

ბ.ბალავაძე

ბრავიშეტირის კურსი

მესამე გადამუშავებული და შეესებული
გამოცემა



თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
თბილისი 1996

26.21
528.563
ბ202

ნაშრომში გაშუქებულია ძირითადი საკითხები, რომლებიც საფუძვლად უდევს დედაშიწის, მთვარისა და ზოგიერთი პლანეტის გრავიტაციული ველის, მათი ფორმისა და აგებულების შესწავლას. მოკლელაა გადმოცემული გრავიტაციული ველის გაზომვის დინამიკური, სტატიკური და ვარიომეტრიული მეთოდები, გაზომილ სიდიდეთა დამუშავებისა და ინტერპრეტაციის მეთოდები, დაკვირვებული ველის რეგიონულ და ლოკალურ ველებად გაყოფა და სხვა.

განკუთვნილია უმაღლესი სასწავლებლების ფიზიკისა და გეოლოგიის ფაკულტეტების გეოფიზიკის სპეციალობის სტუდენტებისათვის, აგრეთვე გრავიმეტრიის დარგში მომუშავე პრაქტიკოსი სპეციალისტებისათვის.

რედაქტორი ფიშ-მათ მეცნ დოქტორი კ.ზ. ჭართელიშვილი
რეცენზენტები: ფიშ-მათ მეცნ დოქტორი კ.მ. ჭართელიშვილი და
დოც. ზ.დ. მანგაძე.

© თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 1996

ბ. 1803020000
608 (06) - 96

ISBN 5-511-00602-6

პირველი გამოცემის წინასიტყვაობა

სახელმძღვანელო ძირითადად შედგენილია იმ ლექციების კურსის მიხედვით, რომელსაც ავტორი 1938-1952 წლების განმავლობაში კითხულობდა თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკა-მათემატიკის სპეციალობის IV და V კურსის სტუდენტებისათვის. ლექციები, რასაკვირველია, სათანადოდ იქნა გადამუშავებული და მათ დაემატა ზოგი რამ უახლესი გამოკვლევებიდან.

სახელმძღვანელოს შედგენისას გამოვიყენეთ სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის წევრ-კორესპონდენტის ა.მიხაილოვის, პროფ. ლ.სოროკინის, პროფ. ბ.ანდრეევის, ნ.სამსონოვისა და სხვათა ფუნდამენტური ნაშრომები და ლიტერატურის სიაში დასახელებული სხვა ორიგინალური გამოკვლევები.

ავტორი შეეცადა, რამდენადაც შესაძლებელი იყო, მოკლედ და მკაფიოდ გადმოეცა სახელმძღვანელოში განხილული საკითხები, რათა იგი მისაწევდომი ყოფილიყო არა მარტო გეოფიზიკოსებისათვის, არამედ გეოლოგ-გეოფიზიკოსებისათვისაც.

ხელნაწერი გულდასმით გადაიკითხეს უნივერსიტეტის გეოფიზიკის კათედრის გამგემ პროფ. მ.ნოდიაშვილმა და ასისტენტმა ვ.აბაშიძემ, რისთვისაც მათ გულითად მადლობას მოვახსენებ.

ავტორი მადლობის გრძნობით მიიღებს ყველა იმ შენიშვნას, რომელიც სახელმძღვანელოს შემდგომი გაუმჯობესებისაკენ იქნება მიმართული.

მეორე გამოცემის წინასიტყვაობა

გეოფიზიკური მეთოდები, რომელთაც დიდი მნიშვნელობა აქვს დედამიწის შინაგანი აგებულების, ფორმისა და წიაღისეული საბადოების შესწავლისათვის, სულ უფრო და უფრო მრავალფეროვანი და სრულყოფილი ხდება მეცნიერებისა და ტექნიკის განვითარების საფუძველზე. განსაკუთრებით დიდი როლი შეასრულა გამოთვლის მანქანური მეთოდების დანერგვამ გეოფიზიკაში. მან შესაძლებელი გახადა წინათ ძნელად მიჩნეული ამოცანების გადაწყვეტა და გეოფიზიკის შებრუნებული ამოცანების ოპტიმალურ ამოხსნათა მიღება სხვადასხვა სახის მონაცემების კომპლექსური ანალიზის გზით. გარდა ამისა, მნიშვნელოვნად განვითარდა საეფლე და ლაბორატორიული აპარატურა და დაკვირვების მეთოდები, ფართოდ დაინერგა მოპოვებული მასალის დამუშავების ავტომატური და ნახევრად ავტომატური მეთოდები, შემუშავდა ახალი წარმოდგენები გეოფიზიკური მონაცემების ფიზიკური თუ გეოლოგიური ინტერპრეტაციის შესახებ.

ყოველივე ეს ვრცელდება საძიებო გეოფიზიკის ისეთ დარგზეც, როგორიცაა გრავიმეტრია. ძიების ეს მეთოდი გამოიყენება ხმელეთზე და წყლის აუზებში სხვადასხვა სახის გეოფიზიკურ და გეოლოგიურ ამოცანათა შესასწავლად. სწორედ ამ გარემოებამ მისცა ბიძგი მისი ტექნიკური ბაზისა და კვლევის მეთოდის მკვეთრად განვითარებას.

წინამდებარე სახელმძღვანელოს პირველი გამოცემიდან თხუთმეტი წელი გავიდა. აუცილებელი გახდა მისი გადამუშავება და ხელმეორედ გამოცემა, ვინაიდან თბილისის უნივერსიტეტის გეოგრაფია-გეოლოგიის ფაკულტეტზე გეოფიზიკური სპეციალობის დაარსებასთან დაკავშირებით მნიშვნელოვნად გაიზარდა მოთხოვნილება გრავიმეტრიის სახელმძღვანელოზე.

ავტორი მადლობას უცხადებს თსუ გეოფიზიკური სპეციალობის მეხუთე კურსის სტუდენტს დ.ნ. გველესიანს, რომელმაც აქტიური მონაწილეობა მიიღო წიგნის გადამუშავებასთან დაკავშირებულ სამუშაოში.

მესამე ბაზოცემის წინასიტყვაობა

წინამდებარე სახელმძღვანელო, შესწორებული და შეესებული, ოციოდე წლის წინათ გამოიცა. ამ ხნის განმავლობაში გრავიმეტრიამ, ისე როგორც მთლიანად გეოფიზიკურმა მეცნიერებამ, არსებითი განვითარება განიცადა. ეს გარემოება არ შეიძლებოდა არ ასახულიყო ამ ახალ გამოცემაში, რაც ავტორმა შეასრულა საგნის სასწავლო პროგრამის ფარგლებში. ცვლილებები ძირითადად გამოისახა მოქველებული საკითხების მთლიანად ამოღებაში ან მინიმუმამდე შემცირებაში იმ ანგარიშით, რომ არ გაწყვეტილიყო ძაფი საგნის განვითარების ისტორიისა. სამაგიეროდ, სახელმძღვანელო საგრძნობლად შეივსო ახალი მიღწევების განხილვით, რაც მას მეცნიერების თანამედროვე შინაარს აძლევს.

ავტორი დიდ მალობას უცხადებს ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის გეოფიზიკის კათედრის დოცენტს გრ. მანაგაძეს, სასარგებლო ნამარხთა ძებნა-ძიების გეოფიზიკური მეთოდების კათედრის უფროს მეცნიერ თანამშრომელს ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატს მანანა კაჭახიძეს, რომლებმაც დიდად შეუწყვეს ხელი ამ გამოცემის მომზადებას. განსაკუთრებული მადლიერებით აღვნიშნავენ საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის მეორე კურსის სტუდენტის ალექსანდრე სულაქველიძის დამსახურებას ამ წიგნის აწყობა-დაკაბადონების საქმეში.

უ ნ ს ა ვ ა ლ ი

§1. გრაჰიმეტრიის საბანი

გრაჰიმეტრია გეოფიზიკური მეცნიერების ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი დარგია; იგი ორი სიტყვისაგან წარმოდგება: ლათინურიდან - *gravitas* - სიმძიმე და ბერძნულიდან - *metron* (*μετρεω*) - ზომა, რაც ნიშნავს სიმძიმის ძალის გაზომვას. როგორც ქვემოთ დავინახავთ, სიმძიმის ძალის ელემენტების გაზომვისათვის შექმნილია აპარატურა, რომელიც თავისი სიზუსტის, დაკვირვების ავტომატიზაციისა და ტიპების მიხედვით იმდენად მრავალნაირი და სრულყოფილია, რომ გამოსადეგია დაკვირვებისათვის არა მარტო ხმელეთზე, არამედ ზღვის ფსკერზე, ქაბურღილებში, შახტებში და ჰაერში. ამასთან, დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრების შექმნამ გააფართოვა დედამიწის გრაჰიტაციული ველის გაზომვის შესაძლებლობა.

ყველა ამ საშუალებებით გრაჰიმეტრია იკვლევს დედამიწის მიზიდულობის ველს და მის ანომალიებს, რომელთაც იყენებს დედამიწის ფიგურის დასადგენად, დედამიწის შინაგანი აგებულების, განსაკუთრებით კი ლითონფეროს სტრუქტურის, ვერტიკალური მოძრაობისა და ფიზიკური თვისებების (სიმკვრივის, დრეკადობის) შესასწავლად; დაბოლოს, იგი ფართოდ იყენებს გრაჰიტაციულ ანომალიებს სასარგებლო ნამარხთა და განამარხებული არქეოლოგიური ძეგლების ძებნა-ძიების მიზნით. ამგვარად, გრაჰიმეტრიის კვლევის სფეროში შედის როგორც ლოკალური, ისე რეგიონალური და გლობალური ამოცანები.

ძიების გრაჰიმეტრიული მეთოდის გამოყენების ფიზიკურ საფუძველს წარმოადგენს ქანების სიმკვრივის ცვალებადობა ჰორიზონტული მიმართულებით; რაც უფრო მკვეთრია საპოვნო და მისი გარემომცველი მასების სიმკვრივეთა შორის სხვაობა, მით უფრო მკვეთრად გამოისახება ანომალია და, მაშასადამე, უკეთ მოხერხდება გრაჰიმეტრიის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნა. მაგრამ გრაჰიმეტრიული მეთოდი, ისე როგორც ყველა სხვა გეოფიზიკური მეთოდი, არ იძლევა საშუალებას შებრუნებული ამოცანის ცალსახად ამოხსნისა, რადგან სიმძიმის ძალის ანომალიის ერთ გარკვეულ განაწილებას რაიმე ზედაპირზე ან სიბრტყეზე შეესაბამება დედა-

მიწის ქერქში ანომალური მასების განაწილების მრავალი ვარიანტი. იმისათვის, რომ მივიღოთ ყველაზე ალბათური ამოხსნა გრავიმეტრიის შებრუნებული ამოცანისა, აუცილებელია მივმართოთ კომპლექსურ ანალიზს არსებული გეოლოგიური, სხვა გეოფიზიკური და გეოქიმიური მონაცემების მხედველობაში მიღებით. ასეთი მიდგომა შეუძლარებლად ამაღლებს გეოლოგიური ამოცანის გადაწყვეტის ეფექტურობასა და საიმედოობას.

§2. გრავიმეტრიის განვითარების მოკლე ისტორიული მიმოხილვა

თანამედროვე გრავიმეტრიული მეთოდის ჩამოყალიბების დასაწყისად შეიძლება ჩაითვალოს XVII საუკუნის პირველი ნახევარი, როცა გალილეო გალილეიმ 1638 წ. აღმოაჩინა სხეულის თავისუფლად ვარდნის კანონი და შექმნა სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრის ყველაზე ბუნებრივი მეთოდი. ეს მეთოდი ახლაც ყურადღების ცენტრშია და უკანასკნელ პერიოდში იმდენად დამუშავდა მისი ტექნიკური მხარე, რომ საშუალებას იძლევა სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობის დიდი სიზუსტით გაზომვისა.

უფრო მოგვიანებით პოლანდიელმა მეცნიერმა ჰიუგენსმა (1673 წ.) დაამუშავა მათემატიკური საქანის თეორია და მოგვცა დამოკიდებულება საქანის სიგრძესა და რხევის პერიოდს შორის; მანვე განიხილა აგრეთვე ფიზიკური საქანის თეორია, რომელიც შემდეგში საბოლოოდ ჩამოაყალიბეს შვეიცარიელმა მეცნიერებმა იაკობიუნე და დანიელ ბერნულებმა (1691-1726 წწ.). აღსანიშნავია, რომ ფიზიკური საქანი ძალზე მოხერხებული აღმოჩნდა სიმძიმის ძალის აბსოლუტური და ფარდობითი მნიშვნელობის გასაზომად.

გენიალურმა ისააკ ნიუტონმა კეპლერის კანონების განზოგადოების საფუძველზე 1686 წ. ჩამოაყალიბა მსოფლიო მიზიდულობის კანონი, რომელიც იქცა ქვაკუთხედად მომავალი გრავიმეტრიული მეთოდისა. ნიუტონმა პირველმა გამოიყენა ეს კანონი დედამიწის ფიგურის განსაზღვრისათვის და ამით საფუძველი ჩაუყარა, განსხვავებით გეოდეზიური (გეომეტრიული) მეთოდისა, დედამიწის ფიგურის შესწავლის პრინციპულად ახალ (ფიზიკურ) მეთოდს, რომელიც დედამიწის ფიგურის თეორიის სახელწოდებითაა ცნობილი. მანვე, გამომდინარე იმავე კანონიდან, გამოთქვა აზრი დედამიწის ზელოვანი თანამგზავრის შექმნის შესაძლებლობის შესახებ და სათანადო გაანგარიშებებიც ჩაატარა. გარდა ამისა, ახსნა მიმოქცევითი მოვლენების ფიზიკური არსი და შექმნა სათანადო სტატიკური თეო-

რია.

ამ პერიოდიდან მოყოლებული, განსაკუთრებული ყურადღება მიეცა დედამიწის ფიგურის თეორიის პრობლემის დამუშავებას (კლერო, სტოქსი, პუანკარე, ლიპუნოვი, ვენინგ მენინსი, მოლოდენსკი), რასაც ხელს უწყობდა კვლევის მათემატიკური მეთოდების განვითარება, კერძოდ, პოტენციალის თეორიის შექმნა (ლაგრანჟი, ლეჟანდრე, ლაპლასი, გრინი, გაუსი, ლამე, დირიხლე, ნეიმანი). კლასიკური გამოკვლევები დედამიწის ფიგურის თეორიაში ეკუთვნის ფრანგ მათემატიკოს კლეროს, რომელმაც 1743 წ. მოგვცა დამოკიდებულება სიმძიმის ძალასა და გეოგრაფიულ განედს შორის, ერთი მხრივ, და დედამიწის კუმშვისა და სიმძიმის ძალის ფარდობით სიქარბეს შორის პოლუსზე ეკვატორთან შედარებით, მეორე მხრივ.

კლეროს თეორემისა და გაზომილი სიმძიმის ძალის მნიშვნელობათა საფუძველზე ჰელმერტმა 1884 წ. გამოიყენა ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულა და გამოიანგარიშა დედამიწის კუმშვა. ეს ფორმულა ჰელმერტმა (1901-1909 წწ.) დააზუსტა და იგი დღესაც ხმარებაშია. აღსანიშნავია, რომ სხვა გამოჩენილმა მეცლევრებმაც (პიცეტი, სომილიანი, მინეო, ეონგოლოვიჩი და სხვ.) მოგვცეს ნორმალური სიმძიმის ძალის სააგარიშო ფორმულა, დამყარებული მრავალათას განაზომთა გამოყენებაზე, მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ჰელმერტის ფორმულა უკეთ ასახავს სინამდვილეს.

ნიუტონის ფორმულაში შემავალი გრავიტაციული მუდმივა პირველად განსაზღვრა ინგლისელმა მეცნიერმა კავენდიშმა, რისთვისაც გამოიყენა კულონის გრებიითი სასწორი. მანვე განსაზღვრა დედამიწის საშუალო სიმკვრივე და მასა.

ფრანგმა მეცნიერებმა ბუგემ და ლაკონდამინმა 1740 წელს შეამჩნიეს, რომ მთის მახლობლად გაზომილი შეეული ხაზის გადახრის სიდიდე ნაკლებია თეორიულად გამოთვლილზე და გამოთქვეს მოსაზრება, რომ მთის ქვეშ ქერტი ნაკლებ მკერივია, ვიდრე მოსაზღვრე დაბლობის ქვეშ. ასიოდე წლის შემდეგ მგივე მოვლენა შეამჩნიეს ინდოეთშიც ჰიმალაის მთების მახლობლად, რომლის ასახსნელად პრატმა და ერიმ ანალოგიური მოსაზრების საფუძველზე ერთმანეთისგან დამოუკიდებლად წამოაყენეს თეორია დედამიწის ქერტის აგებულების შესახებ; შემდეგში მას იზოსტაზიის ანუ ქერტის წონასწორობის თეორია უწოდეს.

XVIII საუკუნის ოცდაათიანი წლებიდან იწყებს განვითარებას სიმძიმის ძალის განსაზღვრის აბსოლუტური (ლაკონდამინი, ბორდა, კასინი, კეტერი, ბესელი, რეფსოლდი) და ფარდობითი (პაროტი, შტერნეი, შტუკრატი, ვენინგ მენინსი, სოროკინი, ფედინსკი) საქანიათი მეთოდები. სიმძიმის ძალის პირველი გაზომვები საქანიათი აპარატებით რუსეთში ჩაატარეს ადმირალმა ფ. ლიტკემ,

პიღროგრადმა მ. რეინიკემ, პროფესორებმა: ფ. პარტმა, ბ. შვეიცერ-მა, ი. სტენნიკიმ, ფ. სლუდსკიმ და სხვებმა.

მეოცე საუკუნის სამოციანი წლებიდან მოყოლებული საქანიათი ხელსაწყოების კლასი მნიშვნელოვნად ამარცხდა: გაუმჯობესდა დაკვირვების ტექნიკა და მასალების დამუშავების მეთოდთა, რამაც რამდენჯერმე გაზარდა სიმძიმის ძალის აბსოლუტური და ფარდობითი გაზომვების სიზუსტე. ასეთი აპარატურა დამზადდა ყოფილ საბჭოთა კავშირში (ბულანგე, ხეიფეცი), ამერიკაში (მენდენჰალი), კანადაში (დომინიონის ობსერვატორია), საფრანგეთში (ტულინი), ინგლისში, იაპონიაში და სხვაგან.

ბევრად უფრო ეკონომიური და მარტივია სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრის სტატიკური მეთოდი. მისი მამამთავარი იყო გამოჩენილი რუსი მეცნიერი მ. ლომონოსოვი, რომელმაც XVIII ს. შუა წლებში გამოიგონა დიფერენციალური ბარომეტრი (სინდი-ყიან-აირიანი გრავიმეტრი) და გამოიყენა იგი სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაციის შესასწავლად.

XX საუკუნის დასაწყისში გერმანელმა მეცნიერმა ჰეკერმა ბარომეტრული მეთოდით ჩაატარა გაზომვები ზღვებზე (მათ შორის შავ ზღვაზე), რომლითაც დასაბამი მიეცა აკვატორიუმების გრავიტაციული ველების შესწავლას.

სტატიკურ მეთოდს წილად ხედა სწრაფი განვითარება; შეიქმნა სხვადასხვა სახის პორტატული სტატიკური გრავიმეტრები: პალ-კის, გრაფის, ისინგის, პოლიდენის, ნორგარდის, მოლოდენსკის, ბულანგეს, ჩრდილო ამერიკის, მოტსმირის, უორდენის, შარპის, ლაკოსტას და სხვათა, რომლებიც ხმელეთზე, ზღვის ფსკერზე, კაბურ-ლილეში, შახტებსა და ჰაერში დაკვირვებისათვის გამოიყენება.

გასული საუკუნის ბოლოს უნგრელმა ფიზიკოსმა როლანდ ეტცეშმა დაამუშავა გრავიტაციული ვარიომეტრის თეორია, აპარატურა, დაკვირვების მეთოდთა და მონაცემების გეოლოგიური და გეოდენზიური ინტერპრეტაციის თეორიული საფუძვლები. ამ მეთოდის მნიშვნელობა იმაში მდგომარეობს, რომ იგი იძლევა საშუალებას მიზიდულობის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების გაზომვისა. ეს სიდიდეები ფრიად ეფექტურად გამოიყენება გეოლოგიური ძიებისათვის და ამიტომ შემდეგში მის განვითარებაში მრავალ მეცნიერს მიუძღვის წვლილი; სახელდობრ: შვეიდარს, ნიკიფოროვს, ნუმეროვს, სადოვსკის, იუნგს, უსპენსკის და სხვ.

XX საუკუნის 20-იანი წლებიდან მკვეთრად გაფართოვდა გრავიმეტრიული მეთოდით გეოლოგიური ამოცანების გადაჭრის პერსპექტივა და, ამასთან დაკავშირებით, დამუშავდა მიზიდულობის პოტენციალის პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანები სიმძიმის, ძალის ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციის მიზნით.

ორმოციანი წლებიდან მოყოლებული პაღალი სიზუსტის და დიდი წარმადობის მქონე პორტატულმა გრაფიმეტრებმა არსებითად შეამცირეს საქანიანი აპარატების როლი ხმელეთზე და ზღვაზე და გრაფიტაციული ვარიომეტრების გამოყენების სფეროდ შემოიფარგლა მცირე ზომის სხეულების ძებნა-ძიებით. ამჟამად მაღალი კლასის საქანიან აპარატებს იყენებენ საყრდენი პუნქტების გაიშვიათებული ქსელის შესაქმნელად.

პირველი მსოფლიო ომის შემდეგ გრაფიმეტრიული სამუშაოები უფრო მიზანდასახული გახდა, რომელსაც ორი ძირითადი მიმართულება ახასიათებდა: 1. გეოდენზიური - დედამიწის ფიგურისა და მისი კუმშვის სიდიდის განსაზღვრა; 2. გეოლოგიური - დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლა, გეოტექტონიკური დარაიონება, სასარგებლო ნამარხთა ძებნა-ძიება და სხვა.

1932 წელს ყოფილ საბჭოთა კავშირის ტერიტორიაზე დაიწყო ზოგადი გრაფიმეტრიული აგეგმვა საქანიანი აპარატებით (1 პუნქტი 1000 კვ. კმ). ამავე პერიოდიდან მოყოლებული გრაფიმეტრიული გაზომვები შიგა და გარე ზღვებზედაც დაიწყო. განსაკუთრებული დამსახურება ამ საქმეში მიუძღვით აკადემიკოსებს: ი. გუბკინს, პ. ლაზარევს, ო. შმიდტს, ა. არხანგელსკის და ა. მიხაილოვს, აკადემიის წევრ-კორესპონდენტებს პ. ნიკიფოროვს და ვ. ფედინსკის, პროფესორებს ბ. ნუშეოვს, ლ. სოროკინს და სხვებს.

შემდგომში მზარდი ტემპით წარიმართა ცალკეული რეგიონების დეტალური გრაფიმეტრიული აგეგმვა და ამ მონაცემების საფუძველზე მრავალი საყურადღებო მეთოდური და გეოლოგიური გამოკვლევები ჩატარდა, რომლებიც ეძღვნებოდა დედამიწის ქერქი-ა და ზედა მანტიის აგებულების შესწავლას (ვ. ფედინსკი, ბ. ანდრეევი, ე. ფოტიადი, ს. სუბოტინი, ბ. ბალავაძე, რ. დემენიკაია, ა. ბორი-სოვი, ა. ჩეკუნოვი, ვ. სტაროსტენკო და სხვ.). პარალელურად მიმდინარეობდა ფრიად მნიშვნელოვანი თეორიული და გამოთვლითი სამუშაოები გრაფიმეტრიული მონაცემებით გეოიდის ფორმის დასადგენად (მ. მოლოდენსკი, ი. კაზანსკი, ვ. ერემეევი, ნ. მაღკინი, ს. ევსეევი, ე. მუდრეცოვა, ნ. გრუშინსკი და სხვა).

მიმდინარე საუკუნის სამოციანი წლებიდან მოყოლებული ინტენსიურად წარიმართა გამოკვლევები გრაფიტაციული ველის ტრანსფორმაციისა და ოდენობითი ინტერპრეტაციის მიზნით მანქანური ხერხების დამუშავება-გამოყენებით (ვოლოდარსკი, გ. კარატაევი, ვ. სტრახოვი, მ. ალექსიძე, კ.მ. ქართველიშვილი, ე. ბულაბი და სხვ.). ერთი მხრივ, და მაღალი სიზუსტის სხვადასხვა დანიშნულების გრაფიმეტრიული აპარატურის შექმნის მიზნით, მეორე მხრივ (კ. ვესელოვი, ვ. ფედინსკი, ი. ბულანეე და სხვ.).

დედამიწის ბელოენური თანამგზავრების შექმნასთან დაკავში-

რებით წარმოიშვა დიდი შესაძლებლობა დედამიწის გლობალური გრავიტაციული კელის შესწავლისა. ამ მონაცემებს დიდი მნიშვნელობა აქვს გეოიდის ფორმისა და დედამიწის შინაგანი აგებულების დადგენისათვის.

ამგვარად, გრავიმეტრიას ენიჭება უმნიშვნელოვანესი როლი უმაღლესი გეოდეზიის და გეოლოგიის პრობლემების შესწავლის საქმეში. გარდა ამისა, საკუთრივ გრავიმეტრიის დარგში მიმდინარე ინტენსიური მუშაობა რეალურს ხდის ახალი აღმოჩენების პერსპექტივებს.

გრავიმეტრიის განვითარება საქართველოში, თბილისი წარმოადგენს ერთ-ერთ უძველეს გეოფიზიკურ ცენტრს მსოფლიოში. 1844 წელს აქ დაარსდა ფიზიკური (1926 წლიდან-გეოფიზიკური) ობსერვატორია, სადაც თავდაპირველად ორგანიზებულ იქნა მაგნიტური და მეტეოროლოგიური დაკვირვებები. გარდა ამისა, სპორადულად მიმდინარეობდა დაკვირვებები სხვა გეოფიზიკურ ელემენტებზეც. მაგალითად, 1829-1833 წწ. ფ. პაროტმა პირველად გაზომა საქართველოში სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა საქანიანის აპარატი. 1879-1893 წწ. ი. სტეზნიცკიმ და პ. კულბერგმა რეფსოლდის საქანიანი ხელსაწყოს საშუალებით ჩატარეს სიმძიმის ძალის აბსოლუტური გაზომვები ელადიკავკაში, ბათუმში, გუდაურსა და დუშეთში და განსაზღვრეს შვეული ხაზის გადახრა თბილისი-ელადიკავკავის მიმართულებაზე. ი. სტეზნიცკიმ გამოიყენა ეს მონაცემები კავკასიონის ამ გადაკვეთაზე დედამიწის ქერქის აგებულების შესახებ წარმოდგენის შესამუშავებლად, რაც დღემდე ძალაშია.

XX საუკუნის დასაწყისიდან სიმძიმის ძალის თვარდობითი გაზომვები საქართველოში შტერნეის ტიპის საქანიანი ხელსაწყობით წარმოებდა. საყრდენ პუნქტად კავკასიის რეგიონისათვის შერჩეულ იქნა თბილისის ფიზიკური ობსერვატორიის ახლად დაარსებული (1899წ.) სეისმოლოგიური განყოფილების სარდაფი. ეს პუნქტი, რომელიც დღემდე შემონახულია, დაკავშირებულია პოტსდამის საერთაშორისო საყრდენ პუნქტთან ერთხელ უშუალოდ და მრავალჯერ პულკოვოს, მოსკოვის, პოლტავის და ყაზანის ძირითადი საყრდენი პუნქტების მეშვეობით. პროფ. პარიისკიმ 1949 წ. ეს გაზომვები გაათანაბრა უმცირესი კვადრატების ხერხით და დაადგინა თბილისის პუნქტში სიმძიმის ძალის ყველაზე ალბათური მნიშვნელობა პოტსდამის მიმართ.

საქართველოში გრავიმეტრიულ გაზომვებს სისტემატური ხასიათი მიეცა ოცდაათიანი წლების დასაწყისიდან და მან სახელმწიფოებრივი მნიშვნელობა მოიპოვა. თავდაპირველად ამ საქმეში ჩაება მოსკოვისა და ლენინგრადის ასტრონომიული, გეოდეზიური და გეო-

ფიზიკური ორგანიზაციები. საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის გეოფიზიკის ინსტიტუტი, რომელიც დაარსდა 1933 წელს სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის საქართველოს ფილიალის სისტემაში, მონაწილეობდა საქართველოს ტერიტორიის გრავიმეტრიულ აგეგმვაში 1935 წლიდან (ნ. პარიისკი, ი. ბულანე, მ. აბაქელია და ვ. ჯიქია). ამ სახის ძველი და ახალი მონაცემების საფუძველზე შედგა საქართველოს და კავკასიის გრავიმეტრიული რუკები, რომლებიც გამოყენებულ იქნა გეოლოგიური და გეოდეზიური პრობლემების შესასწავლად.

1934 წლიდან იწყებს განვითარებას ვარიაციული გრავიმეტრია სასარგებლო ნამარხთა (ნავთობის, ნახშირის) ძებნა-ძიების მიზნით. ამ გამოკვლევებს თან სდევდა სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანების ამოხსნა, მეთოდური საკითხების დამუშავება და სხვა (ბ. ბალავაძე, ვ. ჯიქია).

გრავიმეტრების პრაქტიკაში დანერგვამ კიდევ უფრო გააფართოვა ექსპერიმენტული და თეორიული გამოკვლევები. გრავიმეტრიულმა აგეგმვამ მოიცვა მთელი კავკასია და შავი ზღვის აქვანტორიუმი. ამ მონაცემებით შედგენილი რუკების საფუძველზე ჩატარდა დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლა ხსენებულ რეგიონზე და დამუშავდა სიმძიმის ძალის ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციის მეთოდი (ბ. ბალავაძე, გ. შენგელაია, კ.მ. ქართველიშვილი, ვ. აბაშიძე, პ. შინდელი).

დიდი ყურადღება დაეთმო სიმძიმის ძალის ანომალიის სიმაღლეზე გადათვლასა და პოტენციალის მაღალი რიგის წარმოებულების გამოთვლას, რასაც მნიშვნელოვნად შეუწყო ხელი საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის გამოთვლითი მათემატიკის ინსტიტუტის დაინტერესებამაც აღნიშნული პრობლემით (მ. ალექსიძე, კ.მ. ქართველიშვილი, პ. შინდელი და სხვა).

სამოციანი წლებიდან გეოფიზიკის ინსტიტუტში, საფუძველი ჩაეყარა სიმძიმის ძალის პერიოდული და საუკუნოვანი ვარიაციების შესწავლას (ბ. ბალავაძე, კ. ზ. ქართველიშვილი, ვ. აბაშიძე). დედამიწის შინაგანი აგებულებისა და ქერქის ვერტიკალური მოძრაობის გამოკვლევის ამ მიმართულებებს კარგი სამეცნიერო ბაზამიწის ქვეშა ლაბორატორია-გააჩნია, რომელიც ერთხანს წარმოადგენდა ყოფილი დემოკრატიული ქვეყნების საერთაშორისო ცენტრს დახრისმზომთა მონაცემების უნიფიკაციის დარგში. ამ მეთოდებით აგრეთვე ფართოდ შეისწავლება დედამიწის ქერქის თანამედროვე მოძრაობა ენგურაჟისის კაშხლის მშენებლობის რაიონში, რასაც დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს წყალსაცავის უშიშარი ექსპლოატაციისათვის.

ძიების გრაფიკული მეთოდი წარმატებით გამოიყენება აგრეთვე "საქნავთობგეოფიზიკის" ტრესტის და გეოლოგიური სამმართველოს გეოფიზიკური ექსპედიციის მიერ, რომელთა მიზანია სასარგებლო ნაპარხთა ძებნა-ძიება. გრაფიკური დარგში კადრებს ამზადებს თსუ ფიზიკის ფაკულტეტის გეოფიზიკის კათედრა და გეოგრაფია-გეოლოგიის ფაკულტეტის ძიების გეოფიზიკური მეთოდების კათედრა.

ბრავიტაციული ველის თეორიული საფუძვლები

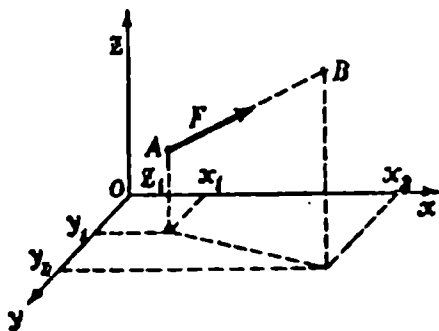
§8. მიზიდულობის ძალა და მისი პოტენციალი

ვთქვათ, ერთმანეთისაგან r მანძილით დაშორებულ $A(x,y,z)$ და $B(\xi,\eta,\zeta)$ წერტილებში სათანადოდ მოთავსებულია m_1 და m_2 მასები (ნახ.1). მაშინ მათ შორის მიზიდულობის F ძალა, თანახმად ნიუტონის კანონისა, ტოლია

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1.1)$$

სადაც f პროპორციულობის კოეფიციენტია, რომელსაც გრავიტაციული მუდმივა ეწოდება. (1.1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ

f წარმოადგენს ძალას, რომლითაც იზიდავს ერთმანეთს ორი თითო გრამი მასის მქონე სხეული, დაშორებული ერთმანეთისაგან 1 სანტიმეტრით. მრავალი ფუნდამენტური განსაზღვრის შედეგად დადგენილია, რომ f -ის რიცხვითი მნიშვნელობა, რომელიც არაა დამოკიდებული მიმზიდველი სხეულის მასაზე და ნივთიერებაზე, უდრის $66.7 \cdot 10^{-10}$ დინს; მისი



ნახ. 1.

ორ სხეულს შორის მიზიდულობის ძალა

(1.1) ფორმულა სამართლიანია არა მარტო წერტილოვანი მასის შემთხვევაში, არამედ მაშინაც, როცა მიმზიდველი მასები ერთგვაროვანი სფეროს ან ერთგვაროვანი კონცენტრული ფენების სახითაა წარმოდგენილი. ამასთანავე შეენიშნავთ, რომ მისი გამოყენება მაშინაც იძლევა პრაქტიკულად დამაკმაყოფილებელ შედეგს, როცა m_1 და m_2 არაერთგვაროვანი სხეულებია, მაგრამ მანძილი

განზომილებაა $C^{\frac{1}{2}} G^{-1} S^{-2}$.

მათ შორის საგრძნობლად დიდია.

ჩვეულებრივად, მიმზიდველი მასები გარემოცულია სხვა მასებით და ამიტომ გრავიმეტრიაში განიხილავენ ე.წ. კარბ მასას ან მასის დეფექტს, რომელიც წარმოადგენს მიმზიდველ და გარემომცველ მასათა სხვაობას. მაგალითად, თუ (1.1) ფორმულაში შემავალი m_1 და m_2 მასების სიმკვრივეა σ_1 და σ_2 და მოცულობა შესაბამისად v_1 და v_2 , ხოლო გარემომცველი მასის სიმკვრივეა σ_0 , მაშინ კარბი მასა (ან მასის დეფექტი) შემდეგნაირად გამოისახება:

$$\Delta m_1 = (\sigma_1 - \sigma_0) v_1 \quad \text{და} \quad \Delta m_2 = (\sigma_2 - \sigma_0) v_2.$$

$\sigma_1 - \sigma_0$ სხვაობას კარბი სიმკვრივე ეწოდება. იმისდა მიხედვით, თუ როგორ გარემოშია მოთავსებული მისაზიდი სხეული, ამ სხვაობას შეიძლება ექნეს დადებითი ან უარყოფითი ნიშანი. რასაკვირველია, უარყოფით სიმკვრივეს არავითარი ფიზიკური შინაარსი არა აქვს; იგი გამოსახავს მხოლოდ იმ ფაქტს, რომ ჩვენთვის საინტერესო მასის - მიმზიდველი მასის - სიმკვრივე ნაკლებია შემცველი მასის სიმკვრივეზე, ე.ი. ადგილი აქვს მიმზიდველი მასის დეფექტს.

თუ m_1 და m_2 მასები კონცენტრირებულია შესაბამისად A და B წერტილებში, მაშინ მათ შორის მიზიდულობის F ძალა მიმართული იქნება AB -ის გასწვრივ; იგი შეიძლება განხილულ იქნეს როგორც ვექტორი, რადგან მას, როგორც ძალას, ახასიათებს სიდიდე და მიმართულება (ნახ.1). ერთობლიობა მიზიდულობის ძალებისა, რომლებიც სივრცეში გამოვლინდება, კმნის მიზიდულობის ველს.

ვთქვათ, (1.1) ფორმულაში $m_1=1$ და $m_2=m$. ამ დაშვებას, როგორც ფიზიკიდან ცნობილია, მიეყვარათ მიზიდულობის ველის დაძაბულობის ცნებამდე. ამგვარად, გვექნება:

$$g = f \frac{m}{r^2}, \quad (1.2)$$

სადაც g მიზიდულობის ველის დაძაბულობაა და რიცხობრივად უდრის ძალას, რომლითაც m მასა მიზიდდავს მისგან r მანძილით დაშორებული ველის მოცემულ წერტილში მოთავსებულ ერთეულოვან მასას.

(1.1) და (1.2) ფორმულების ურთიერთშედარებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$g = \frac{F}{m_1}, \quad (1.3)$$

რაც გამოისახავს ნიუტონის მეორე კანონს; ძალა (F) გაყოფილი მასაზე (m_1) უდრის აჩქარებას (g), რომელსაც შეიძენს მიზიდულობის ზეგავლენით სივარცელში თავისუფლად ვარდნილი მასა. ცხადია, ველის დაძაბულობაც აგრეთვე ვექტორია, რომელიც მიზიდულობის ძალის ვექტორის მიმართულებას ემთხვევა. ზემოთ თქმული უფლებას გვაძლევს გავაიგივოთ მიზიდულობის ველის დაძაბულობა აჩქარებასთან და შემდეგში (1.2) ფორმულის მარცხენა ნაწილში მუდამ ვიგულისხმობთ აჩქარება.

სიმძიმის ძალის დაძაბულობის განზომილება CGS სისტემაში, გამომდინარე (1.2) ფორმულიდან, იქნება $C^1 S^{-2}$. ამგვარად, მას აქვს იგივე განზომილება, რაც სიმძიმის ძალის აჩქარებას. ამ უკანასკნელის ერთეულად CGS სისტემაში მიღებულია გალი. ეს სახელწოდება მას მიეცა გალილეის პატივსაცემად. რომელმაც პირველმა გაზომა სიმძიმის ძალის აჩქარება.

გალი არის აჩქარება, რომელსაც მიანიჭებს ერთ გრამ მასას ერთი დინი ძალა. პრაქტიკაში ხმარებებსათვის უფრო მოსახერხებელია გალის მეთათსედი ნაწილი ($1 \cdot 10$ გალი), რომელსაც მიიღიგალი ეწოდება. უკანასკნელ დროს სიმძიმის ძალის გაზომვის სიზუსტე იმდენად გაიზარდა, რომ საჭირო გახდა მიკროგალის ($1 \cdot 10$ გალი) ცნების შემოღებაც.

დავუშვათ, რომ $A(x, y, z)$ წერტილში მოთავსებულია ერთეულოვანი მასა, ხოლო $B(\xi, \eta, \zeta)$ - ში ველის შემქმნელი წერტილოვანი მასა; მაშინ აჩქარების მდგენელები (x, y, z) სწორკუთხოვანი კოორდინატთა სისტემის მიმართ ასე დაიწერება:

$$\left. \begin{aligned} g_x &= g \cos(g, x) = f \frac{m}{r^2} \cos(g, x), \\ g_y &= g \cos(g, y) = f \frac{m}{r^2} \cos(g, y), \\ g_z &= g \cos(g, z) = f \frac{m}{r^2} \cos(g, z), \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

ანალიზური გეომეტრიიდან ცნობილია, რომ მიმართულების კოსინუსები ამ შემთხვევაში შემდეგნაირად გამოისახება:

¹ ერთგვაროვანი სფერული და ერთგვაროვანი კონცენტრული ფენებისაგან შემდგარი მასები მუდამ შეგვიძლია შევცვალოთ მათ ცენტრში კონცენტრირებული წერტილოვანი მასით და ამიტომ ისინი სპეცილურ განხილვას არ მოითხოვენ.

$$\left. \begin{aligned} \cos(g, x) &= \frac{\xi - x}{r} \\ \cos(g, y) &= \frac{\eta - y}{r} \\ \cos(g, z) &= \frac{\zeta - z}{r} \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

სადაც $r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}$

(1.2) და (1.5) გათვალისწინებით (1.4) ასე გადაიწერება:

$$\left. \begin{aligned} g_x &= fm \frac{\xi - x}{r} \\ g_y &= fm \frac{\eta - y}{r} \\ g_z &= fm \frac{\zeta - z}{r} \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

ხოლო g -ს აბსოლუტური სიდიდე ტოლი იქნება გამოსახულებისა

$$|g| = \sqrt{g_x^2 + g_y^2 + g_z^2}$$

პრაქტიკაში, ჩვეულებრივად, საკმე გვაქვს მასების არაერთგვაროვან განაწილებასთან უწყესო ფორმის ν მოცულობაში. ამ შემთხვევაში არაერთგვაროვანი სხეულის, მიზიდულობის ახსნისათვის r და σ სიდიდეები შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ მხოლოდ ცალკეული ელემენტარული ნაწილაკებისათვის, რომლებიც მოცემულ სხეულს შეადგენენ. დავუთ ეს სხეული Δm_i მცირე ერთგვაროვან მასებად, რომლებიც დაშორებული იქნებიან ერთეული მისაზიდის მასისაგან r_i მანძილთ (ნახ.2). მაშინ, თანახმად (1.2) ფორმულისა, თითოეული ასეთი ელემენტარული მასისათვის ველის დაძაბულობა იქნება

$$\Delta g_i = f \frac{\Delta m_i}{r_i^2} = f \sigma \frac{\Delta \nu_i}{r_i^2}$$

ხოლო g დაძაბულობა, რომელსაც მთელი მასა იწვევს, წარმოგიდგება ქამის სახით

$$g = f \sum_{i=1}^n \sigma_i \frac{\Delta v_i}{r_i^2}$$

ზღვარში, როცა $n \rightarrow \infty$ მივიღებთ:

$$g = f \int_V \sigma \frac{dv}{r^2} \quad (1.7)$$

ანალოგიური მსჯელობით (1.6) ფორმულებიდან მივიღებთ:

$$g_x = f \int_V \sigma \frac{\xi - x}{r^3} dv,$$

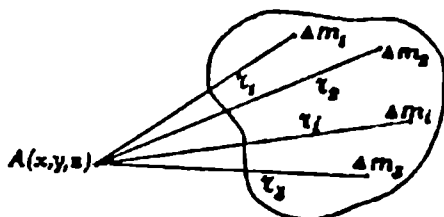
$$g_y = f \int_V \sigma \frac{\eta - y}{r^3} dv,$$

$$g_z = f \int_V \sigma \frac{\zeta - z}{r^3} dv,$$

სადაც $dv = d\xi d\eta d\zeta$ და $\sigma = \sigma(\xi, \eta, \zeta)$.

ეს ინტეგრალები შეიძლება ამოხსნილ იქნეს, თუ ცნობილია მიმზიდველი სხეულის ზედაპირის სახე და სიმკვრივის ცვალებადობა სხეულის შიგნით. ჩვეულებრივად კი, როგორც ქვემოთ დავინახავთ, განიხილავენ მარტივი ფორმის გეომეტრიულ სხეულებს, რომელთა სიმკვრივე მუდმივია ან იცვლება გარკვეული მარტივი კანონით.

ლაგრანჟემ 1773 წელს აღმოაჩინა მეტად მნიშვნელოვანი თვისება, რომლითაც ხასიათდება მიზიდულობის ველის დაძაბულობა. კერძოდ, არსებობს ისეთი $U(x, y, z)$ პარმონიული ფუნქცია, რომლის პირველი რიგის წარმოებულები x , y და z -ის მიმართ სათანადოდ ეტოლება g_x , g_y



ნახ. 2.

არაერთგვაროვანი სხეულის მიზიდულობის ახსნა

და g_x სიდიდეებს. ასეთი ფუნქცია, რომელსაც გაუსმა პოტენციალის ფუნქცია ან, უბრალოდ, პოტენციალი უწოდა, "ჩიუტონისეული მიზიდულობის შემთხვევაში შემდეგი სახისაა:

$$U(x, y, z) = f - \frac{m}{r}$$

გაწარმოებით ადვილად დავრწმუნდებით, რომ, მართლაც

$$\frac{\partial U}{\partial x} = fm \frac{x - x_0}{r^3},$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = fm \frac{y - y_0}{r^3} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = fm \frac{z - z_0}{r^3}$$

ან (1.6) ფორმულის გათვალისწინებით

$$\frac{\partial U}{\partial x} = g_x, \quad \frac{\partial U}{\partial y} = g_y, \quad \text{და} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = g_z \quad (1.9)$$

ხოლო g -ს რიცხვითი მნიშვნელობა იქნება

$$|g| = \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}$$

არაერთგვაროვანი სხეულისათვის, მსგავსად ზემოთქმულისა,

შეგვიძლია დავწეროთ:

$$U = f \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i}{r_i}$$

ან, როცა $n \rightarrow \infty$

$$U = f \int \frac{dm}{r} = f \int \frac{\sigma}{r} d\xi d\eta d\zeta. \quad (1.10)$$

აქ σ მოცულობითი სიმკვრივეა, ხოლო $d\xi d\eta d\zeta = dv$ მოცულობითი ელემენტი. $U(x, y, z)$ ფუნქციას მოცულობითი პოტენციალი ეწოდება.

