი ტემპერატურის პირობებში ძალას კარგავს ენერჯიის თანაბარი განრიგების კანონი. მართლაც, ის დაშვება, რომ ერთ ატომიანი გაზის მოლეკულას, ლითონის ატომს და ელექტრონს ტემპერატურის ერთსა და იმავე პირობებში ერთნაირი საშუალო კინეტიური ენერჯია აქვს, დასახელებული კანონის კერძო შემთხვევას წარმოადგენს.

745. ელემენტარული მანქანის მლემენტარული მანქანა. ვთქვათ ელექტროლიტი, მაგალითად KCl , ორი ერთატომიანი იონისაგან შესდგება; მაშინ 702 §-ის 134^ა განტოლებაში x უდრის ელექტრობის ელემენტარულ e რაოდენობას (710). თუ მოლეკულათა რიცხვი ერთ კუბურ სანტიმეტრში N -ია, ხოლო დისოციირებული ნაწილი $=\alpha$ (დისოციაციის კოეფიციენტი), მაშინ 134^ა განტოლებაში

$$n = N \cdot \alpha.$$

ვთქვათ, ხაზოვან გამტარში (672) ელექტრული არეს ძაბვა უდრის E -ს, და, მაშასადამე, იონზე მომქმედი ძალა იქნება $E \cdot e$. ეს ძალა იონის სითხეში მოძრაობის დროს იონს მიანიჭებს საბოლოო სიჩქარეს $E \cdot u_1$, რომელიც E -ს პროპორციულია. აქ u_1 წარმოადგენს იონის ძვრადობას, ე. ი. იონის სიჩქარეს ისეთ არეში, რომელშიც პოტენციალის დაცემა ერთი სანტიმეტრის მანძილზე ერთ ვოლტს უდრის..

თუ ამ სიჩქარეს ანიონისათვის და კატიონისათვის შესაბამისად $U_1 a$ და $U_2 k$ თი აღვნიშნავთ, მაშინ მივიღებთ:

$$U_1 + U_2 = E (U_1 a + U_2 k)$$

თუ 1 კუბური სანტიმეტრი შეიცავს KCl -ის η გრამ-ეკვივალენტს, მაშინ 710 §-ის თანახმად

$$N \cdot e = 96500 \cdot \eta \text{ კულონს}$$

ჩავუკავთ რა ამ სიდიდეებს 702-§-ის 134^ა განტოლებაში მივიღებთ:

$$i = N \cdot x E \cdot e (u_1 a + u_2 k) = 96500 \eta \cdot \alpha (u_1 a + u_2 k) \cdot E$$

შეორეს მხრივ 671 წ-ის თანახმად, $i = x \cdot E$ (119 განტოლება), სადაც x წარმოადგენს ელექტროგამტარებლობის, ე. ი. დენის სიმკვრივეს ამპერებში კვადრატულ სანტიმეტრზე ისეთ არეში, სადაც პოტენციალის დაცემა 1 სანტიმეტრის მანძილზე ერთ ვოლტს უდრის. ამგვარად:

$$x = 95500 \cdot \eta(u_{1a} + u_{1z})$$

და ბოლოს, თუ შეფარდება $\frac{x}{\eta}$ ეკრედ წოდებულ, ეკვივალენტურ ელექტროგამტარებლობას, L -ით აღვნიშნავთ, მივიღებთ:

$$L = 96500 \cdot \alpha(u_{1a} + u_{1z}) \quad . (138^a)$$

თუ ხსნარს ეაზავებთ, ელექტროგამტარებლობა x მცირდება, ხოლო ეკვივალენტური ელექტროგამტარებლობა, ე. ი. ელექტროგამტარებლობა, რომელიც გამოწვეულია ელექტროლიტის ცალკეული მოლეკულით, პირიქით, იზრდება. ხშირად ხსნარის გაზავების ხარისხის განსაკუთრებული სიდიდიდან დაწყებული შემდეგი გაზავება მოლეკულარულ ელექტროგამტარებლობას აღარ სცვლის. თუ კონცენტრაცია სუსტია, მაშინ შეიძლება დაუშვათ რომ იონის ძვრადობა ან ნახუნის წინააღმდეგობა, რომელიც იონზე მოქმედობს, კონცენტრაციაზე და საერთოდ სხვა იონების არსებობაზე დამოკიდებული არ არის. ასეთ შემთხვევაში ქლორის იონის ძვრადობა დამოკიდებული არ იქნება იმაზე, მიღებულია ეს იონი KCl -დან თუ $NaCl$ -დან (იონების დამოუკიდებელი გადანაცვლების კანონი).

138^a განტოლების თანახმად ეკვივალენტური L ელექტროგამტარებლობის გადიდება გაზავების გადიდებასთან ერთად სწარმოებს—მხოლოდ დისოციაციის α ხარისხის გადიდების გამო. გარდა ამისა, დისოციაციის ზოგადი თეორიის თანახმად, მუდმივი ზღვარული სიდიდე, რომლისაკენაც მოისწრაფის ხსნარის გაზავებასთან ერთად α , უდრის 1-ს, ე. ი. უსაზღვროდ დიდი გაზავების დროს დისოცირებულია ყველა ელექტროლიტური მოლეკულები. თუ ხსნარის უსაზღვროდ დიდი გაზავების პირობებში ეკვივალენტურ ელექტროგამტარებლობას L_{∞} -ით აღვნიშნავთ, მაშინ 138^a განტოლებიდან მივიღებთ:

$$\alpha = \frac{L}{L_{\infty}} \quad . 138^b$$

ამ განტოლების საშუალებით α -ს განსაზღვრავენ. მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$L_{\infty} = 96540(u_{1a} + u_{1z}) \quad . (138^c)$$

L_{∞} ეს და გადატანათა $u = \frac{u_{1a}}{u_{1a} + u_{1z}}$ (702^a) რიცხვის საშუალებით ვიპოვით u_{1a} და u_{1z} -ს.

L_{∞} სიდიდე კი 138^c განტოლების მიხედვით შეგვიძლია ვიპოვოთ ყველა იმ ელექტროლიტებისათვის, რომლებსათვისაც იონის ძვრადობა განსაზღვრულია. ამგვარად, თუ ცნობილია ელექტროგამტარებლობა და გადატანათა რიცხვი უსაზღვროდ დიდი გაზავების პირობებში KCl -ისათვის, NaI -თვის, $LiBr$ -ისათვის, ჩვენ პირდაპირ გამოვთვლით KI , KBr , $NaCl$, $NaBr$, $LiCl$, LiI -ის L_{∞} -ს. ბოლოს 138^c განტოლებიდან შეგვიძლია ვიპოვოთ ძვრადობათა u ჯამი, რომელიც, მაგალითად, KCl -ისათვის უდრის 0,60134 სანტიმეტრის სეკუნდში, KCl -ისათვის

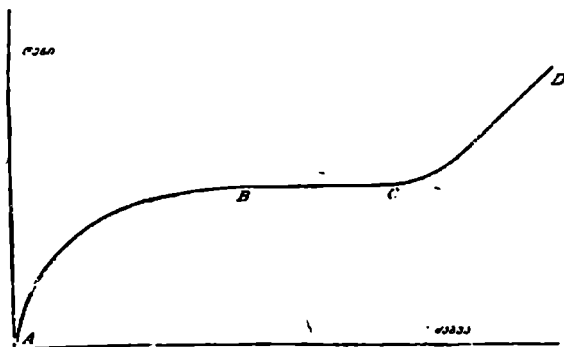
გადატანათა რიცხვი უდრის თითქმის $\frac{1}{3}$, ამიტომ ძვრადობანი K და Cl -ისა ერთი მეორის თანასწორია და მაშასადამე თვითფულისათვის უდრის $0,00067 \frac{cm}{sec}$.

იონების დამოუკიდებელი მოძრაობის კანონი აღმოაჩინა კოლრაუშმა; ხოლო გამოყენების ფარგლები, რომლებიც დამოკიდებულნი არიან გაზავეების ხარისხზე, მოცემულია არენიუსის მიერ.

ელექტროლიტური გამტარებლობის ცხრილებში ჩვეულებრივ L -ის სიდიდე მოცემულია იმ შემთხვევისათვის, როდესაც ლიტრში გახსნილია ნივთიერების გრამეკვივალენტი. აქედან მივიღებთ: $\alpha = \frac{L}{1000V}$, ხოლო ისეთი სწორი ცილინდრული სვეტის წინააღმდეგობა, რომლის სიგრძე არის $1cm$, განივკვეთი კი $1cm^2$, 671 $\frac{1}{2}$ -ის თანახმად იქნება: $\frac{1}{\alpha}$ ომი.

მაგალითად, KCl -ისათვის, თუ $t = 18^\circ$ და $V = 1$ (ნორმალური ხსნარი), მაშინ $L = 98,2$; $\alpha = 0,0982$; ხოლო წინააღმდეგობა ისეთი სვეტისა, რომლის სიგრძე $10cm$ -ია, განივკვეთი კი $1cm^2$, იქნება $\frac{10}{0,0982} = 101,8$ ომი. ორვალენტოვან ნივთიერებისათვის (მაგალითად $CaCl_2$) ხშირად აღნიშნავენ, ეგრედ წოდებულ მოლეკულარულ L' ელექტროგამტარებლობას; იმ შემთხვევისათვის, როდესაც L' ლიტრში გახსნილია ნივთიერების ერთი მოლი, მაშინ გვექნება $\alpha = \frac{L'}{1000V}$.

747. გაზავეების ელექტროგამტარებლობა. თუ ელექტროსკოპზე ვიმოწმებდებთ ტენტენის (851) ან ბეკერელის (853) სხივებით, ელექტროსკოპი განიცლებდა. იგივე მოხდება მაშინაც, როდესაც ელექტროსკოპისაკენ მიმდინარეობს ისეთი



ნახ. 372^a.

ჰერი, რომელმაც დასახელებული სხივების მოქმედება განიცადა. ამგვარად აღნიშნული სხივების ნოქმედებისა გამო ჰერი გამტარი ხდება და ამ თვისებას ჰერი ინარჩუნებს ერთგვარი დროის განმავლობაში. ჰერი ამ შეძენილ ელექტროგამტარებლობას ისევ დაკარგავს, თუ მას ბამბის ფენში გავატარებთ; ნაწილობრივ იგი ამ თვისებას მაშინაც კარგავს, როდესაც მას ლითონის ვიწრო

მიღში გაეატარებთ; ჰაერი ამ ელექტროგამტარებლობას მაშინ უფრო სწრაფად კარგავს, როდესაც მიღში ელექტრული არე მოქმედობს, მაგალითად მაშინ, როდესაც მილის ღერძის მიმართულებით გატარებულია ელექტრობით დატვირთული მავთული.

თუ ჰაერში, რომელიც ზემოდ დასახელებული სხივების მოქმედებას განუწყვეტლივ განიცდის, ორ ელექტროდს მოვათავსებთ და ამ უკანასკნელზე დაბნის თანდათანობით გავადიდებთ, მაშინ ჰაერში მიღებული დენის ძალა გაიზრდება ერთგვარ საზღვრამდე; ამის შემდეგ, დენის ძალა მუდმივი რჩება და მხოლოდ მას შემდეგ, რაც ძაბვა მეტად გაიზრდება, დენის ძალაც ისევ იწყებს გადიდებას (ნახ. 372"). სხვა გაზეზზედაც დასახელებული სხივები ანალოგიურად მოქმედებენ.

748. თეორია. დისოცირებადი იონების კამოზინაცია. გაუღმეობის მქონე. გაზეზის ელექტროგამტარებლობა აიხსნება დაელექტროვებული ნაწილაკების არსებობით; ამ უკანასკნელს გაზის იონები (გაზიონები) ეწოდება. გაზიონები ჩნდებიან გაზის ელექტრულად ნეიტრალური მოლეკულებიდან დისოციაციის პროცესის გამო. სხივების მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ გაზის ელექტროგამტარებლობა სუსტდება ნაწილობრივ იმიტომ, რომ დისოცირებული ანიონები და კატიონები ხელახლად ერთმანეთს უერთდებიან. დე ნეიტრალურ მოლეკულას ალად-ვენენ (რეკომბინაცია), ნაწილობრივ კი იმიტომ, რომ იონები ლითონების ზედაპირებისაკენ მიიპარტენიან (დიფუნდირებენ) და ამ ზედაპირზე რჩებიან. სხივების ხანგრძლივი მოქმედების დროს მყარდება სტაციონარული მდგომარეობა; სახელდობო ყოველ სეკუნდში ჩნდება სწორედ იმდენი ახალი იონი, რამდენიც იკარგება რეკომბინაციისა და დიფუზიის გამო. ელექტრულ არეში ორ ელექტროდს შორის სწორედ ისევე, როგორც ელექტროლიზის დროს, (702), ადგილი აქვს ელექტრობის გადატანას, რის შედეგად მივიღებთ იონების რიცხვის უფრო მეტ შემცირებას. თუ ელექტროდებზე ძაბვა იზრდება და მასთან ერთად ელექტრული არე ძლიერდება, მაშინ იონები იწყებენ მეტი სიჩქარით მოძრაობას და ბოლოს მათი მოძრაობა სწარმოებს ისეთი დიდი სიჩქარით, რომ იონების რეკომბინაციას ადგილი აღარ ექნება მათი აღორძინების ადგილიდან ელექტროდებამდე. ამ დროს ყველა გაჩენილი იონი თავის ტვირთს აძლევს ელექტროდებს. ის დენის ძალა, რომელიც ამ მდგომარეობას შეეფერება, აღარ შეიძლება გადიდებული იყოს (372" ნახაზე წარმოდგენილი შრუდის BC ნაწილი). დენის ამ ძალას ეწოდება გაუღმეობის დენის ძალა. სხივების ერთგვაროვანი მოქმედების დროს დენის ეს ძალა ელექტროდებს შორის მოთავსებული გაზის მოცულობის პროპორციულია და მასთანადავე ელექტროდებს შორის მანძილის პროპორციულიც.

ელექტროლიტისთვის კი, ომის კანონის თანახმად, დენის ძალა ელექტროდებს შორის მანძილის უკუპროპორციულია. ელექტროლიტში დენის ძალაზე დამოკიდებული არ არის იმ იონების რაოდენობა, რომლებიც ელექტროლიტის 1 კუბურ სანტიმეტრშია მოთავსებული, გაზეზში კი, რომლებიც ცნობილი სხივების გავლენას განიცდიან, დენის ძალაზე დამოკიდებული არ არის იმ იონების რიცხვი, რომლებიც 1 კუბურ სანტიმეტრში ჩნდებიან ერთი სეკუნდის განმავლობაში. ამ ძირითადი განსხვავების გამო შედეგად იმას ვლბებულბობთ, რომ

ელექტროლიტის შიგნით არ არიან ელექტრული ტვირთები იმ დროს, როდესაც გაზის შინაგანი ნაწილი ელექტრობითაა დატვირთული, რადგანაც მოკულობის ერთეულში საერთოდ ანიონების რიცხვი არ უდრის კატიონების რიცხვს.

ვთქვათ, გვაქვს ორი ელექტროდი, რომელთა შორის გაზია მოთავსებული და რომლებზედაც ძაბვა დასაწყისში 0-ს უდრის. თუ შესაბამისი სხივების მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ, რომელიმე t მომენტში გაკლენითს დენს უტყდად გავტარებთ ამ გაზში და ამით ვაიძულებთ ელექტროდებს შორის მოთავსებულ იონებს (+ ან -) იმოდროს ერთერთ ელექტროდისაკენ; მაშინ ამ ელექტროდზე ტვირთების რაოდენობა პროპორციული იქნება იმ იონების რიცხვისა, რომლებიც ჯერ კიდევ დარჩენილნი იყვნენ t მომენტში. ასეთი გზით შესაძლებელია რეკომბინაციის სიჩქარის განსაზღვრა.

749. გაზის იონების ძვრადობის განსაზღვრა. გაზის იონების ძვრადობის განსაზღვრა შეგვიძლია მოვახდინოთ შემდეგი მეთოდით. გაზს მოათავსებენ A და B ფირფიტებს შორის, რომლებიც დაშორებული არიან ერთმანეთისაგან l სმ-ით.

ფირფიტა A ჯერ დედამიწასთანაა შეერთებული, ხოლო შემდეგ ელექტროსკოპთან, გაზის თხელი ფენი, რომელიც ფირფიტას ეხება, იონიზაციას განიცდის იმ სხივების გავლენით, რომლებიც მცირე დროის განმავლობაში მასზე მოქმედებენ; შემდეგ T სეკუნდის განმავლობაში B ფირფიტას ანიჰებენ $+E$ პოტენციალს, ხოლო შემდგომი T სეკუნდის განმავლობაში $-E$ პოტენციალს. აღწერილ ოპერაციას რამდენჯერმე იმეორებენ. იმ დროს, როდესაც B დადებითად არის დატვირთული, კატიონები A -ს მიმართულებით გაივლიან მანძილს $s = u_+ \cdot T$; ასეთივე მანძილს მოპირდაპირე მიმართულებით ისინი გაივლიან მაშინ, როდესაც B უარყოფითად არის დატვირთული.

A არ შეითვისებს არავითარ ტვირთებს, ვიდრე $s < l$.

კატიონის სიჩქარე $u_+ = u_{+k} \cdot \frac{F}{T}$; E -ს გაადიდებენ ისეთ E_1 -ის სიდიდემდე,

რომ A -ზე დადებითი ტვირთი აღმოჩნდეს, მაშინ $T \cdot u_{+k} \cdot \frac{E_1}{l} = l$, ანუ $u_{+k} =$

$= \frac{l}{T \cdot E_1}$ ასეთივე გზით განისაზღვრება u_{-k} ; კრისტალისათვისაც B -ს ჯერ უარყოფითად დატვირთავენ, ხოლო შემდეგ დადებითად. ისეთ იონებისათვის, რომლებიც მწარალ ჰაერში ჩნდებიან რენტგენის სხივების მოქმედების გამო, მიიღეს შემდეგი სიდიდეები:

	u_{+k}	u_{-k}
ჰაერისათვის	1,26 cm/sec	1,87 cm/sec
O ₂ -სთვის	1,36 "	1,80 "
CO ₂ -სთვის	0,76 "	0,81 "
H ₂ -სთვის	6,70 "	7,95 "
	u_{+k}	u_{-k}
N ₂ -სთვის O ₂ -ის მცირე ნარევით	1,27 cm/sec	1,84 cm/sec
Ar — O ₂ -ს	" "	1,37
N ₂ -სთვის (სუფთა)	" "	1,27
Ar — (სუფთა)	" "	1,37

უნდა აღინიშნოს, რომ აქ არეს ერთეულად არჩეულია ისეიო არე, რომელშიც პოტენციალის დაცემა ერთი სანტიმეტრის მანძილზე 1 ვოლტს უდრის. როგორც უხედავთ, ანიონის ძვრადობა ყოველთვის კატიონის ძვრადობაზე მეტია. ანორმალური დიდი ძვრადობა აქვთ ანიონებს სუფთა აზოტში და სუფთა არგონში, შემდეგ ჰელიუმში და ალბათ ყველა კეთილშობილ გაზებშიც.

750. გაზის იონები, როგორც კონდენსაციის ცენტრები. გაზის იონის ბჟირთი. წყლის ორთქლით გაყენითილი ჰაერის ადიაბატური გაფართოების დროს ჰაერი იმდენად ცივდება, რომ მიუხედავად სიმკვრივის შექცევებისა წყლის ორთქლი გადადის გადაყენითილ მდგომარეობაში და ისეთ ჰაერში, რომელშიც მტვერის ნამცეცხბია მოთავსებული, კონდენსირდება ღრუბლის სახით. თუ ჰაერში მტვერი არ არის, ასეთი ღრუბელი მხოლოდ მაშინ ჩნდება, როდესაც წყლის ორთქლი სიმკვრივე დაახლოებით რვაჯერ მეტი გახდება, ვიდრე გაყენითილი ორთქლის სიმკვრივე. ღრუბლის გაჩენა შეგვიძლია გამოვიწვიოთ გაზზე (მისი გაფართოების დროს) რენტგენის სხივების მოქმედებით.

ამ სხივების მოქმედებით გაჩენილი იონები, როგორც მტვერის ნამცეცხბი. კონდენსაციის ცენტრების როლს ასრულებენ. შესაფერისი განათების დროს ჟოგარის საშუალებით შესაძლებელი ხდება ცალკე წვეთზე დაკვირვების მოხდენა; წვეთის ტვირთების რაოდენობის განსაზღვრა შესაძლებელია შევღვევი გზით (ტომსონი, ვილსონი, მოლიკენი); წვეთი მოთავსებულია ლითონის ორ ფირფიტის შორის; ამ ფირფიტებს შორის შესაძლებელია ისეთი ელექტრული არეს შექმნა, რომელიც ზევითაა მიმართული და რომელსაც შესაბამისი და სავსებით განსაზღვრული ძალა აქვს.

აკვირდებიან: 1) წვეთის ქვევით მოძრაობას, რომელსაც მხოლოდ სიმძიმის ძალა იწვევს და 2) წვეთის იმ მოძრაობას, რომელიც ზევითაა მიმართული და რომელსაც იწვევს ელექტრული არეს და სიმძიმის ძალის ერთდროული მოქმედება. სტოკსის მიხედვით, საბოლოო u_1 და u_2 სიჩქარეები ისე შეეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც მამოძრაებელი ძალები.

ამგვარად, თუ mg წარმოადგენს წვეთის მოჩენებით წონას ჰაერში, მივიღებთ:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{mg}{E \cdot e - mg} \quad . (138^d)$$

წვეთის რადიუსს იპოვიან u_1 -დან სტოკსის ფორმულის საშუალებით [(4C') § 215^a] და, მაშასადამე, შესაძლებელი გახდება mg -ის განსაზღვრა და ბოლის (138^d)-ს საშუალებით განისაზღვრება e .

აღმოჩნდა, რომ e ყოველთვის ელექტრობის ელემენტარული e რაოდენობის ჯერადია, თუ არეში ვაგაჩენთ ახალ იონებს, თუნდაც რენტგენის სხივების მოქმედებით (ამ დროს კატიონები ზევით მოძრაობენ), მაშინ წვეთზე კატიონის დაღეპვის დროს შეიცვლება წვეთის ტვირთი e . ელექტრობის რაოდენობის ამ ცვლილებას გამოთვლიან u_2 -ის უცბადი ცვლილებიდან (138^d) ფორმულის საშუალებით; აღმოჩნდა, რომ ელექტრობის რაოდენობის დასახელებული ცვლილება ყოველთვის შეესაბამება ელექტრობის ერთ ელემენტარული რაოდენობის მიღებას (მილეკენი). ამგვარად, გაზის იონი ისევე, როგორც ელექტროლიტური იონი, ელექტრობის ელემენტარული რაოდენობის მატარებელია, მაგრამ იმ დროს

როდესაც ელექტროლიტური იონის ტვირთის მატარებლის როლს ყოველთვის ატარებენ აარულებს, ვაზის იონის ტვირთების მატარებელს, როგორც სჩანს, შეიძლება ჰქონდეს სხვადასხვანაირი სიდიდე და მუდმივ კანონზომიერებას მოკლებულია.

751. დამოუკიდებელი დენი. თუ იმ ცდის, დროს, რომელიც 747 §-შია აღწერილი, ელექტროდებზე ძაბვას ცემტის-მეტად გავადიდებთ, მაშინ დაუგება ისეთი მოპენტი, როდესაც დენის ძალა ისევე იწყებს გადიდებას (372 ნახაზზე მოყვანილი მრუდის CD ნაწილი). ეს შეიძლება იმით ახსნას, რომ საკმარისად მძლავრ ელექტრულ არეში ვაზის იონების კინეტიური ენერჯია იძენად იზრდება, რომ თვითონვე იწვევენ დაჯახების გამო ელექტრულად ნეიტრალური მოლეკულების იონიზაციას. ბოლოს, თუ ელექტროდებზე ძაბვა გადააქარბებს ერთგვარ საზღვარს ანუ თუ ეს ძაბვა მეტი გახდება იდრე, ეგრედ წოდებული, განკლის ძაბვა, მაშინ დენის დაწყებისათვის და დენის შენარჩუნებისათვის საჭირო აღარაა სხივების მოქმედება. ეს არის შემთხვევა, ეგრედ წოდებული, დამოუკიდებელი დენისა.

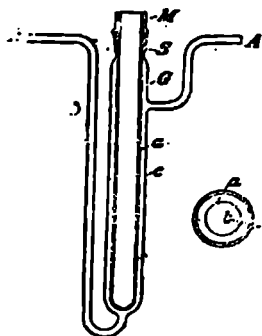
აღმოჩნდა, რომ ვაზებს, თუნდაც რომ ისინი არ განიცდიდენ მოქმედებას, აქვთ ნეტად სუსტი ელექტროგამტარებლობა და, მაშასადამე, ვაზები შეიკავენ თავისუფალი იონების მცირე რიცხვს; თავისუფალი იონების რიცხვი მძლავრ არეში იზრდება იონების მოლეკულებზე დაჯახების გამო და, როგორც სჩანს, ეს თავისუფალი იონები იწვევენ ვაზის საკუთარ ანუ დამოუკიდებელ ელექტროდენს. თავისუფალი იონების რიცხვის ზრდის პროცესი მოითხოვს ერთგვარ დროს (შეგვიანება, § 628); ეს დრო შეგვიძლია შევამციროთ, თუ სხივების მოქმედებით მოვსპობთ დასაწყისში მოქმედ იონების ნაკლებობას. საკუთარი დენის არსებობის გამო ის ვაზი, რომელსაც დენი გადის ვაზში, ყოველთვის ნათებას იწყებს. ამ ნათების ზოგიერთი პრაქტიკულად მნიშვნელოვანი სახეები განხილულნი იქნებიან შემდეგ §-ში.

752. ჩუმი განცდა. ჩვეულებრივი წნევის დროს, ეგრედ წოდებულ, ჩუმ განცდას აღიღი აქვს ჰაერში ლითონის წვეტსა და მის პირდაპირ მოთავსებულ ლითონის ფირფიტას შორის. ელექტროდებზე ზომიერი ძაბვის დროს ნათება ჩნდება მხოლოდ წვეტზე. მიკროსკოპის საშუალებით აღმოჩენილია, რომ ამ ნათების სტრუქტურა სხვადასხვანაირია, იმის მიხედვით ლაღებითად არის დავიზრთული წვეტი, თუ უარყოფითად.

შედარებით კარგი ელექტროგამტარებლობა აქვს ჰაერს მხოლოდ წვეტის მახლობლად, ამიტომ წვეტის გარშემო ჩნდება ელექტრული „ღრუბელი,“ რომელიც ისევეა დატვირთული, როგორც წვეტი; ამის გამო ღრუბელი უკუგდებულ წვეტის მიერ ელექტრულ ქარს აჩენს; ამ უკანასკნელის აღმოჩენა შესაძლებელია ანთებული სანთლის ალის წვეტთან მიახლოებით. ჩუმი განცდა იწყებს ტემპერატურის მხოლოდ სუსტ გადიდებას, მაგრამ მას ახასიათებს საკმაოდ შესაჩინევი ქიმიური მოქმედება. პრაქტიკულად დიდი მნიშვნელობა აქვს იმ გარემოებას, რომ ჩუმი განცდა იწყებს ენგბადის და ატონსფერის ჰაერის ოზონირებას. სიმენსის ოზონატორში საოზონაციო ჰაერს ათავსებენ მინის ორ პატარა მცლის შორის (მიღების ღერძები თანხედენილნი არიან), ან და როგორ-

არც ეს 372^ბ ნახაზზეა ნაჩვენები, ლითონის ცილინდრისებულ *a* ზედაპირსა და მინის *b* მილის შორის; ამ უკანასკნელის და ლითონის ცილინდრის ლერძები თანხედენილნი არიან.

თუ *a* და *c*-ს მივანიჭებთ საკმაოდ მაღალ ძაბვას, მაშინ ჰაერში *a*-სა და *b*-ს შორის ჩნდება ჩუმი განცლა; თუ *a* დადებითია, მაშინ დენი მილის *a*-დან *b*-საკენ; *b* დაბრუნდება დადებითად და ამიტომ გამოიწვევს მოპირდაპირედ მიმართულ ძალას, რომელიც მოქმედობს *b*-დან *a*-საკენ; ეს ძალა სპობს დენს, მაგრამ აღიდებს ძაბვის მოქმედებას, თუ ამ ძაბვას მოპირდაპირედ მიმართულებას მიეცემთ. ამიტომ სიმენსის ოზონატორის შეუძლია იმოქმედოს მხოლოდ მაშინ, როდესაც ძაბვა *a*-სა და *c*-ს შორის ცვალებადია.



ნახ. 372 ბ.

753. ნათეხითი განცლა. ნათებითი განცლა შეგვიძლია გამოვიწვიოთ ჰაერში, რომელიც იმყოფება ატმოსფერის წნევის ქვეშ; მაგრამ ელექტროგამტარებლობის სიდიდე, ე. ი. შეფარდება $\frac{\text{დენის ძალა}}{\text{ელექტროდებზე ძაბვა}}$ მეტად სწრაფად იზრდება, თუ ჩუმ განცლას დენის ძალის გადიდებით ნათებითი განცლად გარდაექმნით. ამისმიზეზი იმაში მდგომარეობს, რომ ასეთ შემთხვევაში დენი აღარ მიდის გაზის იმ ნაწილებზე, რომლებიც დენს ცუდად ატარებენ. ნათებითი განცლას ჩვეულებრივ იღებენ გაიშვიათებულ გაზებში.

მინის *G* მილში (ნახ. 373), რომელშიც გაზის წნევა უდრის სინდიყის სვეტის რამდენიმე მილიმეტრის წნევას, გერმეტულად ჩარჩილულნი არიან პლატინის *A* და *K* მავთულები. თუ ასეთი, ეგრედწოდებულ, გეისლერის მილის *A* და *K* ელექტროდებს მიუერთებთ ისეთი ბატარეის პოლუსებს, რომელიც შესდგება 500—1000 მიმდევრობით შეერთებულ ტყვიის აკუმულატორისაგან, და თუ წრედში ჩაურთავთ დაახლოვებით ერთი მილიონი ომის წინააღმდეგობას, მაშინ გაზში გაივლის მუდმივი დენი; მასთან ერთად დენის გზის ერთგვარ ნაწილზე გაზი ნათებას იწყებს. 373 ნახაზზე წარმოდგენილია სინათლის ის დამახასიათებელი განაწილება დენის გზაზე, რომელსაც ხშირად აღვილი აქვს. *K* კატოდს გარს არტყია „უარყოფითი ნათება“; „დადებითი ნათება“ ანოდზე ფარავს ანოდს თხელი და მნათი გაზის სახით და შემდეგ ვრცელდება მთელი რიგი მნათი ფენების სახით, რომლებიც ერთი მეორისაგან დაშორებულნი არიან ბნელი ინტერვლებით. უარყოფითი და დადებითი ნათებანი ერთი მეორისაგან დაშორებულნი არიან საკმაოდ დიდი და ბნელი სივრცით. თუ მილში რომელიმე დონეზე ჩავრჩილავთ პლატინის წვრილ მავთულს, მაშინ პლატინის ეს მავთული შეითვისებს მილის განივკვეთის პორტენციალს აღნიშნულ დონეზე; თუ ასეთი



ნახ. 373.

მავთულის ერთი ბოლო გარეთ იქნება გამოსული, მაშინ ელექტრომეტრის საშუალებით შესაძლებელი გახდება იმ ძაბვის გაზომვა, რომელიც არსებობს ამ მავთულისა და ერთერთ ელექტროდს შორის. ასეთი ცდების დროს აღმოჩნდა, რომ პოტენციალის დაცემა და, მაშისადაჟე, განკლისადმი წინააღმდეგობაც განსაკუთრებით დიდია კატოდთან. კატოდსა და უარყოფითი ნათების საზღვარს შორის ძაბვათა სხვაობას ეწოდება კატოდური დაცემა. ვიდრე ნათება მთელ კატოდს არ ფარავს, კატოდური დაცემა დენის ძალაზე და გაზის წნევაზე დამოკიდებული არ არის; პლატინის კატოდისათვის კატოდური დაცემა უდრის: აზოტში 230 ვოლტს, წყალბადში 300 ვოლტს. ზემოდ დასახელებული დიდი წინააღმდეგობა კატოდთან, ალბათ, დამოკიდებული უნდა იყოს ადგილად მოძრაი იონების რიცხვის შემცირებაზე, რასაც თვით დენი იწვევს. ზოგიერთი ლითონების გავარვარებული ქანგები, მაგალითად, ვენელტის თანახმად კალციუმის ქანგი, ხასიათდებიან იმ თვისებებით, რომ ისინი უხვად გამოყოფენ ანიონებს; ამიტომ, თუ დენის ძალა არ არის ძალიან დიდი, მათი გამოყენება კატოდით საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ კატოდური დაცემა სულ რამდენიმე ვოლტის თანასწორი. ამგვარად, თუ ვისარგებლებთ ვენელტის კატოდით, რომელიც კალციუმის ქანგის ერთგვარი რაოდენობითაა დაფარული და რომელსაც განსაკუთრებული დენი ვარვარებამდე აცხელებს, მაშინ ჩვენ შეგვიძლია მივიღოთ ნათებითი განცლა, თუნდაც რომ ელექტროდებზე ძაბვა საკმარისად მცირე იყოს.

ნათებითი განცლის დროს კატოდიდან მოწყვეტილი და მტკრად ქცეული ლითონის ნაწილაკები სარკისებური ფენის სახით ილექება მინის კედლის იმ ნაწილებზე, რომლებიც კატოდს გარს არტყიან.

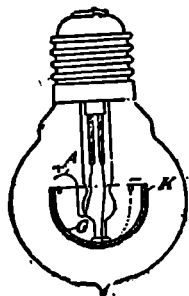
პლატინას მოსწყდება ნაწილაკების მეტი რაოდენობა, ვიდრე ალუმინს. ნათებით განცლას მაშინაც მივიღებთ, თუ A და K ელექტროდებს მიუერთებთ ან გოლკის მანქანის, ან ინდუქტორის პოლუსებს (818). უკანასკნელ შემთხვევაში განცლა სწარმოებს ცვლადი დენის სახით.

დადებითი სინათლის სპექტრალური ანალიზისათვის საინდუქციო სპირალს მიუერთებთ გეისლერის ისეთ მილს, რომელსაც კაპილარული c ნაწილი აქვს (ნახ. 374). მილის ამ ნაწილში გაზი განსაკუთრებით მძლავრად ანათებს, რადგანაც ამ ადგილას დენის სიმკვრივე დიდია.

სინათლის სპექტრი დამოკიდებულია გაზის გვარობაზე, ასე მაგალითად, ასეთი სპექტრის საშუალებით არგონი (224) ადვილად შეგვიძლია გავარჩიოთ აზოტისაგან. მაგრამ ხშირად ეს ხერხი არ არის მგობობიარე; მისი საშუალებით შეუძლებელია ატმოსფერის პარში არგონის ერთი პროცენტის არსებობის



ნახ. 374.



ნახ. 374^a.

აღმოჩენა (შეადარე 472 წ-ს).

გაზის ნათება ნათებითი განცლის დროს წარმოადგენს ალაქტინიურ პროცესს (597); განათებული გზის ნაწილის ტემპერატურა ხშირად მხოლოდ მცირეოდენ უფრო მაღალია, ვიდრე სივრცის ტემპერატურა.

მორეს ნათურაში ნათებითი განცლის დადებითი სინათლე გამოყენებულია განათების მიზნისათვის; ეს ნათება გამოწვეულია მაღალი ძაბვის ცვლადი დენით გეისლერის ისეთ მილებში, რომელთა სიგანე უდრის 5 მმ-ს, ხოლო სიგრძე რამდენიმე მეტრს. ყველაზე უფრო ხელსაყრელია მილების ნეონით გაყვება (169).

374^ა ნახაზზე წარმოდგენილია შრეტერის ნათურა. *K* წარმოადგენს კატოდს, რომელსაც დიდი ნახევარ სფეროს სახე აქვს. ის დამზადებულია რკინის გაპრიადებულ თუნუქისაგან, რომელიც გადაფარებულია მინის *G* ნახევარ სფეროზე.

კატოდის პირდაპირ მოთავსებულა მცირე მანძილით დაშორებული, პატარა ანოდი მავთულის სახით. ნათურა შეიცავს ნეონის და ჰელიუმის ნარევეს და სინდიყის მცირე რაოდენობას; გაზების ნარევის წნევა უდრის სინდიყის სვეტის 8—10 მილიმეტრის წნევას; სინდიყის ორთქლი უერთდება დასახელებულ კეთილშობილ გაზებს. როდესაც ელექტროდებს შორის ძაბვა 220 ვოლტს უთანასწორდება, გაზში იწყება ნათებითი განცლა; იხარჯება 1—5 უატი. განათებას აქ გვაძლევს უარყოფითი ყვითელ—წითელი ნათება, რომელიც კატოდის გარეთა ზედაპირს ფარავს. ასეთი ნათურები ხელსაყრელია იქ, სადაც საჭიროა სინათლის მცირე ძალის მიღება ისეთ ქსელში, რომლის ძაბვა 220 ვოლტის თანსწორია.

754. რაპალში ბანცლა. თუ დენის ძალას გავადიდებთ და ამოვრთავთ იმ წინააღმდეგობას, რომელიც 753 §-ში აღწერილი ცდის დროს საჭირო იყო, ჩვენ შეგვიძლია ნათებითი განცლა გარდაქმნათ რკალურ განცლათ; თავის მხრივ ეს გარდაქმნაც იწყებს ელექტროგამტარებლობის სიდიდის ნახტომით გადი-

დენის ძალა
ელექტროდებზე ძაბვა

ჩვეულებრივ რკალურ განცლას იღებენ ისეთ ჰაერში, რომლის წნევა ატმოსფეროს წნევას უდრის. აიღებენ ნახშირის ორ წვეტიან ღერს; მოათავსებენ მათ ჰაერში ისე, რომ იაინი წვეტებით ერთი მეორეს ეხებოდნენ; გაატაუებენ 10—20 ამპირიან დენს ელექტრობის ისეთ წყაროდან, რომლის ელექტრომამოძრავებელი ძალა 60 ვოლტზე მეტია. ჯაულის სითბოს გამო ნახშირების ბოლოები გავარჯერდებიან; თუ ამის შემდეგ ნახშირის ღერებს მცირეოდენ ერთი მეორეს დავაშორებთ, მაშინ დენი ერთი ნახშირიდან მიდის მეორე ნახშირისაკენ ჰაერში და შექმნის, ეგრედწოდებულ, ღვეის სინათლის რკალს. ამ რკალში ორთქლად იქცევიან ლითონის ის ნაწილაკები, რომლებსაც ჩვეულებრივ ნახშირი ზეიცავს; რომ ეს ასეა, ამის შემოწმება შეიძლება სპექტრის საშუალებით. ელექტროდებს შორის პოტენციალთა სხვაობა გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე ჩვეულებრივი ნათებითი განცლის დროს; პოტენციალთა ეს სხვაობა 60 ვოლტზე ნაკლებია. თუ ლინზის საშუალებით ეკრანზე მივიღებთ ნათელი რკალის გადიდებულ გამოსახულებას (ნახ. 375), მაშინ შევამჩნევთ, რომ ეს რკალი შედარებით სუსტად ანათებს; ნახშირები კი პირიქით გავარჯერდუ-

ლნი არიან და თეთრ სინათლეს იძლევიან (ტემპერატურა ნახშირებისა დაახლოებით 3700°-ს უდრის); შეეამჩნევთ აგრეთვე, რომ დადებითი ნახშირი უფრო ცხელია, უფრო ანათებს, ვიდრე უარყოფითი. ელექტროდებს, განსაკუთრებით დადებით ელექტროდს სწყდებიან ნაწილაკები; ამის გამო დადებით ნახშირზე ჩნდება კრატერი, საიდანაც ყველაზე უფრო მძლავრი სინათლე გამოდის. ნათელი რკალი შეიძლება გაჩნდეს კატოდის მხოლოდ ძალიან მაღალი ტემპერატურის დროს; ამაზეა დამყარებული სინდიყის ორთქლიანი გამმართველის მოქმედება (იხ. § 821). მუასონის ელექტრულ ლუმენში რკალური განცლის მაღალი ტემპერატურა განოყენებულია ქიმიურ რეაქციათა მისაღებად. ლითონის ორი ნაქერი ელექტრულად შეიძლება ასე შედლდეს: ლითონის ნაქრებს ისე ჰოვათავსებთ, რომ ისინი ერთი მეორეს ეხებოდნენ; შემდეგ მივიღებთ ნათელ რკალს ლითონის ნაქრების შეხების ადგილისა და ნახშირის ან ლითონის ელექტროდს შორის; ამის გამო ლითონის ნაქრები ვარვარების მდგომარეობაში მოვლენ, დნობას იწყებენ და შედლდებიან. 628 და 633—636 წწ-ში აღწერილი ნაპერწყლოვანი განცლა შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მეტად ხანმოკლე რკალური განცლა.



ნახ. 375.

755. **ჩაქალის სინათლი, ჩაქალნათობაში.** თეთრ ინტენსიურ სინათლეს, რომელსაც გავარვარებული ნახშირი გვაძლევს, ეწოდება ელექტრორკალის სინათლე და იხმარება განათებისათვის. ჩადგანაც რკალში ნახშირის ლერები იწვიან და მასთან ერთად დადებითი ნახშირი იწვის დაახლოვებით ორჯერ უფრო ჩქარა, ვიდრე უარყოფითი, ამიტომ რკალის ჩაქრობის თავიდან ასაცილებლად ეს ნახშირები თანდათანობით ერთმანეთს უნდა დაუახლოვოთ. თუ სასურველია, რომ რკალი ყოველთვის ერთ და იმავე ალაგას მდებარეობდეს, მაშინ დადებითმა ნახშირმა უნდა გაიაროს ორჯერ მეტი მანძილი ვიდრე უარყოფითმა, თუ რასაკვირველია, ორივე ნახშირი ერთნაირი სისქისაა. ჩვეულებრივ ნათურებში ნახშირების გადანაცვლება ავტომატიურად სწარმოებს.

756. **ჩაქალის სინათლის ეკონომია.** თუ რკალნათურას ასაზრდოებს 8 ამპერიანი დენი და თუ ნათურას მომჭერებზე პოტენციალთა სხვაობა 40 ვოლტს უდრის, მაშინ ასეთი ნათურის მიერ დახარჯული ენერგია უდრის 8 · 40 = 320 უატს (736). სინათლის ძალა ასეთი ნათურასი დაახლოებით უდრის გუენერის 320 სანთელს (HK); მაშასადამე ასეთი ნათურა ყოველ HK-ზე დაახლოვებით ხარჯავს 1 უატს. აუერის ჩვეულებრივი ნათურა, რომლის სინათლის ძალა დაახლოებით 75 HK-ს უდრის, ყოველ HK-ზე ხარჯავს სანათი გაზის 1,9 ლიტრს; თუ დაუვებთ, რომ სანათი გაზის 1 ლიტრის წვის სითბო უდრის 5100 გრამკალორიას, მაშინ ეს ნათურა ერთ საათში ყოველ HK-ზე ხარჯავს 1,9 · 5100 გრამკალორიას, ანუ $1,9 \cdot 5100 \cdot 4,186$ ჯაულს (338). ეს კი შეეფერება ენერგიის ხარჯვას, რომელიც უდრის $\frac{1,9 \cdot 5100 \cdot 4,186}{3600} = 11,3$ უატს ყოველ HK-ზე

ამგვარად, ამ შემთხვევაში ელექტრული ენერგია გაცილებით ხელსაყრელი ყოფილა, ვიდრე ქიმიური. მიზეზი იმაში მდგომარეობს, რომ ელექტრულ ენერგიას აქვს კონცენტრირების დიდი უნარი, რის გამო რკალნათურაში სითბოს მეტად დიდი რაოდენობა გადაეცემა ნივთიერების მეტად მცირე რაოდენობას; სწორედ ამის გამო ჩვენ ვიღებთ ძალიან მაღალ ტემპერატურას. ჩვენ კი ვიცით, რომ რაც უფრო მაღალია გავარვარებული სხეულის ტემპერატურა, მით მეტი ნაწილი იმ სითბოსი, რომელიც სხეულს მიენიჭება, იხარჯება სინათლის სხივების გაჩენაზე.

აქ საჭიროა მხოლოდ აღინიშნოს, რომ, თუ რკალნათურას ასაზრდოებს დინამომანქანა (801), ხოლო უკანასკნელი მუშაობს ვაზიანი მოტორით (413), მაშინ მოტორში მექანიურ მუშაობად გარდაიქმნება სანათი გაზის წვის სითბოს მხოლოდ ნაწილი.

757. სხვადასხვა ელემენტულ ნათურებში ენერგიის ხარჯი. სხვადასხვა ელექტრულ ნათურებში ენერგიის ხარჯი ყოველ *HK*-ზე მოყვანილია შემდეგ ცხრილში.

ნათურას სახე	სიმძლავრის ხარჯი უატებში
1. ნახშირის ნათურა .	. 3,5
2. ნერსტის ნათურა	. 2,4—2,1
3. ტანტალის ნათურა	. 2,2
4. ვოლფრამის ნათურა	. 1,4
5. ნახევარ უატიანი ნათურა 0,7
6. რკალგანი ნათურა ჩვეულებრივი ნახშირებით .	. 1,0
7. ალიანი რკალგანი ნათურა .	. 0,4
8. სინდიკიანი ნათურა მინის რუხერეჯარით	. 0,5
9. სინდიკიანი ნათურა კვარცის რუხერეჯარით დიდი დატვირთვის დროს	. 0,27

პირველ 4 ნათურიდან ყველაზე ძველ ნათურას წარმოადგენს ნახშირის ნათურა (1); სასარგებლო ეფექტი, ანუ მისი ეკონომია, ე. ი. შებრუნებული სიდიდე ენერგიის ხარჯისა ყოველ *HK* ზე 756 წ-ის თანახმად, იზრდება ტემპერატურასთან ერთად, და მაშასადამე იზრდება აგრეთვე გავარვარებული ნივთიერების წინააღმდეგობის გადიდებასთან ერთად. ნახშირის ძაფი ღენის მოქმედებით განმტკერებას განიცდის და ამის გამო იშლება, ხოლო ნახშირის ის მტკერი, რომელიც ნათურის კედლებზე ილექება. ამ ნათურის სინათლის ძალას ამცირებს. ღენის ეს მოქმედება იზრდება დატვირთვისთან ერთად და ამიტომ დატვირთვამ არ უნდა გადააქარბოს ერთგვარ საზღვარს. ამ მხრივ ნერსტის ნათურა (2) წარმოადგენს პირველ ნაბიჯს წინ. ამ ნათურაში გასაგვარებელი შტიფტი შესდგება ცეცხლგამძლე ლითონის ქანგებისაგან; შტიფტი ვარვარდება ჰაერში და შეუძლია აიტანოს გაცილებით უფრო მაღალი ტემპერატურა, ვიდრე ნახშირის ძაფს. მაგრამ ეს შტიფტი, რომლის ელექტროგამტარებლობა ოთახის ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს მეტად მცირეა, მოითხოვს წინასწარ გათბობას განსაკუთრებული მოწყობილობის დახმარებით; მხოლოდ ამ წინასწარი გათბობის შემდეგ შტიფტზე გაივლის ის ღენი, რომელიც ნათურის ნათებას იწყებს.

ეს ნაკლი არ აქვთ ლითონის ძაფიან ნათურებს (3, 4, 5); ამ ნათურებიდან ჰაერი გამოდევნილია, ხოლო მათი ძაფი უჩეტეს შემთხვევაში, ვოლფრამისაგანაა დამზადებული, რომელსაც მეტად მაღალი ტემპერატურის ატანა შეუძლია. დატვირთვის გადიდებით და მასთან დაკავშირებული ტემპერატურის აწევით სასარგებლო ეფექტის გადიდებას აქაც საზღვარი უდევს ისევე, როგორც ნახშირის ძაფიან ნათურებში.

ამ ნათურებში ვოლფრამის განმტკერება შეიძლება შევამციროთ ნათურაში ქიმიურად ინდიფერენტული გაზის მოთავსებით (აზოტი, არგონი), რომლის წნევა საკმარისად დიდი ($\frac{1}{4}$ ან $\frac{1}{3}$ ატმოსფერა) და ამით შესაძლებელი გაეხადოთ ძაფის უფრო მაღალი ტემპერატურის მიღება; მეორეს მხრივ, სითბოს დაკარგვას სითბოგამტარებლობით და კონვექციით იმით ამცირებენ, რომ მავთულს აძლევენ წვრილი სპირალის სახეს. ასეთი ზომების საშუალებით მიღწეულია სასარგებლო ეფექტის საკმარისი გადიდება, ეგრედწოდებულ, ნახევარ უატნიან ანუ ნიტრონათურებში.

ჩვეულებრივ რკალიან ნათურებში სუსტად მანათებელი რკალი განათებაზე თითქმის არ მოქმედობს. მაგრამ თუ, ბრემერის მიხედვით, ნახშირის ლერებში ჩაყვარეთ რაიმე ლითონის მარილი, მაშინ მივიღებთ დიდი სიკაშკაშის რკალს, რომლის ალაქტინური გამოსხივებაც გამოყენებულია ე. წ. ალიან რკალის ნათურაში. სინდიციან ნათურაში (არონსი, 1892 წ.) გამოყენებულია აგრეთვე იმ გავარვარებული რკალის გამოსხივება, რომელიც ჩნდება სინდიციის ელექტროდების შორის; თუ ამასთანავე რეზერვუარი მომზადებულია არა ჩვეულებრივი მინისაგან, არამედ ქვარცისაგან (309), მაშინ შეიძლება სინდიციის ორთქლის წნევის და ტემპერატურის გადიდება და მასთან ერთად მარგი ეფექტისაც (გერეუსი).

თუ ელექტრული ენერჯიის 1 კილოვატ-საათი ლირს 50 პფენიგი, მაშინ ელექტრონათურის ხმარების დროს გეფენერის 1 სანთელი ელირება $0,0014.50=0,07$ პფენიგი საათში. თუ სანათი გაზის 1m^3 ლირს 13 პფენიგი, მაშინ აუერის ნათურით სარგებლობის დროს გეფენერის 1 სანთელი საათში ელირება, $7\text{c}6$ წ-ის თანახმად, $1,9.0,0013=0,025$ პფენიგი. უნდა აღინიშნოს, რომ განათების ლირებულება მრავალ მიზეზებისა გამო არ განისაზღვრება მხოლოდ ერთი სანთლის ფასით.

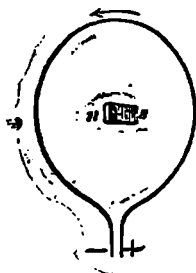
თაში 15. ელემენტარული მანქანის მანქანური არე და ინდუსტრიული მანქანის მიმართ.

758. დენიანი მცირე, შეკრული გამტარის მანქანური არე გამოთვლას შეიძლება საფუძვლად დაუდოთ ბიო-სავარის კანონი (678). მაგრამ შეიძლება ამ გამოთვლისათვის ვისარგებლოთ აგრეთვე ვებერის იმ არის ექსპერიმენტალური განსაზღვრით, რომელიც გამოწვეულია დენიანი ბრტყელ გამტარის ხაზოვან ზომებთან შედარებით დიდ მანძილზე. ეს არე უდრის იმ არეს, რომელსაც ქმნის დენიანი გამტარის მაგიურად აღებული მცირე მანქანი (ნახ. 376); ეს მანქანი უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ პირობას: მისი ლერძი პერპენდიკულარული უნდა იყოს დენიანი გამტარის საბრტყისადმი, მისი მომენტი უნდა უდრიდეს გამტარის მიერ

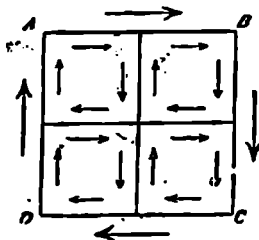
შემოსაზღვრულ ფართობის (დენის ფართობის) და დენის ძალის აბსოლუტური სიდიდის ნამრავს. ამას გარდა, მაგნიტის ჩრდილოეთ პოლუსი უნდა მდებარეობდეს დენიანი გამტარის სიბრტყის იმ მხარეს, საიდანაც დენს საათის ისრის მოძრაობის მოწინააღმდეგე მიმართულება აქვს. ასეთი განსაზღვრის დროს საათის ციფერბლავტი ჩვენსკენ არის მობრუნებული. ასე მაგ., წრიული დენის დროს (ნახ. 376) ექვივალენტური მაგნიტის ჩრდილოეთის პოლუსი მომართულია ჩვენსკენ.