პოტენციალის თეორიიდან ცნობილია, რომ $U(x, y, z)$ ფუნქცია მისი პირველი რიგის წარმოებულებით მისაზიდი წერტილის კოორდინატების (x, y, z) მიმართ არის სასრული და უწყვეტი მიმზიდველი მასის მთელს გარე სივრცეში.

(1.9) დამოკიდებულებას დიდი მნიშვნელობა აქვს მიზიდულობის ველის შესწავლის საქმეში; იგი გვათავისუფლებს იმ უხერხულობისა და შეზღუდვისაგან, რომლებიც ახასიათებს ვექტორულ სიდიდეებზე გეომეტრიული ოპერაციების წარმოებას და გვაძლევს საშუალებას ფართოდ ვისარგებლოთ მათემატიკური ანალიზისა და პოტენციალის თეორიის მიღწევებით მიზიდულობის ველის შესასწავლად, მისი პრაქტიკაში გამოყენების მიზნით.

§4. ცენტრდამშორი ძალა და მისი პოტენციალი

დედამიწის ყოველი მატერიალური ნაწილაკი $M(x, y, z)$, გარდა მიზიდულობის ძალისა, განიცდის აგრეთვე ცენტრდამშორი ძალის გაღუნას, რომელიც გამოწვეულია დედამიწის ბრუნვით OZ პოლარული ღერძის ირგვლივ (ნახ.3). მექანიკიდან ცნობილია, რომ, თუ ერთეული მასა მოთავსებულია ρ მანძილზე ბრუნვის ღერძიდან და ბრუნვა ხდება ω კუთხური სიჩქარით, მაშინ ცენტრდამშორი P ძალა, რომელიც მიმართულია ბრუნვის ღერძის მართობულად, ტოლია

$$P = \omega^2 \rho, \quad (1.11)$$

ჯელო მისი მდგენელები x, y, z ღერძებზე იქნება:

$$P_x = P \cos(\rho, x),$$

$$P_y = P \cos(\rho, y),$$

$$P_z = P \cos(\rho, z).$$

ავირჩიოთ კოორდინატთა სისტემა ისე, რომ z ღერძი ემთხვეოდეს პოლარულ ღერძს და xOy სიბრტყე - ეკვატორულ სიბრტყეს. მაშინ ცენტრდამშორი ძალა მუდამ მართობული იქნება z ღერძისა და ამიტომ

$$\cos(\rho, x) = \frac{x}{\rho}, \quad \cos(\rho, y) = \frac{y}{\rho}, \quad \cos(\rho, z) = \frac{z}{\rho},$$

რომელთა გათვალისწინებით გვექნება:

$$P_x = P \frac{x}{\rho} = \omega^2 x,$$

$$P_y = P \frac{y}{\rho} = \omega^2 y, \quad (1.12)$$

$$P_z = P \frac{z}{\rho} = 0, \quad z=0.$$

ისე, როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, ამ შემთხვევაშიც შეიძლება მოინახოს ისეთი პარამონიული ფუნქცია $V(x, y, z)$, რომლის პირველი რიგის წარმოებულები x, y, z -ის მიმართ ტოლი იქნება P_x, P_y, P_z სიდიდეებისა. ასეთი ფუნქცია, რომელსაც

ცენტრდამშორი ძალის პოტენციალი ეწოდება, არის

$$V = \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2)$$

და, მართლაც,

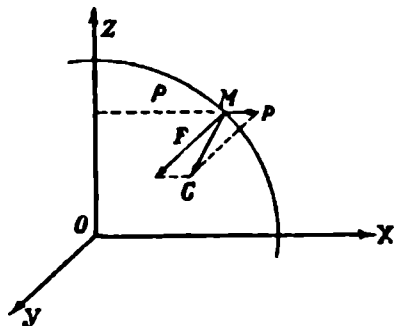
$$\frac{\partial V}{\partial x} = \omega^2 x,$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = \omega^2 y,$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0.$$

(1.13)

ამ ფორმულიდან ცხადია, რომ ცენტრდამშორის ძალის პოტენციალი და მისი პირველი წარმოებულები ბრუნვის ღერძიდან სასრულო მანძილზე, ყველგან სასრულოა.



ნახ. 2. პოტენციალის, ცენტრდამშორი და სიბრტყის ძალის პოტენციალის თვალყურა ახსნა.

§6. სიმძიმის ძალა და მისი პოტენციალი

როგორც ზემოთ ვთქვით, დედამიწის ზედაპირზე მდებარე ყოველ $M(x, y, z)$ ნაწილაკზე მოქმედებს F მიზიდულობისა და P ცენტრამშორი ძალები. მათი გეომეტრიული ჯამი წარმოადგენს ამ ძალთა G ტოლქმედს, რომელსაც სიმძიმის ძალა ეწოდება (ნახ. 3). ადვილი წარმოსადგენია, რომ სიმძიმის ძალის W პოტენციალი იქნება მიზიდულობისა და ცენტრამშორი ძალთა პოტენციალების ჯამი, ე.ი.

$$W = U + V = \int \frac{dm}{r} + \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2). \quad (1.14)$$

ამიტომ, სიმძიმის ძალის მდგენელები x, y, z ღერძებზე შესაბამისად იქნება U და V ფუნქციათა სათანადო კოორდინატების მიმართ წარმოებულების ჯამი, ე.ი.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial x} &= \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial x}, \\ \frac{\partial V}{\partial y} &= \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial y}, \\ \frac{\partial V}{\partial z} &= \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.14')$$

(1.14) ფორმულიდან გამომდინარეობს და ქვემოთაც დავინახავთ, რომ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა $\frac{\partial V}{\partial z}$ რიცხობრივად უდრის მიზიდულობის ძალის $\frac{\partial U}{\partial z}$ მნიშვნელობას, რადგან $\frac{\partial V}{\partial z} = 0$. ამიტომ შემდგომში მათ შორის არ იქნება რაიმე არსებითი გარჩევა და, როგორც წესი, მივმართავთ $U(x, y, z)$ ფუნქციას.

აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ სიმძიმის ძალაში მონაწილეობს აგრეთვე, როგორც ამას ქვემოთ დავინახავთ, მთვარისა და მზის მიზიდულობის ძალებიც. მათი მაქსიმალური მნიშვნელობებია 0,165 მგალი და 0,076 მგალი შესაბამისად. მთვარისა და მზის მიზიდულობებს დღედამუხრი პერიოდული ვარიაცია ახასიათებთ, რომლის წინასწარ გამოთვლა შესაძლებელია დაკვირვების გარკვეული ადგილისა და დროისათვის. ეს გამოთვლილი მნიშვნელობა შესწორების სახით შეიძლება შეტანილ იქნეს g -ს მაღალი სიზუსტით გაზომილ მნიშვნელობაში.

$U(x, y, z)$ პოტენციალი ხასიათდება ზოგიერთი გეომეტრიული წარმოდგენებით, რომელთაც საფუძვლად უძევს დონებრივი ანუ იზოპოტენციალური ფართეულის ცნება. ანალიზური გეომეტრიიდან ვიცით, რომ განტოლება $U=C$, სადაც C ნებისმიერი მუდმივია, გამოსახავს ფართეულს. თუ U მიზიდულობის ძალის პოტენციალია, მაშინ ეს ფართეული დონებრივი ანუ იზოპოტენციალური იქნება. ვთქვათ, C თანმიმდევრობით დებულობს მნიშვნელობებს: $C+\Delta C$, $C+2\Delta C$, ..., სადაც ΔC უსასრულო მცირე სიდიდეა; მაშინ მივიღებთ $U+\Delta U$, $U+2\Delta U$, ... კონვექსური დონებრივი ფართეულების ოჯახს, რომლებიც ერთმანეთს არსად არ გადაკვეთენ და ფარავენ სივრცეს მიმზიდველი სხეულის ირგვლივ.

განვიხილოთ დონებრივი ფართეული $U=C$ და მასზე ნებისმიერი წერტილი $M(x, y, z)$. ვთქვათ, მეორე დონებრივი ფართეული $U+\Delta U$ მდებარეობს U ფართეულიდან ნებისმიერ ახლო მანძილზე, რომელსაც განსაზღვრავს M წერტილიდან ამართული n ნორმალის dn მონაკვეთი (ნახ. 4). მაშინ M წერტილიდან s მიმართულებით გავლებული სწორი ხაზი გადაკვეთს ამ ფართეულს $N(x+dx, y+dy, z+dz)$ წერტილში, რომელიც აგრეთვე უსასრულოდ მცირე ds მანძილზე მდებარეობს M წერტილიდან. ამ შემთხვევაში პოტენციალის ელემენტარული ნაზრდი ასე დაიწერება:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz, \quad (1.15)$$

სადაც

$$dx = ds \cos(s, x), \quad dy = ds \cos(s, y), \quad dz = ds \cos(s, z).$$

(1.4) და (1.9) განტოლებების გათვალისწინებით (1.15) ასე გადაიწერება:

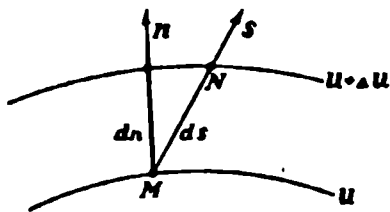
$$dU = g ds [\cos(g, x) \cos(s, x) + \cos(g, y) \cos(s, y) + \cos(g, z) \cos(s, z)].$$

ანალიზური გეომეტრიიდან ცნობილია, რომ აქ დიდ ფრჩხილებში მოთავსებული გამოთქმა უდრის $\cos(g, s)$. ამიტომ

$$\frac{\partial U}{\partial s} = g \cos(g, s) = g_s, \quad (1.16)$$

სადაც g_s g -ს გეგმილია s მიმართულებაზე. (1.16) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ გრადენტაციული პოტენციალის წარმოებული ნების-

მიერი მიმართულებით უდრის სიმძიმის ძალის მდგენელს ამ მიმართულებაზე.



ნახ. 4.

სიმძიმის ძალის პოტენციალის ოვერებს ახსნა.

ფართეულის n ნორმალს, მაშინ $\cos(g,s)=1$ და (1.16) ფორმულიდან ვღებულობთ:

$$\frac{\partial U}{\partial n} = g,$$

ე.ი. პოტენციალის წარმოებული ნორმალით უდრის სიმძიმის ძალის სრულ მნიშვნელობას, რომელსაც პოტენციალის გრადიენტს უწოდებენ.

ამრიგად, (1.16) განტოლება ასე შეიძლება გადავწეროთ:

$$\frac{\partial U}{\partial s} = \frac{\partial U}{\partial n} \cos(n,s),$$

ე.ი. პოტენციალის წარმოებული ნებისმიერი s მიმართულებით ტოლია ველის დაძაბულობის მდგენელისა ამ მიმართულებაზე. ამავე დროს, ნათელია, რომ დონებრივი ფართეულის ნორმალის მიმართულება არის ის მიმართულება, საითაც პოტენციალი იცვლება მაქსიმალური სიდიდით.

განვიხილოთ ტოლობა

$$dU = gdn. \quad (1.17)$$

აქ dU მუდმივი სიდიდეა და ამიტომაც

$$gdn = \text{const}. \quad (1.17')$$

მაგრამ, რადგან g ცვლადია, ამიტომ dn -იც ცვლადი უნდა იყოს. ე.ი. dn მანძილი დონებრივ ფართეულებს შორის ცვლადია. აქედან ცხადია, რომ g სიდიდის შესაბამისად dn მიიღებს მნიშვნელობას, რომელიც დააკმაყოფილებს (1.17') პირობას. მხოლოდ კერძო შემთხვევაში, როცა დონებრივი ფართეული სფეროა, $dn = \text{const}$ და $g = \text{const}$.

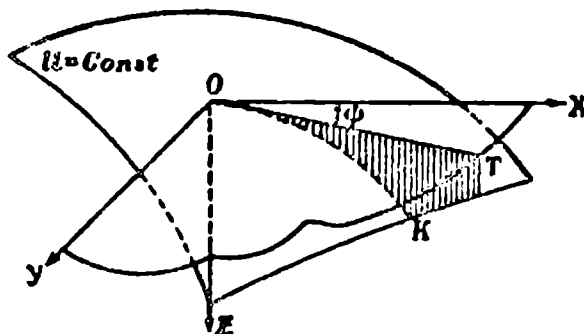
ვთქვათ, s მიმართულება g -ს მართობულია; მაშინ $\cos(g,s)=0$ და მივიღებთ: $\frac{\partial U}{\partial s}=0$, ე.ი. $U = \text{const}$. ეს უკანასკნელი გვიჩვენებს, რომ U ფუნქცია გამოსახავს დონებრივ ფართეულს, რომლის ყოველ წერტილში სიმძიმის ძალა მისი მართობულია.

ვთქვათ ახლა, s მიმართულება ემთხვევა დონებრივი

§6. მიზიდულობის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომავლების გეომეტრიული და ფიზიკური შინაარსი

ვთქვათ, $U = \text{const}$ დონებრივი ფართეულია და O არის მასზე მდებარე წერტილი, რომელიც სწორკუთხიანი კოორდინატთა სისტემის სათავეს წარმოადგენს (ნახ. 5). ავირჩიოთ კოორდინატთა სისტემა ისე, რომ Z ღერძი დაემთხვეს შიდა ნორმალს, ხოლო XOY სიბრტყე დაემთხვეს მხედ სიბრტყეს O წერტილში.

გავავლოთ OZ ღერძზე TOZ ნორმალური მკვეთი სიბრტყე, რომელიც OX ღერძთან შეადგენს ψ კუთხეს და $U = C$ ფართეულზე მოგვეცეს



ნახ. 6. დონებრივი ფართეულის ნორმალური კვეთა

OK ბრტყელ მრუდს. ამ მრუდს ნორმალური კვეთა ეწოდება და მისი სიგრძედ $\frac{1}{\rho_\psi}$, როგორც ცნობილია, ასე გამოისახება:

$$\frac{1}{\rho_\psi} = r \cos^2 \psi + 2s \cos \psi \sin \psi + t \sin^2 \psi, \quad (1.18)$$

სადაც $r = \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$, $s = \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y}$ და $t = \frac{\partial^2 z}{\partial y^2}$, ხოლო $z = z(x, y)$ ცხადი სახით დაწერილი დონის ფართეულის $U = C$ განტოლებაა.

იმ შემთხვევაში, როცა მკვეთი TOZ სიბრტყე XOZ ან YOZ სიბრტყეს ემთხვევა, სათანადოდ გვექნება:

$$\frac{1}{\rho_x} = r \quad \frac{1}{\rho_y} = t.$$

ρ_x და ρ_y არის XOZ და YOZ სიბრტყეებში მიღებული ნორმალური კვეთების სიმრუდის რადიუსები. მაგრამ გრავიმეტრიაში არსებითია არა ნებისმიერი ნორმალური კვეთა, არამედ მთავარი ნორმალური კვეთები, ე.ი. ისეთი კვეთები, რომლებიც ხასიათდებიან ექსტრემალური სიმრუდის რადიუსებით. ასეთი კვეთების აზიმუტების პოვნა შეიძლება პირობიდან

$$\frac{d}{d\psi} \left(\frac{1}{\rho_\psi} \right) = 0.$$

ამგვარად, (1.18) განტოლების ψ -ის მიხედვით გაწარმოება მოგვცემს:

$$(1-r)\sin 2\psi + 2s\cos 2\psi = 0$$

$$\text{ან} \quad \operatorname{tg} 2\psi = - \frac{2s}{1-r} \quad (1.19)$$

ამ განტოლებას ψ -ის მიმართ აქვს ორი ამოსნა $0 - \frac{\pi}{2}$ შუალედში; კერძოდ, $\psi_1 = \psi_0$ და $\psi_2 = \psi_0 + \frac{\pi}{2}$, რომლებიც განსაზღვრავენ მთავარი ნორმალური კვეთების მიმართულებას. ჩავსვათ (1.18) განტოლებაში ψ -ის მნიშვნელობანი და მივიღებთ:

$$\frac{1}{\rho_1} = r \cos^2 \psi_0 + 2s \sin \psi_0 \cos \psi_0 + t \sin^2 \psi_0,$$

$$\frac{1}{\rho_2} = r \sin^2 \psi_0 - 2s \sin \psi_0 \cos \psi_0 + t \cos^2 \psi_0.$$

აქედან, თუ მივიღებთ მხედველობაში (1.19) ტოლობას, გვექნება:

$$\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} = r + t \quad (1.20)$$

და

$$\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} = \frac{r-t}{\cos 2\psi_0} \quad (1.21)$$

ამოცხსნათ ამ განტოლებებიდან ρ_1 და ρ_2 მნიშვნელობები და ადვილად დავრწმუნდებით, რომ $\rho_1 < \rho_2$. მაშასადამე, $\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}$ მუდამ დადებითია. სფეროს შემთხვევაში ყველა ნორმალური კვეთის რადიუსები ტოლია და ამიტომ $\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} = 0$. ამის გამო ამბობენ, რომ ამ სხვაობის გადახრა ნულიდან განსაზღვრავს განსახილველი ფართეულის სფეროდან გადახრის ზომას.

გამოვსახოთ ახლა (1.19), (1.20) და (1.21) ფორმულები პოტენციალის წარმოებულებებით, რადგან დონებრივი ფართეული $U=C$ განტოლებითაა მოცემული. მაშინ ამ უკანასკნელის გაწარმოება, როგორც არაცხადი ფუნქციისა, გვაძლევს:

$$\begin{aligned}\frac{dU}{dx} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{dz}{dx} &= 0, \\ \frac{dU}{dy} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{dz}{dy} &= 0,\end{aligned}\tag{1.22}$$

მაგრამ კოორდინატთა სათავეში

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)_0 &= (g_x)_0 = 0 \\ \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_0 &= (g_y)_0 = 0 \\ \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)_0 &= (g_z)_0 = g.\end{aligned}\tag{1.23}$$

და ამიტომ (1.22) განტოლებებიდან ვღებულობთ:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_0 = 0; \quad \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_0 = 0.\tag{1.24}$$

კიდევ ერთხელ გავაწარმოთ (1.22) განტოლებები, მივიღებთ:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^3 U}{\partial x \partial z} \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{\partial^3 U}{\partial z \partial y} \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial^3 U}{\partial z^3} \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^3 z}{\partial x \partial y} = 0, (1.25)$$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial y^3} + 2 \frac{\partial^3 U}{\partial y \partial z} \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{\partial^3 U}{\partial z^3} \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^3 z}{\partial y^3} = 0.$$

(1.23) და (1.24) შედეგების საფუძველზე (1.25) ასე გადაიწერება:

$$\frac{\partial^3 U}{\partial x^3} + g r = 0,$$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial x \partial y} + g s = 0, \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial^3 U}{\partial y^3} + g t = 0.$$

ამ განტოლებებიდან გამომდინარე (1.19), (1.20) და (1.21) ფორმულები მიიღებს სახეს:

$$1 g 2 \psi_0 = - \frac{\frac{\partial^3 U}{\partial x \partial y}}{\frac{\partial^3 U}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 U}{\partial x^3}}, \quad (1.27)$$

$$\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} = - \frac{1}{g} \left(\frac{\partial^3 U}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} \right), \quad (1.28)$$

$$\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} = \frac{1}{g \cos 2 \psi_0} \left(\frac{\partial^3 U}{\partial y^3} - \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} \right). \quad (1.29)$$

(1.28) ფორმულა გამოსახავს ფართეულის საშუალო სიმრუდეს კოორდინატთა სათავეში. ჩაწერის გამარტივებისათვის შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$2\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = 2U_{xy}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = U_{\Delta}, \quad g\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right) = R.$$

მაშინ (1.27) და (1.29) ასე გადაიწერება:

$$tg 2\psi_0 = - \frac{2U_{xy}}{U_{\Delta}} \quad (1.27')$$

$$R \cos 2\psi_0 = U_{\Delta}. \quad (1.29')$$

აქედან მივიღებთ:

$$R \sin 2\psi_0 = -2U_{xy}, \quad (1.30)$$

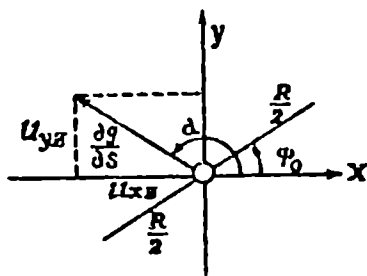
$$R = \sqrt{U_{\Delta}^2 + (2U_{xy})^2} \quad (1.31)$$

U_{Δ} და $2U_{xy}$ სადიდეები, როგორც დავინახეთ, აბსცისებს დონებრივი ფართეულის სიმრუდეს; ამიტომ მათ სიმრუდის მახასიათებელ სადიდეებს ან, პირობითად, სიმრუდის გრადიენტებს უწოდებენ. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ρ მუდამ ნაკლებია ρ_2 -ზე, ამიტომ სხვაობა $\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}$ არსებითად დადებითია და R სადიდეც დადებითია.

R , როგორც ზემოთ შევნიშნეთ, დონებრივი ფართეულის სფეროდან გადახრის ზომას აბსცისებს და ამიტომ მას პირობითად, სიმრუდის სხვაობის ექვტორს უწოდებენ.

გრაფიკულად R სადიდეს გამოსახვევს სწორი ხაზის სახით, რომლის შუა წერტილი კოორდინატთა სათავეს ემთხვევა, ხოლო ხაზის მონაკვეთის მიმართულებას განსაზღვრავს ψ_0 კუთხე, რომელიც x ღერძის დადებითი მიმართულებიდან აითვლება (ნახ. 6).

განვიხილოთ ახლა მიზიდულობის პოტენციალის დანარჩენი სხვა სამი მეორე რიგის წარმომებული და გამოვსახოთ ისინი მიზიდულო-



ნახ. 6

R და $tg \psi_0$ ხიდიდეთა გრაფიკული გამოხატვა.

ბის ველის დაძაბულობის პირველი რიგის წარმომადგენლებით:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial g}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial g}{\partial y} \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial g}{\partial z}$$

ეს გამოსახულებანი: $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$, $\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}$ და $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$ სიდიდეებს განსაზღვრავენ როგორც მიზიდულობის ველის დაძაბულობის ცვალებადობის სიჩქარეებს $\left[\frac{\partial g}{\partial x}, \frac{\partial g}{\partial y}, \frac{\partial g}{\partial z} \right]$ შესაბამისად X, Y, Z ღერძების გასწვრივ. ამიტომ $\frac{\partial g}{\partial x}$ და $\frac{\partial g}{\partial y}$ წარმომადგენლებს უწოდებენ სიმძიმის ძალის პორიზონტულ გრადიენტებს სათანადო ღერძების გასწვრივ, ხოლო $\frac{\partial g}{\partial z}$ წარმომადგენს კი სიმძიმის ძალის ვერტიკალურ გრადიენტს.

მიზიდულობის ველის დაძაბულობის ცვალებადობის სიჩქარის სრულ სიდიდეს გრადიენტული გრადიენტი ეწოდება. თუ სიმოკლესათვის დავწერთ $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = U_{xz}$, $\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = U_{yz}$ და $\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = U_{zz}$, მაშინ გრადიენტული გრადიენტი, რომელიც G ასოთი აღინიშნება, ასე გამოისახება:

$$G = \sqrt{(U_{xz})^2 + (U_{yz})^2 + (U_{zz})^2}$$

g -ს სრული ცვალებადობა პორიზონტულ სიბრტყეში ხასიათდება სიდიდით, რომელიც განისაზღვრება ფორმულით:

$$\frac{\partial g}{\partial s} = \sqrt{(U_{xz})^2 + (U_{yz})^2} \quad (1.33)$$

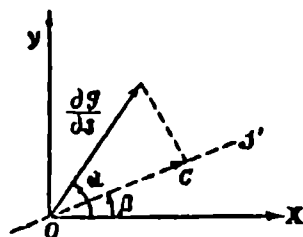
აქ s არის ის მიმართულება xy სიბრტყეში, რომელიც ემთხვევა g -ს მაქსიმალური ცვალებადობის მიმართულებას.

U_{xx} და U_{yy} ვექტორული სიდიდეებია და მათ გრაფიკულად ვექტორების სახით წარმოდგენენ შესაბამისად X და Y ღერძებზე (ნახ. 6), ხოლო ამ ვექტორთა გეომეტრიული ჯამი $\frac{\partial g}{\partial s}$ ვექტორია, რომელიც X ღერძთან ადგენს α კუთხეს. როგორც ცნობილია

$$\cos \alpha = \frac{U_{xx}}{\frac{\partial g}{\partial s}} \quad \text{და} \quad \cos \beta = \sin \alpha = \frac{U_{yy}}{\frac{\partial g}{\partial s}} \quad (I.34)$$

მიმართულების კოსინუსებია და მათი შეფარდებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_{yy}}{U_{xx}} \quad (I.35)$$



ნახ. 7.

ეთქვათ, ახლა გესურს ვიპოვოთ სიმძიმის ძალის პორიზონტული გრადიენტი რომელიმე s' მიმართულებით, რომლის აზიმუტია β (ნახ. 7). ამისათვის საკმარისია $\frac{\partial g}{\partial s}$ ვექტორის ბოლოდან ჩამოვეშვათ მართობი s' მიმართულებაზე. მაშინ ცხადია, რომ ამ ვექტორის პროექცია OC იქნება გრადიენტის საძიებელი სიდიდე, $\frac{\partial g}{\partial s}$, რომელიც ეტოლება $\frac{\partial g}{\partial s} \cos(\alpha - \beta)$ გამოსახულებას. ამგვარად,

$$\frac{\partial g}{\partial s'} = \frac{\partial g}{\partial s} \cos \alpha \cos \beta + \frac{\partial g}{\partial s} \sin \alpha \sin \beta.$$

მაგრამ, რადგან $\frac{\partial g}{\partial s} \cos \alpha = U_{xx}$ და $\frac{\partial g}{\partial s} \sin \alpha = U_{yy}$, ამიტომ გვექნება:

$$\frac{\partial g}{\partial s'} = U_{xx} \cos \beta + U_{yy} \sin \beta. \quad (I.36)$$

სიმძიმის ძალის პორიზონტული გრადიენტი $\frac{\partial g}{\partial s}$ რიცხობრივად უდრის სიმძიმის ძალის ცვალებადობას სიგრძის ერთეულზე; ამიტომ CGS სისტემაში მისი განზომილებაა $C^0 G^0 S^{-1}$, ხოლო სათანადო ერთეულია $1/\text{წმ}$ პრაქტიკაში სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულთა საზომ ერთეულად მიღებულია $1 \cdot 10^{-8} 1/\text{წმ}$, რომელსაც ვარიაციული გრავიმეტრიის მეთოდის შემქმნელის როლანდ ეტვეშის პატივსაცემად ეწოდება "ეტვეში" და E ასოთი

ადინიშხება.

სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის შესახებ ნათქვამი იქნება ქვემოთ (თავი მეხუთე, §6).

§7. პოტენციალის თეორიის ზოგიერთი საკითხი

პოტენციალის თეორია ვრცელი მათემატიკური დისციპლინაა და ღიდად გამოიყენება, კერძოდ, გეოფიზიკის, გეოდეზიისა და გეოლოგიის რიგი ამოცანების გადაწყვეტისათვის. ჩვენ აქ შევეჩერდებით პოტენციალისა და მისი წარმოებულების მხოლოდ ზოგიერთ საკითხზე, რომლის ცოდნა აუცილებელი იქნება შემდგომში მსჯელობის სათანადოდ განვითარებისათვის.

§7.1. სფერული უსასრულო თხელი ფენის მიზიდულობის ველის პოტენციალი და დაძაბულობა

ვთქვათ საჭიროა ვიპოვოთ უსასრულო თხელი ω სფერული ფენის U პოტენციალი და g დაძაბულობა A წერტილში, რომელიც განსახილველი ფენის გარეთ მდებარეობს (ნახ. 8). ამ მიზნით მივმართოთ ფორმულას:

$$U = \int \int \frac{dm}{r} \quad (1.10)$$

და ავირჩიოთ სფერული კოორდინატთა სასტემა (R, ψ, λ) სათავით სფეროს ცენტრში; პოლარული ღერძი მივმართოთ A წერტილისაკენ და სფერულ ფენაზე ავირჩიოთ $B(R, \psi, \lambda)$ წერტილი ელემენტარული dm მასით, რომელიც დაშორებულია A წერტილიდან r მანძილით. როგორც ცნობილია

$$r = \sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos\psi} \quad (1.37)$$

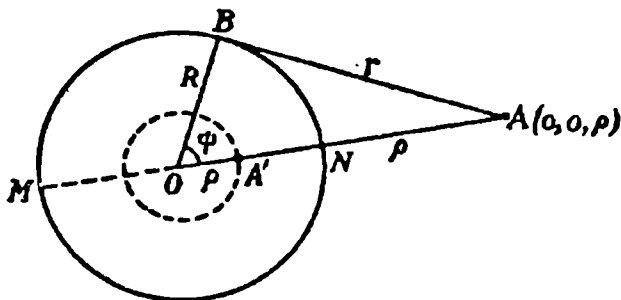
და

$$dm = \omega d\omega, \quad (1.38)$$

სადაც ψ პოლარული მანძილია: R რადიუს-ვექტორია, რომელიც სფეროს რადიუსის ტოლია; $\rho = OA$; θ ზედაპირული სიმკვრივეა (გან-

ზომილება გ.სმ⁻²) და $d\omega$ სფერული ფენის ელემენტია.

ცნობილია, რომ $d\omega$ ტოლია სფეროზე გავლებული მერიდიანის



ნახ. 8.

სფერული ზედაპირის მახვილობის პოტენციალის და დაძაბულობის გამოთვლა

მონაკვეთისა ($Rd\psi$) და პარალელის მონაკვეთის ($R\sin\psi d\lambda$) ნამრავლისა, ე.ი.

$$d\omega = R^2 \sin\psi d\psi d\lambda. \quad (1.39)$$

გამომდინარე (1.10) ფორმულიდან და (1.37)-(1.39) გამოთქმების გათვალისწინებით სფერული თხელი ფენის პოტენციალი A წერტილში ასე გამოისახება:

$$U = f \iiint \frac{\rho d\omega}{r} = f \int_0^{2\pi} d\lambda \int_0^\pi \frac{R^2 \sin\psi d\psi}{r}$$

ან

$$U = 2\pi f \rho R^2 \int_0^\pi \frac{\sin\psi d\psi}{r} \quad (1.40)$$

ინტეგრაციის გამარტივებისათვის ამ გამოთქმაში ცვლადი შევცვალოთ. ამ მიზნით გავაწარმოოთ (1.37), მივიღებთ:

$$r dr = R \rho \sin\psi d\psi$$

ან

$$\frac{dr}{R\rho} = \frac{\sin\psi d\psi}{r} \quad (1.41)$$

ჩავსვათ ეს უკანასკნელი (1.40) გამოთქმაში და ახალი საინტეგრაციო საზღვრები განვსაზღვროთ (1.37) მიხედვით; მაშინ გვექნება:

$$U = 2\pi f b \frac{R}{\rho} \int_{\rho}^{\rho+R} dr$$

აბ

$$U = 4\pi f b \frac{R^2}{\rho} \quad (1.42)$$

შეენიშნოთ, რომ $4\pi R^2 b = m$ სფერული ფენის მასაა და ამიტომ

$$U = f \frac{m}{\rho} \quad (1.43)$$

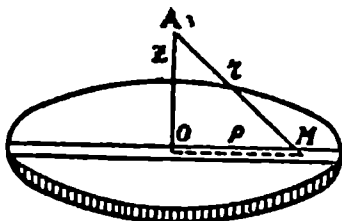
აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ერთგვაროვანი სფერული ფენის მიზიდულობის პოტენციალი გარეშე წერტილში უდრის პატერი-ალური წერტილის მიზიდულობის პოტენციალს, რომლის მასა სფერული ფენის მასის ტოლია და კონცენტრირებულია მის ცენტრში.

რადგან სფერული ფენა ერთგვაროვანია, ამიტომ g მიზიდულობის ძალა მიმართულია ρ -ს გასწვრივ და (1.17) ფორმულის შესაბამისად გვექნება:

$$g = \frac{dU}{d\rho} = -f \frac{m}{\rho^2} \quad (1.44)$$

ასევე გამოითქმება ρ მანძილით დაშორებული m მასის მქონე წერტილის მიზიდულობის ძალაც. ამიტომ ვასკვნით, რომ ერთგვაროვანი სფერული ფენა გარეშე წერტილს იზადავს ისე, თითქოს მთელი მისი მასა თავმოყრილი იყოს მის ცენტრში.

ეთქვათ, ახლა მისაზიდი A' წერტილი იმყოფება უსასრულო თხელი სფერული ფენის შიგნით (ნახ. 8). მაშინ ზემოთ ნაჩვენები



ნახ. 8. სფეროს მიზიდულობის პოტენციალის გამოთვლისათვის.

გზით, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ (1.42) ფორმულაში r -ის სინტეგრაციო საზღვრებია $R-\rho$, $R+\rho$; ადვილად დავრწმუნდებით, რომ შიდა წერტილზე ერთგვაროვანი სფერული ფენის პოტენციალი არის

$$U = f \frac{m}{R} \quad (1.45)$$

ე.ი. ერთგვაროვანი სფერული ფენის პოტენციალი მოცემული m

მასისა და R რადიუსისათვის მუდმივი სიდიდეა და არაა დამოკიდებული მისაზიდი A' წერტილის მდებარეობაზე. (1.45) განტოლები-

დან ვღებულობთ, რომ სფერული ფენის მიზიდულობის ძალა A' შიდა წერტილზე ნულის ტოლია, რადგან

$$g = \frac{dU}{d\rho} = 0. \quad (1.46)$$

ამგვარად, ერთგვაროვანი სფერული ფენა შიდა წერტილს არ იზიდავს. ეს დებულება პირველად დამტკიცებული იყო ნიუტონის მიერ გეომეტრიული ხერხით, რომელსაც აქ არ მოვიყვანთ!

§7.2. სფერული სხეულის მიზიდულობის პოტენციალი და დაძაბულობა

ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ იმავე (1.10) ფორმულიდან, როდესაც უკვე საკმე გვექნება მოცულობით სიმკვრივესთან, რომ ერთგვაროვანი სასრულო სისქის სფერული ფენის პოტენციალი იქნება

$$U = f \frac{M}{\rho}, \quad (1.47)$$

სადაც M სფერული სხეულის მასაა, ρ მანძილია სფეროს ცენტრიდან მისაზიდ წერტილამდე. შევნიშნავთ, რომ პოტენციალის გამოსახულება არ შეიცვლება თუ სფერო შედგება რამდენიმე ერთგვაროვანი, მაგრამ სხვადასხვა სიმკვრივის კონცენტრული ფენისაგან. თუ ამ შემთხვევაში M იქნება ყველა კონცენტრული ფენის მასების ჯამი. ამგვარად, ერთგვაროვანი, ან სხვადასხვა სიმკვრივის კონცენტრული ფენებისაგან შემდგარი სფერული სხეული ისე იზიდავს გარე წერტილს, თითქოს მთელი მასა თავმოყრილი იყოს სფეროს ცენტრში.

თუ მისაზიდი წერტილი ერთგვაროვანი სფეროს შიგნით იმყოფება, მაშინ ვღებულობთ:

$$U = \frac{2}{3} \pi f \rho (3R^3 - \rho^3) \quad (1.48)$$

და

$$g = \frac{dU}{d\rho} = -\frac{4}{3} \pi f \rho \rho = -f \frac{M'}{\rho}, \quad (1.49)$$

¹ მსურველს მივუთითებთ - А.Михаилов "Курс гравиметрии и теории фигуры Земли". М., 1939. გვ. 32-33.

სადაც M' არის სფეროს იმ ნაწილის მასა, რომელიც $OA' = \rho$ რადიუსით შემოიფარგლება (ნახ. 8). ამიტომ M' სიდიდე იცვლება ρ -ს ცვლილებასთან ერთად. σ მოცულობითი სიმკვრივეა. (1.49) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ g მიზიდულობის ძალა პირდაპირპროპორციულია ρ სიდიდის; როცა $\rho=0$, მაშინ $g=0$, ე.ი. სფეროს ცენტრში მიზიდულობა ნულის ტოლია.

გაეწარმოთ (1.49) ρ -ს მიხედვით, მივიღებთ:

$$\frac{d^2 U}{d\rho^2} = -\frac{4}{3}\pi f \sigma = \text{const}, \quad (1.50)$$

ე.ი. სფეროს მიზიდულობის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებული რადიუსით მუდმივი სიდიდეა და არაა დამოკიდებული მისაზიდი წერტილის მდებარეობაზე, ვიდრე იგი სფეროს შიგნით იმყოფება.

§7.8. ლავლასისა და პუასონის განტოლებები

(1.10) გამოთქმის ორჯერადი გაწარმოება x, y, z კოორდინატების მიმართ გვაძლევს:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U}{dx^2} &= -f \int \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(\xi-x)^2}{r^5} \right] dm \\ \frac{d^2 U}{dy^2} &= -f \int \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(\eta-y)^2}{r^5} \right] dm \\ \frac{d^2 U}{dz^2} &= -f \int \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(\zeta-z)^2}{r^5} \right] dm. \end{aligned} \quad (1.51)$$

აქედან ადვილად დავრწმუნდებით, რომ

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{d^2 U}{dz^2} = 0. \quad (1.52)$$

მარცხენა გამოთქმა აღინიშნება ΔU სიმბოლოთი და ტოლობას $\Delta U=0$ ლავლასის განტოლება ეწოდება.

თუ მისაზიდი წერტილი მდებარეობს მიმზიდველი მასის შიგ-

ნით, მაშინ (1.48) გამოთქმიდან მივიღებთ

$$\Delta U = \frac{d^3 U}{dx^3} + \frac{d^3 U}{dy^3} + \frac{d^3 U}{dz^3} = -4\pi f\sigma, \quad (1.53)$$

რომელსაც პუასონის განტოლება ეწოდება.

(1.52) და (1.53) განტოლებები გვიჩვენებს, რომ მიზიდულობის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულები გარკვეულ დამოკიდებულებაშია ერთმანეთთან. ეს წარმოებულები გარე არეში უწყვეტია, ხოლო მიმზიდველი სხეულის ზედაპირზე განიცდის წყვეტას. გარდა ამისა, წყვეტას აქვს ადგილი მაშინაც, როცა ნახტომისებურად იცვლება σ სიმკვრივე განსახილველ მიმდინარე წერტილში. ვინაიდან მეორე რიგის წარმოებულები განსაზღვრავენ მიზიდულობის ძალის დონებრივი ფარეველის სიმრუდეს, ამიტომ ეს უკანასკნელიც იცვლება ნახტომისებურად სიმკვრივის წყვეტის ადგილზე. კერძოდ, სხეულის ზედაპირზე. ამ შედეგს მნიშვნელობა აქვს დედამიწის ფორმის გრავიმეტრიული მეთოდით შესწავლის დროს.

სიმძიმის ძალის პოტენციალის შემთხვევაში (1.14) ლაპლასის ოპერატორი იქნება

$$\Delta w = \Delta U + \Delta V = 2w$$

- მიმზიდველი მასის გარე წერტილისათვის, და

$$\Delta w = -4\pi f\sigma + 2w$$

- შიგა მიმზიდველი მასისათვის.

§7.4. წრიული ბადროს მიზიდულობის პოტენციალი

გამოვიყვანოთ ახლა ფორმულა, რომელიც გამოსახავს უსასრულოდ თხელი წრიული ბადროს მიზიდულობის v პოტენციალს A წერტილში, მდებარე პისი გეომეტრიული ღერძის გაგრძელებაზე (ნახ. 9). მიზიდულობის პოტენციალის ზოგადი გამოსახულება ასეთია:

$$v = \int \frac{dm}{r}, \quad (1.54)$$

ესეცით, მანძილი წრიული ბადროს O ცენტრიდან M წერტილამდე არის r . z - დი A წერტილამდე - z , მაშინ

$$r = \sqrt{z^2 + \rho^2}$$

ინტეგრაციის გამარტივების მიზნით გადავიდეთ პოლარულ კოორ-

დინატა სისტემაზე, რომლის სათავე მოვათავსოთ ბადროს O ცენტრში ; მაშინ, რადგან $dm = \rho d\phi dp$ გვექნება:

$$v = \int_0^{\pi} d\phi \int_0^a \frac{\rho d\rho}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} \quad (1.55)$$

სადაც δ ბადროს ზედაპირული სიმკვრივეა, რომელსაც ვთვლით მუდმივად; a ბრტყელი წრიული ბადროს რადიუსია. ამ გამოთქმის ინტეგრაციის შემდეგ მივიღებთ:

$$v = 2\pi\delta(\sqrt{z^2 + a^2} - z), \quad (1.56)$$

რომელსაც გარემეტრიაში დიდი გამოყენება აქვს.

წმ. მიზიდულობის ძალის პოტენციალის წარმოშობა ბულის ზოგადი ინტეგრალური გამოსახულება

შემდეგში ჩვენთვის საჭირო იქნება გრავიტაციული პოტენციალის წარმოებულების სრული ინტეგრალური გამოსახულებანი სხვადასხვა კოორდინატა სისტემაში. ეს გამოსახულებანი, რომლებიც შეგვიძლია მივიღოთ (1.10) გამოთქმიდან, საშუალებას მოგვცემენ გამოვითვალოთ პოტენციალი და მისი წარმოებულები, თუ ცნობილია მიმზიდველი მასის ფორმა, სიმკვრივე და ჩაწოლის სიღრმე. ამოცანის გამარტივების მიზნით, ჩვეულებრივად გულისხმობენ, რომ სიმკვრივე მუდმივია და იგი ინტეგრალის ნიშნის გარეთ გამოაქვთ. თუმცა, უნდა აღინიშნოს, რომ ზოგ კერძო შემთხვევაში ამოხსნას პოულობენ იმ პირობებისთვისაც, როცა სიმკვრივე ხაზოვნად იცვლება ვერტიკალური მიმართულებით.

განვიხილოთ

$$U = \int \frac{dm}{r} = \int \frac{d\xi d\eta d\zeta}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + (\zeta-z)^2}}$$

მიზიდულობის პოტენციალი კოორდინატა სათავეში ($x=y=z=0$), რომელიც გარე სივრცეში ქვს, მაშინ გვექნება:

$$U = f\sigma \iiint \frac{d\xi d\eta d\zeta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}} \quad (1.57)$$

$U_x = \Delta g$, U_{xx} , U_{xy} , U_{xz} და $2U_{xy}$ სიდიდეებისათვის შევადგინოთ გამოსახულებანი სწორკუთხიან კოორდინატთა სისტემაში, რისთვისაც გავაწარმოთ (1.57) სათანადო კოორდინატების მიმართ. მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \Delta g &= f\sigma \iiint \frac{\xi d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{3/2}} \\ U_{xx} &= 3f\sigma \iiint \frac{\xi^2 d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{5/2}} \\ U_{xy} &= 3f\sigma \iiint \frac{\eta \xi d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{5/2}} \\ U_{xz} &= 3f\sigma \iiint \frac{(\eta - \xi) d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{5/2}} \\ 2U_{xy} &= 6f\sigma \iiint \frac{\xi \eta d\xi d\eta d\zeta}{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{5/2}} \end{aligned} \quad (1.58)$$

ზოგ შემთხვევაში უფრო მოსახერხებელია ამოცანის ამოხსნა ცილინდრულ კოორდინატებში, რისთვისაც გამოვიყენოთ სათანადო ფორმულები. ამისათვის (1.58) გამოსახულებათა სწორკუთხიანი კოორდინატთა სისტემიდან ვერტიკალურ ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში გადაყვანისათვის ვისარგებლოთ დამოკიდებულებით: $\xi = l \cos \alpha$, $\eta = l \sin \alpha$, $\zeta = h$ და $d\xi d\eta d\zeta = l dl dh d\alpha$, მაშინ

$$\begin{aligned} \Delta g &= f\sigma \iiint \frac{h l d l d h d \alpha}{(h^2 + l^2)^{3/2}} \\ U_{xx} &= 3f\sigma \iiint \frac{l^3 h \cos \alpha d l d h d \alpha}{(h^2 + l^2)^{5/2}} \end{aligned}$$

$$U_{\gamma z} = 3f\sigma \iiint \frac{l^3 h s i n \alpha d l d h d \alpha}{(h^2 + l^2)^{5/2}}, \quad (1.59)$$

$$U_{\Delta} = -3f\sigma \iiint \frac{l^3 \cos 2\alpha d l d h d \alpha}{(h^2 + l^2)^{5/2}},$$

$$2U_{xy} = 3f\sigma \iiint \frac{l^3 s i n 2\alpha d l d h d \alpha}{(h^2 + l^2)^{5/2}},$$

სწორკუთხოვანი კოორდინატთა სისტემიდან პოარიზონტულ ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში (p, b, ϑ) გადაყვანი ფორმულებია: $\xi = p \cos \vartheta$, $\eta = b$, $\zeta = p \sin \vartheta$, $d\xi d\eta d\zeta = p dp db d\vartheta$. ამიტომ (1.58) ასე გადაიწერება:

$$\Delta g = f\sigma \iiint \frac{p^3 s i n \vartheta dp db d\vartheta}{(p^2 + b^2)^{5/2}},$$

$$U_{xx} = \frac{3}{2}f\sigma \iiint \frac{p^3 s i n 2\vartheta dp db d\vartheta}{(p^2 + b^2)^{5/2}},$$

$$U_{yy} = 3f\sigma \iiint \frac{p^3 b s i n \vartheta dp db d\vartheta}{(p^2 + b^2)^{5/2}},$$

$$U_{\Delta} = 3f\sigma \iiint \frac{(b^2 p - p^3 \cos^2 \vartheta) dp db d\vartheta}{(p^2 + b^2)^{5/2}},$$

$$2U_{xy} = 6f\sigma \iiint \frac{p^3 b \cos \vartheta dp db d\vartheta}{(p^2 + b^2)^{5/2}},$$

აქ მოყვანილი ფორმულები გამოიყენება გრავიმეტრიის პირდაპირი ამოცანის გადაწყვეტისა და რელიეფის გავლენის გამოთვლისათვის.

დედამიწის გრავიტაციული ველი

§1. სიმძიმის ძალის პოტენციალის მფარველ გაზლა

როგორც ვიცით.

$$W = \int \frac{dm}{\rho'} + \frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2) \quad (1.14)$$

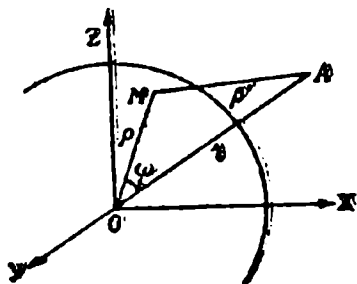
სიმძიმის ძალის პოტენციალია. იმის გამო, რომ ჩვენთვის ზუსტად არაა ცნობილი არც ანომალიური მასების სიმკვრივის განაწილება დედამიწის შიგნით და არც დედამიწის ფორმა, ამიტომ

$$\int \frac{dm}{\rho'}$$

გამოსახულების ზუსტად გამოთვლა და, მაშასადამე, (1.14) გამოთქმის ამ სახით გამოყენება შეუძლებელია.

მაგრამ, ვინაიდან დედამიწის ფორმა მცირედ განსხვავდება სფეროსაგან, ამიტომ ინტეგრალქვეშა ფუნქცია $\frac{1}{\rho'}$ შეიძლება გავშალოთ მწკრივად და გავაინტეგრალოთ წევრ-წევრად, რაც მოგვცემს სიმძიმის ძალის პოტენციალის მნიშვნელობას სასურველი მიახლოებით.

ავიღოთ სწორკუთხოვანი კოორდინატთა სისტემა სათავით დედამიწის ცენტრში და ვიგულის-ხოთ, რომ z ღერძი ემთხვევა დედამიწის პოლარულ ღერძს, ხოლო xOy სიბრტყე ეკვატორის სიბრტყეს (ნახ. 10). ვთქვათ, $A(x, y, z)$ დედამიწის გარეთ მდებარე მისაზიდი წერტილია, ხოლო $M(\xi, \eta, \zeta)$ კი ნებისმიერი შიდა წერტილი, რომელშიც მოთავსებულია dm მასა. იგულისხმება აგრეთვე, რომ ზღვის ზედაპირის თანხედ-



ნახ. 10:
სიმძიმის ძალის პოტენციალის მწკრივად გაშლის
ახსნა.

ნილი დონის ფართეულის გარეთ დედაბიწის არავითარი მასა არ არის.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, $\rho = AM$ ასე შეიძლება გამოისახოს:

$$\rho = [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2]^{1/2} = [x^2 + y^2 + z^2 + \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 - 2(x\xi + y\eta + z\zeta)]^{1/2} \quad (II.1)$$

ან, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$(OM)^2 = \rho^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$$

და

$$(OA)^2 = r^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

მაშინ (II.1) ასე გადაიწერება

$$\rho = [r^2 - 2r \frac{x\xi + y\eta + z\zeta}{r\rho} + \rho^2]^{1/2}$$

მაგრამ MOA სამკუთხედიდან გვაქვს

$$\frac{x\xi + y\eta + z\zeta}{r\rho} = \cos\psi.$$

ამიტომ $\rho = [r^2 - 2r\rho\cos\psi + \rho^2]^{1/2}$. აქედან

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r} \left[1 - \frac{2\rho}{r} \cos\psi + \frac{\rho^2}{r^2} \right]^{-1/2} = \frac{1}{r} \left[1 + \frac{\rho}{r} \cos\psi + \frac{\rho^2}{2r^2} (3\cos^2\psi - 1) + \dots \right] \quad (II.2)$$

აღსანიშნავია, რომ ამ გაშლაში $\frac{\rho}{r}$, $\frac{\rho^2}{r^2}$ და ა.შ. მამრავლების

გვერდზე მდგომი კოეფიციენტები წარმოადგენენ სფერულ ფუნქციებს. ყველა შემთხვევისათვის, როცა $r > \rho$, ეს მწკრივი აბსოლუტურად კრებადია, ხოლო როცა $r < \rho$, იგი გზნულადია. იმ შემთხვევაში კი, როცა $r = \rho$ მწკრივი (II.2) კრებადია, თუ დაცულია პირობა: $\cos\psi < 1$.

ჩავსვათ (II.2) გამოსახულება (I.14) განტოლებაში და ამავე დროს მივიღოთ მხედველობაში, რომ მოცემული A წერტილისათვის r მუდმივი სიდიდეა და გამოვიტანოთ ეს უკანასკნელი ინტეგრალის ნიშნის გარეთ, მივიღებთ:

$$W = \frac{f}{r} \int dm + \frac{f}{r^2} \int \rho \cos\psi dm + \frac{f}{2r^3} \int \rho^2 (3\cos^2\psi - 1) dm + \dots + \frac{\omega}{2} (x^2 + y^2). \quad (II.3)$$

ამოვხსნათ ეს ინტეგრალები გავრცელებული სფერული დედაბიწის მთელ მოცულობაზე. ცხადია, პირველი ინტეგრალი

$$J_1 = \frac{f}{r} \int dm = \frac{M}{r} \quad (II.4)$$

სადაც M არის სფერული დედამიწის მასა.

მეორე ინტეგრალი შეიძლება ასე გარდავექმნათ:

$$J_2 = \frac{f}{r^3} \int \rho \cos \psi dm = \frac{f}{r^3} \int \frac{x\xi + y\eta + z\zeta}{r} dm = \frac{f}{r^3} [x \int \xi dm + y \int \eta dm + z \int \zeta dm]. \quad (II.5)$$

მექანიკიდან ცნობილია, რომ მასის სიმძიმის ცენტრის კოორდინატები შემდეგნაირად გამოისახება:

$$x_0 = \frac{\int \xi dm}{\int dm}, \quad y_0 = \frac{\int \eta dm}{\int dm}, \quad z_0 = \frac{\int \zeta dm}{\int dm},$$

მაგრამ რადგან კოორდინატთა სათავე მოთავსებულია მასის სიმძიმის ცენტრში, ამიტომ $x_0 = y_0 = z_0 = 0$ და აქედან გამომდინარე $J_2 = 0$.

მესამე ინტეგრალი გვაძლევს:

$$\begin{aligned} J_3 &= \frac{f}{2r^3} \int \rho^2 (3 \cos^2 \psi - 1) dm = \frac{f}{2r^3} \int \left[\frac{3}{r^2} (x\xi + y\eta + z\zeta)^2 - \rho^2 \right] dm = \\ &= \frac{f}{2r^3} \int \left[3(x^2 \xi^2 + y^2 \eta^2 + z^2 \zeta^2 + 2x\xi\eta + 2x\xi\zeta + 2y\eta\zeta) - \rho^2 (x^2 + y^2 + z^2) \right] dm. \end{aligned} \quad (II.6)$$

აქედან წარმოდგება ინტეგრალური გამოსახულებანი:

$$2 \int x\xi\eta dm = 2xy \int \xi\eta dm; \quad 2 \int x\xi\zeta dm = 2xz \int \xi\zeta dm; \quad 2 \int y\eta\zeta dm = 2yz \int \eta\zeta dm.$$

მექანიკაში $\int \xi\eta dm$ სახის ინტეგრალებს ინერციის მომენტების ნამრავლი ეწოდება.

თუ ისე შევარჩევთ კოორდინატთა ღერძების მიმართულებას, რომ ისინი დაემთხვევიან ინერციის მთავარ ღერძებს, მაშინ ეს ინტეგრალები ნულის ტოლი გახდება. ჩვენი კოორდინატთა სისტემის Z ღერძი ემთხვევა ინერციის ერთ-ერთ მთავარ ღერძს, რომელიც წარმოადგენს დედამიწის ბრუნვის ღერძს. X და Y ღერძების მიმართულება ჩვენ თავიდანვე არ აგვირჩევია, ამიტომ შეიძლება მათი ისე შემობრუნება, რომ დაემთხვენ ინერციის დანარჩენ ორ მთავარ ღერძთა მიმართულებას. ამგვარად, მივიღებთ, რომ ზემოთ დაწერილი ინტეგრალები ნულის ტოლია და ამიტომ (II.6) ასე გადაიწერება:

$$J_3 = \frac{f}{2r} \int \left[x^2 (2\xi^2 - \eta^2 - \zeta^2) + y^2 (2\eta^2 - \xi^2 - \zeta^2) + z^2 (2\zeta^2 - \xi^2 - \eta^2) \right] dm. \quad (II.7)$$

შემოვიღოთ ახლა მექანიკაში ცნობილი აღნიშვნები ინერციის მთავარი მომენტებისათვის X, Y, Z ღერძების მიმართ:

$$A = \int (\eta^2 + \zeta^2) dm, \quad B = \int (\xi^2 + \zeta^2) dm, \quad C = \int (\xi^2 + \eta^2) dm.$$

ამ აღნიშვნების მიხედვით, მარტივი გარდაქმნით მივიღებთ:

$$J_3 = \frac{f}{2r} \int \left[x^2 (B+C-2A) + y^2 (C+A-2B) + z^2 (A+B-2C) \right]. \quad (II.8)$$

ამ უკანასკნელ გამოთქმაში შევცვალოთ სწორკუთხოვანი (x, y, z) კოორდინატთა სისტემა სფერულით (ϕ, λ, r) . აქ ϕ , გეოცენტრული განედია, λ კი გრძედია, რომელიც აითვლება XOZ სიბრტყიდან ან წინასწარ არჩეული საწყისი მერიდიანიდან, მაგალითად, გრინვიჩის მერიდიანიდან; r დაკვირვების A წერტილის რადიუს - ვექტორია (ნახ. 10). მაშინ, როგორც ცნობილია,

$$x = r \cos \phi \cos \lambda,$$

$$y = r \cos \phi \sin \lambda,$$

$$z = r \sin \phi,$$

და

$$x^2 = \frac{f}{2} r^2 \cos^2 \phi (1 + \cos 2\lambda),$$

$$y^2 = \frac{f}{2} r^2 \cos^2 \phi (1 - \cos 2\lambda),$$

$$z^2 = r^2 \sin^2 \phi.$$

ჩავსვათ ეს გამოთქმები (II.8) გამოსახულებაში და მარტივი გარდაქმნის შემდეგ მივიღებთ:

$$J_3 = \frac{f}{2r} \left[\left(C - \frac{A+B}{2} \right) (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{3}{2} (B-A) \cos^2 \phi \cos 2\lambda \right]. \quad (II.9)$$

სფერულ კოორდინატებში გამოვსახოთ აგრეთვე (II.3) განტოლების უკანასკნელი წევრი

$$\frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2) = \frac{\omega^2}{2} r^2 \cos^2 \phi. \quad (II.10)$$

ჩავსვათ (II.3) განტოლებაში J_1, J_2, J_3 მნიშვნელობები და (II.10) გამოსახულება, მივიღებთ სიმძიმის ძალის პოტენციალს შემდეგი გაშლილი სახით:

$$W = f \frac{M}{r} + \frac{f}{2r} (C - \frac{A+B}{2}) (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{3f}{4r} (B-A) \cos^2 \phi \cos 2\lambda + \frac{1}{2} \omega^2 r^3 \cos^2 \phi. \quad (II.11)$$

ამ განტოლების ანალიზიდან გამოდინარეობს, რომ მისი მარჯვენა მხარის პირველი წევრი წარმოადგენს სფერული დედამიწის მიზიდულობის პოტენციალს; მეორე წევრი, რადგანაც იგი დამოკიდებულია განედზე, გამოსახავს დედამიწის ეკვატორულ ნაწილში არსებული დამატებითი მასების მიზიდულობის პოტენციალს; მესამე წევრი, რომელიც დამოკიდებულია გრძედზე, გამოსახავს მერიდიანის გასწვრივ არათანაბრად განაწილებული მასების მიზიდულობის პოტენციალს; ხოლო მეოთხე წევრი, როგორც ვიცით, ცენტრ-დამშორი ძალის პოტენციალია. ამგვარად, (II.11) ფორმულა საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ ზოგიერთი მნიშვნელოვანი შედეგი დედამიწის ფორმისა და მის ზედაპირზე სიმძიმის ძალის განაწილების შესახებ.

რადგან დედამიწა ბრუნვის ისეთი სხეულია, რომელიც მცირედ განსხვავდება სფეროსაგან, აშკარაა, შეიძლება დავუშვათ, რომ $A=B$ და გვექნება:

$$W = f \frac{M}{r} + \frac{f}{2r} (C-A) (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{1}{2} \omega^2 r^3 \cos^2 \phi. \quad (II.12)$$

აღვნიშნოთ

$$C-A = \mu a^2,$$

სადაც a დედამიწის ეკვატორული რადიუსია, ხოლო μ ის დამატებითი წარმოდგენითი მასაა, რომელიც განაწილებულია ეკვატორის გასწვრივ და განასხვავებს დედამიწის რეალურ ფორმას სფეროსაგან, ანუ, რაც იგივეა, A და B -ს განასხვავებს C -გან. ამ აღნიშვნის ორივე მხარეს ერთი და იგივე განზომილება აქვს. დამატებითი μ მასა დედამიწის მთელ მასასთან შედარებით პირველი რიგის უსასრულო მცირეა.

ამგვარად, დედამიწის განხილული ფორმისათვის (II.12) მიიღებმს სახეს:

$$W = f \frac{M}{r} + \frac{f}{2} \mu \frac{a^2}{r} (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{1}{2} \omega^2 r^3 \cos^2 \phi. \quad (II.13)$$

რომელიც არ შეიცავს მეორე და უფრო მაღალი რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეებს.

ფე. იდეალური გეოიდის განტოლება

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ განტოლება $W=C$ გამოსახავს დონეებრივ ფართეულთა ოჯახს, როცა C ღებულობს რიგ მნიშვნელობებს. ერთ-ერთი ამ ფართეულთაგანი ემთხვევა ზღვებისა და ოკეანეების წყნარ ზედაპირს. მას გერმანელმა ფიზიკოსმა ლისტინგმა 1873 წელს გეოიდი უწოდა. გეოიდის ფორმა ძალზე რთულია, რადგან იგი დამოკიდებულია დედამიწის შიგნით და მის ზედაპირზე მასების განაწილებაზე.

მოვინახოთ C -ს ის მნიშვნელობა, რომელიც გეოიდის განტოლებას დააკმაყოფილებს ამისათვის ავიღოთ გეოიდის ზედაპირზე ნებისმიერი წერტილი და მისი კოორდინატები ჩავსვათ განტოლებაში

$$f \frac{M}{r} + f \frac{\mu}{2} \frac{a^2}{r^3} (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \cos^2 \phi = C. \quad (II.14)$$

უფრო ხელსაყრელია ასეთ წერტილად ავირჩიოთ X ღერძის გადაკვეთა გეოიდის ზედაპირთან, რომლის სფერული კოორდინატებია $\phi = 0$, $\lambda = 0$, $r = a$; მაშინ (II.14)-დან მივიღებთ:

$$f \frac{M}{a} + f \frac{\mu}{2a} + \frac{1}{2} \omega^2 a^2 = C. \quad (II.15)$$

გარდაეკმნათ (II.14) და (II.15) განტოლებების უკანასკნელი, წვერი. ამისათვის განვიხილოთ ეკვატორზე ცენტრდამშორი ძალის (μa) შეფარდება სიმძიმის ძალასთან (g_0), რომელიც აღვნიშნოთ q ასოთი, ე.ი.

$$\frac{\omega^2 a}{g_0} = q. \quad (II.16)$$

ცხადია, q პირველი რიგის უსასრულო მცირე სიდიდეა. თუ (II.16) გამოთქმაში g_0 -ს შევცვლით $f \frac{M}{a^2}$ გამოსახულებით, ამით

დავუშვებთ მეორე რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდის შეცდომას. ამგვარად, *

$$\frac{\omega^2 a}{fM} = q \quad \text{ან} \quad \omega^2 = fM \frac{q}{a^3}$$

და მისი შეტანა (II.14) და (II.15) განტოლებებში სათანადოდ მოგვცემს:

$$f \frac{M}{r} \left[1 + \frac{\mu}{2M} \frac{a^3}{r^3} (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{q}{2} \frac{r^3}{a^3} \cos^2 \phi \right] = C \quad (II.17)$$

და

$$f \frac{M}{a} \left(1 + \frac{\mu}{2M} + \frac{q}{2} \right) = C. \quad (II.18)$$

გავუტოლოთ (II.17) და (II.18) ერთმანეთს, მივიღებთ:

$$f \frac{M}{r} \left[1 + \frac{\mu}{2M} \frac{a^3}{r^3} (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{q}{2} \frac{r^3}{a^3} \cos^2 \phi \right] = f \frac{M}{a} \left(1 + \frac{\mu}{2M} + \frac{q}{2} \right).$$

აქედან

$$\frac{r}{a} = \frac{1 + \frac{\mu}{2M} \frac{a^3}{r^3} (1 - 3 \sin^2 \phi) + \frac{q}{2} \frac{r^3}{a^3} \cos^2 \phi}{1 + \frac{\mu}{2M} + \frac{q}{2}}.$$

ამ ტოლობის გამარტივების მიზნით მისი მარჯვენა მხარე გავამრავლოთ და გავყოთ გამოთქმაზე

$$1 - \frac{\mu}{2M} - \frac{q}{2}$$

და მივიღოთ მხედველობაში ის გარემოება, რომ პირველი მიახლოებით $r=a$ (ე.ი. დედამიწა სფეროა), ხოლო $\frac{\mu}{M}$ და q პირველი რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეებია. მაშინ, თუ $\frac{a}{r}$ და $\frac{r}{a}$ შეფარდებებს

ერთით შევცვლით იქ, სადაც ისინი მრავლდებიან უსასრულოდ მცირე სიდიდეებზე, ხოლო უკუვაგდებთ ამ უკანსკნელთა კვადრატებს ან ნამრავლს, რაც მხოლოდ მეორე რიგის უსასრულოდ მცირე შეცდომას მოგვცემს, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{r}{a} = 1 - \left(\frac{3}{2} \frac{\mu}{M} + \frac{q}{2} \right) \sin^2 \phi, \quad (II.19)$$

ეს გამოსახულება იდეალური გეოიდის განტოლებაა. დავამტკიცოთ, რომ (II.19) სფეროიდის განტოლებაა, რომლის α კუმშვა უდრის:

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{\mu}{M} + \frac{q}{2} \quad (II.20)$$

მართლაც, სფეროიდის განტოლება, რომლის ნახევარღერძებია a , a და b , ასეთია:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1.$$

შევცვალოთ აქ სწორკუთხოვანი კოორდინატები სფერულით, მაშინ გვექნება:

$$\frac{r^2 \cos^2 \phi}{a^2} + \frac{r^2 \sin^2 \phi}{a^2 (1-\alpha)} = 1,$$

სადაც $\alpha = \frac{a-b}{a}$ ან $b = a(1-\alpha)$.

აქედან

$$\frac{r}{a} = \left[\cos^2 \phi + \frac{\sin^2 \phi}{(1-\alpha)} \right]^{-1/2} = (1-\alpha)(1-2\alpha \cos^2 \phi + \alpha^2 \cos^2 \phi)^{-1/2}$$

თუ უკანასკნელ ფრჩხილებში მოთავსებულ მრავალწევრს ბინომის წესით გავშლით და შევინარჩუნებთ პირველი რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდის α -ს მხოლოდ პირველ ხარისხებს, მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\frac{r}{a} = 1 - \alpha \sin^2 \phi, \quad (II.21)$$

რაც ადასტურებს იმას, რომ (II.19) განტოლება მართლაც სფეროიდის განტოლებას გამოსახავს.

ამგვარად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ პირველი მიახლოებით გეოიდი დედამიწის სფეროიდს ემთხვევა. ეს დასკვნა სამართლიანია მხოლოდ გარკვეული პირობებისათვის, რომელთა შესახებ ზემოთ გაკვრით იყო თქმული; კერძოდ. პოტენციალის დაშლის მწკრივი კრებადი უნდა იყოს, რისთვისაც აუცილებელია დედამიწის მთელი მასა გეოიდის შიგნით იყოს განაწილებული ერთგვაროვნად. შევნიშნავთ, რომ სინამდვილეში დედამიწის აგებულება არაერთგვაროვანია და ეს იწვევს გეოიდის ფორმის ადგილობრივ გადახრას სფეროიდიდან; იგივე გარემოება გავლენას ახდენს μ სიდიდეზე, და, მაშასადამე, კუმშვის სიდიდეზეც. ამიტომ (II.21) განტოლება სამართლიანია ერთგვაროვანი კონცენტრული ფენებისაგან შედგენილი სფეროიდისათვის.

§8. სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა გეოიდზე

კლეროს თეორემა.

როგორც ზემოთ გავარკვევით, სიმძიმის ძალის g მიმართულება გეოიდის ყოველ წერტილში ემთხვევა შიდა ნორმალს ამ წერტილში. ამიტომ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა გეოიდზე გამოისახება ფორმულით:

$$g = \frac{\partial W}{\partial n}.$$

სადაც W არის სიმძიმის ძალის პოტენციალი, განსაზღვრული (II.13) განტოლებით. მაგრამ ეს განტოლება შეიცავს არა n ნორმალს, არამედ r რადიუსს, რომლის მიმართულებაც მცირედ განსხვავდება გეოიდის ნორმალის მიმართულებიდან. მართლაც, კუთხე $(n, r) = \phi - \phi'$, სადაც ϕ არის კუთხე ნორმალსა და ეკვატორის სიბრტყეს შორის და შეადგენს გეოგრაფიულ განედს, ხოლო ϕ' კუთხეა რადიუსსა და ეკვატორის სიბრტყეს შორის და შეადგენს, როგორც ზემოთ აღნიშნეთ, გეოცენტრულ განედს. $\phi - \phi'$ კუთხე ეკვატორზე და პოლუსზე ნულის ტოლია, ხოლო 45° განედზე აღწევს მაქსიმუმს 11.6 .

ამგვარად, თუ გავაწარმოებთ (II.13) განტოლებას r -ის მიხედვით, მაშინ მივიღებთ სიმძიმის ძალის მდგენელს r მიმართულებასზე, რომელიც ტოლია

$$-\frac{\partial W}{\partial r} \cos(\phi - \phi').$$

ე.ი.

$$\frac{\partial W}{\partial r} = -\frac{\partial W}{\partial n} \cos(\phi - \phi') = -g \cos(\phi - \phi').$$

ნიშანი მინუსი იმის შედეგია, რომ n და r ვექტორებს საწინააღმდეგო მიმართულება აქვთ.

რადგან $\cos(\phi - \phi') = \cos 11.6 = 0.999995$, ამიტომ $\phi - \phi'$ კუთხის უგულებელყოფა გამოიწვევს g სიდიდის მხოლოდ უმნიშვნელოდ შეცვლას და ამიტომ შეიძლება დაეწეროს:

$$g = -\frac{\partial W}{\partial r}.$$

(II.17) განტოლების გაწარმოება r -ის მიხედვით მოგვცემს სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას გარე (r, ϕ) წერტილზე, რომელიც მონაწილეობს დედამიწის ბრუნვაში. ამგვარად,

$$g = f \frac{M}{r^3} + \frac{3}{2} f \mu \frac{a^3}{r^4} (1 - 3 \sin^2 \phi') - f M q \frac{r}{a} \cos^2 \phi'. \quad (II.22)$$

გამოვრიცხოთ ამ განტოლებიდან r კოორდინატი, რისთვისაც ჩავსვათ პირველ მთავარ წევრში მისი მნიშვნელობა (II.19) განტოლებიდან, ხოლო დანარჩენ წევრებში $r=a$, რაც დასაშვებია μ და q -ს სიმცირის გამო. მაშინ გამართებების შემდეგ მივიღებთ:

$$g = f \frac{M}{a^3} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\mu}{M} - q + (2q - \frac{3}{2} \frac{\mu}{M}) \sin^2 \phi' \right].$$

გამომდინარე (II.20)-დან, ამ განტოლებაში ჩავსვათ

$$\frac{3}{2} \frac{\mu}{M} = \alpha - \frac{q}{2},$$

მივიღებთ:

$$g = f \frac{M}{a^3} \left[1 + \alpha - \frac{3}{2} q + (\frac{5}{2} q - \alpha) \sin^2 \phi' \right]. \quad (II.23)$$

როცა $\phi' = 0$, მაშინ (II.23) მოგვცემს სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას ეკვატორზე, რომელიც ჩვენ აღვნიშნეთ g_0 -ით, ე.ი.

$$g_0 = f \frac{M}{a^3} (1 + \alpha - \frac{3}{2} q). \quad (II.24)$$

(II.23) და (II.24) შევაფარდოთ ერთმანეთს, გვექნება:

$$g = g_0 \left(1 + \frac{\frac{5}{2} q - \alpha}{1 + \alpha - \frac{3}{2} q} \sin^2 \phi' \right).$$

მცირე გარდაქმნის შემდეგ, ვინაიდან α და q პირველი რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეებია, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$g = g_0 \left[1 + (\frac{5}{2} q - \alpha) \sin^2 \phi' \right]$$

ან, თუ აღვნიშნავთ

$$\frac{5}{2} q - \alpha = \beta, \quad (II.25)$$

მაშინ

$$g = g_0 (1 + \beta \sin^2 \phi), \quad (II.26)$$

რომელშიც გეოცენტრიული განედის (ϕ') ნაცვლად გამოთვლის სიზუსტის დაუარღველად, შეგვიძლია ვიგულისხმოთ გეოგრაფიული განედი (ϕ).

(II.25) და (II.26) ფორმულები გამოსახვენ კლეროს თეორე-
მას.

პირველი მათგანი განსაზღვრავს სფეროიდული დედაშიწის
კუმშვასა და β სიდიდეს შორის დამოკიდებულებას, ხოლო მეორე
გვაძლევს ორღერძა სფეროიდზე სიმძიმის ძალის განაწილების
კანონს.

პოლუსებზე, სადაც $\phi = \pm 90^\circ$, გვაქვს

$$g_p = g_0(1 + \beta).$$

აქედან

$$\beta = \frac{g_p - g_0}{g_0}.$$

β -ს ფიზიკური შინაარსი იმაში მდგომარეობს, რომ იგი გვი-
ჩვენებს სიმძიმის ძალის ფარდობით სიპარბეს პოლუსზე ეკვატორ-
თან შედარებით. β -ს განსაზღვრა შეიძლება აგრეთვე (II.26)
განტოლებიდან, თუ ცნობილია g_1 და g_2 სიმძიმის ძალა ორ ნების-
მიერ პუნქტში, რომელთა განედებია ϕ_1 და ϕ_2 . ამგვარად, შედგე-
ბა ორი განტოლება

$$g_1 = g_0(1 + \beta \sin^2 \phi_1),$$

$$g_2 = g_0(1 + \beta \sin^2 \phi_2),$$

საიდანაც ადვილად მოიძებნება β და აგრეთვე g_0 სიდიდე.

როგორც ავღნიშნეთ, კლეროს თეორემა გამოყვანილია მცირე
სიდიდეთა პირველი რიგის სიზუსტით. პელმერტმა გაზარდა სიმძი-
მის ძალის პოტენციალის გაშლის სიზუსტე ერთი რიგით. ამ შემ-
თხვევაში სიმძიმის ძალა გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$g = g_0(1 + \beta \sin^2 \phi - \beta_1 \sin^2 2\phi), \quad (II.27)$$

სადაც

$$\beta = \frac{5}{2}q - \alpha - \frac{17}{14}qa; \quad \beta_1 = \frac{5}{8}aq - \frac{1}{8}a^2$$

g β და β_1 განისაზღვრება (II.27) განტოლებიდან, რის-
თვისაც აუცილებელია g ცნობილი იყოს არანაკლებ სამ პუნქტში.
აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ β_1 ძალზე მცირე სიდიდეა და მისი
მნიშვნელობის განსაზღვრა დაკვირვებით მიღებული მნიშვნელობე-

ბით ნაკლებ საიმედოა. ჩვეულებრივად, β ვანისაზღვრება თეორიული გზით, რომელსაც საფუძვლად უძევს დედამიწის აგებულების ესა თუ ის ჰიპოთეზა. ეს გზა დარვინისა და ვიხერტის მიერ იყო ნაჩვენები და შემდეგში გამოიყენეს სხვა მეცნიერებმაც.

კიდევ უფრო ზუსტი ფორმულის მიღება შეიძლება თუ დაშლას განვაგრძობთ მესამე რიგის უსარულოდ მცირემდე. ამ შემთხვევაში სამღერძა ელიფსოიდზე g წარმოგვიდგება შემდეგი სახით:

$$g = g_0 [1 + \beta \sin^2 \phi - \beta_1 \sin^2 2\phi + \beta_2 \cos^2 \phi \cos 2(\lambda - \lambda_0)]. \quad (II.28)$$

პოტენციალის თეორიიდან ცნობილია, რომ შეიძლება მივიღოთ g -ს ზუსტი მნიშვნელობა ორღერძა ელიფსოიდის ზედაპირზე; იგი ასე გამოისახება:

$$g = \frac{ag_0 \cos^2 \phi + bg_0 \sin^2 \phi}{\sqrt{a^2 \cos^2 \phi + b^2 \sin^2 \phi}}, \quad (II.29)$$

რომელიც 1929 წ. იქნა გამოყენილი იტალიელი გეოდეზისტის სომილიანის მიერ. აქ ასოებს იგივე მნიშვნელობა აქვს, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული.

მარტივი გარდაქმნებით დაერწმუნდებით, რომ თუ ამ ფორმულაში ჩავსვამთ

$$\beta = \frac{g_p - g_0}{g_0}, \quad \alpha = \frac{a - b}{a}$$

ან

$$g_p = g_0(1 + \beta), \quad b = a(1 - \alpha),$$

მაშინ (II.29) ფორმულა (II.27)-ის სახემდე დაიყვანება.

სამღერძა ელიფსოიდისათვის, რომლის ნახევარღერძებია a , b და c , g -ს ზუსტი მნიშვნელობა გამოითვლება მინეოს ფორმულით

$$g = \frac{(g_a \cos^2 \lambda + g_b \sin^2 \lambda) \cos^2 \phi + g_c \sin^2 \phi}{\sqrt{(a^2 \cos^2 \lambda + b^2 \sin^2 \lambda) \cos^2 \phi + c^2 \sin^2 \phi}}, \quad (II.30)$$

სადაც g_a , g_b და g_c აღნიშნავენ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას შესაბამისი ღერძების ბოლოებში.

§4. სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობა

§4.1. სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის გამომთვლის კლასიკური მეთოდი

(II.28) ფორმულაში შემავალი $g, \beta, \beta_1, \dots$ კოეფიციენტების

განსაზღვრისათვის ფორმალურად საკმარისია ვიცოდეთ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა იმდენ პუნქტში, რამდენი უცნობიც არის განტოლებაში, ისე როგორც ნაჩვენები იყო წინა პარაგრაფში ერთი და ორი კოეფიციენტის შემთხვევაში. მაგრამ, ვინაიდან დედამიწა არაერთგვაროვანია და მისი ფიზიკური ზედაპირი განსხვავდება დონებრივი ზედაპირისაგან, ამიტომ კოეფიციენტების საიმედოდ განსაზღვრისათვის საჭიროა ჩვენს განკარგულებაში იყოს სიმძიმის ძალის გაზომილი მნიშვნელობანი დედამიწის ზედაპირზე თანაბრად განაწილებულ მრავალ პუნქტში.

სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას რომელიმე დონებრივ ფართეულზე, მაგალითად, ორლერძა ან სამლერძა სფეროიდზე, სიმძიმის ძალის თეორიული ანუ ნორმალური მნიშვნელობა ეწოდება. იგი აღინიშნება γ_0 -ით და თანახმად (II.28) ფორმულისა ასე დაიწერება

$$\gamma_0 = g_0 [1 + \beta \sin^2 \phi - \beta_1 \sin^2 2\phi + \beta_2 \cos^2 \phi \cos 2(\lambda - \lambda_0)] \quad (II.31)$$

პელმერტმა 1884 წელს პირველად გამოიყენა 122 პუნქტში გაზომილი g -ს მნიშვნელობანი β და β_1 კოეფიციენტების განსასაზღვრავად უმცირესი კვადრატების ხერხით და მოგვცა γ_0 -ის საანგარიშო ფორმულა. 1901 და 1909 წლებში მან ისარგებლა 1606 პუნქტის მონაცემებით და გამოიყენა კიდევ უფრო ზუსტი ფორმულა, რომელსაც თანახმად (II.27) ფორმულისა, შემდეგი სახე აქვს:

$$\gamma_0 = 978,030(1 + 0,005302 \sin^2 \phi - 0,000007 \sin^2 2\phi) \text{ გალი,} \quad (II.32)$$

$$\alpha = 1:298,2.$$

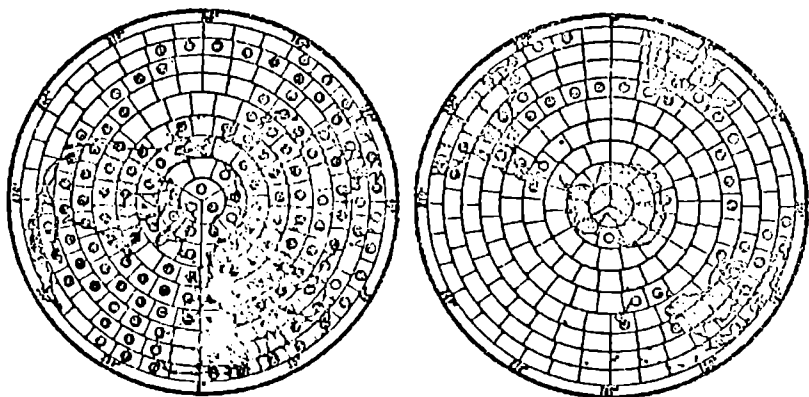
1901-1909 წწ. პელმერტის ფორმულა ფართოდ გავრცელდა და დღესაც გამოიყენება. მან შემდეგში კიდევ უფრო დააზუსტა ეს ფორმულა და დაუმატა მას მეოთხე წევრი გრძედის კუთხის კოსინუსის მამრავლით.

ცნობილია აგრეთვე სხვა გამოჩენილი მეცნიერების (ასტრონომ-გეოდეზისტების: ბოუის (1917), ჰეისკანენის (1924, 1928), კასინისის (1930), ჟონგოლოვიჩის (1952) და სხვ.) ფორმულებიც, რომელთაგან აღენიშნავთ მხოლოდ ზოგიერთს.

1930 წელს სტოკჰოლმში გამართულ გეოდეზიისა და გეოფიზიკის საერთაშორისო კონგრესზე იტალიელმა გეოდეზისტმა კასინისმა წარმოადგინა ახალი ფორმულა

$$\gamma_0 = 978,049(1 + 0,0052884 \sin^2 \phi - 0,0000059 \sin^2 2\phi) \text{ გალი,} \quad (11.33)$$

რომელიც გამოსახავს სიმძიმის ძალას ე.წ. საერთაშორისო ორდერ-და ელიფსოიდზე; მისი კუმშვა $\alpha = 297,0$. კასინისის ფორმულას უწოდეს საერთაშორისო ნორმალური ფორმულა და საერთაშორისო კუმშვა.



ნახ. 11. დედამიწის გრავიტაციული ველის შესწავლილობა 1960 წლისათვის

რუსმა მეცნიერმა ი.ჟონგოლოვიჩმა 1952 წელს გამოაქვეყნა სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის გამოსათვლელი ფორმუ-ლები ორდერ-და ელიფსოიდისათვის

$$\gamma_0 = 978,0573(1 + 0,0052837 \sin^2 \phi - 0,0000059 \sin^2 2\phi) \text{ გალი,} \quad (11.34)$$

$$\alpha = 1:296,6$$

და სამღერძა ელიფსოიდისათვის

$$\gamma_0 = 978,0573(1 + 0,005268 \sin^2 \phi - 0,0000059 \sin^2 2\phi + 0,0000155 \cos^2 \phi \cos 2(\lambda - 6^\circ)) \text{ გალი,} \quad (11.34')$$

$$\alpha = 1:296,6, \quad \alpha' = 1:32000, \quad \lambda_g = 6^\circ$$

ამ ფორმულების გამოსაყვანად ავტორმა გამოიყენა 26000-მდე გრავიმეტრიული პუნქტი, რომელთა დიდი ნაწილი ყოფილი საბჭოთა კავშირის ტერიტორიაზეა განლაგებული. დედამიწის ზედაპირი მან დაყო სექტორებად 10.10° (ნახ. 11), რომლებშიც ჩახაზული წრეები აღნიშნავს გრავიმეტრიულად შესწავლილ ტერიტორიას. ისინი, როგორც ნახაზიდან ჩანს, იმ დროს არათანაბრად ფარავენ დედამიწის ზედაპირს.

(II.32), (II.33) და (II.34) ფორმულებით გამოთვლილი სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობანი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. რაზედაც წარმოდგენას გვაძლევს ცხრილი 1. სადაც ნაჩვენებია, რომ

ცხრილი 1

სიმძიმის ძალის ნორმალურ მნიშვნელობათა სხვაობა (მილიგალებში)

ϕ	$\gamma_K - \gamma_H$	$\gamma_a - \gamma_K$	$\gamma_a - \gamma_H$	ϕ	$\gamma_K - \gamma_H$	$\gamma_a - \gamma_K$	$\gamma_a - \gamma_H$
0°	+19.0	+8.8	+27.8	60°	+12.8	+6.7	+18.0
10	18.7	8.2	26.9	80	9.9	4.9	14.8
20	17.8	7.8	25.7	70	7.8	4.8	11.9
30	16.6	7.2	23.7	80	8.8	8.9	10.2
40	14.6	6.4	21.0	90	6.8	8.8	9.8

γ_H სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობაა პელმერტის ფორმულის მიხედვით, γ იგივე კასინისის მიხედვით და γ ეონგო-ლოვიჩის მიხედვით.

ამ ფორმულების განსხვავებული მნიშვნელობები კვლავ მოითხოვდა ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულისა და დედამიწის კუმშვის მნიშვნელობის შემდგომ დაზუსტებას, რაც უკავშირდება სიმძიმის ძალის გაზომვის სიზუსტის ამაღლებას. ამ მიმართულებით მიღწეულმა წარმატებამ გარკვეულად განაპირობა 1967 წელს ახალი ფორმულის შექმნა, რომელსაც აქვს შემდეგი სახე:

$$\gamma_0 = 978031,85 (1 + 0,0053024 \sin^2 \phi - 0,0000059 \sin^2 2\phi) \text{ მგალი.}$$

(II.35)

ნორმალური რეფერენც-ელიფსოიდისათვის, რომლის კუმშვაა 1:298,255 და ეკვატორული რადიუსია $a_0 = 6378142 \pm 6$ მ.უნდა აღინ-

იშნოს, რომ ფორმულა (II.35) კარგად ეთანადება ჰელმერტის საანგარიშო ფორმულას (II.32) და ამიტომ ეს უკანასკნელი დღემდე გამოიყენება სიმძიმის ძალის ანომალიის გამოთვლისათვის.

ცხრილი 2

სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობა (II.32) მიხედვით

ϕ	γ_0	ϕ	γ_0	ϕ	γ_0
0°	978030,0	30°	979821,8	60°	981014,1
5	069,2	35	729,9	65	982285,8
10	185,5	40	080106,9	70	008,1
15	376,6	45	816,9	75	860,6
20	658,7	50	981068,8	80	983068,8
25	962,1	55	608,4	85	175,0
30	979821,8	60	914,1	90	215,9

ამ ცხრილში γ_0 -ის მნიშვნელობები მოცემულია ყოველი 5°-ის ინტერვალით, მილიგალებში. აქედან ჩანს, რომ სამძიმის ძალის მნიშვნელობა ეკვატორიდან პოლუსებისაკენ იზრდება 5185 მილიგალით.

§4.2 სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის გამოთვლა ფუნდამენტური გეოდეზიური მუდმივებით

ზემოთ გავეცანით დედამიწის ნორმალური გრავიტაციული ველის გამოთვლის კლასიკურ მიდგომას. უნდა აღინიშნოს, რომ იგი არ არის თავისუფალი ზოგიერთი განუზღვრელობისაგან, რაც იმის შედეგია, რომ არ არსებობს გრავიტაციული პოტენციალის მწყრივად გაშლისას უკუგდებული წევრების გავლენის შეფასების მკაცრი კრიტერიუმი.

ჩვეულებრივ სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის ფორმულაში (II.31) შემავალი გრძელდება ძირითადად გამოიანგარიშება სიმძიმის ძალის მიწის ზედაპირზე გაზომვებიდან, რომლებიც დაკავშირებულია პოტენციალის აბსოლუტურ სისტემასთან. უკანასკნელ პერიოდში წარმოებულ ზუსტი აბსოლუტური გაზომვებით დადგენილ იქნა (III.3.4.), რომ ეს სისტემა საჭიროებს დაახლოებით 14,0 მეგალი სიდიდით შემცირებას. ამავე დროს ისიც ნათელია, რომ ეს შესწორება არ არის საბოლოოდ დადგენილი სიდიდე. გარდა ამისა, ზემოთ აღნიშნული ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულები სამუქალებას იძლევა γ სიდიდე განესაზღვროთ მხოლოდ ელიფსოიდის ზედაპირზე და რედუქციების დროს ნორმალური ვერტიკალური გრადიენტი $\partial/\partial r$ მიღებულია 0,3086 მეგალი/მ ტოლად. მაშინ, როდესაც ჩერ კიდევ პელმერტმა უჩვენა, რომ $\partial/\partial r$ დამოკიდებულია დაკვირვების პუნქტის განედზე (ϕ) და სიმაღლეზე (H). მიიღო რა მსედველობაში აქ აღნიშნული, კ.მ. ქართველი-შვილმა, გამომდინარე სტოქსის თეორემიდან, სიმძიმის ძალის პოტენციალის (W) და მისი ვერტიკალური წარმოებულის (γ) გამოსათვლელად H სიმაღლეზე შეადგინა შესაფერისი ფორმულები, რომლებიც გამოისახება გეოდეზიური მუდმივებით:

$$W = \bar{W} \left(\beta \arctg ed - \beta_1 \left[\frac{A}{2} \left(\arctg ed - \frac{ed}{1+e^2 d^2} \right) + B(ed - \arctg ed) \right] + \beta_2 A \right) \quad (II.36)$$

$$\gamma = \bar{\gamma} \left\{ \frac{\beta d'}{1+e^2 d^2} + \beta_1 \left[\frac{A}{2} \left(\arctg ed - \frac{ed}{1+e^2 d^2} \right) + B(ed - \arctg ed) \right] - \beta_2 A' \right\}, \quad (II.37)$$

სადაც

$$\begin{aligned}
A &= \left[\frac{a}{\sqrt{1-k \sin^2 \phi}} + H \right] \cos^2 \phi; & B &= \left[\frac{a(1-\alpha)}{\sqrt{1-k \sin^2 \phi}} + H \right] \sin^2 \phi; \\
A' &= 2 \left[\frac{a}{\sqrt{1-k \sin^2 \phi}} + H \right] \cos^2 \phi; & B' &= 2 \left[\frac{a(1-\alpha)}{\sqrt{1-k \sin^2 \phi}} + H \right] \sin^2 \phi; \\
d &= \frac{\sqrt{2} a (1-\alpha)}{\sqrt{A+B-k_1 + \sqrt{(A+B-k_1)^2 + 4k_1 B}}}; & d' &= -\frac{d^3}{2} \left[\frac{A' + B' (1+e^2 d^2)}{2k_2 - d^2 (A+B-k_1)} \right]; \\
\bar{W} &= \frac{fM}{a}; & \beta &= \frac{1}{\sqrt{2\alpha-\alpha^2}} + \frac{1}{3} \frac{qe^2}{(3+e^2) \arctg e - 3e}; \\
\beta_1' &= q \frac{1+e}{a [(3+e^2) \arctg e - 3e]}; & \beta_2 &= \frac{q}{2a}; & q &= \frac{\omega^2 a}{fM}; \\
k &= 2\alpha - \alpha^2, & k_1 &= a^2 (2\alpha - \alpha^2), & k_2 &= a^2 (1-\alpha), & e &= \frac{\sqrt{2\alpha-\alpha^2}}{1-\alpha}; \\
\bar{\gamma} &= \frac{fM}{a(1-\alpha)}; & \bar{\beta} &= 1 - \frac{\frac{2}{3} q e^2 (1-\alpha)}{(3+e^2) \arctg e - 3e}; \\
\beta_1 &= \frac{q}{a^2 (1-\alpha) [(3+e^2) \arctg e - 3e]}; & \beta_2 &= \frac{q(1-\alpha)}{2a^2} \quad (II.38)
\end{aligned}$$

ამ ფორმულებში ფუნდამენტური გეოდეზიური მუდმივებია: a - ელიფსოიდის ეკვატორიული რადიუსი, fM - დედამიწის გეოცენტრული გრავიტაციული მუდმივა, fM_A - ატმოსფეროს გეოცენტრული გრავიტაციული მუდმივა, ω - დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, α - დედამიწის კემშვა. ამ მუდმივების განსაზღვრა თანამედროვე ეტაპზე ხელოვნური თანამგზავრებისა და კოსმოსური ხომალდების მეშვეობით შეიძლება დიდი სიზუსტით. დონებრივ ელიფსოიდზე ნორმალური პოტენციალისა და სიმძიმის ძალის გამოთვლისათვის საკმარისია (II.36) და (II.37) ფორმულებში მივიღოთ $H=0$, $d=1$, და ფუნდამენტურ გეოდეზიურ მუდმივთა მნიშვნელობებად მივიღოთ საერთაშორისო გეოდეზიური ასოციაციის (სვა) მიერ 1975 წ. დღგენილი სიდიდეები, რაც განპირობებულია იმით, რომ ეს მო-

ნაცემები კვლევის თანამედროვე ეტაპზე ითვლება ყველაზე უფრო უნიფიცირებულად, კერძოდ:

$$fM = 398600,5 \cdot 10^3 \text{ მ}^3/\text{წმ}^3, a = 6378140\text{მ},$$

$$\omega = 7,292115 \cdot 10^{-6} \text{ რად/წმ}, \alpha = 1:298,257.$$

აქ აღნიშნული კოეფიციენტების გათვალისწინებით ნორმალური სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა დონებრივი ელიფსოიდის ზედაპირზე გამოითვლება ფორმულით:

$$\gamma = \frac{978031,752 + 1889,425 \sin^2 \phi}{\sqrt{1 - 0,006694385 \sin^2 \phi}} \quad (II.39)$$

დავუბრუნდეთ (II.36) და (II.37) ფორმულებში შემაჯალ გეოცენტრული გრავიტაციული მუდმივას - fM -ს, რომელიც განისაზღვრება კოსმოსური აპარატების მოძრაობის დახშარებით. M გარდა დედამიწის მასისა, შეიცავს აგრეთვე ატმოსფეროს მასასაც M_A .