ამიტომ მოლეკულარული მაგნიტის (639) მაგნეტური თვისებანი შეიძლება აეხსნათ იმით, რომ მას გარს არტყია ელექტროდენი, იმ სიბრტყეში მოთავსებული, რომელიც პერპენდიკულარულია მაგნიტის ლერძისადმი (ამპერის მაგნეტიზმის თეორია). ეინშტეინის თეორიის თანახმად, რაც ექსპერიმენტალურად იქნა შემოწმებული, ეს ელემენტალური ელექტროდენი გამოწვეულია წრებზეზე მბრუნავ ელექტრონების მიერ.

759. ნებისმიერი შუქრული დენი. მაგნიტური დენი. ფართობი ABCD (ნახ. 377), რომელიც შემოსაზღვრულია ნებისმიერი დენიანი გამტარით, შეგვიძლიან წარმოვიდგინოთ, როგორც შემდგარი უსასრულოდ მცირე ფართობებისაგან და ვიგულისხმოთ, რომ თითოეულ მათგანს გარს უვლის მონაცემი ძალის და მიმართულების დენი. ამასთანავე ზედაპირის შემხებ ნაწილების ყოველ წყვილს საერთო საზღვარი აქვთ, რომელზედაც მიმდინარეობს ორი დენი ერთნაირი ძა-



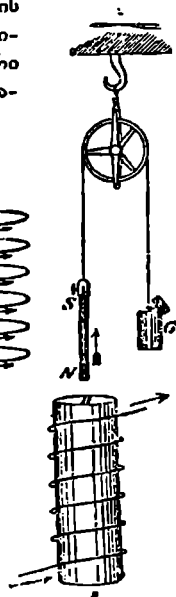
ნახ. 376.



ნახ. 377.



ნახ. 378.



ნახ. 379.

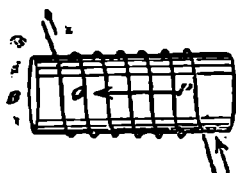
ლისა. მაგრამ მოწინააღმდეგე მიმართულებისა და ამიტომ იგინი ერთმანეთს მოსპობენ (377); ამის გამო, დენების ეს სისტემა მონაცემ დენის ექვივალენტურია. ვინაიდან ამ სისტემის თითოეული დენი გარს არტყია უსასრულოდ მცირე ფართობს, ამიტომ მისი მოქმედება ექვივალენტურია იმ მაგნიტის მოქმედებისა, რომელიც აკმაყოფილებს 758 §-ში მოცემულ პირობას. ამგვარად, მივედით შემდეგ დასკვნამდე: დენიანი შეკრული გამტარის მაგნეტური არე უდრის მაგნეტური დისკის მოქმედებას, ე. ი. ისეთი დამაგნიტებულ ფოლადის ფირფიტის მოქმედებას, რომლის კონ-

ტურიც წარმოადგენს დენის გზას. მისი ჩრდ-ლოეთის პოლუსის მდებარეობა განისაზღვრება 758 §-ში აღწერილი წესით.

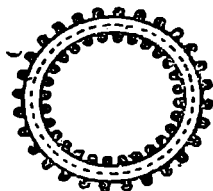
760. სოლენოიდი. ვთქვათ, ჩვენ გვაქვს რამდენიმე, პატარა, წრიული დენი (ნახ. 378), რომლებიც დალაგებულნი არიან მწკრივად, ერთ ხაზზე, ერთ-მანეთისაგან თანასწორად დაშორებულნი. ამავე დროს მათი ცენტრები ამ ხაზზე მდებარეობენ, მათი სიბრტყეები ამ ხაზისადმი პერპენდიკულარულნი არიან. დენების ასეთ სისტემას ამჟერა სოლენოიდი უწოდა.

758 §-ის თანახმად მისი მაგნიტური მოქმედება ისეთივეა, როგორც 320 ნახ-ზე მოთავსებულ მოლეკულარულ მაგნიტების მწკრივისა, ე. ი. მოქმედობს ისევე, როგორც მაგნიტი, რომლის პოლუსებიც მდებარეობენ ამ მწკრივის ბოლოებზე. წრიულ დენების ასეთ სისტემას წარმოადგენს ცილინდრზე დახვეული დენიანი მავთული (ნახ. 379). შექმდეში მავთულის ასეთ სპირალს სოლენოიდს უწოდებთ. თუ ვერტიკალურად მოთავსებულ სოლენოიდს ზემოდან ჩამოვკიდეთ ქალზე G ტვირთით გაწონასწორებული ფოლადის დამაგნიტებელი ღერი, მაშინ სოლენოიდი ამ ღერს ან მიიზიდავს ან განზიდავს იმის მიხედვით, თუ რა მიმართულებით მიდის დენი სოლენოიდის მავთულში.

761. სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური ძალა. სალენოიდის შიგნით მაგნიტურ ძალას, ამჟერის წესის თანახმად, PQ ისრის მიმართულება აქვს (ნახ 380).



ნახ. 380.



ნახ. 380^ა.

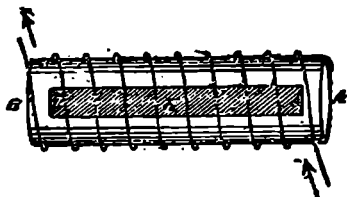
380^ა ნახ-ზე წარმოდგენილია რგოლისებური სოლენოიდის განიკვეთი. თუ გამოვიყენებთ მაქსველის პირველი ძირითადი განტოლება შეკრული, პუნქტირით აღნიშნული, შუა ხაზისათვის და მხედველობაში მივიღებთ, რომ მაგნიტურ არეს H ძალას ამ შუა ხაზზე, სიმეტრიისა გამო, ამ ხაზის მიმართულება აქვს, მაშინ მივიღებთ:

$H \cdot l = \frac{4\pi N J}{10}$, სადაც l არის შუა ხაზის სიგრძე სანტიმეტრებში, N —ხვეულების რიცხვი და J —დენის ძალა ამჟერებში. ამ განტოლებას სხვა სახეც შეგვიძლიან მივცეთ:

$$138^{\circ} \quad H = \frac{4\pi n J}{10}, \quad \text{სადაც } \frac{N}{l} \text{ ე. ი. ხვეულების რიცხვი ერთ}$$

სანტიმეტრზე აღნიშნულია n ასოთი. განტოლება (138^ა) ძალაში რჩება მეტად გრძელ სოლენოიდისათვის, თუ ანგარიშს არ გაუწევთ მის ბოლოებს. ამაში აღვიღად დავრწმუნდებით, თუ წარმოვიდგენთ მეტად მცირე სიმრუდის, რგოლისებურ სოლენოიდს. $N \cdot J$ ნამრავლს ელექტროტექნიკაში ეწოდება ამჟერხვეულების რიცხვი. ვინაიდან N და J შეიძლება მეტად დიდი იყოს, ამიტომ ეს გარემოება საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ ძლიერი მაგნიტური არე თითქმის მუდმივი დაძაბულობისა.

762. ინდუქციური მანქანის მანქანის. 760 წ-ში აღწერილი ცდის დროს სოლენოიდში რბილი რკინის ღერი E რომ მოეთავსოთ (ნახ. 381), მაშინ სოლენოიდის მაგნეტური მოქმედება მეტისმეტად გაიზარდება; დენის შეწყვეტის შემდგომ რკინა მცირედ დამაგნიტებული აღმოჩნდება. ამგვარად, რბილი რკინა მაგნეტურ არეში მაგნიტდება მაგნიტური ძალის ზემოქმედებით და კარგავს თავის მაგნეტიზმს თითქმის მთლიანად დამაგნიტებული ძალის მოქმედების შეწყვეტისთანავე. დამაგნიტებელი ძალით გამოწვეულ მაგნეტიზმს ინდუქციურებული მაგნეტიზმი ეწოდება; ამ მაგნეტიზმის იმ ნაწილს, რომელიც დამაგნიტებელი ძალის შეწყვეტისთანავე ისპობა—დროებითი მაგნეტიზმი ეწოდება და ნარჩენს—ნარჩენი მაგნეტიზმი. სოლენოიდს რკინის ღერით ელექტრომაგნეტი ეწოდება.



ნახ. 381.

763. ინდუქციური მანქანის ზღვარული სიდიდე. თუ დენის ძალა და მასთან ერთად დამაგნიტებელი ძალა მცირე სიდიდიდან დაწყებული თანდათან ეზარდეთ, მაშინ აღმოჩნდება, რომ რკინაში ინდუქციურებული მაგნეტიზმი დასაწყისში იზარდება დენის ძალის თითქმის პროპორციულად, მაგრამ მიაღწევს რა გარკვეულ ზღვარულ სიდიდეს, შეწყვეტს ზრდას, რანაირადაც არ უნდა გავლიდეთ დამაგნიტებელი ძალა (მიუღერო).

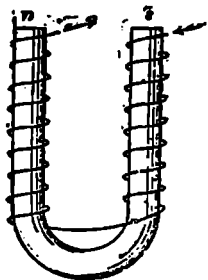
764. მზავიის მაგნეტიზმი ინდუქციის თეორია. რბილ რკინის ნაქერში დამაგნიტებამდე არსებობენ მოლეკულარული მაგნეტები, მაგრამ მათი ღერძები მიმართულნი არიან ყველანაირი მიმართულებით, ასე რომ, არ არსებობს მიზეზი, რომელიც ამ ნაქერს რომელიმე ბოლოზე გამოიწვევს ან ჩრდილოეთ ან სამხრეთ პოლუსს. დამაგნიტებელი ძალა, რომელიც მიმართულია რკინის ამ ნაქერის სიგრძეზე, ცდილობს ეს პატარა მოლეკულარული მაგნეტები გამოიყვანოს თავის ბუნებრივ მდგომარეობიდან და დაამწყრივოს იგინი ნაქერის სიგრძეზე ისე, რომ მათი ჩრდილოეთი პოლუსები ერთ მხარეს იყენენ მიმართულნი. თუ საკმაო სიდიდის დამაგნიტებელი ძალის დროს ყველა მოლეკულარული მაგნეტები დამწყრივდნენ ასეთ მდგომარეობაში, ამით უკვე მიღწეულია დამაგნიტების ზღვარული სიდიდე.

765. რბილი რკინის მაგნეტიზმი ეპრანი; მარინი მალვანომეტრი. რბილი რკინის ღერე სხელი მაგნიტურ არეში ითვისებს ინდუქციურებულ მაგნიტიზმს, რომელიც მოქმედობს, რა სიღრმეში მინდუქციურებულ არეს წინააღმდეგ, ამ უკანასკნელს ასუსტებს. დიუ-ბუა და რუბენსის ფარიათ გალვანომეტრებში მაგნიტური ისარი შექმნილია და გვარად იზოლირებულია დედამიწის მაგნეტური არის გავლენისაგან რკინის დამცველი ფარით, მიმართველი ძალის როლს კი ასრულებს ფარის შიგნით მოთავსებული მაგნიტი.

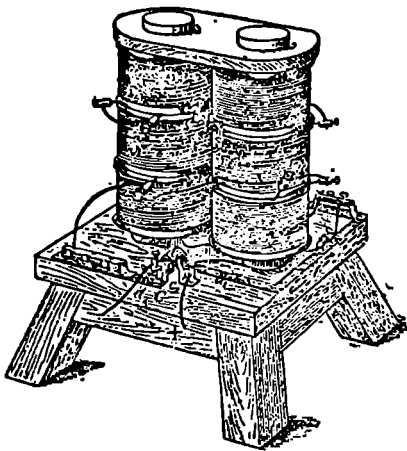
766. ნარჩენი მაგნეტიზმი. ასეთი მაგნეტიზმი მეტად მცირეა რბილ რკინაში მაგრამ დიდია ნაწრთობ ფოლადში, რომლისაგანაც ჩვეულებრივ ამზადებენ მულ-

შიე მაგნიტებს. ფოლადის მსხვილ ნაკრებს ამაგნიტებენ ასე: მძლავრი ელექტრო-
მაგნიტის ერთი პოლუსით უსვამენ ნაკრის ერთ ნახევარზე, მეორე პოლუსით—
მეორე ნახევარზე. პატარა ისრებს ან ლერებს ამაგნიტებენ ასეთივე ხერხით
უკვე დამზადებულ ფოლადის მაგნიტის დახმარებით.

767. ნალისებური ელემტრომაგნიტი. ასეთ ელექტრომაგნიტს მივიღებთ,
თუ სწორ ელექტრომაგნიტს მოვლენავთ ისე, რომ მის ბოლოებს ერთმანეთს
დაუახლოვებთ (ნახ. 382). ელექტრომაგნიტი იზიდავს რბილი რკინის ლუხას
და ამ დროს მაგნიტის თითოეული პოლუსი რკინაში ინდუქციით აღძრავს თა-
ვის მოწინააღმდეგე პოლუსს.



ნახ. 382.

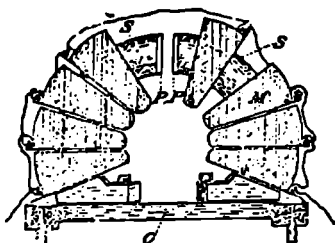


ნახ. 383.

ნახ. 383 წარმოადგენს ნალისებურ დიდ მაგნიტს, რომლის შტოებს გარს
არტყია ექვსი ერთმანეთთან შეერთებული კოჭი. C კომუტატორის დახმარებით
შეიძლება შეიცვალოს ელექტრომაგნიტში შეშვებული დენის მიმართულება. ნახ-
ვევების ბოლოები მიერთებულნი არიან სადგამზე დამაგრებულ სპილენძის d_1
და d_2 ნაკრებთან; ეს უკანასკნელები მიერთებულნი არიან ლითონის ზოლებით
ღერძზე მიმაგრებულ და ერთმანეთისაგან განმხოლოებულ სპილენძის e_1 და e_2
ფირფიტებთან, რომლებიც დამაგრებულია მბრუნავ ცილინდრზე; მეორე მხრივ
დენის მიმღები მომჭერები შეერთებულნი არიან ზამბარაკებთან, ეხებიან e_1 და
 e_2 ფირფიტებს. ცილინდრის შესაფერი შოტრიალებით დადებითი ზამბა-
რაკი ეხება ხან e_1 , ხან e_2 ფირფიტას და დენი შედის ელექტრომაგნიტში ან
 d_1 ან d_2 -ის გზით.

ნახ. 383^a წარმოადგენს დიუბუას მორგავლებულ მაგნიტს. რკალისებური
შტოები S შეერთებულნი არიან რკინის C ნაკრით, ასე რომ, იგი წარმოად-
გენს რბილი რკინის თითქმის მთლიან რგოლს, რომელიც მხოლოდ P პოლუსებ-
თან არის გაკერილი. ჩვენ რომ ერთმანეთთან მიმდევრობით შეერთებულ რვა M

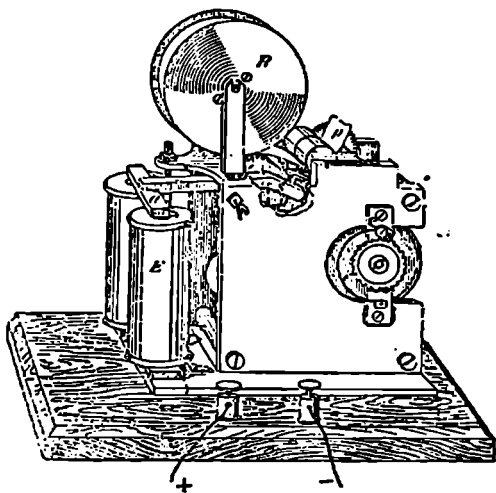
კოქსი შეუშვით დენი 20 ამპერის ძალისა, მაშინ თუ პოლუსების დიამეტრი უდრის 8 სანტიმეტრს და პოლუსთა შორის მანძილი არის 1 სანტიმეტრი, მაგნიტური არის დაძაბულობა იქნება 12500 გაუსი. თუ ელექტრომაგნიტის პოლუსები კონუსურია, ისე რომ, პოლუსების დიამეტრი არის 6 მილიმეტრი და პოლუსთა შორის მანძილი 1 მილიმეტრი, მაშინ 20 ამპერიანი დენის დროს მაგნიტური დაძაბულობა იქნება 37000 გაუსი. უფრო მეტ დაძაბულობას გვაძლევს 3. ვეისის ელექტრომაგნიტი.



ნახ. 383.

768. მოჩაჟს აპარატი. ნაღისებურ E ელექტრომაგნიტის ღუზა a (ნახ. 384) მიმაგრებულია ზამბარაკით შემაგრებულ ბერკეტის ერთერთ მხარზე, ბერკეტის მეორე ბოლოზე მიმაგრებულია შტიფტი s .

დენის შეშვების დროს ელექტრომაგნიტი E იზიდავს a ღუზას და ამ დროს შტიფტი s დააქერს ქალაღის p ზოლს, რომელსაც ამოძრავებს საათის მექანიზმი. როდესაც დენი შეწყდება, ზამბარაკის დრეკადობისა გამო ღუზა დაშორდება ელექტრომაგნიტს და s შტიფტიც ქალაღის ზოლს აღარ შეეხება. ცოტა ხნით ან დიდი ხნით ჩართული დენი ქალაღის ზოლზე შესაბამისად აღნიშნავს წერტილს ან ხაზს, რომელთაგანაც შესდგება სატელეგრაფო ანბანის ნიშნები.



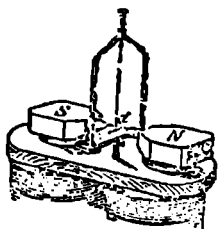
ნახ. 384.

განსაკუთრებული მოწყობილობა საშუალებას არ აძლევს მიზილულ ღუზას შეეხოს ელექტრომაგნიტის გულს. წინააღმდეგ შემთხვევაში ელექტრომაგნიტი და ღუზა იქნებოდა რგოლისებურად შეკრული რკინის მასა, რომელიც დამამაგნიტებელი ძალის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ შეინარჩუნებდა თავის მაგნიტიზმის უდიდეს ნაწილს და ამის გამო ღუზა აღარ დაშორდებოდა ელექტრომაგნიტს დენის შეწყვეტისთანავე.

769. დინამოგენერატორი და პარამაგნეტიზმი სხეულში. აბრეშუმის ძაფზე ჩამოკიდული ბისმუტის პატარა ბირთვი, რომ მივიღოთ მძლავრი ელექტრომაგნიტის

პოლუსს, ჩვენ შევამჩნევთ, რომ დენის შეშვების დროს ბირთვის პოლუსი უკუ-აგდებს. (ბრუგმანს 1778). ფარადეის განმარტების თანახმად პარამაგნეტური სხეულები ეწოლებათ ისეთ სხეულებს, რომელთაც იზიდავს მაგნეტის პოლუსი, როგორც რკინას და დიამაგნეტური — ისეთ სხეულებს, რომლებსაც უკუაგდებს მაგნეტი, როგორც მაგ. ბისმუტს. ამგვარად, მაგნეტურ არეში პარამაგნეტური სხეულები გადინაცვლებენ მცირე დაძაბულობის ადგილებიდან მაღალი დაძაბულობის ადგილებისაკენ, დიამაგნეტური სხეულები კი — პირიქით — მოწინააღმდეგე მიმართულებით.

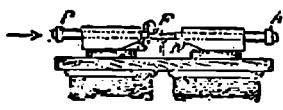
770. ფარადეის ცდები (1845). საცდელ ნივთიერების d ღერს (ნახ. 385) ჩამოკიდებენ მძლავრი ელექტრომაგნეტის კონუსურ პოლუსების შორის (ნახ. 383 ან 383^ა). თუ საცდელი ნივთიერება პარამაგნეტურია, მაშინ ამ ღერის ბოლოებს მიიზიდავენ მაგნეტის პოლუსები და იგი გაჩერდება ღერძის სიგრძეზე, ე. ი. პოლუსების შემაერთებელ ხაზის მიმართულებით, ანუ პოლუსიდან პოლუსისაკენ მიმავალ მაგნეტურ ძალხაზების მიმართულებით. მაგრამ თუ ნივთიერება დიამაგნეტურია, მაშინ ღერის ბოლოებს პოლუსები უკუაგდებენ და ღერი ჩერდება ეკვატორიალურად ანუ მაგნეტურ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად (ნახ. 385). ამ მეტად მგრძნობიერე ცდების დახმარებით ფარადეიმ გამოარკვია, რომ ყველა სხეულები პარა ან დიამაგნეტურნი არიან.



ნახ. 385.

ქვემოთ ჩამოთვლილია პარამაგნეტური სხეულები მაგნეტური მიზიდვის ძალის შემცირების მიხედვით: რკინა, ნიკელი, კობალტი, ქრომი, პალადიუმი, პლატინა. დიამაგნეტური სხეულები) მაგნეტური განზიდვის ძალის სიდიდის მიხედვით: ოქრო, სპილენძი, ვერცხლი, თუთია, სურმა, ბისმუტი.

771. სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის მაგნეტიზმი ბრუნვა. ვთქვათ, ელექტრომაგნეტის ღერებს ცილინდრული ხერხელები აქვთ გაკეთებული (ნახ. 386), რომელთა ღერძები მდებარეობენ ერთ და იმავე ხაზზე; ამ ხაზის მიმართულება თანხედება ძალხაზების მიმართულებას N და S პოლუსთა შორის; P და A -ში მოთავსებულნი არიან ნიკოლის პრიზმები; პოლუსების შორის მოთავსებულია ტყვია ნარევი შინის ფირფიტა, რომლის ურთერთ პარალელური ბრტყელი ზედაპირები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულნი არიან. ვთქვათ, სინათლის სხივები ძალხაზების პარალელურნი შედიან P -ში და ნიკოლის პრიზმებში ჯვარედინად მდებარეობენ. როგორც კი ელექტრომაგნეტში დენს შეუშვებთ, ხედვის არე მაშინვე განათდება; 581 წ-ში მოხსენებულ მეთოდის დახმარებით გამოიარკვა, რომ სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყე განიცდის ბრუნვას და ეს ბრუნვა სწარმოებს სოლენოიდის იმ დენის მიმართულებით, რომელიც იწვევს მონაცემ არეში მაგნეტურ ძალხაზებს.



ნახ. 386.

772. სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის მაგნეტიზმი ბრუნვა. ვთქვათ, ელექტრომაგნეტის ღერებს ცილინდრული ხერხელები აქვთ გაკეთებული (ნახ. 386), რომელთა ღერძები მდებარეობენ ერთ და იმავე ხაზზე; ამ ხაზის მიმართულება თანხედება ძალხაზების მიმართულებას N და S პოლუსთა შორის; P და A -ში მოთავსებულნი არიან ნიკოლის პრიზმები; პოლუსების შორის მოთავსებულია ტყვია ნარევი შინის ფირფიტა, რომლის ურთერთ პარალელური ბრტყელი ზედაპირები ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულნი არიან. ვთქვათ, სინათლის სხივები ძალხაზების პარალელურნი შედიან P -ში და ნიკოლის პრიზმებში ჯვარედინად მდებარეობენ. როგორც კი ელექტრომაგნეტში დენს შეუშვებთ, ხედვის არე მაშინვე განათდება; 581 წ-ში მოხსენებულ მეთოდის დახმარებით გამოიარკვა, რომ სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყე განიცდის ბრუნვას და ეს ბრუნვა სწარმოებს სოლენოიდის იმ დენის მიმართულებით, რომელიც იწვევს მონაცემ არეში მაგნეტურ ძალხაზებს.

პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა უმეტეს სხეულებისათვის პროპორციულია არეს ძალისა, მაგრამ სხვა თანასწორ პირობების დროს სხვადასხვა ნივთიერებისათვის ერთნაირი არ არის. შედარებით იგი დიდია ფარადის მინისათვის; მაგრამ შეუდარებლად დიდია იმ ნივთიერებათათვის, რომელნიც ძლიერად მაგნიტდებიან, როგორც რკინა, კობალტი, ნიკელი, რაც დამტკიცებული იყო კუნდრის მიერ ამ ლითონების მეტად, თხელ, გამჭვირვალე ფირფიტებზე ცდების დროს.

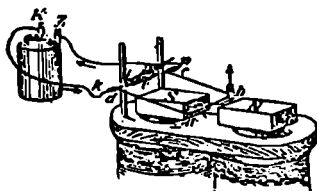
772. ზომიანის მომღვინა. ზეემანმა აღმოაჩინა მაგნეტური არეს გავლენა სინათლის სხივებზე (1896) სახელდობრ, მანათებელ გაზების სპექტრის მრავალი ხაზები იშლებიან რამდენიმე ხაზათ, თუ მანათებელი გაზი მოთავსებულია მაგნეტურ — არეში.

უმარტივეს შემთხვევაში იმ სხივებისათვის, რომელთა მიმართულბაც თანხედება მაგნეტურ ძალხაზების მიმართულბას, ერთი ხაზის მაგივრად ჩნდება ორი (დუბლეტი)—ერთი მათგანი შეეფერება ტალღის ცოტაოდნად გადიდებულ სიგრძეს, მეორე ცოტაოდნად—შემცირებულს; ამასთანავე პირველს ახასიათებს მარჯვენა წრიული, პოლარიზაცია, მეორეს—მარცხენა წრიული პოლარიზაცია. (581^a). იმ სხივებისათვის კი, რომლებიც მიმართულნი არიან მაგნეტურ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად ჩნდება ერთის მაგივრად სამი სპექტრალური ხაზი (ტრიპლეტი); ერთი ამათგანი, სახელდობრ, შუალა, ხაზოვნად დაპოლარებულია მაგნეტური ძალხაზების პარალელურად და მას ახასიათებს ტალღის მუდმივი სიგრძე, ორი დანარჩენი ხაზოვნად დაპოლარებულნი არიან ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად და ტალღის სიგრძე შეცვლილი აქვთ ისე, როგორც წინა შემთხვევაში. ზოგიერთ შემთხვევაში ერთი ხაზის მაგივრად ჩნდება სამზე მეტი კომპონენტი; მაგ., ვოლფრამის ხაზი იშლება 19 კომპონენტათ. ჰელმა (Hale) აღმოაჩინა ზეემანის მოვლენა მზის ლაქების სპექტრში და აქედან დაასკვნა, რომ მზეზე არსებობს მაგნიტური არე.

თაში 16. მანათურ არის მანათიური მომღვინა ელემენტრულინიან ზამტარზე.

773. ელემენტრულინიან ზამტარი, ე. წ. დენის მანათიანი, მიმართულია ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად. ნახ-ზე 387 მოსჩანს ელექტრო-

მაგნიტის N და S პოლუსები; პოლუსთა შორის მაგნეტური ძალხაზები მიმართებიან N -და S -საკენ—მათი მიმართულბა ნახაზე აღნიშნულია სქელი ისრით. მათულები kl და mn , იზოლირებულნი ერთ მანეთისაგან e ებონიტით, მიერთებულნი არიან გაღვანურ ელემენტის პოლუსებთან. kl და mn მათულებთან შეერთებულია $abcd$ გამტარის ბოლოები d და c , ისე რომ, მას შეუძლიან ბრუნვა kx ღერძის გარშემო; დენის მიმართულბა აღნიშნულია წერალი ისრით. როგორც კი



ნახ. 387.

ელექტრომაგნიტში დენს შეუშვებთ, *ახ* იმოძრაებებს ან ფრთიან ისრით ნაჩვენებში მიმართულებით, ან მოწინააღმდეგე მიმართულებით იმის და მიხედვით თუ დენი რა მიმართულებით მიდის: ნახ-ზე აღნიშნულ ისრის მიმართულებით, თუ მოწინააღმდეგე მიმართულებით. მართლაც, სწორხაზოვან დენიან გამტარზე მაგნიტურ არეში მოქმედებს ძალა, რომელიც მიმართულია როგორც დენის მიმართულებისადმი პერპენდიკულარულად, აგრეთვე მაგნიტური ძალხაზების მიმართულებით. ამ ძალის მოქმედების მიმართულება განისაზღვრება შემდეგი წესით: რომ წარმოვიდგინოთ მოცუტ რავე, რომელიც მისცუტ რავეს მაგნიტურ ძალხაზების მიმართულებით და გააჭყურებს დენს, მაშინ დენიანი გამტარი გადინაცვლებს მარჯვნივ (ზევით). აქ მოხსენებულ ძალას ეწოდება ელექტრომაგნიტური ძალა.

თუ ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად მოთავსებული დენიანი გამტარის სიგრძე არის $l \text{ cm}$, დენის ძალა $J \text{ e. m.}$, არეს დაძაბულობა — H , მაშინ გამტარზე მოქმედი ძალა იქნება: $H \cdot l \cdot J$ დინი ე. ი. თუ $H=1000$, $J=1$ $A=0,1 \text{ e. m.}$, $l=1 \text{ cm}$, მაშინ ეს ძალა უდრის 100 დინს; ანუ $\frac{100}{981}$ გრამ — წონას.

774. ელემტრომაგნიტური ძალთა მუშაობა. თუ დენიანი გამტარი, ერთგვაროვან მაგნიტურ არეში მოთავსებული ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად, გადინაცვლებს ამ არეში ელექტრომაგნიტურ ძალის მიმართულების მოწინააღმდეგე $h \text{ cm}$ -ზე, მაშინ 773 წ.ის თანახმად, ამ დროს შესრულდება მექანიკური მუშაობა ელექტრომაგნიტურ ძალთა წინააღმდეგ Hlh ერგი.

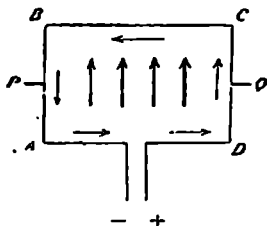
775. ელემტრომაგნიტური ძალთა მუშაობა, გამოსახატული გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვით. ვთქვათ, მაგნიტური არე გამოხატულია ძალხაზების დახმარებით და ამავე დროს ეს უკანასკნელნი ახასიათებენ არეს ძალასაც.

თუ დენიანი გამტარი სიგრძით $l \text{ cm}$, მოთავსებული მაგნიტურ არეში ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად, გადინაცვლებს ელექტრომაგნიტურ ძალის მოწინააღმდეგე მიმართულებით $h \text{ cm}$ -ზე, მაშინ იგი შემოახაზავს ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად ფართობს $lh \text{ cm}^2$. ზემოაღნიშნების თანახმად ეს გამტარი გადაკვეთს Hlh ძალხაზების რიცხვს. აქედან, ელექტრომაგნიტურ ძალთა წინააღმდეგ შესრულებული მუშაობა უდრის დენის ძალას, გამრავლებულს გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვზე.

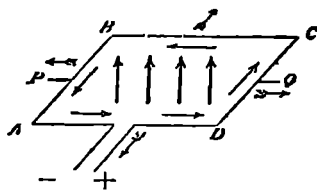
776. ძალხაზებისადმი დახრილი დენიანი გამტარი. თუ სწორხაზოვანი დენიანი გამტარი ქნის ძალხაზებიან w კუთხეს, რომელიც განსხვავდება სწორი კუთხისაგან, მაშინ ელექტრომაგნიტური ძალა ნაკლები იქნება, ვიდრე წინა შემთხვევაში $\sin w$ -ჯერ და მაშ.სადაც, სრულიად მოისპობა მაშინ, როდესაც $w=0$, ე. ი. როდესაც დენიანი გამტარი, ძალხაზების პარალელურია.

777. შიქრული დენიანი გამტარი. $ABCD$ (ნახ. 388^a), რომელსაც შეუძლიან ბრუნვა PQ ლერძის ირკვლივ, იქნა მოთავსებული მაგნიტურ არეში, რომ არეს ძალხაზები თანხედებიან მის სიბრკევეს. AB და CD ნაწილებზე, 776 წ.ის თანახმად, არავითარი ელექტრომაგნიტური ძალები არ მოქმედებენ; რაც შეეხება

BC ნაწილს, იგი ცდილობს მოტრიალდეს ჩვენიდან ნახაზის უკან, AD-კი ჩვენსკენ. ამგვარად, ეს ძალები დენიან გამტარს მოიყვანენ 388^ბ ნახ-ზე აღნიშნულ მდებარეობაში; ამ მდებარეობაში ძალხაზები გამტარის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულნი არიან, ელექტრომაგნეტურ ძალებს კი ფრთიანი ისრების მიმართულება აქვთ და ამიტომ დენიანი გამტარი წონასწორობაშია; ამ მდებარეობაში დენიანი გამტარის წონასწორობა მდგვარია.



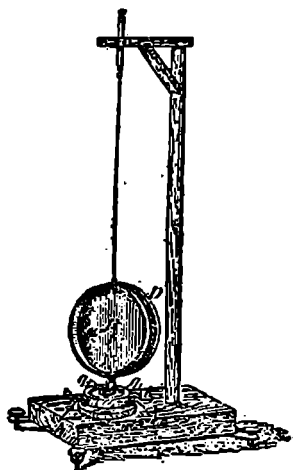
ნახ. 388 ა.



ნახ. 388 ბ.

ამით აიხსნება ის მოვლენა, რომ ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ თავისუფლად მბრუნავი დენიანი გამტარი, მაგ. მათულის რგოლი D (ნახ. 389), ყოველთვის ცდილობს ისე გაჩერდეს დედამიწის მაგნიტურ არეში, რომ მისი სიბრტყე პერპენდიკულარული იყოს, ხოლო მისი ღერძი პარალელური დედამიწის მაგნიტუზმის ჰორიზონტალური შემადგენელისადმი¹⁾.

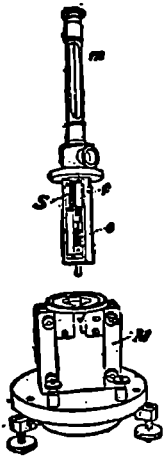
ასეთივე მდებარეობაში გაჩერდებოდა მაგნეტური დისკი, რომელიც თავის მაგნეტური მოქმედებით ეკვივალენტურია ბრტყელი, შეკრული დენიანი გამტარისა. რაც შეეხება ელექტრომაგნეტურ მოქმედებას, რომელსაც განიცდის დენიანი გამტარი, დენი შეიძლება შეინაცულოს იმავე დისკით; საერთოდ, შეკრული დენიანი გამტარი მაგნეტურ არეში იმ მდებარეობაში გაწონასწორდება, რომლის დროსაც მის მიერ გადაკვეთილი მაგნეტიკური ძალხაზების რიცხვი უდიდესია. წონასწორობა ყოველთვის მდგვარია, თუ, როგორც ჩვენ შემთხვევაში, არეს ძალხაზები გადაკვეთენ დენიანი გამტარის სიბრტყეს და მიმართულებით თახხვდებიან თვით დენის მიერ წარმოშობილ ძალხაზების მიმართულებას.



ნახ. 389.

¹⁾ მაგ-ულის რგოლი თავიდან ვერტიკალური ბოლოებით, რომლებიც ჩაშვებულა ერთმანეთისაგან იზოლირებულ ϵ_1 და ϵ_2 აბაზანებში. ეს უკანასკნელები მათულებით მიერთებულნი არიან k_1 და k_2 მომჭერებთან. ამ მომჭერების გზით შედის დენი D რგოლში.

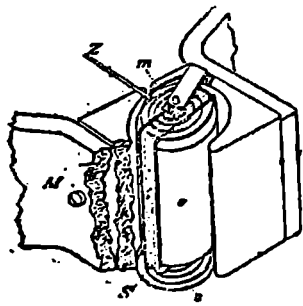
778. ხალვანომეტრი მარჯნაჟი ქოხით. (ლორდი კელვინი, დეკრე დ'არსონვალი). 390 ნახ.ზე S წარმოადგენს მავთულის კოქს, რომელიც დაკიდულია ლითონის წვრილ m ზოლზე. ეს უკანასკნელი კოქს ანიჭებს ერთგვარ მიმმართველ მოხენტს და იმავე დროს მისი გზით შედის დენი კოქსში. დენი კოქიდან გამოდის s სპირალის გზით ვერცხლის წვრილი მავთულიდან. კოქი ირყევა მაგნეტურ არეში, რომელიც შექმნილია ნალისებურ M მაგნეტის პოლუსთა შორის, ამავე დროს ამ მაგნეტურ არეს ძალხაზებს კოქის შიგნით მოთავსებული რკინის უძრავი დერი¹⁾ 1 შესწოვს კოქის მიერ დაკავებულ სივრცის შიგნით.



ნახ. 390.

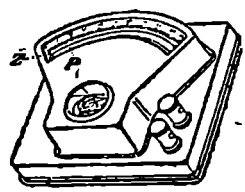
როდესაც კოქში დენი არ არის, მისი დერაძი გაჩერებულია მაგნეტური ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად; მაგრამ თუ კოქში დენი მიდის, მაშინ იგი ცდილობს ისე გაჩერდეს, რომ მისი დერაძი თანხედეს ძალხაზების მიმართულებას, რაც იწვევს გადახრას, რომლის დროსაც ბრუნვის ელექტრომაგნეტური მომენტი და ზოლის ბრუნვის მომენტი ერთმანეთს აწონასწორებენ.

მძლავრ მაგნეტურ M არესთან შედარებით დედამიწის მაგნეტური არეს მოქმედება უწინშენელოა და ხელსაწყოს ჩვენება დედამიწის მაგნეტურ არეზე დამოკიდებული არ არის. ამ გალვანომეტრის ნაკლათ უნდა ჩაითვალოს ის გარემოება, რომ ძლიერი მაგნეტური არე ხელს უშლის კოქის თავისუფალ გადახრას, როდესაც კოქი ჩართულია. ამ გავლენას ამცირებენ წრედში დიდი წინააღმდეგობის ჩართვით. იქ სადაც ასეთი წინააღმდეგობა ხელის შემშლელი არ არის, კოქიან გალვანომეტრს დიდი უპირატესობა აქვს შედარებით ისრიან გალვანომეტრთან დედამიწის მაგნეტურ არეში²⁾; მხოლოდ მაშინ, როდესაც საჭიროა მეტად დიდი გომნობიერება, იხმარება ფარადაჟი გალვანომეტრი ისრით



ნახ. 391 a.

აქ აღწერილ გალვანომეტრის ჩვენებათა ათელა სწარმოებს სარკის დახმარებით. ნახ. 391^a და 391^b წარმოადგენენ ამ პრინციპზე



ნახ. 391 b.

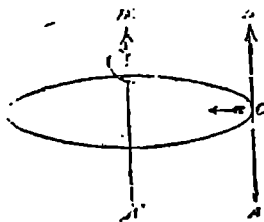
¹⁾ ხეშოთა ნაწილი (ნახ. 390) ხელსაწყოს ხმარების დროს უნდა ჩაიდვას ქვეშოთა ნაწილში.
²⁾ ასეთი გალვანომეტრების გომნობიერება დიდად აღემატება ტომსონის გალვანომეტრის გომნობიერებას.

ავებულ ხელსაწყოებს ისრით (ამპერმეტრი). მბრუნავ N კოქს აჩერებენ ზამბარაკები m და n , რომლებიც ერთის მხრივ ანიკებენ კოქს საკირო მიმართველ ძალას, მეორე მხრივ—მათი გზით დენი შედის და გამოდის კოქიდან. მაგნიტურ არეს ქმნის ნალისებური მაგნიტი M და ამ არეს აძლიერებს რკინის ღერი e , კუჭთან მიერთებული ისარი შეკლავზე მოძრაობს; ათვლის დროს თვალი ისე უნდა იყოს მოთავსებული, რომ ისარი თავის გამოსახულებას ბრტყელ სარკეში ფარავდეს.

ამ სახის ხელსაწყოების წინააღმდეგობა უდრის 1 ომს და ისე არიან მოწყობილი, რომ შეკლის თითოეული დანაყოფი შეეფერება ერთ მილიამპერს ($0,001 A$) და ამავე დროს მოშვერთა შორის დაძაბულობა უდრის ერთ მილივოლტს. დამხმარე ჩასართავ შუნტების დახმარებით ასეთი ხელსაწყოთი შეიძლება გაიზომოს მეტად ძლიერი დენებაც.

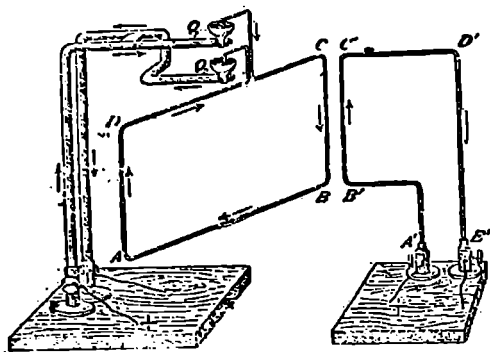
778. ოსცილოგრაფი წარმოადგენს ხელსაწყოს, რომელიც მიაგავს გალვანომეტრს მბრუნავი კოქით; ამ უკანასკნელის მაკვირად აქ არის აღებული უბრალო მარყუქი, რომელიც ირყევა ძლიერი ელექტრომაგნიტის მაგნიტურ არეში; მარყუქზე მიმაგრებულია პატარა ბრტყელი სარკე, რომელიც მოთავსებულია მარყუქის სიბრტყეში. თუ მარყუქში გავატარეთ ცვლადი დენი იგი სარკესთან ერთად იწყებს რყევას ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ და ამ რყევითა მრული თანხედება ცვლადი დენის რყევითა მრულს, თუ მარყუქის საკუთარი რყევის პერიოდი, (ჩვეულებრივ სეკუნდის $\frac{1}{5000}$ -დან $\frac{1}{10000}$ -მდე) მცირეა შედარებით ცვლადი დენის რყევის პერიოდთან. რათა ექსპერიმენტულად აღიბეჭდოს რყევითა მრული, ინტენსიურად მანათობელი წერტილიდან გამოსულ სინათლის სხივებს აიძულებენ აირეკლონ სარკიდან და ლინზის დახმარებით ისე შეკრებდნენ, რომ მათ მოკვცენ მანათობელი წერტილის მკაფიო გამოსახულება ფოტოგრაფიულ აპკით გადაკეცილ დოღზე, რომელიც ბრუნავს ჰორიზონტალურ ღერძის გარშემო; დოღი ერთ ბრუნვას ასრულებს იმ დროის განმავლობაში, რომელიც უნდა უდრიდეს ცვლადი დენის რყევითა მთელ რიცხვს. 245 წ-ის თანახმად აპკზე მივიღებთ მარყუქის რყევითა მრუდის გამოსახულებას და მით ცვლადი დენის რყევის მრუდსაც.

779. ორი პარალელური დენიანი ბამბარი ვთქვათ, სწორხაზიანი დენიანი გამტარი AB მოთავსებულია მაგნიტურ არეში, რომელიც შექმნილია AB ს პარალელურ სწორი $A'B'$ დენით (ნახ. 392). C წერტილზე გამავალი ძალხაზი ნახაზზე აღნიშნულია წრეხაზით, რომელიც გარს არტყია $A'B'$ გამტარს. C წერტილზე გამავალი მაგნიტური ძალა მიმართულია ჩვენნიდან ნახაზის უკან, ამიტომ $A'B'$ იზიდავს AB -ს. თუ $A'B'$ დენის მიმართულება მოწინააღმდეგეა, მაშინ მაგნიტურ ძალას C -ში და მასთან ერთად AB -ზე მოშვემედ ელექტრო-მაგნიტურ ძალასაც, მოწინააღმდეგე მიმართულება ექნებათ; ორი პარალელური დენიანი გამტარი ერთმანეთს იზიდავს ან განხიდავს იმის მიხედვით მათში მიმდინაზე დენებს ერთნაირი მიმ.



ნახ. 392.

რთულება აქვთ, თუ მოწინააღმდეგე. ამ მოვლენის ექსპერიმენტულად შესამოწმებლად არსებობს ამპერის ხელსაწყო (ნახ. 393). გამტარი $ABCD$ თავდება ორი Q_1 და Q_2 წვეტებით, რომლებზედაც გამტარს შეუძლიან ბრუნვა და რომლებიც ჩაშვებულნი არიან სინდიყთ სავსე ჯამებში; თუ რა გზით შედის დენი ხელსაწყოში, ეს სჩანს ნახაზიდან 393. $A'B'C'D'E$ წარმოადგენს უძრავ გამტარს, რომელშიაც დენი მიდის.



ნახ. 393.

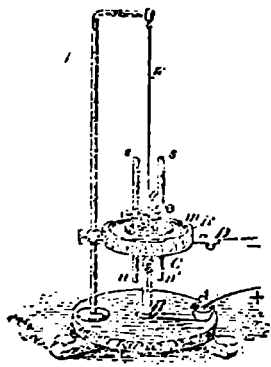
BC და $B'C'$ ერთმანეთს იზიდავს ან განზიდავს იმის მიხედვით დენებს BC -ში და $B'C'$ -ში ერთი და იგივე მიმართულება აქვთ, თუ მოწინააღმდეგე.

პარალელური წრიული დენიანი გამტარები ერთმანეთს იზიდავენ ან განზიდავენ

კენ იმის მიხედვით მათში დენებს ერთი და იგივე მიმართულება აქვთ, თუ მოწინააღმდეგე. ასეთივე შედეგს მივიღებთ, თუ დენიანი გამტარების მაგივრად ავიღებთ მაგნიტურ დისკებს (§§ 759 და 777), რომლებიც ერთმანეთისაკენ მიბრუნდებიან სხვადასხვა სახელიანი ან თანასახელიანი პოლუსებით, იმის მიხედვით, დენებს ერთი და იგივე მიმართულება, აქვთ, თუ მოწინააღმდეგე.

თავი 17. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.

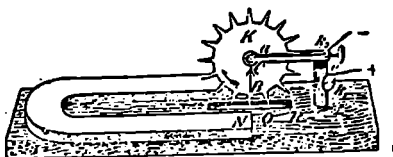
780. მაგნიტის ბრუნვა დენის ირგვლივ. ორი მაგნიტი m და m' (ნახ. 394) უძრავად შეერთებული არიან ლითონის განივი q ღერით; q -სთან მიერთებული წვეტი ჩაშვებულია თითბრის BC სვეტის ზემოთა ბოლოზე მოთავსებულ ღრმულში. იმავე q -სთან მიერთებულია ლითონის ზოლი m , რომლის ერთი ბოლო ჩაშვებულია R ღარში ჩასხმულ სინდიყში. მოძრავი სისტემა დაკიდულია F ძაფზე. ბატარეიდან დენი შედის A -სთან, შემდეგ მიდის ზემოთ BC სვეტში, აქედან q ღერში, ღერიდან R ღარში ჩასხმულ სინდიყში და შემდეგ D -დან გაჰოდის და ბრუნდება ბატარეაში. დენის მონაკვეთი BC იწვევს n და n' პოლუსებში, ამპერის წესის თანახმად, ბრუნვის მომენტებს, რომლებიც ერთი მხრით არიან მიმართულნი და ამიტომ მოძრავი სისტემა ბრუნვაში მოჰყავთ BC ღერძის ირგვლივ.



ნახ. 394.

781. ბარლოუს გორბალი. სპილენძის ვერტიკალური პატარა ბორბალი K ტრიალობს ჰორი-

ზონტალურ a ღერძის გარშემო (ნახ. 395). ამ ბორბალს გარშემო გაკეთებული აქვს რადიალურად მიმართული წვეტები, რომელთაგანაც ყველაზე უმდაბლესი ყოველთვის Q სინდიუშია ჩაშვებული. სინდიუი გამტართ შეერთებულია k_1 მომქერთან, ღერძი a კი — k_2 მომქერთან. მომქერები k_1 და k_2 ერთმანეთისაგან იზოლირებულნი არიან e ებონიტით; დენი შედის k_1 -თან, სინდიუის გზით მიდის ბორბალთან და გაივლის რა ბორბალში BC გზით, მივა k_2 მომქერთან. ნალისებურ NS მაგნიტის არეში მაგნიტური ძალხაზები მიმართებიან N -დან S -კენ; ამ არეში დენის ნაწილი BC და მასთან ერთად ბორბალიც იწყებს ბრუნვას ფრთებიანი ისრის მიმართულებით.



ნახ. 395.

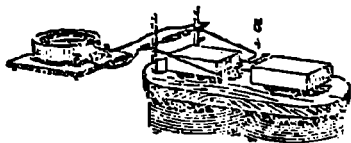
782. ენერჯიის მარადისობის კანონის გამოყენება. ყველა ამგვარ ცდების დროს ელექტრომაგნიტური ძალები ასრულებენ მუშაობას, რომლის ნაწილიც გარდქმნება კინეტიურ ენერჯიით; როდესაც მოძრაობის სისქარე შეცვლას შეწყვეტს, ეს ძალები ასრულებენ მუშაობას მხოლოდ ხახუნის წინააღმდეგ და სითბოს წარმოშობენ. ამ დროს ენერჯიას ვიღებთ დენის წრედის გარეთ.

ვიდრე მოძრაობის სისტემა ერთ ადგილას არის გაჩერებული, ენერჯია ჩნდება მხოლოდ დენის წრედის შიგნით და უდრის იმ ენერჯიას, რომელიც ბატარეაში იხარჯება, ასე რომ, მაგნიტის მოძრაობის დროს BC დენის არეში ან დენიანი BC გამტარის მოძრაობის დროს NS მაგნიტის არეში რომ არ გაჩენილიყო მიზეზი, რომელიც სცვლის დენს გამტარში, ეს იმის მაჩვენებელი იქნებოდა, რომ ელექტრომაგნიტურ ძალებმა შეასრულეს მუშაობა ენერჯიის დაუხარჯავად. ენერჯიის მარადისობის კანონი კი მოითხოვს ასეთი მიზეზის არსებობას. ეს მიზეზი არის 1831 წელს ფარადეის მიერ აღმოჩენილი ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.

783. სწორხაზოვანი მავთული, რომელიც მოძრაობს მაგნიტურ არეში. 387 ნახ-ზე აღნიშნულ ხელსაწყოში ბატარეის მაგივრად ჩაურთავენ გალვანომეტრს და ab გამტარს ატრიალებენ k_1 ღერძის გარშემო. ტრიალის დროს ab გამტარი ჰყვით N და S პოლუსების შორის არსებულ მაგნიტურ ძალხაზებს. ab გამტარის მოძრაობის დროს გალვანომეტრი გვიჩვენებს გამტარში დენის არსებობას, რომლის მიმართულებაც იცვლება, ab გამტარის მოწინააღმდეგე მიმართულებით მოძრაობის დროს. ასეთ დენს ინდუქციური დენი ეწოდება.

784. ლენციის კანონი. 396 ნახ-ზე ფრთიანი ისარი გვიჩვენებს ab გამტარის მოძრაობის მიმართულებას, წვრილი ისარი კი — ამ მოძრაობით გამოწვეულ ინდუქციურ დენის მიმართულებას. ეს ნახაზი რომ შევადაროთ 387 ნახაზს, დაინახავთ, რომ ინდუქციური დენის მატარებელზე მოქმედობს ელექტრომაგნიტური ძალა, რომლის მიმართულებაც ინდუქციური დენის გამოწვევი მოძრაობის მოპირდაპირეა, ასე რომ, ინდუქციური დენი მოქმედობს მის გამოწვევი

ნოდრაობაზე, როგორც მუხრუქი. ეს არის ლენციის კანონი, ყველა შემთხვევები-სათვის სამართლიანი. იგი გვიჩვენებს, რომ ინდუქციური ღენის მიღების დროს იხარჯება მექანიკური მუშაობა; იგი წარმოადგენს ღენის მუშაობის ეკვივა-ლენტს.



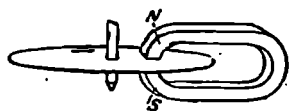
ნახ. 396.

უდნო ელექტრომაგნიტის N და S პოლუსების შორის ძაფით ჩამოკიდებენ სპილენძის კუბს (ნახ. 385). ძაფს დაგრე-ხავენ და შემდეგ კუბს ვაუშვებენ. კუბი დიდი სიჩქარით ტრიალებს, მაგრამ რო-გორც კი ელექტრომაგნიტში ღენს შეუ-შვებენ, იგი მაშინვე გაჩერდება.

კუბის ნოდრაობა მაგნიტურ არეში აუცილებლად გამოიწვევს კუბში ინდუ-

ქციურ ღენს და მისი ელექტრომაგნიტური მოქმედება შეაჩერებს ბრუნვით მო-ძრაობას.

სწორედ ამავ მიზეზისა გამო გაჩერდება სპილენძის მბრუნავი წრე, რო-ღესაც მისი ნაპირი (ნახ. 396^ა) მოძრაობის დროს. ვანივად გადააკვეთს მაგნი-



ნახ. 396 ა.