ამის გამო წარმოიშობა სიმძიმის ძალის ნორმალურ მნიშვნელობაში ატმოსფეროზე ბუ შესწორების შეტანის აუცილებლობა.

სირთულეს არ წარმოადგენს იმის ჩვენება, რომ ეს შესწორება ადვილად მიაღება (II.37) ფორმულიდან, თუ მას წარმოუადგენთ შემდეგი სახით:

$$\gamma = \left[\frac{fM}{a(1-\alpha)} - C_1 \right] F_1(\phi, H) - C_2 F_2(\phi, H). \quad (II.40)$$

აქ C_1 და C_2 ელიფსოიდის პარამეტრებზე დამოკიდებული მუდმივებია, ხოლო F_1 და F_2 დამოკიდებულია არა მარტო ელიფსოიდის პარამეტრებზე, არამედ წერტილის ϕ და H კოორდინატებზედაც.

(II.40) ფორმულიდან გამომდინარე, ნორმალური სიმძიმის ძალის მნიშვნელობაში ატმოსფეროზე შესატანი შესწორება შეიძლება წარმოდგენილ იქნეს სხვაობით

$$\begin{aligned} \delta\gamma = & \left\{ \left[\frac{fM}{a(1-\alpha)} - C_1 \right] F_1(\phi, H) - C_2 F_2(\phi, H) \right\} - \\ & - A \left\{ \left[\frac{(fM - fM_A)}{a(1-\alpha)} - C_1 \right] F_1(\phi, H) - C_2 F_2(\phi, H) \right\}, \end{aligned}$$

საიდანაც საბოლოოდ ვღებულობთ:

$$\delta\gamma = \left[\frac{fM_A}{a(1-\alpha)} \right] F_1(\phi, H). \quad (II.41)$$

$$F_1(\phi, H) = \frac{d'}{1 - e^{\frac{2}{d}}}, \quad (II.42)$$

როდესაც ათვლის წერტილი მდებარეობს დონებრივი ელიფსოიდის ზედაპირზე ($H=0$, $d=1$), ატმოსფეროზე შესწორება გამოისახება ფორმულით:

$$\delta\gamma_0 = \frac{fM_A}{a(1-\alpha)} \left[1 - (2\alpha - \alpha^2) \sin^2 \phi \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (II.43)$$

როგორც (II.41) და (II.43) გამოსახულებებიდან ჩანს, ნებისმიერ წერტილში, კოორდინატებით (ϕ, H) , ატმოსფეროზე შესწორების გამოსათვლელად საკმარისია მოცემულ იქნეს ეკვატორული რადიუსი (a), ელიფსოიდის ეკმშვა (α) და აგრეთვე ატმოსფეროს გეოცენტრული მუდმივა (fM_A).

ბუ შესწორებათა რიცხვითი მნიშვნელობები ათვლის წერტილის განედსა და სიმაღლეზე დამოკიდებულებით მოყვანილია ცხრილში 3. ეს სიდიდეები უნდა აღებულ იქნეს მინუს ნიშნით.

ცხრილი 3

H, კმ	ϕ , გრადუსი						
	0	15	30	45	60	75	90
0	0,8632	0,8631	0,8626	0,8618	0,8611	0,8606	0,8604
1	0,8630	0,8629	0,8623	0,8616	0,8608	0,8603	0,8601
5	0,8619	0,8617	0,8612	0,8604	0,8597	0,8592	0,8590
25	0,8606	0,8603	0,8598	0,8591	0,8584	0,8589	0,8594
60	0,8496	0,8490	0,8491	0,8484	0,8478	0,8472	0,8471.

ცხრილიდან ჩანს, რომ 0-50 კმ სიმაღლის ინტერვალზე ბუ მნიშვნელობა მცირდება საშუალოდ 0,013 მგალით ყველა განედისათვის, ხოლო განედზე დამოკიდებულებით კი ნებისმიერ სიმაღლეზე საშუალოდ 0,003 მგალით. ეს შედეგი გვაძლევს უფლებას გავაკეთოთ დასკვნა, რომ სიმძიმის ძალის ანომალიის გამოთვლისას 0,1 მგალი სიზუსტით შეიძლება არ იქნეს მიღებული მხედველობაში ბუ-ს დამოკიდებულება სიმაღლეზე და განედზე, ხოლო დანარჩენ შემთხვევაში გამოყენებულ იქნეს ცხრილში მოყვანილ მნიშვნელობათა საშუალო სიდიდე 0,862 მგალი.

ამ შესწორების გათვალისწინებით ელიფსოიდის ზედაპირზე ნორმალური სიმძიმის ძალის გამოსათვლელ ფორმულას (II.39) ექნება სახე:

$$\gamma = \frac{978030,890 + 1889,425 \sin^2 \phi}{\sqrt{1 - 0,006694385 \sin^2 \phi}} \quad (II.44)$$

§1.8. პლანეტარული სიმკვრივეთა მოდელი და დედამიწის ნორმალური გრავიტაციული ველი

გეოლოგიური და გეოფიზიკური პრობლემების ამოხსნისათვის გამოიყენება არა სიმძიმის ძალის აბსოლუტურ მნიშვნელობათა $g(P)$ -ს განაწილება დედამიწის ზედაპირზე, არამედ მისი გადახრა სიმძიმის ძალის ნორმალური $\gamma(P)$ მნიშვნელობისაგან, ე.ი.

$$\Delta g(P) = g(P) - \gamma(P). \quad (II.45)$$

სადაც $\Delta g(P)$ სიმძიმის ძალის ანომალია დაკვირვების P წერტილში.

იგულისხმება, რომ (II.45) ფორმულით გამოთვლილი ანომალია განპირობებულია დედამიწის ფიზიკურ ზედაპირსა და ზღვის დონეს შორის განლაგებული მასებისა, ერთი მხრივ, და ზღვის დონის ქვემოთ მოთავსებული ანომალური მასების მიერ, მეორე მხრივ. ამ უკანასკნელი მასების განსაზღვრისათვის, რაც წარმოადგენს სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის საგანს, საჭიროა ვიცოდეთ მასების სიმკვრივეთა როგორი განაწილება მიღებული მსყდველობაში სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის γ გამოთვლისას. ეს არის ძირითადი მოთხოვნილება, რომელსაც უნდა აკმაყოფილებდეს ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულა გეოლოგიური და გეოფიზიკური ამოცანების ამოხსნისას.

დედამიწის შინაგანი აგებულების შესახებ მდიდარი ექპერიმენტული მონაცემებისა და დასაბუთებული ჰიპოთეზების საფუძველზე შექმნილია დედამიწის სფერული, სიმკვრივეთა მოდელის რამდენიმე ვარიანტი, რომელთა შორის ბოლო დრომდე ყველაზე საიმედოდ მიჩნეული იყო კ. ბულენის მოდელი (II.56). დედამიწის სიმკვრივეთა მოდელის აგების შესაძლებლობათა თანამედროვე ეტაპზე იფარგლებიან ერთგანზომილებიანი სფერული სიმეტრიული მოდელით, რომელსაც საფუძვლად უძევს PEM-ის (Planetary Earth Model) ტიპის ნორმალური დედამიწის პლანეტარული სიმკვრივეთა

მოდელი. ეს არჩევანი განპირობებულია იმით, რომ მოდელი *PEM* გამოირჩევა პარამეტრების სიმარტივით; იგი კარგ თანხვედნაშია დაკვირვებათა მონაცემებთან და აღწერს დედამიწის აგებულების ყველა თავისებურებას არანაკლებ ზუსტად, ვიდრე უფრო რთული მოდელი. ასეთ მოდელთა შორის განსაკუთრებით საყურადღებოა *PEM-K* - კონტინენტური, *PEM-O* - ოკეანური და *PEM-C* - საშუალო მარტივი სფერული მოდელები, შემუშავებული ძეგონსკის, პალესის და ლეპეუდის მიერ.

ნორმალურ დედამიწად პირობითად მივიჩნიოთ დედამიწის ისეთი ელიფსოიდური პლანეტარული სიმკვრიველი მოდელი, რომელიც მიიღება საწყისი სფერულ + სიმეტრიული სიმკვრიველი მოდელის მოდიფიცირებით. მოდიფიცირების არსი იმაში მდგომარეობს, რომ მოდელის შიგნით მუდმივი სიმკვრივის ზედაპირების ნაპოვნი კუშშვიცის განაწილების საფუძველზე გეოსფეროს ყოველი *i*-რი ფენა გარდაიქმნება ელიფსოიდურ ფენად, რომელიც მოთავსებულია ორ მზრუნავ ელიფსოიდს შორის. სიმკვრივის ცვლილების კანონი *i*-რ ელიფსოიდურ ფენაში ისეთივეა, როგორც საწყისი სფერული მოდელის შესაბამის სფერულ ფენაში.

თუ დედამიწის სიმკვრიველი მოდელი შედგება *n* ელიფსოიდური ფენისაგან, რომელთა შიგნით სიმკვრივე σ_i მუდმივია, მაშინ სიმძიმის ძალის γ_x , γ_y , γ_z მდგენელთა ჩამოვლი მნიშვნელობის გამოსათვლელად საკმარისია მივმართოთ ფორმულებს:¹

$$\gamma_x = 2\pi f x \sum_{i=1}^n (\sigma_i - \sigma_{i-1}) \frac{1+e_i}{e_i} \left(\operatorname{arctg} e_i d_i - \frac{e_i d_i}{1+e_i} \right) - \omega^2 x,$$

$$\gamma_y = 2\pi f y \sum_{i=1}^n (\sigma_i - \sigma_{i-1}) \frac{1+e_i}{e_i} \left(\operatorname{arctg} e_i d_i - \frac{e_i d_i}{1+e_i} \right) - \omega^2 y,$$

$$\gamma_z = 2\pi f z \sum_{i=1}^n (\sigma_i - \sigma_{i-1}) \frac{1+e_i}{e_i} \left(e_i d_i - \operatorname{arctg} e_i d_i \right).$$

¹ იხ. К.М. Картезианский, ფორმულები 4.12 და 18.1.

სადაც σ_i არის i -რი ელიფსოიდალური ფენის ($i=1,2,\dots,n$; $\sigma_n=0$) მუდმივი სიმკვრივე; e_i i -რი ელიფსოიდის მეორე ექსცენტრისიტე-
ტია;

$$d_i = c_i \sqrt{2} \left\{ x^2 + y^2 - e_i^2 c_i^2 + \left[(x^2 + y^2 - e_i^2 c_i^2 + 4z^2 e_i^2 c_i^2)^{1/2} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}; \quad a_i \text{ და } c_i$$

დიდი და მცირე ნახევარღერძებია i -რი ელიფსოიდისა; x, y, z იმ წერტილის კოორდინატებია, რომელშიაც გამოითვლება γ_x, γ_y და γ_z .

ზონების ნუმერაცია იწყება მოდელის ზედაპირიდან და ჭერ გამოითვლება სიმძიმის ძალის მდგენელები მთელი მოდელისათვის σ_1 სიმკვრივით, შემდგომ ამ მნიშვნელობას დაემატება სიმძიმის ძალის სათანადო მდგენელების მნიშვნელობა მომდევნო ელიფსოიდებისათვის სიმკვრივით $\sigma_1 - \sigma_i$, ცხადია, პირველი ზონის გარდა. ეს პროცესი გაგრძელდება დედამიწის ცენტრამდე. ე.ი. ყველა n ელიფსოიდისათვის ($i=2,3,\dots,n$). სიმძიმის ძალის სრული ვექტორი γ , როგორც ცნობილია, ტოლი იქნება

$$|\gamma| = (\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2)^{1/2}$$

თუ x, y, z სწორკუთხოვან კოორდინატებს შევცვლით გეოდეზიური ϕ, λ, H , კოორდინატებით, მაშინ γ გამოისახება შემდეგნაირად

$$\begin{aligned} \gamma = & 2\pi f \left\{ A \left[\sum_{i=1}^n \left\{ \sum_{k=0}^2 (a_{ik} - a_{i-1,k}) \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^k f(r_i) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \int_{r_{i-1}}^{r_i} \sum_{k=0}^2 \frac{k a_{i,k}}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{k-1} f(r) dr \right\} - \frac{\omega^2}{2\pi f} \right]^{1/2} + \right. \\ & \left. 4B \left[\sum_{i=1}^n \left\{ \sum_{k=0}^2 (a_{ik} - a_{i-1,k}) \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^k F(r_i) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \int_{r_{i-1}}^{r_i} \sum_{k=0}^2 \frac{k a_{i,k}}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{k-1} F(r) dr \right\} \right]^{1/2} \right\} \quad (II.47) \end{aligned}$$

სადაც

$$f(r) = \frac{1+e^{\frac{1}{2}}(r)}{e^{\frac{1}{2}}(r)} \left[\operatorname{arctge}(r)d(r) - \frac{e(r)d(r)}{1+e^{\frac{1}{2}}(r)d^{\frac{1}{2}}(r)} \right],$$

$$F(r) = \frac{1+e^{\frac{1}{2}}(r)}{e^{\frac{1}{2}}(r)} \left[e(r)d(r) - \operatorname{arctge}(r)d(r) \right], \quad \text{ხოლო}$$

$a_{l,k} (k=0,1,2,3)$ ლრი ზონის სიმკვრივის გამომსახველი პოლინომის კოეფიციენტებია.

(II.47) ფორმულაში შემაველი ინტეგრალების გამოთვლისას ყოველი ზონისათვის გამოიყენება გაუსის კვადრატული ფორმულა. სიმძიმის ძალის გამოთვლის აღნიშნული მეთოდიკა (გადასვლა ინტეგრალურ ფორმულებზე) შეიძლება უშუალოდ გამოყენებულ იქნეს სიმძიმის ძალის პოტენციალის გამოსათვლელადაც. ამის გათვალისწინებით მოდიფიცირებული დედამიწის სიმძიმის ძალის პოტენციალის გამოსათვლელი ფორმულა გამოისახება ასე:

$$W = 2\pi f \left[\sum_{l=1}^n \left\{ \sum_{k=0}^3 (a_{lk} - a_{l-1,k}) \left(\frac{r_l}{r_0} \right)^k f_0(r_l) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \int_{r_{l-1}}^{r_l} \sum_{k=1}^3 \frac{k a_{l,k}}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{k-1} f_0(r) dr \right\} - \right.$$

$$\left. - \frac{A}{2} \sum_{l=1}^n \left\{ \sum_{k=0}^3 (a_{lk} - a_{l-1,k}) \left(\frac{r_l}{r_0} \right)^k f(r_l) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \int_{r_{l-1}}^{r_l} \sum_{k=1}^3 \frac{k a_{l,k}}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{k-1} f(r) dr \right\} - \right. \quad (II.48)$$

$$\left. - B \sum_{l=1}^n \left\{ \sum_{k=0}^3 (a_{lk} - a_{l-1,k}) \left(\frac{r_l}{r_0} \right)^k F(r_l) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \int_{r_{l-1}}^{r_l} \sum_{k=1}^3 \frac{k a_{l,k}}{r_0} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{k-1} F(r) dr \right\} \right] + \frac{1}{2} A \omega^2,$$

სადაც

$$f_0(r) = \frac{a^3(r)}{e(r)} \operatorname{arctg} e(r)$$

შევნიშნავთ, რომ (II.47) და (II.48) ფორმულების საშუალებით შეიძლება გამოთვლილ იქნეს დედამიწის ნორმალური გრავიტაციული ველის ელემენტები სივრცის ნებისმიერ წერტილში, თუ მოდელში სიმკვრივე იცვლება არაუმეტეს მესამე რიგის პოლინომის სახით.

რიცხვითი რეალიზაცია (II.47) და (II.48) ფორმულებისა შეიძლება განხორციელდეს თანამედროვე კომპიუტერებზე დედამიწის ოპტიმალური პლანეტარული სიმკვრიველი მოდელის (PEM) დასადგენად მოეახდინოთ შედარება PEM-K - კონტინენტური, PEM-O ოკეანური და PEM-C საშუალო მოდელების გრავიტაციული ველები-სა დედამიწის ნორმალურ ველთან, რომელიც გამოითვლება (II.44) ფორმულით, ასეთი შედარების შედეგი მოყვანილია ქვემოთ ცხრილში 4, რომლის მე-2, მე-4 და მე-6 სვეტებში მოცემულია PEM-K, *PEM-C და PEM-O მოდელების შესაბამისი პოტენციალის მნიშვნელობები, ხოლო მე-3, მე-5 და მე-7 სვეტებში γ -ის მნიშვნელობები იმავე მოდელებისათვის შესაბამისად.

ისმება კითხვა: ცხრილში მოყვანილ ამ სამ პლანეტარულ მოდელით შორის, რომელი შეიძლება ჩაითვალოს ოპტიმალურად, ე.ი. ნორმალურ დედამიწად, ხოლო მისი გრავიტაციული ველი დედამიწის ნორმალურ ველად და რეკომენდებულ იქნეს პრაქტიკული გამოყენებისათვის? ოპტიმალურად შეიძლება მიჩნეულ იქნეს ის PEM, რომელსა გრავიტაციული ველი უფრო ნაკლებადაა გადახრილი დონე-ბრივი ელიფსოიდის გარავიტაციული ველისაგან. (II.44) ფორმულასთან შედარებით ასეთია PEM-K, რომელიც საშუალოდ გადახრილია 20 მგალით, მაშინ როდესაც სხვა მოდელებისათვის (PEM-O და PEM-C) ეს სხვაობა აღწევს სათანადოდ 356 და 293 მგალს (ცხრილი 4).

ცხრილი 4

გან- დი. ბრა- დუსი	მოდელის ტიპი					
	PEM-K		PEM-C		PEM-O	
	W _K მწვე	Y _K მგალი	W _C მწვე	Y _C მგალი	W _O მწვე	Y _O მგალი
1	2	3	4	5	6	7
0	62636790	978026,22	62653773	978293,60	62657758	978356,22
5	62636793	065,56	62653779	332,98	62657763	395,60
10	62636802	182,42	62653796	449,94	62657781	512,56
15	62636818	373,30	62653825	641,00	62657810	703,61
20	62636840	632,51	62653865	900,45	62657849	963,05
25	62636868	952,29	62653915	979220,54	62657899	979283,11
30	62636901	979323,06	62653974	591,66	62657958	654,21
35	62636940	733,67	62654041	980002,66	62658025	980065,20
40	62636984	980171,75	62654115	441,16	62658099	503,67
45	62637030	624,06	62654192	893,90	62658176	956,39
50	62637079	981076,87	62654262	981347,15	62658256	981409,62
55	62637128	516,41	62654352	787,11	62658336	849,56
60	62637176	929,25	62654428	982200,36	62658412	982262,78
65	62637221	982302,76	62654499	574,23	62658482	638,63
70	62637261	625,45	62654561	897,24	62658545	959,63
75	62637294	887,39	62654612	983159,44	62658596	983221,82
80	62637319	983080,50	62654650	352,74	62658634	415,11
85	62637334	198,82	62654674	471,17	62658657	533,53
90	62637340	238,66	62654682	511,06	62658665	573,41

§5. სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომავლების ნორმალური მნიშვნელობანი

აუცილებელია ვიცოდეთ აგრეთვე სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომავლების ნორმალური მნიშვნელობანიც. მათი საანგარიშო ფორმულების გამოსაყვანად მივმართოთ ნორმალური სიმძიმის ძალის რომელიმე ფორმულას, მაგალითად, (II.32). სფეროიდის მთავარი ნორმალური კვეთები ემთხვევა სათანადო მერიდიანს და პირველ ვერტიკალს. ამიტომ მათი აზიმუტებია $\psi_1 = 0^\circ$ და $\psi_2 = 90^\circ$, რომელთა მნიშვნელობების ჩასმა გამოსახულებაში (I.27)

$$\lg 2\psi_0 = -\frac{2U_{xy}}{U_\Delta}$$

მოგვცემს $2U_{xy}$ სიდიდის ნორმალურ მნიშვნელობას -

$$(2U_{xy})_n = 0.$$

ამ შედეგის გათვალისწინებით (I.29) ასე გადაიწერება:

$$(U_\Delta)_n = g \left[\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right].$$

ან ორღერძა სფეროიდისათვის

$$(U_\Delta)_n = \gamma_0 \left[\frac{1}{M} - \frac{1}{N} \right]. \quad (II.49)$$

სადაც M არის მერიდიანის სიგრძის რადიუსი; N სფეროიდის ნორმალური კვეთის სიგრძის რადიუსი, რომელიც ამ მერიდიანის სიბრტყის მართობულია; γ_0 სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობაა, რომელიც განსაზღვრულია (II.26) განტოლებით. გეოდეზიიდან ცნობილია, რომ

$$M = \frac{a(1 - e^2)}{(1 - e \sin \phi)^{3/2}}, \quad N = \frac{a}{(1 - e \sin \phi)^{1/2}}$$

და

$$e^2 = \frac{a^2 - b^2}{a}$$

სადაც a და b დედამიწის სფეროიდის ეკვატორული და პოლარული ნახევარღერძებია, ხოლო e მისი ექსცენტრისიტეტი.

ჩავსვათ M, N და γ_0 მნიშვნელობანი (II.49) გამოთქმაში; მარტივი გარდაქმნის შემდეგ მივიღებთ:

$$(U_{\Delta})_n = \frac{g_0}{a} e^2 \cos^2 \phi$$

ან რიცხობრივი მნიშვნელობების ჩასმის შემდეგ გვექნება:

$$(U_{\Delta})_n = 10,24 \cos^2 \phi \cdot 10^{-9} \text{ წმ}^2$$

სიმძიმის ძალის პოარიზონტული გრადიენტების

$$U_x = \frac{\partial g}{\partial x} \quad \text{და} \quad U_y = \frac{\partial g}{\partial y}$$

სიდიდეთა ნორმალურ მნიშვნელობათა გამოსაყვანად მივიღოთ, რომ x ღერძი მიმართულია ჩრდილოეთი პოლუსისაკენ; მაშინ

$$\begin{aligned} \partial x &= M \partial \phi \\ \partial y &= N \cos \phi d\lambda. \end{aligned}$$

აქედან გამომდინარე,

$$(U_x)_n = \frac{1}{M} \frac{\partial g}{\partial \phi} \quad \text{და} \quad (U_y)_n = \frac{1}{N \cos \phi} \frac{\partial g}{\partial y}$$

(II.26) ფორმულიდან ვღებულობთ:

$$\frac{\partial g}{\partial \phi} = 2g_0 \beta \sin \phi \cos \phi = g_0 \beta \sin 2\phi,$$

$$\frac{\partial g}{\partial \lambda} = 0.$$

ამიტომ

$$(U_x)_n = \frac{g_0 \beta}{M} \sin 2\phi \quad \text{და} \quad (U_y)_n = 0$$

M -ის მნიშვნელობის ჩასმისა და მცირეოდენი გარდაქმნის შემდეგ პირველი მათგანი მიიღებს სახეს

$$(U_x)_n = \frac{g_0 \beta}{a} \sin 2\phi,$$

ან საბოლოოდ რიცხობრივი სიდიდეების ჩასმის შემდეგ

$$(U_x)_n = 8,11 \sin 2\phi \cdot 10^{-9} \text{ წმ}^2$$

ამგვარად, არჩეულ ასტრონომიულ კოორდინატთა სისტემაში მეორე რეგის წარმოებულების ნორმალური მნიშვნელობები შემდეგ-

$$(U_{\Sigma})_n = 8,11 \sin 2\phi \cdot 10^{-9} \text{ ვმ}^2$$

$$(U_{\Delta})_n = 10,24 \cos^2 \phi \cdot 10^{-9} \text{ ვმ}^2 \quad (II.49)$$

$$(2U_{\Sigma})_n = (U_{\Sigma})_n = 0.$$

როგორც ჩანს $(U_{\Sigma\Sigma})_n$ და $(U_{\Delta})_n$ სიდიდეები იცვლება მცირე ფარგლებში და ამიტომ საკმაოდ დიდი ტერიტორიისათვის ისინი შეიძლება მუდმივებად ჩაეთვალოთ.

ახლა გამოვითვალოთ სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის $U_{\Sigma\Sigma}$ მნიშვნელობა. ამისათვის დაეუშვათ, რომ დედამიწა სფეროა, რომლის რადიუსია R და მასა M . მაშინ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა სფერული დედამიწის ზედაპირზე იქნება $g_0 = f \frac{M}{R^2}$, ხოლო ზღვის დონიდან H სიმაღლეზე $g_H = f \frac{M}{(R+H)^2}$, განვიხილოთ $g_0 - g_H$ სხვაობა და შევინარჩუნოთ $\frac{H}{R}$ სიდიდის მხოლოდ პირველი ხარისხის სიდიდეები, გვექნება:

$$g_0 - g_H = 2 \frac{g_0}{R} H$$

ან

$$(U_{\Sigma\Sigma})_n \approx \frac{g_0 - g_H}{H} = \frac{2g_0}{R}$$

აქ ჩავსვათ $g=980,6$ გალს და $R=6372 \cdot 10^3$ მ; მივიღებთ:

$$(U_{\Sigma\Sigma})_n = 0,3086 \cdot 10^{-9} \text{ ვმ}^{-2}$$

§6. სიმძიმის ძალის ცვალებადობა დედამიწის

შიგნით

სიმძიმის ძალა დედამიწის შიგნითაც იცვლება და ამ ცვლილების ხასიათი დამოკიდებულია დედამიწის შიგნით მასების განაწილებაზე. დედამიწა ერთგვაროვან სფერულ სხეულს რომ წარმოადგენდეს, მაშინ სიმძიმის ძალა ზედაპირიდან ცენტრისაკენ ხაზოვნად შემცირდებოდა და ცენტრში ნულის ტოლი გახდებოდა. მაგრამ დედამიწა არაერთგვაროვანი სხეულია და ამიტომ სიმძიმის ძალის ცვლილება მის შიგნით სხვა კანონის მიხედვით წარმოებს, რომელიც დღესდღეობით ზუსტად საბოლოოდ დადგენილი არაა, რადგან არაა ცნობილი თვით დედამიწის აგებულება საჭირო სიზუსტით.

შეიძლება გამოვიყვანოთ დედამიწის შიგნით სიმძიმის ძალის ცვალებადობის მიახლოებითი ფორმულა. ამისათვის, წარმოვიდგინოთ, რომ დედამიწა შედგება სხვადასხვა სიმკვრივის, მაგრამ ერთგვაროვანი კონცენტრული ფენებისაგან. ვთქვათ, A შიგა წერტილია, რამელიც დედამიწის ცენტრიდან დაშორებულია r მანძილით. ზემოთ (თავი I, §7.1) დავრწმუნდით, რომ A წერტილის გარეთ მოთავსებული კონცენტრული ფენების მიზიდულობა ამ წერტილში ნულის ტოლია. ხოლო მის შიგნით მოთავსებული კონცენტრული ფენები ისე იზიდავენ A წერტილს, თითქოს მათი შემაღგენელი მასა M_1 მოთავსებული იყოს დედამიწის სფეროს ცენტრში. ამიტომ განსახილველი სფერული მასის სიმძიმის ძალა A წერტილში იქნება

$$g = f \frac{M_1}{r^2} \quad (II.50)$$

ადვილი წარმოსადგენია, რომ ცალკეული ρ რადიუსისა და $d\rho$ სისქის სფერული ფენის მასა

$$dm = 4\pi \sigma r^2 d\rho.$$

ამ გამოთქმის ინტეგრაცია საზღვრებში 0-დან r -მდე მოგვცემს:

$$M_1 = 4\pi \int_0^r \sigma r^2 d\rho.$$

ამიტომ

$$g = \frac{4\pi}{r^2} \int_0^r \sigma r^2 d\rho. \quad (II.50')$$

ამ გამოთქმის ინტეგრაციისათვის საჭიროა ვიცოდეთ დამოკიდებულება σ და ρ სიდიდეებს შორის. ეს დამოკიდებულება, როგორც

ვთქვით, შეიძლება მხოლოდ მიახლოებით წარმოვიდგინოთ და ემყარებოდეს ამა თუ იმ ჰიპოთეზას დედამიწის აგებულების შესახებ.

კლერომ წარმოიდგინა, რომ დედამიწა აგებულია ერთგვაროვანი ელიფსოიდური ფენებისაგან და სიღრმის მიხედვით სიმკრივის ცვალებადობის დიფერენციალური განტოლება გამოიყვანა. ლეჟანდრეს მიხედვით ამ განტოლების მარტივი ამოხსნა ასეთია:

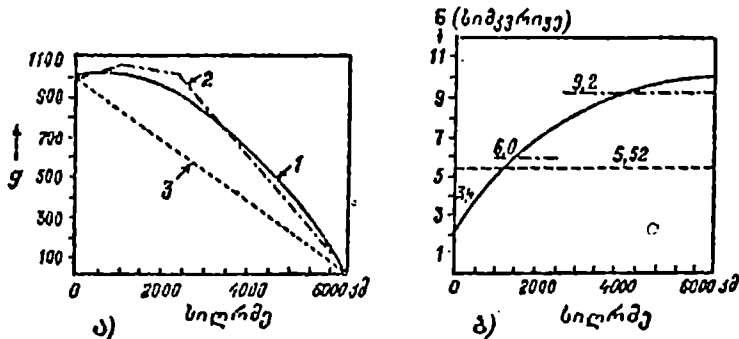
$$\sigma = \sigma_0 \frac{\sin n\rho}{n\rho},$$

სადაც σ_0 არის სიმკვრივე დედამიწის ცენტრში, ხოლო n მამრავლია, რომელსაც რთული გამოსახულება აქვს. ამ ფორმულის მიხედვით, თუ დედამიწის კუთხეა $\alpha = 1.297$, ვღებულობთ, რომ სიმკვრივე დედამიწის ზედაპირზე უდრის 2,6, ხოლო ცენტრში - 11,6 გ/სმ³

რომის გამოკვლევით სიმკვრივის ცვალებადობა დედამიწის შიგნით შეიძლება მოცემულ იქნეს ფორმულით:

$$\sigma = \sigma_0 (1 - \beta \rho^3), \quad (11.51)$$

სადაც σ_0 სიმკვრივეა დედამიწის ცენტრში, რომელსაც ღებულობენ 10,1 გ/სმ³ ტოლად; β კოეფიციენტი და რიცხობრივად უდრის 0,764; ρ გამოსახულია დედამიწის რადიუსის ერთეულებში.



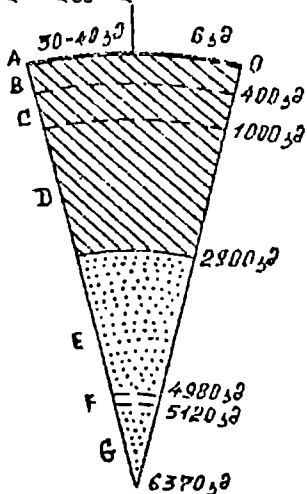
ნახ. 12. სიმკვრივის ძალის ცვალებადობა დედამიწის შიგნით.

სხვა ავტორების მოსაზრებით, სიმკვრივე დედამიწის ფენების გამყოფ საზღვარზე უნდა იცვლებოდეს ნახტომისებურად, რაც სეისმოპეტრიული დაკვირვებებიდან გამომდინარეობს (ნახ. 12ბ).

აქ ჩამოთვლილ დაშვებებს სიმკვრივის ცვალებადობის შესახებ

შეესაბამება დედამიწის შიგნით სიმძიმის ძალის სხვადასხვა ცვლელადობა, როგორც ეს 12ა ნახაზზეა ნაჩვენები. როშისა და კლუსმანის დაშვებების შემთხვევაში დედამიწის შიგნით სიმძიმის ძალა გარკვეულ სიღრმემდე (დაახლოებით 1000 კმ-მდე) იზრდება და აქარბებს 1000 გალს, ხოლო შემდეგ მცირდება და დედამიწის ცენტრში ნულის ტოლი ხდება (ნახ. 12ა).

სიმძიმის ძალა რომ მართლა იზრდება სიღრმესთან ერთად, ეს გარკვეულია გაზომვებითაც, რომლებიც შახტებში 1000 მეტრის სიღრმემდე იქნა ჩატარებული; თუმცა ისიც უნდა შევნიშნოთ, რომ ეს სიღრმე ძალზე მცირეა განსახილველი საკითხის კანონზომიერების დასადგენად.



ნახ. 12. დედამიწის შიგნით ატეხულობის

ბულებნისეული^{სქმა} დედამიწის შინაგანი აგებულება, რომელიც შედგენილია ბულებ-ჭეფრისის ჰოდოგრაფით, დაყოფილია A, B, C, D, E, F და G ფენებად (ნახ. 13). ამ ფენებში სიმკვრივის განაწილება დე მისი შესაბამისი სიმძიმის ძალის ცვლილება ზედაპირიდან ცენტრამდე მოცემულია ცხრილში 5, საიდანაც ჩანს, რომ განსაკუთრებით მკვეთრი ცვლილება სიმკვრივისა აღინიშნება 2898 კმ სიღრმეზე, ხოლო გ-ს მაქსიმუმი 600 და 2898 კმ სიღრმეზე. მაგრამ უნდა გვახსოვდეს, რომ ეს არ არის საბოლოოდ დადგენილი შედეგი, რადგან სხვა ვარიანტიც არსებობს, თუნდაც იმავე

განსაკუთრებული ყურადღება ამ საკითხს მიექცა უკანასკნელ პერიოდში. კბულენმა დედამიწის წიაღში სიმკვრივის განაწილების დასადგენად ვერტიკალური მიმართულებით გამოიყენა გამარტივებული თანათარლობა

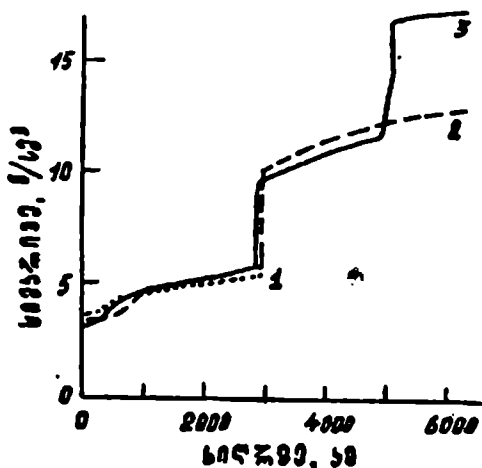
$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\sigma}{\phi} \quad (11.52)$$

სადაც $\phi = V_p^2 - \frac{4}{3}V_s^2$; V_p და V_s გრძივი და განივი ტალღების სიჩქარეებია შესაბამისად; g განსაზღვრულია (11.50) ფორმულით; σ სიმკვრივეა z სიღრმეზე, ამ ფორმულაში დაშვებულია, რომ დედამიწა შედგება ჰომიურად ერთგვაროვანი კონცენტრული ფენებისაგან.

ცხრილი 5

ფენა	სიღრმე, კმ	სიმაკვ- რივე, გ/სმ	გ. სმ/წმ ²	ფენა	სიღრმე, კმ	სიმა- კვრივე, გ/სმ	გ. სმ/წმ ²
A	0	-	982		2600	6,61	1009
	20	2,22	986		2608	6,66	1027
B	100	2,28	989	E	2898	9,7	
	200	2,47	992		3000	9,9	
	300	2,66	996		3600	10,6	
	412	2,67	998		4000	11,1	
					4600	11,6	
					4982	11,9	
C	500	3,28	-	F	5121	12,0	
	600	4,11	1001				
	890	4,46	999	G	6871	12,2	
	1000	4,66	996				
D	1400	4,88	988				
	1800	5,10	985				
	2200	5,51	986				

კ.ბულენისა, რომ არაფერი ეთქვათ სხვა ავტორების-კლარკისა და რინგუდის ან ბერჩის შედეგებზე, რომლებიც ნახ. 14-ზეა მოცემუ-
ლი



ნახ. 14.
საუკუნოების ცვალებადობა
დედამიწის შიგნით.

წ7. სიმძიმის ძალის ცვალებადობა დროში

საუკუნეობრივი ცვალებადობა. ჩვენ აქამდე ვგულისხმობდით, რომ სიმძიმის ძალა მუდმივია ყოველ მოცემულ წერტილში. მაგრამ იმის გამო, რომ დედამიწის შიგნით განუწყვეტლივ მიმდინარეობს მასების გადაადგილება, შეკუმშვა, გაფართოება და სხვა ფიზიკურ-ქიმიური და გეოტექტონური პროცესები, ეს გარემოება არ შეიძლება არ იწვევდეს სიმძიმის ძალის შესაფერის ცვალებადობას. რადგან აღნიშნული პროცესები ძალზე ნელა მიმდინარეობს, სიმძიმის ძალაც ნელა იცვლება და ამიტომ მას საუკუნეობრივს უწოდებენ.

საუკუნეობრივი ვარიაცია შეიძლება შესწავლილ იქნეს მხოლოდ ზუსტი დაკვირვებებით, რომლებიც პერიოდულად განმეორდება დროის დიდ მონაკვეთში. მაგრამ, ვინაიდან ასეთი დაკვირვებების შესაძლებლობა მხოლოდ ამ ბოლო დროს შეიქნა, ამიტომ სიმძიმის ძალის საუკუნეობრივი ვარიაციის ხასიათსა და სიდიდეზე ნაპოვნი წარმოდგენა ჯერ კიდევ არ არსებობს.

ზოგიერთ მოსაზრებათა საფუძველზე სიმძიმის ძალის საუკუნე-

ობრივი ცვლილება წელიწადში საშუალოდ 0,01-0,03 მგალს არ შეიძლება ჰკარბოდეს; გამონაკლისი მოსალოდნელია მძლავრი ტექტონიკური მიწისძვრების რაიონში, რაც შემჩნეული იყო, კერძოდ, იაპონიაში, სადაც რელიეფის დიდი დეფორმაციები მოხდა.

ეთქვათ, 100 კილომეტრის სისქის დედამიწის ფენაში რაიმე პროცესის (ფაზური, პოლიმორფული და ელექტრონული გარდაქმნები, ქიმიური რეაქციები) შედეგად სიმკვრივე 0,00001 გ/სმ³ შეიცვალა, მაშინ ფორმულიდან

$$\Delta g = 2\pi f \rho H$$

ვღებულობთ, რომ სიმძიმის ძალა 0,04 მგალით შეიცვლება; მაგრამ დანამდვილებით არაა ცნობილი რა დრო იქნება ამისათვის საჭირო. რადგან თანამედროვე გრავემეტრები ხასიათდება გაზომვის ამავე რიგის სიზუსტით, ამიტომ, სიმძიმის ძალის ვარიაციის გამოვლენება რამდენიმე ათეულ წელზე ნაკლებ დროში პრობლემატური ხდება.

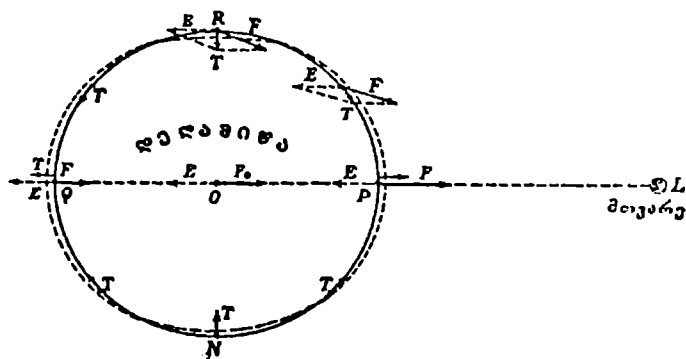
პერიოდული ვარიაცია. მთვარისა და მზის მიზიდულობის ძალების ზეგავლენით სიმძიმის ძალა დედამიწაზე განიცდის პერიოდულ ვარიაციას. განვიხილოთ ეს საკითხი, მაგ. მთვარის მიმართ.

მთვარის მიზიდულობის ძალა F მოქმედებს დედამიწის ყოველ ელემენტარულ მასაზე, მაგრამ ეს მოქმედება მეტია მთვარისაკენ მიქცეულ დედამიწის მხარეზე და ნაკლებია მის საწინააღმდეგო მხარეზე. მთვარის მიერ დედამიწის მიზიდვის ჯამური ძალა F_0

მოდებულია დედამიწის სიმძიმის ცენტრში და მიმართულია მთვარისაკენ. ამავე დროს, დედამიწის ყოველ ელემენტარულ მასაზე მოქმედებს ცენტრდამშორი ძალა E , რომელიც წარმოიშობა დედამიწის მოძრაობით მზის ირგვლივ; ეს ძალა პუდმივია დედამიწისათვის და მიმართულია მთვარის საწინააღმდეგოდ. ცენტრდამშორი ძალა მხოლოდ დედამიწის ცენტრში ეტოლება მთვარის მიზიდულობის ძალას და ერთმანეთის საწინააღმდეგო მიმართულება აქვთ. სხვა დანარჩენ წერტილებში კი ეს ძალები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. მათი გეომეტრიული ჯამი ყოველ წერტილში ჯმნის T ძალას, რომელსაც მიმოქცევითი ძალა ეწოდება (ნახ. 15).

T ძალა გარკვეული კანონზომიერებით არის განაწილებული დედამიწის ზედაპირზე. მაგალითად, ნახ. 15-ზე ჩანს, რომ მიმოქცევითი ძალა P წერტილში მიმართულია მთვარისაკენ, ხოლო Q წერტილში - მის საწინააღმდეგოდ; R და N წერტილებში კი ძალები

დედამიწის ცენტრისკენაა მიტყეული. ამიტომ მიმოქცევით T ძალთა ზემოქმედებით დედამიწა განიცდის დრეკად დეფორმაციას - ელიფსური ფორმის წაგრძელებას QPL მიმართულებით და - კუმშვას მის



ნახ. 16. დედამიწის მიმოქცევითი ძალების განწილება.

მართობულად. იმის გამო, რომ დედამიწა ბრუნავს თავისი ღერძის ირგვლივ, მისი ყოველი წერტილი დღე - ღამეში აღმოჩნდება ორჯერ შემციკრებული და ორჯერ გადიდებული სიმძიმის ძალის პირობებში, რადგან დაკვირვების წერტილი დედამიწის მიმოქცევითი დეფორმაციის გამო შესაბამისად შორდება (დედამიწის ზედაპირის ამოზიდვა) და უახლოვდება (ზედაპირის დაწვევა) დედამიწის ცენტრს გარკვეული მანძილით. ამავე დროს, დედამიწის დღეღამური ბრუნვის გამო ზედაპირის ამოწვევა და დაწვევა მიმოქცევის ტალღის სახით მოგვევლინება. სწორედ ამიტომ დაიკვირვება სიმძიმის ძალის პერიოდული დღეღამური ცვლილება როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. 1

ზემოთქმულიდან ჩანს, რომ საქმე გვაქვს სიმძიმის ძალის პორიზონტული და ვერტიკალური მდგენელები: ცვლილებასთან, რომელთა სიდიდე გამოწვეული მთვარის მიზიდულობით, შეიძლება გამოვითვალოთ თუ ვიპოვიოთ ცალ-ცალკე მათი მიზიდულობის სხვაობას დედამიწის ინერციის O ცენტრისათვის და დაკვირვების P პუნქტისათვის (ნახ. 16) და შემდეგ დავშლით მას ხსენებულ მდგენელებად.

0 ვთქვათ, M_1 მთვარის მასაა, ρ და ρ_1 მანძილებია შესაბამისად მისი L ცენტრიდან დედამიწის O ცენტრამდე და დაკვირვების

$$\xi = f \frac{M_1}{\rho_1} \sin z' - f \frac{M_1}{\rho} \sin z \quad (II.54)$$

(II.53) განტოლება ასე გადავწეროთ

$$\delta g = f M_1 \left(\frac{\rho}{\rho_1} \cos z - \frac{\rho_1}{\rho} \cos z' \right). \quad (II.55)$$

ნახაზიდან ჩანს, რომ $BP = OB - OP$,
ე.ი.

$$\rho_1 \cos z' = \rho \cos z - r.$$

მაგრამ, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ OLP კუთხე ძალზე მცირეა, მაშინ საკმაო მიახლოებით გვექნება:

$$\rho_1 = \rho - r \cos z$$

ან

$$\frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{\rho} (1 - \frac{r}{\rho} \cos z)^{-1} = \frac{1}{\rho} (1 + 3 \frac{r}{\rho} \cos z + \dots).$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულება (II.55) განტოლებაში და მივიღებთ:

$$\delta g = f M_1 \frac{r}{\rho} (1 - 3 \cos^2 z + 3 \frac{r}{\rho} \cos z + \dots).$$

შევცვალოთ ამ გამოთქმაში f მისი ტოლი სიდიდით

$$g_M^r$$

სადაც r არის დედამიწის საშუალო რადიუსი და M მისი მასა, მაშინ

$$\delta g = g_M^r \frac{r}{\rho} (1 - 3 \cos^2 z + 3 \frac{r}{\rho} \cos z + \dots)$$

მანძილი ρ გამოისახება მნათობის პორიზონტული ეკვატორული

პარალაქსით¹ p ,

$$\rho = \frac{r}{\sin p}$$

და ამიტომ

$$\delta g = g_M \sin^2 p (1 - 3 \cos^2 z + 3 \sin p \cos z + \dots). \quad (II.56)$$

მთვარის პარალაქსის მაქსიმალური სიდიდე შეიძლება აღწევდეს 61' 6";

ამიტომ მესამე წევრი (II.56) ფორმულაში (როცა $z=0^\circ$ ან $z=180^\circ$) შეადგენს მთელი სიდიდის 3% და შესაძლებელია მისი უგულებელყოფა.

ამგვარად,

$$\delta g = g_M \sin^2 p (1 - 3 \cos^2 z). \quad (II.57)$$

აქედან გამოდის, რომ სიმძიმის ძალის უდიდესი შემცირება მოხდება მაშინ, როცა მნათობი ზენიტში ($z=0^\circ$) ან ნადირში ($z=180^\circ$) იქნება. მაქსიმალური მატება სიმძიმის ძალისა, რომელიც რიცხობრივად ეტოლება მაქსიმალური შემცირების წახვევარს, მაშინ მოხდება, როცა მნათობი პორიზონტზეა ($z=90^\circ$). თუ $z=54^\circ 44'$ ან $z=125^\circ 16'$, მაშინ სიმძიმის ძალის ცვლილება ნულის ტოლი იქნება, რადგან $3 \cos^2 z = 1$.

გარდაკმნათ ახლა (II.54) განტოლება. OBL და PBL სამკუთხედებიდან გვაქვს, რომ

$$BL = \rho \sin z = \rho_1 \sin z_1.$$

ამიტომ

$$\xi = f M_1 \left(\frac{\rho_1}{\rho} \sin z_1 - \frac{\rho}{\rho_1} \sin z \right) = f M_1 \rho \sin z \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho} \right) =$$

¹ მნათობის პარალაქსი ეწოდება კუთხეს, რომელიც შედგენილია მისი ცენტრიდან დედამიწის ცენტრისაკენ მიმართული ხაზების მიერ. სხვაგვარად, ესაა კუთხე, რომლითაც მნათობიდან დაიშვება დაკვირვების ადგილის დედამიწის რადიუსი. რადგან დედამიწის რადიუსი უდიდესია ეკვატორის ქვეშ, ამიტომ უდიდესი პორიზონტული პარალაქსი ეკვატორულია.

$$= f \frac{M_1}{\rho^3} \sin z (1 + 3 \frac{r}{\rho} \cos z - 1),$$

ა6

$$\xi = f \frac{3M_1}{2\rho^3} r \sin 2z = \frac{3}{2} \frac{M_1}{M} \frac{r}{\rho} \sin 2z$$

ა6 საბოლოოდ

$$\xi = \frac{3}{2} \frac{M_1}{M} \sin^3 p \sin 2z. \quad (II.58)$$

შეეული ხაზის გადახრის კუთხე β მიმზიდველი L სხეულის მიმართულებით მიიღება შეფარდებიდან ξ/g , ამიტომ

$$\beta'' = \frac{3}{2} \frac{M_1}{M} \sin^3 p \frac{\sin 2z}{\sin 1''}. \quad (II.59)$$

(II.57) და (II.59) ფორმულები გამოდგება იმ შემთხვევისათვისაც, როცა მიმზიდველი მნათობია მზე.

მთვარისათვის $\frac{M_1}{M} = \frac{1}{81,6}$, $\frac{r}{\rho_{საშ}} = \frac{1}{60}$ და პორიზონტული ეკვა-

ტორული პარალაქსის საშუალო სიდიდე $p=57' 2,7$, ხოლო მზისათვის $\frac{M_1}{M} = 333510$, $\frac{r}{\rho_{საშ}} = \frac{1}{23500}$ და $p=8'' 8$. ამიტომ ვერტიკალური და

პორიზონტული მდგენელების მაქსიმალური მნიშვნელობანი იქნება:

მთვარისათვის $\beta_{max}=0,11$ მილიგალი, $\beta_{max}=0' 017$, ხოლო მზისათვის $\beta_{max}=0,05$ მილიგალი, $\beta_{max}=0' 008$.

აქედან ჩანს, რაც მთვარის მოქმედება ორჯერ მეტია, ვიდრე მზისა. ეს გამოთვლები ჩატარებულია აბსოლუტურად მაგარი დედამიწისათვის; მაგრამ იგი ხასიათდება ერთგვარი დრეკადობით და ამიტომ β და β' სიდიდეებს ფაქტიური მნიშვნელობა მეტია, დაახლოებით, 1,2-ჯერ.

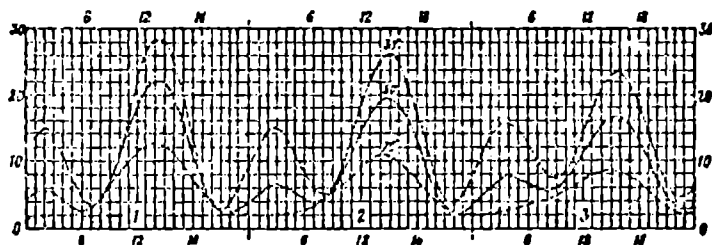
ამგვარად, ნათელია, რომ სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაციის ექსპერიმენტული შესწავლა საშუალებას იძლევა ვიმსჯელოთ დედამიწის დრეკადობის შესახებაც. მაგრამ β 0,2 მილიგალს არ აღემატება და მისი ცვლილების გაზომვა მოითხოვს მეტად დიდი მგრძნობიარობის ხელსაწყოების გამოყენებას, როგორიცაა გრავი-მეტრები. სიმძიმის ძალის პორიზონტული მდგენელის ცვლილებით გამოწვეული შეეული ხაზის რხევაც მცირეა, მაგრამ არსებობს ე.წ. პორიზონტული საქანები, რომელთა დახმარებით საიმედოდ

შეიძლება მისი გაზომვა.

აღსანიშნავია, რომ მზისა და მთვარის მიზიდულობათა ჰორიზონტული მდგენელი წარმოადგენს იმ ძალას, რომელიც იწვევს ზღვის მიმოქცევას. მართლაც, გამოანგარიშება გვიჩვენებს, რომ მზისა და მთვარის ერთობლივი მოქმედება, რომელიც $0^{\circ},02$ აღწევს, იწვევს ზღვის დონის ფართეულის 50 სმ გადახრას ყოველ 500 კმ-ზე. ამ უკანასკნელს შეუძლია გამოიწვიოს ნახევარმეტრიანი სიმაღლის მიმოქცევის ტალღის გაჩენა, რაც დაკვირვებებითაც დასტურდება, მცირე ტერიტორიის ზღვაში მიმოქცევის ტალღების სიმაღლე მცირეა და ამიტომ ეს მოვლენა თვალთ შეუმჩნეველია.

როგორც ცნობილია, დედამიწა არ წარმოადგენს აბსოლუტურად მაგარ სხეულს; ჰორიზონტული მდგენელის მოქმედებით იგი განიცდის დეფორმაციას, დაახლოებით სამჯერ ნაკლებს, ვიდრე წყალი ზღვებსა და ოკეანეებში. რაც შეეხება დედამიწის არასრული სიმაგრის გავლენას ვერტიკალურ მდგენელზე, იგი რთული სახით გამოვლინდება, მაგრამ საბოლოო ჯამში მცირეა.

სიმბიმის ძალის ძვ ვარიაციის დღელამურ სვლაზე წარმოდგენას გვაძლევს პ.შოკინის მიერ შედგენილი გრაფიკი (ნახ. 17).



ნახ. 17 სიმბიმის ძალის დღელამური ვარიაცია.

იგი გამოსახავს მზე-მთვარის მიზიდულობის ვარიაციას 1961 წლის 1, 2 და 3 ივლისს, გამოთვლილს ადგილობრივი დროისათვის განედებზე $\phi = 30, 50$ და 70° და გრძედზე $\lambda = 135^{\circ}$ გრინვიჩის აღმოსავლეთით. ძვ სიდიდე ორდინატზე გადაიზომება მილიგალის მეასედ ერთეულში. სიმბიმის ძალის მნიშვნელობის მაღალი სიზუსტით გამოშვების დროს საჭიროა მასში ძვ ვარიაციის შესწორების შეტანა. ამისათვის მოხერხებულია, რომ ძვ-ს მნიშვნელობა იყოს დადებითი, რისთვისაც გამოთვლილი ვარიაცია გადიდებულ იქნა $+0,120$.

§8. იზოსტაზიის თეორია

სიმძიმის ძალის ანომალიის განაწილების ხასიათი დედამიწის ზედაპირზე დამოკიდებულია დედამიწის, განსაკუთრებით მისი მაგარი გარსის-ქერქის, აგებულებისაგან. ამიტომ, თუ ვიცით ეს განაწილება, შეიძლება ვიმსჯელოთ დედამიწის ქერქის აგებულების შესახებ. პირველი გეოფიზიკური თეორია დედამიწის ქერქის აგებულების შესახებ, რომელიც გასული საუკუნის შუა წლებში ჩამოყალიბდა, წარმოიშვა გრადუსული გაზომვების წარმოების დროს გამოვლინებული შეუსაბამობის ახსნასთან დაკავშირებით; მას იზოსტაზიის ანუ დედამიწის ქერქის წონასწორობის თეორია უწოდეს.

იდეა დედამიწის ქერქის წონასწორობის შესახებ პირველად XVIII საუკუნეში ჩაისახა. ეს ასე მოხდა: დაახლოებით 1740 წელს ფრანგმა აკადემიკოსებმა ბუგემ და ლაკონდამინმა განსაზღვრეს შვეული ხაზის მიმართულება ჩიმბორასოს (პერუ) მთის ორივე მხარეზე და მიიღეს, რომ შვეული გადახრილია მთისაკენ. ბუნებრივია, ისინი შეეცადნენ აეხსნათ ეს მოვლენა მთის მიზიდულობით, რისთვისაც სათანადო გამოთვლები ჩაატარეს; მაგრამ გამოირკვა, რომ შვეული ხაზის გადახრის გამოთვლილი მნიშვნელობა ბევრად მეტია დაკვირვებულზე. ამ განსხვავების ასახსნელად საჭირო შეიქნა იმის დაშვება, რომ მთის ქვეშ ადგილი უნდა ჰქონდეს "სიცარიელეს", ანუ მასების გაიშვიათებას, მასების დეფექტს.

ეს მოსაზრება უყურადღებოდ იქნა დატოვებული. მაგრამ XIX საუკუნის მეორე ნახევარში ანალოგიური მოვლენა ისევ იქნა შემჩნეული ინდოეთში ტრიანგულაციური გაზომვების დროს ჰიმალაის მთების სამხრეთით მდებარე პუნქტებში - კალიანასა და დამარგიდში- აქ გაზომილი შვეული ხაზის გადახრა აღმოჩნდა ტოლი 5",2 და 3",8 შესაბამისად. ცხადია, ბუნებრივი იყო იმის დაშვება, რომ კალიანაში შვეული ხაზის გადახრა იმიტომაა მეტი, რომ იგი უფრო ახლოსაა ჰიმალაის მთებთან და ტიბეტის უმაღლეს ზეგანთან, ვიდრე დამარგიდი. მაგრამ ინგლისელი მეცნიერების პრატისა და

ერის მიერ ერთდროულად ჩატარებულმა გამოთვლებმა მოულოდნელი შედეგი მისცა: ამ შემთხვევაშიაც კალიანსა და დამარგიდში გამოთვლილი შვეული ზაზის გადახრა აღმოჩნდა მეტი, კერძოდ, $27^{\circ} 9'$ და $6^{\circ} 9'$ შესაბამისად. ასეთი შეუსაბამობა დაკვირვებულ მნიშვნელობასთან ახსნილი იქნა იმგვარადვე, როგორც ზემოთ, ე.ი. მიიჩნიეს, რომ ჰიმალაის მთები იზიდავენ შვეულს უფრო სუსტად. ვიდრე ეს მოსალოდნელი იყო, ე.ი. მთების ქვეშ მასები გაიშვიათებულია.

ამ მოსაზრების საფუძველზე პრატმა და ერიმ ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად წარმოადგინეს დედამიწის ქერქის აგებულების განსხვავებული ჰიპოთეზები, რომელთა შინაარსი მოკლედ შემდეგში მდგომარეობს.

პრატის მიხედვით მთების, დაბლობებისა და ზღვების არსებობა გამოწვეულია დედამიწის ქერქის არათანაბარი შეკუმშვით. კონტრაქტაციის ჰიპოთეზის თანახმად, იქ, სადაც მეტად შეიკუმშა დედამიწის ქერქი, მაგალითად, ზღვების ქვეშ, მასებიც უფრო მეკრივია, ხოლო იქ, სადაც ნაკლებად შეიკუმშა იგი, მაგალითად, მთების ქვეშ, მასები ნაკლებად მეკრივია, მან დაყო დედამიწის ქერქი ერთნაირი განივკვეთის მქონე ვერტიკალურ სვეტებად, რომლებიც სხვადასხვა სიმკვრივისა და მოცულობისაა, მაგრამ თანატოლ მასებს შეიცავენ. ცხადია, ასეთი სვეტების ფუძეები განლაგდებიან დედამიწის შიგნით ერთ გარკვეულ სიღრმეზე, რადგან ისინი ყველგან ერთი და იმავე ძალით აწევიან ფუძეს და ქმნიან ზედაპირს, რომელსაც იზოსტატიკური ანუ კომპენსაციის ზედაპირი უწოდეს. პრატის სქემა დედამიწის ქერქის აგებულებისა წარმოდგენილია ნახ. 18, სადაც AB ზღვის დონეა, ხოლო CD იზოსტატიკური ზედაპირი. ამ სქემის მიხედვით, დედამიწის ქერქი, შემდგარი უფრო მსუბუქი მასისაგან, რომელსაც სიალი¹ ეწოდება, ცურავს უფრო მეკრივ და ბლანტ მასაზე, რომელსაც სიმა ეწოდება. ამ მოვლენის თეორიული საფუძვლები ასეთია.

ვთქვათ, ჰიდროსტატიკური გათანაბრების ანუ იზოსტატიკური კომპენსაციის CD ზედაპირი ზღვის დონის ქვეშ ძევს T სიღრმეზე. ხოლო რელიეფის სიმაღლეა ზღვის დონიდან H . მივიღოთ, როცა $H=0$ დედამიწის ქერქის ვერტიკალური სვეტის სიმკვრივეა σ_0 , ხოლო

¹ სიტყვა "სიალი" შედგენილია *Silicium* და *Aluminium*, ხოლო "სიმა" - *Silicium* და *Magnesium*-ის სახელწოდებათა პირველი ორ-ორი ასოსაგან.

სვეტის სიმკვრივე უდრის σ -ს, როცა $H \neq 0$. აქედან გამომდინარე, რადგან ყველა სვეტში მასები ტოლია თანახმად ჰიპოთეზის ძირითადი დაშვებისა, ამიტომ გვექნება:

$$\sigma(T+H) = \sigma_0 T.$$

ამგვარად ვღებულობთ:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{T}{T+H} \quad (II.60)$$

ამ უკანასკნელი ფორმულის საშუალებით შეიძლება გამოვიანგარიშოთ სვეტის საშუალო სიმკვრივე ნებისმიერი რელიეფისათვის; რაც

უფრო მაღალია რელიეფი, მით უფრო ნაკლებია სვეტის საშუალო სიმკვრივე და პირიქით. ზღვებისა და ოკეანეების ქვეშ გამოკვეთილ სვეტებს ყველაზე მეტი აქვს სიმკვრივე, რომლის გამოანგარიშება წარმოებს ფორმულით:

$$(T-h)\sigma + 1,03h = \sigma_0 T,$$

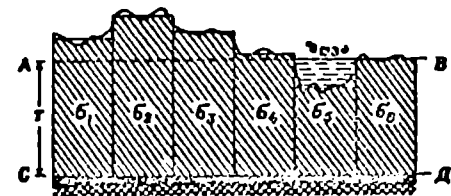
სადაც h ზღვის სიღრმეა, ხოლო 1,03 გ/სმ³ ზღვის წყლის სიმკვრივეა. აქედან

$$\sigma = \frac{\sigma_0 T - 1,03h}{T-h} \quad (II.61)$$

ამ ფორმულების საფუძველზე წარმოებული გაანგარიშება გვიჩვენებს, რომ მთის ქვეშ, რომლის სიმაღლე, საშუალოდ 6 კმ უდრის, დედამიწის ქერქის სვეტის საშუალო სიმკვრივე შეადგენს 2,52 გ/სმ³, ხოლო ოკეანის ქვეშ, რომლის სიღრმეა 5 კმ-2,76 გ/სმ³.

ერის სქემის მიხედვითაც დედამიწის ქერქი სვეტებადაა დაყოფილი, მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ ისინი ერთგვაროვანი სიმკვრივისაა, რომლებიც ტივის ან აისბერგის მსგავსად ცურავენ ასევე ერთგვაროვან, მაგრამ უფრო მკვრივ და ბლანტ სიმაში. ამ პირობებში დედამიწის ქერქის სვეტი, რომელიც მთის ქვეშ გამოიკვეთება, მეტი მასისაა და ამიტომ უფრო დრმად ჩაიძირება სიმაში, ვიდრე სვეტი, რომელიც ზღვის ქვეშ გამოიკვეთება. იგი უფრო ნაკლებ მასას შეიცავს და ამიტომ ნაკლებ სიღრმემდე ჩაიძირება.

გამოდის, რომ დედამიწის ქერქი ზღვის ქვეშ უფრო თხელია.



ნახ. 18. პრეტს სქემა

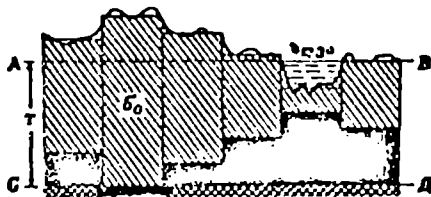
ბოლო მთის ქვეშ უფრო სქელი (ნახ. 19). ერის სქემაზე AB ზღვის დონეა და CD იზოსტატიკური ზედაპირი. აქ სიალის საშუალო სიმკვრივე მიღებულია 2,67

გ/სმ³, ბოლო სიმაღლე -

3,27 გ/სმ³ ტოლად.

ერის ჰიპოთეზის თეორიაც მართებულია. სიალის სიმკვრივე აღვნიშნოთ σ_0 -ით, სიმაღლე

σ -ით, დედამიწის ქერქში ამოკვეთილი სვეტის სისქე B -თი და მისი სიმაღლე ჩაძირვის სიღრმე b -თი. მაშინ არქიმედის კანონის თანახმად



ნახ. 19. ერის სქემა.

$$b\sigma = B\sigma_0 \quad \text{ან} \quad b = \frac{\sigma_0}{\sigma} B.$$

აქედან სიმაღლე ზევით მოთავსებული სვეტის სიმაღლე იქნება:

$$B - b = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma} B. \quad (II.61)$$

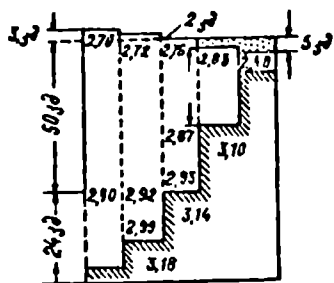
ერის ჰიპოთეზის თანახმად, როგორც ეს განხილული თეორიიდან ჩანს, ჰიდროსტატიკურ გათანაბრებას ადგილი აქვს CD ზედაპირზე, რომელიც ყველაზე ღრმა სვეტის ქვეშ გადის. ამ ზედაპირზე სვეტები განახორციელებენ თანაბარ დაწოლას.

განხილულ ჰიპოთეზებს შორის ის ძირითადი განსხვავებაა, რომ პრატის სქემაში მაკომპენსირებელი მასები თანაბრადაა განაწილებული ვერტიკალური სვეტების მთელ სიმაღლეზე, ხოლო ერის სქემაში ეს მასები განაწილებულია სვეტების ფუძეებისაგან შემდგარ ზედაპირსა და ჰიდროსტატიკური გათანაბრების ზედაპირს შორის. სხვაგვარად, იზოსტატიკური კომპენსაცია წარმოებს ქერქის სიმკვრივის ცვალებადობის (პრატის ჰიპოთეზა) ან მისი სისქის ცვალებადობის (ერის ჰიპოთეზა) გამო. სინამდვილეში კი ორივე ეს ფაქტორი ერთდროულად არსებობს რეალურ ქერქში და მონაწილეობს მის წონასწორობაში.

პრატისა და ერის ჰიპოთეზები ზედმიწევნით სქემატურია და მთელი რიგი მნიშვნელოვანი დეფექტებით ხასიათდება. ასე მაგალითად, ისინი უშვებენ, რომ სვეტებს, როგორც მცირე განივკვე-

თისაც არ უნდა იყოს, აქვთ უნარი ვერტიკალური გადაადგილებისა, ვიდრე ისინი წონასწორობაში არ მოვლენ. აქ უგულებელყოფილია სვეტებს შორის ხახუნის ძალა და ის გარემოება, რომ სვეტები თაღს ადგენენ დედამიწის გარშემო, რაც გადაადგილების საწინააღმდეგო პირობას ქმნის.

ამ დეფექტების ნაწილობრივ მაინც თავიდან ასაცილებლად შემოღებულ იქნა ცნებები ლოკალური და რეგიონალური მასშტაბის განივკვეთის სვეტების გაწონასწორების შესახებ. პირველი მათგანი გულისხმობს ყოველგვარი განივკვეთის მქონე სვეტის, ხოლო



ნახ. 20. დედამიწის ქერქის აგებულების სქემა პეისკანენის მიხედვით.

მეორე - მხოლოდ დიდი (1000 კმ და მეტი) განივკვეთის მქონე სვეტის დამოუკიდებლად გაწონასწორებას. ეს უკანასკნელი შეიძლება შეიცავდეს მცირე ზომის გაუწონასწორებელ სვეტებსაც. გარდა ზემოთქმულისა. აღწერილ იზოსტაზიურ სქემებში მხედველობაში არაა მიღებული აგრეთვე ის ფაქტი, რომ ფენების სიმკვრივე იზრდება სიღრმის მიხედვით. ამიტომ იყო ცდა იზოსტატიკის პრინციპზე დაყრდნობით წარმოდგენათ დედამიწის ქერქში სიმკვრივის განაწილების უფრო მართებული სურათი. მაგალი-

თად, ფინელი გეოდეზისტის პეისკანენის წარმოდგენით (ნახ. 20) სიალის, ისე როგორც სიმას, შემადგენელი ქანების სიმკვრივე იზრდება ნახტომისებურად სიღრმის მიხედვით.

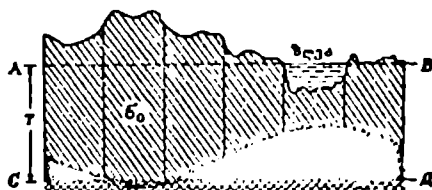
პოლანდიელმა გეოდეზისტმა და გეოფიზიკოსმა ეენინგ მენინგსმა გაითვალისწინა ქანების მექანიკური თვისებები და გეოფიზიკის უახლოესი მონაცემები დედამიწის ქერქის აგებულების შესახებ და 1931 წელს შეიმუშავა მოდერნიზებული რეგიონალური იზოსტაზიის თეორია.

ეენინგ მენინგის მიხედვით, დედამიწის ქერქი წარმოდგენილია როგორც მაგმაში მცურავი დრეკადი ფირფიტა, რომელიც მთებით ზედმეტად დატვირთვის შემთხვევაში ჩაიზნეკება მანამ, სანამ არ დაშვარდება იზოსტატიკური წონასწორობა (ნახ. 21). ჩაზნეკის სიდიდე, რომელიც პროპორციულია დამატებითი მასისა, ქანების დრეკადი თვისებებისა და დედამიწის ქერქის სისქისა, შეიძლება გამოანგარიშებულ იქნეს დრეკადობის თეორიის საფუძველზე.

ამგვარად, სიალის ჩაზნეკილი ნაწილი იკავებს განდევნილი

სიმაღს ადგილს და იზოსტატიკური კომპენსაცია ვენინგ მუინესის წარმოდგენით შეიძლება ორგვარად ხორციელდებოდეს:

1. სიალის სიმკვრივე მუდმივია და მაშინ კომპენსაცია ხდება ერის ჰიპოთეზის თანახმად; 2. სიალის სიმკვრივე სიღრმის მიხედვით თანდათან იზრდება, ვიდრე არ გაუტოლდება სიმაღს სიმკვრივეს და მაშინ კომპენსაცია ხდება ჰეისკანენის მიხედვით.



ნახ. 21. ვენინგ მუინესის სქემა

იზოსტატიკის ჰიპოთეზები საერთოდ ზედმიწევნით სქემატურია. მეტანისტურია: ისინი უმთავრესად ეყრდნობიან გარვითაციული ძალების მოქმედებას და სავსებით უგულებელყოფენ დედამიწის შინაგან ძალებს, რომლებიც ძირითად როლს თამაშობენ, კერძოდ, დედამიწის ქერქის ვერტიკალურ მოძრაობაში. მიუხედავად ამისა, დედამიწის ზედაპირზე სიმძრვის ძალის ანომალიის განაწილების შესწავლა გვარწმუნებს, რომ დედამიწის ქერქი მთლიანად ან მსხვილ ნაკვეთებში, მართლაც მიისწრაფის ჰიდროსტატიკური წონასწორობისაკენ ერის ჰიპოთეზის შესაბამისად. იზოსტატიკური წონასწორობის დარღვევა გეოტექტონიკური და გეომორფოლოგიური პროცესების ერთ-ერთი შედეგია და მსგავსად მიწისძვრისა და ვულკანიზმისა მოწმობს ამ პროცესების თანამედროვე აქტიუობაზე.

დროთა განმავლობაში ნათელი გახდა იზოსტატიკის რეალობა, რომელიც ვლინდება მთელ რიგ გეოტექტონიკურ, გეოფიზიკურ და გეოდეზიურ დაკვირვებებში. მაგრამ ეს ფაქტები უნდა გვესმოდეს, როგორც შედეგი მხოლოდ რეგიონალური გათანაბრებისა ვენინგ მუინესის გაგებით, რომელიც ხანგრძლივი და მუდმივად დარღვევადი წონასწორობის აღდენისაკენ მისწრაფების პროცესია. საკმარისია მაგალითისათვის დავასახელოთ ყირიმის მთები, სადაც გამოვლინებულია სიმძრვის ძალის ბუგეს დიდი დადებითი ანომალია. ეს ფაქტი იმაზე მიუთითებს, რომ ეს მთები სრულიად არ არიან იზოსტატიკურად კომპენსირებული სიღრმეში - მთების ქვეშ ქანები, ანომალურად დიდი სიმკვრივისაა.

ეხლა შევეხოთ ფინეთ-სკანდინავიის რეგიონს, რომელიც მეტწილად ხასიათდება ბუგეს უარყოფითი ანომალიით. ეს ფაქტი ისეა ახსნილი, რომ დედამიწის ქერქი აქ უფრო მსუბუქია და მისი დაწოლის ძალა იზოსტატიკურ ზედაპირზე ვერ აწონასწორებს ზემოთ მიმართულ ძალას. სწორედ ამიტომ დაიკვირვება მთელი ამ ნახე-

ვარკუნძულის ამოწვევა ზემოთ, საშუალოდ, 1 სმ-ით წელიწადში. ცნობილია, რომ ევროპის ჩრდილო ნაწილის გამყინვარების პერიოდში ეს რეგიონი დაფარული იყო 2-3 კმ სისქის ყინულის ფენით. რომლის სიმძიმითაც დედამიწის ქერქი აქ იძირებოდა ზედა მანტი-აში ათეული ათასი წლის განმავლობაში. ეს იქიდან გამომდინარეობს, რაზე ზედა მანტიის სიბლანტე, გეოფიზიკოსების განსაზღვრით, 10 პუაზის ტოლია და ამ პირობებში ზედა მანტიის ნივთიერებას დატვირთვის პირობებში შეუძლია დინება, ე.ი. დედამიწის ქერქს აძლევს საშუალებას მასში იძირებოდეს წონასწორობის დამყარებამდე. შემდგომში დაიწყო ყინულოვანი ფენის თანდათან გაღობა, რამაც გამოიწვია დედამიწის ქერქის შემსუბუქება და ამომგდები ძალების ზეგავლენით რეგიონის ნელი ამოწვევა, რომელიც ჩვენს ეპოქაშიაც გრძელდება.

ანალოგიური გადახრები დედამიწის ქერქის წონასწორობიდან გამოვლინებულია კავკასიაში, შუა აზიაში, კუნძულ კიპრზე, სირიაში, ინდოეთში, კონტინენტიდან ოკეანეში გარდამავალ ზონებში, მაგალითად, კურილია-კამჩატკის რაიონსა და სხვაგან. იზოსტატიკური წონასწორობის არსებობის ერთ-ერთი მაჩვენებელია თუ სიმძიმის ძალის ანომალია თავისუფალ ჰაერში დადებულია, ხოლო ბუგეს ანომალია - უარყოფითია. თუ ორივე ამ რედუქციებში გამოთვლილი ანომალიები დადებითია ან უარყოფითია, მაშინ განსახილველი რეგიონი იზოსტატიკურად კომპენსირებული არ არის.

სიმძიმის ძალის გავრცელების დინამიკური მეთოდები

§1. გრავიმეტრიული აპარატურის განვითარების მოკლე მიმოხილვა

სიმძიმის ძალის მნიშვნელობის პირველი განსაზღვრა გალილეის ექსპერიმენტით. ამ მიზნით მან ისარგებლა მის მიერვე აღმოჩენილი თავისუფლად ვარდნილის სხეულის მოძრაობის კანონით

$$s = \frac{1}{2} g t^2,$$

სადაც s სხეულის მიერ t დროის განმავლობაში თავისუფალი ვარდნით გავლილი მანძილია, ხოლო g სიმძიმის ძალის აჩქარებაა, რომელსაც ეს სხეული მოიპოვებს გრავიტაციულ ველში. გალილეის ექსპერიმენტი არ იყო ზუსტი, რადგან იმდროინდელი ტექნიკა არ იძლეოდა საშუალებას s და t სიდიდეების საჭირო სიზუსტით გაზომვისა. ამ სიდიდეების გაზომვის სიზუსტეთა დადგენისათვის ეს ფორმულა ჭერ გაეაღიარა იმდროინდელი და შემდეგ გაეადიფერენციალურ მივიღებთ:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{dg}{g} + 2\frac{dt}{t},$$

საიდანაც ნათელია, რომ ფარდობითი სიზუსტე დროის განსაზღვრისა უნდა იყოს ორჯერ მაღალი, ვიდრე სიმძიმის ძალისა და სხეულის მიერ გავლილი მანძილის გაზომვის სიზუსტე. სახელდობრ, თუ მოითხოვება გაიზომოს სიმძიმის ძალა 0,1 მგალის სიზუსტით, მაშინ თავისუფლად ვარდნილი სხეულის მიერ გავლილი 1 მ გზა უნდა გაიზომოს 0,1 მიკრონის და დრო $0,5 \cdot 10^{-5}$ წმ სიზუსტით. გაზომვის ასეთი მაღალი სიზუსტე მიღწეულია მხოლოდ ამ ბოლო დროს, ე. წ. ბალისტიკური გრავიმეტრის საშუალებით, რომელიც ჩვენი საუკუნის სამოციანი წლებიდან შემოვიდა პრაქტიკაში (თავი III, §3.2).

ნიუტონის თანამედროვემ პიუგენსმა 1673 წელს აღმოაჩინა მიახლოებითი დამოკიდებულება საქანის პერიოდსა (T), მის სიგრძესა (l) და სიმძიმის ძალას (g) შორის

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

არსებობს უფრო ზუსტი დამოკიდებულება ამ ელემენტებს შორის, რომელზედაც ქვემოთ შევჩერდებით. მაგრამ საქმე ისაა, რომ ყველა ამ დამოკიდებულებათა გამოყენების ფიზიკურ საფუძველს წარმოადგენს საქანისათვის დამახასიათებელი იზოქრონიზმი, ე.ი. რხევის პერიოდის მუდმივობა მიუხედავად მისი ამპლიტუდის სიდიდისა. შევნიშნავთ, რომ ეს კანონიც, რომელიც გალილეის მიერ იქნა აღმოჩენილი 1589 წელს, მიახლოებითია, მაგრამ პრაქტიკულად სავსებით დამაკმაყოფილებელი. ზუსტი დამოკიდებულება საქანის პერიოდსა და რხევის ამპლიტუდას შორის ეილერის მიერ იქნა დადგენილი 1736 წელს.

ზემოხსენებული თანაფარდობა T -სა და l -ს შორის საფუძვლად დაედო სიმძიმის ძალის გაზომვას საქანიანი ხელსაწყოებით, რომლებმაც დროთა განმავლობაში განიცადეს მნიშვნელოვანი განვითარება. პირველი საქანები, რომლებითაც სარგებლობდნენ გამოჩენილი მეცნიერები: ბორდა, კასინი; ბესელი, ლაკონდამინი და სხვები, თუმცა კონსტრუქციულად მათემატიკურ საქანს უახლოვდებოდნენ, მაინც არსებითად ფიზიკურ საქანს წარმოადგენდნენ. ამ დროს ფიზიკური საქანის სრული თეორია უკვე დამუშავებული იყო ცნობილი მათემატიკოსების იაკობ, ივანე და დანიელ ბერნულების მიერ, მაგრამ ფიზიკური საქანის აგებამ თითქმის მთელი საუკუნით დაიგვიანა. მხოლოდ XIX საუკუნის დასაწყისში ერთდროულად რამდენიმე მეცნიერის მიერ იქნა წამოყენებული მოსაბრუნებელი საქანის იდეა რხევისათვის ორი დასაკიდით.

ინგლისელი ფიზიკოსის კეტე'ის მიერ გამოგონებული პირველი ასეთი საქანი აგებულ იქნა 1818 წელს. ამ საქანით გამოჩენილმა რუსმა მოგზაურმა ლიტკემ, ერთ-ერთმა პირველმა, მოახდინა აბსოლუტური გაზომვები რუსეთში 1827-1830 წლებში. ამავე პერიოდს ეკუთვნის აგრეთვე რუსი მეცნიერის პაროტის მიერ კავკასიაში ჩატარებული გაზომვები საკუთარი კონსტრუქციის საქანიანი ხელსაწყოებით.

XIX საუკუნის მეორე ნახევარში ცნობილმა მექანიკოსმა რეფსოლდმა ააგო მნიშვნელოვნად გაუმჯობესებული მოსაბრუნებელი საქანიანი ხელსაწყო, რომლის დროსაც მან ისარგებლა, კერძოდ,

¹ გრავიმეტრიაში განიხილება ნახევარი პერიოდი, რომელსაც პირობითად პერიოდს უწოდებენ.

ბესელის გამოკვლევებით და შენიშვნებით კეტერის საქანის მიმართ. ერთ-ერთი ასეთი საქანი შეიძინა რუსეთის მეცნიერებათა აკადემიამ, რომელსაც იყენებდნენ სიმძიმის ძალის აბსოლუტური განსაზღვრებისათვის, კერძოდ, კავკასიაში.

მაგრამ აბსოლუტური განსაზღვრები დიდ სიძნელეებთანაა დაკავშირებული, სიზუსტეც არადამაკმაყოფილებელია და გაზომვების მასიურად წარმოების საშუალებას არ იძლევა. ამიტომ დიდ-მნიშვნელოვანი მოვლენა იყო, როცა შტერნეკმა 1881 წელს გამოიგონა შედარებით ზუსტი და მარტივი საქანიანი ხელსაწყო სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრებისათვის.

შტერნეკის საქანს ერთი დასაკიდი აქვს; იგი უფრო მოხერხებული აღმოჩნდა გაზომვებისათვის და ფართო განვითარებაც პოვა. არსებობს ამ სისტემის მრავალი სხვადასხვა კონსტრუქციის სამი და ოთხსაქანიანი ხელსაწყო, რომელთა გაზომვის სიზუსტე 12 მილიგალის რიგისაა. ამჟამად საქანიანი აპარატების სიზუსტე ათჯერ მეტია.

პირველ ხანებში საქანიანი ხელსაწყოები გამოიყენებოდა მხოლოდ ხმელეთზე, უძრავი ფუნდამენტის პირობებში. ვენინგ მეინესმა 1924 წელს დაამუშავა თეორია და კონსტრუქცია ახალი სისტემის საქანიანი აპარატისა ზღვებზე და ოკეანეებზე ფარდობითი განსაზღვრისათვის. მასში გამოყენებულია შტერნეკის ტიპის საქანი და ზემოთ აღნიშნული ხელსაწყოებისაგან მნიშვნელოვნად განსხვავდება კონსტრუქციულად. რაც დაკვირვების წარმოების თავისებური მეთოდით აიხსნება (იხ. თავი III, §4.4). ყოფილ საბჭოთა კავშირში ანალოგიური ხელსაწყო დაამზადა და გამოიყენა პროფ. ლსოროკინმა ოცდაათიან წლებში.

უნდა აღინიშნოს, რომ საქანიანი ხელსაწყოებით დაკვირვება საერთოდ რთულია და მაღალ კვალიფიკაციას მოითხოვს დამკვირვებლისაგან. საკუთრივ ხელსაწყოს წონა 100 კგ აღწევს; გარდა ამისა საჭიროა ზუსტი ქრონომეტრი, რადიომიმღები, ფსიქრომეტრი, აკუმულატორები და სხვა წვრილმანი მოწყობილობა და მასალა. ამიტომ ბუნებრივია, რომ ადრევე იყო ცდები სიმძიმის ძალის გაზომვის პროცესის გამარტივებისა, ხელსაწყოს წონის შემცირებისა და სიზუსტის გაზრდისა. პრინციპულად ეს ძნელი არ იყო, რადგან ბუნებაში მრავლადაა ცნობილი ისეთი მოვლენები, რომლებიც ასე თუ ისე, მსგავსად სხეულის თავისუფლად ვარდნის მოვლენისა, დაკავშირებულია სიმძიმის ძალასთან.

დიდმა რუსმა მეცნიერმა მ.ლომონოსოვმა, პირველმა დაისახა რა მიზნად შეესწავლა სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაცია. 1756 წელს ამ მიზნით შექმნა ორიგინალური ხელსაწყო-უნივერსალური ბარომეტრი, რომლის საშუალებით მრავალი გაზომვა

მოახდინა და გამოკვლევის ანგარიში წარუდგინა რუსეთის მეცნიერებათა აკადემიას პეტერბურგში. ლომონოსოვმა ვერ მოასწრო თავისი გამოკვლევების გამოქვეყნება და ამიტომ იგი დიდხანს უცნობი დარჩა.

ლომონოსოვის იდეა ცხოველყოფილი აღმოჩნდა; თანამედროვე გერმანელმა გეოფიზიკოსმა პაალკმა ანალოგიურ პრინციპზე ააგო სიმძიმის ძალის საზომი მარტივი ხელსაწყო, რომელსაც სტატიკური გრავიმეტრი ეწოდა.

მიმდინარე საუკუნის ოცდაათიანი წლებიდან სწრაფად იწყო განვითარება სხვადასხვა სისტემის სტატიკურმა გრავიმეტრებმა, რომელთაც საქანიანი ხელსაწყოების წინაშე დიდი უპირატესობა გააჩნიათ სიზუსტისა და დაკვირვების სიმარტივის მხრივ. ზოგი გრავიმეტრის სიზუსტე $\pm 0,01$ მილიგალს უდრის და სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაციის შესწავლისათვისაც გამოიყენება. ყოფილ საბჭოთა კავშირში შეიქმნა რამდენიმე სისტემის გრავიმეტრი, მათ შორის ისეთიც, რომელიც გამოიყენება ზღვის ფსკერზე და ზედაპირზე დაკვირვებისათვის.

ამ ბოლო დროს ფარდობითი განსაზღვრის ტექნიკა ძალზე განვითარდა და გაიზარდა გაზომვის სიზუსტეც, ხოლო გრავიმეტრიულმა მონაცემებმა დიდი გამოყენება პოვა გეოდეზიის, გეოფიზიკისა და გეოლოგიის რიგი საკითხების გადაწყვეტაში. ყოველივე ამის გამო საყრდენი პუნქტების ქსელის ფართოდ გაშლის საჭიროება წარმოიშვა. რიგ ქვეყნებში პუნქტების ასეთი ქსელი შეიქმნა გრავიმეტრების საშუალებით. ყოფილი საბჭოთა კავშირის თვალუწყვენელ ტერიტორიაზე მეცნიერებათა აკადემიის გეოფიზიკის ინსტიტუტის მიერ ი.ბულანეცს ხელმძღვანელობით 1950-1966 წლების მანძილზე შეიქმნა საყრდენი პუნქტების ქსელი. დაკვირვების მაღალი სიზუსტის უზრუნველსაყოფად მან ერთდროულად გამოიყენა რამდენიმე გრავიმეტრი, რომელთა ტრანსპორტირება თვითმფრინავით წარმოებდა.

ჩვენ ზემოთ გვეყონდა საუბარი სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებზე. მათი გაზომვის ისტორია XIX საუკუნის ბოლოდან იწყება და იგი დაკავშირებულია უნგრელი ფიზიკოსის როლანდ ეტვეშის სახელთან. მან ლაამუშავა თეორია და კონსტრუქცია სათანადო ხელსაწყოთა, რომელსაც გრავიტაციული ვარიომეტრი უწოდა.

ეტვეშის ვარიომეტრმა დიდი ყურადღება მიიქცია და მნიშვნელოვნად იქნა შემდგომში განავითარებული შვედარის, ნიკოფოროვის, ნუმეროვის, ლანკასტერ ჯონსის, შოუს და სხვების მიერ. მან ტანსაცმუთრებული გამოყენება პოვა სასარგებლო ნამარხთა

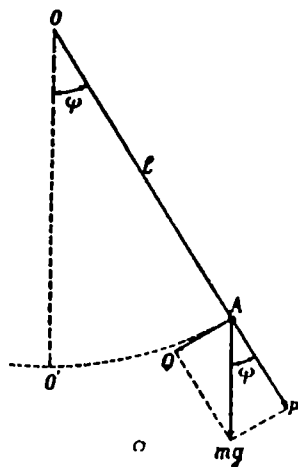
ძებნა-ძიების საქმეში.

გრაფიკული ვარიომეტრის ერთ-ერთი სახეობაა გრადიენტომეტრი, რომელიც ზომავს მხოლოდ სიმძიმის ძალის ჰორიზონტულ გრადიენტებს. ცნობილია ორი სხვადასხვა სისტემის გრადიენტომეტრი - ინგლისური და საბჭოური.

§2. საქანის რხევის თეორია

ვთქვათ, უწონადი და უქიშვადი OA ძაფის A ბოლოზე ჰკიდია წერტილოვანი m მასა (ნახ. 22). ასეთ OA სისტემას, რომელსაც თავისუფლად შეუძლია რხევა O დაკიდების წერტილის ირგვლივ, მათემატიკური საქანი ეწოდება. OO' არის შვეულის მიმართულება და იგი საქანის წონასწორობის მდებარეობას შეესაბამება. თუ საქანი ირხევა თავისი წონასწორობის ირგვლივ, მაშინ დროის რომელიმე t მომენტში იგი იქნება გადახრილი OO' -დან ψ კუთხით, რომელსაც საქანის გადახრის ანუ ელონგაციის კუთხე ეწოდება.

A წერტილში მოთავსებულ m მასაზე მოქმედებს სიმძიმის ძალა, რომელიც mg -ს ტოლია და მიმართულია OO' -ის პარალელურად, ე.ი. შვეულის გასწვრივ. დავშალოთ ეს ძალა ორ მდგენელად, რომელთაგან ერთი AP ემთხვევა OA -ს გაგრძელებას, ხოლო მეორე AQ მისი მართობულია, ე.ი. ემთხვევა AO' რკალის მხებს A წერტილში და მოძრაობისაკენაა მიმართული (ნახ. 22). AP მდგენელის მოქმედება გაწონასწორებულია ძაფის წინააღმდეგობით, ხოლო AQ ცდილობს დააბრუნოს საქანი წონასწორობის მდებარეობაში და მის მოძრაობას ანიჭებს აჩქარებას



ნახ. 22. მათემატიკური საქანი.

$$\frac{AQ}{m} = g \sin \psi. \quad (III.1)$$

მეორე მხრივ, რადგან ψ ჩვეულებრივად მცირე კუთხეა, ამი-

ტომ AO' რკალის სიგრძე ტოლია $AO'\psi = l\psi$ და A წერტილის აჩქარება რკალზე უდრის $-l \frac{d^2\psi}{dt^2}$ ნიშანი მინუსი იმის მაჩვენებელია, რომ

ძალა AQ ამცირებს საქანის ელონგაციის კუთხეს. აქ მოყვანილი აჩქარებები ერთმანეთის ტოლია და ამიტომ ვწერთ:

$$-l \frac{d^2\psi}{dt^2} = g \sin \psi$$

ან

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \psi = 0. \quad (III.2)$$

(III.2) გამოსახავს საქანის რხევის დიფერენციალურ განტოლებას უწინააღმდეგო არეში. ამ განტოლებიდან შეიძლება განვსაზღვროთ საქანის რხევის პერიოდი T , ე.ი. დრო, რომელიც დასჭირდება საქანს ერთი უკიდურესი მდებარეობიდან მეორე უკიდურეს მდებარეობაში გადანაცვლებისათვის. (III.2) დიფერენციალური განტოლების ამოხსნიდან ერწმუნდებით, რომ T -ს გამოსახულება ასეთია:

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \left[1 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4} \right)^2 \sin^4 \frac{\alpha}{2} + \left(\frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6} \right)^2 \sin^6 \frac{\alpha}{2} + \dots \right] \quad (III.3)$$

სადაც α საქანის მაქსიმალური გადახრის კუთხეა ($|\psi| \leq \alpha$), რომელსაც რხევის ამპლიტუდა ეწოდება; l საქანის სიგრძეა, ე.ი. მანძილია მათემატიკური საქანის დაკიდების წერტილიდან მისი სიმძიმის ცენტრამდე.