ტურ არეს. ბრუნვის მამუხრუქებელი მომენტი პროპორციულია მაგნიტური არეს ძალისა და ინდუქციურ ღენის ძალის ნამრავლისა ან სე-კუნდში ბრუნვათა რიცხვისა (მუხრუქი ბრუნ-ვითი ღენით). არაგომ აღმოაჩინა, რომ სპი-ლენძის ჰორიზონტალურ დისკის ბრუნვა მისი ღერძის გარშემო გადაეცემა მის ზემოდან და-

ყიდულ მაგნიტურ ისარს. მან შეცდომით ეს მოვლენა მიაწერა იმ გარემოებას, თითქოს სპილენძის დისკი შეიცავდეს რკინას, რომლის ქიმიურად აღმოჩენა შე-უძლებელი იყო. ეს მოვლენა სწორედ ახსნა ფარადეიმ: ისრის მაგნიტურ არეში დისკის მოძრაობისა გამო დისკში აღიძვრებიან ინდუქციური ღენები, რომლებიც ვანიცლიან ისრის მაგნიტურ არეში ელექტრომაგნიტური ძალების მოქმე-დებას და თავის მხრივ მოქმედებენ მაგნიტურ ისარზე. ნიუტონის შესამე კანო-ნის თანახმად, ამ ორივე მოქმედებას მოწინააღმდეგე მიმართულება აქვთ, და არადგანაც ლენციის კანონის თანახმად, პირველი მოქმედება დისკის ბრუნვის მოწინააღმდეგედ არის მიმართული, ამიტომ მეორე მოქმედება, ე. ი. ისარზე მოქმედების მიმართულება თანხედება დისკის ბრუნვის მიმართულებას.

785. ინდუქციური დენის მიმართულება. ლენციის კანონიდან გამომდი-ნარე შემდეგი წესი განსაზღვრავს იმ ინდუქციური ღენის მიმართულებას, რო-ზელიც გამოწვეულია მაგნიტურ არეში მოძრავ სწორხაზოვან გამტარში: რომ წარმოვიდგინოთ მოცურავე თავით წინ მაგნიტური ძალის მიმართულებით, თვა-ლებ მიჩერებული მოძრაობის მიმართულებით, მაშინ ინდუქციური ღენი მიდის მარცხნიდან მარჯვნივ.

786. ინდუქციური დენის ელემენტარული მოძრაობის მიმართულება. თუ ლითო-ნის ერთგვაროვან მათულში t სეკუნდის განმავლობაში მიმდინარობს ინდუქ-ციური ღენი ძალით J ე.მ. და ელექტრომაგნიტური ძალით E ე.მ., მაშინ ამ

დროის განმავლობაში შესრულებული მუშაობა, ჯოჯულის სიბრტით გარდაქმნილი, იქნება:

$$P \cdot R \cdot t = E \cdot J \cdot t \text{ ერგი.}$$

ვთქვათ, ამ დენის წარმოშობაზე დახარჯული მექანიკური მუშაობა უდრის A ერგს; მაშინ

$$A = E \cdot J \cdot t$$

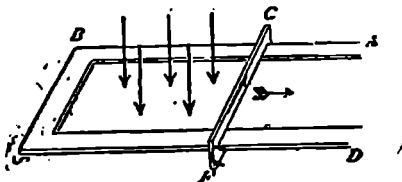
ანუ

$$E = \frac{A}{J} \cdot \frac{1}{t}$$

მაგრამ სწორხაზოვანი გამტარისათვის, როგორც ვიცით (§ 775), $A = J \cdot N$, სადაც N არის გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვი, ამიტომ ინდუქციურებული ელექტრომაგნიტური ძალა სწორხაზოვან გამტარში, რომელიც მოძრაობს ერთ-გვაროვან მაგნიტურ არეში, უდრის გამტარის მიერ ერთ სექუნდში გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვს.

787. ინდუქცია შუაგულ წრედში, მახასიათებლის თაობის შემოქმედებით. ჰორიზონტალურ, ორჯერ სწორკუთხურად მოღუნულ $ABCD$ გამტარზე სრიალებს გამტარი FG , რომელიც თავის მოძრაობის დროს გადაკვეთს დედამიწის მაგნიტიზმის ვერტიკალურ შემადგენლის ძალ-ხაზებს. რომ ვამოძრაოთ გამტარი FG (ნახ. 397) ფრთებიან ისრის მიმართულებით, მაშინ $FGBCF$ კონტურში აღიძვრება ინდუქციური დენი, რომლის მიმართულებას გვიჩვენებს წვრილი ისარი და რომელიც იცვლის თავის მიმართულებას, თუ შევცვალებთ FG გამტარის მოძრაობის მიმართულებას.

ინდუქციურებული ელექტრომაგნიტური ძალა უდრის ერთ სექუნდში გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვს. ჩვენ შემთხვევაში ეს რიცხვი უდრის აგრეთვე იმ ძალხაზების რიცხვის ვალიდობას ან შემცირებას, რომლებსაც შემოერთების შეკრული კონტური $FGBCF$.



ნახ. 397.

საერთოდ, შეკრულ წრედში ინდუქციურებული ელექტრომაგნიტური ძალა უდრის წრედის მიერ შემოერთებულ ძალხაზების რიცხვის ერთ სექუნდში შეცვლას და ყოველთვის ისეა მიმართული, რომ ეწინააღმდეგება ამ შეცვლას. ეს არის მაქსველის თეორიის მეორე პრინციპი, რომელიც გამოყენებულია 788—794 §§-ში.

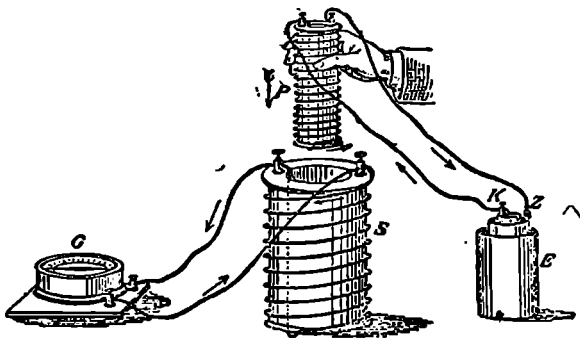
788. ხადადამიწოდ ინდუქცია, დახრილობის გაზომვა. ვთქვათ, მეტალის კოჭი D (ნახ. 389) გამოვიყენებთ იმ მდებარეობიდან, რომლის დროსაც მისი სიბრტყე ეპერპენდიკულარებოდა დედამიწის მაგნიტური ძალის ჰორიზონტალურ შემადგენელს და მოვატრიალეთ ვერტიკალურ ღერძის ირგვლივ 90° -ით, მაშინ კოჭის ხეულების მიერ შემოერთებულ ძალხაზების რიცხვი მცირდება ნულამდე. თუ კოჭი მოვატრიალეთ იმავე მიმართულებით კიდევ 90° -ით, მაშინ

ბვეულების მიერ შემორტყმული ძალხაზების რიცხვი კვლავ გაიზარდება, მაგრამ ეხლა მათი მიმართულება გამტარში მოწინააღმდეგე იქნება წინანდელთან შედარებით და ამის გამო ისევ ისეთი დენი გაჩნდება, როგორც წინა შემთხვევაში. ჩვენ რომ კოჭი სწრაფად მოვატრიალოთ 180° -ით, მაშინ ინდუქციური დენი შეგვიძლიან გავზომოთ იმ ბალისტიური გალვანომეტრის h გადახრის მიხედვით, რომელიც ჩართულია k_1 და k_2 შორის.

თუ ასეთივე ცდა მოვახდინეთ, მხოლოდ კოჭი მოვატრიალოთ 180° -ით პორიზონტალურ ღერძის ირგვლივ და ამგვარად გამოვიყვანეთ იგი იმ მდებარეობიდან, რომლის დროსაც მისი სიმრტყე ეპერპენდულურებოდა დედამიწის მაგნიტურ ძალის ვერტიკალურ შემადგენელს, მაშინ დედამიწის მაგნიტური ძალის ვერტიკალური შემადგენლის გავლენით აღიძვრება ინდუქციური დენი. ეს დენი ბალისტიურ გალვანომეტრში გამოიწვევს x გადახრას. გადახრანი h და x პროპორციულნი არიან დედამიწის მაგნიტიზმის პორიზონტალურ და ვერტიკალურ შემადგენლებისა. ამიტომ დახრილობის კუთხის ტანგენსი, $646 \text{ } \xi$ -ის თანახმად, იქნება:

$$tgi = \frac{x}{h}$$

789. მაგნიტი, როგორც მოძრაობს სოლენოიდის შიგნით. თუ დენიანი სოლენოიდი ჩაწვიეთ ან ამოწვიეთ უძრავ სოლენოიდიდან (ნახ. 398), მაშინ ამ უკანასკნელში აღიძვრებიან ინდუქციური დენები, რომელთა მიმართულება-



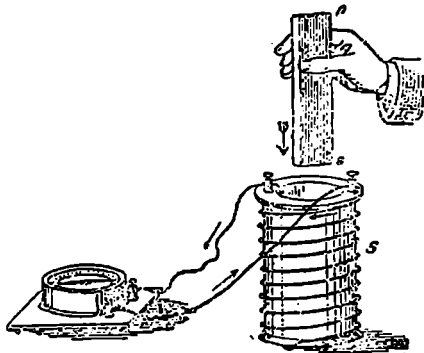
ნახ. 398.

ნიც. ამ ორ შემთხვევაში ერთმანეთს ეწინააღმდეგებიან, ვინაიდან უძრავი სოლენოიდის მიერ გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვი პირველ შემთხვევაში იზარდება, მეორეში — მცირდება. ლენცის კანონის თანახმად, ინდუქტირებული დენის მიმართულება ეწინააღმდეგება ან თანხვდება მაინდუქტირებულ დენს, იმის მიხედვით მაინდუქტირებელი სოლენოიდი უახლოვდება თუ შორდება უძრავ სოლენოიდს.

ამ ცდაში მაინდუქციურებული სოლენოიდი შეგვიძლიან შევცვალოთ სწორ-
ხაზოვანი მაგნიტით (ნახ. 399), რომელიც გამოიწვევს ისეთივე მაგნიტურ ძალას,
როგორც დენიანი სოლენოიდი.

ის დამამუშავებელი მოქმედება, რომელსაც ვანიცდის ვიდემანის გალვანო-
მეტრში მაგნიტი სპილენძის დემუვერის მხრივ, აიხსნება იმ ინდუქციური დენების
არსებობით, რომლებსაც იწ-
ვევს მაგნიტი სპილენძის დემ-
უვერში მისი რყევის დროს.

ლენცის კანონის მიხედ-
ვით, ეს დენები ამუხრუქებენ
მაგნიტის მოძრაობას.



ნახ. 399.

790. ინდუქციური დენი
**წარმოადგენს ჩართვისა და ამო-
რთვის დროს. წარმოიქმნება**
ნოთ, რომ მაინდუქციურებული
სოლენოიდი უახლოვდება
ინდუქციურებს; ინდუქცი-
ური დენი, რომელსაც მაინ-
დუქციურებული დენის მოწი-
ნააღმდეგე მიმართულება

აქვს, გამოწვეულია იმ ძალხაზების რიცხვის ზრდით, რომელთაც შემოერთების
ინდუქციურებული სოლენოიდი. ძალხაზების რიცხვის ასეთივე ზრდას ადგილი
აქვს მაშინაც, როდესაც პირველად სოლენოიდში, რომელიც მოთავსებულია
გალვანომეტრთან შეერთებულ მეორად სოლენოიდში, დენს ჩავრთავთ.

ამ შემთხვევაში ინდუქციურებულ დენს ეწოდება ჩართვის დენი და როგორც
წინა დენის მიმართულება ეწინააღმდეგება მაინდუქციურებული დენის მიმართუ-
ლებას. თუ ამის შემდეგ ამოერთებ დენი მაინდუქციურებულ სოლენოიდში, მაშინ
ინდუქციურებულ სოლენოიდში აღიძვრება ამორთვის ინდუქციური დენი, რომელ-
საც იმავე მოსაზრებისა გამო, ისეთივე მიმართულება ექნება, როგორც მაინდუ-
ქციურებულ დენს. ეს დენები შეიძლება გაიზომოს ბალისტიური გალვანომეტრით
და მაშინ დავინახავთ, რომ ორივე დენის გალვანომეტრული მოქმედება ერთ-
ნაირია, ე. ი. ორივე შემთხვევაში მოძრაობს გამტარში ელექტრობის თანა-
სწორი რაოდენობა.

791. ზბილი ჩინის დამა. გავიმეოროთ ცდა ისე, რომ მაინდუქციურებულ
სოლენოიდში შევიტანოთ ზბილი რკინის ღერი, მაშინ მივიღებთ უფრო დიდი
ძალის ინდუქციურ დენებს; მართლაც, დენის ძალხაზებს დაემატება დენის მიერ
რბილ რკინაში გაჩენილი ძალხაზები; მათი რიცხვი უდრის ძალხაზების იმ
რიცხვს, რომელსაც გარსარტყია დენიანი სოლენოიდი. ეს სოლენოიდი ეკვივ-
ალენტურია რკინაში აღძრულ მაგნიტიზმისა.

რკინაში მიღებული ძალხაზები საჭიროებენ კიდევ უფრო დაწვრილებით
ახსნა-განმარტებას.

792. ინდუქცია, ინდუქციური ხაზები. ვთქვათ, მაინდუქციურბელი სოლენოიდი S_1 დახვეულია რკინის მთლიან რგოლზე, როგორც ეს ნაჩვენებია 402 ნახზე და გარშემორტყმულია ინდუქციურბული S_2 სოლენოიდით.

S_1 სოლენოიდში მიმდინარე დენი რკინის რგოლს თანაბრად ამაგნიტებს მგების მიმართულებით და ამის გამო პოლუსები არ ჩნდება, არც თავისუფალი მაგნიტიზმი ჩნდება და რკინის დამაგნიტებული რგოლი არ შეესცლის თვით S_1 სოლენოიდით გამოწვეულ მაგნიტურ არეს ძაბვას: $H = \frac{4\pi nI}{10}$. მიუხედავად ამისა, S_2 -ში ინდუქციურბული დენები შეეფერებიან 1 cm^2 -ზე არა H ძალხაზების რიცხვის გაჩენას და მოსპობას, არამედ უფრო მეტი რიცხვის გაჩენას ან მოსპობას, სახელდობრ ეს დენები შეეფერებიან $\mu H = B$ ძალხაზების გაჩენას ან მოსპობას. აქ μ არის რკინის მაგნიტური განვლადობა და B -ინდუქცია. ასეთ შემთხვევაში ჩვენ საქმე გვაქვს ინდუქციის ძალხაზებთან ანუ ინდუქციურ ხაზებთან, რომლებიც ზემო ნათქვამის თანახმად, განსხვავდებიან არეს ძალხაზებისაგან. მაგნიტის პოლუსებზე ინდუქციის ძალხაზები რკინიდან გადადიან ჰაერში, ისევე როგორც არეს ძალხაზები.

ფარლობა $B: H$, რომელსაც ელექტროტექნიკისათვის უდიდესი მნიშვნელობა აქვს, ზუსტად განისაზღვრება ზემოაღწერილ რგოლისებურ ელექტრომაგნიტის დახმარებით და რკინისათვის შეგვიძლიან ვიპოვოთ J მრუდიდან (ნახ. 400), სადაც აბსცისები H და ორდინატები B გამოხატულნი არიან ელექტრომაგნიტური ერთეულებით. როდესაც $H=4$, B დაახლოვებით უდრის $7000, \mu = 1750$. მხოლოდ, ეგრედ წოდებულ, ფერომაგნიტურ სხეულებისათვის, განსაკუთრებით რკინისათვის, კობალტისათვის, ნიკელისათვის, ისიც მხოლოდ გარდაქმნის ტემპერატურის ქვევით, — განვლადობა გამოიხატება ასეთივე რიგობის სიდიდით, რომელიც ამას გარდა ცვალებადობს არეს დაძაბულობის ცვლასთან ერთად. დანარჩენ პარამაგნიტურ სხეულებისათვის განვლადობა უცვლელია და ცოტაოდენ აღემატება ერთს. ასეთივე განვლადობა ახასიათებს ფერომაგნიტურ სხეულებსაც გარდაქმნის ტემპერატურის ზევით, რომელიც რკინისათვის, კობალტისათვის და ნიკელისათვის შესაფერად არიან 870° , 1100° და 320° გრადუსი.

792. მამნიტური შრედი. ვთქვათ, რგოლისებური სოლენოიდი (ნახ. 380^a) დახვეულია l სიგრძის წერილ რგოლისებურ რკინის გულზე. ინდუქციის იმ ხაზების რიცხვი, რომლებიც გაივლიან რგოლის q განიკვეთზე ანუ ინდუქციის ნაკადი G უდრის $B \cdot q = H\mu \cdot q$ ინდუქციის ეს ნაკადი

$$G = \frac{M}{W}, \quad . 140^a$$

სადაც $M = H \cdot l = \frac{4\pi N I}{10}$ გამოხატავს რგოლზე მოქმედ მაგნიტურ დაძაბულობას, W კი — რგოლის ე. წ. მაგნიტურ წინააღმდეგობას. განტოლება (140^a) ანალოგიურია (122) განტოლებისა, რომელიც გამოხატავს ომის კანონს დენის ჩართული წრედისათვის და ეწოდება მაგნიტური წრედის განტოლება. ეს განტოლება გამოდგება ისეთი რგოლისათვისაც, რომელიც ერთ ადგილას გადაჭრილია და ეს გადაჭრილი ადგილი უჭირავს ჰაერის სვეტს სიგრძით l ; ამ შემთხვევაში უნდა გამოვთქვათ, თუმცა დაახლოვებით სამართლიანი მოსაზრება, რომ ინდუქციის ხაზები ასეთ გადაჭრილ რგოლში ისევე არიან განაწილებულნი, როგორც

მთლიანში. ეს შემთხვევა ანალოგიურია იმ შემთხვევისა, როდესაც წრედში მიმდევრობით ჩართულია გამტარები სხვადასხვა ელექტრული წინააღმდეგობით. მაგნიტური წინააღმდეგობა ჰაერის სვეტისა უდრის $\frac{\lambda}{g}$, ვინაიდან ჰაერისათვის განვლადობა უდრის ერთს; წრედის სრული მაგნიტური წინააღმდეგობა W უდრის:

$$W = \frac{l-\lambda}{g\mu} + \frac{\lambda}{g}, \text{ ასე რომ,}$$

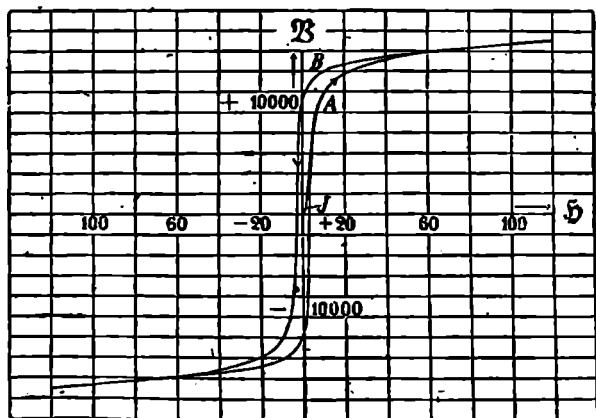
$$W = \frac{l}{g\mu} \left(1 - \frac{\lambda}{l} + \frac{\lambda}{l} \cdot \mu \right).$$

ასე მაგ. თუ $l=10\text{cm}$. $\lambda=0,1\text{cm}$. $\mu=1750$. მაშინ

$$W = \frac{l}{g\mu} \cdot 18,5.$$

ამგვარად, ჰაერის სვეტი სიგრძით 1mm ზემოხსენებულ პირობებში მაგნიტურ წინააღმდეგობაში ზრდის 18, 5 ჯერ; სწორედ ასევე ელექტროდენის ძალა მცირდება წრედში ცუდი გამტარის ჩართვის დროს. ასეთი მოსაზრებანი, რომლებითაც წარმატებით სარგებლობენ ელექტროტექნიკაში რკინაში ინდუქციური ნაკადების გამოთვლის დროს, სწორენი არიან მხოლოდ დაახლოებით, ვინაიდან ამ გამოთვლას საფუძვლად უდევს არაზუსტი დებულება ინდუქციის ხაზების განაწილების შესახებ და ამას ის გარემოებაც უნდა დაუმატოთ, რომ განვლადობა μ , ელექტროგამტარობის (x) საწინააღმდეგოდ, მუდმივი არ არის, არამედ დამოკიდებულია მაგნიტურ არეს H დამახლოებაზე.

793. ჰინტაჩიჩი. j მრუდს (ნახ. 400) ე. წ. საწყისი დამაგნიტების მრუდს (jungfräuliche Kurve), მივიღებთ, როდესაც არა-დამაგნიტებულ რკინაზე იმოქმედებენ არეს თანდათანობით ზრდადი ძალები. თუ არეს ძალა ვცვალებთ.



ნახ. 400.

ზღვართა $-H$ და $+H$ შორის, მაშინ არეს ერთი და იგივე ძალის დროს, ინდუქცია მაშინ უჭრო მეტი იქნება, როდესაც (მრუდის B წერტილთან, ნახ. 400) არეს ძალა შემცირდება, ვიდრე მაშინ, როდესაც (როგორც A წერტილთან) არეს ძალა გაიზარდება. ამგვარად, H -ის ყოველ მნიშვნელობას შეეფარდება B -ს ორი მნიშვნელობა და B და H -ის შორის დამოკიდებულება გრაფიკულად გამოიხატება შეკრული მრუდით ანუ მარყუქით (ნახ. 400); ეს გრაფიკი გამოიხატავს მუდმივ მაგნიტუზმთან დაკავშირებულ მოვლენას, რომელსაც ჰისტერეზისი ეწოდება. შეიძლება იმის ცხადყოფა, რომ ყოველი ამგვარი წრიული მაგნიტური პროცესის დროს რკინაზე იხარჯება მუშაობა $\frac{1}{4\pi}$ გამრავლებული საჰისტერეზისო მარყუქის ფართობზე და ეს მუშაობა რკინაში სითბოდ გარდქმნება. ამ ჰისტერეზისით გამოწვეულ სითბოს კარგვას უდიდესი მნიშვნელობა აქვს ცეკლადი დენის ტრანსფორმატორებში. ჰისტერეზისი თავს იჩენს მხოლოდ ფერომაგნიტურ სხეულებში, მაგრამ ამათშიაც იგი ჰქრება შეტად მცირე მაგნიტურ არეების დროს (რელიე).

794. **ფაქოს ღვინები.** ელექტროდენის ჩართვის დროს ელექტრომაგნიტში, რომელსაც რკინის მთლიანი გული აქვს, რკინაში გაჩენილი ინდუქციის ძალბაზები აღძრავენ ელექტროგამტარ რკინაში დენებს, რომლებიც მიმდინარეობენ ელექტრომაგნიტის ნახევრში აღძრულ ელექტროდენის მოწინააღმდეგე მიმართულებით და მით ხელს უშლიან მაგნიტიზმის გაძლიერებას. 771 §-ში აღწერილ ცდაში ეს ხელის შემშლელი მოქმედება იქიდან სჩანს, რომ ხედვის არე თანდათანობით ნათელი ხდება. დენის შეწყვეტის დროს რკინის სპობადი ინდუქციური ძალბაზები მის მასაში აღძრავენ ინდუქციურ დენებს, რომელთა მიმართულებანიც თანხედებიან სპობად დენს და მით ხელს უშლიან მაგნიტიზმის შესუსტებას: აქ აღწერილ დენებს ფუკოს დენები ეწოდებათ. რათა მოსპობილ იქმნას ფუკოს დენებისათვის რკინის გამტარობა და ხელი შეეშალოს მათ გაჩენას, რკინის გულს ჩვეულებრივ ამზადებენ არა მთლიან რკინისაგან, არამედ წვრილ, ერთმანეთისაგან იზოლირებულ მავთულებისაგან, რომელნიც პარალელური არიან მაგნიტურ ძალბაზებისა.

795. **თვითინდუქცია, თვითინდუქციის კოეფიციენტი.** თუ სოლენოიდი ჩართულია გაღვანურ ბატარეის წრედში, მაშინ დენის ჩართვის დროს სოლენოიდში გაჩენილი ძალბაზები ინდუქციით აღძრავენ მასშივე ერთგვარ ელექტრომამოძრავ ძალას, რომელიც მიმართულია მაინდუქციარებელ დენის მოწინააღმდეგეთ და ამიტომ ხელს უშლის მის გაძლიერებას. სწორედ ამგვარადვე დენის შეწყვეტის დროს სოლენოიდში სპობადი ძალბაზები ინდუქციით აღძრავენ მასში ერთგვარ მამოძრავ ძალას, რომლის მიმართულებაც თანხედება მაინდუქციარებელ დენს და ამიტომ ხელს უშლის მის შესუსტებას. ამგვარ ინდუქციას, როდესაც დენი თავის თავზე მოქმედებს, თვითინდუქცია ეწოდება.

თუ სოლენოიდში მოთავსებულია რბილი რკინის ღერი, ე. ი. თუ იგი ელექტრომაგნიტს წარმოადგენს, მაშინ თვითინდუქცია ძლიერდება, ვინაიდან სოლენოიდის ძალბაზებს ემატება რკინის ღერის ინდუქციური ძალბაზები.

მაგნიტური ძალხაზების რიცხვი, რომელთაც გარს არტყია დეხიანი სოლენოიდი, პროპორციულია დენის J ძალისა, ე. ი. უდრის $L \cdot J$; სადაც L დამოკიდებულია სოლენოიდის ფორმაზე და ეწოდება სოლენოიდის თვითინდუქციის კოეფიციენტი; ამგვარად, თვითინდუქციის ე. მ. ძ. პროპორციულია L -ისა.

ყოველ დენიან წრედს, თუნდაც იგი არ შეიცავდეს სოლენოიდს, ახასიათებს გარკვეული თვითინდუქციის კოეფიციენტი, რომელიც შეეფერება ამ წრედის მიერ აღძრულ მაგნიტურ ძალხაზებს.

ვთქვათ, წრედში ჩართულია გაღვანური ელემენტი. „მოკლედ ჩავთოთ“ ელემენტი: მისი პოლუსები მცირე წინააღმდეგობის გამტარით შევეერთოთ; ამ გზით ელემენტი წრედიდან ამოირთება. იმ მომენტში, როდესაც ეს მოხდება, წრედში ჯერ კიდევ განაგრძობს არსებობას დენი I , რომელიც შემდგომ ჯოჯის სითბოს გამოყოფის დროს, ქრება და მით უფრო ნელის ტემპით, რაც უფრო დიდია წრედის თვითინდუქცია. აქედან ცხადია, რომ დენიანი წრედი წარმოადგენს ენერგიას, რომლის რაოდენობაც, როგორც აღმოჩნდა გამოყოფილ სითბოს გამოთვლიდან, უდრის $\frac{1}{2} LI^2$, თუ რაიმე წრედში ჩაურთავენ გაღვანურ ელემენტს, მაშინ ენერგიის მუდმივობის კანონის თანახმად, მუშაობა იწესრულებული ელ. მ. ძალის მიერ დროის ყოველ შუალედში, უდრის ორი სიდლის ჯამს: დენის ენერგიის ნამატს და ჯოჯის გამოყოფილ სითბოს; როდესაც დენი მუდმივი ვახდება, ეს ჯამი შეიცავს მხოლოდ უკანასკნელ წევრს.

795°. რუვათა ბოზონის წრე, ელემტაროკამბანი, კონდენსატორი C ტევადობით, რომლის შიგნითა სამოსის დაძაბულობა დედამიწის მიმართ არის V , აღჭურვილია პოტენციალური ენერგიით $\frac{1}{2} CV^2$. თუ ეს კონდენსატორი განტვირთეთ რკალისებურ გამტარით, რომლის თვითინდუქცია არის L და რკალს აქვს უსასრულოდ მცირე წინააღმდეგობა, მაშინ განტვირთვისთვის დროს პოტენციალური ენერგია $\frac{1}{2} CV^2$ გარდიქმნება კინეტიურ-ენერგიად $\frac{1}{2} LI^2$. ამის შემდეგ განტვირთავი დენი დატვირთავს შიგნით სამოსს უარყოფითად, ვიდრე დენის კინეტიური ენერგია კვლავ არ გარდიქმნება ტვირთის პოტენციალურ ენერგიად $\frac{1}{2} CV^2$. ამ მოვლენათა განმეორების დროს შემართებელ რკალში აღიძვრებიან ელექტრორყევანი. ეს პროცესი ანალოგიურია 93 §-ში აღწერილ მათემატიკურ საქანის ანუ ნივთიერი წერტილის რყევისა მიმართველ D ძალის გავლენით; რყევის პერიოდი, ისე როგორც 93 §-ში, უდრის:

$$i = 2\pi\sqrt{LC} \quad . (140^{\circ})$$

m მასას შეეფერება აქ თვითინდუქციის კოეფიციენტი L , მიმართველ D ძალას — C ტევადობის შებრუნებული სიდიდე; მართლაც, რაც უფრო მცირეა ტევადობა, მით უფრო დიდია იმავე ტვირთის დროს კონდენსატორის დაძაბულობა ანუ ელ. მ. ძალა დენის წინააღმდეგ მიმართული. რყევის პერიოდი i ლეიდენის ქილის მსხვილი მავთულის რკალით განტვირთვის დროს ჩვეულებრივ პირობებში შეადგენს სეკუნდის შემილიონედ ნაწილს. შემაერთებელი რკალის

წინააღმდეგობა არის იმის მიზეზი, რომ ელექტრორყევათა ენერგია ჯოჯოხის სითბოს გამოყოფის დროს შემაერთებელ რკალში იფანტება, მსგავსად იმისა, როგორც მათემატიკური საქანის რყევები მიიღევიან ჰაერის წინააღმდეგობისა და სხვა მიზეზების გამო. დიდი წინააღმდეგობის დროს პირველივე განტვირთვის შემდგომ მთელი ენერგია დაბარჯულია; სწორედ ამის მსგავსად, საქანი ბლანტ სითხეში წონასწორობიდან გამოყვანილი და შემდეგ თავიშეშებულთ, არ განიცდის რყევას და უბრუნდება თავის წონასწორობის მდებარეობას. რყევითი განტვირთვა იწვევს ელექტრორყევებს და დიდი მნიშვნელობა აქვს უმავთულო ტელეგრაფში.

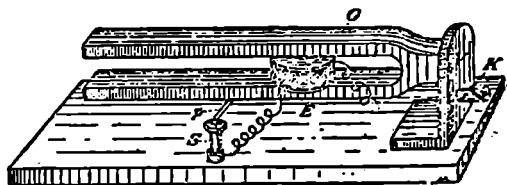
796. ამოცოთვის ნაპერწკალი, ზედაქაბულობა. ბატარეის დენის ამორთვის დროს, მაგ. როდესაც ერთმანეთს დააშორებენ წრედში ჩართულ ლითონის ორ ნაწილს, ამორთვის ადგილას გაჩნდება ე. წ. ამორთვის ნაპერწკალი: ვიდრე დენი სავსებით გაქრებოდეს, იგი დროის მეტად მცირე შუალედის განმავლობაში ჯერ ისევ განაგრძობს დინებას ამორთვის ადგილას გაჩენილ დიდი წინააღმდეგობის მქონე ელექტროგამტარ ნაწილებში, რომლებსაც იგი ახურებს. თუ დენიან წრედში ჩაურთეთ ელექტრომაგნიტი, რომელსაც არც ისე დიდი წინააღმდეგობა აქვს, მაშინ ამორთვის ნაპერწკალი შესამჩნევად ძლიერდება და მით უფრო მეტად, რაც უფრო სწრაფად ამოირთვის დენი. ამის მიზეზი არის ამორთვის ინდუქციის ელექტრომაგნიტი ძალა, რომელიც ემატება რა ბატარეის ელექტრომაგნიტი ძალას ამორთვის ადგილას გაჩენილ დიდი წინააღმდეგობის ბოგირში იწვევს დიდი ძალის დენს, ვიდრე მართა ბატარეა. ამგვარად, ელექტრომაგნიტის ამორთვის დროს აღიძვრება ე. წ. ზედაქაბულობა, ე. ი. დაძაბულობა, რომელიც ვაცილებით აღემატება ხელსაწყოს უდიდეს დაძაბულობას, ამ შემთხვევაში ბატარეის ელექტრომაგნიტი ძალას. ასეთი ზედაქაბულობის გამო ზიანდებიან ის ელექტრომაგნიტები, რომლებიც იწვევენ მაგნიტურ არეს დინამომანქანებში, თუ მეტად სწრაფად ამოვრთეთ დამამაგნიტებელი დენი.

ამორთვის ნაპერწკლის ხანგრძლივობა, რომლის განმავლობაშიაც ელექტროული შეერთება ჯერ კიდევ გრძელდება და მასთან დენის ვაქრობის ხანგრძლივობაც ამორთვის დროს მეტისმეტად მცირდება. დროის ის შუალედი კი, რომელიც განისაზღვრება მხოლოდ წრედის წინააღმდეგობით და თვითინდუქციით და რომლის განმავლობაშიაც დენი აღწევს თავის მაქსიმალურ სიდიდეს, უფრო მეტია.

797. ავტომატური კამერტონი. G კამერტონის შტოების შორის (ნახ. 401) მოთავსებულია ელექტრომაგნიტი E. დენი ბატარეიდან მიდის K-დან ელექტროგამტარ კამერტონის გზით, შემდეგ გაივლის შეწყვეტის ადგილს p და S-ის შორის ელექტრომაგნიტის კოკში და შემდეგ ბრუნდება ბატარეაში. p და S-ის შორის დენი წყდება, როდესაც პლატინის ზამბარაკოვანი მავთული p დაშორდება S-ს, როდესაც შეწყვეტის ადგილი შეერთებულია, მაშინ კამერტონის შტოებს იზიდავს ელექტრომაგნიტი და ამიტომ შტოები ერთმანეთს უახლოვდებიან; მაგრამ ამ დროს დენი წყდება კონტაქტის ადგილას, განმავლობაში ელექტრომაგნიტი აღარ იზიდავს კამერტონის შტოებს; ამის შემდეგ

დენი კვლავ ჩაირთვება და ამგვარად კამერტონის შტოები ირყევიან. რათა ეს მოძრაობა არ შეწყდეს, საჭიროა, რომ კამერტონის მიერ გარემო სივრცეში გაფანტული ენერგია შეავსოს მაგნიტური ძალების მუშაობამ.

კამერტონის ერთნაირი მდებარეობის დროს მისი დაძაბულობა ერთი და იგივე რომ ყოფილიყო — სულერთია — უახლოვდებიან თუ შორდებიან კამერტონის შტოები ელექტრომაგნიტს — მაგნიტური ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა შტოების დაახლოების დროს იმ მუშაობის თანასწორი იქნებოდა, რომელიც იხარჯება ამ ძალების წინააღმდეგ შტოების დაშორების დროს; ასეთ პირობებში აღარ დარჩებოდა ზედმეტი მუშაობა კარგვის დასაფარავად. მაგრამ კამერტონის ერთნაირ მდებარეობათა დროს ელექტრომაგნიტი უფრო ძლიერად მოქმედობს კამერტონის შტოების დაახლოების დროს, ვიდრე მათი დაშორების დროს. საქმე იმაში არის, რომ წრედის როგორც ჩართვა. (სხვადა-



ნახ. 401.

სხვა მიზეზების გამო, მაგ. ნაპერწყლის გაჩენა დენის შეწყვეტის მომენტში), ისევე შეწყვეტა კონტაქტის ადგილას გვიანდება; ამას გარდა, მაგნიტიზმის აღძვრა გვიანდება თვითინდუქციისა და ფუკოს დენების არსებობის გამო. ყველა ამ მიზეზების გამო მაგნიტური ძალების მიერ შესრულებული მუშაობა კამერტონის შტოების დაახლოების დროს მეტია, ვიდრე ამ ძალების წინააღმდეგ შესრულებული მუშაობა შტოების დაშორების დროს; ამ მუშაობათა სხვაობა ფარავს დანაკარგს. ისეთი აპარატების მოწყობა, სადაც ზამბარაკზე მიმაგრებული ლუზა ელექტრომაგნიტისა განიცდის რყევით მოძრაობას იმის გამო, რომ ლუზის რყევის დროს დენი ხან ჩაირთვება, ხან ამოირთვება, ამავე პრინციპზეა დამყარებული; ასეთია მაგ. ელექტროზარი და ნეფის ლუზა.

798. ნაშენი მუშა. ეს ლუზა იხმარება სინდლექციო აპარატში (§816, ნახ. 414). ბატარეის დენი მოდის k_1 -დან H -ის გზით წვეტიან q ხრახნში, აქედან გადადის f ზამბარაკში, შედის P კოქში P_1 -თან, აქედან გამოდის p_2 -თან და ბატარეაში ბრუნდება k_2 -ის გზით. იმ დროს, როდესაც ზამბარაკზე მიმაგრებულ α ლუზას იზიდავს P კოქის დამაგნიტებული გული, q და f შორის დენი შეწყდება; ამ დროს დენის შეწყვეტის გამო ელექტრომაგნიტის განმაგნიტებული გული ლუზას აღარ მიიზიდავს; დენი კვლავ ჩაირთვება და მთელი ეს პროცესი ისევ განმეორდება.

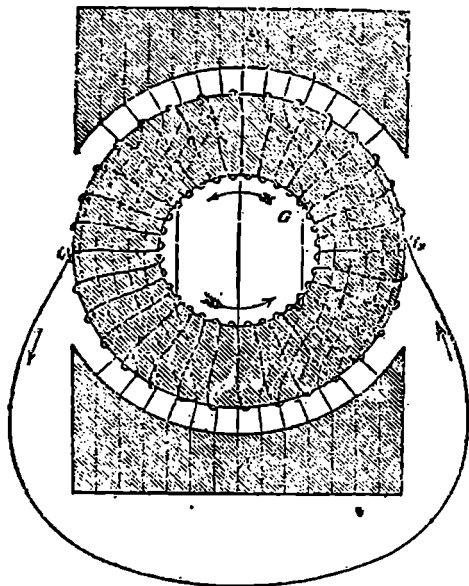
ნაპი 18. ინდუქციური დენების გამოყენება, მუდმივი დენის ტანქა.

799. მალაზიი ელემენტარული ტანქაური მიწნებისათვის. ისეთ გამტარში, რომელზეც მოძრაობს მაგნიტური არეში, აღიძვრებიან ინდუქციური დენები მექანიკური მუშაობის ხარჯზე. ამ პრინციპზე არის აგებული იმ მანქანების (გე-

ნერატორების) მოწყობა, რომლებიც გვაძლევენ ტექნიკისათვის საჭირო ელექტროდენებს.

ყოველი გენერატორი ორი ნაწილისაგან შედგება: ერთი ქმნის მაინდუქციონებელ მაგნიტურ არეს, მეორეში—ლუზაში—ინდუქციით აღიძვრებიან ელ. მამ. ძალები. ვინაიდან ეს უკანასკნელნი დამოკიდებულნი არიან ლუზისა და მაგნიტურ არეს მხოლოდ ფარდობით მოძრაობაზე, ამიტომ შეიძლება ბრუნვადეს ლუზა, მაგნიტი კი უძრავად იყოს, ან არეს გამომწვევი მაგნიტი მოძრაობდეს, ლუზა კი უძრავად იყოს. ორივე შემთხვევაში უძრავ ნაწილს ეწოდება სტატორი (Stator, Ständer), მბრუნავ ნაწილს კი—როტორი (Rotor, Läufer).

800. ზრამის რგოლი. რბილი რკინის¹⁾ რგოლი (ნახ. 402), რომელზედაც დახვეულია ბოლოებ შეკრული მავთული, ბრუნავს ფრთებიანი ისრებით აღნიშნული მიმართულებით ძლიერი მუდმივი მაგნიტის N და S პოლუსთა შორის.



ნახ. 40.2

ხვეულში შემავალი ძალხაზების მიმართულება. ამგვარად, ინდუქციონებულ ელ. მამ. ძალის მიმართულება i_1 -დევ ე. ი. რგოლის ქვემოთ ნახევარში უცვლელი რჩება, მაგრამ i_2 -ში, საიდანაც ხვეულებში გამავალი ძალხაზების რიცხვი მცირდება, მიმართულება იცვლება და შემდეგ უცვლელი რჩება i_1 -მდე. აქედან დავასკვნით, რომ რგოლის ზევითა და ქვევით ნახევარში მოქმედებენ თანასწორნი და მოპირდაპირეთ მიმართულნი ელექტრომაგნიტური ძალები,

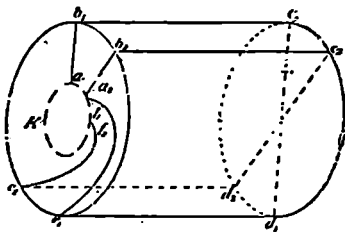
ნული მიმართულებით ძლიერი მუდმივი მაგნიტის N და S პოლუსთა შორის. წვრილი ხაზები გვაძლევენ დაახლოებით წარმოდგენას მაგნიტური ძალხაზების განაწილების შესახებ. რგოლში შესვლისას მათი უმრავლესობა რკინაში გაივლის რგოლის გარეგან ზედაპირზე და ამ ძალხაზების მხოლოდ უმცირესი ნაწილი გადადის რგოლის შიგნითა ზედაპირიდან პაერში. ერთი შემობრუნების დროს ნახევრი i_1 მდებარეობიდან გაივლის N , i_2 და S მდებარეობას და კვლავ დაუბრუნდება i_1 მდებარეობას. i_1 -დან N -მდე ნახევრის მიერ გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვი მცირდება, N -დენ i_2 -მდე—იზრდება, მაგრამ ამავე დროს N -თან იცვლება ამ

¹⁾ იგი შესდგება რკინის ფრთიტებისაგან ფუკოს დენების მიერ ენერჯიის უსარგებლო ხარჯის თავიდან ასაცილებლად.

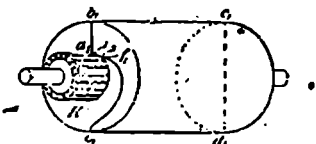
რომლებიც შეკრულ რგოლში ერთმანეთს მოსპობენ. მაგრამ თუ გამტარით შევავართთ ორი განურჩეველი ხაზი i_1 და i_2 , რომლებიც მდებარეობენ რგოლის ნახევრების შორის, მაშინ რგოლის ორივე ნახევრის ელექტრომაგნიტური ძალები ამ გამტარში გზავნიან ერთი მიმართულების დენებს, რომლებითაც შეგვიძლიან ვისარგებლოთ.

დენის მიღება განურჩეველ ხაზებთან სწარმოებს სპილენძის რბილი ბაღისაგან მომზადებულ უძრავი მუსების დახმარებით, რომლებიც უმარტივეს შემთხვევაში უშუალოდ ეხებიან რგოლზე დახვეულ შიშველ გამტარს.

800°. დოლუში დუზა (გოფინა-ალტენმაინსი). ასეთ დუზაში მავთულის კოქები დახვეულია რკინის ცილინდრზე (დოლზე); ძველი კონსტრუქციის მიხედვით (ნახ. 402^ა), ნახვევები მდებარეობენ ერთმანეთისაგან თანასწორად დაშორებულ და ცილინდრის ღერძზე გამავალ სიბრტყეებზე. ყველა ხვეულები ჩართულნი არიან მიმდევრობით, ისე როგორც გრამას რგოლში; ამავე დროს პირველი ხვეულის ბოლო და მომდევნო ხვეულის თავი შეერთებული არიან კომპუტატორის ერთერთ სეგმენტთან (ნახ. 402^ა და ნახ. 402^ბ K-თან). ნახ. 402^ა წარ-



ნახ. 402^ა.



ნახ. 402^ბ.

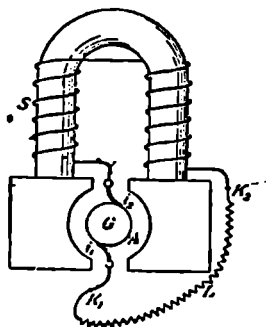
მოადგენს ორ ასეთ ხვეულს $a_1b_1c_1d_1e_1f_1$ და $a_2b_2c_2d_2e_2f_2$. რკინის ცილინდრს გარს არტყია საპოლუსო ხუნდები (N, S ნახ. 402) და ხვეულები მოძრაობენ მძლავრ მაგნიტურ არეში, რომელიც მოთავსებულია ამ ხუნდებისა და რკინის ცილინდრის ზედაპირთა შორის.

ნახ-ზე 402 დახაზულია ამ ხვეულებიდან მხოლოდ ერთი $a_1b_1c_1d_1e_1f_1$ და ისიც ისეთი, რომლის სიბრტყეც თანხვდება ნახაზის სიბრტყეს. წარმოვიდგინოთ, რომ მაგნიტური ძალხაზები მოდიან ნახაზიდან ჩვენსკენ პერპენდიკულარულად. ღუზის ბრუნვის დროს ხვეულის იმ მდებარეობაში, როგორც ეს ნახაზზეა აღნიშნული, მაგნიტური ძალხაზების რიცხვი უდიდესია, შემდეგ კი თანდათან მცირდება იმ დრომდე, ვიდრე ხვეული არ მოტრიალდება 90°-ით; ამის შემდეგ ძალხაზების რიცხვი კვლავ იწყებს ზრდას; მხოლოდ ეხლა ძალხაზები ხვეულს კვეთენ მოწინააღმდეგე მიმართულებით, ასე რომ, ინდუქციონებული ელ. მამ. ძალა თავის მიმართულებას ინარჩუნებს იმ დრომდე, ვიდრე არ დამთავრდება 90°-ზე ტრიალი. ამ მდებარეობაში ხვეულის გადაწყვეთი ძალხაზების რიცხვი შემცირებას იწყებს, ელ. მამ. ძალა იცვლის მიმართულებას და

ინარჩუნებს ამ ახალ მიმართულებას, ვიდრე ღუზა არ მოტრიალდება 180° -ით. განურჩეველი ხაზები მდებარეობენ 1 და 2 სეგმენტზე (ნახ. 402^ა) და დიამეტრულად მოპირდაპირე წერტილებში; ამ წერტილებში შემხებ მუსხეში ყველა ზვეულებიდან იგზავნებიან ერთი და იმავე მიმართულების დენები, ისევე, როგორც გრამას რგოლში. დოლურ ღუზას სხვათა შორის ის უპირატესობა აქვს ცრანას რგოლთან შედარებით, რომ აქ ზვეულები მუდამ მოძრაობენ ძლიერ მაგნიტურ არეში, მაშინ როდესაც გრამას რგოლში მაგნიტურ არეში მოძრაობენ წელიოდ რგოლის გარეგანხ ნაწილები; შიგნით ნაწილებში კი მაგნიტური არე სუსტია (ნახ. 402).

801. მახინჯ-მღებტრული მანქანა და დინამომანქანა. თუ მაგნიტურ არეს ქმნის ფოლადის მუდმივი მაგნიტი, მაშინ მანქანას ეწოდება მაგნიტ-ელექტრული მანქანა. მაგრამ ის ნარჩენი მაგნიტიზმი, რომელიც შეიძლება გამოწვეულ იქმნას ფოლადის მასაში, გაცილებით ნაკლებია იმ დროებით მაგნიტიზმზე, რომელიც შეიძლება აღიძრას ისეთივე რაოდენობის რბილ რკინაში ძლიერ მაგნიტურ არეში. ამიტომ უფრო მიზანშეწონილია აღებულ იქმნას მაგნიტის მაგნიტურ ელექტრომაგნიტი და მის ასამოქმედებლად ვისარგებლოთ ან თვით ღუზის დენით ან ამ უკანასკნელის ნაწილით.

ასე მოწყობილ მანქანას, ე. სიმენსის წინადადებით. (1867 წ.), დინამომანქანა ეწოდება. ნახ. 403 წარმოადგენს სიმენსის დინამომანქანის სქემას; ღუზის ნახევრი A , ელექტრომაგნიტის ნახევრი S (შტოების ნახევრი) და გამტარი L რომელშიაც გადის დენი, შეერთებულნი არიან მიმდევრობით.



ნახ. 403.

თუ ღუზა ვატრიალეთ შესაფერი მიმართულებით ელექტრომაგნიტის სუსტი ნარჩენი მაგნიტიზმის არსებობის გამო, მასში აღიძვრებიან სუსტი დენები, რომლებიც მიდიან ელექტრომაგნიტში ისეთი მიმართულებით, რომ აძლიერებენ მის მაგნიტიზმს. ვინაიდან გაძლიერებული მაგნიტი თავის მხრივ აძლიერებს ღუზის დენებს, ამიტომ იმ მოკლე დროის განმავლობაში, რომელსაც მანქანის სელის დასაწყისი ეწოდება, პირველ ხანს სუსტი მაგნიტიზმმდგომ გარდაიქმნება მძლავრ ელექტრომაგნიტად.

802. დაძაბულობა მრგობრივთან, მარჯი მრგობრების ძრვითი ძრვითი. პოპერებთან დაძაბულობა ეწოდება პოტენციალთა სხვაობას პოლუსების K_1 და K_2 მოპერებთან, რომლებთანაც მიერთებულია გარეგანი გამტარი. თუ დენის ძალა არის J ამპერი, მოპერებთან დაძაბულობა K ვოლტი, მაშინ გარეგანი გამტარში ელექტროსიმძლავრე L უდრის $J \cdot K$ უატს.

მარგი მოქმედების კოეფიციენტი ეწოდება მიღებულ JK ელექტროსიმძლავრის და მანქანაზე მისი მუშაობის დროს გადაცემულ მექანიკური სიმძლავრის შეფარდებას. საუკეთესო კონსტრუქციის მანქანებში მარგი მოქმედების კოეფიციენტი აღემატება 90 პროცენტს.

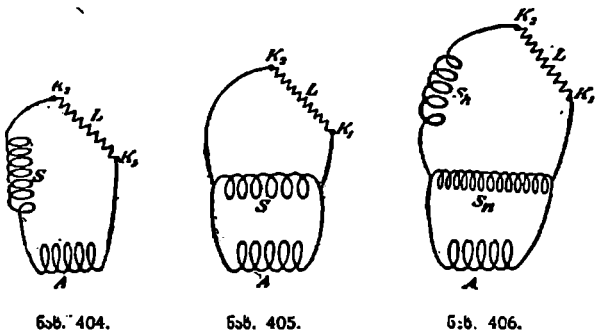
იმ K დაძაბულობისაგან, რომელიც მომკერებთან მოქმედობს, განსხვავდება ლუზის ნახვევში ინდუქტირებული ელექტრომაგნიტური ძალა E , ვინაიდან მანქანაში აღვილი აქვს $J.R_i$ დაძაბულობის კარგვას, ამიტომ

$$K = E - J.R_i$$

სადაც J —დენის ძალაა, R_i —მანქანის შინაგანი ინაალმდეგობა. ამ მოსაზრებით უფრო ხელსაყრელია მანქანის შინაგანი წინაალმდეგობა რაც შეიძლება მცირე იყოს. შემდგომში ეს სიდიდე იმდენად მცირე უნდა იყოს, რომ შესაძლებელი გახდეს $J.R_i$ -ს მხედველობაში არ მიღება. მაშინ $K = E$.

803. მიმდებარებითი აღზენების, პარალელური აღზენების მანქანები და კომპაუნდ-მანქანები. 801 წ-ში მოხსენებულ დინამომანქანას ეწოდება მიმდევრობითი აღზენების დინამო; მისი ნახვევების შეერთების სქემა ნაჩვენებია 404 ნახ.-ზე. ლუზის ნახვევი აღნიშნულია A -თი, შტო— S -ით და გარეგანი გამტარი— L -ით. თუ მანქანის თანაბარი სვლის დროს გარეგანი L გამტარის წინაალმდეგობა იზრდება, მაშინ არა განშტოებულ წრედში და მაშასადამე ელექტრომაგნიტების ნახვევებშიც, დენის ძალა მცირდება; ამასთან ერთად, ელექტრომაგნიტების შესუსტების გამო, ინდუქტირებული E ელექტრომაგნიტური ძალაც შემცირდება.

ჩვეულებრივ უფრო ხელსაყრელია მანქანა პარალელური აღზენებით. ასეთ მანქანაში ნახვევების შეერთების სქემა და წრედის ნაწილების განაწილება სჩანს 405 ნახ.-ზე; აქ ელექტრომაგნიტის ნახვევი S ჩართულია გვერდით წრედში,



ნახ. 404.

ნახ. 405.

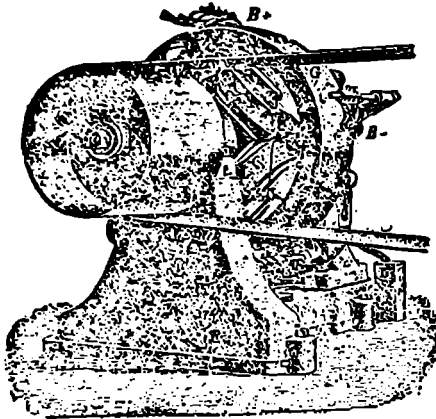
ნახ. 406.

გარეგან წრედში კი მოთავსებულია გამტარი L . თუ გამტარის წინაალმდეგობა გაიზარდა, მაშინ ელექტრომაგნიტის ნახვევში დენის ძალა და მაშასადამე ელ. E ძალაც გაიზარდება.

ნახ. 406 წარმოადგენს ე. წ. კომპაუნდ—მანქანის წრედის სქემას, რომელიც შტოების ნახვევების უდიდესი ნაწილი S_n შედარებით. წერილი მავთულუბისაგან შემდგარი, ჩართულია გვერდით წრედში, უმცირესი ნაწილი კი S_m მსხვილი მავთულუბისაგან შემდგარი, მოთავსებულია L გამტარის წრედში. თუ ორივე ეს ნაწილი შესაფერად არიან შერჩეულნი, მაშინ ელექტრომაგნიტური ძალა და მასთან ერთად, მომკერებზე K დაძაბულობაც მანქანის მეტად მცირე

შინაგანი წინააღმდეგობის გამო, ამ უკანასკნელზე დამოკიდებული არ არის, ცხადია იმ საზღვრებში, რომელთაც ადგილი აქვთ პრაქტიკაში.

ნახ. 407 წარმოადგენს სიმენსის და გალსკეს დინამომანქანას შიგნითი პოლუსებით, რომელშიაც უძრავი ელექტრომაგნიტი მოთავსებულია გრამას



ნახ. 407.

მბრუნავ G რგოლის შიგნით. ეს რგოლი შესდგება 4 პოლუსისაგან; ჩრდილოეთის N პოლუსებისაგან და სამხრეთის S პოლუსებისაგან. რიგრიგობით, 4 განურჩეველი ბაზებით თითოეულ წყვილ მეზობელ პოლუსების შორის და 4 დენის მიმღებ B მუსებისაგან. დიამეტრულად მოპირდაპირედ მდებარე მუსების თითოეული წყვილი, რომლებიც გზავნიან ერთი მიმართულების დენს, შეერთებულნი არიან გამტარით, რომელიც მიერთებულია მომკერთან და ეს უკანასკნელი წარმოადგენს მანქანის შესაფერ პოლუსს.

804. ელემტარული ენაზგინის განაწილება. ვთქვათ, ქალაქის ცენტრალურ სადგურზე დადგმულია დინამომანქანა, რომლის ელ. მ. ძალა არის E . ქსელში მიშავალი მთელი ელექტრული სიმძლავრე P იქნება

$$P = E \cdot J.$$

მაგრამ ამ სიმძლავრით მთლიანად ვერ სარგებლობენ, ვინაიდან მისი ნაწილი S გარდქმნება ქსელში ჯაულის სითბოდ. თუ ქსელის წინააღმდეგობა აღვნიშნეთ R_i -ით, მაშინ

$$S = J^2 \cdot R_i$$

თუ სიმძლავრის კარგვა S არ უნდა აღემატებოდეს მთელი სიმძლავრის 2% -ს, მაშინ წინააღმდეგობა ისე უნდა იყოს შერჩეული, რომ $R_i = \frac{S}{J^2}$ ანუ (141) განტ-ბის მიხედვით:

$$R_i = \frac{S}{J^2} \cdot E^2$$

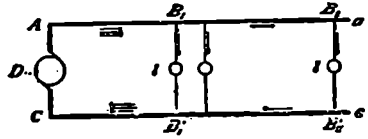
. 143

ქსელში P სიმძლავრის შეუცვლელად შეიძლება მანქანის ელექტრომომძრავი ძალის გადიდება, თუ იმდენჯერვე შევამცირებთ დენის ძალა; (143) განტოლების მიხედვით, ასეთ შემთხვევაში წინააღმდეგობა R_i პროპორციულია ელექტრომომძრავ ძალის კვადრატისა. მონაცემი სიგრძის გამტარის განიჯვეთი და შისი პროპორციული სპილენძის წონაც, უკუპროპორციულია წინააღმდეგობისა და ამავე დროს, იმავე 143 განტოლების თანახმად, უკუპროპორციულია

ელექტრომაგნიტური ძალის კვადრატისა. ამიტომ რაიმე სიმძლავრის, მაგ. 10000 კილოვატის გადასაცემად გარკვეულ მანძილზე 2%-ის დაკარგვით, საკმარისია სპილენძის შეთულის პირველად აღებული რაოდენობის მხოლოდ $\frac{1}{4}$, თუ მანქანის ელ. მ. ძალა ორჯერ გავზარდეთ. ელექტროსიმძლავრის გადაცემა მით უფრო ეკონომიურია, რაც მანქანის ელ. მ. ძალა დიდია.

ქალაქის განათებისათვის მუდმივი დენის განაწილება ჩვეულებრივ სწარმოებს ორმაგი ან სამმაგი ქსელის სისტემით.

805. ორბამბარაიანი ან სამამბარაიანი ძხვლის სისტემა. ორგამბარაიანი ქსელის სისტემის დროს (ნახ. 407^ა) D დინამომანქანის პოლუსებიდან გაყვანილია ორი კაბელი Aa და Cc და მათ შორის პარალელურად ჩართულია ეარეარნათურები L . სინამდილეში კაბელი მრავლად პრის დაქსელილი, რაიც ნახაზზე აღნიშნული არ არის. ნათურებში მომქმედი დაძაბულობა, რომელიც დიდად არ უნდა განსხვავდებოდეს ნათურების კონსტრუქციით გათვალისწინებულ სიდიდისაგან მაგ. 110 ვოლტისაგან, აქ უცვლელი არა რჩება. ვთქვათ

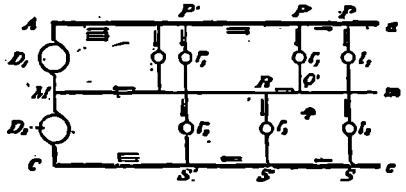


ნახ. 407^ა.

დენის წყარო წარმოადგენს კომპუნდ-მანქანას და მაშასადამე მომჭერებთან დაძაბულობა K არ იცვლება. მაშინ დაძაბულობა დენის მოხმარების ადგილას B_1B_1' -თან, ომის კანონის თანახმად, იქნება: $K - I.R_0$, სადაც R_0 არის წინააღმდეგობა გამტარისა $AB_1 + B_1'C$. უფრო დაშორებულ ადგილას, მაგ. B_2B_2' -თან დაძაბულობაც ნაკლებია და თანდათან მცირდება ქსელში ანთებული ნათურების რიცხვის გადიდებასთან ერთად, ვინაიდან ამის გამო იზრდება გამტარში დენის ძალა J და მაშასადამე ნაკარგი $J.R$ დაძაბულობაც.

რათა დენის მოხმარების ადგილას დაძაბულობა არ განიცდიდეს დიდ ცვლილებას, ამიტომ დაძაბულობის $J.R$ კარგვის შესამციკრებლად ან უნდა მოწყობილი იყოს განსაკუთრებული მარეგულირებელი ხელსაწყოები ან გადიდებული იქმნას კაბელის განივკვეთი და მით შემცირებულ იქმნას გაყვანილობის წინააღმდეგობა.

სამგამბარაიანი სისტემის დროს (ნახ. 407^ბ) ქსელში ჩაერთავენ ორ ერთნაირ D_1 და D_2 დინამომანქანას; თითოეულს ამთავანს აქვს ნათურების დაძაბულობისათვის შესაფერი ელექტრომაგნიტური ძალა. როგორც განაპირა A და C მომჭერებიდან, აგრეთვე შუა M მომჭერიდან მოხმარების ადგილებისაკენ გაყვანილია კაბელები Aa , Cc და Mm . თუ გამტარში დაძაბულობის დაკარგვა მხედველობაში არ მივიღეთ და თუ შუა გამტარი მიწასთან არის შეერთებული, როგორც ეს ჩვეულებრივ ხდება, მაშინ ამ შუა გამტარში დაძაბულობა მთელ სიგრძეზე ნულს უდრის, განაპირა Aa და Cc გამტარებში კი დედამიწის



ნახ. 407^ბ.

მიმართ დაძაბულობანი შესაფერად იქნებიან $+E$ და $-E$, ერთმანეთის მიმართ კი პოტენციალთა სხვაობა იქნება $2E$. ნათურები ჩართულია შუა და ორივე განაპირა გამტართა შორის. თუ ნათურები ჩართულია PS -თან, მაშინ შუა გამტარში დენი არ არის და ორივე ნათურა I_1 და I_2 მიმდევრობით შეერთებულნი ანთია E დაძაბულობის ქვეშ. მაგრამ გაყვანილობაში არსებობს დაძაბულობა $2E$ და ამის გამო, ორგამტარიან სისტემასთან შედარებით, სადაც დაძაბულობა არის E , აქ სპილენძის მავთული ნაკლები რაოდენობისა არის საჭირო. მართალია ეს ეკონომია ერთის მხრივ მცირდება შუა მავთულის არსებობის გამო, მაგრამ ამ შუა მავთულში მიდის მეტად სუსტი დენი, და ამიტომ შეიძლება იგი წერილიც იყოს და ზოგჯერ მიწაშიაც კი შეიძლება მისი გაყვანა უიზოლიაციო-თათც კი. თუ ნათურები ჩართულნი არიან $P'S$ -თან, მაშინ დენი გაივლის შუა გამტარის პატარა $Q'R$ მონაკვეთზე; მაგრამ თუ $P'S$ -თან შუა მავთულის ერთ მხარეს უფრო მეტი ნათურებია ჩართული, ვიდრე მეორე მხარეს, მაშინ შუა მავთულით დენი მიდის ცენტრალურ სადგურში. ამ შემთხვევაში Aa გამტარში დაძაბულობის კარგვა მეტია, ვიდრე Cc გამტარში, ვინაიდან პირველში მიდის უფრო მეტი ძალის დენი, ვიდრე მეორეში. ამიტომ Aa გამტართან შეერთებულნი ნათურები ანთია ნაკლები დაძაბულობით, ვიდრე Cc -თან შეერთებულნი; ამიტომ ყოველთვის ცდილობენ, რომ ქსელის ორივე ნახევარი შეძლების მისეღ-ვით ერთნაირად იყოს დატვირთული.

866. ელემტრომოტორი. ლენცის კანონის თანახმად, მავნიტური არეს მიერ გამოწვეული ელექტრომაგნიტური ძალები ლუზის დენიან ნახევრზე მოქმედებენ ისე, რომ ხელს უშლიან მის ბრუნვას და ცდილობენ ატრიალონ იგი იმ მხრით, რომ წინააღმდეგობა გაუწიონ იმ მიმართულებას, საითაც ბრუნავს დინამო-მანქანის ლუზა მოტორით მოძრაობაში მოყვანილი. მართლაც თუ მანქანის მომ-ქერებში ისეთი დენი შეუშვით, რომელიც თანხვედრა მანქანის დენის მიმართუ-ლებას, მაშინ ზემოხსენებული ძალების მოქმედების გამო, ლუზა იტრიალებს ისეთი მიმართულებით, რომელიც ეწინააღმდეგება იმ მიმართულებას, საითაც ატრიალებს მას მოტორი დენის მიღების დროს. ამ დროს ელექტრომაგნიტური ძალები ასრულებენ მუშაობას და ელექტროენერგია გარდქმნება მექანიკურ ენერგიად. მექანიკური მუშაობის მისაღებ დინამომანქანას ელექტრომოტორი ეწოდება.

ჩვეულებრივ პირობებში ელექტრომოტორის ამამოძრავებელი დენი წარმო-იშობა დინამომანქანიდან, რომელიც მოძრაობაში მოყავს ორთქლის მანქანას. თუმცა ენერგიის ასეთ გარდაქმნას თანსდევს კარგვა, მექანიკური ან ელექტრუ-ლი ენერგიის ნაწილობრივი გარდაქმნა სითბოდ, მაინც ასეთ დადგმულობას ზოგჯერ სარგებლობა მოაქვს. სწორედ ასევე ასანთი გაზის განათების მიზნები-სათვის გამოყენების დროს ზოგჯერ უფრო ხელსაყრელია იმის მაგივრად რომ ამ გაზით უშუალოდ ვისარგებლოთ კრაქებში, მის დახმარებით მოძრაობაში მოყავთ გაზიანი მოტორი, ამ უქანასკნელით ატრიალებენ დინამომანქანას და მიღებული დენით ასაზრდოებენ რაკალ-ნათურებს.

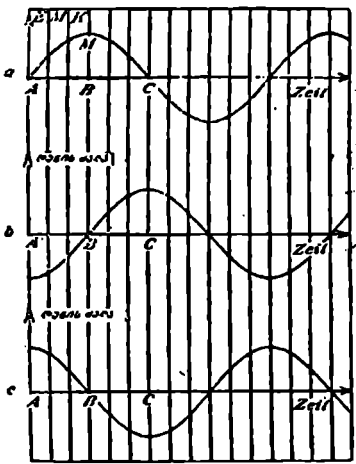
თავი 19. ცვლადი ღენი, ცვლადი ღენის ტემპიკა.

807. სინუსოიდალური (მართალღენი) ცვლადი ძაბვის მოქმედება კოჰჰეა, ღენის მუშაობური ძალა, სიმძლავრის მუშაობური. ცვლადი ღენები და ცვლადი ძაბვანი წარმოადგენენ ისეთ ღენებს და ისეთ ძაბვებს, რომელთა სიდიდეც პერიოდული ფუნქციაა დროისა. უმარტივეს პერიოდულ ფუნქციას წარმოადგენს სინუსი. სინუსოიდალურ ანუ ერთტალღიან ცვლად ძაბვას მივიღებთ მაგ. სადენდამწო ინდუქტორის თანაბარი მოძრაობის დროს; ამ დროს ინდუქტორის მთელი შემოტრიალება შეეფერება პერიოდს.

ეთქვათ კოქზე თვითინდუქციით L მოქმედობს ცვლადი ძაბვა E , რომლის სიხშირეც არის ω , მაშინ

$$E = E_0 \sin \omega t$$

გრაფიკულად ეს ცვლადი დაძაბულობა წარმოდგენილია 408. ნახაზზე. თუ ჯერ დაუშვიოთ, რომ კოქს წინააღმდეგობა არა აქვს, მაშინ ღენის ძალა განუწყვეტლივ იზრდება, ვიდრე E არ შეიცვლის თავის მიმართულებას (A -დან C -მდე) (ღენის ძალის გრაფიკს წარმოადგენს ნახ. 408_ა); ასე რომ, ღენის ძალა მაქსიმუმს მიაღწევს პერიოდის მეოთხედით უფრო გვიან, ვიდრე E ძაბვა. მაქსიმუმს. როგორც $4C8^{\circ}$ ნახაზიდან სჩანს პერიოდის პირველ და მესამე მეოთხედში ღენი მიმართულია ელ. მამოძრ. ძალის წინააღმდეგ და ამ დროს ელექტროძალის წინააღმდეგ სრულდება მუშაობა, პერიოდის მეორე და მეოთხე მეოთხედში აღვლილი აქვს შებრუნებულ მოვლენას, ასე რომ, საბოლოოდ ელექტროძალები არაეითარ მუშაობას არ აწარმოებენ. ასეთ ღენს უვატო ღენი ეწოდება. თუ მხედველობაში მივიღებთ კოქის R წინააღმდეგობას, მაშინ აღმოჩნდება რომ მოხსენებელი ფაზათა სხვაობა ღენისა და ძაბვის შორის მცირდება და ფაზათა ეს სხვაობა სავესებით ისპობა, როდესაც კოქს აქვს მხოლოდ წინააღმდეგობა, თვითინდუქცია კი არა, ვინაიდან ასეთ პირობებში ღენის ძალა იქნება:



ნახ. 408.

$$I = \frac{E}{R}$$

ამიტომ ყველა შემთხვევებისათვის შეგვიძლიან მივიღოთ:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi),$$

სადაც φ ცვალბადობს 0-დან $\frac{\pi}{2}$ -მდე; I_0 -ს ეწოდება ღენის ძალის ამპლიტუდა, ეს არის უდიდესი მნიშვნელობა, რომელსაც მიაღწევს ღენის ძალა.

სადაც

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L \cdot \omega}{R}.$$

თუ დრო ავთვალეთ სხვა საწყის მომენტიდან და დაუშვით რომ

$$\omega t' + \varphi = \omega t \text{ და } E = E_0 \sin \omega t,$$

მაშინ

$$J_0 = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

მაგრამ რადგანაც, როგორც უკვე მოხსენებული იყო,

$$J = J_0 \sin \omega t, \quad -$$

ამიტომ

$$J = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}} \cdot \sin (\omega t - \varphi)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L \omega}{R}$$

თუ კი

$$E = E_0 \sin \omega t$$

145

დენის გამომხატველი გამოთქმა ვეჩვენებს, რომ თვითინდუქციის კოეფიციენტი (რომელიც მუდმივ დენზე ვაგვენას არ ახდენს), ცვლად დენს ასუსტებს და მით უფრო ასუსტებს, რაც უფრო მეტია მისი სიხშირე. ამიტომ დიდი სიხშირის ცვლად ძაბვას დიდ თვითინდუქციან კოქში (Drosselspule) მეტად დიდი მოჩვენებითი წინააღმდეგობა უხვდება და სწორედ ამ მოსაზრებით $\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$ სიდიდეს მოჩვენებითი წინააღმდეგობა (Scheinwiderstand) ეწოდება.

თუ 1 კოქის მახლობლად, რომელშიაც მიმდინარებს ცვლადი დენი, მოთავსებულია მეორე ჩაკეტილი კოქი 2, მაშინ ამ უკანასკნელში 1 კოქის ვაგლენით აღიძვრებიან ინდუქციური ელექტროდენები, რომლებიც სითბოდ გარდიქმნებიან. ამგვარად 1 კოქი მე-2-ზე ახდენს ვარკვეულ ეფექტს, რომელსაც უნდა შეეფერებოდეს დენის ეფექტის გქვივალენტური გადიდება 1 კოქში. შეიძლება დამტკიცდეს, რომ მე-2 კოქის უკუმოქმედება 1-ზე უნდა ჩავთვალოთ, როგორც 1 კოქში L თვითინდუქციის მოჩვენებითი შემცირება და R წინააღმდეგობის მოჩვენებითი გადიდება, რასაც 145 განტოლების თანახმად, თანამოსდევს ფაზის φ კუთხის შემცირება და მაშასადამე ეფექტის $\cos \varphi$ ფაქტორის გადიდება.

აქედან გამომდინარე 1 კოქის სიმძლავრის გადიდება თავს იჩენს მე-2 კოქში გამოყოფილ სითბოს სახით.

809. ტავადოგის და თვითინდუქციის მიგდმვრობითი ჩართვა. ელმძტრული რეზონანსი, სარეზონანსო ინდუქტორი. ცვლადი დაძაბულობა E , როდესაც იგი მიერთებულია კონდენსატორთან, წარმოშობს ცვლად დენს, ამავე დროს კონდენსატორი რიგრიგობით იტვირთება ხან დადებითი, ხან უარყოფითი ელექტრობით; დაძაბულობის და დენის ძალის გრაფიკები შესაფერად შაჩვენებია ნახაზებზე 408^ა და 408^ბ ცვლადი დენისათვის და წინააღმდეგობას მოკლებულ გამტარისათვის. ასეთ გამტარში ომის კანონით გათვალისწინებულ $J \cdot R$ დაძაბულობის კარგვას ადგილი არა აქვს და ამიტომ კონდენსატორის დაძაბულობა

ყოველ მომენტში უდრის E -ს, როდესაც E , მას შემდეგ, როგორც კი მიადწევს თავის უდიდეს მნიშვნელობას (წერტილი B , ნახ. 408*) იწყებს კვლავ შემცირებას, დენი ამ დროს იცვლის თავის მიმართულებას (წერტილი B , ნახ. 408*); აქ დენის ძალა მაქსიმუმს აღწევს, როგორც ეს 408° და 408° ნახაზების შედარებიდან სჩანს, პერიოდის $\frac{1}{4}$ -ით ადრე, ვიდრე ძაბვა მაქსიმუმს. ამგვარად, თვითინდუქცია და ტრევალობა იწვევენ ფ თავის წანაცვლებას მოწინააღმდეგე მიმართულებით. თუ წრედში მიმდევრობით ჩართულია თვითინდუქცია და ტრევალობა, მაშინ ამ ორის მოქმედება გარკვეული α_1 სიხშირისათვის ერთმანეთს აკომპენსირებენ; აქ

$$\text{აქ } \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

ეს გამოთქმა, როდესაც $L\omega = \frac{1}{C\omega}$, ანუ $\omega^2 = \omega_1^2 = \frac{1}{CL}$ ნულს გაუთანასწორდება; ამავდროულად დროს მოჩვენებითი წინააღმდეგობა

$$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{C\omega} \right)^2};$$

მიიღებს თავის უმცირეს R მნიშვნელობას, ცვლადი დენის ძალა კი ამ დროს მიადწევს უდიდეს მნიშვნელობას. 795° პარაგრაფთან შედარება იმ დასკვნამდე მიგიყვანს, რომ ის სიხშირე ω_1 , რომლის დროსაც ეს ხდება, უდრის წრედის საკუთარ სიხშირეს, ე. ი. იმ სიხშირეს, რა სიხშირითაც თავის თავად შეუძლიან რყევა წრედს, რომელიც შეიცავს ტრევალობას და თვითინდუქციას; ცხადია, რომ ჩვენ აქ საქმე გვაქვს რეზონანსის მოვლენასთან (273).

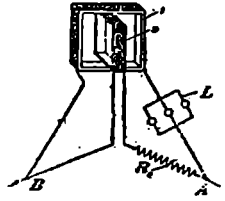
ეს მოვლენა საფუძვლად უდევს სარეზონანსო ინდუქტორებს, რომლებშიაც მეორადი კოქის წრედი ტრევალობის ჩართვით გარდაქმნილია ტომსონის რყევად წრედს; იგი აწყობილია სარეზონანსო ცვლადი დენის მიმართ. რომელიც ასაზრდოვებს პირველად წრედს; ამას თან მოსდევს. მეორად წრედში ძლიერი ელექტრორყევანი. ამ მოქმედების ნათელსაყოფად შეაჩერებენ ცვლადი დენის მანქანას, რომელიც ასაზრდოვებს პირველად წრედს და რომლის $\omega > \omega_1$; ამ დროს ω თანდათან მცირდება ნულამდის. შესაფერი სიგრძის სანაპერწყლო მანძილში, რომელიც ეკუთვნის მეორად წრედს, ჩნდება ნაპერწყლები დროის მხოლოდ იმ შუალედში, როდესაც ω თითქმის ეთანასწორება ω_1 -ს.

სარეზონანსო ინდუქტორებს აგებენ სიხშირეთა ვიწრო ზღვრებისათვის; პირველად და მეორად კოქებს ათავსებენ ერთმანეთის პარალელურად ერთ და იმავე ღერძზე. კოქების გადანაცვლებით ერთმანეთის მიმართ რყევადი წრედი შეიძლება აწყობილ იქნას, ვინაიდან მისი საკუთარი სიხშირე დამოკიდებულია აგრეთვე კოქების შორის კავშირის ხარისხზე *).

810. ცვლადი დენის ვახაზოვი ხელხაფუოვი, ელემტროლინამომეტრი-მატამტრიორ კონცენტრიულ 1 და 2 კოქიდან (ნახ. 411) ერთი, ვთქვათ 1

*) ორი წრედი კავშირში არიან მაშინ, როდესაც მათში ადგილი აქვს ელექტრულ ურთიერთ მოქმედებას. თუ ეს ურთიერთმოქმედება ინდუქციით არის გამოწვეული, მაშინ კავშირი ინდუქციურია. რაც უფრო დიდია ურთიერთმოქმედება, მით მაღალია კავშირის ხარისხი.

უძრავად არის მოთავსებული, მეორე 2 კი ისეა დაკიდებული, რომ მას შეუძლიან ბრუნვა ორივე კოქისათვის საერთო დიამეტრის ირგვლივ გარკვეული მიმართული მომენტით. საკიდის გავლენით წონასწორობაში მყოფი მოძრავი კოქი ჩერდება უძრავი კოქის სიბრტყისადმი პერპენდიკულარულად; მაგრამ თუ კოქებში მიმდინარებენ დენები J_1 და J_2 , მაშინ კოქები ცდილობენ გაჩერდნენ ერთმანეთის პარალელურად. თუ J_1 და J_2 მუდმივი დენებია, მაშინ ბრუნვის ელექტრომაგნიტური მომენტი, რომელიც მე-2 კოქზე მოქმედობს, მცირე გადახრის დროს, დამოკიდებული არ არის გადახრის სიდიდებზე და პროპორციულია $J_1 \cdot J_2$ ნამრავლისა; ამიტომ მე-2 კოქის გადახრაც პროპორციულია J_1 და J_2 ნამრავლისა. მაგრამ თუ J_1 და J_2 — ცვლადი დენებია არა მეტად მცირე სიხშირისა, მაშინ კოქი 2 ინერციის გამო ვერ მიჰყვება ბრუნვის მომენტის ცვლილებას და პრაქტიკულად გვექნება მუდმივი გადახრა, რომელიც პროპორციული იქნება ბრუნვის საშუალო მომენტისა და მასასადამე $J_1 \cdot J_2$ ნამრავლის საშუალო მნიშვნელობისა ც ერთი პერიოდისათვის.



ნახ. 411.

თუ მიმდევრობით შეუშვით ორივე კოქში ერთი და იგივე ცვლადი დენი, მაშინ $J_1 \cdot J_2 = J^2$ და მე-2 კოქის გადახრა ამ შეხბევისათვის პროპორციული იქნება ერთი პერიოდის განმავლობაში J^2 -ის საშუალო მნიშვნელობისა ან პროპორციული იქნება დენის ეფექტიური ძალის კვადრატისა. ელექტროდინამომეტრი ამ წესით ხზარების დროს, სითბურ ამპერმეტრის მსგავსად, გამოდგება ცვლადი დენის ამპერმეტრად.

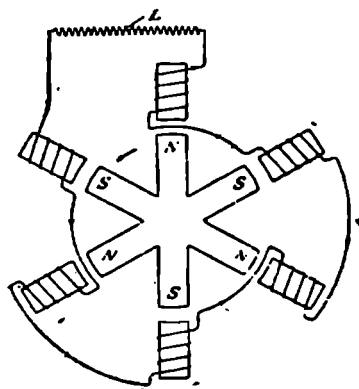
ვატმეტრი წარმოადგენს ისეთ ელექტროხელსაწყოს, რომლის დახმარებითაც იზომება დენის სიმძლავრე მარგ დატვირთვაში, მაგ. ელექტრონათურების სისტემაში, რომელიც მიერთებულია ცვლად დაძაბულობასთან. ვატმეტრის ერთერთ შტოში ჩართულია მანკვი დატვირთვა L და შემდეგ მიმდევრობით მცირე წინააღმდეგობის კოქი 1 (დენის კოქი); კოქი მე-2, მასთან შეერთებულ დიდ R_2 წინააღმდეგობასთან ერთად, რომელსაც თვითინდუქცია არა აქვს, პარალელურად მიერთებულია ქსელის A და B წერტილებთან (ნახ. 411). თუ აღვნიშნეთ A და B წერტილების შორის დაძაბულობა E -თი, მაშინ $J_2 = \frac{E}{R_2}$, სადაც R_2 მე-2 შტოს სრული წინააღმდეგობაა; ამასთანავე ნამრავლი $J_1 \cdot J_2$ პროპორციულია $E J_1$ ნამრავლისა, ხელსაწყოში ისრის გადახრა კი პროპორციულია $E \cdot J_1$ ნამრავლის საშუალო მნიშვნელობისა, ე. ი. დენის საშუალო სიმძლავრისა იმ შტოში, სადაც ჩართულია მარგი დატვირთვა; ამასთანავე, თუ ანგარიში არ გაუწიეთ დენის კოქში გამოყოფილ ენერგიას, მაშინ გადახრა შეიძლება ჩაითვალოს მარგ დატვირთვისათვის დენის საშუალო სიმძლავრის საზომად.

პროპორციულობის კოეფიციენტი ცვლადი დენის ხელსაწყოებში მოიძებნება დაგრაღულირებით მუდმივი დენის მიხედვით.

ისეთივე ჩართვით, როგორც ვატმეტრში, სარგებლობენ მუდმივი დენის მთელელ მოტორებში. მუდმივი დენის პატარა ურკინო მძრავის ლუხას მიუერთებენ დენის მბრუნავ მუხრუქს; ბრუნვათა რიცხვი იზრდება იმ დრომდე, ვიდრე მისი პროპორციული ბრუნვის დამამუხრუქებელი მომენტი M_6 არ გაუთანა-

სწორდება ლუზის ბრუნვის მომენტს. ისეთივე ჩართვის დროს, როგორც ვატ-მეტრში, არის შემქმნელი ხვეულები აღნიშნულია 1, ლუზის ხვეულები—2. (ნახ. 411). მაშინ M_a პროპორციულია $J_1 \cdot J_2$ ნამრავლისა ანუ $E J_1 \cdot M_a$ ნამრავლისა, ე. ი. (784 §-ის თანახმად) იგი პროპორციულია $n H$ ნამრავლისა, სადაც H არის არეს დამამუხრუქებელი ძალა. ვინაიდან $M_a = M_b$, ამიტომ ელექტრული მუშაობა $E J_1 t$, რომელიც გადაეცა მარგ დატვირთვას. გარკვეული t დროის განმავლობაში, გამოხატული თუნდაც კილოვატისათვის, პროპორციულია $n \cdot t$ ნამრავლისა, ე. ი. მთელელით გაზომილ ბრუნვათა რიცხვისა იმავე დროის განმავლობაში. პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომელიც გრადუირებით უნდა იყოს ნაპოვნი, თავის მნიშვნელობას ინარჩუნებს იმ დრომდე, ვიდრე არ შეიცვლება ფოლადის მაგნიტის დამამუხრუქებელი ძალა H , რომლის მუდმივობას ამ შემთხვევაში არსებითი მნიშვნელობა აქვს.

811. მრთვაზიანი ცვლადი ღენის გენერატორი. მაგნიტების ან მუდმივ დენიან ელექტრომაგნიტების სისტემა ბრუნავს ნახაზის პერპენდიკულარული ღერძის გარშემო, (ნახ. 412) რკინის გულებიან, ერთნაირი კოქების წინ. მაგნიტების და კოქების ღერძები რადიალურად არიან მოთავსებულნი, მაგნიტების მოწინააღმდეგე პოლუსები რიგრიგობით მოთავსებულნი არიან წრეხაზზე და ერთმანეთზე თანასწორად დაშორებული მაგნიტური პოლუსების რიცხვი უდრის თანასწორად დაშორებული კოქების რიცხვს. კოქების გადამკვეთ ძალხაზების რიცხვი პერიოდულად იცვლება.



ნახ. 412.

თუ გვაქვს პოლუსების სამი წყვილი, როგორც ეს ნახაზზეა ნაჩვენები, მაშინ თვითელი კოქისათვის ერთ ბრუნვას შეეფერება სამი პერიოდი, საერთოდ კი პერიოდების რიცხვი — ერთ სეკუნდში, ე. ი. სიხშირე უდრის პოლუსების წყვილთა რიცხვს, გამრავლებულს ბრუნვათა რიცხვზე. ამგვარად, დიდი სიხშირის მქონე მანქანა (მაღალი სიხშირის მანქანა) შეიცავს პოლუსების წყვილთა მეტად დიდ რიცხვს. მაღალი სიხშირე ხელსაყრელია იმდენად, რამდენადაც ინდუქტირებული ელ. მ. ძალა სიხშირის პროპორციულია, არ არის ხელსაყრელი იმდენად, რამდენადაც სიხშირის გადიდებასთან ერთად იზრდება მოჩვენებითი წინააღმდეგობა. ჩვეულებრივ სიხშირე უდრის 50-ს სეკუნდში. მეზობელ კოქებში ინდუქტირებული ელ. მ. ძალების ფაზათა სხვაობა არის 180° ; თუ შეერთება შესრულებულია ისე, როგორც ეს ნახაზზეა ნაჩვენები, მაშინ ცვლადი დამბულობანი მიმდევრობით იქნებიან ჩართულნი ერთი და იგივე ფაზით და მარგ L გაყვანილობაში (მაგ. ელექტრონათურებში) შეჯამდებიან. ასეთი დენი, ე. წ. ერთფაზიანი დენი წარმოიშობა მაშინ, როდესაც კოქების რიცხვი უდრის პოლუსების რიცხვს.

რის მქონე მანქანა (მაღალი სიხშირის მანქანა) შეიცავს პოლუსების წყვილთა მეტად დიდ რიცხვს. მაღალი სიხშირე ხელსაყრელია იმდენად, რამდენადაც ინდუქტირებული ელ. მ. ძალა სიხშირის პროპორციულია, არ არის ხელსაყრელი იმდენად, რამდენადაც სიხშირის გადიდებასთან ერთად იზრდება მოჩვენებითი წინააღმდეგობა. ჩვეულებრივ სიხშირე უდრის 50-ს სეკუნდში. მეზობელ კოქებში ინდუქტირებული ელ. მ. ძალების ფაზათა სხვაობა არის 180° ; თუ შეერთება შესრულებულია ისე, როგორც ეს ნახაზზეა ნაჩვენები, მაშინ ცვლადი დამბულობანი მიმდევრობით იქნებიან ჩართულნი ერთი და იგივე ფაზით და მარგ L გაყვანილობაში (მაგ. ელექტრონათურებში) შეჯამდებიან. ასეთი დენი, ე. წ. ერთფაზიანი დენი წარმოიშობა მაშინ, როდესაც კოქების რიცხვი უდრის პოლუსების რიცხვს.

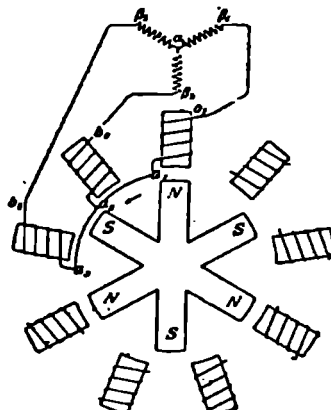
812. მარვალზაზიანი დენი, მზრუნავი დენი, მზრუნავი არმ. მრავალფაზიანი დენი მაშინ წარმოიშობა, როდესაც კოქების რიცხვი აღემატება პოლუსების რიცხვს. ნახ. 413 წარმოადგენს სამფაზიანი დენის მანქანის სქემას. კოქების შორის მანძილი უდრის იმ მანძილის ერთ მესამედს, რომლითაც დაშორებულნი არიან მეზობელი მაგნიტების ერთსახელიანი პოლუსები; ეს მანძილი შეეფერება ერთ პერიოდს, ასე, რომ თვითეულ კოქში ბრუნვის მიმართულებით დენი ჩამორჩენილია ფაზით 120° წინა კოქში დენთან შედარებით. სამი მომდევნო კოქი შეადგენს ერთ ჯგუფს; 1, 2, 3 კოქის ბოლოები a ერთმანეთთან შეერთებულნი არიან და მაშასადამე აქვთ ერთი და იგივე პოტენციალი; თუ b_1 ბოლოს დაძაბულობა a ბოლოს მიმართ უდრის, ეთქვას, $E_0 \sin \omega t$, მაშინ b_2 და b_3 -თან დაძაბულობა შესაფერად იქნებიან:

$$E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \text{ და } E_0 \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right).$$

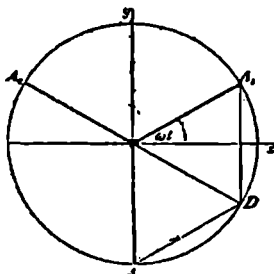
ეთქვას მზმზარების ადგილას გვაქვს სამი ერთნაირი უინდუქციო გაყვანილობა, მაგ. ელექტრონათურები, და ეს უკანასკნელნი შეერთებულნი არიან ვარსკვლავის სახით, ე. ი. ერთი ბოლოებით ერთდებიან a წერტილში, მეორე ბოლოები კი β_1 , β_2 და β_3 შესაფერად შეერთებულნი არიან b_1 , b_2 და b_3 წერტილებთან.

მაშინ დენის ძალა შტოებში a_1 , b_1 , β_1 , a , a_2 , b_2 , β_2 , a და a_3 , b_3 , β_3 , a შესაფერად უდრის $J_0 \sin \omega t$, $J_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right)$ და $J_0 \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right)$. ამ სამი დენის ჯამი

a წერტილში, სადაც იგინი ერთდებიან, ნულს უდრის, როგორც ეს სჩანს ვექტორულ დიაგრამიდან (ნახ. 413^ა). მართლაც დენის ეს ძალები გამოხატულნი არიან ნახ.ზე მონაკვეთებით OA_1 , OA_2 და OA_3 ; OA_1 და OA_2 -ის ჯამის ვექტორი OD იმავე OA_1 -თან ქნის კუთხეს 60° , ვექტორი OA_3 იმავე OA_1 -თან ქნის კუთხეს 120° და ამიტომ OD და OA_3 თავის მიმართულებით მოწინააღმდეგენი არიან, თანაც $OA_3 = OA_1$, ეხნიდან $\triangle OA_1D$ თანასწორგვერდინია. ასე რომ, უკანმოშვალნი გამტარი a -დან a -სკენ ზედმეტია და დენის გადასაცემად საკმარისია მხოლოდ სამი გამტარი. იმ შემთხვევაში კი, თუ თვითეული კოქის დენს დამოუკიდებლად მიუერთებთ a -ს, მაშინ საჭირო იქნებოდა ექვსი გამტარი. დენების ზემოაღწერილ სისტემას ეწოდება სამფაზიანი დენი ანუ მზრუნავი დენი ვარსკვლავისებური ჩარ-



ნახ. 413.



ნახ. 413^ა.

თვით; მბრუნავი დენი იმეტომ ეწოდება, რომ თუ სამ თანასწორ კოქსში, რომლებიც ვარსკვლავისებურად არიან შეერთებულნი და ურთიერთ შორის 120° კუთხეს შეადგენენ, გალიან სამფაზიანი დენი, ე. ი. დენები J_1 , J_2 და J_3 , მა-



ნახ. 413^ა.

შინ ეს დენები კოქების მიმართ ცენტრალურ წერტილში პერიოდულად იწვევენ ცვლად მაგნიტურ ძალებს; ეს უკანასკნელი მიმართულნი არიან ამ სამი კოქის ლერძების მიმართულებით, სიდიდით თანასწორნი არიან, მხოლოდ ფაზით წაწეულნი. ვთქვათ, ამ ძალებით უდრედს მნიშვნელობა არის ერთი, მაშინ იგინი გამოძახებებიან შესაფერად $\sin \alpha$, $\sin \left(\alpha - \frac{2\pi}{3} \right)$, $\sin \left(\alpha - \frac{4\pi}{3} \right)$. ამ ძალების პარალელოგრამის წესით შეკრების დროს მივიღებთ მაგნიტურ არეს, რომლის დაძაბულობა უდრის 1,5 და რომელიც ბრუნავს წრეხაზზე კუთხური α სიჩქარით (მბრუნავი არე). ადვილად შეგვიძლიან დავრწმუნდეთ, რომ კუთხეებისათვის $\alpha = 0$, $\frac{\pi}{2}$ და π . რეზულტირებული არე მიმართულია შესაფერად პერპენდიკულარულად 1 კოქის ლერძისადმი, ამ ლერძის პარალელურად და იმავე კოქის პერპენდიკულარულად, მაგრამ მიმართულებით სხვა მხარეს.

813. ცვლადი დენი შეიძლება მიღებულ იქნას მუდმივი დენის მანქანიდანაც, მაგ. გრამმის მანქანიდან. თუ ეს მანქანა მოწყობილია კომპუტატორით, მაშინ სპილენძის ორ ლერს, რომლებთანაც მიერთებულია ერთი და იგივე კოქის ბოლოები, თვითეულს მიმაგრებული აქვს იზოლირებული რგოლი, რომელიც ბრუნავს კომპუტატორთან ერთად და ამ რგოლებზე აიძულებენ ისრიალონ დენის მიმღებ მუსსებს. მუსების შემაერთებელ გაყვანილობაში მიიღებენ ცვლად დენს, ვინაიდან ცალკეულ კოქზე მოქმედობს ცვლადი დაძაბულობა, რომელსაც ისეთივე პერიოდი აქვს, როგორც გრამმის რგოლის ბრუნვას.

თუ ეს საშუალება გამოვიყენებთ რამდენიმე კოქისათვის, ცხადია, მანქანიდან შეიძლება მივიღოთ მრავალფაზიანი დენიც.

814. სინდრონული მობორონი. ცვლადი დენის გენერატორიდან 1 (ნახ. 412) გაუშვავთ ერთფაზიანი დენი ცვლადი დენის ასეთივე გენერატორის 2 სალუზო კოქებში; ვთქვათ მონაცემ მომენტში ორივე მანქანის მოძრავ ნაწილებს ერთნაირი მდებარეობა უქირავთ. უძრავი ნაწილების (სალუზო კოქების) მიმართ. მაშინ მოძრავ ნაწილზე 2, ლენციის კანონით, მოქმედობს ძალა, რომელიც ცდილობს დაატრიალოს იგი ან ერთი ან მეორე მხარით, იმის მიხედვით თუ ეს ორი მანქანა ელექტრულად როგორ არიან შეერთებულნი. თუ მოძრავი ნაწილი 2 ბრუნავს ისეთივე კუთხური სიჩქარით, როგორც მოძრავი ნაწილი 1, მაშინ ზემოდ ნათქვამი სამართლიანი იქნება ნებისმიერ მომენტისათვის; მოძრავ 2 ნაწილზე იხარჯება მუშაობა, მაგრამ მისი სიჩქარე არ იცვლება, თუ მუშაობის გადაცემა ისეთივე სიჩქარით იწარმოებს, როგორც მისი ხარჯვა. ასეთი დადგმის დროს გენერატორი 2 მოტორის წარმოადგენს. ზემოდ ნათქვამი სამართლიანია მხოლოდ იმ დრომდე, ვიდრე ორივე მოძრავი სისტემა ერთნაირი სიჩქარით ბრუნავს

ანუ როგორც ამბობენ, ვიდრე ორივე მანქანა სინქრონულად მოძრაობს; ყოველ შემთხვევაში მოძრავე სისტემა 2 არ დაიწყებს მოძრაობას, თუ კი ეს პირობა შესრულებული არ იქნება. მართლაც, ბრუნვის მცირე სიჩქარე, რომელსაც გამოიწვევს მასში ლუზის დენების ელექტრომაგნიტური მოქმედება, დენის მიმართულების შეცვლასთან ერთად კვლავ შემცირდება; დენი რომელიც იცვლის მიმართულებას, დახვდება რა ლუზას თითქმის იმავე მდებარეობაში, წარმოშობს ბრუნვის მომენტს მოწინააღმდეგე მიმართულებით.

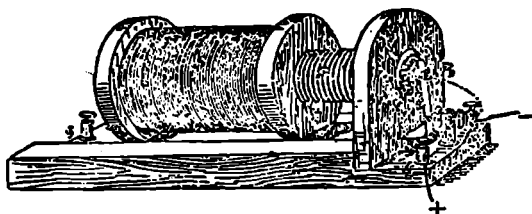
815. ასინქრონული მოტორი. პორიზონტალურ მბრუნავ არეში შეაქვთ სპილენძის ჰორიზონტალური წრე; ამ წრის მოძრაობა შეიძლება გამოყენებული იქნეს მუშაობის შესასრულებლად, ფუნდაც მაგ. მასთა შეერთებული ლერძის დახმარებით. წრეს თან გაიყოლებს მბრუნავი არე, მას გადაეცემა გარკვეული მექანიკური მუშაობა, და ამგვარად მივიღებთ მოტორს. მოძრავე ნაწილის (წრის) სიჩქარე და მბრუნავი არეს სიჩქარე თანასწორნი რომ ყოფილიყვნენ, მაშინ მათ შორის ადგილი არ ექნებოდა ფარდობით მოძრაობას, და მაშასადამე, არც ინდუქციას და არც მუშაობის გადაცემას. ასე რომ, მოძრავი ნაწილის ბრუნვათა რიცხვი n_2 დატვირთვით რეგულირებული არ უნდა აღემატებოდეს მბრუნავი არის ბრუნვათა n_1 რიცხვს; სიდიდეს $\frac{n_1 - n_2}{n_1} = \alpha$ ეწოდება სრიალი. სიმძლავრე, რომელსაც მბრუნავი სისტემა შეიძენს, უდრის $n_2 2\pi M$, სადაც M არის ამ სისტემაზე მოქმედი ბრუნვის მომენტი. წარმოვიდგინოთ ერთ წუთს, რომ მბრუნავი არე შენაცვლებულია მბრუნავი მაგნიტით; ამ უკანასკნელზე იმოქმედებს ბრუნვის მომენტი, რომელიც აყვანებს მის მოძარბას და აბსოლუტური სიდიდით უდრის აგრეთვე M -ს; ამიტომ მის ბრუნვაზე დახარჯული მექანიკური სიმძლავრე უდრის $n_1 \cdot 2\pi M$. ინდუქციის საშუალებით ეს სიმძლავრე გადაეცემა წრედს, რომელიც უკან გვიბრუნებს სიმძლავრეს $n_2 \cdot 2\pi M$. სხვაობა $(n_1 - n_2) 2\pi M$ სითბოდ გარდიქნება; $\frac{n_2}{n_1} = 1 - \alpha$ გამოხატავს მოტორის ზარგი მოქმედების

კოეფიციენტს. წრეში ინდუქციობული ელექტრომაგნიტური ძალები და, თუ თვითინდუქციას ანგარიშს არ გაუწევთ, მასში ინდუქციობული დენებიც და მაშასადამე წრეზე მოქმედი ბრუნვის მომენტიც პროპორციულნი არიან $(n_1 - n_2)$ -ისა; წრის მიერ მოცემული სიმძლავრე კი პროპორციული იქნება $n_2(n_1 - n_2)$ -ისა. ასეთივე დამოკიდებულებას ექნება ადგილი, თუ მაგნიტს შევცვლით მბრუნავი არეთი; მოძრავე ნაწილი მუშაობას იძენს უძრავ ნაწილისაგან, ე. ი. მბრუნავ არეს შემქმნელ კოქებისაგან, რომლებშიაც სიმძლავრის ეფექტი იზრდება იმის გამო, რომ მოძრავე ნაწილი თავის მხრივ გავლენას ახდენს.

ტექნიკაში ხმარებაშია ასინქრონული მოტორები, რომელთა მოძრავე ნაწილი ჩვეულებრივ შესდგება არაგოს წრის მაგივრად კოქებისაგან, რომელნიც სათანადოდ არიან მოთავსებულნი, რკინის გულებით მოკლედ ჩართულნი და არავითარი გარეგნული ელექტრული შეერთება არ აქვთ.

816. ტრანსფორმატორები. 1. სალენოიდი რბილი რკინის გულით, ე. წ. პირველადი კოქი P (ნახ. 414) ჩართულია ბატარეას წრედში, რომელიც ხან ჩართება, ხან ამოიერთება ნიუფის ლუზის დახმარებით. ამ დროს მეორად S კოქში აღიძვრებიან ინდუქციური დენები: ამორთვის და ჩართვის დენები. ასეთი

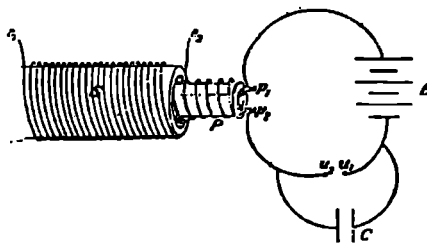
სახის პატარა ინდუქტორებში (ნახ. 414) მეორადი სოლენოიდი, განსაკუთრებულად მოწყობილი ციგების დახმარებით შეიძლება მეტნაკლებად დაეფაროს პირველად ნახვევს და ამგვარად სურვილის მიხედვით გაიზარდოს ან შემცირდეს ინდუქციური დენის ძალა.



ნახ. 414.

817. ჩართვის და ამორთვის ღვინი. ვინაიდან ის დრო, რომლის განმავლობაშიაც მაინდუქტირებელი დენი ჩართვის დროს აღწევს თავის ზღვარულ სიდიდეს, მეტია იმ დროზე, რომლის განმავლობაშიაც იგი ქრება ამორთვის დროს და რადგანაც ინდუქციას ადგილი აქვს მხოლოდ იმ დროის განმავლობაში, რომლის დროსაც იცვლება მაინდუქტირებელი დენის ძალა, ამიტომ ჩართვის დენის ხანგრძლივობა მეტია ამორთვის დენის ხანგრძლივობაზე. ამას გარდა, ვინაიდან ორივე დენის დროს მიმდინარობს ელექტრობის ერთი და იგივე რაოდენობა, ამიტომ ხანმოკლე ამორთვის დენის ელექტრომამოძრავი ძალა უფრო მეტია, ვიდრე ხანგრძლივი ჩართვის დენის. ამ ორი დენის შორის ეს განსხვავება სხვათა შორის იჭიდანაც ჩანს, რომ ამორთვის დენის ფიზიოლოგიური მოქმედება ადამიანზე და ცხოველებზე უფრო ძლიერია, ვიდრე ჩართვის დენის მოქმედება.

818. 2. ხანიღვამციო აპარატი. თუ მეორადი სოლენოიდის ბოლოები x_1 და x_2 (ნახ. 415) ერთმანეთისაგან იზოლირებულნი არიან, მაშინ ინდუქციის ელ. მ. ძალას გადააქვს დადებითი ელექტრობა ერთ ბოლოსაკენ, უარყოფითი ელექტრობა კი — მეორე ბოლოსაკენ. ამ ბოლოების შორის შეიქმნება დაძაბულობა, რომელიც უდრის ელექტრომამოძრავ ძალას. ეს დაძაბულობა ამორთვის ინდუქციის დროს უფრო მეტია, ვიდრე ჩართვის ინდუქციის დროს. ვინაიდან ინდუქციას განიცდის მეორადი სოლენოიდის თვითეული ხვეული, ამიტომ ხვეულების რიცხვის



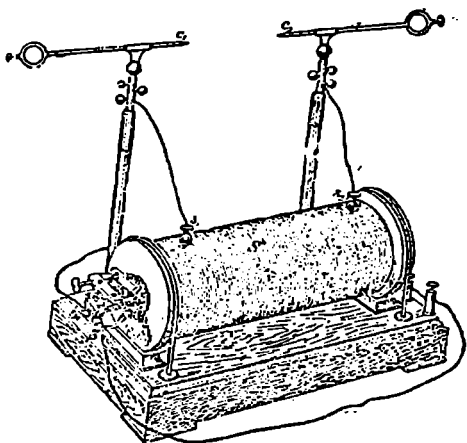
ნახ. 415.

გადიდება იწვევს ინდუქციის ელექტრომამოძრავი ძალის ზრდას. ასე რომ, თუ პირველად ნახვევში გავატარეთ ბატარეიდან მიღებული დენი, რომლის ძაბვა არის რამდენიმე ვოლტი, მაშინ მეორად სოლენოიდში, ამორთვის ინდუქციის გამო, მივიღებთ დაძაბულობას რამდენიმე ათას ვოლტს.

ცდილობენ ეს დაძაბულობა რაც შეიძლება გააძლიონ. ამ მიზნით შედგენის ფარგლებში ამცირებენ დროის იმ შუალედს, რომლის განმავლობაშიც სწარმოებს პირველადი ღენის გაქრობა და აგრეთვე მაგნეტიზმის გაქრობა ლერში. პირველადი ღენის შეწყვეტის დროს.

ამისათვის საჭიროა შედგენის მიხედვით შესუსტებულ იქმნენ ფუკოს დენები და ამორთვის ნაპერწკლები პირველადი ღენის შეწყვეტის ადგილას. პირველს მიაღწევენ მით, რომ გულას ამზადებენ რკინის იზოლირებულ მავთულუბისაგან, მეორეს მიაღწევენ მით, რომ მოაწყობენ ფირფიტოვან ბრტყელ C კონდენსატორს (ნახ. 415) კალის ფურცლებით, რომლებიც მიერთებულია შეწყვეტის ადგილის ორივე მხრით მდებარე ორ წერტილთან. კონდენსატორის საიზოლაციო ფენი შესდგება მინის ფირფიტებისაგან ან გასანთლულ ქაღალდისაგან. ამორთვის მომენტში თვითინდუქციით ამოძრავებული ელექტრობის უდიდესი ნაწილი გადადის კონდენსატორში და ამგვარად შორდება შეწყვეტის M_1 და M_2 ადგილებს.