თუ რხევის ამპლიტუდა ძალიან მცირეა, მაშინ (III.3) განტოლება შეიძლება მნიშვნელოვნად გამარტივდეს და მიიღებს სახეს:

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (III.4)$$

ეს გამოთქმა შეიძლება მიღებულ იქნეს აგრეთვე (III.2) განტოლებიდან, თუ ψ -ს სიმცირის გამო დავუშვებთ, რომ $\sin \psi \approx \psi$.

მათემატიკური საქანი, რომელიც დააკმაყოფილებს მის მიმართ წაყენებულ ყველა მოთხოვნას, პრაქტიკულად განუხორციელებელია, რადგან ფაქტიურად საქანი ყოველთვის ფიზიკურია, რომელიც უსას-

რულოდ მრავალი ერთი საკიდის მქონე მათემატიკური საქანების ერთობლიობას წარმოადგენს; მისი სიგრძე შეესაბამება ისეთი მათემატიკური საქანის სიგრძეს, რომლის რხევის პერიოდი ფიზიკური საქანის რხევის პერიოდის ტოლია.

გამოვიყენოთ ფიზიკური საქანის რხევის განტოლება. ამისათვის ავირჩიოთ სწორკუთხოვანი კოორდინატთა სისტემა, რომლის ცენტრი O საქანის დაკიდების წერტილში მოვათავსოთ და x ღერძი შვეულის გასწვრივ მივმართოთ. ხოლო y ღერძი - პერიზონტულად საქანის რხევის სიბრტყეში (ნახ. 23). მექანიკიდან ცნობილია, რომ მყარი სხეულის რხევის განტოლება უძრავი ღერძის ირგვლივ ასე გამოისახება:

$$K \frac{d\omega}{dt} = P_x \quad (III.5)$$

სადაც K სხეულის ინერციის მომენტია ბრუნვის ღერძის მიმართ, ω ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა, P_x არის x ღერძის

მიმართ მოქმედ ძალთა მომენტი.

ვთქვათ, ψ არის საქანის ელონგაციის კუთხე, შედგენილი ox ღერძთან, c საქანის სიმძიმის ცენტრია და $OC=a$ თუ M საქანის მასაა, მაშინ საქანზე მოქმედ ძალთა მომენტი P ტოლია

$$Mg \sin \psi. \quad (III.6)$$

რადგან ω კუთხური სიჩქარეა, ამიტომ თანახმად ადინიშენისა

$$\omega = - \frac{d\psi}{dt} \quad \text{და} \quad \frac{d\omega}{dt} = - \frac{d^2\psi}{dt^2}. \quad (III.7)$$

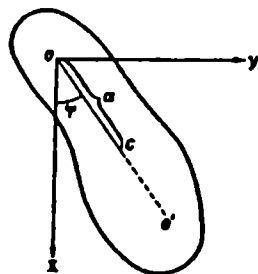
(III.6) და (III.7) ჩავსვათ (III.5) განტოლებაში და მივიღებთ

$$-K \frac{d^2\psi}{dt^2} = Mg \sin \psi$$

აბ

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} = - \frac{g}{\frac{K}{Ma}} \sin \psi. \quad (III.8)$$

ადვილად დაკრწმუნდებით, რომ (III.8) განტოლება ეთანადება (III.2) განტოლებას თუ მივიღებთ, რომ



ნახ. 23. ფიზიკური საქანი

$$\frac{K}{Ma} = l. \quad (III.9)$$

$\frac{K}{Ma}$ სიდიდე მუდმივია მოცემული ფიზიკური საქანისათვის, ისევე, როგორც l მუდმივია გარკვეული მათემატიკური საქანისათვის. ფიზიკური საქანის შემთხვევაში l სიდიდეს საქანის დაყვანილი სიგრძე ეწოდება.

გადავზომოთ დაყვანილი სიგრძე oc მიმართულებაზე და მივიღებთ o' წერტილს, რომელსაც რხევის ცენტრი ეწოდება. ფიზიკური საქანი შეიძლება შევცვალოთ ისეთი მათემატიკური საქანით, რომლის სიგრძე უდრის ფიზიკური საქანის $oo' = l$ დაყვანილ სიგრძეს, ხოლო მთელი მისი მასა o' წერტილშია მოთავსებული.

თეორიული მექანიკიდან ცნობილია აგრეთვე, რომ თუ K_0 არის ფიზიკური საქანის ინერციის მომენტი მისი c სიმძიმის ცენტრში გავლებული ღერძის მიმართ, რომელიც რხევის სიბრტყის მართობულია, მაშინ

$$K = K_0 + a^2 M.$$

შევიტანოთ ეს გამოსახულება (III.9) ფორმულაში და მივიღებთ:

$$l = \frac{K_0}{aM} + a. \quad (III.10)$$

ეს ტოლობა საშუალებას გვაძლევს გავარკვიოთ მოსაბრუნებელი საქანის თვისებები. მართლაც, ვთქვათ, საქანს ვარხევთ არა o წერტილში, არამედ o' წერტილში გავლებული ღერძის მიმართ. ეს ღერძები ურთიერთპარალელურია. საქანის შესაფერისი დაყვანილი სიგრძე იყოს l' , ხოლო პერიოდი T მაშინ თანახმად (III.10) ფორმულისა, რადგან $oc = l - a$ (ნახ. 23), გვექნება:

$$l' = \frac{K_0}{(l-a)M} + (l-a).$$

ჩავსვათ ამ გამოსახულებაში $(l-a)$ მნიშვნელობა (III.10) განტოლებიდან და მივიღებთ:

$$l' = \frac{K_0}{aM} + a.$$

ამგვარად, გამოდის, რომ $l = l'$ და ამიტომ $T = T'$ ამ თვისების გამო o და o' წერტილებს, რომელთა შორის მანძილი ფიზიკური საქანის დაყვანილ სიგრძეს უდრის, შეუღლებული წერტილები ეწოდება. სწორედ ეს თვისება იძლევა საშუალებას ავაგოთ მოსაბრუნებელი საქანი, ე.ი. ისეთი საქანი, რომელსაც ორი o და

ო' დასაკიდი წერტილი აქვს.

§8. სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრის მეთოდები

§8.1. მოსაბრუნებელი საქანისანი აპარატები

სიმძიმის ძალის g აბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრა შესაძლებელია მოსაბრუნებელი საქანით, რომელსაც ორი დასაკიდი აქვს შეუღლებულ წერტილებში. მანძილი ამ წერტილებს შორის საქანის დაყვანილი სიგრძეა l და იგი უშუალო გაზომვით განისაზღვრება, ხოლო რხევის პერიოდი T განისაზღვრება ორივე საკიდი წერტილის ირგვლივ რიგრიგობითი რხევით. ამგვარად, ვიცით რა l და T სიდიდეები მოცემულ პუნქტში, შეგვიძლია გამოვთვალოთ სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობა (III.4) ფორმულით

$$g = \pi^2 \frac{l}{T^2}.$$

პირველი მოსაბრუნებელი საქანი, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, კეტერის მიერ იქნა გამოგონებული. იგი წარმოადგენს ლითონის ღეროს, რომლის O და

ო' წერტილებში უძრავადაა ჩასმული ერთმანეთის პარალელურად და ერთმანეთისაკენ წვეროებით მიმართული ორი პრიზმა (ნახ. 24). პრაქტიკულად O და O' წერტილები არ შეიძლება ზუსტად ემთხვეოდნენ

შეუღლებულ წერტილებს და ამიტომ $OO' \approx l$.

კეტერის საქანს სამი დამატებითი ტვირთი აქვს

A , A' და B . პირველი ორის დანიშნულებაა საქანის ღეროს გასწვრივ მათი გადაადგილებით მოვახდინოთ O და O' წერტილების შეუღლებულ წერტილებთან შეთავსება; B ტვირთი უძრავადაა დამაგრებული საქანის ერთ-ერთ ბოლოზე და მიზნად ისახავს მნიშვნელოვნად განასხვაოს ერთმანეთისაგან a_1 და a_2 სიდიდეები, რომლის აუცილებლობა (III.14) ფორმულ-



ნახ. 24.
კეტერის საქანი

ლოდან ჩანს.

რხევის დროს საქანი იკიდება ჯერ ერთი და მერე მეორე პრიზმის წიბოზე, რომელთა შორის მანძილის გასაზომად სარგებლობენ სპეციალური კომპარატორით. ამ უკანასკნელს აქვს ორი მიკროსკოპი ოკულარული მიკრომეტრებით, რომელთა საშუალებით დამზერენ საქანის პრიზმის წიბოებს და ამგვარად გადაზომავენ იმ მანძილს კომპარატორზე, სადაც საბოლოოდ აითვლიან მას.

კეტერის საქანს ახასიათებს მრავალი კონსტრუქციული ნაკლი, რაც უარყოფით გავლენას ახდენს დაკვირვების სიზუსტეზე. ამ ნაკლებ მიუთითებდა ცნობილი მეცნიერი ბესელი, რომელმაც უჩვენა აგრეთვე გზები მათგან განთავისუფლებისა. კერძოდ, ეს შეეხება რხევის ნამდვილი პერიოდის გამოთვლას მიუხედავად შეუღლებულ წერტილებში რხევის პერიოდების სხვადასხვაობისა. ბესელის იდეა შემდეგში მდგომარეობს: ვთქვათ, ვარხიეთ საქანი მისი შეუღლებული წერტილების ირგვლივ და მივიღეთ პერიოდები T_1 და T_2 , რომელთაც შეესაბამება დაყვანილი სიგრძეები l_1 და l_2 . დავუშვათ, რომ საქანის იდეალური პერიოდია T , როცა მისი დაყვანილი სიგრძეა l .

ჩამოთვლილი სიდიდეებიდან ცნობილია T_1 , T_2 და l , ხოლო უცნობია T , l_1 და l_2 . საძიებელია პერიოდი T . (III.4) ფორმულის საფუძველზე გვაქვს:

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{l_1}{g}}, \quad T_2 = \pi \sqrt{\frac{l_2}{g}}, \quad \text{და} \quad T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

საიდანაც მივიღებთ:

$$\frac{T_1^2}{T^2} = \frac{l_1}{l} \quad \text{და} \quad \frac{T_2^2}{T^2} = \frac{l_2}{l} \quad (III.12)$$

აღენიშნოთ მანძილი პრიზმის ერთი წიბოდან საქანის სიმძიმის ცენტრამდე a_1 -ით, ხოლო მანძილი მეორე წიბოდან იმავე ცენტრამდე a_2 -ით, მაშინ

$$l = a_1 + a_2$$

და, გარდა ამისა, (III.10) ფორმულის მიხედვით

$$l_1 = a_1 + \frac{K_0}{a_1 M} \quad \text{და} \quad l_2 = a_2 + \frac{K_0}{a_2 M}$$

ჩავსვათ ეს მნიშვნელობები (III.12) გამოთქმებში, მივიღებთ:

$$(a_1 + a_2)T_1^{\frac{2}{3}} = \left[a_1 + \frac{K}{a_1 M} \right] T^{\frac{2}{3}},$$

$$(a_1 + a_2)T_2^{\frac{2}{3}} = \left[a_2 + \frac{K}{a_2 M} \right] T^{\frac{2}{3}}$$

გამოვირიცხოთ ამ ტოლობებიდან $\frac{K}{M}$, რისთვისაც პირველი მათგანი გავამრავლოთ a_1 -ზე, ხოლო მეორე - a_2 -ზე და შემდეგ შევკრიბოთ, გვექნება:

$$(a_1 + a_2)(T_1^{\frac{2}{3}} a_1 - T_2^{\frac{2}{3}} a_2) = T^{\frac{2}{3}} (a_1^{\frac{2}{3}} - a_2^{\frac{2}{3}})$$

ან

$$T_1^{\frac{2}{3}} a_1 - T_2^{\frac{2}{3}} a_2 = T^{\frac{2}{3}} (a_1 - a_2),$$

საიდანაც

$$T^{\frac{2}{3}} = \frac{T_1^{\frac{2}{3}} a_1 - T_2^{\frac{2}{3}} a_2}{a_1 - a_2} \quad (III.13)$$

T_1 მცირედ განსხვავდება T_2 -საგან და ამიტომ თუ აღვნიშნავთ, რომ

$$T_2 = T_1 + \Delta T,$$

მაშინ პირველი რიგის უსასრულო მცირე სიდიდის სიზუსტით გვექნება:

$$T_2^{\frac{2}{3}} = T_1^{\frac{2}{3}} + 2\Delta T T_1^{-\frac{1}{3}}.$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულება (III.13) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$T^{\frac{2}{3}} = \frac{T_1^{\frac{2}{3}} a_1 - T_1^{\frac{2}{3}} a_2 - 2\Delta T T_1^{-\frac{1}{3}} a_2}{a_1 - a_2}$$

ან

$$T = T_1 \left(1 - 2 \frac{a_2}{a_1 - a_2} \frac{\Delta T}{T} \right)^{3/2}$$

ფრჩხილებში მოთავსებული გამოთქმის ბინომის ფორმულით გაშლის შემდეგ თუ შევინარჩუნებთ ΔT -ს მხოლოდ პირველი ხარის-

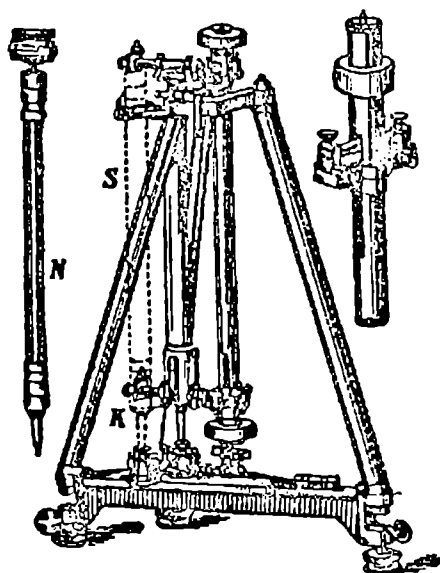
ხის შემცველ წვერებს, გვექნება:

$$T = T_1 \left[1 - \frac{a_2}{a_1 - a_2} \frac{\Delta T}{T} \right].$$

ან, საბოლოოდ

$$T = T_1 + \frac{a_2}{a_1 - a_2} (T_1 - T_2). \quad (III.14)$$

ეს არის ბესელის ფორმულა, რომელიც გვაძლევს საშუალებას დაკვირვებით მიღებული ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავებული T_1 და T_2 პერიოდების საფუძველზე გამოვითვალოთ იდეალური T პერიოდის მნიშვნელობა პრიზმების წიბოებს შორის გაზომილი l დაყვანილი სიგრძისათვის. თუ $T_1 = T_2$, მაშინ (III.14) ფორმულაში მეორე წვერი ნულის ტოლი იქნება და ამგვარად, დაკვირვებული პერიოდები იდეალურის ტოლი აღმოჩნდება, რაც ასეც უნდა იყოს.



ნახ. 25. ბესელის სიქანის აპარატი.

(III.14) ფორმულიდან ახლა ცხადია, თუ რატომაც, რომ მოსაზრუნებელ საქანებში სიმძიმის ცენტრი მაქსიმალურად უნდა იყოს გადაწეული საქანის გეომეტრიული ცენტრიდან დამატებითი B ტვირ-

თის დახმარებით. ეს გარემოება მეორე წვერს ხდის მცირეს და ამით ამართლებს იმ ფაქტს, რომ T_1 და T_2 დიდად არ განსხვავდება ერთმანეთისაგან. თუ $a_1 - a_2$ მაშინ მეორე წვერი უსასრულოდ დიდი იქნებოდა, ე.ი. T_1 და T_2 სიდიდეებს შორის უსასრულოდ დიდი განსხვავება იქნებოდა, რაც სინამდვილეს არ შეეფერება.

მოსაბრუნებელი საქანის კონსტრუქციის განვითარებაში მნიშვნელოვანი როლი ითამაშა ბესელის გამოკვლევებმა. გასული საუკუნის სამოციანი წლების მიწურულში გამოჩენილმა მექანიკოსმა რეფსოლდმა ეს გამოკვლევები საფუძვლად დაუდო თავის მოსაბრუნებელ საქანს, რომელიც კეტერის საქანის მნიშვნელოვან გაუმჯობესებას წარმოადგენს (ნახ. 25).

რეფსოლდის ხელსაწყოს მთავარ ნაწილს ერთ წამიანი პერიოდის საქანი შეადგენს. იგი დამზადებულია თითბერის მილისაგან, რომლის დიამეტრია 4 სმ, ხოლო სიგრძე 125 სმ. საქანის ორივე ბოლოში ჩასმულია აქატის მახვილწიბოიანი პრიზმები, რომლითაც იგი რხევის დროს ეყრდნობა ჰორიზონტულ ბაქანს. საქანის ბოლოებზე მოთავსებულია ორი ერთნაირი ზომის ცილინდრი, რომელთაგან ერთი ცარიელია, ხოლო მეორე მასიურია. ცარიელი საქანის გარეგნულ სიმეტრიას იცავს, მასიური კი იწვევს საქანის სიმძიმის ცენტრის მაქსიმალურ გადაადგილებას საქანის გეომეტრიული ცენტრიდან.

ამ ხელსაწყოს დეტალური აღწერა იხ. წიგნში: А.А. Михалюк (21).

§8.2. ბალისტური პრაქტიკის თეორია

ზემოთ იყო აღნიშნული, რომ სიმძიმის ძალის ბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრა პირველად ჩაატარა გალილეო გალილემ მის მიერვე აღმოჩენილი სხეულის თავისუფლად ვარდნის კანონის საფუძველზე

$$s = \frac{1}{2} g t^2 \quad (III.15)$$

სადაც s არის სხეულის მიერ თავისუფლად ვარდნით t დროში განვლილი მანძილი, g = ს განსაზღვრის ეს მეთოდი უკანასკნელ დრომდე არ გამოყენებოდა, რადგან არ არსებობდა ტექნიკური საშუალებანი s და t სიდიდეების განსაზღვრისა ისეთი სიზუსტით, რომელიც

უზრუნველყოფდა გ-ს განსაზღვრის საჭირო სიზუსტეს. მაგრამ ამ უკანასკნელ დროს მდგომარეობა არსებითად შეიცვალა და ტექნიკურ მეცნიერებაში განსაკუთრებელმა მიღწევებმა შესაძლებელი გახადა გალილეის იდეისადმი მიბრუნება.

ცნობილია, რომ თავისუფლად ვარდნილი სხეულის მოძრაობის განტოლებას აქვს სახე

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = F,$$

სადაც m ვარდნილი სხეულის მასაა, $\frac{d^2 s}{dt^2}$ - მისი აჩქარებაა, ხოლო

F - სიმძიმის ძალაა. m მასის მიერ განვლილი გზის ყოველ წერტილში ძალა F შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი ჯამის სახით: $mg_0 + mW_{\Sigma}$. აქედან გამოვდინარე,

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = g_0 + W_{\Sigma} s, \quad (III.16)$$

სადაც W_{Σ} ვერტიკალური გრადიენტი, ხოლო $W_{\Sigma} s$ შემასწორებელი წევრია.

თუ (III.16) ფორმულის უკანასკნელ წევრს სიმცირის გამო უგულებელვყოფთ და $\frac{d^2 s}{dt^2} = g_0$ -ს ორჯერ გავაინტეგრალებთ დროის მიხედვით, მივიღებთ:

$$\frac{ds}{dt} = g_0 t + c_1,$$

$$s = \frac{1}{2} g_0 t^2 + c_1 t + c_2. \quad (III.17)$$

c_1 და c_2 მუდმივების განსაზღვრისათვის დავუშვათ: როცა $t=0$, $s=s_0$ და $\left(\frac{ds}{dt}\right)_0 = v_0$; მაშინ $c_1 = v_0$, $c_2 = s_0$ და (III.17) ასე გადაიწერება

$$s = s_0 + v_0 t + g_0 \frac{t^2}{2} \quad (III.18)$$

აქვე შევნიშნავთ, რომ ეს იგივე გალილეის კანონია, როცა $s_0=0$ და $v_0=0$.

(III.16) განტოლების ზოგადი ამოხსნა W_{zz} მცირე პარამეტრის მიხედვით, თუ შემოვიფარგლებით დაშლის მეორე წევრით, შეიძლება წარმოვიდგინოთ შემდეგი სახით:

$$s(t, W_{zz}) = s_1(t) + W_{zz} s_2(t). \quad (III.19)$$

ამავე დროს, $s_1(t)$ და $s_2(t)$ უნდა აკმაყოფილებდნენ განტოლებებს

$$\frac{d^2 s_1}{dt^2} = g_0 \quad \text{და} \quad \frac{d^2 s_2}{dt^2} = s_1(t).$$

$\frac{d^2 s_1}{dt^2} = g_0$ -ს ამოხსნა პირველი მიახლოებით არის

$$s_1 = s_0 + v_0 t + g_0 \frac{t^2}{2}$$

მეორე მიახლოებას მივიღებთ $\frac{d^2 s_2}{dt^2} = s_1(t)$ განტოლების ორჯერ გაინტეგრალებით, რომლის შედეგია

$$s_2 = \frac{1}{2} g_0 t^3 + \frac{1}{6} v_0 t^3 + \frac{1}{24} g_0 t^4 + c_1 t + c_2$$

c_1 და c_2 მუდმივების განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ საწყისი პირობები:

$$s(0) = s_0 \quad \text{და} \quad v(0) = v_0,$$

რაც მოგვცემს $c_1 = 0$, $c_2 = 0$ და საბოლოოდ (III.19) მიიღებს სახეს

$$s(t, W_{zz}) = s_0 + v_0 t + g_0 \frac{t^2}{2} + \frac{W_{zz}}{2} \left[s_0 + \frac{1}{3} v_0 t + \frac{1}{12} g_0 t^3 \right] t^3 \quad (III.20)$$

(III.20) განტოლება გარდა საძიებელი g_0 სიდიდისა შეიცავს W_{zz} ვერტიკალურ გრადიენტს, სასინჯი მასის საწყის სიჩქარეს v_0 -ს და მის მდებარეობას s_0 -ს დროის ათვლის დაწყების მომენტში. განტოლების უკანასკნელი წევრი მცირე სიდიდეა და იგი გამოითვლება, როგორც g_0 -ს შესწორება. თუ ექსპერიმენტი ისე იქნება დეჟენერებული, რომ $s_0 = 0$, მაშინ განტოლებაში ორი უცნობი

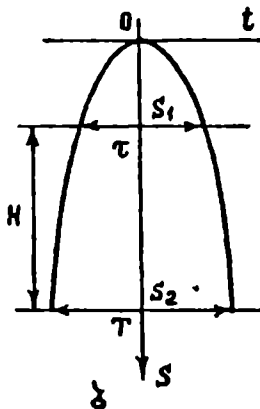
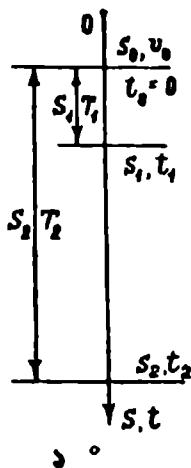
დაგერჩება: g_0 და ν_0 და მათი ამოხსნისათვის საჭირო იქნება დაკვირვება წარმოებდეს სასინჯი მასის მოძრაობის ორ s_1 და s_2 ინტერვალში შესაბამისად t_1 და t_2 დროისა.

არსებობს გზომვის ორი ხერხი: არასიმეტრიული, რომელიც არსებითად სხეულის თავისუფლად ვარდნას გულისხმობს, და სიმეტრიული, როდესაც დაკვირვება სასინჯი მასა ზევით და ქვევით მოძრაობის გზაზე (ნახ. 26ა,ბ).

არასიმეტრიული ხერხისათვის შედგენილი ორი განტოლებიდან, რომლებიც (III.20) გამომდინარეობენ, g_0 -ს გამოსათვლელი ფორმულა ასეთი სახის იქნება

$$g_0 = \frac{2}{T_2 - T_1} \left(\frac{s_2}{T_2} - \frac{s_1}{T_1} \right) + \epsilon(W_{xx}), \quad (III.21)$$

სადაც $T_1 = t_1 - t_0$, $T_2 = t_2 - t_0$ და შესაბამისად $S_1 = s_1 - s_0$, $S_2 = s_2 - s_0$



და ϵ არის g -ს შესწორება,

რომელიც დამოკიდებულია W_{xx} ,

ν_0 , g_0 , t_1 და t_2 სიდიდეებზე.

არასიმეტრიული ხერხით სიმძიმის ძალა გამოითვლება $1 \cdot 10^{-6}$ გ სიზუსტით.

გარკვეული უპირატესობით ხასიათდება სიმეტრიული ხერხი, რომლის მიხედვითაც ზევით ასროლილი სასინჯი სხეული

ნახ. 26. ბალისტურ გრაფომეტრში სასინჯი სხეულის მოძრაობის სქემა:
ა) არასიმეტრიული ხერხი, ბ) სიმეტრიული ხერხი.

ბრუნდება უკან იმავე გზით და ამგვარად, ორჯერ გაივლის ფიქსირებულ მდებარეობას. უპირატესობა იმაში მდგომარეობს, რომ დაკვირვების დროს გამოირიცხება არასრული ვაკუუმის გავლენა,

რომელიც სხეულის ორივე მიმართულებით მოძრაობის დროს ერთნაირია.

დროის ინტერვალები სასინჯი სხეულის გავლის მომენტებს შორის ქვედა სადგურიდან აღმავალ და დაღმავალ ტრაექტორიებზე აღვნიშნოთ T -თი და ზედა სადგურიდან τ -თი (ნახ. 26ბ). ინტერვალების ათვლა წარმოებს სიმეტრიულად O წერტილიდან და ჩადგან $s(0)=0$ და $v(0)=0$ (III.20) განტოლებიდან $\frac{T}{2}$ და $\frac{\tau}{2}$ ინტერვალებით. შეიძლება შევადგინოთ ორი განტოლება s_1 და s_2 მიმართ. მათი სხვაობიდან გამომდინარეობს, რომ

$$s_0 = \frac{gH}{T^2 - \tau^2} - W_{\dots} \frac{g_0}{4g} \left[T^2 + \tau^2 \right],$$

სადაც $H = s_2 - s_1$. უკანასკნელი შემასწორებელი წევრი შეიძლება

გამარტივდეს გამომდინარე იქედან, რომ $\frac{g_0 T}{g} = H + s_1$ და $\frac{g_0 \tau}{g} = s_1$.

საბოლოოდ გვექნება:

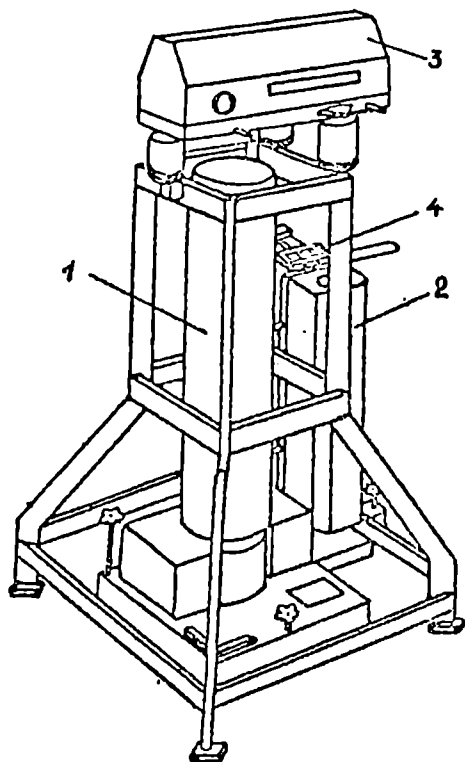
$$s_0 = \frac{gH}{T^2 - \tau^2} - W_{\dots} \left[\frac{s_1}{3} + \frac{H}{6} \right]. \quad (III.22)$$

§8.8. ბალისტიკური გრაფიკები

პირველი ბალისტიკური გრაფიკური სამოციან წლებში შეიქმნა ამერიკის შეერთებულ შტატებში, რომლის საშუალო სიზუსტე იყო $\pm 0,05$ მგალი. იმავე პერიოდში იაპონელმა და ფრანგმა სპეციალისტებმა შექმნეს უფრო ზუსტი ხელსაწყო, ხოლო შემდგომ პარიზის ზომისა და წონის ბიურომ კ. ტურიანის მეტროლოგიის ინსტიტუტთან ერთად დაამზადა სიმეტრიული მოძრაობის ხერხით სიმძიმის ძალის განმსაზღვრელი ბალისტიკური გრაფიკური. ამ ხელსაწყოთა საშუალებით საშუალოდ ათიანი წლების ბოლოსთვის დაზუსტდა ევროპის საყრდენი პუნქტების ქსელი, რომელიც 17 პუნქტისაგან შედგებოდა და

ბასიათდებოდა სიზუსტით $\pm 0,02$ მეგალი.

აღნიშნული ხელსაწყო გაუმჯობესებული სახით სერიულად მზადდება საფრანგეთ-იტალიის ფირმის მიერ ინდექსით A-60 (ნახ. 27). მისი ძირითადი ბლოკებია: 1 - ცილინდრული ვაკუუმის კამერა, რომელშიაც მოძრაობს სასინჯი სხეული; მის ქვედა ნაწილში მოთავსებულია გამშვები სისტემა; 2 - კოპერენტული სინათლის წყარო; 3 - სასინჯი სხეულის მიერ განვლილი გზა იზომება მაიკროსონის ინტერფერომეტრით, რომლის სისტემაში შედის კუთხოვანი ამრეკლავი და გრძელტალღიანი სეისმომეტრი; სეისმომეტრის მასას ახასიათებს დიდი ინერცია; 4 - კუთხოვანი ამრეკლავის ვარდნის დროს მანძილის ცვლილება რეგისტრირდება ელექტრონული სისტემით.



ნახ. 27. A-60 ბალისტური გრავიმეტრის ძირითადი კვანძები.

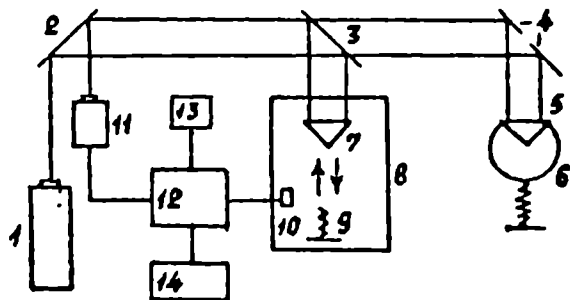
ვალე სარკეა; 5- გრძელტალღოვანი სეისმოგრაფის სისტემაში შემავალი მტკიცედ დამაგრებული კუთხოვანი ამრეკლავია; 6- გრძელპერიოდიანი სეისმოგრაფია; 7- კუთხოვანი ამრეკლავი სასინჯი სხეულია; 8- ვაკუუმის კამერა; 9 - გამშვები მოწყობილობა; 10- მონომეტრია; 11 - ფოტოელექტრული დეტექტორია; 12- მიკროპროცესორია; 13- საათია; 14 - საბეჭდავი აპარატია.

A-60 გრავიმეტრი უზრუნველყოფს გაზომვის 10^{-8} - 10^{-7} მ/წმ³ სიზუსტეს ერთდროიანი დაკვირვების დროს.

ანალოგიური დანიშნულების ბალისტიკური გრავიმეტრი დაამზადეს 1972 წ. სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის ციმბირის განყოფილების ავტომატიკისა და ელექტრომეტრიის ინსტიტუტისა და ხარკოვის მეტროლოგიის სამეცნიერო-კვლევით ინსტიტუტში. ამ ხელსაწყოში, რომლის

სახელწოდებაა

ნოვოსიბირსკის ლაზერული ბალისტიკური გრავიმეტრი ГАБЛ, გამოყენებულია ვარდნილი სხეულის მიერ გზის ორი მოცემული ინტერვალის გავლის დროს გაზომვის პრინციპი. ეს გარემოება განაპირობებს იმ



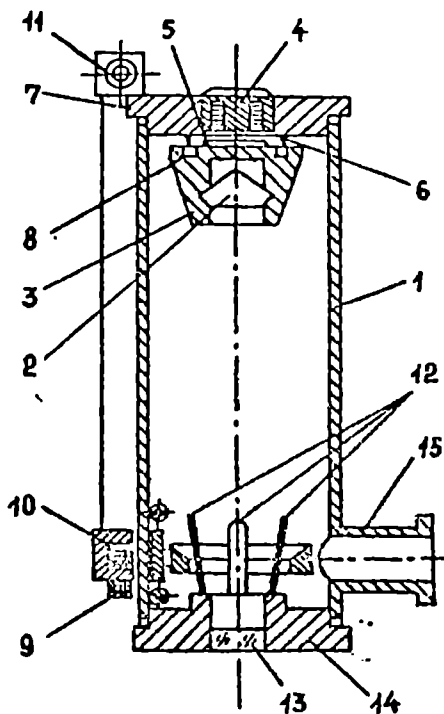
ნახ. 28. A-60 ბალისტიკური გრავიმეტრის სქემა.

ცდომილებათა წყაროების თავიდან აცილებას, რომლებიც დამახასიათებელია ზემოთ აღწერილი სიმეტრიული მოძრაობისათვის (ლაპარაკია კუთხოვანი სიჩქარის იმპულსზე და სეისმურ დარტყმაზე, რომლებიც წარმოიშობიან სასინჯი სხეულის გაშვების დროს).

გრავიმეტრი ГАБЛ, რომელიც მოცემულია ნახ. 29, შეიცავს შემდეგ ძირითად ბლოკებს: სასინჯი მასის თავისუფლად ვარდნის მოწყობილობას; განვლილი გზის ინტერვალუბისა და დროის აღმრიცხველ ელექტრონულ ბლოკს კვარცის გენერატორით; ლაზერულ ინტერფერომეტრს განვლილი გზის გაზომვისათვის; ავტომატური მართვის მოწყობილობას და გაზომილი შედეგების რეგისტრატორს.

ნოვოსიბირსკის გრავიმეტრის ГАБЛ სქემაზე (ნახ. 29) აღნიშნულია: სასინჯი მასის ვარდნისათვის ვაკუუმისებური ცილინდრი 1; მის ზედა ნაწილში მოთავსებულია ელექტრომაგნიტი 4, რომელიც იკავებს კორპუსში 3 დამაგრებულ კუთხოვან ამრეკლავს. ამ უკანასკნელის ფიქსაცია წარმოებს ამრეკლავის კორპუსზე მტკიცედ დამაგრებული ბრტყელი ფერიტული ფირფიტით 5 და ცილინდრის ზედა მილტუჩით 7, რომელიც დამაგრებულია სამი ნემსით 6; ელექტრომაგნიტის კონტაქტების გათიშვის მომენტში კუთხოვანი ამრეკლავი

თავისუფლად ვარდება ძირს და ცილინდრის ქვედა ნაწილში მას იჭერს სამფრთიანი ზამბარისებური სოლი 12; კუთხოვან ამრეკლავს უკან აბრუნებს ელექტრომაგნიტი 10, რომელიც დადგმულია სპეციალურ კარეტაზე 9, რომელსაც ვერტიკალურად ამოძრავებს ელექტრომორტი 11; ჰაერის გამოტუმბვა ცილინდრიდან ხდება ამომწოვის 15 საშუალებით; სასინჯი სხეულის ვარდნის რეგისტრაცია წარმო-



ნახ. 12. ნოვოზიბირსკის ბალისტრული გრაფომეტრის
ГАНБ სტემა

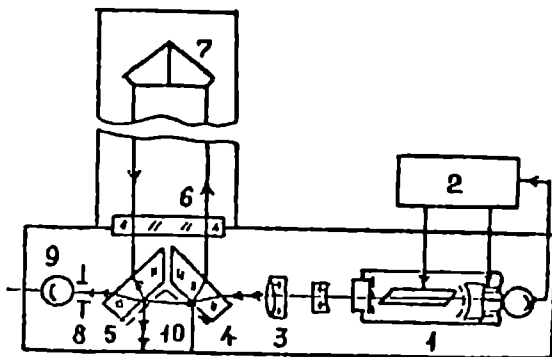
ფირფიტადან 4, გაივლის კუთხოვან ამრეკლავს 7 და ისევ აირეკლება ფირფიტადან 5, განიცდის რა ინტერფერენციას პირველ სხივთან.

კუთხოვანი ამრეკლავის მიერ ვარდნის დროს გავლილი მანძილი ცზომება ლაზერული კონის ტალღის სიგრძით ინტერფერენციული რგოლების ცვლის დათვლით, რასაც მაღალი სიზუსტე ახასიათებს.

ებს მაიკელსონის ორსხივანი ლაზერული ინტერფერომეტრით. ლაზერის სხივი შეჰყავთ ცილინდრში 1 ქვედა საძვრებით 13.

ნახ. 30-ზე წარმოდგენილია სარეგისტრაციო მოწყობილობის სქემა, რომელიც შედგება მონოსისშირული პელიუმენონური ლაზერისაგან 1; გამოსხივების სიზშირის სტაბილიზაციისა და ლაზერის კვების ელექტრონული სისტემისაგან 2; ორსხივანი ინტერფერომეტრისაგან 3-7 და ფოტოელექტრული მოწყობილობის გამოსავლისაგან 8 და 9; საკუთრივ ინტერფერომეტრი შედგება ნახევრად გამჭვირვალე ფირფიტებისაგან 4 და 5; ბრტყელ - პარალელური ფირფიტისაგან 6 და კუთხოვანი ამრეკლავისაგან 7; ლაზერის კონა ფირფიტის 4 გავლის დროს იყოფა ორ სხივად, რომელთაგან ერთი ფირფიტის 5 გავლით მიემართება C ფოტომომენტისაკენ 8, ხოლო მეორე, აირეკლება

კერძოდ, გასაზომი სიგრძის $1 \cdot 10^{-9}$



ნახ. 20. ГАБЖИ გრავემეტრის სარეგისტრაციო მოწყობილობის სქემა.

ბალისტიკური გრავემეტრების მუშაობა - დაკვირვება და მასალის დამუშავება - მთლიანად ავტომატიზებულია.

ფვ.4. სიმძიმის ძალის აბსოლუტურ მნიშვნელობათა საერთაშორისო სისტემა

გრავემეტრიული პუნქტი, რომელსაც საყრდენი ეწოდებოდა, პირველად ვენაში შეიქმნა 1884 წელს ოპოლცერის მიერ ჩატარებული აბსოლუტური განსაზღვრების საფუძველზე. შემდგომში ფარდობითი განსაზღვრები ამ პუნქტის მიმართ წარმოებდა.

მალე, 1896-1904 წწ. ახალი საყრდენი პუნქტი შეიქმნა პორტსმუთში (გეოდეზიის ინსტიტუტის შენობაში) კიუნენისა და ფუნტენგლერის მიერ. სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრისათვის მათ გამოიყენეს რეესოლდის ხუთი სხედასხვა ხელსაწყო (ოთხში საქანი იყო თითო წამიანი, ერთში კი - ნახევარწამიანი). დაკვირვებები ჩატარებულ იქნა ზედმიწევნით ფაქიზად ყველა შესაძლო ცდოჩილებათა გათვალისწინებით და მიღებულ

იქნა, რომ პოტსდამში სიმძიმის ძალის აჩქარება $g=981,274 \pm 0.003$ გალს.

მას შემდეგ ფარდობითი განსაზღვრები პოტსდამის სისტემის მიმართ წარმოებდა, რისთვისაც სხვადასხვა ქვეყნებში შეიქმნა პოტსდამთან დაკავშირებული დამხმარე საყრდენი პუნქტები. რუსეთსა და უკრაინაში ასეთი დამხმარე საყრდენი პუნქტი იყო ოთხი: პულკოვოში, ყაზანში, მოსკოვსა და პოლტავაში, რომლებიც დაკავშირებულნი იყვნენ არა მარტო პოტსდამთან, არამედ ერთმანეთს შორისაც ფარდობითი მეთოდით მრავალჯერ განმეორებული დაკვირვებებით. 1909 წელს პეკერმა ერთსაკიდიანი საქანით თბილისის სეისმური სადგურის სარდაფი დააკავშირა პოტსდამთან და ამგვარად შექმნა აქ საყრდენი გრავიმეტრიული პუნქტი, რომელიც დიდხანს ემსახურა კავკასიის რეგიონს.

ოცდაათიან წლებში დაისვა საკითხი პოტსდამის საყრდენი პუნქტის მნიშვნელობის გადამოწმების შესახებ. ამასთან დაკავშირებით, ვაშინგტონში პეილის (1938 წ.) და ლონდონში კლარკის მიერ (1940 წ.) ჩატარებულ იქნა ახალი აბსოლუტური განსაზღვრები მოსაბრუნებელი საქანებით, რომლებიც დამზადებულ იქნა კვარცისაგან; მათი დაყვანილი სიგრძე იზომებოდა ინტერფერენციული მეთოდით. ამ პუნქტებში მიღებული შედეგები აღმოჩნდა საშუალოდ 14 მილიგალით ნაკლები, ვიდრე პოტსდამის მიმართ ფარდობითი მეთოდით განსაზღვრული შედეგები იყო და ამით დადასტურდა პოტსდამის პუნქტის უზუსტობა.

50-იან წლებში ამერიკელმა გ. ვულარდმა მოახდინა სისტემატიზაცია და გათანაბრება მსოფლიოს საყრდენი პუნქტებისა. 60-იან წლებში ეს გამოკვლევები გაიმეორა ამერიკელმა უ. უოტილამ გაზრდილი პროგრამით, რომელშიაც ჩართული იყო 88 საყრდენი პუნქტი. ამ ქსელის საშუალო კვადრატული ცდომილება შეადგენდა ± 0.45 მგალს.

მაღალი მგრძნობიარობის ბალსტიკური გრავიმეტრების შექმნამ, რომლებიც უზრუნველყოფენ გაზომვას $1 \cdot 10^{-8}$ სიზუსტით, კვლავ დააყენა მსოფლიო საყრდენი ქსელის გადასინჯვის საკითხის წინაშე. ამ სამუშაოს შედეგები მოხსენდა გეოდეზიისა და გეოფიზიკის საერთაშორისო გენერალურ ასამბლეას 1971 წ. მოსკოვში და 1975 წ. გრენობლში (საფრანგეთი). საგულისხმოა, რომ ამ დროისათვის ქსელი შედგებოდა 473 საყრდენი გრავიმეტრიული პუნქტისაგან და მისი გათანაბრების სიზუსტე იყო ± 0.1 მგალი. ასამბლეიზე ამ ქსელს ეწოდა "1971 წლის საერთაშორისო სტანდარტიზებული გრავიმეტრიული ქსელი" ("IGSN-71"). ამ საერთაშორისო ქსელის დონეც განსხვავდება პოტსდამისაგან - 14,0 მგალით.

ასამბლეამ რეკომენდაცია მისცა აგრეთვე სიმძიმის ძალის ახალ ნორმალურ ფორმულას, რომელიც შემუშავდა 1967 წელს. ამ ფორმულას აქვს სახე:

$$\gamma = 978,031(1 + 0,0053024 \sin^2 \phi - 0,0000059 \sin^4 \phi) \quad (III.23)$$

$$\alpha = 1:298,26. \quad (III.24)$$

პელმერტისა (II.32) და კასინისის (II.33) ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულებიდან 1967 წ. საერთაშორისო ფორმულაზე გადასვლა ხდება ფორმულებით

$$\begin{aligned} \gamma_{1967} &= \gamma_H + 1,8 + 0,40 \sin^2 \phi, \\ \gamma_{1967} &= \gamma_K - 17,2 + 13,6 \sin^2 \phi. \end{aligned} \quad (III.25)$$

აქედან ჩანს, რომ 1967 წლის ფორმულა ახლოსაა პელმერტის ფორმულასთან. ამიტომ სამუშაო ფორმულად კვლავ რჩება პელმერტის ფორმულა და გამოიყენება 1971 წლის საყრდენი პუნქტების ქსელი.

ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულის დაზუსტებასთან დაკავშირებით წარმოიშვა აუცილებლობა ნორმალური ანუ სტანდარტული დედამიწის ცნების შემოღებისა. ასეთ ნორმალურ დედამიწად მიღებულია ბრუნვის ელიფსოიდი, რომლის ცენტრი ემთხვევა დედამიწის მასების სიმძიმის ცენტრს, ინერციის პოლარული ღერძი - დედამიწის ბრუნვის ღერძს და კუთხური სიჩქარე - რეალური დედამიწის ბრუნვის კუთხურ სიჩქარეს. ნორმალური დედამიწისათვის შერჩეულია აგრეთვე ელიფსოიდის ეკვატორული ნახევარღერძი a_0 , კუმშვა α , სიმძიმის ძალის სტანდარტული დამაბულობა ელიფსოიდზე ანუ დედამიწის მასისა და გრავიტაციული მუდმივას ნამრავლი fM , γ_0 .

სიმძიმის ძალის ეკვატორული მნიშვნელობა, j_{20} პირველი ზონალური ჰარმონიული კოეფიციენტი, β - ნორმალური სიმძიმის ძალის პარამეტრი, W_0 ნორმალური სიმძიმის ძალის პოტენციალი დონებრივი ელიფსოიდის ზედაპირზე.

1979წ. ავსტრალიაში გეოდეზიისა და გეოფიზიკის XVII საერთაშორისო გენერალურმა ასამბლეამ უკანასკნელად მიიღო ნორმალური დედამიწის შეთანხმებული ფუნდამენტური მუდმივები, რომლებიც მოპოვებულია გეოდეზიური, გრავიმეტრიული და თანამგზავრების მონაცემების საფუძველზე:

$$\begin{aligned}a_e &= 6378140 \pm 2\text{მ}, \\f &= 6\ 672 \pm 4,1 \cdot 10^{-14} \text{მ}^2 \text{წმ}^{-2} \text{კგ}^{-1}, \\fM &= 3986005 \pm 0,5 \cdot 10^8 \text{მ}^3 \text{წმ}^{-2}, \\J_{20} &= 108\ 263 \pm 0,5 \cdot 10^{-8}, \\ \omega &= 7,292\ 115 \cdot 10^{-6} \text{რად.წმ}^{-1},\end{aligned}$$

რომელთაც შეესაბამება ნორმალური სიმძიმის ძალის ფორმულის შემდეგი პარამეტრები:

$$\begin{aligned}\gamma_0 &= 978\ 033 \pm 1 \cdot 10 \text{ სმ.წმ} \\ \alpha &= 1:298,257 \pm 1 \cdot 10^{-8}, \\ \beta &= 0,005\ 302\ 365\ 523\ 30, \\ W_0 &= 6263\ 686 \pm 3 \cdot 10^3 \text{წმ}^{-2},\end{aligned}$$

მართალია, ამ ფუნდამენტურ სიდიდეთა მნიშვნელობების დაზუსტება გრძელდება, მაგრამ არაა მოსალოდნელი, რომ ცვლილებები არსებითი ხასიათის იქნება.

§4. სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრის დინამიკური მეთოდები

§4.1. სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრა საქანიანი ხელსაწყოთი

სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრისათვის გამოიყენება შტერნეის ტიპის საქანიანი ხელსაწყო, რომლის ძირითად ნაწილს ერთსაყიდანნი საქანი შეადგენს. ფარდობითი განსაზღვრის იდეა შემდეგში მდგომარეობს. ვთქვათ, საყრდენ პუნქტში, სადაც ცნობილია სიმძიმის ძალა g_0 , განესაზღვრეთ საქანის რხევის პერიოდი T_0 . შემდეგ იგივე საქანი გადავიტანეთ რომელიმე B პუნქტში, სადაც გვსურს გავიგოთ სიმძიმის ძალა g_1 , და განესაზღვრეთ მისი პერიოდი T_1 . თუ ამ ორ პუნქტში დაკვირვების დროს საქანის l დაყვანილი სიგრძე უცვლელი დარჩა, მაშინ შეიძლება მისი განსაზღვრისაგან განვთავისუფლდეთ. მართლაც, თანახმად თქმულისა, შეიძლება დავწეროთ

$$T_0 = \pi \sqrt{\frac{l}{g_0}} \quad \text{და} \quad T_1 = \pi \sqrt{\frac{l}{g_1}}$$

აქედან მივიღებთ:

$$\frac{T_0^2}{T_1^2} = \frac{g_1}{g_0} \quad \text{ან} \quad g_1 = g_0 \frac{T_0^2}{T_1^2} \quad (III.26)$$

ეს არის ძირითადი ფორმულა, რომელიც იძლევა საკითხის გადაწყვეტას. მასში შეშავალი ყველა სიდიდე, გარდა g_1 -ისა, ცნობილია.

ვისარგებლოთ იმ გარემოებით, რომ T_0 და T_1 მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან და (III.26) ფორმულას გამოთვლისათვის უფრო მარტივი სახე მიეცეთ. ამ მიზნით შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$T_1 = T_0 + \Delta T.$$

მაშინ

$$g_1 = g_0 \frac{T_0}{(T_0 + \Delta T)} = g_0 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0} \right)^{-1}$$

ა6

$$g_1 = g_0 - 2g_0 \frac{\Delta T}{T_0} + 3g_0 \left(\frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 - \dots$$

ჩვეულებრივად ΔT იმდენად მცირეა, რომ შეიძლება დავკმაყოფილოდეთ $\frac{\Delta T}{T_0}$ სიდიდის პირველი ხარისხით, მაშინ

$$g_1 = g_0 - 2g_0 \frac{\Delta T}{T_0} \quad (III.27)$$

გავარკვეოთ, რა სიზუსტით უნდა იქნეს გაზომილი საქანის პერიოდი, თუ გვსურს, რომ სიმძიმის ძალა განსაზღვრულ იქნეს ერთი მილიგალის სიზუსტით. თანამედროვე ხელსაწყოებში გამოიყენება ნახევარწამიანი საქანები, ამიტომ თუ მივიღებთ $g_0 = 981000$ მილიგალს და $T_0 = 0,508$ წმ, მაშინ

$$\frac{2g_0}{T_0} = 0,386 \cdot 10^{-7} \frac{\text{მგალი}}{\text{წმ}}$$

აქედან ნათელია, რომ $1 \cdot 10^{-7}$ შეცდომა პერიოდის განსაზღვრაში გვაძლევს $0,386 \pm 0,4$ მილიგალის შეცდომას, სიმძიმის ძალის სიდიდეში, ე.ი. 1 მილიგალს შეესაბამება $2,5 \cdot 10^{-7}$ წმ. ცვლილება პერიოდში. როგორც ჩანს, პერიოდი უნდა იქნეს განსაზღვრული დიდი სიზუსტით.

საქანის სიგრძის მუდმივობა ფარდობითი მეთოდის ძირითადი პირობაა. როგორ შეიძლება დავრწმუნდეთ მის მუდმივობაში? ამისათვის აწარმოებენ განმეორებით ანუ საკონტროლო დაკვირვებებს, რომელთა შედეგების თანხედენა იმის მაჩვენებელია, რომ საქანს სიგრძე არ შეუცვლია. საქანს შეუძლია შეიცვალოს სიგრძე ტემპერატურის შეცვლის, დარტყმის ან სხვა მიზეზის გამო. აღსანიშნავია ისიც, რომ ზოგ შემთხვევაში სიგრძის შეცვლის მაჩვენებელი უნდა ვერც კი დადგინდეს.

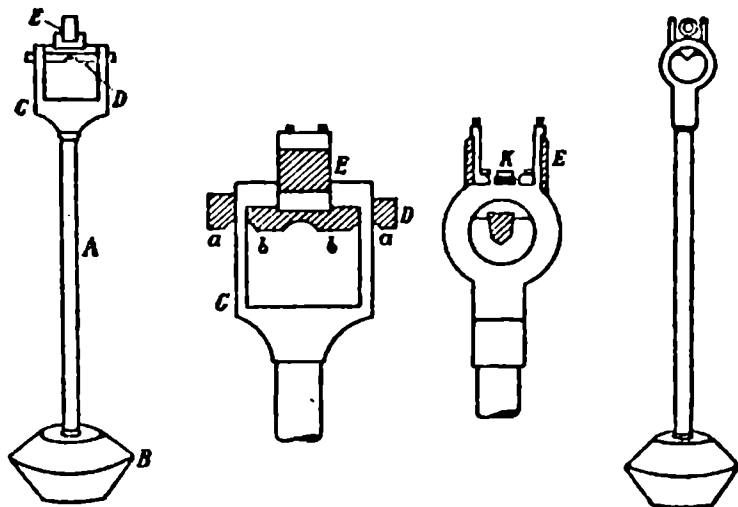
იმისათვის, რომ შევამციროთ საკონტროლო დაკვირვებები, რაც დიდი დროის გარდა მოითხოვს აგოეთვე მნიშვნელოვან ხარჯებს პუნქტიდან პუნქტზე გადასვლისათვის, საქანიანი ხელსაწყო აღჭურვილია რამდენიმე საქანით, რომელთა პერიოდები შეიძლებისდაგვარად ერთნაირი უნდა იქნეს. თუ დაკვირვებამ გვიჩვენა, რომ რომელიმე საქანის პერიოდი მოსალოდნელზე მეტად განსხვავდება სხვა საქანების პერიოდებისაგან, მაშინ ეს ყველა თანასწორ

პირობებში, მაჩვენებელია საქანის სიგრძის შეცვლისა და ეს დაკვირვება არ გამოიყენება.

§4.2. საქანიანი ხელსაწყო

1881 წელს შტერნეის მიერ აგებული ერთსაკიდიანი საქანი-ანი ხელსაწყო შემდეგში შტუკრატმა მნიშვნელოვნად გააუმჯობესა. ხელსაწყოში ერთდროულად ოთხი საქანი იკიდება, რომელთა რხევის პერიოდები დაახლოებით ნახევარწამიანია.

საქანის *A* ღეროს დაბოლოება *B* (ოსპი) სფეროსებური ფორმის მასას წარმოადგენს, ხოლო ზედა *C* ნაწილი - უზანგის ფორმისაა და შეიცავს აქატის *D* პრიზმას და *E* სარკეს (ნახ. 31). პრიზმის



ნახ. 31. შტუკრატის საქანი

მახვილი წიბო სამი ამონაკვეთით გაყოფილია ოთხ ნაწილად, რომელთაგან ორი განაპირა - *aa* აქატის პრიზმის არასამუშაო ნაწილებია, ხოლო ორი შიდა - *bb* სამუშაო ნაწილებია. ამავე ნახაზზე ნაჩვენებია აგრეთვე საქანის ხედი გვერდიდან.

დაკვირვების დროს საქანი თავისი სამუშაო ნაწილებით ან როგორც ამბობენ, პრიზმის სამუშაო დანებით, ეყრდნობა შტატივის სათანადო ბაქანზე ჰორიზონტულად დამაგრებულ აქატის ფირფიტას,

რომელზედაც იგი ირხევა. სამუშაო დანები და აქატის ფირფიტები დაცული უნდა იქნეს ყოველგვარი, თუნდაც უმნიშვნელო, ზედაპირული და სხვა ხასიათის დაზიანებისაგან და დამტვერიალებისაგან. წინააღმდეგ შემთხვევაში დაკვირვება არ შეიძლება ჩაითვალოს საიმედოდ.

საქანები არსამუშაო მდგომარეობაში ყოფნის დროს, ე.ი. მათი დაკიდებისა, მოხსნის ან სხვა პროცედურის შესრულებისას, ეყრდნობიან არასამუშაო დანებზე. ამ უკანასკნელიდან მათი სამუშაო დანებზე დაშვება ხდება სპეციალური მექანიზმის საშუალებით, რომელსაც არეტირი ეწოდება.

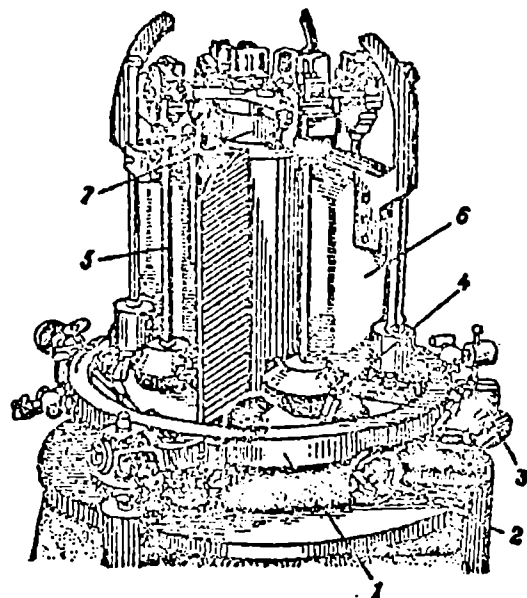
საქანის რხევაზე დაკვირვებისათვის მის ზედა ბოლოზე *E* სარკეა დამაგრებული. სარკის ზემოთ, საქანის თავზე, მოთავსებულია *K* ბუნიკი; თუ ბუნიკს საკირო რაოდენობით წაექლიბეთ, შევძლებთ საქანების პერიოდების გათანაბრებას.

საქანების დასამზადებლად შერჩეულ ლითონს დიდი მოთხოვნი-

ლება წაყენება. კერძოდ, მას უნდა ახასიათებდეს მცირე ტემპერატურული გაფართოება, ერთგვაროვნება, უდრეელობა და სხვა. სტანდარტული საქანების წონა უდრის 1,25 კგ, საერთო სიგრძე კი - 31 სმ. რასაკვირველია, არსებობს სხვა სიგრძისა და წონის საქანებიც, მხოლოდ სხვა კონსტრუქციის ხელსაწყოებისათვის.

საქანიანი

აპარატის მეორე



ნახ. 32. ოთხსაქანიანი აპარატის შტატივი საქანებით.

მთავარ ნაწილს შეადგენს შტატივი, რომელზედაც საქანები იკიდება. შტუკრატის სისტემის ხელსაწყოს აქვს 35 სმ დიამეტრის ცისიური ფუძე 1, რომლის ცენტრში მოთავსებულია ვერტიკალური სვეტი (ნახ. 32). სვეტის ირგვლივ სივრცე გაყოფილია ოთხ თანას-

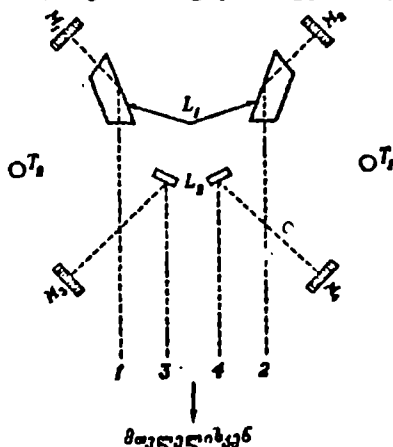
წორ ნაწილად ურთიერთმართობული ტიხრების 6 საშუალებით, რომელთა დანიშნულებაა გააყალკეოს ერთმანეთისაგან შტატივზე დაკიდებული საქანები და მისცეს მეტი სიმკიდრევე შტატივის. მთელი სისტემა შტატივისა ჩამოსხმულია თითბერისაგან, რომელსაც არავითარი დეფექტი არ უნდა ჰქონდეს.

სვეტის ზედა ნაწილზე პორიზონტულად დამაგრებულია ჯვარედინი ფორმის ბაქანა 7 ოთხი წინშეერილით, რომლებიც ზემოხსენებული ტიხრების შუაზეა მოთავსებული. წინშეერილების ბოლოებში მჭიდროდაა ჩაყენებული აქატის ფირფიტები, რომელთა გლუვი ზედაპირები ერთ პორიზონტულ სიბრტყეშია მოთავსებული. საქანები ამ უკანასკნელებზე იკიდება დაკვირვების დროს.

უძრავი წინშეერილები მოთავსებულია მოძრავ წინშეერილებს შორის, რომლებიც შეიძლება ავწიოთ ან დაწიოთ სპეციალური ხრახნის 2 საშუალებით. მთელი ეს მოწყობილობა არეტირს შეადგენს. მისი დანიშნულებაა საქანები ფრთხილად დაუშვას სამუშაო დანებზე ან აიყვანოს არასამუშაო დანებზე. ყველა ოთხი საქანის არეტირი ერთდროულად მოჰყავს მოძრაობაში არეტირის 3 სახელურს.

საქანების წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრა, რათა მათ მიეცეთ გარკვეული ამპლიტუდა, შესაძლებელია შტატივის ფუძეში მოთავსებული ოთხი ბერკეტის 4 დახმარებით. თუ საქანი გადახრილია, მაშინ ამ ბერკეტის სწრაფი მოძრაუნებით უკან საქანი თავისუფლდება ბერკეტის წინააღმდეგობისაგან და იწყებს რხევას მუდმივი პერიოდით, თუ იგი დაშვებულია სამუშაო დანებზე. საქანის რხევის საწყისი ამპლიტუდის რეგულირება შეიძლება სათანადო ხრახნის საშუალებით, რომელიც ბერკეტის სახელურთანაა მოთავსებული.

სვეტის თავზე მოთავსებული პორიზონტული ბაქანის ცენტრალურ ნაწილში დამაგრებულია ე.წ. ოპტიკური ხიდი, რომლის მეშვეობით წარმოებს დაკვირვება ოთხივე საქანზე ერთი ადგილიდან ოპტიკური ხიდი შედგე-



ნახ. 82. საქანის ამპლიტუდის ოპტიკური ხეივანი

ბა ორი L_1 პრიზმისაგან სრული შიდა არეკვლის კუთხით და ორი ვერტიკალურად დამაგრებული L_2 ამრეკლავი სარკისაგან (ნახ. 33).

ერთ-ერთი ტიხარის 6 გვერდზე დამაგრებულია T_1 თერმომეტრი, რომელიც ჩასმულია საქანის ფორმის მასიურ ჩარჩოში. ჩარჩო დამზადებულია ისეთივე მასალისაგან, როგორისგანაც საქანი, იმ მიზნით, რომ მისი ტემპერატურა საქანის ტემპერატურას შეესაბამებოდეს. მოპირდაპირე ტიხარზე მოთავსებულია თერმომეტრი T_2 .

თერმომეტრთა წყობილი; მისი ვერცხლისწყლის რეზერვუარს მილის ფორმა აქვს, რომლის სიგრძე საქანის ღეროს სიგრძის ტოლია. თუ საქანებით დაკავებულ სივრცეში ტემპერატურა ფენობრივად განაწილებული სიმაღლის მიხედვით, მაშინ T_2 თერმომეტრის ჩვენება შეესაბამება გარემოს საშუალო ტემპერატურას. უნდა შევნიშნოთ, რომ აქ ნაჩვენები ხერხით შეიძლება განესაზღვროთ საქანების ნამდვილი ტემპერატურის მხოლოდ მიახლოებითი მნიშვნელობა; მისი ზუსტი განსაზღვრის საკითხი ჭერჭერობით არადამაკმაყოფილებლადაა მოგვარებული.

შტატივი ზემოდან გადაიხურება თითბერის მასიური ხუფით, რომლის ქვედა წრიული ფუძე ზედმიწევნით მჭიდროდ ემთხვევა შტატივის წრიულ ფუძეს 1.

საქანის რხევის პერიოდი, როგორც ზემოთ დავინახეთ, საჭიროა განსაზღვრულ იქნეს $2,5 \cdot 10^{-7}$ წმ სიზუსტით, რაც არ შეიძლება მიღწეულ იქნეს თანხვედნის ათვლის ისეთი გზით, რომელიც გამოყენებული იყო მოსაზრუნებელი საქანებით დაკვირვების დროს. ამისათვის არსებობს ხელსაწყო, რომელსაც თანხვედნათა მთვლეელი ეწოდება. თანხვედნათა მთვლეელი ორგვარია: ელექტრომაგნიტური და ოპტიკური. დაკვირვებისათვის გამოიყენება ქრონომეტრი, რომლის სვლის დასადგენად აუცილებელია დაკვირვების დაწყებამდე და დამთავრებისას მივიღოთ რადიოთი ერთ-ერთი რადიოსადგურისაგან დროის სიგნალები და შევადაროთ ქრონომეტრის ჩვენებას.

საქანების რხევის პერიოდის დადგენისათვის დაკვირვებულ მნიშვნელობაში შეაქვთ მთელი რიგი შესწორებები, რომელთა გამოთვლისათვის სპეციალურ დაკვირვებებს აწარმოებენ. ამგვარად დადგენილი საქანის რხევის პერიოდის მნიშვნელობა შეაქვთ (III.27) ფორმულაში g -ს გამოსათვლელად.

§4.8. სიმძიმის ძალის ზღვებზე განსაზღვრის საქანიანი მეთოდი

ჩვენ აქამდე ვგულისხმობდით, რომ ფუნდამენტი, რომელზედაც შტატივი იდგმება, უძრავია და საქანის რხევის (III.2) დიფერენციალური განტოლებაც ამ პირობებისათვის იყო გამოყვანილი. მოძრავი ფუნდამენტის შემთხვევაში, მაგალითად, გემზე დაკიდების დროს, წარმოიშობა დამატებითი აჩქარება, რომელიც საქანის პერიოდს ცვლის. ეს აჩქარება შედგება ჰორიზონტული და ვერტიკალური მდგენელებისაგან და იმ აჩქარებისაგან, რომელიც ხელსაწყოს ბრუნვის დროს წარმოიშობა.

მოძრავ ფუნდამენტზე დაკიდების მეთოდიკა დაამუშავა ვენინგ მეინესმა; მანვე შექმნა სათანადო აპარატურა, რომელიც წარმატებით გამოიყენა 1923-1932 წლებში ზღვებსა და ოკეანეებზე სიმძიმის ძალის განსაზღვრისათვის. გაეცნოთ მოკლედ ამ მეთოდის შინაარსს.

ჰორიზონტული აჩქარების გავლენა, ვთქვათ, საქანის შტატივი გადაადგილდება ჰორიზონტული მიმართულებით, მაშინ, სათანადო აჩქარების მდგენელს საქანის რხევის სიბრტყეში თუ აღენიშნავთ $\frac{d^2 y}{dt^2}$ შეგვიძლია დავწეროთ საქანის რხევის დიფერენციალური

განტოლება შემდეგი სახით:

$$I_1 \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} + g\psi_1 + \frac{d^2 y}{dt^2} = 0. \quad (III.28)$$

ასევე, მეორე საქანისათვის, რომელიც იმავე სიბრტყეში ირხევა, გვაქვს:

$$I_2 \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} + g\psi_2 + \frac{d^2 y}{dt^2} = 0. \quad (III.29)$$

დავეშვათ, რომ $I_1 - I_2 = I$; მაშინ ამ განტოლებებიდან მარტივად გამოირიცხება ჰორიზონტული აჩქარების მდგენელი, რომელიც სვენთვის უცნობია და მივიღებთ:

$$I \left(\frac{d^2 \psi_1}{dt^2} - \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} \right) + g(\psi_1 - \psi_2) = 0$$

ან თუ აღენიშნავთ

$$\psi_1 - \psi_2 = \phi,$$

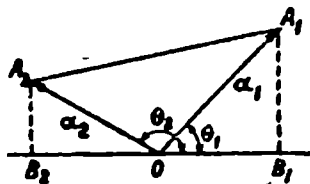
მივიღებთ:

$$l \frac{d^2 \phi}{dt^2} + g\phi = 0 \quad (III.29')$$

ეს არის ისეთი შეუშფოთებელი საქანის რხევის დიფერენციალური განტოლება, რომლის დაყვანილი სიგრძეა l , ხოლო ელონგაციის კუთხე ϕ . სინამდვილეში ასეთი საქანი არ არსებობს და ამიტომ მას ფიქტიურ საქანს უწოდებენ.

ამგვარად, ნაცვლად ერთ შტატივზე რხევადი ორი იზოქრონული საქანისა, რომლებიც განიცდიან შეუშფოთებას აჩქარების პორიზონტული მდგენელისგან. შეიძლება განვიხილოთ ამ შეუშფოთებისაგან თავისუფალი ფიქტიური საქანი, რომლის ელონგაციის კუთხე შეადგენს მოძრავი საქანების ელონგაციის კუთხეთა სხვაობას. ეს კუთხე შეიძლება იყოს ნებისმიერი, მაგრამ უფრო ხელსაყრელია ის შემთხვევა, როცა მოძრავი საქანების ამპლიტუდები ტოლია, ხოლო ფაზები საწინააღმდეგოა, ე.ი. როცა $\psi_1 = -\psi_2$ და $\psi_1 - \psi_2 = 2\psi_1$. თუ ფაზები ერთნაირია, მაშინ ტოლი ამპლიტუდების შემთხვევაში $\psi_1 - \psi_2 = 0$, ე.ი. ფიქტიური საქანი არ მოძრაობს, რაც ინტერეს-მოკლებულია.

საქანების მოძრაობა შეიძლება გამოისახოს გეომეტრიულად. მართლაც, ვთქვათ, α_1 პირველი



ნახ. 34

საქანის რხევის ამპლიტუდაა, ხოლო OA_1 ვექტორი საქანია,

რომლის პორიზონტული გეგმილი OB_1

ზე არის ψ_1 (ნახ. 34); OA_1

საქანი - ვექტორი, რომელიც თანაბრად ბრუნავს O წერტილის ირგვლივ, ერთ სრულ შემობრუნებას ახდენს

$$2T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

პერიოდში და ამ დროს მისი გეგმილი OB -ზე ასრულებს პარმონიულ რხევას α_1 ამპლიტუდით და T_1 პერიოდით, რითაც გამოისახავს

პირველი საქანის რხევას.

ნახაზიდან ჩანს, რომ

$$OB_1 = \psi_1 = \alpha_1 \cos \theta_1, \quad (III.30)$$

სადაც θ_1 პირველი საქანის ფაზაა.

ანალოგიურად შეიძლება ვიმსჯელოთ მეორე საქანის მიმართაც. რომლის გამომსახველი ვექტორია OA_2 , ამპლიტუდაა α_2 . OA_2 -ს გეგმილია OB -ზე ψ_2 და ფაზაა θ_2 .

ზემოთქმულის თანახმად, ფიქტიური საქანი-ვექტორი წარმოადგენს პირველი და მეორე საქანი-ვექტორების გეომეტრიულ სხვაობას და A_1A_2 ვექტორით გამოისახება: ამ უკანასკნელის პორიზონტული გეგმილი B_1B_2 -ზე არითმეტიკული ჯამია OA_1 და OA_2 ვექტორების გეგმილებისა იმავე მიმართულებებზე.

შეუდარებლად უფრო რთულია პორიზონტული აჩქარების გამო-რიცხვა, როცა წყვილი საქანები არასინქრონულია, ე.ი. როცა $\theta_1 \neq \theta_2$.

(III.28) და (III.29) ფორმულებში შემოვიღოთ აღნიშვნები

$$\frac{g}{T_1} = n_1^2, \quad \frac{g}{T_2} = n_2^2, \quad \frac{1}{T_1} \frac{d^2 y}{dt^2} = R_1 \quad \text{და} \quad \frac{1}{T_2} \frac{d^2 y}{dt^2} = R_2$$

მაშინ გვექნება:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \psi_1}{dt^2} + n_1^2 \psi_1 + R_1 &= 0 \\ \frac{d^2 \psi_2}{dt^2} + n_2^2 \psi_2 + R_2 &= 0. \end{aligned} \quad (III.31)$$

ამ განტოლებების ამოხსნა, რომელიც აქ არ მოგვეყვას სირთულის გამო (იხ. 21, §65), გვარწმუნებს, რომ შეუშფოთებული ფიქტიური საქანის ელოგანციის კუთხე

$$\phi = \psi_1 - \frac{n_1}{n_2} \psi_2, \quad (III.32)$$

რომელიც ნამდვილი საქანების მდებარეობით განისაზღვრება.

ვიპოვოთ ასლა ფიქტიური საქანის პერიოდი. ამ შემთხვევაში-აც მოვიყვანთ მხოლოდ საკითხის განხილვის საბოლოო შედეგს, ე.ი. შეშფოთებული პერიოდის შესწორებას, რომელსაც აქვს სახე:

$$\delta T = (T_1 - T_2) \frac{\alpha_2}{\alpha} \cos(\vartheta_2 - \vartheta), \quad (III.33)$$

სადაც T_1 და T_2 რეალური საქანების რხევის პერიოდია, ხოლო

$$T = T_1 + \delta T \quad (III.34)$$

ფიქტიური საქანის პერიოდია.

ამ ფორმულით გამოითვლება ფიქტიური საქანის პერიოდი თუ ცნობილია ნამდვილი საქანების პერიოდები T_1 და T_2 , ამპლიტუდები α_1 და α_2 , ფაზები ϑ_1 და ϑ_2 . ეს გამოთვლები საკმაოდ რთულია და მათ განხილვას ჩვენ არ შევუდგებით, მით უმეტეს, რომ ვენინგ შეინესის ხელსაწყო ისეა მოწყობილი, რომ იგი დაკვირვების დროს უშუალოდ იძლევა ფიქტიური საქანის ამპლიტუდასა და ელონგაციის კუთხეს.

ვერტიკალური აჩქარების გავლენა. გემზე დაკვირვების დროს, გარდა ჰორიზონტული აჩქარებისა, წარმოიშობა აგრეთვე ვერტიკალური აჩქარებაც, რომლის გამორიცხვა სიმძიმის ძალის აჩქარებისაგან არსებითად შეუძლებელია. მაგრამ იმის გამო, რომ გემი ასრულებს ვერტიკალურ რხევას, ეს აჩქარება ნიშანცვლადია, ე.ი. ირხევა ნულის ახლოს. თუ დაკვირვება ხანგრძლივია (დაახლოებით ნახევარი საათი), მაშინ აღნიშნული გარემოება უზრუნველყოფს ვერტიკალური აჩქარების გავლენის სრულ კომპენსაციას და შეიძლება მისი უგულებელყოფა.

ხელსაწყოს ბრუნვითი მოძრაობის გავლენა. ხელსაწყოს დახრა ჰორიზონტული ღერძის ირგვლივ, რომელიც საქანების დანების პარალელურია, არავითარ ცვლილებას არ იწვევს ფიქტიური საქანის მოძრაობაში. მაგრამ თუ ხელსაწყო დახრილია საქანის რხევის სიბრტყის მართობულად β კუთხით, მაშინ საქანზე იმოქმედებს არა მთლიანი სიმძიმის ძალა g , არამედ მისი მდგენელი $g \cos \beta$. ამიტომ, სათანადო შესწორება, რომელიც სიმძიმის ძალის გაზომილ მნიშვნელობას უნდა დაემატოს, იქნება

$$dg = g - g \cos \beta = 2g \sin^2 \frac{\beta}{2}$$

β მცირე კუთხეა და ამიტომ, მიახლოებით

$$dg = g \frac{\beta^2}{2} \quad (III.35)$$

აქვე შევნიშნავთ, რომ სათანადო შესწორება g -ს ნაცვლად შეიძლება შეტანილ იქნეს ფიქტიური საქანის პერიოდში. ამ შესწორების გამოსაყვანად განვიხილოთ ფიქტიური საქანის პერი-

ოდი

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

რომლის გალოგარიტმებით და შემდეგ გაწარმოებით მივიღებთ:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{1}{2} \frac{dg}{g}$$

ან

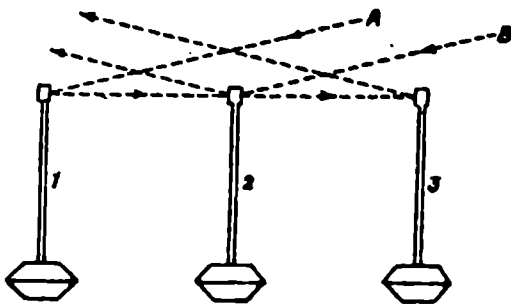
$$dT = -\frac{1}{2} T \frac{dg}{g}$$

ჩავსვათ ამ უკანასკნელში $\frac{dg}{g}$ -ს მნიშვნელობა (III.35) ფორმულიდან, მივიღებთ:

$$dT = -\frac{1}{4} T \beta^2. \quad (III.36)$$

დაკვირვების განმავლობაში β იცვლება, ამიტომ უფრო სამართლიანია, რომ ამ ფორმულაში β^2 -ის ნაცვლად მისი საშუალო სიდიდე ვიგულისხმოთ.

ეს შესწორება მნიშვნელოვანი სიდიდისაა და მისი უგულებელყოფა არ შეიძლება. dT -ს გამოსათვლელად საზღვაო საქანთან ხელსაწყოში (იხ. ქვემოთ) წარმოებს β -ს ცვალებადობის ფოტოგრაფიული რეგისტრაცია. ფორმულა იძლევა დამაკმაყოფილებელ შედეგს საქანის წიბოს მცირე



ნახ. 36. ხელვაო საქანთან აპარატში ხანაილის სხაუბს მოძრაობის ხედი.

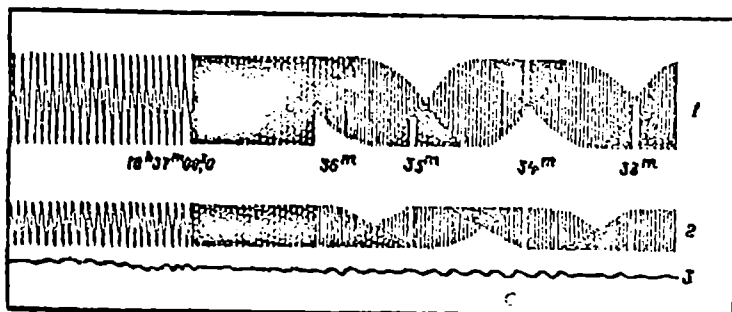
დახრის ($\beta \leq 1^\circ$) შემთხვევაში. ამ პირობის დასაცავად ხელსაწყოს ე.წ. კარდანის საკიდზე ათავსებენ.

§4.4. საქანიანი ხელსაწყო (იეგი ზღვებზე დაკვირვებისათვის)

გენინგ მენინსის საზღვაო ხელსაწყო შედგება სამი, დაახლო-
ებით ერთნაირი პერიოდიანი საქანისაგან (1, 2 და 3), რომელთა
რხევის ღერძები ერთმანეთის პარალელურია, ე.ი. მათ შეუძლიათ
რხევა ერთ სიბრტყეში (ნახ. 35). დაკვირვების დროს სამივე
საქანი ირხევა ერთდროულად და A წყაროდან გამოსული სინათლის
სხივი ჯერ ეცემა 1 საქანის სარკეს, საიდანაც აირეკლება და
დაეცემა 2 საქანის სარკეს, ხოლო ამ უკანასკნელიდან აირეკლება
და მიემართება ფოტოქადალდისაკენ, რომელიც დახვეულია საათის
მექანიზმით მბრუნავ დოლზე. ამავე წესით, B წყაროდან გამოსული
სინათლის სხივი დაეცემა 2 საქანის სარკეს, აირეკლება და
დაეცემა 3 საქანის სარკეს და აქედან კი ფოტოქადალდს.

1 და 2 საქანების მოძრაობიდან შეიძლება მიღებულ იქნეს
მოძრაობა ერთი ფიქტიური საქანისა, ხოლო 2 და 3 საქანების
მოძრაობიდან - მეორე ფიქტიური საქანის მოძრაობა. ამგვარად,
ფოტოქადალდზე მიიღება ჩანაწერი პირველი და მეორე ფიქტიური
საქანების მოძრაობისა, რომელთა ელონგაციის კუთხეებია $\psi_1 - \psi_2$
და $\psi_2 - \psi_3$ შესაბამისად.

(III.33) ფორმულის მიხედვით აუცილებელია ვიცოდეთ ერთ-
ერთი ნამდვილი საქანის ამპლიტუდა და ფაზა. ამ მიზნით ცალკე



ნახ. 35. საქანის რხევის ფოტოჩანაწერის ნიმუში

წარმოებს 2 საქანის მოძრაობის რეგისტრაცია, რომლის ელონგაცი-
ის კუთხე ψ_2 უნდა იყოს ათვლილი ვერტიკალიდან და არა მიმართუ-
ლებიდან, რომელიც ხელსაწყოთანაა დაკავშირებული და ამიტომ

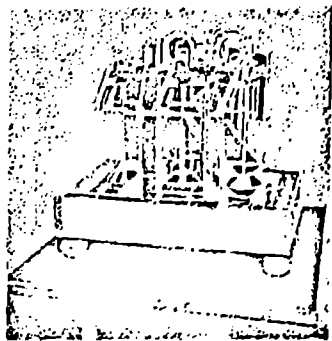
მასთან ერთად ირხევა. ამის მისაღწევად 1-3 საქანების მოძრაობის სიბრტყეში მოთავსებულია მეოთხე საქანი, რომელსაც მოვებება ისეთი ძლიერი დაცხრობა, რომ იგი თითქმის უძრავია და მუდამ ვერტიკალურ მდებარეობას ინარჩუნებს. ამ საქანის მოძრაობაც ჩაიწერება ფოტოქაღალზე (ნახ. 36).

ფოტოქაღალზე წარმოებს რეგისტრაცია აგრეთვე 1-3 საქანების მოძრაობის სიბრტყის გადახრისა ვერტიკალიდან. ე.ი. β კუთხის ცვლილების რეგისტრაცია, რისთვისაც ხელსაწყოშია მეხუთე საქანი, რომლის რხევის სიბრტყე მართობულია 1-3 საქანების რხევის სიბრტყისა. ამ საქანსაც მოვებება ძლიერი დამცხრობი.

ბოლოს, აღსანიშნავია აგრეთვე ხელსაწყოში ტემპერატურის ცვალებადობის სარეგისტრაციო მოწყობილობა, რომელიც ლითონის თერმომეტრისაგან შედგება.

აქ აღწერილი ხუთი ელემენტის ჩაწერა ერთ ფოტოქაღალზე ხდება, რომლის ნიმუში წარმოდგენილია ნახ. 36-ზე.

ვენინგ მენისის ხელსაწყოს შიგა ხედი მოცემულია ნახ. 37. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ხელსაწყოს აქვს სამი საქანი, რომელთა პერიოდები შეძლებისდაგვარად ერთნაირი უნდა იყოს. ისინი ერთ ხაზზეა დაკიდებული და ერთ სიბრტყეში მოძრაობის უნარი აქვთ. სინათლის სხივი ისე გადაეცემა საქანებს, როგორც 35-ე ნახაზზეა ნაჩვენები და ამგვარად, დაიკვირება ორი ფიქტიური საქანის პერიოდი. საქანების მოძრაობის რეგისტრაცია წარმოებს დოლზე დახეულ ფოტოქაღალზე, რომელიც მოძრაობაში მოკავს საათის მექანიზმს. ხელსაწყო მთლიანად კარდანის საკიდზეა მოთავსებული.



ნახ. 37. ვენინგ მენისის ხელსაწყოს შიგა ხედი.

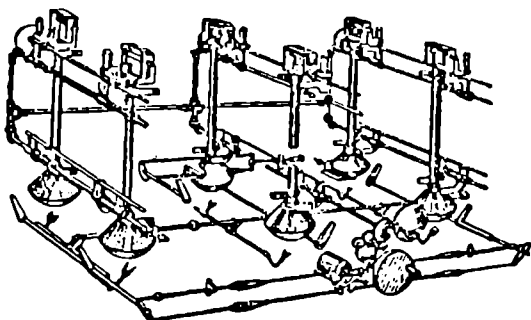
დაკვირვება გრძელდება ნახევარი საათი. თავში და ბოლოში 5-5 წუთის განმავლობაში დოლი ბრუნავს დიდი საჩქარით (5 მმ წუთში), რათა მიღებულ იქნეს ცალკეული საქანების მოძრაობის მკაფიო ჩანაწერი. დაკვირვების შუა პერიოდში, ე.ი. 20 წუთის განმავლობაში დოლი, ქაღალდის ეკონომიის მიზნით, სამკერ უფრო ნელა ბრუნავს, რადგან ამ ნაწილში მიღებული ჩანაწერი საკმარის მხოლოდ სხვადასხვა შესწორებათა გამოსათვლელად. ტემპერატურის ცვლილებისა და ხელსაწყოს საერთო მუშაობის კონტროლისათვის.

დაკვირვებიდან დაკვირვებამდე არ არის აუცილებელი მოიხსნას საქანები; ისინი აიყვანება არეტირზე, დამაგრდება ადგილზე დამხმარე მექანიზმებით და ამ სახით შეიძლება მათი ტრანსპორტირება გემით.

ვენინგ მეინესმა სიმძიმის ძალის განსაზღვრები ზღვებზე და ოკეანეებზე 1923-1932 წწ. აწარმოა, რომელსაც თან სდევდა ხელსაწყოთა კონსტრუქციული განვითარება და დაკვირვების მეთოდების შემდგომი დამუშავება. დაკვირვებები ჩატარებულ იქნა ატლანტიკის, წყნარ და ინდოეთის ოკეანეებში, პავაისა, იავისა და ფილიპინის კუნძულების მახლობლად, ამერიკის დასავლეთ სანაპიროს გასწვრივ, აზორის კუნძულების ირგვლივ და სხვაგან.

ყოფილ საბჭოთა კავშირში ანალოგიური დაკვირვებები პირველად 1930 წელს ლსოროკინმა ჩაატარა შავ ზღვაზე. ამ მიზნით მან გამოიყენა შტუკარატის ჩვეულებრივი ოთხსაქანიანი ხელსაწყო, რომელიც წინასწარ სათანადოდ გადააკეთა. შემდეგ ეს სამუშაოები გაგრძელდა კასპიის ზღვაზე (სოროკინი, ფედინსკი), ბარენცისა და კარის ზღვებზე (ეონგოლოვიჩი, 1935-1936 წწ.) და იაპონიისა და ოხოტის ზღვებზე (სოროკინი, 1937 წ.), ყინულოვან ოკეანეში (ეონგოლოვიჩი, ბუინიცი, 1935-1939 წწ.).

დედამიწის ფიზიკის ინსტიტუტის ექვსსაქანიანი საზღვაო ხელსაწყო. საქანები კვარცისაა და სამ-სამად განლაგებულია ორ პარალელურ სიბრტყეში (ნახ. 38). ისე, როგორც ვენინგ მეინესის



ნახ. 38. დედამიწის ფიზიკის ინსტიტუტის საზღვაო აპარატში საქანების განლაგება.

ხელსაწყოში, ერთ სიბრტყეში მოძრავი სამი საქანი ქმნის წყვილ ფიქტიურ საქანს. ამ ხელსაწყოში ერთდროულად ოთხი ფიქტიური საქანი დაიკვირვება. საქანები იკიდება აქატის ფირფიტებზე, რომლებიც დამაგრებულია ბრინჯაოს ბაქანზე, სადაც, ამავე დროს,

მოთავსებულია ობტიკური სისტემა საქანების რხევაზე დაკვირვებისათვის. დაკვირვება ფოტოგრაფიულად ჩაიწერება 24 სმ სიგანის ფოტოფირზე. ფირს ამოძრავებს ელექტრომტორი 3 ან 0,6 მმ სიქეარით წაშში. გარდა ამისა, ხელსაწყოში მოთავსებულია ერთი საქანი-აქსელეროგრაფი შემაშფოთებელ აჩქარებათა და ერთი საქანის რხევის სიბრტყის ვერტიკალურიდან გადახრის რეგისტრაციისათვის. საქანები მუდმივად ჰკიდია ხელსაწყოში და ამ უკანასკნელის გადატანის დროს მათ ასწევნ არეტირებით და ამაგრებენ სპეციალური მოსაპერებით.

ხელსაწყო მთლიანად მოთავსებულია დიურალუმინის ყუთში, რომელიც კარდანის საკიდზეა დამაგრებული. მას გააჩნია თარაზოში მომყვანი ხრახნები და ჰიდროსტატიკური დემფერი. დაკვირვების სიზუსტე ზღვის ზედაპირზე ღელვის 2-3 ბალის პირობებში შეადგენს ±5 მგალს.

არსებობს აგრეთვე ЦНИИГА И К-ის¹ სამსაქანიანი (0,5 წამიანი) და ოთხსაქანიანი (0,25 წამიანი) საზღვაო აპარატები. ეს უკანასკნელი ავტომატიზებულია და დაკვირვება დისტანციურია.

ზღვებზე სიმძიმის ძალის განსაზღვრის საქმის ორგანიზაცია მნიშვნელოვანი მოვლენაა დედამიწის გრავიტაციული ველის შესწავლაში, რადგან დედამიწის ზედაპირის დაახლოებით 72% წყლის აუზებს უკავია.

§4.5. ტანამედროვე საქანიანი აპარატურა

1955 წლიდან მზადდება მოდერნიზებული საქანიანი ხელსაწოები, რომელთა სიზუსტე დაახლოებით ათჯერ კარბობს ადრინდელს; ძლიერ შემცირდა დაკვირვების დრო და გამარტივდა დამკვირვებლის მოვალეობა. ყოველივე ეს მოხდა, ძირითადად, მაღალი სიზუსტის კვარცის საათის, ელექტრონიკის და საერთოდ ტექნიკის სხვა სიახლეთა გამოყენების საფუძველზე. მაგრამ იმის გამო, რომ საქანიანი აპარატურის და დამხმარე მოწყობილობათა წონა მნიშვნელოვნად კარბობს გრავიმეტრისას (იხ. თავი IV), ამიტომ მისი

¹ Центральная Н.-И. Институт Геодезии, Аэросъемки и Картографии.

როლი შემოიფარგლება დიდ რეგიონებზე საყრდენი პუნქტების გაიშვითებული ქსელის და გეოდეზიური გრაფიკების საეტალონო საბაზისო ხაზების შექმნით. თავისთავად ეს მეტად მნიშვნელოვანი ამოცანაა და სრულიად აშკარად მალაღალი სიზუსტის საქმიანობაა პარატურის შექმნაზე გაწეულ ხარჯებს.

კანადის ორსაქიანი აპარატი დამზადებულია დომინიონის ობსერვატორიის მიერ (ქ. ოტავა, კანადა): მას აქვს 25 სმ სიგრძის 6 საქანი, რომელთა პერიოდებია: სამი მათგანის 0,4994 წმ. და მეორე სამის - 0,5004 წმ. დაკვირვება წარმოებს ვენინგ მენისის მეთოდით (იხ. თავი III. §4.4) და ამიტომ მას გააჩნია რხევის სიბრტყეში ერთმანეთის მოპირდაპირე მხარეზე დამაგრებული ორი სარკე. გადატანის დროს საქანები ვერტიკალურად ეწეობა ყუთში, რომელიც, ისე როგორც მთელი შტატივი დაკვირვების დროს, თერმოსტატირებულია 40 C. შგა თერმოსტატი უზნურველყოფს ტემპერატურის მუდმივობას 0,01 სიზუსტით. შტატივი წარმოადგენს ვაკუუმის კამერას, შიგნით წნევა მუდმივია და უდრის $1 \pm 0,05$ მმ ვერცხლისწყლის სვეტის დაწოლას.