ასე მოწყობილ ხელსაწყოს ეწოდება საინდუქციო აპარატი (ნახ. 416). 416 ნახ.-ზე ნაჩვენებია რუმკორფის ინდუქტორი, რომელშიაც წვეფის მწვევტი მოწყობილია დეპრეს მიხედვით; ღუნა a , რომელიც მიმაგრებულია მძლავრ ზამბარაზე, α -სთან არის შეერთებული;



ნახ. 416.

ხრახნის წვეტი b გამტარის დახმარებით, რომელიც α -სგან იზოლირებულია შეერთებულია β -თან. ამ აპარატს შეუძლიან გამოიწვიოს ϵ_1 და ϵ_2 ელექტროდების შორის, რომლებიც შეერთებულნი არიან მეორადი ნახვევის α_1 და α_2 ბოლოებთან, დაკლანჩილი ნაპერწკალი სიგრძით 10 სანტიმეტრამდე.

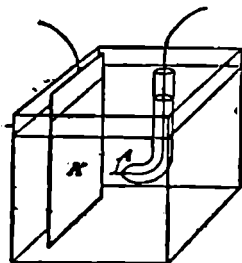
ამ ნაპერწკლებს იწვევს მხოლოდ ამორთვის ინდუქცია, ვინაიდან ჩართვის ინდუქციის ელ. მ. ძალა საკმარისი არ არის ელექტროდების შორის ჰაერის ფენის გასარღვევად.

თუ საინდუქციო აპარატში ნაპერწკლის რამდენიმე მილიმეტრის სიგრძის დროს ელექტროდები ϵ_1 და ϵ_2 იმდენად დავაშორეთ, რომ სანაპერწკლო ღენი შეწყდეს, მაშინ, პერტის აღმოჩენით, სანაპერწკლო ღენი კვლავ აღიძვრება, თუ სანაპერწკლო სივრცეში იმოქმედეს ულტრაიისფერ სხივებმა; ამასთანავე ვიდემანის და ებერტის მიხედვით ეს სხივები მოქმედებენ მხოლოდ კატოდზე.

თუ ϵ_1 და ϵ_2 შეუერთთ ლეიდენის ქილის შინაგან და გარეგან სამოსს, მაშინ ელექტრორაოდენობის უდიდესი ნაწილი, რომელიც მიდიოდა ϵ_1 და ϵ_2 -კენ, ეხლა გადავა ლეიდენის ქილის სამოსებში. ამიტომ დაძაბულობა ϵ_1 და ϵ_2 -

ის შორის, და მასთან ერთად ნაპერწყლის სიგრძეც შემცირდება; სამაგიეროდ მიღებული ნაპერწყლები, რომელთა საშუალებით ახლა იცვლებიან ელექტრობის მეტი რაოდენობანი, უფრო მოელვარენი არიან და მეტი ხმაურითაც ჩნდებიან.

819. ვანელტის მწკვირბი. (1890). დიდი დაძაბულობის დროს (არანაკლებ თორმეტი ვოლტისა) ნეეფის ლუბის მაგივრად ხშირად ხმარობენ ვენელტის მწკვირბს. იგი შესდგება (ნახ. 417) ქურკლისაგან, რომელშიაც ასხია ელექტრო-



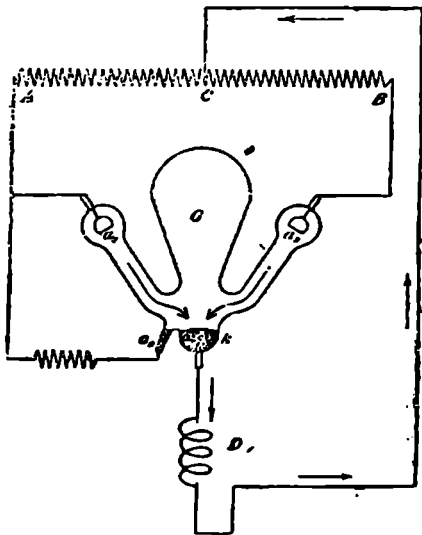
ნახ. 417.

ლიტი (გოგირდის სიმფაეის ხსნარი, 20—25° ბომე); ანოდი *A* წარმოადგენს პლატინის მათულის პა. ტარა ნაქერს, რომელიც გამოშვებულია მინის მილის ქვევითა ბოლოდან, კათოდი *K*-ტყვიის ფართო ფირფიტას წარაადგენს. ანოდთან დენის დიდი სიმკვრივისა გამო ჩნდება ორთქლის გარსი, რომელიც დენს წყვეტს. მაგრამ როგორც კი ამოვითის ნაპერწყალი ორთქლის ამ გარსს გაარღვევს და მას თან წაიტაცებს, ელექტროლიტი კვლავ შეეხება პლატინის მათულს და დენი სწრაფად ჩაირთვება; შემდეგ ისევ შეწყდება დენი და ასე შემდეგაც. ეს ხელსაწყო გვაძლევს შეწყვეტათა დიდ რიცხვს (2000-მდე სეკუნდში).

820. 3. ცვლადი დენის ტრანსფორმატორი. დინამომანქანიდან ელექტროენერჯის დიდ მანძილზე გადაცემის დროს 804 წ-ის მიხედვით ხელსაყრელია ელექტრო-სიმძლავრის გამოზნატველ ნამრავლის ერთერთი მამრავლის შემცირება, სახელდობრ, ხელსაყრელია დენის *I* ძალის შემცირება და ამგვარად გაზრდა მეორე მამრავლისა — *K* მომკერებთან *E* დაძაბულობისა. ამავე დროს, ამ ენერჯის მოხმარების ადგილებში, მაღალი დაძაბულობის სუსტი ძალის ელექტროდენი, რომელიც მომხმარებლისათვის საშიშროებას წარმოადგენს, გარდაქმნილი უნდა იქმნას დაბალი დაძაბულობის, მაგრამ დიდი ძალის დენათ. ცვლადი დენით სარგებლობის დროს დენის გარდაქმნა ადვილად შეიძლება ცვლადი დენის ტრანსფორმატორის დახმარებით; ამ ტრანსფორმატორის პირველადი სოლენოიდი ჩვეულებრივ შესდგება წვრილი მავაულის მრავალ ზეულებისაგან; მეორადი სოლენოიდი. კი — მსხვილი მავაულის მცირე ზეულებისაგან. ეს ტრანსფორმატორი კარგებისაგან მინც უზრუნველყოფილი არ არის. კარგვითა უდიდესი ნაწილი გამოწვეულია პისტერეზისით. სატრანსფორმატორო რკინისათვის ეს კარგვა შეადგენს 2%/ს, უფრო დაბალ ლირსების რკინისათვის იგი შეადგენს მარგი მოქმედების 8%/ს. ფუკოს დენებით გამოწვეულ კარგვას ამცირებენ მით, რომ რკინას იღებენ თხელი ფირფიტების სახით, რომლებიც მდებარეობენ დენის მიმართულებისადმი განივად.

თუ ქალაქის ცენტრალურ სადგურიდან მიღებული ცვლადი დენით უნდათ აკუმულატორების დატვირთვა, — მაშინ ეს ცვლადი დენი უნდა გარდაიქმნას მუდმივ დენათ. ამას მიღწევენ სინდიუიანი გამმართველის დახმარებით.

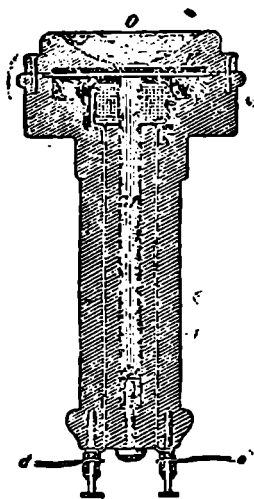
821. სინდიყიანი გამმართმელი. (კუპერ გვეიტი) შესდგება მინის G კუერკლისაგან (ნახ. 418), რომლიდანაც პერი ვამოღვენილია, სინდიყის K კატოდისაგან და რკინის ან გრაფიტის a_1 და a_2 ელექტროდებისაგან, რომლებიც თუ ძალიან პატარები არ არიან, იმდენად მცირედ თბებიან, რომ მოქმედებენ როგორც ანოდები. AB წარმოადგენს ტრანსფორმატორის კოქს. ზემონათქვამის თანახმად, თუ A დადებითია და B უარყოფითი, გავარჯარებული რკალი მიიმართება a_1 -დან K -სკენ. მაგრამ თუ A უარყოფითია და B დადებითი, — მაშინ a_2 -დან K -სკენ. KDC შტოში, რომელშიაც ჩართულია აკუმულატორების ბატარეა, დენს აქვს ერთი და იგივე მიმართულება. დენის გამმართველის ასანთებად მოწყობილია სინდიყის დამხმარე ანოდი a_3 , რომელიც ასე მოქმედებს: შენჯღრევის დროს a_3 და K სინდიყის მასები ზოგჯერ ერთმანეთს ეხებიან და დაშორების დროს მათ შორის ჩნდება გავარჯარებული რკალი; D დროსელ კოქსის თვითინდუქცია ისე მოქმედობს, რომ დენი a_1 -დან K -სკენ ვერ მოასწრებს შეწყვეტას იმ მომენტისათვის, როდესაც დენი უკვე გაჩნდება a_2 -დან K -სკენ; წინააღმდეგ შემთხვევაში გამმართველში ზოგჯერ დენი შეწყვეტილი იქნებოდა, რაც გამოიწვევდა გამმართველის მუშაობის შეწყვეტასაც. ენერჯიის საერთო კარგვა ტრანსფორმატორში და გამმართველში შეადგენს 10 — 20%-მდე.



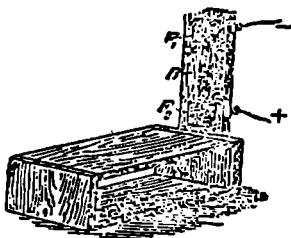
ნახ. 418.

822. გელლას ტიპის მანქანი. M მაგნიტის (ნახ 419) ერთ ბოლოს ვარს არტყია მოკლე სოლენოიდი S ; ამ მაგნიტის ერთერთ პოლუსის წინ მოთავსებულია რკინის რგვალი, თხელი ფირფიტა E , (მემბრანა), რომელიც ნაპირებით დამაგრებულია. ასეთი ტელეფონი მოწყობილია როგორც იქ, სადაც ლაპარაკობენ, აგრეთვე იქ, სადაც ყურს უგდებენ. ორივე ტელეფონის სოლენოიდები შეერთებულიან არიან e და d მავთულებით. მემბრანი E მაგნიტის სიასლოვის გამო ინდუქციით მაგნიტდება. თუ ტელეფონის იმ A მილის მემბრანი, რომელშიაც ჩასძახებენ, მაგნიტს დაუახლოვდება, მაშინ ამ მილის სოლენოიდის მიერ გადაკვეთილი ძალხაზების რიცხვი გაიზრდება. ამ დროს გაჩენილი ინდუქციური ელექტროდენი მილის მავთულის დახმარებით იმ B ტელეფონის სოლენოიდში, რომელთანაც უსმენენ. თუ ეს დენი ისევე იმოქმედებს მემბრანზე, როგორც მოქმედობს B ტელეფონის მაგნიტი, იგი გააძლიერებს მაგნიტის მიზიდვის ძალას და მემბრანი მაგნიტს უფრო დაუახლოვდება. ტელეფონის A მილში

მემბრანის დაშორება მაგნიტიდან გამოიწვევს მეორე ტელეფონის B მილში მემბრანის ასეთივე დაშორებას თავის მაგნიტიდან. ჰაერის მოძრაობა O -სთან გადასცემს სადგურზე ლაპარაკის დროს მექანიკურად გადაეცემა A მილის რკინის მემბრანს. აქედან იგი ელექტროდენის დახმარებით გადაეცემა B შილის მემბრანს, რაც გამოიწვევს მემბრანის მოძრაობას, ეს უკანასკნელი გადაეცემა ყურს, რომელთანაც მიღებულია მიმღები: ტელეფონის სასმენი მილი. თუ მიმღებ ტელეფონში დენის მიმართულება შეიცვალა, მაშინ მუსიკალური ბგერის გავრცელების დროს მოხდება შეგვიანება რყევის ნახევარი პერიოდით, რაიც გავლენას არ მოახდენს ბგერის ტემპრზე.



ნახ. 419.



ნახ. 420.

823. მიკროფონი. სატელეფონო კავშირის სხვა სისტემის დროს ბგერის გამომცემი ტელეფონის მაგივრად იხმარება მიკროფონი. პირვანდელი მისი სახე სჩანს 420 ნახ.-ზე. ელექტროგამტარი ნახშირის მოძრავი ღერი B მოთავსებულია ასეთივე ნახშირის ორ F_1 და F_2 ნაკრების შორის, რომლებიც მიმაგრებულნი არიან სარეზონატორო ყუთზე. ნახშირის ღერის თავისუფალი კონტაქტები c_1 და c_2 ნახშირის F_1 და F_2 ბუდეებთან და აგრეთვე ბგერის მიმღები ტელეფონის სოლენოიდი ჩართულნი არიან ბატარეის წრედში, რომელიც მოთავსებულია გადასცემ სადგურზე. ჰაერის რყევებით გამოწვეული სა-

რეზონატორო ყუთის

რყევები სცვლიან ნახშირების წინააღმდეგობას თავისუფალ სუსტ კონტაქტების ადგილებთან, თანაც ეს წინააღმდეგობა ხან იზრდება, ხან მცირდება იმის მიხედვით თუ საითკენ სწარმოებს ნახშირის ღერის ბოლოების გადახრებებს. ამას თან მოჰყვება დენის ძალის ხან გაძლიერება, ხან შესუსტება; დენის ძალის ეს რყევები გავრცელებიან მიმღებ ტელეფონამდე და იქ ნაწილობრივ გარდქმნიებიან ბგერით რყევებათ. თანამედროვე მიკროფონებში იხმარება ნახშირის ზარცვლები, რომლებიც მოთავსებულნი არიან ნახშირის ფირფიტების შორის. (თავისუფალი კონტაქტების შრავალი რიცხვი).

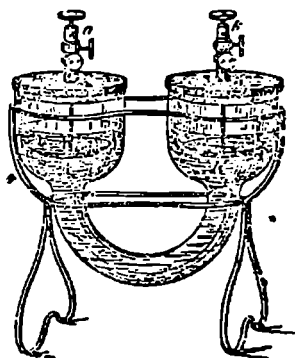
823. ზემოაღწერილი სისტემების შორის პრინციპული განსხვავება იმაში მდგომარეობს, რომ ბელლას ტელეფონში გადაცემული ბგერის ენერჯიის ნაწილი გარდაიქმნება ელექტროულ ენერჯიათ, მიკროფონით გადაცემის დროს კი, პირიქით, გადაცემული ბგერის გავლენით თავისუფლდება სხვა წყაროს, სახელდობრ, წრედში ჩართული ბატარეის, ენერჯიის მეტი ან ნაკლები რაოდენობა. ვინაიდან ელექტროდენის დროს მათულში გამოიყოფა სითბო და მასთანავე ენერ-

გის ნაწილი გარდიქმნება სითბოდ, ამიტომ პირველი სისტემის დროს მიმღებ ტელეფონში ბგერა შედარებით სუსტია გადამცემი ტელეფონის მიერ მიღებულ ბგერაზე; მეორე სისტემის დროს კი პირველი ბგერა შეიძლება უფრო ძლიერი იყოს მეორეზე.

824. ელემენტარულია წინააღმდეგობის გაზომვა ტელეფონისა და ცვლადი დენის დახმარებით (კოლრაუმი). კურკელი ელექტროლიტით ჩართულია გაღვანური ბატარეის წრედში. ელექტროლიტი დენის ძალას ასუსტებს არა მარტო თავის წინააღმდეგობის გამო, არამედ კიდევ იმიტომ, რომ აქ ადგილი აქვს ელექტროდების პოლარიზაციას; ამიტომ დენის შესუსტებით ელექტროლიტის წინააღმდეგობა უშუალოდ ვერ გაიზომება. ამავე მიზეზით უიტსტონის მეთოდი იმ სახით, როგორც ეს იყო აღწერილი § 690-ში, უვარგისია ელექტროლიტის წინააღმდეგობის გასაზომათ. ვთქვათ, უიტსტონის ბოგირში ბატარეის ნაცვლად ჩართულია ინდუქციური აპარატის მეორადი სოლენოიდი. შემაერთებელ მავთულებში ცირკულირებენ მოწინააღმდეგე მიმართულების ჩართვის და ამორთვის დენები, ცვლადი დენები. თუ მავთულებში ადგილი არა აქვს პოლარიზაციას, თვითინდუქციას, და წრედის შტოების წინააღმდეგობა აკმაყოფილებს განტოლებას (133), მაშინ ბოგირში ცვლადი დენები ზოისპობიან. მაგრამ ვინაიდან ცვლადი დენები სწრაფად იცვლიან თავის მიმართულებას, გაღვანომეტრის ისარი განიცდის ერთნაირს, მაგრამ მოწინააღმდეგე მოქმედებას და ისარი არ გადაიხრება, ამიტომ მის ნაცვლად ხმარობენ ტელეფონს, რომლის შემბრანი ირყევა ცვლადი დენების გავლენით და ბგერას იწყებს; ტელეფონში ბგერის შესუსტებით პოულობენ ელექტროლიტის უცნობ წინააღმდეგობას.

თუ უცნობი წინააღმდეგობა მე-3 შტოში (ნახ. 357) წარმოადგენს ელექტროლიტის წინააღმდეგობას, მაშინ ხან ერთი, ხან მოწინააღმდეგე მიმართულებით გამოწეულ პოლარიზაციის გამო, ტელეფონში ბგერა არასოდეს არ შეწყდება. მაგრამ თუ, კოლრაუმის თანახმად პოლარიზაცია რაც შეიძლება შევამცირეთ სუსტი ცვლადი დენების და დიდი პლატინირებული პლატინის ელექტროდების გამოყენებით, მაშინ მივალწევთ ტელეფონში ბგერის ძალის მინიმუმს და მით დაახლოვებით დაეკმაყოფილებთ წინააღმდეგობათა იმ შეფარდებას, რომელიც გათვალისწინებულია განტოლებით (133). ზემოხსენებულ პირობებში ეს მეთოდი საკმაოდ ზუსტ შედეგს გვაძლევს.

კოლრაუმის ხელსაწყო (ნახ. 421) წარმოადგენს განსაკუთრებული ფორმის კურკელს, რომელშიაც ასხია გიმოსაკვლევი ელექტროლიტი; *A* და *K* წარმოადგენენ პლატინირებული პლატინის ელექტროდებს. ამ კურკელში ჩასხმული სხვადასხვა ელექტროლიტების წინააღმდეგობათა შეფარდება უდრის ამ ელექტროლიტების ხვედრით წინააღმდეგობათა შეფარდებას.



ნახ. 421.

825. სინათლის ელემტრომაგნიტური თეორია მამხვამლისა. სინათლის ტალღური თეორია ეყარება იმ დებულებას, რომ სინათლის სხივი სწარმოებს განივი რყევები. მაქსველის თანახმად ეს მოძრაობა ელექტრული ხასიათისაა და ამავე დროს ერთდამივე სხივზე მდებარე ნაწილაკები მიჰდევრობით განიცდიან ერთსადამივე ელექტრულ ცვლილებებს და ტალღის სიგრძის ნახევრის ტოლ მანძილებზე სხივში ადგილი აქვთ მოწინააღმდეგე ელექტრულ მდგომარეობებს, ანუ მოწინააღმდეგე მიმართულებით მოქმედებენ ელექტრული ძალები, ეს ელექტრული ძალა იწვევს როგორც იზოლატორში, აგრეთვე თავისუფალ ვთერში წანაცვლების დენს, რომელიც თავის მხრივ აღძრავს ელექტრული ძალისადმი პერპენდიკულარულად მიმართულ მაგნიტურ ძალას.

მაქსველმა გვიჩვენა, რომ, ამ თეორიის თანახმად, სიციარიელეში სინათლის სიჩქარე უნდა უდრიდეს იმ c სიჩქარეს, რომელიც მოხსენებული იყო 738 §-ში; ამას გარდა, სხვადასხვა ელექტრო იზოლიატორებში სინათლის სიჩქარეთა სხვადასხვაობა დამოკიდებულია დიელექტრულ მუდმივზე: მეტად გრძელ ტალღებისათვის გადატეხის მაჩვენებლები ისე ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც კვადრატული ფესვები დიელექტრიულ მუდმივებიდან. ცდა ადასტურებს მაქსველის პირველ დებულებას, რაც შეეხება მეორეს, იგი მართლდება იქ, სადაც ადგილი არა აქვს მეორადი ხასიათის ხელის შემშლელ გარემოებას.

826. ჰარსის ცდები. ელექტრული მეთოდების საშუალებით ჰერცმა აღმოაჩინა (1888) ელექტრული ტალღების არსებობა და გვიჩვენა, რომ მათი გავრცელება ემორჩილება სინათლის გავრცელების კანონებს.

827. პირველადი გამტარი. თითბრის ორი მილის ბირთვებიანი ბოლოები P_1 და P_2 (ნახ. 424) შეერთებულნი ზრიან საინდუქციო აპარატის მეორადი ნახევრის პოლუსებთან. ამ ორ ბირთვს შორის ნაპერწყლიანი დაცლა წარმოადგენს რყევით დაცლას ისევე, როგორც ლეიდენის ქილის დაცლა გარკვეული პირობების დროს (იხ. §§ 635 და 795^o). ასეთი ელექტრული რყევების პერიოდი მით უფრო მცირეა, რაც უფრო მცირეა პირველადი გამტარის ნაწილები P_1 და P_2 .

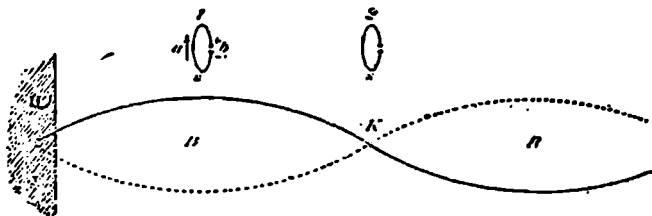
828. ელექტრული მდგარი ტალღები. ეთქვათ, პირველადი გამტარი თავისუფლად არის ევრტიკალურად მოთავსებული ჰაერში. ამ გამტარიდან გამოსული განივი ელექტრო-ტალღები აირეკვლებიან ელექტრობის გამტარ W კედლიდან (ნახ. 422). დაცემულ და არეკვილ ტალღათა ინტერფერენციისა გამოკვლისა და პირველადი გამტარის შორის გაიზნდებიან მდგარი ელექტრო-ტალღები. ეს ცდა მოგვაგონებს ანალოგიურ ცდას აუსტიკაში (§280). K კვანძში ელექტრულ ძალას უმცირესი წინაშენლობა აქვს, B ბურცობებში კი უდიდესი წინაშენლობა.

829. მემორალი გამტარი s (ნახ. 422) საშუალებას გვაძლევს სხვადასხვა წერტილებში დამოუკიდებლად რყევის ამპლიტუდები. ეს გამტარი შესდგება მავთლის რგოლისაგან, რომლის სიბრტყეც მოთავსებულია ევრტიკალურად და ტალღების გავრცელების მიმართულებისადმი პერპენდიკულარულად (ნახაზის სიბრ-

ტყისადმი პერპენდიკულარულად); იგი გაწყვეტილია b -სთან და ეს ადგილი წარმოადგენს პატარა სანაპერწყლო მანძილს. თუ რგოლი მოთავსებულია ისე, როგორც ეს 422 ნახაზზეა ნაჩვენები, მაშინ ელექტრო-ტალღის ზევით მიმართული ელექტროძალა უფრო მეტად მოქმედობს a წერტილში, სადაც მავთული გაწყვეტილი არ არის, ვიდრე b წერტილში.

ამიტომ სანაპერწყლო მანძილის ზეითა ბოლო ელექტროვდება დადებითად, ქვეითა ბოლო კი — უარყოფითად და ამ ბოლოების შორის აღძრული ძაბვა გამოიწვევს პატარა ნაპერწყალს b -ში.

ეს მეორადი გამტარი (მავთულის რგოლი) რომ მოვითავსოთ ტალღის სხვადასხვა ადგილას, აღმოჩნდება, რომ უფრო მძლავრი ნაპერწყლები ჩნდებიან ბურცოების მახლობლად; და პირიქით კვანძების მახლობლად ნაპერწყლები არ ჩნდებიან. ეს გარემოება საშუალებას გვაძლევს შევამოწმოთ კვანძების და ბურცოების არსებობა.



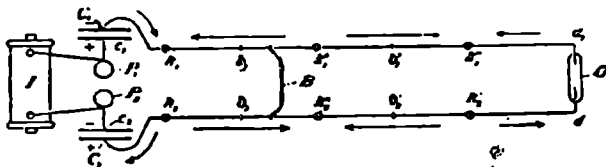
ნახ. 422.

830. ელემენტარ-ტალღების გავრცელების სიჩქარის გაზომვა. ორ მეზობელ კვანძს შორის მანძილი უდრის ტალღის სიგრძის ნახევარს, ე. ი. $\frac{\lambda}{2}$, და ეს ნახევარ-ტალღა $\frac{\lambda}{2} = c \cdot \frac{t}{2}$, სადაც c — სინათლის სიჩქარეა, t — კი რყევის პერიოდი. ცდით ნაპოვნი ტალღის სიგრძის და თეორიულად გამოთვლილი რყევის პერიოდის დახმარებით ზემოხსენებულ განტოლებიდან შეიძლება გამოითვალოს სიჩქარე c , რომელიც თითქმის სინათლის სიჩქარის თანასწორი აღმოჩნდა.

პერცის ცდების დროს რყევის პერიოდი იყო 0,000000022 სეკუნდისა; ამის შესაფერი ნახევარ-ტალღის სიგრძე უდრიდა 33cm. მხოლოდ ასეთი სწრაფი რყევების დროს შესაძლებელი არის ისეთი მოკლე ტალღების მიღება, რომ ლაბორატორიაში რამდენიმე ასეთი ტალღა დაეტევა.

831. ლინზარის დადგმულობა. ტალღის სიგრძე უფრო ადვილად შეიძლება გაიზომოს ლებერის მიერ დადგმული ცდით. პირველად გამტარში სანაპერწყლო მანძილი შესდგება (ნახ. 423) ორი P_1 და P_2 ბირთვისაგან, რომლებიც მიერთებულნი არიან შესაბამის კონდენსატორების c_1 და c_2 ფირფიტებთან და ინდუქციურ J აპარატის პოლუსებთან. ფირფიტები c_1 და c_2 მოთავსებულნი არიან კონდენსატორების C_1 და C_2 ფირფიტების წინ, საიდანაც გაბმულია გრძელი პარალელური მავთულები C_1d_1 და C_2d_2 . ფირფიტები c_1 და c_2 იტვირ-

თებიან ინდუქციურ აპარატიდან შესაბამისად დადებითად და უარყოფითად და იცლებიან რყევითი განცლის საშუალებით, როგორც კი P_1 და P_2 შორის ნაპერწყალი გაჩნდება. ამასთანავე c_1 და c_2 იტვირთებიან შენაცვლებით + და - ელექტრობით C_1 და C_2 - კი ამ დროს ინდუქციით იტვირთებიან აგრეთვე შენაცვლებით - და + ელექტრობით; ამის გამო მავთულეებში აღიძვრება ელექტრობის რყევითი მოძრაობა, რომელსაც $C_1 d_1$ და $C_2 d_2$ მავთულეებში ერთდროულად მოწინააღმდეგე მიმართულება აქვს ისრებით აღნიშნული. თუ წარმოვიდგინოთ, რომ მავთულეების მაგივრად ხელსაწყოსთან შეერთებულნი არიან ჰაერით სავსე მილები და მათში სწარმოებს ჰაერის რყევითი მოძრაობა ისრების მიმართულებით, მაშინ ამ მილებში გაჩნდებიან ჰაერის მდგარი ტალღები კვანძებით და ბურცობები. კვანძებში შენაცვლებით იწარმოებდა ჰაერის შეკუმშვა და შეთხლევა და ამასთანავე იმ დროს, როდესაც 1 მილში k_1 კვანძში ადგილი ექნებოდა შეკუმ-



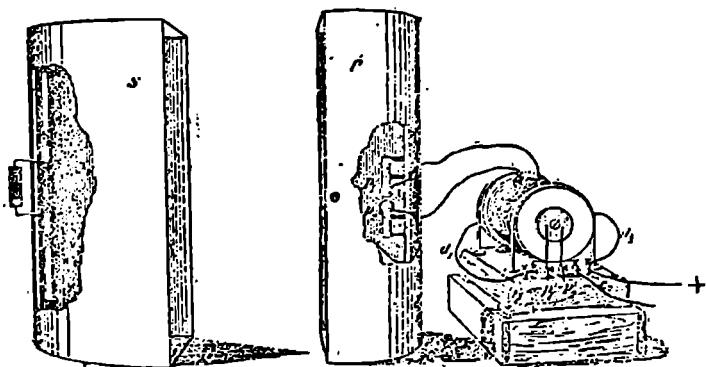
ნახ. 423.

შვას, 2 მილში მის წინ მდებარე k_2 კვანძში იქნებოდა შეთხლევა. თუ k_1 და k_2 კვანძებს განივი მილით შევადრთებდით, მაშინ ჰაერი ამ მილით გადავიდოდა იმ ადგილიდან, სადაც სიმკვრივე მეტია, იქ, სადაც სიმკვრივე ნაკლებია; ამის გამო მძძრაობა 1 და 2 მილში დაირღვეოდა. კვანძთა შორის მოთავსებულ b ბურცობებში ჰაერი მართალია გადადის აქეთაც, იქითაც, მაგრამ აქ მისი ბუნებრივი სიმკვრივე არ იცვლება, ასე რომ ამ ადგილში განივი მილის მოთავსება 1 და 2 მილში ჰაერის მოძრაობას არ დაარღვევდა.

ელექტრული მდგარი ტალღების კვანძებში ადგილი აქვთ პოტენციალის პერიოდულ ცვლილებებს (რომლებიც შეეფერებიან სიმკვრივის ცვლილებებს); განივი მილის მაგივრად აქ იხმარება ლითონის რკალი, რომლის ბოლოებიც სრიალენ ორივე მავთულზე, ასე რომ რკალს შეუძლია მავთულეებზე გადასაცვლება. ასეთი რკალის მოთავსება კვანძში დაარღვევს რყევას, ვინაიდან პოტენციალი k_2 შემცირდება სწორედ იმ დროს, როდესაც მოპირდაპირე k_1 კვანძში პოტენციალი გაიზარდება; ამის გამო ელექტროდენი რკალში მიიმართება k_1 -დან k_2 -საკენ. ამ დარღვევას ადგილი არა აქვს მხოლოდ მაშინ, როდესაც რკალი აერთებს მოპირდაპირედ მდებარე b ბურცობებს, რომლებშიც თუმცა დენი მიდის, პოტენცილების პერიოდულ ცვლილებას ადგილი არა აქვს. რათა ვიპოვოთ ბურცობები, მავთულეების ბოლოებს აერთებენ გეისლერის B მილით, რომლებსაც მეტად მცირე წინააღმდეგობა არ უნდა ჰქონდეს; იგი ანათებს ელექტრულ რყევათა გამო და არა ჰქვრება რკალის ჩართვით მხოლოდ მაშინ, როდესაც ეს უკანასკნელი აერთებს ბურცობებს. ორ მეზობელ ბურცობთა შორის მანძილი უღრის ელექტრული რყევის ნახევარ-ტალღას.

ელექტრო-ტალღების სიჩქარე ერთნაირია - ვრცელდება იგი ჰაერით გარს შემორტყმულ გამტარში, თუ ჰაერში.

832. ცდები სარკისებო. ორი ჩაზნეკილი, პარაბოლური სარკე P და S ვერტიკალურად დგას ერთი მეორის წინ ისე, რომ მათი ღერძები თანხვედრიან (ნახ. 424). პარაბოლის თვისებებით აიხსნება ის, რომ P სარკის ფოკალური ხაზის ნებისმიერ წერტილიდან გამოსული პარიოზონტალური სხივი აირეკლება ამ სარკიდან ღერძის პარალელურად და S სარკიდან არეკლის შემდეგ გაივლის ამ უკანასკნელის ფოკალურ ხაზზე. ვთქვათ: P სარკის ფოკალურ ხაზზე მოთავსებულია ვერტიკალურ მდგომარეობაში პირველადი გამტარი p_1 ; ამ გამტარი-



ნახ. 424.

დან გამოსული სხივები P სარკიდან არეკლის შემდგომ შეიკრიბებიან S სარკის ფოკალურ ხაზზე და დაეცემიან ამ ხაზზე მოთავსებულ მეორად გამტარს, რომელიც შესდგება ორ ერთმანეთისაგან განცალკევებული ლითონის s_1 და s_2 ფირფიტებისაგან. ჰერცის ცდების დროს ამ უკანასკნელებთან მიერთებული იყო წვრილი მავთულები, რომლებიც გაყრილნი იყვნენ სარკის უკან კედელში და ამ უკანასკნელისაგან იზოლირებულნი. კედლის უკან ამ მავთულების ბოლოები დაშორებულნი იყვნენ სანაპერწყლო მანძილით. მეორად გამტარში აღძრული ელექტრული რყევები იწვევდნენ გარეთ გამოყვანილი მავთულების ბოლოების შორის პატარა ნაპერწყლებს, რომლებიც მოსჩანდნენ დაბნელებულ ოთახში. სარკეების დახმარებით ელექტრული ტალღები კონცენტრირებულნი არიან და მათი არსებობა შეიძლება აღმოჩენილ იქმნას საკმაოდ დიდ მანძილზე.

833. კოზმირი. უფრო მეტად გრძობიერ ხელსაწყოს ვიდრე ჰერცის მიერ ხმარებული, რომლის დახმარებითაც აღმოაჩინნენ მეორად გამტარში რყევების არსებობას, წარმოადგენს კოკერერი, (კალკეკი, ონესტი, ბრანლი). ორივე მხრით მინის ღია მილი (ნახ. 425) გასებულია ლითონის ნახერხით (თითბრის ნახერხი, რომელიც რჩება სახარატო დაზვანე მუშაობის შემდეგ); მილის ორივე ბოლო დახურულია პრობკებით, რომლებშიც გაყრილია მავთულები, და ამ მავთულების ბოლოები მოთავსებულნი არიან ლითონის ნახერხში. ეს ხელსაწყო ვალვანომეტრთან ერთად ჩართულია ერთი ვალვანური ელემენტის წრედში.

მიღზე დაკაქუნებით შეიძლება მისი ისეთ მდგომარეობაში მოყვანა, რომ გაღვა-
ნომეტრი დენს არ გვიჩვენებდეს. თუ ამის შემდეგ მილს დაეცნენ ელექტრული
ტალღები, მაშინ გაღვანომეტრში დენი გაივლის და მიმდინარეობს მას შემდე-
გაც, რაც შეწყდება ელექტრული ტალღების მიღზე მოქმედება. დენი შეწყდება
მხოლოდ მაშინ, როდესაც მილზე დაკაქუნებთ. ჯერ კიდევ გამოურკვეველ მი-
ზეხისა გამო, ელექტრული ტალღები ამცირებენ კოგერეის წინააღმდეგობას.
ნახერხის ნამცეცების შეხების ადგილებში. გაღვანომეტრის მაგივრად წრედში
შეიძლება ჩართულ იქნას ე. წ. რელე, ე. ი. ელექტრომაგნიტი, რომელიც მასში



ნახ. 425.

მაგნიტის ალქერის დროს, ლუ-
ზის მიზიდვით წრედში ჩართავს.
უფრო ძლიერ ბატარეას, ე. წ.
ადგილობრივ ბატარეას და ამ
უკანასკნელის დახმარებით შეი-
ძლება აინთოს ელექტრონათურა ან ამუშავდეს მორზეს აპარატი. პირველ შემ-
თხვევაში ელექტრონათურას ანთება იმის მაჩვენებელი იქნება, რომ კოგერეის
განიცდის ელექტრულ ტალღების გავლენას. თუ კოგერეის ელექტროდები
(ნახ. 424) შეუერთოთ მეორადი გამტარის s_1 და s_2 ბოლოებს, მაშინ პირვე-
ლად გამტარში ელექტრულ რყევის ალქერის დროს, კოგერეის აღმოაჩენს მეო-
რად გამტარში რყევების არსებობას. აქ შეიძლება შესრულდეს შემდეგი ცდები:

834. ჩრდილის მიღება. კოგერეის მოქმედება უმაღლესად შეწყდება, როგორც
კი ელექტროტალღების გზაზე სარკეების შორის მოათავსებენ გამტარ ტიხრს.
მაგ. ლითონის ეკრანს, ან თუნდაც ადამიანის სხეულს.

835. ანოქსია. ვერტიკალურ სარკეებს ისე ათავსებენ, რომ მათი ღერ-
ძები შეადგენენ 90° კუთხეს. ამ მდებარეობაში კოგერეის არ მუშაობს, მაგრამ
იგი მაშინვე დაიწყებს მოქმედებას, თუ ღერძების გადაკვეთის წერტილში, ამ
კუთხის შუაზე გამყოფ ხაზისადმი პერპენდიკულარულად დადგმულია ლითონის
ეკრანი, რომელიც ღერძებთან შეადგენს 45° კუთხეს. ასევე იმოქმედებს სარკეების
ასეთი მდებარეობის დროს ვერტიკალურად მოთავსებული მავთულების მესერი.

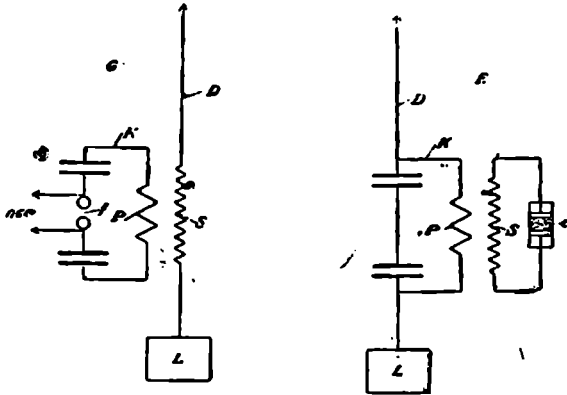
836. გაღვანება. თუ სარკეების ისეთი მდებარეობის დროს, როგორც ეს
424 ნახ-ზეა ნაჩვენები, სარკეების შორის ელექტროტალღებს დაუხვედრეთ ას-
ფალტის პრიზმა ვერტიკალური. გაღვანება წიბოთი, მაშინ კოგერეის მუშაობა
შეწყდება. მაგრამ თუ ტალღების მიმღებ S სარკის ღერძი მოვითავსეთ გადატე-
ხილ ტალღების გავრცელების მიმართულებით, რომელიც შეიძლება განისაზღ-
ვროს ასფალტის დიელექტრიული მუდმივის და გადატეხის კანონების მიხედვით,
მაშინ კოგერეის კვლავ ამუშავდება.

837. პოლარიზაცია. პირველადი გამტარიდან გამოსული ელექტრული
ტალღები თავისი ბუნებით სწორხაზოვანად დაპოლარებულნი არიან. ამ ტალ-
ღების პოლარიზაცია იქიდან სჩანს, რომ 835 წ-ში მოხსენებული მესერი სარკე-
ების შორის ვერტიკალურად მოთავსებული არ უშვებდა ელექტრულ ტალღებს
და ამიტომ კოგერეის არ მუშაობდა. მაგრამ თუ ეს მესერი თავის ვერტიკალურ
მდებარეობიდან თანდათან მოვაბრუნეთ 90° -ით და ამგვარად მისი მავთულები
პოლარიზებული მდებარეობაში მოვიყვანეთ, მაშინ ელექტრული ტალღები შე-

სერში გაივლიან და კოგერერი კვლავ ამუშავდება. ეს ცდა მოგვაგონებს იმ ცდას ოპტიკაში, რომლის დროსაც სწორხაზოვნად დაპოლარებული სხივი ტურმალინის ფირფიტაზე პერპენდიკულარულად დაცემული ხან გაივლიდა ამ ფირფიტაში, ხან ჩაქრებოდა ამ ფირფიტის ტრიალის დროს თავისავე სიბრტყეში.

838. ამ ცდების მკვირვანლობა. ჩვენი რწმენა, რომ უხილავი სითბური და სინათლის სხივები ერთი ბუნებისანი არიან. უმთავრესად ემყარება მელონიკნობლაუხის და სხეების მიერ დამტკიცებულ დებულებას: ორივე გვარის სხივები ვრცელდებიან ერთი და იგივე კანონების თანახმად და ერთიდაიგივე თვისებებით არიან აღქურვილნი. პერცის ცდებიც ამტკიცებენ აგრეთვე, რომ სინათლის სხივები და უხილავი სითბური სხივები წარმოადგენენ ელექტრულ სხივებს.

839. უმავთულო ტელემგრაფი. ჰაერში ელექტროტალღების გავრცელება საუკუძვლად დაედო მარკონის უმავთულო ტელეგრაფირების მეთოდს. ნახ. 426 წარმოადგენს ამ მიზნისათვის დანიშნულ წრედის ნაწილების სქემას. შეკრული რყევადი წრე K გადამცემ სადგურზე საესებიო შეფერება ლებერის ხელსაწყოს (831), მხოლოდ აქ ხაზოვანი სიდიდეები მკირენი არიან ტალღის სიგრძესთან შედარებით. f -ში გაჩენილ ნაპერწყლით K -ში აღძრული რყევები გაივლიან P



ნახ. 426.

კოქში და ელექტრომაგნიტური ინდუქციის გამო გამოიწვევს რყევებს S კოქში, რომელიც ერთის მხრივ შეერთებულია ჰაერში ამართულ D მავთულთან, ე. წ. ანტენასთან, მეორეს მხრივ ლითონის L ფირფიტასთან ე. ი. დედამიწასთან. ანტენის რყევები ვრცელდებიან ჰაერში ტალღების სახით, მივლენ გადამცემ სადგურთან და E მიმღებში აღძრავენ რყევებს. ეს მიმღები ისევეა მოწყობილი როგორც გადამცემი სადგური G მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ კონდენსატორები, რომელთაც მიმღებში დიდ ძაბვითა მიღება არ უხდებათ, უფრო მსუბუქნი არიან. E მიმღების რყევები გაივლიან C კოგერერში, მოქმედებაში მოიყვანენ ადგილობრივ ბატარეას და აამუშავებენ ზორხეს აპარატს, როგორც ეს აღწერი-

ლი იყო 833 წ-ში. ამავე დროს ადგილობრივი ბატარეა აამოძრავებს სარაკუნებელს, რომელიც მსუბუქათ სცემს კოგერერის მილს და მით კოგერერს პირვანდელ უფრო დიდ წინააღმდეგობას აღუდგენს; ამის გამო, ადგილობრივი ბატარეის დენი შეწყდება და ეს პროცესი კვლავ მეორდება, თუ კი მიმღებ სადგურს ელექტროტალღები კვლავ დაეცემიან.

ბრაუნის მიერ შემოღებული შეკრული K წრედები თავის ანტენებით შეფუერებთან კამერტონებს სარეზონანსო ყუთებით და უმაჯთულო ტელეგრაფირების მთელი აღწერილი სისტემა ანალოგიურია 273 წ-ში მოხსენებული ცდისა. აბგერებული კამერტონი წარმოადგენს ენერჯის დიდი რიოდენობის მპრავს, მაგრამ თავისთავად მისი ბგერის ძალა სუსტია, და მხოლოდ სარეზონანსო ყუთის შემწეობით ჰაერში ვრცელდება ბგერითი ენერჯის დიდი რაოდენობა. მეორე ეზრით სარეზონანსო ყუთი, თუ მას დაეარტყით, ზალე ჩუმდება, მაგრამ მასთან შეერთებული კამერტონი დიდი ხნით უნახალურებს ყუთიდან გამოძახილ ბგერას. ასეთი შედეგის მისაღებათ საქიროა, რომ სარეზონანსო ყუთს ისეთივე ტონი ჰქონდეს, როგორც კამერტონს. ამის მსგავსად ანტენასი და წრედის რყევათა რიცხვი ერთიდაიგივე უნდა იყოს. სწორედ ასევე მიმღები E აპარატის რყევათა წრედი აწყობილი უნდა იყოს გადამცემი G აპარატის რყევათა წრედთან. თუ ეს თანხმეიანება დარღვეულია მაგ. E აპარატის ტევეადობის შესაფერი შეცვლით, მაშინ მიმღები სადგური უმალ ჩაჩუმდება. ანტენა მით უფრო მალალი უნდა იყოს, რაც უფრო შორს მანძილზეა საქირო სიგნალების გადაცემა.

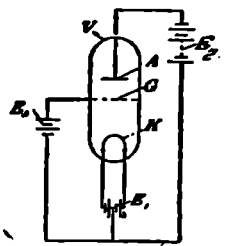
ზემოაღწერილი საშუალება ამ ბოლო ხანებში ყოველმხრივ გაუმჯობესდა. გადამცემი სადგურის რყევად წრედს და ანტენას ერთმანეთის მიმართ ისეთივე თვისებები ახასიათებთ, როგორც არათანასწორი სიგრძის და არათანასწორი პერიოდების საქანებს, თუ იგინი ერთმანეთთან შეწყობილნი არ არიან. ასეთ შემთხვევაში მათი ელექტრო-რყევანი, რომლებიც შესდგებიან ორი რყევისაგან, ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავებულ პერიოდებით, გვაძლევენ ძგერებს, ასე რომ, ენერჯია რყევადი წრედიდან გადაეცემა ანტენას და შებრუნებით. ერთი დიდი სანაპერწყლო მანძილი რყევად წრედში შეიძლება შეიცვალოს წრედში მიმდევრობით ჩართული პატარა სანაპერწყლო მანძილებით; ასეთი მანძილები მალე ცივდებიან ნაპერწყლის ჩაქრობის შემდეგ და ამავე დროს ნაპერწყლით გამოწვეული მათი ელექტროგამტარობა ისპობა. ასეთ პირობებში ენერჯიას არ შეუძლია ანტენიდან რყევად წრედში დაბრუნება. და ამიტომ ანტენა ორ მალე მქრობად ტალღის მაგიერ გზავნის ერთ მცირედ მქრობად ტალღას (ქრობადი ნაპერწყლები, მ. ვინი.) ამის მსგავს. შედეგს გვაძლევს ის ცდა, რომელიც აღწერილი იყო 273 წ-ში, თუ ერთი საქანი გვაჩერეთ მას შემდეგ, რაც რყევის ენერჯია გადაეცა მეორეს.

ახალი კონსტრუქციის მიმღებში კოგერერის მაგიერად ხმარობენ ე. წ. კონტაქტურ დეტექტორებს, რომლებშიაც ორი სხვადასხვა გამტარი მაგ. გრაფიტი, ტყვიის ბრკვეიალა, ერთმანეთს ეხებიან მცირე ფართობით. ამ ორი გამტარის შეხების წერტილი, ჯერ გამოურკვეველ პროცესისა გამო, ატარებს დენს მხოლოდ ერთი მიმართულებით და მასთანადამე მოქმედობს, როგორც დენის გამასწორებელი; გასწორებული ელექტრორყევანი მიმღებში ტვირთავენ კონდენსატორს, რომელიც განიტვირთება ჩართული გაღვანომეტრის გზით. ამავე დროს ქრობადი ნაპერწყლების მეთოდი შესაძლებლად ხდის მუშაობას დიდი სისწრა-

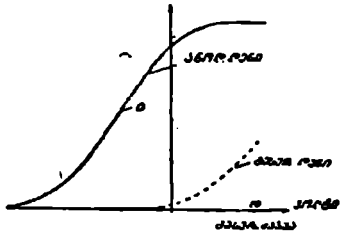
ფით მიმდევრო ნაპერწყლებით. ამასთან ერთად მცირე სანაპერწყლო მანძილი წინა ნაპერწყლით გახურების შემდეგ, ასწრებს ვაციებას იმ დროში, რომლის განმავლობაშიაც სანაპერწყლო მანძილის უდიდეს ნაწილს ელექტროგამტარობა იმდენად შერჩება, რომ მომდევნო ნაპერწყალი სუსტი იქნება და ამიტომ არა აქტიური. ამიტომ ქრობად ნაპერწყლებით სარგებლობის დროს მიმდებში ვალვანომეტრის მაგიერად შეიძლება ჩართულ იქმნას ტელეფონი, რომელიც აწვობილია ნაპერწყლების მიდევნების შესაფერ ტონზე; ამ ბირობებში საშიში აღარ არის სატელეგრაფო სიგნალების შერევა იმ ხმაურთან, რომელსაც იწვევს ატმოსფეროს მოქმედება.

ყველა ზემოაღწერილი მეთოდებით სარგებლობის დროს გამოყენებულია ქრობადი ტალღები. არაქრობადი ტალღები უფრო ხელსაყრელი არიან იმ მხრივ, რომ საშუალებას გვაძლევენ უფრო მკვეთრად ავაწყოთ მიმდები რეზონანსზე და ასეთ ტალღებს უპირატესობა მიეცათ მას შემდეგ, რაც გამოგონებულ იქმნა უკეთესი საშუალება მათ გამოსაწვევად, რომელსაც საფუძვლად უდევს ელექტრონულ მილების გამოყენება.

840. ელემენტარული მილი (ლანგმიურის ელექტრონული რელე). მილის მილიდან (ნახ. 427) იმდენად კარგად გაშოსდევნიან ჰაერს, რომ შიგ ჩაჩენილი ჰაერი უკვე არავითარ როლს აღარ თამაშობს ელექტროგამტარობაში. *A*-ანოდი, *K*-დაფის სახის კატოდი, რომელსაც ახურებს თეთრი ვარვარებანდე E_1 ბატარეის ელექტროდენი. ამ ბირობებში კატოდი ასხივებს უარყოფითი ელექტრობის ელემენტალურ კვანტებს ანუ ელექტრონებს, რომლებიც E_2 ბატარეის მიერ შექმნილ ელექტროარეში იძენენ აჩქარებას და იწვევენ ანოდურ დენს *A*-დან *K*-სკენ ამ დენს ვადააქვს მხოლოდ უარყოფითი ელექტრობა. ამის გამო, მილში გაჩნდებიან უარყოფითი ტვირთები, რომლებიც ხელს უშლიან *K*-დან ელექტრონების გამოსვლას და დენს ასუსტებენ. ლითონის ბადე *G*, ეგრედწოდებული, ცხავერი, მოთავსებული *A* ანოდის და *K* კატოდის შორის ადიდებს ან ამცირებს ამ წინააღმდეგობას იმის მიხედვით, ეს ცხავერი უარყოფითად თუ დადებითად არის დატვირთული და ამევე დროს, ანოდური დენისათვის იგი ასრულებს ისეთი ონკანის როლს, რომელიც შეიძლება გაილოს მეტად ან ნაკლებად; ამას მივალწვეთ ბადის პოტენციალის რეგულირებით E_2 ბატარეის დახმარებით. ნახ. 428 გვიჩვენებს ცხავერის დაძაბულობას, ე.წ. მილის მახასიათებელ მრუდს, რომელიც სხვადასხვა არის მილის კონსტრუქციის მიხედვით; ცხავერის დაძაბულობის ქვეშ იგულისხმება სხვაობა ცხავერის პოტენციალისა და კატოდის საშუალო პოტენციალის შორის. ეს მრუდი საფუძვლად უდევს ელექტრონულ მილის სამ



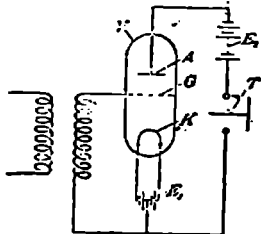
ნახ. 427.



ნახ. 428.

სვადახევა გამოყენებას. აქ უნდა გავარჩიოთ ანოდის წრედი AE_2KA და ცხავე-
რის წრედი $GE_2K(G)$; ცხავერის წრედში დენს ეწოდება ცხავერის დენი.

1. ელექტრონული მილი, როგორც გამაძლიერებელი. დამახასიათებელ მრუ-
დის აღმართულ ნაწილში (წერტილი a) ცხავერის დაძაბულობის მცირე შეცვლა
იწვევს ანოდის დენის დიდ ცვლილებას. ასე რომ, თუ ბატარეა E_2 შეეცვალეთ
სუსტი ცვლადი დაძაბულობით, მაშინ ანოდის მუდმივ დენს, E_2 ბატარეიდან
მიღებულს, დაედებინა ძლიერი ცვლადი დენები. თუ ეს პრინციპი გამოვიყენებთ

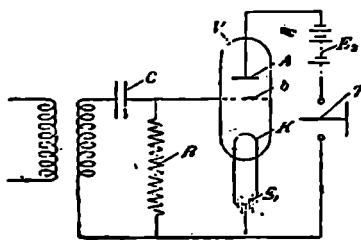


ნახ. 429.

ქრობად ნაპერწკლების მეთოდში, მაშინ დენის
ცემანი, რომელთაც მიმღებში ერთიდაიგივე
მიმართულება აქვთ, ინდუქციური კავშირის და-
ხმარებით, გადაეცემიან ცხავერის წრედს; მიმ-
ღები ტელეფონი ამ დროს ჩართულია ანოდის
წრედში (ნახ. 429). მექანიკურ რყევების დროს
გამაძლიერებელის მოქმედების მისაღწევათ,
გვიხდება ბრძოლა წონადი მასების ინერცია-
სთან, იმ სიძნელესთან, რომელსაც ადგილი არა
აქვს ელექტრონულ მილში.

2. ელექტრონული მილი, როგორც დეტექ-
ტორი (აუდიონი). ცხავერის წრედზე, რომელ-

შიაც ჩართულია კონდენსატორი C , (ნახ. 430). ინდუქციურად მოქმედებენ გა-
დამცემიდან შორიდან მოსული მილევალი ტალღები. უგაზო მილში დენი მიიზარ-



ნახ. 430.

თება უმთავრესად ცხავერიდან ვავარ-
ვარებულ კათოდისაკენ, ასე რომ, აქ
სწარმოებს დენების გასწორება და ამავე
დროს ცხავერთან შეერთებული როგორც
კონდენსატორი. აგრეთვე თვით ცხავერი,
უარყოფითად იტვირთებიან და ამიტომ
ანოდის დენი სუსტდება. როდესაც ტალ-
ღათა ნაკადი შეწყდება, კონდენსატორი
განიტვირთება R წინააღმდეგობის გზით
და ამ დროს ანოდის დენი კვლავ მიაღ-
წევს თავის პირვანდელ ძალას. ამგვარად,
ანოდის დენს დაედებინა დენის რყევები

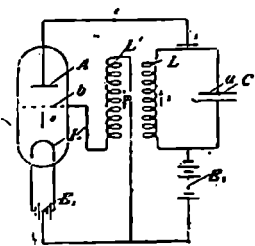
ნაპერწკლების მიდევნების ტემპის თანახმად; ამ რყევების მიღება სწარმოებს T
ტელეფონის დახმარებით, რომელიც ანოდის წრედშია ჩართული.

არამილევალი ტალღები ასეთი ჩართვის დროს მოგვეცემდნენ ანოდის მუდ-
მივ დენს, რომელიც ტელეფონს ვერ გააღიზიანებდა. ამ შემთხვევაში მოსულ
ტალღების ნაკადზე დაედებოდნენ (მეთოდით, რომელსაც აქ არ ვხეებით) ტალ-
ღათა მეორე ნაკადი მცირედ განსხვავებული სიხშირით და ტელეფონი მოგვეცემ-
და სხვაობით დენს, (მეისნერის ძვერათა მეთოდი).

3. ელექტრონული მილი, როგორც გადამცემი. ჩართვის სქემა ამ მიზნი-
სათვის ნაჩვენებია 431 ნახ-ზე. ანოდის წრედში ჩართულია შეკრული რყევალი
წრედი LC , რომლის კონდენსატორი E_2 ბატარეასთან შეერთების დროს იტ-
ვირთება და გვაძლევს მიღევად რყევებს. ეს რყევები ძლიერდებიან, თუ ეს რყე-

ვადი წრედი ინდუქციურად დაკავშირებულია ცხავერის წრედთან L და L' კო-
ქების დახმარებით (შებრუნებული კავშირი). მართლაც, თუ მონაცემ მომენტში
რყევებს აქეთ 1 ისრების მიმართულება, მაშინ C კონდენსატორის სამოსი a და-
დებითად იტვირთება.

L' -ში ინდუქციურებული ცვლადი დაძაბულობა 90° -ით ჩამორჩება L -ში
დენს, და ამიტომ ნახაზზე აღნიშნულ ჩართვის სქემისა გამო აღიძვრება ცხავე-
რის დენი მიმართულებით 3. ამ დენის გავლენით უარყოფითი უარყოფითი
ცხავერ უფრო მეტად დაიკრძობება უარყოფითი ელექტრობით და ამის გამო ანოდის წრედში მი-
მართულებით 4, გამოიწვევს დენს, რომელიც a სა-
მოსს ტვირთავს დადებითად ე. ი. რყევები ძლიერ-
დებიან, რასაც მოჰყვება L' ინდუქციურებულ დენის
კვლავ გაძლიერება და ასე შემდეგ. შესაგვსად იმ
პროცესისა, რომელიც სწარმოებს დინამომანქანის
გაშვების დროს, რყევად წრედში დასაწყისში სუსტი
რყევა ავტომატიურად ძლიერდება გარკვეულ სა-
ზღვრამდე, რომელიც განისაზღვრება ანოდის წრედში
დენისა და ძაბვის ზღვარული სიდიდეებით, არამი-
ლევად ტალღების ამ მეთოდს დიდი უპირატესობა აქვს ამპლიტუდების მუდმი-
ვობისა გამო და უსაზღვრო სიხშირეთა მისაღებათ.



ნახ. 431.

840.^ა დიდი სიხშირის მანქანა. არამილევად ტალღების მიღების მეორე
მეთოდი ემყარება დიდი სიხშირის მანქანების გამოყენებას. გოლდსმიდტის მან-
ქანაში თავისებური ხელოვნური საშუალებით მიღწეულია მეტად დიდი სიხში-
რე, თუმცა ბრუნვათა რიცხვი მეტისმეტად დიდი არ არის. ამ მეთოდს მიზარ-
თავენ განსაკუთრებით ზღვის ვადალმა ტელეგრაფირების დროს. დიდ მანძილზე
ზე გადაცემის დროს უდიდეს სიძნელეს წარმოადგენენ ატმოსფერული დაბრკო-
ლებანი.

მიუხედავად ამისა, ახალი მეთოდების გამოყენების შემწეობით შესაძლე-
ბელი გახდა უმათეულო ტელეგრაფირება 10000 კილომეტრის მანძილზე და
უფრო მეტ მანძილზეც.

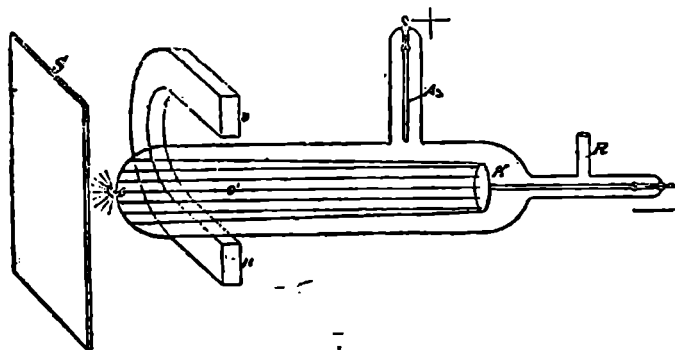
**თავი 21. ელემენტური კონსტრუქციის სხივები, კანტონის
სხივები, რადიოპროცესები.**

841. კანტონის სხივები. 753 §-ში აღწერილ ცდას გეისლერის მილით
(ნახ. 432) და მალალი დაძაბულობის აკუმულატორების ბატარეით, რომლის
ელემენტების რიცხვი აღწევს 1400, აწარმოებენ უფრო მეტად წინეგებნათვის.
ანოდი A (ნახ. 432) წარმოადგენს ალუმინის მათეულს, კატოდი K —ლითონის
დისკს, რომელიც მოთავსებულია მილის ღერძისადმი პერპენდიკულარულად;
მილი R გეისლერის მილს აერთებს სინდიყთან პერტუმბოსთან. ამ დროს კა-
ტოდს გარს ეფინება ცისფერი გამოსხივება, რომელიც რაც უფრო მკვირდება
წნევა მილში, მით უფრო მეტად ვრცელდება c -კენ.

როდესაც წნევა უდრის 0.075 mm. მაშინ ნაკლებად გამოწვდებიან უარყო-
ფითი გამოსხივების ცალკე ნაწილები: კატოდზე მოსიანს კამკაშა ყვითელი

ფერი; მის გვერდით სიანს შედარებით ბნელი სივრცე (უარყოფითი ანუ კრუქსის ბნელი სივრცე), რომელიც თავდება ნათელ ფენში; ამ ფენიდან იწყება ცისფრად მბრწყინავე სხივები, რომლებიც ვრცელდებიან c -მდე.

როდესაც წნევა შემცირებულია 0,024 mm -მდე, მაშინ მილის კედელი C -თან ფოსფორესცირებს კაშკაშა მწვანე ფერით; ამავე დროს გამოჩნდებიან კატოდისგან გამოსული სხივები. ამ სხივებს კატოდის სხივები ეწოდებათ, იგინი ვრცელდებიან უალრესად გაიშვიათებულ გაზში C -მდე და იწყებენ მინის ფოსფორესცენციას. იგინი შოდან კატოდიდან იმ მიმართულებით, რომლებიც პერპენდიკულარულნი არიან მისივე ზედაპირისადმი და დიდათ გაიშვიათებულ გაზში სწორბაზოვანად ვრცელდებიან. ამიტომ, თუ კატოდის სხივებს დახვდათ გზაზე მათთვის გაუმჟირვალე ეკრანი (მაგ. ლითონის ეკრანი) ფოსფორესცირებულ მინაზე C -თან გამოჩნდება ეკრანის ჩრდილი.



ნახ. 432.

კატოდის სხივები ფოტოგრაფიულადაც მოქმედებენ და ხშირად მათ თვისებებს იკვლევენ ფოტოგრაფიული მეთოდით. თუ მილს მივუახლოვეთ ნალისებური მაგნიტი h ისე, როგორც 432 ნახაზზეა ნაჩვენები, მაშინ მწვანე უუქები C -თან გაქრება და გადაინაცვლებს მილის წინა კედელზე c' -თან. ასე რომ, კატოდის სხივები მაგნიტურ არეში განიცდიან გადახრას და ამავე დროს იმგვარადეე, როგორც გადისხრებოდა მათ მიმართულებასთან თანხვედნილი დენიანი გამტარი, რომელშიც დენი მიმართულია K კატოდისაკენ.

თუ კატოდის სხივებმა გაიარეს ლითონის იზოლირებულ ცილინდრის ხერელში, მაშინ ეს ცილინდრი უარყოფითად იტვირთება; ასე რომ, ეს სხივები უარყოფითი ტვირთების მატარებელნი არიან. როდესაც ეს სხივები კონდენსატორის ორ დატვირთულ ფირფიტების შორის შექმნილ ელექტრულ არეში გაფელიან, იგინი განიცლვან გადახრას კონდენსატორის დადებითი ფირფიტისაკენ; ამავე დროს აღშობნდა, რომ ეს სხივები იწყებენ გაზის იონიზაციას და კონდენსატორი ნაწილობრივ კარგავს ტვირთებს. ამ მაგნე მოქმედების შესასუსტებლათ ცდას აწარმოებენ ისეთ გაზში, რომელიც გაიშვიათებულია რაც შეიძლება მეტად.

842. თ ე რ ი ა. ზემოაღნიშნული ფაქტები ამტკიცებენ, რომ კატოდის სხივები წარმოადგენენ იმ უარყოფითად დატვირთულ ნაწილაკების ნაკადს, რომელთაც ელექტრონები ეწოდებათ. აქედან ადვილად გასაგები ხდება ამ სხივების ელექტრული თვისებანი. ნაწილაკის მოძრაობა ელექტრულ არეში სავსებით შეეფერება ყუმბარის მოძრაობას სიმძიმის ძალის არეში. აქ G -ს მაგივრად უნდა ავიღოთ $\frac{E \cdot e}{\mu}$, სადაც E —ელექტრული არეს დაძაბულობაა, e —ტვირთია და μ —ელექტრონის მასა. თუ ელექტრონი არეში შეიკრავს სიჩქარით v დასაბუთებისადმი პერპენდიკულარული მიმართულებით, t სექუნდის განმავლობაში თავის მოძრაობის საწყისი მიმართულებით იგი გაივლის მანძილს $x=vt$, ძალბაზების მიმართულებით კი — მანძილს

$$S = \frac{1}{2} Evt^2$$

აქედან:

$$\frac{e}{\mu vt^2} = \frac{2s}{Evt^3} \quad (146)$$

ამ სხივების მაგნიტურ ძალებისადმი დამოკიდებულება შეეფერება იმ მოვლენებს, რომელთაც ადგილი ჰქონდათ როულანდის ცდაში (§ 738). თუ სხივის ერთი სანტიმეტრი შეიცავს n ელექტრონს, მაშინ დენის ძალა სხივში, ე. ი. ტვირთების რაოდენობა, რომელიც გაივლის ერთ სექუნდში მის განიკვეთში უდრის $n \cdot e$. ელექტრომაგნიტური ძალა, როდესაც სხივები მაგნიტური ძალისადმი პერპენდიკულარულნი არიან, ერთი სანტიმეტრისათვის უდრის $H \cdot n \cdot e$. ამიტომ ერთი ელექტრონისათვის ეს ძალა იქნება $H \cdot e$. 773 §-ის თანახმად ეს ძალა მიმართულია მაგნიტურ ძალისადმი პერპენდიკულარულად და ამას გარდა, იგი პერპენდიკულარულია სხივისადმი; ამიტომ ეს ძალა არ გამოიწვევს ტანგენსიალურ აჩქარებას, არამედ მხოლოდ ცენტრშიმსწრად აჩქარებას; ამგვარად, მისი გზის სიმრუდის რადიუსი r -ით რომ აღვნიშნოთ, მივიღებთ:

$$\frac{\mu \cdot v^2}{r} = Hne$$

ანუ

$$\frac{e}{\mu v} = \frac{1}{Hr} \quad (147)$$

ვინაიდან მაგნიტური არე n სიჩქარეს არ შესცვლის, ამიტომ გზის სიმრუდის r რადიუსს ერთგვაროვან მაგნიტურ არეში ამ გზის ყველა წერტილებისათვის მუდმივი სიდიდე ექნება და მაშასადამე ეს გზა წრეხაზს წარმოადგენს. ეს რადიუსი r მით უფრო დიდია და მაშასადამე გზის სიმრუდე მით უფრო მცირეა და სხივი მით უფრო ხისტია, რაც უფრო მეტია სიჩქარე v . ელექტრონები კატოდიდან იმით გამოდიან, რომ კატოდს ეჯახებიან ვაზის დადებითი იონები; ცდით შემოწმებულია, რომ ელექტრონი თავის მოძრაობას კატოდთან იწყებს უსაწყისო სიჩქარით და იგი იძენს კინეტიურ ენერგიას მხოლოდ იმ დროის განმავლობაში, როდესაც მიჰქრის ელექტრულ არეში (იმ არეში, რომელიც მას აჩქარებას ანიჭებს). მას შემდეგ რაც ელექტრონი გაიარებს აჩქარების მიზიქე-

ბელ არეს ν დაძაბულობით მისი გზის ბოლო წერტილების შორის, შესრულდება მუწაობა $\epsilon\nu$ და ამიტომ

$$\frac{1}{2} \mu u^2 = \epsilon \nu$$

ანუ

$$\frac{e}{\mu u^2} = \frac{1}{2\nu} \quad (148)$$

თუ სხივებმა მიაღწიეს წერტილს, საიდანაც პოტენციალი უცვლელი რჩება, მაშინ მათი სიჩქარე აღარ შეიცვლება: თუ აჩქარების მიმნიჭებელი არე ძლიერდება, მაგ. წნევის შემცირებისა გამო, მაშინ გაჩნდებიან დიდი სიჩქარის სხივები და მაგნიტურ ძალების მიმართ უდრეკნი.

მეორე მხრით, თუ ვენელტის კატოდის დახმარებით კატოდურ დაცემას შევამცირობთ და მაშასადამე აჩქარების გამომწვევი დაძაბულობაც შემცირდება, მაშინ მივიღებთ მეჩისმეტად ნელად მოძრავ (რბილ) კატოდის სხივებს, რომელთა გზაც შეღარებით მცირე ძაბვიან მაგნიტური არეს გავლენით გამრუდება და ექნება მცირე წრეხაზის სახე.

აჩქარების მიმნიჭებელ სარის ზღვმივობის დროს, რასაც შეგვიძლიან მივაღწიოთ ელექტრომანქანის დახმარებით, გაჩნდებიან ერთგვაროვანი კატოდური სხივები, ე. ი. სხივები მუდმივი სიჩქარით. თუ ამ სხივებმა დიაფრაგმაში გაიარეს და დაეცენ გამოსხივების უნარის მქონე ეკრანს, ამ უკანასკნელზე მივიღებთ შკაფიო ნათებას, რომელიც მაგნიტურ არეს მოქმედებით ადგილს შეიცვლის, გადისრება, მაგრამ არ გაგანიერდება. მაგრამ თუ ვისარგებლეთ ინდუქციური აპარატით და მივიღეთ სხივები აჩქარების გამომწვევ ცვლადი არეს დროს, მაშინ გვექნება სხვადასხვა სიჩქარის სხივები, და მაშასადამე მაგნიტური ძალების გავლენით სხვადასხვანაირად გადახრილნი; მკაფიო ნათება ეკრანზე მიღებული მაგნიტურ არეში გაგანიერდება და მოგვეცემს „მაგნიტურ სპექტრს“.

843. ხმელრიითი ტვირთი $\frac{e}{\mu}$, განტოლება 147 შეიცავს გამოთქმას: $\frac{e}{\mu u}$,

განტოლებანი (146) და (148) კი — $\frac{e}{\mu u^2}$. ერთი და მეორეც ისეთი სიდიდებით არიან გამოხატულნი, რომლებიც ექსპერიმენტულად შეიძლება მოიძებნონ. კატოდის სხივებზე (146) მაგნიტური არეს მოქმედების მიხედვით და ელექტრონი არეს მოქმედების მიხედვით (146 და 148) მიიღებენ ორ განტოლებას, რომელთაგანაც გამოითვლება როგორც $\frac{e}{\mu}$, ე. წ. ხვედრითი ტვირთი, აგრეთვე

კატოდის სხივებისათვის, რომელთა სიჩქარეც სინათლის სიჩქარეზე ნაკლებია, აპოენი იყო $\frac{e}{\mu} = 1,77 \cdot 10^7$ ე. მ. წყალბადის ელექტროლიტურ იონისათვის ხვედრითი ტვირთი $\frac{e}{\mu} = \frac{9650}{1,008} = 9573$, სხვა ელექტროლიტურ იონებისათვის ეს ფარდობა უფრო მცირეა. 710 წ-ის თანახმად e' უდრის ელექტრობის ელემენტარულ e რაოდენობას, μ' კი უდრის წყალბადის ატომის m_H მასას. გაზის უარყოფითი იონის ტვირთი 750 წ-ის თანახმად, უდრის აგრეთვე e -ს; ამიტომ შეგვიძლიან დიდი ალბათობით დაუშვათ, რომ კატოდის სხივის ნაწილაკის e

ტვირთი უდრის აგრეთვე ϵ -ს. ამავე დროს $\frac{\mu}{m_n} = \frac{9573}{1,77 \cdot 10^7}$ ე. ი. ელექტრონის მასა μ შეადგენს წყალბადის ატომის მასის $\frac{1}{1849}$ ნაწილს. კატოდის სხივებში ტვირთების მატარებელი შეუდარებლად მცირენი არიან ქიმიურ ატომებთან შედარებით (ვიხერტი, ჯ. ჯ. ტომსონი)

$$(148) \text{ განტოლებიდან შეგვიძლიან დავწეროთ: } u = \sqrt{2V} \frac{\epsilon}{\mu}$$

თუ აჩქარების გამომწვევი დაძაბულობა არის V' ვოლტი, მაშინ $V = V' \cdot 10^6$; -თუ $\frac{\epsilon}{\mu}$ შეფარდების მაგივრად ჩავსვით $1, 77 \cdot 10^7$ და სინათლას სიჩქარე $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}$ აღვნიშნეთ c -თი, მაშინ მივიღებთ:

$$u = 0,00198. c \sqrt{V'} \quad . (149)$$

-ან დაახლოვებით

$$u = 0,002. c \cdot \sqrt{V'}$$

ამგვარად, სიჩქარე შეიძლება დახასიათებულ იქნას აჩქარების გამომწვევი დაძაბულობით. (ე. ი. როდესაც $V' = 10000$) იგი უდრის სინათლის სიჩქარის $\frac{1}{5}$.

844. ზაქუშოვი კატოდის სხივების ბაჩენა. 841 §-ში აღწერილი მეთოდის თანახმად კატოდის სხივები, რომლებიც ქმნიან გამტარობის ელექტროდენის შეკრულ ნაწილს, შეუძლებელია მიღებულ იქნან უმაღლესი ხარისხის ვაკუუმში, სადაც უდიდესი დაძაბულობაც კი ვერ იწვევს ელექტრულ განცლას. მაგრამ, თუ ლითონი გვერდითი ულტრაიისფერი სხივებით, (გალვაქსი, § 628) ან გვერდითი ვარვარებამდე (რიჩარდსონი, ლანგვიური), მაშინ იგი გამოასხივებს მცირე სიჩქარის ელექტრონებს, რომლებიც წარმოქმნიან მეტად ნელი სიჩქარის კატოდის სხივებს, რომელთა სიჩქარეც შეიძლება გადიდებულ იქნას 842 §-ში მოხსენებულ მეთოდის საშუალებით, ე. ი. მათი მოთავსებით ამაჩქარებელ არეში. აქ მოხსენებული მეორე მეთოდი; რომლის დროსაც გამოსხივებულ ელექტრონების რიცხვი იზრდება ტემპერატურასთან ერთად, გამოყენებულია კულიჯის მილში. (851)

845. ქვანტური ჰიპოტეზის შემდგომი განვითარების თანახმად (ეინშტეინი) ν სიხშირის სხივების შთანთქმა ყოველთვის სწარმოებს $h\nu$ რაოდენობით და დამოკიდებული არ არის მშთანთქმავი სხეულის საკუთარ რყევების სიხშირეზე. ეს თეორია რომ გამოეყენოთ კატოდის სხივების ფოტოელექტრულ აღგზნებისათვის, უნდა შევნიშნოთ, რომ ელექტრონების გამოსხივებისა გამო მიწასთან შეერთებულ გარსში მოთავსებული ლითონი მიიღებს დადებით პოტენციალს, რომელიც თანდათან იზრდება ზღვარულ V სიდიდემდე. ეს უკანასკნელი შეიძლება თეორიულად ნაპოვნი იყოს ასეთი მსჯელობით: შთანთქმულმა ქვანტმა ელექტრონს უნდა მიანიჭოს კინეტიური ენერჯია, რომლის დახმარებითაც იგი მიაღწევს მიწასთან შეერთებულ გარსს, ე. ი. შეასრულებს $V \cdot e$ მუშაობას; ამას გარდა საჭიროა კიდევ დაიხარჯოს გარკვეული მუშაობა P , რათა ელექტრონი ლითონიდან გამოიღვენოს. ასე რომ, დადებითი პოტენციალი შეიძლება იმდენად გაიზარდოს, რომ $h\nu = V \cdot e + P = \frac{1}{2} \mu v^2 + P$. თუ იგი უფრო მეტად გაიზარდა,

მაშინ ელექტრონები ველარ შესძლებენ მიწასთან შეერთებულ გარსზე გადასვლას-
ამგვარად, ზემოდნაწერილი განტოლება განსაზღვრავს დადებითი პოტენციალის
ზღვარულ V მნიშვნელობას და აგრეთვე ლითონიდან გამოვარდნილ ელექტრო-
ნების საწყის x სიჩქარეს. ეს განტოლება გვიჩვენებს, რომ სიჩქარე იზრდება v .
სიხშირესთან ერთად. ასე, რომ რენტგენის სხივებმა, როგორცაა სიხშირეც დაა-
ხლოვებით 2000 ჯერ აღემატება ულტრაისფერი სხივების რყევათა სიხშირეს,
ტალღის სიგრძით 0,2 μ , ელექტრონებს უნდა მიანიჭონ მეტად დიდი საწყისი.
სიჩქარე. მართლაც, რენტგენის სხივებით ლითონის განათების დროს ამაჩქარე-
ბელ არეს გარეშე ჩნდებიან კატოდის სხივები, რომელთა სიჩქარეც უდრის სი-
ნათლის სიჩქარის ერთ მესამედს.

ქვანტების ჰიპოტეზით ამ სხივების $1/v$ ქვანტის სიდიდით აიხსნება ტალ-
ღის მცირე სიგრძის გამოსხივების მოქმედება მრავალ პროცესებში რაგ. ფოტო-
ქიმიურ პროცესში.

მჭვ. რადიუმის β -სხივები, ელემტარმაგნიტური მასა, ელემტარმნი.
რადიუმის β -სხივები წარმოადგენენ მეტად, დიდი მაგრამ სხვადასხვა სიჩქარის
კატოდის სხივების ერთობლივობას. ასეთი სიჩქარეების გამო მათ შეუძლიათ
შორს მანძილზე გავლა ჩვეულებრივ (არაგაიშვიათებულ) ჰაერში. მათი მოქმე-
დების გავლენით დადებითად ან უარყოფითად დატვირთული ელექტროსკოპი,
ჰაერის იონიზაციისა გამო, განიტვირთება; ამ სხივების მაგნიტურ და ელექტრულ
გადახრათა დასმარებით კაუფმანმა იპოვა, რომ ამ სხივების სიჩქარენი დაახლო-
ვებით იცვლებიან სინათლის სიჩქარის ნახევრიდან მთელ სიჩქარემდე, მაგრამ
შეფარდება $\frac{e}{\mu}$ უსწრაფესი β — სხივებისათვის უფრო მცირეა, ვიდრე უმცირესი
სიჩქარის მქონე სხივებისათვის (გეისლოერის მილში კატოდის სხივებისათვის)..
ვინაიდან e ყოველთვის უდრის ელექტრობის ელემენტარულ e ტვიტრას, ამი-
ტომ მასა μ სიჩქარესთან ერთად იზრდება, თუ ეს უკანასკნელი სინათლის სიჩქა-
რესთან შესადარებელია; ასეთი წარმოდგენა არ ეთანხმება ნიუტონის მექანიკას..

ელექტრონის ელექტროტვირთი მოძრაობაში მოყვანილი აღძრავს თავის
გარეშე ელექტრომაგნიტურ არეს. ეს არე, ელექტრონთან ერთად მოძრავი,
იცვლება, თუ ელექტრონის სიჩქარე იცვლება ან სიდიდით, ან მიმართულებით.
თავის მხრით მოხსენებული არე წინააღმდეგობას უწევს სიჩქარის შეცვლას..
„ინერციის ეს ელექტრომაგნიტური წინააღმდეგობა“ სინათლის სიჩქარესთან
შედარებით მცირე სიჩქარეთათვის, სავეებით შეეფერება ნიუტონის მასის ინერ-
ციის წინააღმდეგობას. უფრო დიდ სიჩქარეთათვის ეს ელექტრომაგნიტური
წინააღმდეგობა იზრდება სიჩქარესთან ერთად და ამას გარდა, სხვადასხვა მნი-
შვნელობა აქვს ტანგენსიალურ და ცენტრმისწრაფ აჩქარებისათვის (აბრაგამი).
უფრო მარტივად რომ წარმოვიდგინოთ, შეგვიძლიან დავუშვათ, რომ ელექტრო-
ნის ინერციის მთელი წინააღმდეგობა გამოწვეულია ელექტრომაგნიტური ძალებ-
ებით. ამის თანახმად, ელექტრონი წარმოადგებს წონადი მასიდან გამოვარდნილ
უარყოფით ელექტროტვირთს, რომელიც უდრის ელექტრობის ელემენტარულ
რაოდენობას. აქ ჩვენ მივედით ფიზიკისათვის მეტად დიდმნიშვნელოვან დას-
კვნამდე.

847. ელემენტარული ხვედრითი ტვირთი და ზემოთხსენებულ მოვლენებზე. ელემენტარული მოძრაობაზე მაგნიტური არეს გავლენით აიხსნება აგრეთვე ლორენცის მიხედვით, ზემოთხსენებულ მოვლენა. სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანახმად, სინათლის იწვევს ელექტროტვირთების რყევები; კერძოდ, იმ სინათლეს, რომელშიაც ზემოთხსენებულ მოვლენას აქვს აღვლილი, გამოწვეულია ელექტრონების რყევებით. თუ ელექტრონზე მოქმედებს მიმართული ძალა D , მაშინ მას შეუძლიან შეასრულოს რაიმე მიმართულების სწორხაზოვანი რყევა სიხშირით:

$$n_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{D}{\mu}} \quad (15^b)$$

მაგრამ თუ აქ ჩამატა ფაქტორი მაგნიტური H არეს სახით, მაშინ 1) სწორხაზოვანი რყევა შესაძლებელი იქნება მხოლოდ H მიმართულებით, ვინაიდან მხოლოდ ამკვარ რყევებზე მაგნიტური არე გავლენას არ მოახდენს. ამას გარდა 2) წრიული რყევები შესაძლებელია მიმზადდეს ცენტრის ირგვლივ, როგორც აჩვენებს D ძალას; ასეთი რყევები შეიძლება სწარმოებდეს იმ სიბრტყეებში, რომლებიც პერპენდიკულარულნი არიან მაგნიტურ ძალისადმი, ვინაიდან ამ შეითხვევაში ელექტრომაგნიტური ძალა (842 §-ის თანახმად) მიმართულია რადიუსებით და მოქმედებს ან იმავე მხრით, საითაც მოქმედებს მიმართული ძალა D , ან მოწინააღმდეგე მიმართულებით, იმის მიხედვით, თუ მოძრაობა წრეხაზზე რა მიმართულებით სწარმოებს. ამავე დროს (101 §-ის თანახმად) $\mu w^2 r = Dr \pm Hwr$, სადაც w არის კუთხური სიჩქარე წრიული მოძრაობის დროს და r — ამ წრეხაზის რადიუსი. ვთქვათ n არის წრიული მოძრაობის სიხშირე, მაშინ $2\pi n = w$. თუ ეს მნიშვნელობა ჩავსვით წინა განტოლებაში და მხედველობაში მივიღოთ (15^b), მაშინ გვექნება:

$$4\pi^2 n^2 = 4\pi^2 n_0^2 + H^2 \pi n \cdot \frac{e}{\mu}$$

ან ვინაიდან უკანასკნელ წევრის სიმცირისა გამო n -ის მაგივრად შეიძლება ჩაისვას n_0 , გვექნება:

$$n^2 = n_0^2 \pm \frac{H e n_0}{2\pi \mu}$$

ანუ საბოლოოდ მეორე წევრის სიმცირისა გამო:

$$n = n_0 \left(1 \pm \frac{H e}{4\pi \mu n_0} \right)$$

მაგნიტური არეში ყველა შესაძლებელი რყევა შეიძლება დაიშალოს შემოხსენებულ 1 და 2 გვარის რყევებათ.

იმ ტალღურ მოძრაობათაგან, რომლებიც თანხედებიან მაგნიტურ ძალახაზების მიმართულებას, თავს იჩენს მხოლოდ ზემოდ მოხსენებული ორი წრიული მოძრაობა: ივინი წარმოადგენენ სხივებს, რომელთაც ახასიათებთ მარჯვენა და მარცხენა წრიული პოლარიზაცია. რაც შეეხება სწორხაზოვან რყევას, ვინაიდან იგი სწარმოებს სიგრძივად, იგი შეუმჩნეველია (დუბლეთი). პირიქით, იმ ტალღურ მოძრაობაში, რომელიც ვრცელდება ძალახაზებისადმი პერპენდიკულარულად, ვამჩნევთ როგორც ორივე წრიულ რყევის განივ შეზადგენელს, აგრეთვე 1-ლ რყევას რომელიც ამ შემთხვევაში განივად სწარმოებს (ტრიპლეთი).

თუ უკანასკნელ განტოლებაში n სიხშირის მაგივრად შევიტანეთ ტალღის სიგრძე $\lambda = \frac{c}{\nu}$, მაშინ ადვილად მივიღებთ: $\lambda = \lambda_0 \left(1 \pm \frac{Hv\lambda_0}{4\pi\mu c} \right)$, აქედან ტალღის სიგრძის ცვლილება $\Delta\lambda = \frac{Hv\lambda_0^2}{4\pi\mu c} \cdot \Delta\lambda$ -ს დახმარებით შეიძლება გამოითვალოს ხვედრითი ტვირთი $\frac{\delta}{\mu}$.

848. კატოდის სხივების შთანთქმა. 1892 წელს პერცმა აღმოაჩინა, რომ ლითონის თხელი ფურცლები ნაწილობრივ ატარებენ კატოდის სხივებს. 1894 წ. ლენარმა შესძლო ამ სხივების გეისლერის მილიდან გარედ გამოყვანა; ამ მიზნით გეისლერის მილის კედელში გააპკირილ ხერხულს მიაფარა ჰაერისათვის გაუვალი ალიუმინის თხელი ფირფიტა და ამგვარად მოწყობილ სარკმელიდან მილიდან გამოუდგა კატოდის სხივები. ასეთი მილის დახმარებით მან შესძლო კატოდის სხივების ექსპერიმენტული გამოკვლევა: მილის გარეთ კატოდის სხივების გავრცელების პირობებს სცვლიდა გეისლერის მილში კატოდის სხივების გაჩენის პირობის დამოუკიდებლად. როგორც აღმოჩნდა, კატოდის სხივების შთანთქმადობა დამოკიდებული ყოფილა მათ სიჩქარეზე; სიჩქარის შემცირებასთან ერთად ეს თვისება შესამჩნევად იზრდებოდა.

ლენარის მიერ გამოკვლეულ დიდი სიჩქარის სხივებისათვის, რომელთა სიჩქარეც დაახლოებით შეადგენს სინათლის სიჩქარის ერთ მესამედს, გაზების და სხვა სხეულების მიერ შთანთქმა პირველი მიხსლოვებით დამოკიდებული ყოფილა შთანთქმავი ნივთიერების მხოლოდ ხვედრით წონაზე; ეს შთანთქმა ერთიდაიგივე აღმოჩნდა ორი ნივთიერებისათვის, როდესაც მათში კატოდის სხივები გადიოდნენ ისეთ მანძილებს რომლებიც უკუპროპორციულნი იყვნენ ამ ნივთიერებათა ხვედრითი წონებისა. ეს კანონი, როგორც შემდგომში ლენარმა დაამტკიცა, დაახლოებითაც არ მართლდება მცირე სიჩქარის კატოდის სხივებისათვის.

ლეიტციზერმა აღმოაჩინა (1903 წ.) რომ ერთგვაროვანი კატოდის სხივები ლითონის ფურცელში გავლის შემდგომ მაგნიტურ სპექტრს გვაძლევენ, რომელშიც სხივების სიჩქარე ნაკლებია, ვიდრე ფურცელზე დატემულ სხივების სიჩქარე; რაც უფრო მცირეა ეს უკანასკნელი სიჩქარე, მით სპექტრი უფრო განიერია. ამ ცდებიდან ნათელია, რომ 1) ლითონის ფურცელში კატოდის სხივების გავლის დროს სიჩქარე მცირდება და 2) სიჩქარის ამ შემცირებას სხვადასხვა ელექტრონებისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობა აქვს, რომელიც შეიძლება გამოითვალოს ალბათობის თეორიის დახმარებით.

848*. კატოდის სხივებისა და გაზის მოლემულობის შორის ურთიერთ მოძველება, გამოუსხივების პოტენციალი, იონიზაციის პოტენციალი. თუ ელექტრონები გარკვეულ V_m პოტენციალით დაეჯახენ გაზის მოლეკულას, ეს უკანასკნელი განიცდის იონიზაციას. V_m შეიძლება ნაპოვნი იყოს ლენარის მეთოდით, რომლის სქემა ნაჩვენებია 432* ნახ-ზე. ელექტრონების წყაროს (A) წარმოადგენს ულტრაიისფერი სხივებით განათებული ან გავარვარებული ლითონი. B — არის მავთულის ბადე. C — ელექტრომეტრთან შეერთებული ფირფიტა. A -ს დატვირთავენ დადებით v პოტენციალამდე, B -ს კი უფრო მეტ პოტენციალამდე; $V+v$. ელექტრონები, რომლებიც A -დან გამოდიან უმნიშვნელო სიჩქა-

რით, ამჩქარებელ არეში A და B -ს შორის მიიღებენ V პოტენციალს, მაგრამ მოპირდაპირედ მიმართულ შემდეგ არეში მიიღებენ უფრო მეტ $V+u$ პოტენციალს, ვინაიდან ამ არეს დაძაბულობა უფრო მეტია, ვიდრე ამჩქარებელი დაძაბულობა V ; ამიტომ ელექტრონები C ფირფიტამდე ვერ მიაღწევენ და ელექტრომეტრი არ დაიტვირთება. თუ პოტენციალი v უცვლელი დავტოვებთ, მაგრამ ეზარდეთ V , მაშინ როგორც კი V მიაღწევს იონიზაციის V_m პოტენციალს, ელექტრომეტრმა უნდა გვაჩვენოს დადებითი ტვირთის არსებობა, ვინაიდან ამ პირობის დროს B და C შორის გაჩენილი დადებითი იონები მიიმართებიან C ფირფიტისაკენ. ამ მეთოდით ფრანკმა და ჰერცმა სინდიყის ორთქლისათვის იპოვეს $V_m=4,9$ ვოლტისა. ბორის თეორია სულ სხვა შესაძლებლობას გულისხმობს: C -ზე დადებითი ტვირთი შეიძლება გაჩნდეს არა იონიზაციის გამო, არამედ იმიტომ, რომ სინდიყის მოლეკულები გამოასხივებენ ულტრაიისფერ სხივებს და მართლაც, ასეთი სხივების ზეგავლენით ფირფიტა C გამოასხივებს ელექტრონებს და ამიტომ დადებითად დაიტვირთება. ამ საკითხის გადაწყვეტის მიზნით დევისის (Davis) და გაუჩერის (Goucher) წინადადებით B და C -ს შორის მოათავსეს მათეულის მეორე ბადე B' (ნახ 432b.) B' და C -ს შორის შექმნეს დაძაბულობა, რომელიც ელექტრონებზე მოქმედობს შენაცვლებით a და b მიმართულებით, მაგრამ აბსოლუტური სიდიდით ეს დაძაბულობა ნაკლები უნდა იყოს, ვიდრე დაძაბულობა B და B' -ის შორის. თუ B და B' -ის შორის იონიზაციას ადგილი აქვს, მაშინ არეს ორივე a და b მიმართულების დროს C იტვირთება დადებითად. მაგრამ თუ იონების დაჯახებისა გამო B და B' -ის შორის ჩნდებიან ულტრაიისფერი სხივები, მაშინ არეს a მიმართულებას დროს, მართალია, ფოტოელექტრონებს C -დან გამოსვლა არ შეუძლიათ, მაგრამ სამაგიეროდ იგინი გამოდიან B' ბადიდან, რომელზედაც ეს სხივები გავლენას ახდენენ. ამიტომ ელექტრომეტრი უარყოფითად იტვირთება. პირიქით, არეს b მიმართულების დროს ფოტოელექტრონები გამოდიან არა B' -დან, არამედ C -დან და ამიტომ ელექტრომეტრი დადებითად იტვირთება. ცდით შემოწმდა, რომ 4,9 ვოლტის გავლენით ელექტრონები სინდიყის ორთქლის იონიზაციას არ იწვევენ, არამედ გამოიწვევენ ულტრაიისფერ სხივებს; ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ 4,9 ვოლტი არის გამოსხივების პოტენციალი. თუ a მიმართულების დროს ამჩქარებელი არე AB უფრო მეტად გავაძლიერებთ, მაშინ იონიზაციის დაძაბულობის დროს ელექტრომეტრის უარყოფითი დატვირთულობა სწრაფად შეიცვლება დადებითად. ასეთი გზით იპოვეს სინდიყის იონიზაციის დაძაბულობა, რომელიც აღმოჩნდა 10,3 ვოლტი. ასეთი ცდების დროს სინდიყის ორთქლის წნევა ისე მცირე უნდა იყოს (დაახლოებით 0,01mm), რომ ელექტრონებმა გაირბინონ ამჩქარებელი არე AB , ისე რომ არ დაეჯახონ სინდიყის მოლეკულებს, ვინაიდან დაჯახების დროს ელექტრონი დაკარგავს პოტენციალს 4,9 ვოლტს და ვერ მიაღწევს პოტენციალამდე 10,3 ვოლტს.

ფრანკისა და ჰერცის ცდების თანახმად ელექტრონების დაჯახება კეთილშობილ გაზების და ლითონების ორთქლის მოლეკულებთან საეცებით ელასტიურია, ე. ი. კინეტიურ ენერჯიას არ აკლდება, თუ ელექტრონების პოტენციალს ჯერ კიდევ არ მიუღწევია გამოსხივების და იონიზაციის პოტენციალამდე. მაგრამ რადგანაც ელექტრონის მასა ამ გაზების მოლეკულების მასასთან შედარებით მეტად მცირეა, ამიტომ ამჩქარებელ არეებში ელექტრონების კინეტიური

ენერჯის ზრდა დამოკიდებული არ არის ამ გაზების მოლეკულებთან დაჯახებაზე. ამით აიხსნება ის მოვლენა, რომ კეთილშობილ გაზებში რამდენიმე ატმოსფეროს წნევის დროსაც კი თავს იჩენენ „დამოუკიდებელი“ განცლანი, ვოლტას რკალის სახით, შედარებით მცირე დაძაბულობათა დროს. სხვა გაზებში მაგ., წყალბადში და თითქმის ასევე ეანგბადში, ზემოხსენებული დაჯახებანი საცე-ბით ელასტიური არ არიან; ეანგბადის სულ მცირე შენარევი კეთილშობილ გაზებს ამ თვისებას უქარგავს, ვინაიდან აქ თანერთვის არადრეკადი დაჯახე-ბანი.

849. დადებითი სხივები, ლარული სხივები. შტარკის გომღენა, ანო-ლიხ სხივები. გოლდშტეინმა აღმოაჩინა (1886 წ.), რომ კატოდში გაკეთებულ ზერელში, ანუ ლარში, კატოდის უკან, კატოდის სხივების მოწინააღმდეგე მიმარ-თულებით ვრცელდებიან მნათი სხივები, რომელთაც ლარული სხივები უწოდეს; იგინი ანათებენ მოყვითალო ფერით. ამ სხივებზე მაგნიტური არეს მოქმედება გოლშტეინმა ვერ აღმოაჩინა; ეს შესლო ვ. ვინმა (1898 წ.); აღმოჩნდა, რომ ლარული სხივების გადახრა კატოდის სხივების გადახრასთან შედარებით მეტად მცირეა და ამას გარდა ამ გადახრას მოწინააღმდეგე მიმართულება აქვს. ასე რომ, ლარული სხივები წარმოადგენენ დადებით სხივებს, რაიც შემოწმდა იმ დამოკიდებულებით, რომელიც ასეობს ამ სხივებისა და ელექტრულ არეს შორის. ლარული სხივების სინათლის სპექტრალური ანალიზის დროს შტარკმა შეაჩინა სპექტრალურ ხაზების გადანაცვლება დოპლერის პრინციპის თანახმად. ეს გადანაცვლება სწარმოებდა ურთიერთ მოწინააღმდეგე მიმართულებით იმის მიხედვით, სინათლე ვრცელდებოდა სხივის მოძრაობის მიმართულებით, თუ მო-წინააღმდეგე მიმართულებით. ეს ცდა იმ მხრივ არის საგულისხმო, რომ იგი გვიჩვენებს, რომ გადანაცვლებულ სპექტრალურ ხაზების სინათლეს ასხივებს მოძ-რავე გაზის ნაწილაკები და არა უძრავი ნაჩრენი გაზისა, რომელზედაც სხივებმა იმოქმედეს. გადანაცვლების მიხედვით (§ 594^a) შეიძლება გამოითვალოს სხივე-ბის სიჩქარე. შემდგომი გამოკვლევების დროს შტარკმა შესლო იმ გაზში, რო-მელიც ანათებდა ლარული სხივების გავლენით, შეექმნა ძლიერი ელექტრული არე, რომლის დაძაბულობაც აღწევდა 50000 ვოლტს სანტიმეტრზე. მან აღმოა-ჩინა, რომ ზოგიერთი სპექტრალური ხაზები ელექტრულ არეს ზეგავლენით იხ-ლიჩებოდა მაგ. წყალბადის ხაზები H_β და Hr იმ დაკვირვებელისათვის, რომე-ლიც უქტერის არეს პერპენდიკულარულად, იხლიჩებიან 5 კომპონენტათ, ამას-თანავე სამ შიგნითა ხაზში რყევები სწარმოებენ ელექტრულ არესადმი პერპენ-დიკულარულად, ორ განაპირა ხაზში მის პარალელურად. ელექტრული გასლენა (შტარკის მოვლენა) პროპორციულია ელექტრულ არეს დაძაბულობისა და ზეე-მანის მოვლენის საწინააღმდეგოდ — იგი შეიძლება აიხსნას მხოლოდ ქვანტთა ჰიპოთეზის დახმარებით; საქმე იმაში არის, რომ ეს მოვლენა დაკავშირებულია მოქმედების h რაოდენობასთან. (386^a) 843 §-ში აღწერილი $\frac{e}{\mu}$ -ის პოვნის მე-თოდი შეიძლება გამოყენებულ იქნას ლარული სხივებისათვისაც; ამ უკანასკნელ ხანებში ეს მეთოდი მეტად გააუქვობება ასტონმა (§ 854).

გერკეს და რეიხენგეიმის მიერ აღმოჩენილი ანოდის სხივების მიღება ად-ვილად შეიძლება გეისლერის მეტად გაიშვიათებულ მილემში, სადაც ანოდი

წარმოადგენს რომელიმე ტუტე ლითონის ან იოდის შენაერთს. ეს სხივები წარმოადგენენ ფერად და ნათელ სხივებს, რომლებიც ანოდოიდან გამოდიან; მათ მიერ გამოსხივებული სინათლე გვაძლევს შესაფერი ლითონის სპექტრალურ ხაზებს. მაგნიტურ და ელექტრულ არეში ეს სხივებიც დადებითი აღმოჩნდნენ. ტვირთების მატარებელნი ამ სხივებში იძენენ სიჩქარეს კატოდის სხივების მსგავსად აჩქარების გამოწვევებზე იმ ელექტრულ არეს გავლენით, რომელშიაც ეს ტვირთები მოძრაობენ და როპელიც განსაკუთრებით ძლიერია ანოდთან იოდის ორთქლის არსებობის დროს. ამიტომ ამ ნივთიერების არსებობა ანოდთან ხელს უწყობს ანოდის ჩქარ და ღრმად შეშავალ სხივების გაჩენას. ხედრითი ტვირთი $\frac{5}{\mu}$, განსაზღვრული იმ მეთოდით, რომელიც აღწერილი იყო 843 §-ში, აქაც ისეთივე სიდიდისა აღმოჩნდა, როგორც იმ ლითონის ელექტროლიტურ იონებისათვის, რომლის დახმარებითაც მიღებული იყო ანოდის სხივები; ასე რომ, ანოდის სხივების ნაწილაკები წარმოადგენენ ლითონის ელექტროლიტურ იონებს.

$\frac{5}{\mu}$ შეფარდებას ასეთივე სიდიდე აქვს ყველა დადებითი სხივებისათვის. ნივთიერების ელექტრული თეორიის თანახმად (§ 85B) ყველა სხეულები შეიცავენ ელექტრონებს, და ელექტრიზაციის პროცესი წარმოადგენს ერთი ან რამდენიმე ელექტრონის გამოყოფას; ამ დროს ასეთი გამოყოფის შემდეგ დარჩენილი ატომი დადებითად დატვირთული აღმოჩნდება. გამოყოფილ უარყოფით ელექტრონს შეუძლიან მიიზიდოს წონადი მოლეკულები და ამ უკანასკნელებთან შეადგინოს ზთელი სისტემა; უნდა ვიფიქროთ, რომ ასეთ მოვლენას ადგილი აქვს გაზების იონებში; რაც უფრო მცირეა გაზის წნევა, მით უფრო ნაკლებად მოსალოდნელია ამ ელექტრონების მიერ ასეთი სისტემის შედგენა. ამ თეალსაზრისით წმინდა აზოტის და წმინდა არგონის უარყოფითი გაზიონების ადვილმოძრაობა იმით აიხსნება, რომ ამ გაზებში ელექტრონები ვერ აღგენენ სისტემებს; პირიქით ფანჯბადის სულ მცირე რაოდენობა ელექტრონებს ზედედება და მით იონების ადვილმოძრაობას ამცირებს ნორმალურ სიდიდემდე.

მაგნიტური ძალების მიერ დადებითი სხივების უმნიშვნელო გადახრა გამოწვეულია მათი ნაწილაკების დიდი მასით.

850. რადიუმის α -სხივები შეგვიძლია გამოვყოთ მისი β -სხივებიდან, მაგნიტის დახმარებით ამ უკანასკნელების გადახრით. α -სხივები იწვევენ გოგარდოვან თუთიის და სხვა ნივთიერებათა ნათებას (597), ფოტოგრაფიულ ფირფიტას აშავებენ და ჰაერის მეტად დიდ იონიზაციას ახდენენ. როგორც რუზერფორდმა გვაჩვენა, ეს სხივები მცირედ გადიხრებიან მაგნიტურ არეში და ამავე დროს იგინი იჩენენ დადებითი სხივების თვისებებს. მათი სიჩქარე და ხედრითი ტვირთი ნაპოვნი იყო რუზერფორდის მიერ მათი მაგნიტურ და ელექტრულ გადახრათა დახმარებით (§ 843). α სხივების სიჩქარე 50—100 ჯერ აღემატება ლარულ და ანოდის სხივების სიჩქარეს და ამიტომ იგინი ნაკლებად შთაინთქმებიან, ვიდრე ზემოხსენებული სხივები. იგინი ჩვეულებრივ ჰაერში შესამჩნევ მანძილზე ვრცელდებიან და ამასთან ერთად იწვევენ მის იონიზაციას; მათი სიჩქარე ჰაერში გავლისა გამო მცირდება. ამავე დროს ამ სხივებს გარკვეული მანძილის გავლის შემდგომ, რომელსაც სხივების განარბენი ეწოდება, თითქმის უცბად ეკარგებათ იონიზირების უნარი და ამავე დროს ისპობა

დათი ფოტოგრაფიული მოქმედება და აგრეთვე ფოსფორესცენციის გამოწვევის უნარი.

რადიუმის დაშლის სხვადასხვა პროდუქტები (854) გამოასხივებენ სხვადასხვა სიჩქარის α -სხივებს, ამასთანავე, რაც უფრო სწრაფია α -სხივი, მით უფრო დიდია მისი განარბენი; ეს განარბენი პროპორციულია სიჩქარის მესამე ხარისხისა.

ყველაზე მეტი განარბენი აქვს C რადიუმის α -სხივებს: ატმოსფერის წნევის დროს და ჰაერის 15° -ის დროს ეს განარბენი ამ სხივებისათვის უდრის 7cm -ს; ნაწყისი სიჩქარე მათი არის $1,92 \cdot 10^{10} \text{cm/sec}$. α -სხივებისათვის ხვედრითი ტვირთი $\frac{e}{\mu}$, რეზერფორდის გამოთვლით, უდრის $4,82 \cdot 10^3$. თუ მიკროსკოპით უყურებთ გოგირდოვან თუთიით წაცხებულ და α -სხივებით განათებულ ეკრანს, დავინახავთ რომ ეკრანის სხვადასხვა ადგილას ათინათებენ ერთიმეორის მიმდევრობით მრავალი წერტილები (კრუქის ტერმინოლოგიით ამას ეწოდება სცინტილაცია). თუ დაუშვით, რომ თვითელ ათინათებას იწვევს ერთი α -ნაწილაკის დაჯახება, მაშინ შეიძლება დაითვალოს პრეპარატის მიერ ერთ სეკუნდში გამოტყორცნილი α ნაწილაკების რიცხვი; ამასგარდა შესაძლებელია გაიზომოს ამ ნაწილაკების მერე გადატანილი ტვირთი და ამგვარად, გამოითვალოს ერთი α -ნაწილაკის ტვირთიც. ამ მეთოდით, რომელიც პირველად რეგენერმა გამოიყენა,¹⁾ გაზომილ იქმნა ერთი α -ნაწილაკის ტვირთი e ; ეს ტვირთი დაახლოვებით თანასწორი აღმოჩნდა ელექტრობის ელემენტარული გარაკეცბული რაოდენობისა, ე. ი. $2e$; ასე რომ, α -ნაწილაკების მასა $\mu = \frac{2e}{4,82 \cdot 10^3}$, 710 გ-ის

თანხმად, წყალბადის იონის მასა $m_H = \frac{e}{9650}$; ამიტომ $\frac{\mu}{m_H} = \frac{2 \cdot 9650}{4,82 \cdot 10^3} = 4$. ეინაიდან ჰელიუმის ატომური წონა 4-ჯერ მეტია, ვიდრე წყალბადის ატომური წონა, ამიტომ დიდის აღბათობით შეგვიძლიან დავასკვნათ, რომ α -ნაწილაკები წარმოადგენენ ჰელიუმის ატომს, რომელიც დატვირთულია ელემენტარული ელექტრობის გარაკეცბული რაოდენობით. ამის უშუალოდ დამტკიცება რეზერფორდმა მოახერხა. მან რადიუმის ემანაცია, რომელიც α -სხივებს გამოასხივებს, მოაგროვა მინის ვიწრო მილში, რომლის კედლის სისქეც იყო 0,01mm; ამ მილის გარეთ მოთავსებულმა გოგირდოვან თუთიით წაცხებულმა ეკრანმა ნათება დაიწყო უკვე ერთ სანტიმეტრზე ნაკლებ მანძილზე; ეს იმას ამტკიცებს, რომ α -სხივებმა გაიარეს მინის კედელი. ეს მილი მოთავსებული იყო დახშულ სივრცეში, საიდანაც გამოწოვილი იყო ჰაერი. ექვსი დღის შემდეგ ამ სივრცეში ნაპოვნი იყო მეტად მცირე რაოდენობით გაზი; ამ გაზმა ელექტროდების დროს იწყო ნათება და მოგვცა ჰელიუმის მთლიანი სპექტრი.

850° წყალბადში α -სხივები, წყალბადში α -სხივები. C რადიუმის α -სხივების განარბენი წყალბადში ატმოსფერის წნევისა და ოთახის ტემპერატურის დროს შეადგენს დაახლოვებით 26cm . ამავე დროს, მარსდენმა, ასეთი სხივების წყალბადში გატარების დროს, აღმოაჩინა აგრეთვე ისეთი სხივები,

¹⁾ α -ნაწილაკების დათვლა წინადაც განახორციელეს რეზერფორდმა და გეიგერმა, მხოლოდ სხვა მეთოდით.

რომელთა განარბენიცი აღემატებოდა 100cm-ს, ეს მოვლენა იმით აიხსნება, რო α -სხივები წყალბადის მოლეკულებიდან გამოაგდებენ H ატომებს, რომლებიც მიჰქრიან წინ „ $H\alpha$ — ნაწილაკების“ სახით. ვაზში ასეთი ატომების განარბენი R' დამოკიდებულია მათ m' მასაზე, e' ტვირთზე და u' სიჩქარეზე. თუ აღვნიშნეთ ჰელიუმის ატომებისათვის ე. ი. ჩვეულებრივი α -სხივებისათვის შესაფერისი სიდიდენი იმავე ასოებით უშტრიხით, მაშინ თეორიულად გვექნება:

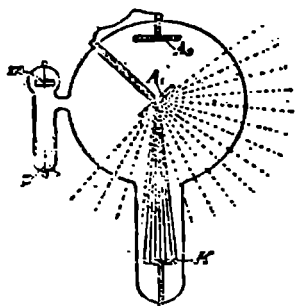
$$\frac{R'}{R} = \frac{m'}{m} \cdot \left(\frac{e}{e'}\right)^2 \cdot \left(\frac{u'}{u}\right)^3$$

H -ატომებისათვის $\frac{m'}{m} = \frac{1}{4}$ და თუ იგინი დატვირთულნი არიან ერთი ელემენტარული ტვირთით, მაშინ $\left(\frac{e}{e'}\right)^2 = 4$; ასე რომ, $\frac{R'}{R} = \left(\frac{u'}{u}\right)^3$. თუ, ამას გარდა, დაუშვით, რომ დაჯახება ცენტრალურია და ძალაში რჩებიან დრეკადი ბირთვების დაჯახების კანონები, მაშინ 213 §-ის (განტ. 39^ა) ძალით, მივიღებთ: $\frac{u'}{u} = 1,6$; აქედან $\frac{R'}{R} = 4,1$. ვინაიდან $R = 26cm$, ამიტომ R' 100cm-ით მეტი იქნება, რაც ეთანხმება მარსლენის დაკვირვებას. აზოტიდან და აგროთვე სხვა ელემენტებიდან რეზერფორდმა ასეთივე საშუალებით გამოიყო ნაწილაკები, რომელთა განარბენიცი უფრო მეტი აღმოჩნდა წყალბადის H -ატომების განარბენზე, ამავე დროს აზოტიდან გამოყოფილ ნაწილაკების ზვედრითი ტვირთი H -ატომის ტვირთის თანასწორი აღმოჩნდა და ამიტომ იგინი H ატომებთან უნდა იყვნენ მიჩნეულნი; ეს ფაქტი მეტად საგულსხმოა და დიდად მნიშვნელოვანი.

851. რენტგენის სხივები (X -სხივები, რენტგენი 1895). განვავრძოთ 841 §-ში აღწერილი ცდა უფრო მცირე წნევის დროს და მილის ელექტროდები მიუერთოთ ძლიერი ინდუქციური აპარატის მეორადი ნახევრის პოლუსებს. დენის მოქმედების გავლენით მილის კედლებიდან გამოიყოფიან ვაზები, განსაკუთრებით ნახშირბადის შენაერთები. ამ ვაზების გამოსადეგნათ მინის მილიდან ამ უკანასკნელს ახურებენ ბუნზენის ქრაქით და ამავე დროს მილიდან ვაზებს ტუმბოთი გამოსწოვენ.

როდესაც მილში წნევა 0,02mm-ზე ცოტათი ნაკლები გახდება, ოთახს დაბნელებენ, მილს გადააფარებენ შავ მუდს ისე, რომ სინათლე ვარკეთ არ გამოდითოს. C -ს წინ (ნახ. 432) ათავსებენ შავი მუყაოს S ეკრანს, რომელსაც წასმული აქვს ერთი მხრიდან პლატინ-სინეროდოვან-ბარიუმის მარილი; ამასთანავე C -კენ ეკრანი მიშვერილია იმ მხრიდან, რომელზედაც მარილი წასმული არ არის, მაშინ ამ ეკრანზე გამოჩნდება C -ს პირდაპირ განათებული ადგილი. ამ ნათებას იწვევენ რენტგენის მიერ 1895 წელს აღმოჩენილი X -სხივები, ანუ რენტგენის სხივები. ამ სხივებს წარმოშობენ კატოდის სხივები C -სთან მინის კედლის სწორედ იმ ადგილას, სადაც ეცემიან კატოდის სხივები. რენტგენის მილის მინის კედელი, რომელიც კატოდის სხივებისათვის გამჭირვალე არ არის, გამოუშვებს რენტგენის სხივების ნაწილს; ეს სხივები გადიან შავ მუდში და აგროთვე ჩვეულებრივი სინათლისათვის არაგამჭირვალე შავ მუყაოში, ეცემიან პლატინ-სინეროდოვან-ბარიუმის ეკრანს და იწვევენ ამ უკანასკნელის ნათებას. რენტგენის სხივები (432 ნახ-ზე პუნქტორ-ხაზები) ვრცელდებიან C -დან ყველა მი-

მართლებით; მაგრამ თუ წნევა მილში შემცირებულია 0,0085mm-მდე, მაშინ ამ სხივების ინტენსივობა იმდენად ძლიერია, რომ იგინი იწვევენ მთელი ეკრანის გამონათებას. ისეთი რენტგენის მილი, რომლის დახმარებითაც შესაძლებელია რენტგენის ინტენსიური სხივების მიღება ნაჩვენებია 433 ნახ.ზე. ამ ნახაზზე განუწყვეტელი ხაზებით აღნიშნული კატოდის სხივები გამოდიან ჩაზნექილი K კატოდიდან, რომელიც გაკეთებულია ალუმინისაგან (753) და ეცემიან A_1 ანტიკატოდის ზედაპირის მცირე ნაწილს; ამ უკანასკნელი ადგილიდან გამოდიან პუნქტირით აღნიშნული რენტგენის სხივები. ანტიკატოდის გახურების შესამცირებლად მას ამზადებენ ლითონის სქელი ფირფიტისაგან და მისი ის ადგილი, სადაც კატოდის სხივები ეცემიან, დაფენილია პლატინით, რომლიდანაც გამოვრთიან განსაკუთრებული ინტენსივობის რენტგენის სხივები. ანტიკატოდი A_1 და მასთან გამტარით შეერთებული ფირფიტა A_2 ანოდების როლს ასრულებენ. ასეთი ხელსაწყობის ამუშავება სწარმოებს ან ინდუქციური აპარატის, ან ელექტრომაგნიტის დახმარებით.



ნახ. 433.

რენტგენის სხივები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან სხვადასხვა შთანთქმადობით. იმ სხივთა კომპლექსში, რომლებსაც ჩვენ ვიღებთ რენტგენის მილში ინდუქციური აპარატის დახმარებით, მით უფრო მეტია ნაკლებად შთანთქმადი სხივები, რაც უფრო მცირეა გაზის წნევა და რაც უფრო მეტია ამ უკანასკნელი გარემოებით გამოწვეული ელექტროდების პოტენციალთა სხვაობა განცლის დროს. რენტგენის მილის ხმარებისა გამო გაზის წნევა მასში იცვლება; თუ ეს წნევა მეტად შემცირდა, ე. ი. მილი მეტად ხისტი გახდა, მაშინ კატოდით ჩაურთავენ ლითონის m ფირფიტას, რომელსაც დაკრული აქვს ქარსის წრე; ქარსიდან გაზები გამოიყოფიან. მაგრამ თუ მილში წნევა ზედმეტად გაიზარდა, ე. ი. მილი მეტად რბილი გახდა, მაშინ კატოდით ხმარობენ პლატინის P მავთულს, რომელიც შთანთქავს მილში მყოფ ზედმეტ გაზს.

ეს დაბრკოლებანი თავიდან არის აშორებული კულიჯის მილში, რომელშიაც უადრეს ვაკუუმში ელექტრონები გამოდიან 2100°-მდე გახურებულ ვოლფრამის კატოდიდან და გაივლიან რა ამჩქარებელ არეს, ეცემიან ვოლფრამისავე ანტიკატოდს. კატოდის სხივების სიჩქარეს და მასთან ერთად რენტგენის სხივების გვარობას, არეგულირებენ ამჩქარებელ არეს დახმარებით, სხივების რაოდენობას კი — კატოდის ტემპერატურით.

რენტგენის სხივების მთავარი თვისებანი აღმოჩენილ იქმნა თვით რენტგენის მიერ. ეს სხივები გადატეხას არ განიცდიან, მათზე არ მოქმედობს არც მაგნიტური, არც ელექტრული არე. მათ არ გადააქვთ ელექტროტვირთები. ამ სხივების პრაქტიკული მნიშვნელობა იმაში მდგომარეობს, რომ სხვადასხვა ნივთიერების თანასწორი სისქის ფენები ერთნაირად არ ატარებენ ამ სხივებს. ამასთანვე სხვადასხვა ნივთიერების მიერ ამ სხივების გატარების უნარი საერთოდ მცირდება ხვედრითი წონის გადიდებასთან ერთად. თუ N ეკრანის იმ მხარეს წინ, რომელ-

საც წასმული არა აქვს პლატინ-სინეროდოვან-ბარიუმის მარილი, (ნახ. 432) გვიკირავს ტყავის საფულე ზოგ მოთავსებული შავი ან თეთრი ფულთ, მაშინ ტყავი რენტგენის სხივებს ნაკლებად შთანთქავს, ფული კი მეტად; ამიტომ ეკრანზე მივიღებთ ფულის შავ სილუეტებს.

ამავე გზით შეგვიძლია რენტგენის სხივების დახმარებით დავინახოთ ადამიანის სხეულში ჩამჯდარი ტყეია, ნემსი და სხვა, და ამას გარდა, ადამიანის სხეულის ყველა ნაწილები, რომელთა შთანთქმის უნარი საკმარისად განსხვავდებიან მესობელ ნაწილებისაგან, მაგ. ძვლები უფრო მეტად შთანთქავენ ამ სხივებს, ვიდრე კუნთები; ამ პრინციპის მიხედვით შეგვიძლია ადამიანის გულიც დავინახოთ: ამ უკანასკნელ შემთხვევებში ეკრანის მაგვირად ჩვეულებრივ ხმარობენ ფოტოგრაფიულ ფირფიტას, რომელზედაც რენტგენის სხივები მოქმედებენ. ფირფიტა გახვეულია სინათლისათვის არაგამტარ ქალაღში. რენტგენის სხივების მოქმედების გასაძლიერებლათ და ექსპოზიციის დროის შესამოკლებლად, ფოტოგრაფიულ ფირფიტის წინ ათავსებენ ვოლფრამმეაეა კალციუმის აპკას ისე, რომ გრძნობიერი ფენი და ეს აპკა ერთმანეთს ეხებოდენ. აპკის ფლუორესცენციით გამოწვეული სხივები, ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე უფრო ინტენსიურად მოქმედობენ, ვიდრე უშუალოდ დაცემული რენტგენის სხივები. ისეთი სილუეტის მისაღებათ, რომელშიაც სხვადასხვა შთანთქმადობის ნაწილები მკაფიოდ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, საჭიროა ისეთი რენტგენის მილი, რომელიც არ უნდა იყოს არც ძალიან ხისტი, არც მეტისმეტად რბილი.

რადიოაქტიურ ნივთიერებათა მიერ გამოხსნივებული γ -სხივები, რომელთაც სხეულებში განკლადობის დიდი უნარი აქვთ, თავის თვისებებით ემსგავსებიან რენტგენის სხივებს. γ -სხივებით და რენტგენის სხივებით სარგებლობენ ტერაპიაში მანე სიმსივნეების მკურნალობის დროს.

852. რენტგენის სხივების ინტერფერენცია და სპეცტროსკოპია. უკვე დიდხანია მას შემდეგ, რაც გამოიკვია, რომ რენტგენის სხივები და γ -სხივები ვოცელდებიან ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით; ასე რომ, ეს სხივები სინათლის სხივების მსგავსნი არიან. ეს სხივები, როგორც რენტგენმა დაამტკიცა, გადატეხას არ განიცდიან და ამიტომ იძულებულნი გახდენ დაეშვათ, რომ მათი ტალღის სიგრძე მეტად მცირეა; როგორც თეორია გვიკარანახებს ასეც უნდა იყოს ისეთი სხივებისათვის, რომელთა ტალღის სიგრძე მეტად მცირეა. რენტგენის სხივების ინტერფერენციის ან დიფრაქციის დამტკიცებისათვის საჭიროა ისეთი მესერები, რომელთა ხაზოვანი სიდიდეც შესაღარებელია რენტგენის ტალღის სიგრძესთან. ასეთი მესერების ხელოვნურად მოშადება კი შეუძლებელია. ასე მაგ., საღიფრაქციო მესერისათვის 553 \AA -ის თანახმად $\sin \alpha = \frac{\lambda}{d}$

უმცირესი ამჟამად მიღწეული მესერის პერიოდი γ დაახლოვებით უდრის 10^{-1} cm ; რენტგენის სხივების ტალღის სიგრძე კი უახლოვდება 10^{-8} cm -ს, აქედან $\sin \alpha = 10^{-7}$ ანუ $\alpha = 20''$; დიფრაქციის ასეთ მცირე კუთხის თვალდევნება შეუძლებელია, ვინაიდან რენტგენის სხივების საშუალებით ხერხის მკაფიო გამოსახულებას ვერ მივიღებთ. მაგრამ როგორც აღმოჩნდა, კრისტალებს ისეთი აგებულება აქვთ, რომ მათ შემადგენელ ფენებს შორის მანძილი უახლოვდება მოლეკულის დიამეტრს; ამგვარად კრისტალები წარმოადგენენ ბუნებრივ ვიწრო

მინის და სხვა სხეულების ფლუორესცენცია. ასეთი სპექტრი შეუძლიანთ გამოიწვიონ რენტგენის სხივებსაც.

A ხაზის ტალღის λ სიგრძისათვის სამართლიანია განტოლება:

$$\lambda = 2d \sin \theta_1, \quad 2\lambda = 2d \sin \theta_2$$

ასე რომ, დაკმაყოფილებული უნდა იყოს განტოლება:

$$\sin \theta_2 = 2 \sin \theta_1$$

მართლაც $\theta_1 = 13^\circ, 8$ და $\theta_2 = 27^\circ, 6$.

ტალღის სიგრძის გასაზომათ ცნობილი უნდა იყოს მოლეკულათა ორი ფენის შორის მანძილი d . ნახ. 436 გვიჩვენებს ქვის მარილის ($NaCl$) აგებულებას ბრავის გამოკვლევების თანახმად. ატომები Na და Cl ჩამჯდარნი არიან ელემენტარულ კუბის კუთხეებში. ამ კუბის წიბო უდრის d -ს, ქვის მარილის კუბი, რომლის წიბოც უდრის $1cm$, შეიცავს $(\frac{1}{d})^3$ ელემენტარულ კუბს და მაშასადამე $(\frac{1}{d})^3$

ატომს საშუალო ატომური წონით $\frac{23+35,5}{2}$

$= 29,25$ და საშუალო მასით $\frac{29,25}{N}$, სადაც N არის ავოგადროს რიცხვი ე. ი. $6,09 \cdot 10^{23}$ (386).

ვინაიდან ქვის მარილის ხვედრითი წონა არის 2,17, ამიტომ:

$$\left(\frac{1}{d}\right)^3 \cdot \frac{29,25}{6,09 \cdot 10^{23}} = 2,17$$

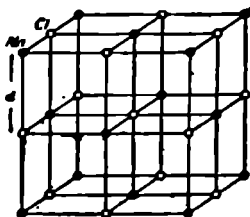
$$\text{აქედან } d = \sqrt[3]{\frac{29,25}{2,17 \cdot 6,09 \cdot 10^{23}}} = 2,81 \cdot 10^{-8} cm.$$

B_1 მაქსიმუმისათვის (ნახ. 435) ნაკონი იყო $\theta = 11,6^\circ$; ამიტომ ტალღის სიგრძე, რომელიც შეეფერება B -ს, იქნება:

$$\lambda_B = 2d \sin \theta_B = 22,81 \cdot 10^{-8} \cdot \sin 11^\circ, 6 = 4,13 \cdot 10^{-8} cm.$$

ე. ი. ტალღის ეს სიგრძე შეადგენს ნატრიუმის ყვითელ ხაზის ტალღის სიგრძის $(0,589\mu)$ $\frac{1}{5210}$ ნაწილს.

ელემენტების რენტგენის ხაზოვანი სპექტრები განსაკუთრებით დაწვრილებით გამოიკვლიეს მოზელემ და ზიგბანმა. ივინი შესდგებიან სამი სერიისაგან, რომელნიც აღნიშნულნი არიან K , L და M ასოებით. სერია K შესდგება სამი $K\alpha$, $K\beta$ და $K\gamma$ ხაზისაგან, ორმაგი $K\alpha$ ხაზის შესაფერი ტალღის სიგრძე უდრის; ამ სამ ხაზთა შორის ეს ხაზი ურბილესია და ამავე დროს უფრო ინტენსიური. $K\gamma$ — უხისტესია და ყველაზე უფრო სუსტი. ტალღის სიგრძე თანდათან მცირდება ელემენტის Z „რიგის ნომერის“ გადიდებასთან ერთად (ატომურ ნომერის). ასე რომ, Z დაახლოვებით უდრის ატომური წონის ნახევარს. უფრო



ნახ. 436.

დიდი რიგის ნომერს (და მაშასადამე უფრო დიდ ატომურ წონას) შეეფერებიან უფრო ხისტი სხივები, მაგ.: Z ტალღის სიგრძე $K\alpha$
 მაგნიუმისათვის 12 9, 9 · 10⁻⁸ cm.
 თუთიისათვის 50 0,49 · 10⁻⁸ cm.

სერია L უფრო რბილია, ვიდრე სერია K . იგი შეიცავს რამდენიმე სერიას; აქ უნდა გავარჩიოთ 5 მთავარი ხაზი $L\alpha$, $L\beta$, $L\gamma$, $L\delta$ და $L\epsilon$; ამასთან $L\alpha$ რბილია და ძლიერი, $L\epsilon$ — კი ყველაზე ხისტი და სუსტი.

დასასრულს, სერია M უფრო რბილია, ვიდრე სერია L . ამ L და M სერიებში ზრდად რიგის ნომერებს შეეფერებათ აგრეთვე უფრო ხისტი სხივები.

ვოლფრამისათვის ($Z=74$)

$K\alpha_1 = 0,209$; $L\alpha_1 = 1,472$;

$M_1 = 7,01 \cdot 10^{-8}$ cm.

γ -სხივები წარმოადგენენ რენტგენის ყველაზე უფრო ხისტ სხივებს, რომელთა შორისაც რენტგენობრივად აღმოაჩინა ტალღის სიგრძე 0,04 · 10⁻⁸ cm. ზრავის მიერ გამოკვლეული ხაზოვანი სპექტრები ეკუთვნიან პლატინის L სერიას.

852.* ძვანტური შადღობა, რუმელიც მხიბა რანტანის სხივების ზამოსხივებას. თუ დაუშვით 595° და 895 წმ-ის მიხედვით, რომ ანტიკატოლიდან რენტგენის სხივების გამოსხივება სწარმოებს $h\nu$ რაოდენობით და რომ ენერჯის რაოდენობას ყოველთვის გვაძლევს ერთი ელექტრონის დაჯახება, მაშინ იმ დასკვნებზე მივალთ, რომ ν სხივის რენტგენის სხივების გამოსხივება დაიწყება მხოლოდ მაშინ, როდესაც ამ სხივების წარმოშობა კატოდის სხივების პოტენციალი მიაღწევს ისეთ მნიშვნელობას, რომელიც აკმაყოფილებს განტოლებას:

$$Ve = h\nu$$

ეს თანაფარდობა შემოწმებულია რენტგენის სხივების განუწყვეტელი სპექტრებისათვის. ეს თანაფარდობა საფუძვლად დაედო h -ის ექსპერიმენტალურ პოვნის საუკეთესო მეთოდს. პირიქით, ხაზოვანი სპექტრები ჩნდებიან მხოლოდ უფრო მაღალი პოტენცილების დროს. რენტგენის სხივების სპექტრებმა გამოამჟღავნეს უფრო მარტივი კანონზომიერებანი, ვიდრე გრძელი ტალღიანი გამოასხივებათა სპექტრებმა და ამას გარდა, მათი დახმარებით შესაძლებელი გახდა კრისტალების აგებულობის შესწავლა.

853. რადიოაქტივობა. ბეკერელმა 1896 წელს აღმოაჩინა ურანის მარილის და ლითონური ურანის საოცარი თვისება: იგინი განუწყვეტლივ ასხივებენ ისეთ სხივებს, რომლებიც მოქმედობენ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე და პერს ელექტრობის გამტარათ ხდიან. ასეთივე თვისება აღმოჩენილ იქნა ტორიუმის შენაერთებში. ამგვარ გამოსხივებათა უფრო ღრმა გამოკვლევები შესაძლებელი გახდა მას შემდეგ, რაც კიურის მიერ ურანის მადანიდან მიღებულ იქნა პრეპარატი, რომელიც ასხივებს რამდენიმე ათასჯერ უფრო ძლიერ ბეკერელის სხივებს, ვიდრე ურანი. ეგრედწოდებულ რადიოაქტიურ პრეპარატებში აქტიურ ნივთიერებათ აღმოჩნდა ახალი ელემენტი, რომელსაც უწოდეს რადიუმი. იგი ეკუთვნის ქიმიურად მონათესავე ელემენტების ჯგუფს Mg , Ca , Sr , Ba ; მარიამ კიურის და გენიგზმიდტის განსაზღვრით, მისი ატომური წონა არის 226.

წმინდა ქლოროვან რადიუმის რადიოაქტივობა მილიონჯერ აღემატება ლითონისებურ ურანის რადიოაქტივობას. რადიუმის პრეპარატის სხივები შესდგებიან α , β და γ -სხივებისაგან. (§§ 846, 850, 851).

რადიუმის მარილი და აგრეთვე ზოგიერთი რადიოაქტიური ნივთიერებანი მათთან ახლომდებარე სხეულებს რადიოაქტივობას ანიჭებენ (კიური); განსაკუთრებული ძალით ეს ხდება მაშინ, როდესაც ზემოხსენებული სხეულები უარყოფითი ელექტრობით არიან დატვირთულნი (რეზერფორდი). თუ სხელი მოვაშორეთ რადიუმის მარილს, მაშინ ეს ინდუქციონებული რადიოაქტივობა გამოწვეულია არა რადიუმის სხივებით, ვინაიდან იგი წარმოიშობა ისეთ სხეულშიაც, რომელზედაც რადიუმის სხივები არ ეცემიან. ინდუქციონებულ რადიოაქტივობის მიზეზი არის რადიუმიდან გამოყოფილი ემანაცია (რეზერფორდი); ამ ემანაციას გაზის თვისებები აქვს, მაგ. მას შეუძლია დიფუნდირება მეორე გაზში, ემორჩილება გაზის წნევის კანონებს და შესაძლებელია მისი სითხეთ ქცევა (-150° დროს). ემანაცია შეგვიძლია მივიღოთ მაგ.: რადიუმის R მარილის წყალხსნარიდან, რომელიც მოთავსებულია დახშული კურკლის B ნაწილში (ნახ. 437); ამ კურკლის A ნაწილში მოთავსებული ჰაერი ემანაციით ივლინდება. ამ დროს კურკლის კედელი იწყებს ნათებას ემანაციიდან გამოსულ α -სხივების მოქმედებისა გაზეო. კურკლის A ნაწილს რამდენიმე დღის შემდეგ მოაშორებენ B ნაწილს α ადგილთან გადნობით და ეს ნაწილი რადიოაქტიული აღმოჩნდება; მას შეუძლია ჰაერს მიანიჭოს ელექტროგამტარობის უნარი. მაგრამ ემანაციით გაყვნილი ჰაერის რადიოაქტივობა დროის განმავლობაში თანდათან ჰქრება: 3,81 დღის შემდეგ მისი რადიოაქტივობა მცირდება საწყისი რადიოაქტივობის 50% -ით, ანუ როგორც ამბობენ ემანაციის განახევრების დრო უდრის 3,81 დღეს. ამ ცდის დროს ის სხივები, რომლებიც მინის კედლებიდან გარეთ გამოდიან და ჰაერს ანიჭებენ ელექტროგამტარობას, გამოსხივებული არიან არა ემანაციის მიერ, არამედ მათ ასხივებს მინის A მილის კედელი, რომელშიაც რადიოაქტივობა ემანაციით არის გამოწვეული. მართლაც, A მილიდან ემანაცია რომ გამოვდევნოთ ტუმბოთი, მისი რადიოაქტივობა მაინც უცვლელი დარჩება. აქედან უნდა დავასკვნათ, რომ ემანაციის გამოსხივება, α -გამოსხივება მილის კედლის გარეთ ვერ გამოდის. დროის განმავლობაში ინდუქციონებული რადიოაქტივობა თანდათან ჰქრება, მაგრამ ვაკილებით უფრო მალე, ვიდრე ემანაცია: განახევრების დრო მისთვის უდრის 28 მინ. სხვა რადიოაქტიურ ნივთიერებათა ემანაციის და ინდუქციონებულ რადიოაქტივობას ახასიათებს სხვა საარსებო დრო და ამ უკანასკნელის დახმარებით ატყობენ, თუ რომელ რადიოაქტიულ ნივთიერებასთან გვაქვს საქმე, ასე მაგ.: ტორიუმის ემანაციისათვის განახევრების დრო უდრის 53 სექუნდს, მისმიერვე გამოწვეულ ინდუქციონებულ რადიოაქტივობისათვის კი—11 საათს. ელსტერმა და გეიტელმა აღმოაჩინეს, რომ მოხსული მიწა და უფრო მეტად ცხელი წყაროების ლამი ემანაციას გამოასხივებენ; მათ მიერ გამოწვეული რადიოაქტივობის არსებობის ხანგრძლივობა ისეთივეა, როგორც რადიუმით გამოწვეულ რადიოაქტივობის არსებობის ხანგრძლივობა; ამიტომ ნიადაგის ეს თვისება გულისხმობს, რომ მასში იმყოფება რადიუმის მცირე რაოდენობა, ნია-



ნახ. 437.

დაგის ემანაცია გადადის ატმოსფეროში და მისი არსებობის შემოწმება უშუალოდ შეიძლება; ამით იხსნება ჰაერის ნაწილობრივი ელექტროგამტარობა (751).

იმ რადიოაქტიურ ნივთიერებათა რაოდენობა, რომლებზედაც ჩვენ აქ გეკონდა ლაპარაკი, უსასრულოდ მცირეა ქიმიური მეთოდების თვალსაზრისით და მათი არსებობა შეიძლება შემოწმდეს მათ მიერ გამოწვეულ ჰაერის იონიზაციის მიხედვით; მათი განახევრების დრო საშუალებას მოგვცემს თვისობრივად განვასხვაოთ იგინი ერთმანეთისაგან.

854. რადიოაქტიური ბადამენანი. რებერფორდის და სოდის შეხედულებათა თანახმად რადიოაქტიური ნივთიერება განიცდის განუწყვეტლივ დაშლას, ერთ სეკუნდში დაშლილ ატომების რიცხვი პროპორციულია არსებულ ატომების P რიცხვისა, ე. ი. იგი უდრის λP -ს, სადაც λ არის ე. წ. დაშლის მუდმივი. დღემდე ვერ შესძლეს რაიმე გზით, მაგ. ტემპერატურის გადიდებით, გავლენა მოეხდინათ დაშლის სიჩქარეზე.

ზოგიერთი ატომები მალე იშლებიან, ზოგი გვიან. სხვადასხვა ატომებს არსებობის სხვადასხვა ხანგრძლივობა აქვთ. ამასთანავე არსებობის საშუალო ხანგრძლივობა $\frac{1}{\lambda}$ -ს თანასწორი აღმოჩნდა; იგი 1,443-ჯერ მეტია, ვიდრე ტორიუმის ემანაციის განახევრების დრო. დაშლის პროდუქტი თავის მხრივ იშლება შემდგომ პროდუქტათ და ასე შემდეგაც; ამ პროცესის დროს წინა პროდუქტის ერთი ატომიდან ჩნდება მეორე პროდუქტის ერთი ატომი. ამ პროდუქტების უმეტესი რიცხვის დაშლას თანსდევს განსაკუთრებული სხივების გამოსხივება. ლითონისებური რადიუმი წარმოიშობა ურანიდან მთელ რიგ შუალედ პროდუქტების გაჩენის შემდგომ, რომელთა შორისაც უკანასკნელს ეწოდება იონიუმი. ქვემოთ მოყვანილ ცხრილში ჩამოთვლილია რადიუმის დაშლის პროდუქტები:

ნივთიერება	განახევრების დრო	გამოსხივება	ატომური წონა
რადიუმი	1750 წელიწადი	α, β	226
რადიუმის ემანაცია	3,81 დღე	α	222
Ra A	3 მიწუტი	α	218
Ra B	26,8 "	β	214
Ka C	19,6 "	α, β, γ	214
Ra D	16, "	β	210
Ra E	5 დღე	β, γ	210
Ra F	136 დღე	α	210

ლითონისებური რადიუმის გარდაქმნა ისეთი ნელის ნაბიჯით მიმდინარეობს, რომ მისი რაოდენობა უცვლელათ შეგვიძლია ჩავთვალოთ საკმაოდ დიდი დროის მანძილზე; ამიტომ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ იგი ყოველ სეკუნდში გვაძლევს ემანაციის ერთიდაიგივე რაოდენობას. თუ რადიუმის პრეპარატი თავმინებებულა, მაშინ გარკვეული დროის შემდეგ დამყარდება წონასწორობის მდგომარეობა, რომლის დროსაც დაშლის ყოველი პროდუქტის არსებული რაოდენობა განისაზღვრება იმით, რომ ერთი სეკუნდის განმავლობაში რამდენიც გაჩნდება,

იმდენივე იშლება. მეორე მხრით დაშლის რაიმე პროდუქტის წონასწორობის მდგომარეობისათვის შესაფერი რაოდენობა მით უფრო მცირეა, რაც უფრო სწრაფად სწარმოებს მისი დაშლა. ამასთან ერთად ეს რაოდენობანი პროპორციული არიან განახევრების დროსა. ასე მაგ., ცხრილის თანახმად ლითონისებური რადიუმის ერთი გრამისათვის წონასწორობის მდგომარეობის დროს ემანაციის რაოდენობა უდრის $\frac{1}{226} \cdot \frac{3,85}{1750 \cdot 365}$ გრამ-ატომს.

თუ დაუშვებთ, რომ ემანაცია ერთ ატომიანი ვაზია, მაშინ ემანაციის მოცულობა 0° -ისა და 760mm -ის დროს, 386 ზ-ის თანახმად, იქნება $\frac{1}{226} \cdot \frac{3,85 \cdot 22410}{1750 \cdot 365} \text{cm}^3 = 0,598\text{mm}^3$. რეზერფორდმა ექსპერიმენტალური გზით იპოვა, რომ ეს მოცულობა უდრის $0,58—0,80\text{mm}^3$. რადიუმის სახეცვალეზანდი A -დან F -მდე ინდუქციობული რადიოაქტივობის მატარებელნი არიან; ამათგან ნივთიერებათი A -დახ C -მდე სწრაფად იილევიან, D -დახ F -მდე კი—ნელა.

პოლონიუმი (კიური) და რადიოტელური (მარკველდი) როგორც შემდეგში აღმოჩნდა მათი განახევრების დროის მიხედვით F რადიუმის ანალოგები არიან.

854 α . რადიუმში მნეზიმის მარაგი და მის მიერ გამოყოფილი სითბო. რადიუმის ატომი ხელად შლადი D რადიუმად გარდაქმნის დროს გამოყოფს ოთხ α -ნაწილაკს. ამ ნაწილაკებს სხვადასხვა სიჩქარე α აქვთ; საშუალო მნიშვნელობა $\alpha^2 = 2,86 \cdot 10^{12}$; ამრიგად ოთხ ნაწილაკს თან შოაკქს ენერგია, რომელიც უდრის $4 \cdot \frac{1}{2} \mu \cdot 286 \cdot 10^{18}$ ერგს. რადიუმის ერთი გრამ-ატომი, რომელიც Z ატომს შეიცავს, ზემოხსენებული პროცესის დროს გამოყოფს Z -ჯერ მეტ ენერგიას; $Z \mu$ წარმოადგებს პელიუმის ერთ გრამ-ატომის მასას და უდრის მასასადამე ოთხ გრამს. აქედან ენერგია, რორომელსაც რადიუმის ერთი გრამ-ატომი გამოასხივებს α სხივების სახით D რადიუმით გარდაქმნის დროს, სითბოს ერთეულებში იქნება $\frac{8 \cdot 2,86 \cdot 10^{18}}{4,186 \cdot 10^7} = 5,67 \cdot 10^{11}$ გრამ კალორია. სითბოს ეს რაოდენობა $5,6$ მილიონჯერ მეტია, ვიდრე ნახშირბადის ერთი გრამატომის ხახშირბადათ გარდაქმნის სითბოს რაოდენობა, (97000 გრამ კალორია, § 402). აქედან ცხადია, ენეოგის თუ რაუდიდესი მარაგი არის დაგროვილი რადიუმში. კიურიმ და ლამორდმა აღმოაჩინეს, რომ რადიუმის პრეპარატი განუწყვეტლივ გამოყოფს სითბოს; ბოლო ხანების გაზომვათა მიხედვით ერთი გრამი რადიუმში გამოყოფს 134 გრამ კალორიას საათხი და ამიტომ ეს პრეპარატი ყოველთვის უფრო თბილია მის გარს მყოფ სხეულებთან შედარებით. სითბოს გამოყოფა უშთაერესად გამოწვეულია α -სხივების გამოსხივებით; ამ სხივების ენერგიის უდიდესი ნაწილი ინთქმება თვით პრეპარატში და იქ სითბოთ გარდაიქმნება.

854 β . იზოტოპები. 850 ზ-ის თანახმად α ნაწილაკი წარმოადგენს პელიუმის ატომს, რომლის გამოსხივებასთან ერთად ატომული წონა მცირდება 4 ერთეულით. F რადიუმის გარდაქმნის პროდუქტს, რომელიც შედეგია რადიუმის-დახ 5α -ნაწილაკის გამოსხივებისა, უნდა ჰქონოდა ატომური წონა 206 , რაც მცირედ განსხვავდება ტყვიის ატომული წონისაგან $207,2$.

ეს გარემოება მოწმობს, რომ ამ გარდაქმნის უცნობი პროდუქტი, რომელიც მტრისმტერი სიმცირისა გამო ქიმიური ანალიზით ვერ იქმნა აღმოჩენილი, წარმოადგენს ტყვიას. ამ აზრს ამტკიცებს ის გარემოებაც, რომ ურან ნარევი

ყველა მინერალები შეიცავენ ტყიას ისეთი რაოდენობით, რომელიც ერთნაირი წლოვანების მინერალებისათვის პროპორციულია ამა თუ იმ მინერალში ურანის რაოდენობისა, სხვადასხვა წლოვანების მინერალებში კი იზრდება წლოვანებასთან ერთად. მეორე მხრით სხვაობა ატომური წონათა შორის (206 და 207,2) აღემატება დაკვირვებათა დასაშვებ ცდომილებას. თეორიულ მოსაზრებათა მიხედვით ფაიანსი და სოდი იმ დასკვნამდე მივიდნენ, რომ უნდა არსებობდნენ ტყეის სახეობანი სხვადასხვა ატომური წონით და მართლაც გენიგშიდმა აღმოაჩინა, რომ იმ ტყეის ატომური წონა, რომელიც შერეულია ურანის მადანში, უდრის 206,05. ამ აღმოჩენის შემდეგ ისეთ ელემენტებს, რომელთა ქიმიური თვისებანი ერთნაირი და ქიმიურად განუყოფელი არიან ერთმანეთისაგან მაგრამ სხვადასხვა ატომური წონა აქვთ, იზოტოპური ელემენტები ეწოდებათ.

ტყეის მეორე იზოტოპს, ატომური წონით 208, ვხვდებით ისეთ მინერალებში, რომლებიც ტორიუმს შეიცავენ და ეს იზოტოპი წარმოადგენს რადიოაქტიურ ტორიუმის გარდაქმნის პროდუქტს, (856). აქედან მოსალოდნელი იყო გვეუქირა, რომ ჩვეულებრივი ტყეია ატომური წონით 207,2 წარმოადგენს ტყეის ამ ორი იზოტოპის ნარევის გარკვეული პროპორციით, ეს მოსაზრება მართლაც ცდებით იქმნა შემოწმებული ატონის მიერ (1919), რომელმაც აღმოაჩინა, რომ მრავალი ქიმიური ელემენტები იზოტოპებათ იშლებიან, როდესაც იგინი ახსივებენ ლარულ სხივებს. ასე მაგ. ქლორის ლარულ სხივებს, როგორც ეს 849 §-ში მოხსენებულ მეთოდით გამოკვლევის დროს აღმოჩნდა, ახასიათებთ ორი მიშენლობა $\frac{35}{37}$ -სი, და მასასადამე ორი მნიშვნელობა μ ; ამ იზოტოპების ატომური წონები აღმოჩნდნენ შესაფერად 35 და 37; ასე რომ, ჩვეულებრივი ქლორი ატომური წონით 35,46 წარმოადგენს ამ ორი იზოტოპის ნარევის. იზოტოპების ასეთივე ნარევის წარმოადგენენ სხვათა შორის ბრომი, ნეონი, სინდიცი. ზოგიერთი ელემენტები კი, როგორც მაგ. ჟანგბადი ან ნახშირბადი „წმინდა ელემენტები“ აღმოჩნდნენ ე. ი. იზოტოპების ნარევის არ წარმოადგენენ. ყველა წმინდა ელემენტების და ყველა იზოტოპების ატომური წონანი წყალბადის მიპართ, გამოიხატებიან რიცხვებით, რომლებიც მეტად უახლოვდებიან მთელ რიცხვებს. ეს მცირე გადახვევანი მთლიან რიცხვიანობიდან შეიძლება ახსნილ იქნას ფარდობითობის თეორიის თანახმად. ეს გარემოება ამართლებს პრაუტის ძველ ჰიპოტეზას, რომლის თანახმად ყველა ელემენტები აგებულნი არიან წყალბადის ატომებისაგან. (რეზერფორდის ცდები, § 850¹).

855. რადიუმი და მისი მარილები. რადიუმის პრეპარატები შესდგებაან რადიუმის რომელიმე მარილისაგან ($RaCl_2$, ან $RaBr_2$, ან $RaBr_2 + 2H_2O$), რომელიც ჩვეულებრივ მოთავსებულია მინის პატარა დახშულ მილში, რადიუმი დიდი სიძვირისა გამო, საჭიროა ზუსტად განისაზღვროს პრეპარატში მისი რაოდენობა და ამავე დროს ისე, რომ მილი არ აიხადოს. ამ მიზნისათვის სარგებლობენ H_2 -სხივებით, რომლებიც იწვევენ ჰაერის იონიზაციას. (747) ამ მეთოდით სარგებლობის დროს იგულისხმება, რომ რადიუმის გარდა პრეპარატი არ შეიცავს სხვა რადიოაქტიურ ნივთიერებას. აიღებენ ელექტროსკოპს ოქროს ფურცლებით, ათავსებენ მას ტყეის კოლოფში, რომლის კედლების სისქე არის 3mm.: ტყეის ეს ფენი გაატარებს მხოლოდ γ სხივებს; ადარებენ ძაბვის დაცემას, რომელიც გამოწვეულია გამოსაკვლევი პრეპარატი ერთი მხრივ და მეორე

რეზრით პრეპარატით რადიუმის ცნობილი რაოდენობით (პრეპარატი ეტალონი); ასეთი შედარების დროს, როგორც ერთი, ისე მეორე პრეპარატი თანასწორი მანძილით უნდა იყოს დაშორებული ელექტროსკოპიდან და თანასწორი დროის განმავლობაში უნდა მოქმედებდნენ ელექტროსკოპზე; ამ გაზომვის დროს ყურადღება უნდა მიექცეს ძაბვის მცირეოდენ დაცემას, რომელსაც ადგილი აქვს პრეპარატების მოქმედებაზე და აგრეთვე იმ მილის კედლების მიერ სხივების შთანთქმის, რომელშიაც პრეპარატია მოთავსებული. ელექტროსკოპი იმდენათ უნდა იყოს დატვირთული, რომ განცლის დროს მიღწეული იყოს დენის ძალა, გაჟღერების დენის თანასწორი (1748).

დაახლოებით 6 კვირის შემდეგ იმ მომენტიდან, როდესაც პერმეტიული დახშვის საშუალებით შეწყდება ემანაციის გამოსხივება, მყარდება რადიოაქტიური წონასწორობა, მაშინ შესაძარ პრეპარატებში რადიუმის რაოდენობანი ისე ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც ძაბვის ზემოხსენებული დაცემანი. ეს საზარ-თლიანია იმიტომ, რომ ო-სხივების ინტენსივობანი, რომლებიც ძაბვის დაცემის პროპორციულნი არიან, ისე ეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც ო-სხივების წარ-მომშობ C რადიუმის რაოდენობანი და მასსადააზე თვით რადიუმის რაოდენო-ბანი. თუ რადიოაქტიური წონასწორობა მიღწეულია. თუ რადიოაქტიური წო-ნასწორობა და მასთან ერთად ო-სხივების ზღვარული ძალა უკრ კიდევ არ არის მიღწეული, მაშინ ორ გაზომვათა დახმარებით, რომელთა შორისაც გასულია რამდენიმე დღე, რადიუმის რაოდენობა შეიძლება მაინც გამოთვლილ იქმნას ემანაციის დაშლის მუდმივის შემწეობით. გერმანიის პრეპარატი—ეტალონი შე-დარებულია პარიზის ინტერნაციონალურ პრეპარატ ეტალონთან. შედარების შედეგებს გამოხატავენ რადიუმის რაოდენობით მილიგრამებში.

856. ტორიუმი, მუზატორიუმის პრეპარატები. ქვემოლმოყვანილ ცხრილ-ში ჩამოთვლილია ტორიუმის დაშლის პროდუქტები:

ნიეთიერება	განახვერების დრო	გამოსხივება	ატომური წონა
ტორიუმი	2,1 · 10 ¹⁰ წელიწ.	α	232
მეზოტორიუმი	6,7 "	β, γ	228
რადიოტორიუმი	1,9 "	α	228
ტორიუმი X	3,64 დღე	α	224
ემანაცია	53 სექუნდი	α	220
ტორიუმი A	0,14 "	α	216
" B	10,6 საათი	β, γ	212
" C	60 მინუტი	α, β	212
" D	3,1 "	β, γ	208

ტორიუმი წარმოადგენს ისეთ ნიეთიერებას, რომელიც მეტის მეტად ნელა იშლება. და ამიტომ სუსტად გამოასხივებს; მისი განახვერების დრო უდრის 21000 მილიონ წელიწადს. განის მიერ აღმოჩენილი მისი დაშლის პირველი პრო-დუქტი არის მეზოტორიუმი, რომლის განახვერების დრო უდრის 6,7 წელიწადს, მისი გამოყოფა შეიძლება ქიმიური მეთოდების დახმარებით და შეიძლება იხმა-

რემოდეს დიდი ხნის განმავლობაში, როგორც რადიოაქტიური გამოსხივების წყარო. მისი მიღება შეიძლება მონაციტის კვიშიდან. წონასწორობის დროს $\left(\frac{6,7}{21,10^6}\right)$ 228gr. მეზოტორიუმი შეეფერება 232gr. ტორიუმს ანუ 0,31mgr.

მეზოტორიუმი შეეფერება 1000kg. ტორიუმს; ამგვარად 1000kg. ტორიუმიდან შეგვიძლია გამოვყოთ 0,31mgr მეზოტორიუმი. მეზოტორიუმის გამოყოფის შემდგომ იწყება რადიოტორიუმის გამოყოფა; რადიოტორიუმი გვაძლევს სწრაფად დამწვლად და მძლავრად გამომსხივებელ პროდუქტებს. რადიოტორიუმის რაოდენობა პიოველ ხანს მატულობს, შემდეგ, ვინაიდან თვით მეზოტორიუმის რაოდენობა მცოდნება, აღწევს მაქსიმუმს 4,6 წლის შემდეგ. ო-სხივების გამოსხივება, რომელშიაც მონაწილეობას იღებს თვით მეზოტორიუმი, ინტენსივობის მაქსიმუმს აღწევს 2,3 წლის შემდეგ და პრეპარატის მოშუადღებიდან 18 წლის გასვლის შეიძლება ეს ინტენსივობა მცირდება მაქსიმალური მნიშვნელობის 20%-ით.

მეზოტორიუმის პრეპარატებს, რომლებიც ყოველთვის შეიცავენ მეზოტორიუმის გარდა რადიუმსაც, მათი აქტივობის შეფასების დროს, ადარებენ ეტალონ-რადიუმს ო-სხივების მეთოდით. მაგრამ ვინაიდან მეზოტორიუმის პრეპარატების ო-სხივებს აქვთ სხვა შთანთქმადობა, ვიდრე რადიუმის პრეპარატების ო-სხივებს, ამიტომ გაზომვის შედეგი დამოკიდებული არის ოცევის ეკრაზის სისქეზე; ეს სისქე უნდა უდრიდეს 5mm. ამგვარად, მეზოტორიუმის პრეპარატი 1mgr საშინ იქნება, თუ მისი ო-გამოსხივება ისეთივე იონიზაციას იწვევს როგორაც რადიუმის 1mgr. ეს სამართლიანი იქნება, თუ, როგორც ერთი, ისე მეორე გამოაბიყება, ვადის ტყეის ისეთ კედელში, რომლის სისქეც უდრის 5mm-ს.

857. მნათი ხალხაგვანი. სიღოს ფხენილი (გოგირდოვანი თუთია) ლუმი-ნისციოებს ამ ფხენილში შერეულ რადიოაქტიურ ნივთიერების ო-სხივების გავლენით (850). ამ ფხენილის ლუმი-ნისციოების უიარი იცვლება და დროთა განმავლობაში ისპობა ო-სხივების ძოქმედებისა გამო. სასურველი ეფექტის მისაღებათ ლუმი-ნისციოების დიდი უნარით აღქურვილ ფხენილში გაურყვენ რადიოაქტიური ნივთიერების სციროე ოაოდენობას. მნათ საღებავებს ხაოობენ მაგ. იმ მიხით, რომ გაანათოა სინნელეი ისეთი საგნები, როგორც საათის ციფერბლაცი, იმისანი სოლის მოყყაილობა და სხვა.

თავი 22. ნივთიერების ელემენტური თეორია.

858. წაალბადის ატომი, ბალმარის სპრია. ქვანთა თეორიის დახმარებით ბორმა საძირკველი ჩაუყარა მატერიის ელემენტარულ თეორიას. ამ მეტად ნაყოფიერ თეორიის თანახმად მატერია შესდგება იხლოდ ელემენტური ტვირთებისაგან. ამ თეორიის მიხედვით უძარტივესი აგებულება წყალიადის



ატომს აქვს: იგი შესდგება გულისაგან, რომელიც დადებითი +e ელემენტრობით არის დატვირთული. ამ გულის ირგვლივ ბრუნავს ელემენტრონი -e. (ნახ. 4ა8). ამ თეორიით ატომის მასას წმინდა ელემენტრული ბუნება აქვს (846) და იგი უმთავრესად თავმოყრილია დადებითი გულში (843). რაც შეეხება ტვირთის ინეოციის ელემენტრომაგნიტურ წინააღმდეგობას (846), ეს უკანასკნელი მით უფრო მეტია, რაც უფრო მცირეა

ის სივრცე, სადაც ტვირთია მოთავსებული. აქედან გამომდინარეობს, რომ ატომის დადებითი გულის დიამეტრი გაცილებით მცირეა, ვიდრე ელექტრონის დიამეტრი. გულისა და ელექტრონის შორის მანძილთან ე. ი. ატომის დიამეტრთან (დაახლოებით 10^{-8}cm) შედარებით გული და ელექტრონი იმდენად მცირენი არიან, რომ იგინი წერტილებათ უნდა წარმოვიდგინოთ, ატომის მიერ დაკე-რილი სივრცე კი თავის უდიდეს ნაწილში სივრცეა.

დაუშვათ, რომ გულის ირგვლივ მბრუნავ ელექტრონის ორბიტი არის წრეხა ზი. ნიუტონის მექანიკის თანახმად ამ ორბიტის a დიამეტრს შეიძლება ჰქონდეს ნებისმიერი მნიშვნელობა, მხოლოდ სიჩქარე q ამ ორბიტაზე უნდა იყოს შესაფერისი სიდიდისა, ე. ი. ისეთი სიდიდისა, რომ $\frac{mq^2}{a} = \frac{e^2}{a^2}$ (99) ანუ

$$\frac{mq^2}{2} = \frac{e^2}{2a}, \quad 150.$$

სადაც m ელექტრონის მასაა, e კი ტვირთია ელექტროსტატიკურ ერთეუ-ლებით გამოხატული (613). მაგრამ ქვანტთა თეორიის თანახმად ადგილი აქვთ არა ყველა იმ მდგომარეობებს, რომლებიც შესაძლებელი არიან ნიუტონის მე-ქანიკის თანახმად. განხილულ შემთხვევაში, ბორის თანახმად, მხოლოდ იმ მდგო-მარეობებს აქვთ ადგილი, რომელთათვისაც:

$$mqa = \frac{h^2}{2\pi^2} \quad 151$$

სადაც h -პლანკის მუდმივაა: (386*), π -კი რომელიმე მთელი რიცხვი. 150 და 151-დან q -ს გამოორიცხვით მივიღებთ შესაძლებელ ორბიტების რადიუსებს:

$$a = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{1}{me^2} \quad 152.$$

დიდი ორბიტიდან პატარა ორბიტაზე ელექტრონის გადახტომის დროს ელექტროული ძალები ასრულებენ მუშაობას და ამიტომ ელექტრონის პოტენცია-ლური ენერგია გულის არეში უმცირესია ყველაზე მცირე ქვანტურ ორბიტაზე; ეს უკანასკნელი ამიტომ ყველაზე უფრო მდებარია (46). თუ ელექტრონი გადახ-ტა უფრო დიდი r' ორბიტიდან მცირე r ორბიტაზე, მაშინ ელექტროული ძალები ასრულებენ მუშაობას (620§-ის თანახმად):

$$e^2 \left(\frac{1}{a_r} - \frac{1}{a_{r'}} \right)$$

ამავე დროს ელექტრონის კინეტიკურ ენერგიას (150 განტ-ბის თანახმად) ემატება მხოლოდ ნახევარი ზემოხსენებულ მუშაობისა. ბორის აზრით, ამ მუშა-ობის მეორე ნახევარი გარდაიქმნის ν სიხშირის მონოქრომატიულ გამოსხივებათ, რომელსაც თან გადააქვს ენერგია $h\nu$; აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$h\nu = \frac{1}{2} e^2 \left(\frac{1}{a_r} - \frac{1}{a_{r'}} \right),$$

ანუ (152) განტ ბის თანახმად:

$$\nu = \frac{(2\pi e^2)^2}{h^3} \cdot \frac{m}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r'^2} \right). \quad 153$$

ბუნებრივ მდგომარეობაში ატომის ელექტრონი გარს უფლის გულს უმცირეს, ყველაზე უფრო მდევარ ქვანტურ ორბიტაზე. ამგვარად სხივების გამოსხივებას წინ უნდა უძღვოდეს პროცესი, რომლის გამო ელექტრონი გამოიძვინება ამ ორბიტიდან და გადახტება უფრო დიდი რადიუსის ორბიტაზე. ამას ეწვევს ან სხივების შთანთქმა, როგორც ფლუორესცენციის დროს, ან იონების ან ელექტრონების ბიძგები გეისლერის მილიბში ან ტემპერატურის ამაღლება. გამოსხივება დაკავშირებულია ელექტრონის უკანვე გადახტომასთან უფრო მცირე ორბიტაზე; ამ გამოსხივების რაოდენობა განისაზღვრება 153-განტ-ბით. თუ 153 განტ-ში ჩავსვით მნიშვნელობანი:

$$e = 4,74 \cdot 10^{-10} \text{ (§ 710)}$$

$$\frac{e}{m} = \frac{1,77 \cdot 10^9}{3 \cdot 10^{10}} \text{ ელექტროსტ.}$$

ერთეული (§§ 843 და 738)

$$h = 6,5 \cdot 10^{27} \text{ (§ 845)}$$

და დაუშვით, რომ $\tau = 2$, მაშინ გვექნება:

$$V_{\tau} = 3,24 \cdot 10^{13} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\tau^2} \right), \text{ (153 a)}$$

ბალმერის სერიის ფორმულას (იხ. 5556) ასეთი სახე აქვს:

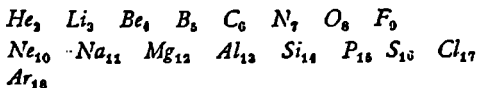
$$V_{\tau} = 3,23 \cdot 10^{13} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\tau^2} \right),$$

სადაც $\tau' = 3, 4, 5 \dots$

ეს ფორმულა საკმაოდ ეთანხმება 153^a განტოლებას; ეს იმას ნიშნავს, რომ ბალმერის სერიას წყალბადი გამოასხივებს მაშინ, როდესაც ელექტრონი გადახტება მე-3, 4, 5... ორბიტიდან მეორეზე. ეს იყო ბორის თეორიის პირველი დიდი მიღწევა; წინად ვერ შესძლეს თეორიულად აეხსნათ სპექტრალური სერიის წარმოშობის მიზეზი.

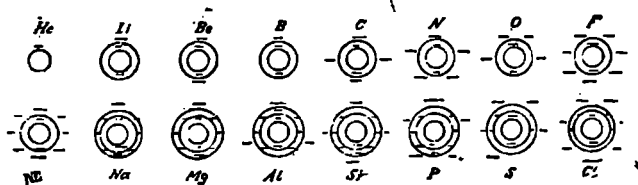
ბორის თეორიის თანახმად მოლეკულა H_2 შესდგება ორი დადებითი გულისაგან, რომელთა შემაერთებელ ხაზის ირგვლივ, როგორც ღერძის გარშემო, ბრუნავენ ორი ელექტრონი ერთდამთავე ორბიტაზე, დაშორებულნი ერთმანეთისაგან 180° -ით. გულები არ შორდებიან ერთმანეთს, ვინაიდან მათზე მოქმედებენ ელექტრონები. თუ წყალბადის ატომის ეს მოდელი სინამდვილეს შეეფერება, მაშინ წყალბადის თვისებანი უნდა გამომდინარეობდნენ მისი ასეთი სტრუქტურიდან-

859. მლემენტების პერიოდული სისტემა. ბორის თანახმად, ყველა სხვა ელემენტების ატომებიც შესდგებიან აგრეთვე დადებითი გულიდან და მის გარშემო მბრუნავ ელექტრონებისაგან. ატომების ასეთი აგებულობიდან გამომდინარეობენ ელემენტების მრავალი ატომური თვისებანი. მაგ.: კოსელის თანახმად, ის კანონზომიერებანი, რომლებიც ახასიათებენ ელემენტების პერიოდულ სისტემას. ჩამოეწეროთ აქ ამ სისტემის პირველი ორი პერიოდული რიგი და თითოეული ელემენტს მიუწეროთ რიგის ნომერი (852)



თითოეული ვერტიკალური სვეტი შეიცავს ნათესაურად მსგავს ელემენტებს, პირველი სვეტი—კეთილშობილ გაზებს *He, Ne, Ar* . . . , მეორე—*Li, Na, . . .* . მეშვიდე—*O, S* , მერვე *F, Cl* და ასე შემდეგ; ეს სისტემა გეი-ჩეინებს, რომ ელემენტების მრავალი თვისებანი წარმოადგენენ ატომურ წონათა ფუნქციას, ანუ როგორც ესაა უფრო სწორედ ამბობენ, ელემენტების რიგის ნომრების ფუნქციას.

ნახ. 439 თელსაჩინოდ ხდის ამ ელემენტების შემადგენლობას გულები-საგან და ელექტრონებისაგან. გულების რიცხვი¹⁾ უდრის ელემენტის რიგის ნომერს და აგრეთვე ელექტრონების რიცხვს, ვინაიდან ატომი ნეიტრალურია. ელექტრონები განაწილებულნი არიან ორბიტებზე, რომლებიც გაჩნდებიან გულს და ყოველი კეთილშობილი გაზის შემდეგ ემატება ერთი ორბიტა.



ნახ. 439.

ამ თეორიის თანახმად ქიმიური რეაქცია წარმოადგენს განაპირა ორბიტის ელექტრონების ან ვალენსას, ან დაკარგვას, ან მიღებას. კეთილშობილი გაზები ამას არ ემორჩილებიან, ვინაიდან იგინი არაეითარ ქიმიურ რეაქციაში მონაწილეობას არ იღებენ.

ამას გარდა ეს თეორია გულსახზობს, რომ სხვა ელემენტებს მისწრაფება აქვთ მიიღონ ისეთი კონფიგურაცია, რომელიც მსგავსება მეზობელ კეთილშობილ გაზს. ასე მაგ. ლითიუმს ის მიდრეკილება აქვს, რომ დაკარგოს ერთი ელექტრონი და ჰელიუმს დაემსგავსოს; მთორე მხრით, ფტორი ისწრაფვის ერთი ზედმეტ ელექტრონის გამოტაცვით მიემსგავსოს მეზობელ ნეონს. *LiF*-ის შენაერთის წარმოშობის დროს ლითიუმიდან ერთი ელექტრონი გადადის ფტორში. ელემენტის ვალენტობა—ეს არის ელექტრონების ის რიცხვი, რომელთა დაკარგვით ან შექმნით ელემენტი კარგავს ქიმიური რეაქციის უნარს. ზემონათქვამის თანახმად ლითიუმი და ფტორი ერთვალენტოვანი ელემენტებია. ამავე დროს, ფტორს ხასიათებს მისწრაფება მიემსგავსოს ჰელიუმს, თავის შვიდი ელექტრონის დაკარგვით; ამიტომ ფტორი გვხვდება შვიდვალენტოვან ელემენტის სახითაც. მაგ.: შენაერთი *F₂, O₂*. ლითიუმი თავის ერთი ელექტრონის დაკარგვის დროს დადებითად იტვირთება და წარმოადგენს ლითიუმის იონს; ატომების ეს მისწრაფება ელექტრონების დაკარგვის გზით გარდქმნად დადებით იონებათ პერიოდულ სისტემის ყოველ რიგში მცირდება მარცხნიდან მარჯვნივ, ვინაიდან გულის ტვირთის გადიდებასთან ერთად ელექტრონები უფრო მჭიდროდ არიან შეკავშირებული.

ამავე მიზეზით ატომების მისწრაფება ელექტრონების შექმნის გზით გარდქმნად უარყოფით იონებათ, იზრდება მარცხნიდან მარჯვნივ. რეაქციის ეს

¹⁾ დადებითი გული წერტილის სახით აღნიშნული აქვს მხოლოდ ჰელიუმს და ლითიუმს.

უნარი მით უფრო დიდია, რაც უფრო ახლოა მონაცემი ელემენტი კეთილშობილ გაზთან.

განაპირა ორბიტის ელექტრონებს ეწოდებათ ვალენტოვნობის ელექტრონები. სწორედ ამ ორბიტის ფარგლებში, როგორც ზემოთ ვთქვი, სწარმოებენ ქიმიური რეაქციები.

860. ოპტიური სიხშირანი. ვალენტოვნობის ელექტრონები გამოასხივებენ აგრეთვე ოპტიურ სიხშირეს. ამის მაგალითს წარმოადგენს გაზის მოლეკულების გამოსხივება, რაც გამოწვეულია ელექტრონების დაჯახებით (848^ა). ამ დროს ელექტრონი გარეგანი ორბიტიდან გადახტება უფრო დიდი ქვანტის ორბიტაზე და გამოსხივების უმაღლეს კვლავ გადმოხტება მცირე ქვანტის ორბიტაზე, როგორც ეს იყო აღწერილი 858 §-ში H -ატომის მიმართ. თუ V_s არის გამოსხივების პოტენციალი (848^ა), მაშინ ენერგია $V_s \cdot e$ შეძენილია ელექტრონის მიერ მისი განაპირა ორბიტიდან დიდი ქვანტის ორბიტაზე გადახტომის დროს; როდესაც ელექტრონი ისევ უკან გადმოხტება განაპირა ორბიტაზე, ეს ენერგია კვლავ გამოსხივდება. ასე რომ, ამ შემთხვევაში $V_s \cdot e = h\nu$. სინდიყის ორთქლისათვის $V_s = 4,9 \cdot 10^3$ დე უჯანასკნელი განტოლების თანახმად მივიღებთ

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu} = 2,51 \cdot 10^{-8} \text{ cm} = 0,251 \mu \text{ (მიკრონი)}.$$

შართლაც, ფრანკისა და ჰერცის თანახმად, თუ სინდიყის ორთქლში შეუშვით ელექტრონები პოტენციალით 5-8 ვოლტამდე, ეს ორთქლი გამოასხივებს ულტრაიისფერის სხივებს, რომელთა ტალღის სიგრძე აღმოჩნდა $0,253 \mu$ (მიკრონი). ელექტრონების დაჯახებით გამოწვეული იონიზაციის დროს, ელექტრონი გარეგან ორბიტას შორდება უსასრულოდ დიდი მანძილით. ამიტომ უკან დაბრუნებისას გარეგან ორბიტაზე ელექტრონი გამოუშვებს გამოსხივებას, რომელიც შეეფერება სერიის საზღვარს (555^ბ). სინდიყისათვის იმ საზღვრის ტალღის სიგრძე, რომელიც აქ სერიის როლს ასრულებს, უდრის $1188 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. ზემომოყვანილი განტოლების თანახმად, იონიზაციის პოტენციალი:

$$V_m = \frac{h\nu}{e},$$

$$\text{სადაც } \nu = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1188 \cdot 10^{-8}}.$$

უჯანასკნელ ფორმულიდან მივიღებთ:

$V_m = 10,4$ ვოლტს, რაც თითქმის საესებით ეთანხმება ექსპერიმენტულად მიღებულ მნიშვნელობას, ე. ი. $10,3$ ვოლტს (848^ა). ამგვარად, იონიზაციის პოტენციალის გამოთვლა შეიძლება ტალღის სიგრძიდან სერიის საზღვარზე.

როგორც ყველა სხვა თვისებანი, რომლებიც დამოკიდებული არიან ვალენტოვან ელექტრონებზე, ოპტიური სიხშირეც უნდა იცვლებოდეს ელემენტის რიგის ნომრის გადიდებასთან ერთად; ვინაიდან ქიმიურად მსგავს იმ ელემენტების ხაზოვანი სპექტრები, რომლებიც მდებარეობენ პერიოდული სისტემის ერთდამივე ვერტიკალურ სვეტებში, ერთნაირი აგებულობისანი არიან.

861. რენტგენის სხივების სიხშირანი. რენტგენის ხაზოვანი სპექტრები მით განსხვავდებიან ზემო-აღწერილ ოპტიურ სპექტრებისაგან, რომ ამ სპექტრებს გვაძლევს ატომის გული (კოსელი). თუ გულის ირგვლივ მდებარე ორბიტები

აღნიშნეთ მიმდევრობით ასოებით K, L, M , მაშინ შეიძლება ითქვას, რომ სპექტრალური ხაზი $K\alpha$ (822^ა) გამოსხივდება ელექტრონის L ორბიტიდან K ორბიტაზე გადმოხტომის დროს. ამისა ზეის ელექტრონი ჯერ უნდა დაშორდეს K ორბიტას და გადავიდეს ატომის ზედაპირზე. ამ დროს დახარჯული ენერჯია უფრო მეტია, ვიდრე ენერჯიის ის რაოდენობა, რომელიც გამოსხივდება ელექტრონის L ორბიტიდან K ორბიტაზე გადახტომის დროს. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ V პოტენციალის მქონე კატოდის სხივების მიერ შესაფერი გამოსხივების გამოწვევისათვის საჭიროა, რომ $e \cdot h \cdot \nu$, რაც ექსპერიმენტით დამტკიცებულია (852^ა).

$K\beta$ გამოსხივებას ადგილი აქვს ელექტრონის M ორბიტიდან K ორბიტაზე გადმოხტომის დროს. ვინაიდან ამ შემთხვევაში უფრო მეტ მუშაობას მივიღებთ, ვიდრე L ორბიტიდან K ორბიტაზე გადახტომის დროს, ამიტომ $K\beta$ უფრო ხისტია, ვიდრე $K\alpha$ (852^ა). ამას გარდა, ვინაიდან ამ გადახტომათა დროს შით უფრო მეტი მუშაობა გამოიყოფა, რაც უფრო დიდია გულის დადებითი ტვირთი და მაშასადამე დიდია აგრეთვე ელექტრონის გულის მიერ მიზიდვა, ამიტომ სიხისტე თანდათან იზრდება ელემენტის რიგის ნომრის ზრდასთან ერთად (852^ა).

ასეთი მსჯელობა შეგვიძლია გავიშეოროთ L და M სერიების მიმართაც. ოპტიურ სიხშირეთა საწინააღმდეგოდ რენტგენის სიხშირენი, არაპერიოდულად იცვლებიან ელემენტის რიგის ნომერთან ერთად, ვინაიდან ეს სიხშირენი რიგის ნომერთან ერთად განუწყვეტლივ იზრდებიან.

862. ღახჰანა. რადიოაქტიურ ნივთიერებათა α -სხივები გვევლინებიან ჰელიუმის გულის სახით. β -სხივების წარმოშობის მიზეზი ჯერ-ჯერობით არაა სავსებით გამორკვეული. თუ მართლაც ელექტროტვირთები წარმოადგენენ ნივთიერების შენობის ძირითად მასალას, მაშინ ნივთიერების ყველა თვისებანი უნდა ახსნილ იქმნას ატომის ელექტრული მოდელის საფუძველზე.

863. ელმფარობის მცოდნეობის ისტორიისათვის. ბუნებაში ის პირობები, რომელთა დროსაც ადგილი აქვს ელექტრული ძალების მექანიკურ მოქმედებას, იშვიათ შემთხვევებში თუ განხორციელდება შესწავლისათვის ხელსაყრელი კომბინაციით; მხოლოდ თანდათანობით მუშავდებოდა ასეთი ხელოვნური კომბინაციები. ამით აიხსნება, რომ ელექტრობის მცოდნეობა ფიზიკის შედარებით ნორჩი დარგია.

ქარვის ძველადვე ცნობილი თვისება—ხახუნით დაელექტროვება (599) ჯილბერტმა (1600 წ.) აღმოაჩინა სხვა შრავალ სხეულებშიაც. ოტტო-ფონ-გერიკემ პირველმა შეამჩნია ელექტრული განზიდვა (1672). პირველი ფართო დაკვირვებანი ელექტროგამტარებლობაზე ეკუთვნით გრეისს და დიუფესს; ამ უკანასკნელმა აღმოაჩინა ორი გვარის ელექტრობა (1630). ხახუნის ელექტრული მანქანა, რომლის პირველადი სახე ოტტო-ფონ-გერიკემ განახორციელა, არსებითად გააუმჯობესა ბოზემ, რომელმაც შემოიღო კონდუქტორი. ვილკემ (1795) დაუმატა განსაკუთრებული მოწყობილობა ხახუნისათვის. დიდი ყურადღება მიიქცია დენის ფიზიოლოგიურმა მოქმედებამ კლერისტის მიერ (1745 წ.) გამოგონებული ლეიდენის ქილის განცლის დროს. ამ ქილის მოქმედება ახსნილ იქმნა (1747) მეხამრიდის გამოგონებულ ფრანკლინის მიერ.

მაგნიტური მოვლენების შესწავლა, დაწყებული ჯილბერტის მიერ, გაგრძელებულ იქმნა ინგლისში, რასაც განსაკუთრებული ყურადღება ექცეოდა ზღვაოსნობის მიზნებისათვის.

ნიუტონმა ძალთა მოქმედების ხასიათის საკითხი გადაუწყვეტელი დასტოვა, მაგრამ მისი ნაშრომების გავლენით გაბატონდა ის შეხედულება, რომლის მიხედვითაც ურთიერთ მიზიდვის ძალა მოქმედობს სივარდიელშიც. ამ შეხედულების გავრცელებას ელექტრულ ძალებზედაც დიდად ხელი შეუწყო კულონმა (1736—1806), რომელმაც გვიჩვენა (1785—1789), რომ ელექტრული და მაგნიტური ძალები, სხეულთა ურთიერთ მიზიდვის ძალების მსგავსად, უკუპროპორციულნი არიან ორ ურთიერთ მომქმედ ნაწილაკთა შორის მანძილის კვადრატისა.

ელექტრობის მკოდნეობაში ახალი პერიოდი მაშინ დაიწყო, როდესაც ვოლტამ (1745-1827), გალვანის ცდების გაგრძელების დროს, აღმოაჩინა გალვანური ელემენტი (1794-1800). ელექტრობის ასეთი უხვი წყაროს დახმარებით, კარლიელმა (Carlisle) აღმოაჩინა (1800) ელექტრო დენის ქიმიური მოქმედება, ერშტედმა (1777-1851) — დენის მაგნიტური ძალა (1820) (677), ამპერმა (1775-1836) 1820 წელს — დენიანი გამტარების ელექტრომაგნიტური ურთიერთმოქმედება (1820) (779).

ყველა ამ მოქმედებებს იწვევს ხახუნის ელექტრომანქანა, მაგრამ იმდენად სუსტად, რომ ამას მაშინდელი დაკვირვებები ვერ ამჩნევდენ, მით უმეტეს, რომ იგინი მხოლოდ ასეთი დენით სარგებლობდენ. ამ მიზნებისათვის ხმარებული ელემენტები მუდმივნი არ იყვნენ (665); მუდმივი დენის მისაღებათ სარგებლობდენ ზეებეის მიერ 1821 წელს აღმოჩენილ თერმოელექტრული დენით (841); ამ დენის დახმარებით ომის მიერ (1787-1854) აღმოჩენილ იქმნა მისივე სახელით წოდებული ცნობილი კანონი (670).

სწორედ იმ დროს აღმოჩენილ ელექტრომაგნიტურ ძალებს ამპერი ნიუტონის შეხედულებაზე დამყარებით უმორჩილება მანძილზე მოქმედების მარტივ კანონს (1823). პუასონმა (1781-1840) საფუძველი ჩაუყარა ინდუქციონული მაგნიტიზმის თეორიას (762).

ფარადეიმ (1791-1867) პირველმა ექსპერიმენტალური გზით შეამოწმა ის აზრი, რომ ელექტრული და მაგნიტური ძალები ვრცელდებიან გარემოში ნაწილაკიდან ნაწილაკამდე და აქედან შესაფერი დასკვნებიც გამოიყვანა. თუმცა ასეთი შეხედულების ნიადაგზე ფარადეიმ აღმოაჩინა მრავალი დიდმნიშვნელოვანი ფაქტები (626, 770, 771, 782), მაგრამ მის იდეებს, რომლებიც მან არამათემატიკურ ფორმებში ჩამოაყალიბა, პირველ ხანებში თანაგრძნობით არ შეხვდენ. ამას ისიც დაემატა, რომ ფარადეიმ არ მიუთითა იმ დროს გაბატონებულ ძალების მანძილზე მოქმედების თეორიის სუსტ მხარეებზე; მის მიერ აღმოჩენილი ფაქტები პირველი შეხედვით თითქოს ემორჩილებოდენ ამ თეორიას. ამ უკანასკნელს მხარს უჭერდნენ გარინი (1793-1841) და გაუსი (1777-1855), რომლებმაც დაასაბუთეს და განავითარეს პოტენციალის თეორია (620); გაუსი და ვებერი (1804-1891), რომელთაც პირველად გაზომეს მაგნიტური და ელექტრული სიდიდენი აბსოლუტური ერთეულებით (650, 679, 730, 732); ნეიმანი (1796-1895), რომელმაც გამოსთქვა კანონი შეკრულ წრედებში ინდუქციონული დენების შესახებ; ჰელმჰოლცი (1821-1894), კირხჰოფი (1824-1887) და ლორდი კელვინი (ვილიამ ტომსონი, 1824-1907), რომელთა ნაშრომები საფუძვლად დაედო ელექტრობის და მაგნიტიზმის თანამედროვე მკოდნეობას.

თანამედროვე ელექტროტექნიკას საფუძვლად დაედო სიმენსის მიერ (1867) გამოგონებული დინამომანქანა, რომელშიაც მექანიკური ენერგია გარდქმნება ტექნიკურ მიზნებისათვის შედარებით იაფ ელექტრულ ენერგიად.

ფარადეის იდეების ნაყოფიერებამ მაშინ იჩინა თავი, როდესაც ჯ. მაქსველმა (1831-1879) იგინი მათემატიკურ ფორმებში ჩამოაყალიბა და შექმნა მთელი თეორია, რომელსაც მაქსველის თეორია ეწოდება. ამ თეორიის ნაწილი, სახელდობრ სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორია, ექსპერიმენტალურად იქმნა შემოწმებული (825); აღმოჩნდა, რომ მაქსველის თეორიის თანახმად ზოგიერთი მოვლენები უფრო მარტივად და ადვილად აიხსნება, ვიდრე ძველი თეორიით. ელექტროტექნიკა ამჟამად სარგებლობს მაქსველ-ფარადეის თეორიიდან გამომდინარე მეთოდით, რომელშიაც ინდუქციური მოქმედების განსაზღვრება სწარმოებს ძალხაზების დახმარებით. ამგვარად, მაქსველის თეორია უბრძოლველად თანდათან იმარჯვებდა და მან ბოლოს, ჰერცის ცდების შემდეგ (826 და შემდ.) საბოლოოდ დაამარცხა ძველი თეორია.

რენტგენის სხივების აღმოჩენამ (1895, 851) დიდად ხელი შეუწყო გაზებში ელექტროდენის გავლის მოვლენების შესწავლას და რადიოაქტივობის აღმოჩენას,

შინაარსი
მეშვიდე ნაწილი
სინათლე

თავი 1. სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელება.

431. სინათლის შეგრძნება, სინათლე სინათლის სხივი	83-3
432. სინათლის სწორხაზოვანი გავრცელების კანონი	3
433. ჩრდილი	3
434. მცირე ნახევრებით მიღებული გამოსახულება	4

თავი 2. სინათლის აკიჟება.

435. სინათლის წესიერი არე	4
436. სარკე	4
437. სინათლის არეკვლის კანონი	5
438. სინათლის არეკვლის კანონის ექსპერიმენტალური შემოწმება	5
439. არეკვლილი სხივის ბრუნვა	6
440. სარკის სექტანტი	6
441. გამოსახულება ბრტყელ სარკეში; მოჩვენებითი და ნამდვილი გამოსახულება	7
442. ც და	8
443. სფერული სარკე	8
444. ჩაზნეილი სარკე	9
445. სარკის ფორმულა	9
446. სფერული სარკის ფორმულის გამოკვლევა	10
447. გამოსახულების აგება	10
448. დასკვნა	11
449. ც და	11
450. ამოზნექილი სარკე	11
451.	12

თავი 3. სინათლის გადატანა.

452. სნელოუსის კანონი	12
453. გადატეხილი სხივის მიმართულების პოვნა	13
454. სრული შინაგანი არეკვლა	13
455. ბრტყელ-პარალელური ფირფიტა	14
456. შეფარდება	14
457. სხეულის აბსოლუტური გადატენის მაჩვენებელი	15
458. პრიზმა	15
459.	16
460. სპაროექციო ნათურა	16
461. ც და პრიზმის საშუალებით	16
462. უპციურესი გადახრა	17
463. გადატენის მაჩვენებლის განსაზღვრა	17

თავი 4. ღიხპიხიხიხი.

464. სპექტრი	18
465. ნოუტონის ცდები	18
466. ჰელიოსტატი	19
467. ფრაუნჰოფერის (Fraunhofer) ხაზები	19
468.	19
469. დისპერსია	20
470. აქრომტული პრიზმა	20
471. პირდაპირი ხედვის პრიზმა	20
472. სპექტრალური ანალიზი	21

თავი 5. ლინზები.

473. ლინზა	22
474. შემკრები ლინზები	23
475. ლინზის ფორმულა	23
476. ლინზის ფორმულის გამოკვლევა	24
477. ლინზის ოპტიკური ცენტრი	25
478. ლინზისათვის გამოსახულების აგება	25
479. დასკვნა	26
480. ცდები	27
481. სხივების გამშლელი ლინზა	27
482. ლინზის ფორმულის ზოგადი გამოყენება	27
483. მთავარი წერტილები	27
484. სფერული აბერაცია	29
485. კრომატული აბერაცია	29

თავი 6. ოპტიკური იარაღები და თვალი.

486. საპროექციო ნათურა	29
487. კამერა ობსკურა	30
488. თვალი	30
489. თვალში მიღებული გამოსახულების შემზრუნება	31
489a. რელიეფის შეგრძნება. სტერეოსკოპი	31
490. აკომოდაცია	31
491. ხედვის კუთხე და გადიდება	32
492. ლუპა	32
493. ტელესკოპი	33
494. გადიდება	33
495. ხედვის არე	34
496. სიკაშკაშე	34
497. ძაფების უკარედინი	35
498. რთული ოკულარები	35
499. სპექტრომეტრი	36
500. ბუნზენის (Bunson) და კირხჰოფის (Kirchhoff) სპექტრომეტრი	37
501. სარკიანი ტელესკოპი	37
501a. სადღედაშიწო გოგრო; პრიზმატული გოგრო	38
502. გალილეის (Galilei) გოგრო	38
503. მიკროსკოპი	39

თავი 7. ფოტოგრაფია.

504.	40
505.	40
506.	50

	გპ.
507.	40
508. ბუგეს (Bouger) ფოტომეტრი.	40
509. ბენზენის ფოტომეტრი	41
509ა. ლუმერისა (Lummer) და ბროდჰუნის (Brodhun) ფოტომეტრი.	42
510. სინათლის ძალის ერთეული, განათების ერთეული	43

თავი 8. სინათლის შთანთქმა.

511. სინათლის შთანთქმა	43
512. შთანთქმის სპექტრი	43
513. გაეარეარებელი ნაწილების შთანთქმის სპექტრები	44
514. ფრაუნჰოფერის (Fraunhofer) ხაზების წარმოშობა	45
515. სპექტრალური ანალიზი შთანთქმის სპექტრის დახმარებით	45
516. უძრავი ნაწილაკები და ნისლეულები	45
517. სხეულთა ბუნებრივი ფერი	45

თავი 8. სინათლის გომამედება.

518. ფლორესცენცია	46
519. სპექტრალური გამოკვლევა, ულტრასონანი სხივები	46
520. ფოსფორესცენცია	47
521. სინათლის ქიმიური მოქმედება	47
522. აქტიური სხივები	48
523. ფორტრაფიული პროცესი	48
524. ფოტომეკანიკური მეთოდი	48
525. სინათლის სითბობრივი მოქმედება, ინფრაწითელი სხივები	49

თავი 10. სინათლის გავრცელების სიჩქარე.

526. რემერის (Römer) მეთოდი	50
527. ბრადლის (Bradley) მეთოდი. სინათლის აბერაცია	50
528. ფიზოს (Fizeau) მეთოდი	51

თავი 11. სინათლის ტალღური მოძრაობის თეორია.

529.	52
530. ტალღის სიგრძე	52
531. ტალღის ზედაპირი	53
532. ჰიუგენსის (Huygens) პრინციპი	53
533. სინათლის გადატება	53
534. სინათლის ტალღური მოძრაობისა და ნიუტონის გამომდინების თეორია	54
535. დისპერსია	54

თავი 12. სინათლის ინტერფერენცია.

537.	55
538.	55
539. ფრენელის (Fresnel) ცდა	55
540. თხელი ფირფიტების ფერები	56
541. იუნგის თეორია	57
242. ტალღის სიგრძის გაზომვა	58
543. თხელი და სქელი ფირფიტები	58

თავი 18. სინათლის დიფრაქცია.

544. დიფრაქცია ვიწრო კვრიტეში სინათლის გასვლის დროს	59
545. დიფრაქციის თეორია	60
546.	60

547. სხივების სვლათა სხვაობა	60
548. ფრაუნჰოფერის დიფრაქციის თეორია	61
549. სადიფრაქციო მესერი	62
550. დიფრაქცია ერთგვაროვან სინათლეში	63
551. თეორია	63
552. ტალღის სიგრძის გაზომვა	64
553. დიფრაქციული სპექტრები	64
554. პრიზმატული და დიფრაქციული სპექტრების შედარება	64
555. მესერის განშლადობის უნარი	64
555. ^ა სპექტრალური სერიები, სპექტრალური ზანების სტრუქტურა	65
555. ^ბ ანორმალური დისპერსია	66
556. დიფრაქციის მოვლენა მიკროსკოპში; ულტრამიკროსკოპი	67

თავი 14. სინათლის პოლარიზაცია.

557. მალუსის (Malus) ცდა	68
558. ცდის საშუალებით პოლარიზაციის სიბრტყის პოვნა	69
559. სწორხაზოვნად დაპოლარებული და ბუნებრივი სხივი სინათლის ტალღური თეორიის თაღსაზრისით	69
560. ბრუსტერის (Brewster) კანონი	70
561. პოლარიზაცია არეკვლისა და ერთგვარადი გადატების დროს	70

თავი 15. ორჯერადი გადატება.

562. ორჯერადი გადატება	71
563. ჰიუგენსის კონსტრუქცია	71
564. შპატზე სხივის დაცემის კუთხე = 0	72
565. დაცემის სიბრტყე მთავარი კრისტალოგრაფიული ღერძისადმი პერპენდიკულარულია	73
566. შპკრის აჯრომატული პრიზმა	74
567. ოპტიკური ღერძი	74
568. ერთღერძიანი კრისტალები	75
569. ორღერძიანი კრისტალები	75

თავი 16. პოლარიზაცია ორჯერადი გადატების დროს.

570. ორჯერადი გადატების დროს პოლარიზაცია	75
571. ნიკოლის (Nicol) პრიზმა „ნეუ ნიკოლი“	75
572. ტურმალინი	76

თავი 17. ორჯერად გადატების სხეულები ნაპოლარიზაციო აპარატში.

573. საპოლარიზაციო აპარატი	76
574. თაბაშირის თხელი ფირფიტა საპოლარიზაციო აპარატში	77
575. თაბაშირის ფირფიტის თეორია	78
576. სქელი ფირფიტის მოქმედება	80
577. ორჯერადი გადატების შემოწმება საპოლარიზაციო აპარატით	80
578. ისლანდიურ შპატში ჯვარის მოვლენა	80
579. თეორია	81
580. ორღერძიანი კრისტალების ლენისკატები	81

18. პოლარიზაციის სიბრტყის გზუნვა.

581. პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა კვარცხი	82
581. ^ა ფრენელის თეორია	83
582. შპკრში	84
583. ლორანის (Laurent) მკრთალ-ჩრდილიანი შპკრში	84
584. ოპტიკის ისტორიიდან	86

თავი 19. მზის გამოსხივება,

585. აბსოლუტურად შავი სხეული	63
586. მზის მუდმივა	87
587.	87
588. მელონის (Melloni) თერმოემულტიპლიკატორი	88
589.	89
590. მზის სითბური სპექტრი	89

თავი 20. მთიარის ტალღების გამოსხივება და შთანთქმა.

591. გამოსხივება, ნეოთერების გაღვენა	90
592. ტემპერატურის გაღვენა	91
593. ულტრასისანი სხივები	91
594. ინფრაწითელი სხივები; ნარჩენი სხივები (Reststrahlen)	91
594. ^ა შავი სხეულის გამოსხივების კანონები	92
594. ^ბ დოპლერის (Dopler) პრინციპი	93
595. შთანთქმა (აბსორბცია)	93
596. პრევის (Prevot) თეორია	95
597. კირხჰოფის კანონი	95
598. დანაკნები	97

ნაწილი მე-30.

ელექტრობა და მაგნეტიზმი.

თავი 1. ელექტრული ძალები და ელექტრობა.

599. ელექტრული ძალები	98
600. ელექტრობა	98
601. გამტარნი და იზოლატორები	98
602. დადებითი და უარყოფითი ელექტრობა	99
603. ელექტრული ინდუქცია	99
604. ელექტროსკოპი	100
605. დაელექტროვებული სხეულის ელექტროსკოპით შემოწმება	101
606. ელექტრობის მარადისობის კანონი	101
607. შინის ზედაპირზე წყლის კონდენსირებულ აპკით ელექტრობის გატარება	101
608. ელექტროფორი	101
609.	101

თავი 2. კუმონის კანონი.

610. ელექტრული გრეხვითი სასწორი	102
611.	103
612. ელექტრულ ძალთა შეკრება	103
613. კუმონის ძირითადი კანონი. ელექტრობის რაოდენობის ელექტროსტატიკური ერთეული	103
613. ^ა ელექტრული არე. ელექტრული ძალსახები	104
614.	105
615. ელექტრობის სიმკვრივე	106
616. წვეთის მოქმედება	106
617. ხახუნის ელექტრული მანქანა	107
618. ელექტროფორული მანქანა	108

თავი 3. კონდენსატორი და ელექტრული პოტენციალი.

619. ბორცული კონდენსატორი	109
620. ელექტრული პოტენციალი	111
621. თანასწორ პოტენციალთა ზედაპირი	111

622. გამტარის პოტენციალი	112
623. დედამიწის პოტენციალი	112
624. ელექტროტევადობა	113
625. კონდენსატორი; ორმაგი ფენი; ლეიდენის ქილა	113
626. დიელექტრიკული მუდმივი	114
627. ფარადი — მაქსველის თეორია	115

თავი 4. ლეიდენის ძილათა ბატარეის გასლა.

628. ნაერწყლის პოტენციალი	116
629. ლეიდენის ქილის განცლა	117
630. ცდა. საზომი ქილა	117
631. ლეიდენის ქილის განცლის სითბური მოქმედება	118
632. ბატარეის დატვირთვის დროს შესრულებული მუშაობა	119
633. ნაერწყლების სითბო	120
634. ნაერწყლის ხმაური	120
635. ნაერწყლის ხანგრძლივობა, რყეითი განცლა	120
636. ელვა	121
637. შეხამრიდი	121

თავი 5. მუდმივი მაგნეტიზმი და მაგნეტიზმი აბი.

638. მაგნეტის პოლუსები	121
639. მაგნეტის უმცირესი ნაწილის პოლიარობა	122
640. კულონის ძირითადი კანონი	122
641. მაგნეტური არე	122
642. მაგნეტური ძალხაზები	122
643. ნებისმიერი მაგნეტი მაგნეტურ არეში	123
644. მოკლე და ხაზოვან მაგნეტში ლერძის მიმართულებით მოქმედი მაგნეტური ძალა	124
645. დედამიწის მაგნეტიზმი	125
646. დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტები	125
647. მიხრილობის ისარი	126
648. მაგნეტის მაგნეტური ლერძისა და მისი გეომეტრიულ ლერძის შორის კუთხე	127
649. დახრილობის ისარი	128
650. პორიზონტალური შემადგენელის განსახლერა	128
651. რყეის ცდა	128
652. გადახრის ცდა	129
653. პორიზონტალური შემადგენელის აბსოლუტურ ვრთულებში გამოსახება	130
654. პოვანდორფის და გაუსის მეთოდი (სარკის მეთოდი)	130
655. დედამიწა, როგორც მაგნეტი	131
656. დროსთან დაკავშირებით დედამიწის მაგნეტიზმის ელემენტების ცვლებადობა	132

თავი 6. განრთული გალვანური ილემენტები.

657. ტომსონის ელექტრომეტრი	132
658. გალვანური ელემენტი	133
659. ელექტრომათმარავებელი ძალა	133
660. პოტენციალთა იმ სხვაობის გამოთვლა, რომელსაც ელექტრომეტრით ვაკვრდებით	134
661. პირველი და მეორე გვარის გამტარები	135
662. გალვანური ელემენტის განსახლერა	136
663. გალვანური ელემენტების ბატარეა, მიმდევრობითი შეერთება	136
664. პარალელური შეერთება	137
665. არამუდმივი და მუდმივი ელემენტები	137
666. ნორმალური ელემენტები	138

666. კონცენტრაციული ელემენტი	139
667. გალვანური ელემენტების ელექტრომაგნიტური ძალის რიცხვითი მნიშვნელობა	139
668. ვოლტის მოვლენა	139

თავი 7. ჩართული ელემენტები და ომის ქანონი.

669. ჩართული ელემენტები	140
670. ომის კანონი	141
671. ერთგვაროვანი მათემატიკის ბოლოებზე მოქმედებს პოტენციალთა სხვაობა V	141
672. რამოდენიმე გამტარით შედგენილი წრედი	142
673. ომის კანონი ჩართული ელემენტისათვის	143
674. ბატარეის შედგენა	144
675. ომის კანონის ზოიადი გამოთქმა ხაზოვანი გამტარებისათვის	145
676. დედამიწა, როგორც პოლუსების შემაერთებული გამტარი, დედამიწის დენი	145

**თავი 8. ელემენტარული ძალის გასრუება დენის მანძილში
მოქმედების მიხედვით (გალვანომეტრი).**

677. დენის მანძილში მოქმედება	147
678. ბიო-საკანონი	147
679. დენის აბსოლუტური ელექტრომანძილური ერთეული	148
679. მანძილის თეორიის პირველი პრინციპი	149
680. ისრაიანი გალვანომეტრი; ტანგენს-ბუსოლი	149
681. მულტიპლიკატორი	150
682. ვიდემანის სარკიანი გალვანომეტრი	151
683. ტომსონის სარკიანი გალვანომეტრი	152
683. დედამიწის მანძილური არის ცვლილებანი	153
684. ბალისტიკური გალვანომეტრი	153
686. ამპერმეტრი მძლავრი დენებისათვის	153

**თავი 9. წინააღმდეგობის და ელემენტარული ძალის
გასრუება.**

686. წინააღმდეგობის ერთეული; სიმენსის ერთეული, ომი	154
687. რეოსტატი	154
688. ნორმალური ელემენტი და დენის წყარო	155
689. მუნტიანი გალვანომეტრი. დენის განზრთება	155
690. წინააღმდეგობათა შედარება	156
691. პირველგვარი გამტარების ხვედრითი წინააღმდეგობა	158
692. ტემპერატურის გავლენა	158
693. წინააღმდეგობათა წყობილი (რეოსტატები)	159
694. ელექტროლიტების ელექტროგამტარებლობა	160
695. ორი მუდმივი ელემენტის ელექტრომაგნიტური ძალის შედარება	160
696. პოტენდომეტრის საკომპენსაციო მეთოდი	160

თავი 10. ელემენტარული.

697. ელექტროდები	161
698. წყლის დაშლა	161
699. მარილების ელექტროლიზი	162
700.	162
701. გრაფიტის თეორია	163
702. კლავიუსის და არენიუსის თეორია, თავისუფალი იონები	163
702. გიტრონის რიცხვი	164

	83-
703. ელექტროლიზის ის პროდუქტები, რომელთა დაკვირვება მისაწვდომია	165
704. გა დნარი კლოროვანი ლიტრიუმის ელექტროლიზი	165
705. აზოტმევა ვერცხლის წყალხნარი	165
706. გოგირდმევა ნატრიუმის წყალხნარის (Na_2SO_4) ელექტროლიზი პლატინის ელექტროდებს შორის	166
707. დენის ს მკეროვის გაუენა მიღებულ პროდუქტებზე	166
708. ფარადეის პირველი კანონი	167
709. ფარადეის მეორე კანონი	167
710. ეკვივალენტური ტერთი; ელექტრობის ელემენტარული რაოდენობა	167
711. ვოლტამეტრი	168
712. ლითონების დალაქა	168
713. გოგირდის გახვებული ხნარის მოქმედება თუთიაზე	169
714. ტენიკური გამოყენებანი	169

თავი 11. გალვანური კოლარიზაცია.

715. ცდა	170
716. ტყეის ფირფიტები გოგირდის გახვებულ სიმევეში	170
717. პოლარიზებულ დენი გაჩენის მიზეზი	170
718. ტყეის აკუმულატორი	171
719. პლატინის ფირფიტები გოგირდის გახვებულ სიმევეში	171
720. გროუს გახიანი ელემენტი	171
721. პოლარიზაციის გაჩენა	172
722. წყლის დაშლა	172
723. დაუპოლარიზებელი ელექტროდები	173
724. არა მუდმივი და მუდმივი ელემენტები	173
725. დანიელის ელემენტი	173
726. ბუნების ელემენტი	174
727. ლიბანის კალიარული ელექტრომეტრი	174

**თავი 12. ჯოულის კანონი და აბსოლუტური ელემენტრომაგნეტოზ
ერთეულთა სისტემა.**

728. ჯოულის სითბო	126
729. ჯოულის კანონი	176
729.ა სითბური ამპერმეტრი	177
730. ელექტრომაგნეტოზი დალის აბსოლუტური ელექტრომაგნეტური ერთეული	177
731. ვოლტი	177
732. წინააღმდეგობის აბსოლუტური ელექტრომაგნეტური ერთეული	177
733. ომი	178
734. ამპერი	178
735. ინტერნაციონალური ერთეულები ელექტრომეტრიაში	178
736. უატი	178
736.ა ელექტრო კალორიმეტრული მეთოდები	178
737. კულონ, ფარადი, მკრო ფარადი	180
738. სიქარე c, ელექტრობის რაოდენობის ელექტრომაგნეტური და ელექტროსტაიკური ერთეულების შეფარდება	181
739. ენერჯის მარადისობა გალვანურ ელემენტში	181

თავი 13. პელტიეს მოვლენა და თერმომელეტრული დენი.

740. პელტიეს ცდა	182
741. თერმომელეტრული დენი (ხეხეკი, 1821 წ)	183
742. თერმომელეტრული დენი და პელტიეს მოვლენა	183
743. თერმომელეტრული დენი და ბატარეა	184
744. თერმომელეტრული დენია გამოყენება	184

თავი 14. ელექტრომაგნიტური ლითონები, ელექტროლიტები

და გაუმართაობა.

745. ლითონების ელექტრომაგნიტური	83-
746. ელექტროლიტების ელექტრომაგნიტური	185
747. გაუმართაობის ელექტრომაგნიტური	186
748. თეორია. დისოციირებული იონების რეკომბინაცია. გაუმართაობის დენი	188
749. გაუმართაობის ძვრადობის განსაზღვრა	189
750. გაუმართაობის, რეკომბინაციის ცენტრები. გაუმართაობის ტვირთი	190
751. დენის დამოუკიდებელი მოძრაობა	191
752. რეზონანსი	192
753. ნათებითი განცლა	192
754. რაკალური განცლა	193
755. რაკალის სინათლე, რაკალნათურები	195
756. რაკალის სინათლის ეკონომია	196
757. სხვადასხვა ელექტრულ ნახურებში ენერჯის ხარჯი	196

თავი 15. ელექტროდენის მაგნიტური არე და ინდუქციონული მაგნიტიზმი.

758.	198
759. ნებისმიერი შერეული დენი. მაგნიტური დისკი	199
760. სოლენოიდი	200
761. სოლენოიდის შიგნით მაგნიტური არე	200
762. ინდუქციონული მაგნიტიზმი	201
763. ინდუქციონული მაგნიტიზმის ზღვარული სიდიდე	202
764. მაგნიტური ინდუქციის თეორია ვებერის	201
765. რბილი რკინის მაგნიტური ფერადი ფარდანი გალვანომეტრი	201
766. ნარჩენი მაგნიტიზმი	201
767. ნალსებური ელექტრომაგნიტი	202
768. მორხეს აპარატი	203
769. დიამაგნიტური და პარამაგნიტური სხეულები	203
770. ფარადის ცდები	204
771. სინათლის პოლარიზაციის სიბრტყის მაგნიტური ბრუნვა	204
772. ზემანის მოვლენა	205

თავი 16. მაგნიტური არის მემანიკური მოძველება ელექტროდენისა და გაუმართაობა.

773. ელექტროდენი ან გაუმართაობა, ე. წ. დენის მატარებელი, მიმართულია. ძალხაზებისადმი პერპენდიკულარულად	205
774. ელექტრომაგნიტური ძალთა მუშაობა	206
775. ელექტრომაგნიტური ძალთა მუშაობა, გამოხატული გადაკვეთილ ძალხაზების რიცხვით	206
776. ძალხაზებისადმი დახრილი დენიანი გამტარი	206
777. შერეული დენიანი გამტარი	206
778. გალვანომეტრი მბრუნავი კოქით	208
778.ა თსილოგრაფი	209
779. რი პარალელური დენიანი გამტარი	209

თავი 17. ელექტრომაგნიტური ინდუქცია.

780. მაგნიტის ბრუნვა დენის ირგვლივ	210
781. ბარლოუს ბორბალი	210
782. ენერჯის მარადისობის კანონის გამოყენება	211
783. სწორხაზოვანი მათული, რომელიც მოძრაობს მაგნიტურ არეში	211

784. ლენციის კანონი	211
785. ინდუქციური დენის მიმართულება	212
786. ინდუქციური დენის ელექტრომაგნიტური ძალა	212
787. ინდუქცია შეკრულ წრედში. მაქსველის თეორიის მეორე პრინციპი	213
788. სადამამწო ინდუქტორი, დახრილობის გაზომვა	213
789. მაგნეტი, რამელიც მოძრაობს სოლენოიდის შიგნით	214
790. ინდუქციური დენი წრედის ჩართვისა და ამორთვის დროს	215
791. რბილი რკინის ლერა	215
792. ინდუქცია, ინდუქციური ხახები	216
792 ^a . მაგნეტური წრედი	216
793. ბისტერენისი	217
794. ფუკოს დენები	218
795. თეითინდუქცია, თეითინდუქციის კოეფიციენტი	218
795 ^a . რყევითა ტომსონის წრე, ელექტრორყევიანი	219
796. ამორთვის ნაპერწკალი, ზედაძაბულობა	220
797. ავტომატური კამერტონი	220
798. ნეფის ღუზა	221

თავი 18. ინდუქციური დენების გამოსვენება, მუდმივი დენის ტემპიკა.

799. მძლავრი ელექტროდენი ტექნიკურ მიხნებისათვის	221
800. გრამის რგოლი	222
800 ^a . დოლური ღუზა (გეფენერ — ალტენეისა)	223
801. მაგნეტი—ელექტრული მანქანა და დინამომანქანა	224
802. დაძაბულობა მომჭერებთან, მარგი მოჭმელების კოეფიციენტი	224
803. მიმდევრობითი აღზნების, პარალელური აღზნების მანქანები და კომპუნდ მანქანები	225
804. ელექტრული ენერჯის განაწილება	226
805. ორგამტარიანი ან სამგამტარიანი ქსელის სისტემა	227
806. ელექტრომორტორი	228

თავი 19. ცვლადი დენი, ცვლადი დენის ტემპიკა.

807. სინუსოიდალური (ერთბალანის) ცვლადი ძაბვის მოჭმელება კოჭზე, დენის ეფექტიური ძალა, სიმძლავრის ფაქტორი	229
808. ცვლადი დენის ძალის გამოთვლა ვექტორული დიფერენციალის დახმარებით	230
809. ტრეფობის და თეითინდუქციის მიმდევრობითი ჩართვა. ელექტრული რეზონანსი, სარეზონანსო ინდუქტორი	231
810. ცვლადი დენის გასაზომი ზელსაწყოები, ელექტროდინამომეტრი, ვატმეტრი	232
811. ერთფაზიანი ცვლადი დენის გენერატორი	234
812. მრავალფაზიანი დენი, მბრუნავი დენი, მბრუნავი არე	235
813. ცვლადი დენი შეიძლება მიღებულ იქმნას მედოივი დენის მანქანიდანაც	236
814. სინქრონული მორტორი	236
815. არასინქრონული მორტორი	237
816. ტრანსფორმატორები	237
817. ჩართვის და ამორთვის დენი	238
818. საინდუქციო აპარატი	238
819. ვენელტის მჭყეტი	240
820. ცვლადი დენი ტრანსფორმატორი	240
821. სინდიური გამმართველი	241
822. ბელლის ტელეფონი	241
823. მიკროფონი	242
824. ელექტროლიტის წინააღმდეგობის გაზომვა ტელეფონისა და ცვლად დენის დახმარებით (კოლრაუში)	243

თავი 20. ელემენტარული ტალღები.

83.

825. სინათლის ელექტრომაგნიტური თვორია მაქსველისა	244
826. ჰერცის ცდები	244
827. ჰირველადი გამტარი	244
828. ელექტრული მდგარი ტალღები	244
829. შეორადი გამტარი	244
830. ელექტრო-ტალღების გაერცელების სიჩქარის გაზომვა	245
831. ლეხერის დადგმულობა	245
832. ცდები სარკეებით	247
833. კოჰერერი	247
834. ჩრდილის მიღება	248
835. არეკლა	248
836. გადატება	248
837. პოლარიზაცია	248
838. ამ ცდების მნიშვნელობა	249
839. უმათულო ტელეგრაფი	249
840. ელექტრონული მილი	251
840. დიდი სიხშირის მანქანა	253

თავი 21. ელემენტარული კონვემციური ხსივნები, კინემატის ხსივნები, რადიოაქტივობა.

841. კატოდის სხივები	253
842. თვორია	255
843. ხედრითი ტვირთი	256
844. ვაკუუმი კატოდის სხივების გაჩენა	257
845.	257
846. რადიუმის β-სხივები, ელექტრომაგნიტური მასა. ელექტრონები	258
847. ელექტრონის ხედრითი ტვირთი და ზემანის მოვლენა	259
848. კატოდის სხივების შთანთქმა	260
849. კატოდის სხივებისა და გაზის მოლეკულების შორის ურთიერთი მოქმედება, გამოსხივების პოტენციალი, იონიზაციის პოტენციალი	260
849. დადებითი სხივები, ლარული სხივები. შტრაკის მოვლენა, ანოდის სხივები	262
850.	263
850. წყალბადში α-სხივები, წყალბადის α-სხივები	264
851. რენტგენის სხივები (X-სხივები, რენტგენი 1895)	265
852. რენტგენის სხივების ინტერფერენცია და სპექტროსკოპია	267
852. კვანტური ფარდობა, რომელიც ებება რენტგენის სხივების გამოსხივებას	270
853. რადიოაქტივობა	270
854. რადიოაქტიური გარდაქმნანი	272
854. რადიუმში ენერჯიის მარაგი და მის მიერ გამოყოფილი სითბო	
854. იზოტოპები	
855. რადიუმის მძლავრი პრეპარატების შეფასება	
856. ტორიუმი, მეხატორიუმის პრეპარატები	
857. მნათი საღებავები	

თავი 22. ნივთიერების ელემენტარული თეორია.

858. წყალბადის ატომის ბალმერის სერია	
859. ელემენტების პერიოდული სისტემა	
860. ატომური სიხშირენი	
861. რენტგენის სხივების სიხშირენი	
862. დასკვნა	
863. ელექტრონის მკოდნობის ისტორიისათვის	