თითოეული საქანის პერიოდი შეიძლება განისაზღვროს ცალკე. პერიოდის განსაზღვრისათვის გამოყენებულია თერმოსტატირებული კვარცის საათი, რომელიც უზრუნველყოფს გაზომვას $1'10''$ წმ. სიზუსტით. დაკვირვება 50 წუთს გრძელდება და ფოტოგრაფიული წესით ტარდება 3 წუთი თავში და 3 წუთი ბოლოში. ამ ჩანაწერებიდან პერიოდი აითვლება $2'10''$ წმ. სიზუსტით.

რადგან დაკვირვება ყველა პუნქტში მიმდინარეობს ერთი და იმავე წნევისა და ტემპერატურის პირობებში, ამიტომ არ არის საჭირო სათანადო შესწორებები შეტანილ იქნეს დაკვირვებულ პერიოდში. სიმძიმის ძალის ნაზრდის გაზომვის სიზუსტე ამ ხელსაწყოთი აღწევს $\pm 0,1-0,2$ მილიგალს.

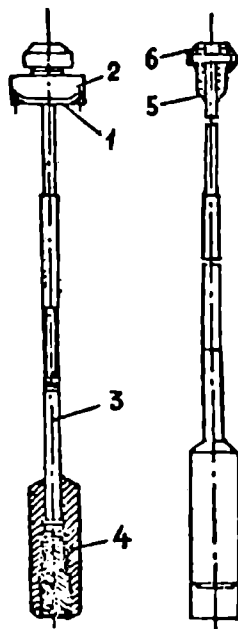
ЛНИИГАиК-ის აპარატი "აქატი", კონსტრუირებული მ. ხეიფიცის მიერ, შედგება ორი საქანისაგან, რომლებიც გარეგნულად მკირედ განსხვავდებიან შტუკრატის საქანისაგან. საქანის ღერო კვარცისაა, რათა მისი დაყვანილი სიგრძე მინიმალურად განიცდიდეს ტემპერატურის ცვლილების გავლენას. საქანის (ნახ. 39) მასიური ნაწილი კი - ოსპი - თითბერისაა; თითბერი პრაქტიკულად არამაგნიტურია და ამიტომ საქანის პერიოდზე გეომაგნიტური ველის ცვლილება არ მოქმედებს. მართალია, თითბერის ტემპერატურული კოეფიციენტი საკმაოდ დიდია, მაგრამ რადგან საქანის ღეროს ჰქვია ბოლო მაგრდება ოსპის სიმძიმის ცენტრის მახლობლობაში, ამიტომ ტემპერატურული გავლენა პერიოდზე უმნიშვნელოა. საქანის თავი დამზადებულია ინვარისაგან, რომელიც თუმცა ადვილად მაგნიტდება დედამიწის მაგნიტურ ველში, მაგრამ იგი საქა-

ნის რხევის ღერძის უშუალო მახლობლობაშია და ამიტომ მაგნიტური მომენტი მცირე აქვს: მასასადამე, მისი გაულებაც პერიოდზე უმნიშვნელოა.

საქანს (ნახ. 39ა) აქვს აქატის ჩვეულებრივი დანა 1, ორი სარკე 2, საყრდენი პრიზმა 5 და თავზე დამაგრებული ხრახნი პერიოდის რეგულირებისათვის 6. საქანები მუდმივად შტატივშია. იმ დროს, როცა დაკვირვება არ ხდება, ისინი არეტირებულ მდგომარეობაშია და საიმედოდაა დამაგრებული მოსაპერებით; დეზარეტირების დროს სპეციალური მოწყობილობა საქანებს აყენებს ერთსა და იმავე ადგილზე. შტატივზე კამერაში მოთავსებულია ერთი ვერცხლისწყლის და ერთი წინააღმდეგობათა ინტეგრალური თერმომეტრი და სინოტივის მარეგულირებული მოწყობილობა. შტატივი თერმოსტატირებულია და პერმეტულია, შიგ წნევა იზომება ვერცხლისწყლის სვეტის 0,01 მმ სიზუსტით.

შტატივის მასიურ კორპუსში ჩაწნეხილი აქატის ფირფიტების პორიზირებულ მდგომარეობაში მოსაყვანად ხელსაწყოს გააჩნია შტატივის თავზე დასაყენებელი თარახო და სანიველირო ხრახნები. საერთო კომპლექტში, გარდა საკუთრივ საქანიანი აპარატისა, შედის ფოტორეგისტრი, კვარცის საათი და სამართავი პულტი, რომელშიაც მონტირებულია ელექტროენერგიის გადამრთველები, ტემპერატურის და განათების დენის ძალის მაკომპენსირებელი მოწყობილობანი, ფოტორეგისტრირთა მუშაობის მართვის სისტემა და სააღარიო სიგნალიზაცია.

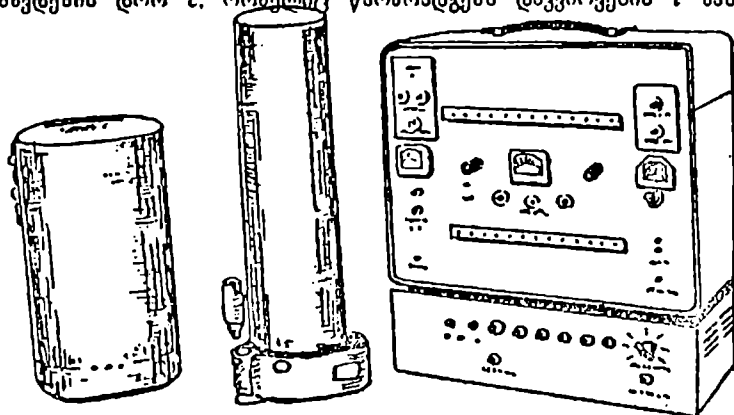
ფოტორეგისტრირის დანიშნულებაა საქანის რხევის ჩაწერა დროის მარკის აღნიშვნით. ამ ჩანაწერის მიხედვით გამოითვლება



ნახ. 39ა

ხელსაწყო აქატის საქანი: 1 - დანა; 2 - სარკე; 3 - კვარცის ღერო; 4 - ცოლანდრის ფორმის ოსა; 5 - საყრდენი პრიზმა; 6 - პერიოდების გათანაბრების ხრახნი.

თანხედენის დრო c , რომელიც წარმოადგენს დაკვირვების τ ხანგრ-



ნახ. 89ა. "პატიოს" აპარატის საერთო ხედი.

ძლივობის შეფარდებას c ინტერვალთა რიცხვთან n , ე.ი.

$$c = \frac{\tau}{n}$$

τ და n აითვლება უშუალოდ ჩანაწერებიდან და ამ მონაცემებით განსაზღვრული c ჩაისმება ფორმულაში

$$T = \frac{c}{2c+1} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2(2c+1)} \quad (III.37)$$

მაშინ როცა $T < 0,5$ და ფორმულაში

$$T = \frac{c}{2c-1} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2(2c-1)} \quad (III.38)$$

მაშინ როცა $T > 0,5$, საიდანაც გამოიანგარიშება საქანის რხევის პერიოდი T .

თუ დაკვირვების ხანგრძლივობა 1 საათია, მაშინ საქანის

პერიოდის განსაზღვრის სიზუსტე აღწევს $2 \cdot 10^{-8}$ წმ, რაც უზრუნველყოფს სიმძიმის ძალის ნაზრდის $\pm 0,1-0,2$ მგალის სიზუსტით განსაზღვრას. დაკვირვების T პერიოდში აუცილებელია შეტანილ იქნეს შესწორებები: საქანის რხევის ამპლიტუდაზე, ტემპერატურაზე, კრონომეტრის სელაზე, შტატივის თანრყევაზე და აგრეთვე შესწორება სიმძიმის ძალის პერიოდულ ვარიაციაზე (თავი II, §7).

დაკვირვება წარმოებს ფიქტიური საქანის მიხედვით, რომელიც ჟენინგ მეინისის მიერ იყო გამოყენებული საზღვაო ხელსაწყოებში. ამგვარად, პირველი საქანის სარკიდან არეკლილი სხივი

დაეცემა მეორე საქანის სარკეს, საიდანაც არეკლილი სხივის რხევა ჩაიწერება რეგისტრირზე. ამ მეთოდით, როგორც ადრე იყო აღნიშნული, გამოირიცხება პორიზონტალური აჩქარება, რომელიც ორივე საქანის რხევის პერიოდზე ერთნაირად მოქმედებს.

ანალოგიური ხელსაწყოები შექმნილია აშშ, ინგლისში და სხვაგან. დიდი ინტერესი საქანიანი აპარატურის განვითარების მიმართ აიხსნება პირველ რიგში იმ გარემოებით, რომ ისინი არ საჭიროებენ ეტალონირებას, რაც ფრიად სერიოზული მომენტია სიმპიზის ძალის დიდი ნაზრდის მაღალი სიზუსტით განსაზღვრისათვის.

თავი I V

სიმძიმის ძალის განსაზღვრის სტატიკური მეთოდები

§1. ზოგადი ცნობები ბრავიშეიტრების შესახებ

სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრის სტატიკური მეთოდები დამყარებულია შემდეგ მარტივ პრინციპზე. წარმოვიდგინოთ სხეული, რომელზედაც მოქმედებს, ერთი მხრივ, სიმძიმის ძალა და, მეორე მხრივ, ძალა, რომელიც მუდმივია (მაგალითად, აირის ან ზამბარის დრეკადი ძალა). ვთქვათ, ამ ორი ძალის ბოქმედებით სხეული წონასწორობაშია და უკავია რაღაც გარკვეული მდებარეობა. თუ სიმძიმის ძალა შეიცვლება, ცხადია, სხეული დაიკავებს სხვა მდებარეობას, რადგან ვგულისხმობთ, რომ მაწონასწორობელი ძალა უცვლელია. სხეულის წონასწორობის მდებარეობის შეცვლა შეიძლება გამოყენებულ იქნეს, როგორც სიმძიმის ძალის ცვალებადობის ზომა.

ამ პრინციპზე დამყარებული სიმძიმის ძალის ფარდობითი სიდიდის მზომავ ხელსაწყოთა სტატიკური გრავიმეტრი ეწოდება. მაღალი მგრძნობიარობისა და შედარებით მცირე წონის გრავიმეტრების დასამზადებლად უფრო ხელსაყრელია ლითონისა და კვარცის ზამბარები. სხვადასხვა კონსტრუქციის ასეთი გრავიმეტრები 1929 წლიდან მრავლად იქნა აგებული; ისინი წარმატებით გამოიყენება და განიცდის შემდგომ განვითარებას, განსაკუთრებით, სიზუსტის გაზრდის მხრივ, რომელიც უკვე 0,01 მილიგრას აღწევს.

გრავიმეტრებში გამოყენებული ლითონის ზამბარები სხვადასხვა ფორმისაა: ცილინდრული, ბრტყელი, სპირალური. იმისათვის, რომ მიზანშეწონილი იყოს მათი გამოყენება გრავიმეტრებში, საჭიროა ისინი ხასიათდებოდნენ: დრეკადი თვისების მუდმივობით დროში, ტემპერატურის მინიმალური გავლენით და მუდმივი პროპორციულობით ზამბარის დეფორმაციის ზომისა და მის გამომწვევ სიმძიმის ძალას შორის. ამ იდეალურ პირობებს არც ერთი ლითონი არ აკმაყოფილებს, მაგრამ ყველაზე უფრო მისაღები აღმოჩნდა ელინვარი ("მუდმივად დრეკადი"), რომლის ტემპერატურული კოეფიციენტი მცირეა შედარებით სხვა ლითონებთან.

გრავიმეტრის მგრძნობიარე ნაწილის დასამზადებლად ხმარობენ

აგრეთვე მდნარ კვარცს, რომლის დადებითი თვისებაა ის, რომ მას ნარჩენი დეფორმაცია არ ახასიათებს, დრეკადობის ზღვარზე გადასვლამდე წმინდა დრეკად დეფორმაციას განიცდის და დრეკადი მერმექმედება ბევრად უფრო მცირე აქვს, ვიდრე ლითონს. კვარცის უარყოფით მხარეს წარმოადგენს ის, რომ მას დიდი ტემპერატურული კოეფიციენტი აქვს და ადვილად მსხვრევადია. პირველი მიზეზის გამო ცდილობენ, რომ ხელსაწყო იყოს მოთავსებული მუდმივი ტემპერატურის რეჟიმში, ხოლო მეორეს გამო გამზომავ მგრძნობიარე ნაწილს ამზადებენ მცირე ზომისას.

გრავემეტრები შეიძლება იქნეს კლასიფიცირებული სხვადასხვა დამახასიათებელი ნიშნის მიხედვით:

1. გრავემეტრების კლასიფიკაცია დრეკადი სისტემების მოქმედების მიხედვით:

ა) აირიან-სითხოვანი გრავემეტრები, რომლებშიც ეს ორი კომპონენტი ერთმანეთს აწონასწორებს;

ბ) მექანიკური გრავემეტრები, რომლებშიც სიმძიმის ძალის ცვალებადობა $g-g_0$ შეესაბამება m ტვირთის ხაზოვან გადაადგილებას $l-l_0$ მანძილზე. ე.ი. მათ შორის არსებობს შემდეგი პროპორცია

$$m(g-g_0) = \epsilon(l-l_0),$$

სადაც l_0 და l დაუქიმავე და დაქიმული ზამბარის სიგრძეებია სათანადოდ. იგულისხმება, რომ ამ შემთხვევაში გრავემეტრის შკალა ხაზოვანია ჰუკის კანონის ანუ მცირე დეფორმაციის ფარგლებში.

გ) მექანიკური გრავემეტრები, რომლებშიც ტვირთი m საკიდი წერტილის ირგვლივ ასრულებს ბრუნვით მოძრაობას $\psi-\psi_0$, ე.ი.

$$\tau(\psi-\psi_0) = mg \cos \phi,$$

სადაც τ - ძაფის გრების მუდმივაა, l - საქანის ბერკეტის სიგრძეა, ხოლო ϕ - საქანის ბერკეტის პორიზონტიდან გადახრის კუთხეა. ამ შემთხვევაში სკალა ინარჩუნებს ხაზოვნობას დახრის კუთხის მუდმივობის პირობებში. საერთოდ კი, ასეთი სისტემის გრავემეტრების კუთხური მგრძნობიარობა ხაზოვანი არ არის და გამოსავალს პოულობენ იმაში, რომ იყენებენ ათვლის ნულოვან მეთოდს - სისტემა მუდამ მიიყვანება ერთსა და იმავე "ნულოვან მდებარეობაში". უმეტესობა თანამედროვე გრავემეტრებისა ამ ტიპისაა და ეს იმიტომ, რომ მათში მარტივად შეიძლება სისტემის მგრძნობიარობის გაზრდა. გრავემეტრების მგრძნობიარობის ხელოვნურად გაზრდას სისტემის ასტაზირება ეწოდება. ასტაზირების პრინციპი იმაში მდგომარეობს, რომ მგრძნობიარე სისტემას აყე-

ნებენ ისეთ მდგომარეობაში, რომელიც ახლოსაა არამდგრად წონასწორობასთან. მაშინ სიმძიმის ძალის მცირე ცვლილება იწვევს მზომავი სისტემის მნიშვნელოვან გადაადგილებას.

2. გრავიმეტრების კლასიფიკაცია დრეკადი სისტემის მასალის მიხედვით: სიმძიმის ძალის ნაზრდის კომპენსაციისათვის გამოიყენება ლითონისა და კვარცის ზამბარებში აღძრული დრეკადი ძალები ან შეკუმშული დრეკადი აირი.

3. გრავიმეტრების კლასიფიკაცია მათი დანიშნულების მიხედვით: გეოდეზიური-ფართო დიაპაზონიანი; საძიებო - მცირე დიაპაზონიანი; საზღვაო - წყლის ფსკერზე დასაშვები და გემებზე და წყალქვეშა ნაგებზე. დაკვირვებისათვის; საპერო-თვითმფრინავებზე დაკვირვებისათვის. ამ ხელსაწყოებს შესაფერისი კონსტრუქციული თავისებურებანი ახასიათებს, რაზედაც ქვემოთ იქნება ლაპარაკი მათი განხილვის დროს.

ფ2. აირიან-სითხიანი ბრავიშმეტრები

ფ2.1. ლომონოსოვის უნივერსალური ბარომეტრი

ეს ხელსაწყო შედგება მინის ორი ბურთისაგან, რომლებიც შეერთებულია ერთმანეთთან ორად მოხრილი კაპილარული მილით. ერთ-ერთ ბურთში მოთავსებულია დრეკადი აირი, ხოლო მეორე ნახევრად სავსეა ვერცხლისწყლით, ნახევარი კი ტორიჩელის სიცარიელეს წარმოადგენს. ვერცხლისწყლის სვეტის წონას აწონასწორებს აირის დრეკადი ძალა. თუ ყველა თანასწორ პირობებში სიმძიმის ძალა შეიცვლება, მაშინ ვერცხლისწყლის სვეტის სიმაღლე შეიცვლება და წონასწორობის აღილიც გადაინაცვლებს, რაც შეალაზე შეიძლება ავთვალოს.

ფ2.2. ჰაალკის ბრავიშმეტრი

1930 წ. ჰაალკმა შექმნა ზემოთ აღწერილი გრავიმეტრის პრინციპზე დაფუძნებული ხელსაწყო, რომელიც 1938 წელს გააუმჯობესა. ეს უკანასკნელი მოდელი რთული სისტემის კაპილარული

მიღებისა და ჰურჯლებისაგან შედგება, რომლებშიაც განთავსებულია დრეკადი აირი და ვერცხლისწყალი. პაალკის ხელსაწყო შეიცავს ოთხ ასეთ აპარატს, რომელიც მდნობარე ყინულში თავსდება მუდმივი ტემპერატურის შენარჩუნების მიზნით.

ფ2.8. ნორბარდის მცურავი ბრავიშმბერი

ამ ტიპის ხელსაწყოც ვერცხლისწყლის სვეტისა და დრეკადი აირის ურთიერთგაწონასწორებულ სისტემას წარმოადგენს, რომელიც ზეთით სავსე ჰურჯელში ცურავს. ეს სისტემა სიმძიმის ძალის ცვლილების მიხედვით ვერტიკალურად გადაადგილდება ზეთში და შედეგი აითვლება ვერტიკალურ სკალაზე.

აქ აღწერილი აირიან - სითხიანი გრავიმეტრები სიმძიმის ძალის გაზომვის დაბალი სიზუსტისა და დიდი წონის გამო ნაკლებ ხელსაყრელი აღმოჩნდნენ და ამიტომ არ მოგვეყვას აქ მათი დეტალური აღწერა.

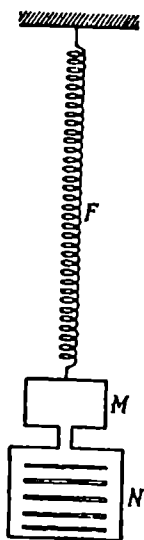
ფ8. ლითონის სტატიკური ბრავიშმბერები

ამ ტიპის გრავიმეტრის მთავარი ნაწილი - ზამბარა- დამზადებულია ელინვარის ან სხვა ლითონისაგან, რომელიც უმნიშვნელოდ იცვლის დრეკად თვისებას ტემპერატურის ცვლილებასთან დაკავშირებით. ლითონის ზამბარების ნაკლოვანებებს განეკუთვნება: დიდი ტემპერატურული ჰისტერეზისი და მგრძნობიარობა მაგნიტური ველისადმი, რომელთა შესამციკრებლად ხელსაწყოში ხორციელდება სათანადო ღონისძიება და სიმძიმის ძალის გაზომვით მნიშვნელობაში შეაქვთ შესწორებები.

ლითონის სტატიკური გრავიმეტრების კლასს ეკუთვნის გრაფის, ბოლიდენის, ბიფილარული, "ჩრდილო ამერიკის", გრაფის *GM-11* და სხვა სისტემის ხელსაწყოები, რომელთა მოკლე აღწერა აქვეა მოყვანილი.

ფიგ. 1. გრაფის პრაპიეტრი

სპირალურ ზამბარაზე ჰკიდია M ტვირთი, რომელზედაც დამაგრებულია პორიზონტული ხერხებიანი N ეკრანი (ნახ. 40). ამ უკანასკნელის პარალელურად მოთავსებულია მეორე უძრავი ასეთივე ეკრანი, რომლის წინ ნათურა ანთია. ორივე ეკრანის ხერხებიდან



ნახ. 40. გრაფის
გრაფიკის სკეტი.

გამოსული სინათლე ეცემა ფოტოელემენტს და მასში წარმოშობილი ელექტრული დენი წრედში ჩართული გალვანომეტრის ისარს გადახრის. თუ M ტვირთი გადაადგილდება ვერტიკალურ სიბრტყეში, მაშინ ეკრანების ხერხების განლაგება ერთმანეთის მიმართ შეიცვლება და ამიტომ მათში გავლილი სინათლის ძალაც შეიცვლება, ე.ი. შეიცვლება ფოტოელემენტში წარმოშობილი დენის ძალაც, რომელიც სიმძიმის ძალის ნაზრდის პროპორციული იქნება.

ხელსაწყოს მზომავი სისტემა თერმოსტატირებულია; მისი საერთო წონაა 57 კგ. ამიტომ მას ათავსებენ სპეციალურ მანქანაზე. საიდანაც იგი სათანადო ჰაერის საშუალებით დაეშვება მიწაზე დაკვირვებისათვის. გაზომვა წარმოებს ნულოვანი ხერხით. გრაფის გრაფიკეტრის გაზომვის დიაპაზონი 1600 მილიგალია, სიზუსტე $\pm 0,1$ მილიგალი, ხოლო დაკვირვებისათვის საჭირო დრო 55 წუთი

გრაფიკეტრებით დაკვირვების საერთო წესი ასეთია: თავდაპირველად ხელსაწყოს

ათავსებენ საყრდენ პუნქტში, სადაც სიმძიმის ძალა ცნობილია, ხელსაწყო მოჰყავთ პორიზონტულ მდგომარეობაში და აითვლიან სისტემის წონასწორობის მდებარეობას n_0 . ამ ოპერაციას გაიმეორებენ რამდენჯერმე. შემდეგ ხელსაწყო გადააქვთ მორიგ პუნქტში, სადაც მოიყვანენ მას პორიზონტულ მდგომარეობაში და აითვლიან სისტემის წონასწორობის მდებარეობას n_i . სხვაობა $n_i - n_0$ წარმოადგენს მორიგ და საყრდენ პუნქტებს შორის სიმძიმის ძალის ნაზრდის ზომას, ე.ი.

$$\Delta g_i = c(n_i - n_0),$$

(IV.1)

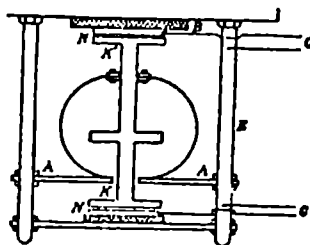
სადაც c სკალის დანაყოფის ფასია მილიგალებში, რომელიც ლაბო-

რატორიული ან საველე დაკვირვებებით განისაზღვრება საეტალონო პროფილზე (პოლოგონზე).

§8.2. ბოლიდენის გრაფიკები

ნახ. 41-ზე ნაჩვენებია სქემა ამ ხელსაწყოში, რომელიც კონსტრუირებულია შვეიციაში. მოძრავ KK' მასას აწონასწორებს ვერტიკალურად დაყენებული ორი მოხრილი ზამბარა, რომელთა ზედა თავები ამ მასაზეა დამაგრებული. სიმძიმის ძალის შეცვლის შემთხვევაში KK' მასა შესაბამისად გადაადგილდება ვერტიკალურ სიბრტყეში, რომლის გასაზომად გრაფიკებში შემდეგი სახის მაღალი მგრძნობიარობის ელექტროსაზომი მოწყობილობაა: KK' მასის ზედა K' და ქვედა K ფირფიტები მთავარ ჩარჩოზე დამაგრებულ ელექტრულად განმხოლოებულ N' და N ფირფიტებთან ერთად ქმნიან შესაბამისად ზედა და ქვედა კონდენსატორებს, რომელთა შემონაფენებს შორის მანძილი 0,02 მილიმეტრია. KK' მასის ვერტიკალურად გადაადგილება გამოიწვევს კონდენსატორების ტევადობის შეცვლას, რომელიც შეიძლება გაიზომოს იმდენად მაღალი სიზუსტით, რომ შესამჩნევი გახდეს სიმძიმის ძალის 0,01 მილიგალით ცვალებადობაც კი. გაზომვა აქაც ნულოვანი ხერხით წარმოებს.

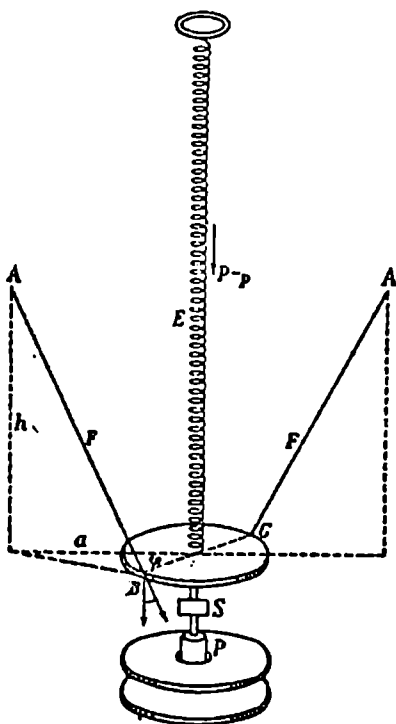
ბოლიდენის გრაფიკტრს აქვს ლითონის ტემპერატურული კომპენსატორი; მაგრამ, მიუხედავად ამისა, გაზომვის მაღალი სიზუსტის უზრუნველსაყოფად იგი თერმოსტატირებულია 0,02°C სიზუსტით. გრაფიკტრის საერთო წონაა 25 კგ., დაკვირვებისათვის საჭირო დრო 2-4 წუთს არ აღემატება. ჩვეულებრივი საველე დაკვირვების დროს ამ ხელსაწყოს გაზომვის სიზუსტე $\pm 0,2-0,3$ მილიგალია.



ნახ. 41. ბოლიდენის გრაფიკტრის სქემა

§8.8. ბიფილარული გრავიმეტრი

მაღალი კლასის გრავიმეტრებს ეკუთვნის აგრეთვე ტომაშეკისა და შაფერნიხტის მიერ 1932 წელს კონსტრუირებული ბიფილარული გრავიმეტრი (ნახ. 42). იგი შედგება სპირალური E ზამბარისაგან,



ნახ. 42. ბიფილარული გრავიმეტრის სქემა.

რომელზედაც ჰკიდია ტვირთი p , CB ბადრო და s სარკე, რომელთა წონა ერთად P -ს შეადგენს. ბადროს წრეხაზის ორ დიამეტრულად მოპირდაპირე B და C წერტილებში მიბმულია EF ძაფები, რომელთა ზედა ბოლოები AA უძრავ წერტილებშია მიმაგრებული ისეთნაირად, რომ იკავებს საერთო ტვირთის წონის რაღაც q ნაწილს.

ცხადია, რომ E ზამბარის გაჭიმვა, რომელიც $P-q$ ძალით ხდება, გამოიწვევს BC ბადროს და მასთან ერთად s სარკის მობრუნებას რაღაც ϕ კუთხით. ეს კუთხე შეიძლება ძალიან დიდი სიზუსტით გაიზომოს ხაზოვან ერთეულებში ოპტიკური ხერხით და დაკვირვება ფოტოგრაფიული წესითაც იწარმოოს.

ეს გრავიმეტრი ზედმიწევნით მგრძნობიარეა ტემპერატურის მიმართ: ამიტომ მას ათავსებენ ისეთ პირობებში, რომ ტემპერატურის ცვალებადობა არ აღემატებოდეს

$0^{\circ},001C$. ასეთ შემთხვევაში გრავიმეტრის სიზუსტე $\pm 0,01$ მილიგალია.

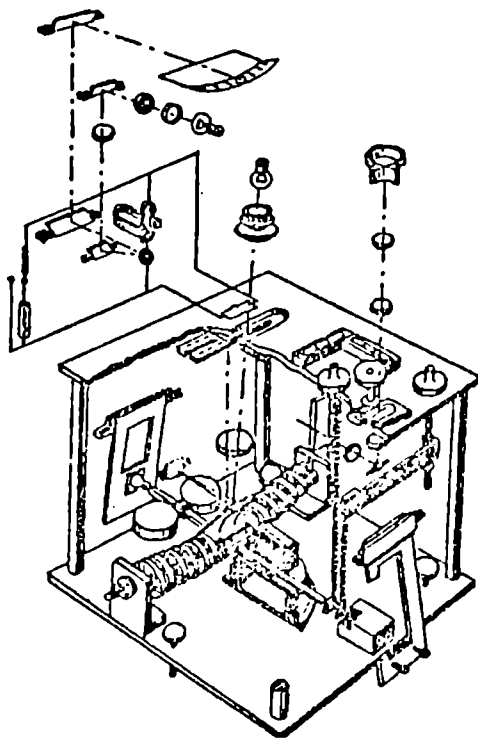
ხელსაწყოთა ავტორებმა გრავიმეტრი გამოიყენეს მზისა და მთვარის მიზიდულობის ცვალებადობის შესასწავლად, რისთვისაც იგი მოათავსეს ღრმა ჰავაში, სადაც ტემპერატურის დიდი მუდმივობა იყო.

ფიგ.4. ბრავის ბრავიმიმეტრი Gs-11

ამ სახელწოდების გრავიმეტრები მიეკუთვნება არაასტაზირებული გრავიმეტრების კლასს, რომლებიც აგებულია გრეხითი ზამბარიანი სასწორის პრინციპზე. ეს სასწორი წარმოადგენს ბერკეტს, რომელსაც ჰორიზონტულ მდებარეობაში იკავებს სპირალურად დაგრეხილი ორი მთავარი ზამბარა (ნახ. 43). სასწორის მექანიკური მგრძნობიარობა არ არის დიდი, მაგრამ მუდმივია სიმძიმის ძალის ფართო დიაპაზონისთვისაც კი. ბერკეტის მცირე გადაადგილების აღმოსაჩენად გამოიყენება ფოტოელექტრული სისტემა მაღალი მგრძნობიარობის გალვანომეტრით.

გაზომვა წარმოებს ნულოვანი მეთოდით: სიმძიმის ძალის კომპენსაციისათვის ცვლიან მგრძნობიარე ზამბარის დაძაბულობას, რომელიც აღინიშნება სისტემის ოპტიკურ სკალაზე. ამ ზამბარის ზედა ბოლო მიმაგრებულია შპინდელზე, ხოლო ქვედა ბერკეტის მოძრავ ბოლოზე სკალის გადაადგილება აითვლება ოკულარში ოპტიკური მიკრომეტრული მოწყობილობის საშუალებით, რომლის სკალა დაყოფილია ას ნაწილად. ათელის სიზუსტეა $\pm 0,01$ მგალი.

ხელსაწყოს დიაპაზონის გაზრდისათვის და მზომავი ზამბარის ეტალონიზებისათვის გამოიყენება სპეციალური ტვირთები, რომლებიც მუდმივად ხელსაწყოშია. თუ ხელსაწყოს შესაბამისად დავხრით, ეს ტვირთები გადაადგილდება და დაედება ბერკეტს, რაც იწვევს



ნახ. 43. გრავის გრავიმიტრის Gs-11 სქემა

ზამბარის სიგრძის შეცვლას და დიაპაზონის გადიდებას 2000 მგალამდე.

ხელსაწყო თუმცა პერმეტულია, მაგრამ პერმეტულობის პირობის დარღვევის შემთხვევაში მას აქვს ბარომეტრული კომპენსატორი; ნარჩენი ბარომეტრული გავლენა ძალზე მცირეა. გარდა ამისა, მოსალოდნელია მაგნიტური ველის გავლენის არსებობაც და ამის თავიდან ასაცილებლად დრეკადი სისტემა მაგნიტურად ეკრანირებულია. ხელსაწყოს აქვს ორსაფეხურიანი ელექტროთერმოსტატი.

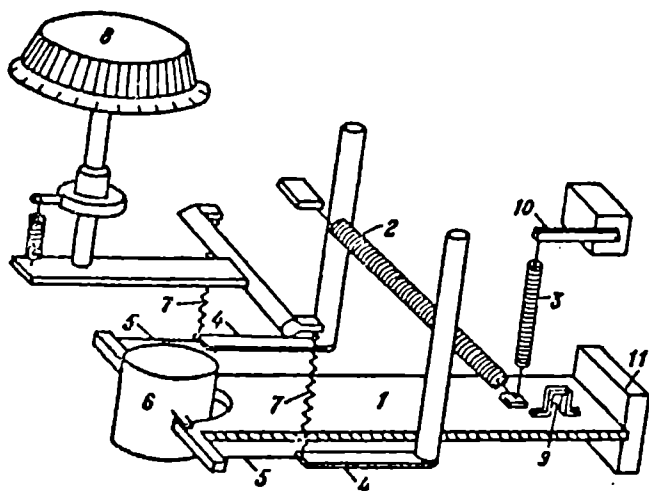
ამ სისტემის გრავიმეტრის მცირეოდენ განვითარებას წარმოადგენს გრავიმეტრები *Gs-12* და *Gs-15*. უკანასკნელის სიზუსტე ერთი რიგით მეტია. *Gs-11*, *Gs-12* და *Gs-15* გრავიმეტრები გამოიყენება დეტალური და რეგიონალური აგეგმვისათვის, აგრეთვე საყრდენი პუნქტების ქსელის შექმნისათვის. მათივე დახმარებით შეისწავლება სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაცია, რომელიც მიკროგალის სიზუსტით უნდა იზომებოდეს. ასეთი სიზუსტის მისაღწევად გრავიმეტრს აქვს სხვაობითი ფოტოდენის გამამძლიერებელი და სპეციალური სარეგისტრაციო მოწყობილობა, სხვაობითი დენი მიემართება მაღალი მგრძნობიარობის $1 \cdot 10^{-8}$ ა/მმ სარკიან გალვანომეტრში; დენის ძალის ცვლილების შესაბამისად სარკე მოძრუნდება სათანადოდ და მისგან არეკლილი სხივი მბრუნავ დოლზე დახვეულ ფოტოქალაღზე დატოვებს კვალს, რომელსაც რთული სინუსოიდური ფორმა აქვს. ეს ჩანაწერი სიმძიმის ძალის პერიოდულ ვარიაციას გვიჩვენებს. არსებობს რეგისტრაციის სხვა ხერხიც, მათ შორის ციფრული ჩანაწერი, რომელიც პირდაპირ ელექტრულ გამომთვლელ მანქანებში შესაყვანად გამოდგება. ეს უკანასკნელი საშუალებას იძლევა სწრაფად მოხდეს დაკვირვებული მასალის დამუშავება, ე.ი. სიმძიმის ძალის პერიოდული ვარიაციის დამახასიათებელი მთავარი ტალღების გამოყოფა.

§8.5. ბრავინიუმბრი "ჩრდილო ამერიკა"

С

ხელსაწყოს ლითონის ზამბარიანი სასწორი შედგება ბრტყელი ბერკეტისაგან 1, რომლის ერთ ბოლოში მოთავსებულია პერმეტულად დახშული ღრუ ცილინდრი - ბაროკომპენსატორი 6, მეორეში - ტვირთი 11. ბერკეტის ბურნვის ღერძი გადის ძაფების 5 ბრტყელ ზამბარებთან 4 მიმდებარების მახლობლობაში (ნახ. 44). ბერკეტის ტომიძის ძალის მომენტს აწონასწორებს მთავარი ზამბარა 5 და სადიაპაზონო ზამბარა 3. მთელი სისტემა თერმოსტატირებულია.

სიმძიმის ძალის შეცვლის შემთხვევაში ბერკეტი 1 გადაიხრება წონასწორობის მდებარეობიდან, რაც შეიძლება ბერკეტზე



ნახ. 44. გრავიმეტრი "ჩრდილო ამერიკის" სქემა.

მოთავესებული ინდექსის 9 გადაადგილებით. სიმძიმის ძალის ცვლილების კომპენსაცია წარმოებს მიკრომეტრული ზრახნის 8 საშუალებით, რომლის შემობრუნებითაც იცვლება ზამბარის 7 სიგრძე; თუ სიმძიმის ძალა შემცირდა, მისი კომპენსაციისათვის საჭიროა ზამბარის დაგრძელება, თუ გადიდდა-დამოკლება. მიკრომეტრული ზრახნის ბრუნვითაა რიცხვი შეესაბამება სიმძიმის ძალის ცვლილებას. სიმძიმის ძალის დიდი ცვლილების კომპენსაცია წარმოებს დიაპაზონური ზამბარის 3 სიგრძის შეცვლით, რისთვისაც გამოიყენება დიაპაზონური მოწყობილობა 10.

გრავიმეტრის წონაა 12 კგ; მცირე დიაპაზონზე მუშაობის დროს მისი სიზუსტეა $\pm 0,03$ მგალი. დიდი დიაპაზონი 5000 მგალია.

§8.6. ლაკოსტა-რომბერგის ბრავიშეპტრი

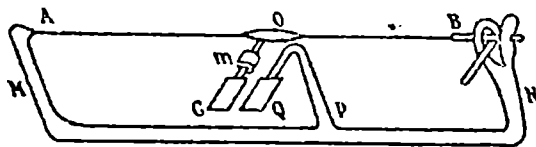
ეს ხელსაწყო ზემოთ აღწერილი გრავიმეტრისაგან განსხვავდება მიკრომეტრული ამთვლელი მოწყობილობით, ასტაზირებით, მცირე გადაადგილებათა ინდიკაციის ხერხით, თერმოსტატირებით და სხვა. მიკროსკოპის ნაცვლად გამოყენებულია ფოტოელექტრული მოწყობილობა. ამ სისტემის გრავიმეტრებიც უმაღლესი კლასისაა და ამიტომ ამერიკის კონტინენტზე ფართოდ გავრცელებულია. იგი გამოიყენება დედამიწის მიმოქცევების შესასწავლადაც.

§4. კვარცის ჰორიზონტული ბრეხის კაზიანი ბრავიშეპტრები

ამ სისტემის გრავიმეტრების მგრძნობიარე ნაწილი ასტაზირებულია. ოავის დროზე ისინი მაღალი სიზუსტის საველე გრავიმეტრების რიცხვს მიეკუთვნებოდნენ.

§4.1 ნორბარდის კვარცის ბრავიშეპტრი

ამ ხელსაწყოს მთავარ ნაწილს შეადგენს მდნარი კვარცისაგან დამზადებული სისტემა (ნახ. 45). კვარცის MN ჩარჩოზე გადაჭიმულია კვარცისავე ძაფი AB , რომლის O წერტილში მართობულად მი-



ნახ. 45. ნორბარდის გრავიმეტრის კვარცის მგრძნობიარე სისტემა

მაგრებულია კვარცის OC ღერო (საქანი); ღეროს თავზე მოთავსებულია ტვირთი, რომლის მასაა m . დაახლოებით ჰორიზონტული მდებარეობა უჭირავს OC ბერკეტს, რომელშიც მას AB ძაფის გრების დრეკადი ძალა იკავებს.

თუ ძაფი θ კუთხითაა დაგრეხილი, მაშინ მისი გრების ძალის

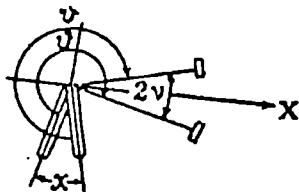
მომენტი, როგორც ცნობილია, უდრის θr , სადაც r პროპორციულობის ანუ ძაფის გრძეობის კოეფიციენტია. მეორე მხრივ, OC საქანის წონის ძალის მომენტი ტოლია $mgr \cos \nu$, სადაც g სიმძიმის ძალაა, r მანძილია საქანის სიმძიმის ცენტრიდან O წერტილამდე, ხოლო ν კუთხეა, რომელსაც საქანი ადგენს პორიზონტულ სიბრტყესთან.

როცა საქანი წონასწორობაშია, ცხადია, ადგილი ექნება ტოლობას

$$\theta r = mgr \cos \nu, \quad (IV.2)$$

საიდანაც ჩანს, რომ θ -ს ერთ მნიშვნელობას ν -ს ორი მნიშვნელობა შეესაბამება, რომელთაგან ერთი ($-\nu$) გამოსახავს საქანის მდებარეობას პორიზონტული სიბრტყის ზევით, ხოლო მეორე ($+\nu$) მის ქვემოთ. სისტემის ეს თვისება მეტად მნიშვნელოვანია, რადგან მისი გამოყენება გამოიყენება ν კუთხის გაზომვის აუცილებლობას, რაც მნიშვნელოვან სიძნელეებთანაა დაკავშირებული. ნაცვლად ამისა, განისაზღვრება საქანის გადახრა მის ზემოხსენებულ ორ უკიდურეს მდებარეობაში, რომელთა შორის კუთხე 2ν -ს შეადგენს (ნახ. 46). ეს განსაზღვრა წარმოებს θ -ს მუდმივი მნიშვნელობისათვის;

ამისათვის, მგრძნობიარე სისტემას მოაბრუნებენ პორიზონტული ღერძის ირგვლივ გარკვეული კუთხით, რომლის შედეგად საქანი გადაადგილდება ვერტიკალურად თავისი მოძრაობის სიბრტყეში. ტექნიკურად ეს პროცესი სრულდება ხელსაწყოს კორპუსის (რომელშიაც უძრავადაა დამაგრებული მგრძნობიარე სისტემა) პორიზონტული ღერძის ირგვლივ x კუთხით მობრუნებით. ეს კუთხე, როგორც ნახაზიდან ჩანს, საძიებელი 2ν კუთხის ტოლია. $x=2\nu$ კუთხე ხაზოვან სიდიდეებში გამოისახება, რომელთა გასაზომად ხელსაწყოში არის მიკრომეტრული ხრახნი.



ნახ. 46. ნორმალის კვანძის სისტემის წონასწორობის განტოლების ახსნა.

(IV.2) ფორმულიდან გვაქვს:

$$g = \frac{\theta r}{mr} = \epsilon \nu.$$

იმ შემთხვევაში, როცა $\nu=0$, ე.ი. წონასწორობის ორი მდებარეობა ურთიერთთანხვედნილია, საქანი პორიზონტულ მდებარეობაშია და x ღერძზე ძევს. ამიტომ (IV,2) ფორმულიდან ვღებულობთ:

$$g_0 = \frac{\theta r}{mr}.$$

ცხადია, სხვაობა $g-g_0$ არის ის პირობითი g , სიდიდე, რომლის გაზომვაც დაკვირვების საგანს შეადგენს. ამგვარად,

$$g - g_0 = g_1 = \frac{\theta \tau}{m r} (sec \nu - 1)$$

$$g_1 = g_0 (sec \nu - 1) = g_0 t g^2 \nu. \quad (IV.3)$$

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ν კუთხე ხაზოვან ერთეულებში აითვლება და ამიტომ გრავიმეტრის მზომავი მოწყობილობის შესაბამისად (IV.3) ფორმულა შეგვიძლია ასე დავწეროთ:

$$g_1 = C m^3 - D m^4 - E m^4 + F m^5, \quad (IV.4)$$

სადაც C, D, E და F მუდმივი კოეფიციენტებია. რომლებიც ყოველი გრავიმეტრისათვის გამოითვლება მის პასპორტში მოცემული კონსტანტების საფუძველზე; m მიკრომეტრულ ხრახნზე ათვლილი სიდიდეა.

(IV.4) ფორმულა გამოიყენება სრული სახით იმ შემთხვევაში, როცა სიმძიმის ძალა პუნქტებს შორის რამდენიმე ასეული მილიგალის რიგისაა. საძიებო ხასიათის აგეგმვის დროს შეიძლება დაეკმაყოფილდეთ უფრო მარტივი ფორმულით

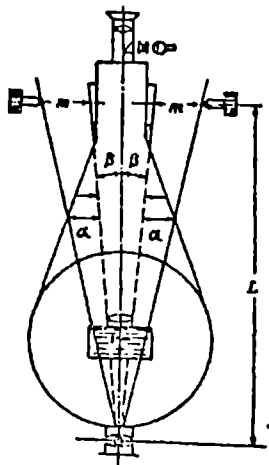
$$g_1 = C m^3 - D m^4 \quad (IV.5)$$

ნორგარდის გრავიმეტრის სქემა წარმოდგენილია ნახ. 47-ზე. დაკვირვების სისტემა ოპტიკურია: ჭოგრში დაიმზირება ორი უძრავი პარალელური ხაზი, და ერთი მოძრავი, რომელიც ჭერ ერთი ხრახნის, ხოლო მეორე - მეორე ხრახნის ბრუნვით მიიყვანება ამ ორ ხაზს შუა და ეს მდებარეობანი აითვლება ხრახნებზე. g_1 გამოითვლება

(IV.4) ან (IV.5) ფორმულით.

ნორგარდის გრავიმეტრის საერთო ხედი მოცემულია ნახ. 48-ზე. გრავიმეტრს აქვს ორი - შიგა და გარე თერმომეტრი, გრძივი და განივი თარაზო, არეტირი კორპუსის დასამაგრებლად, რეოსტატი სკალის განათების რეგულირებისათვის და კორპუსის მარჯვნივ და მარცხნივ გადამხრელი მექანიზმი.

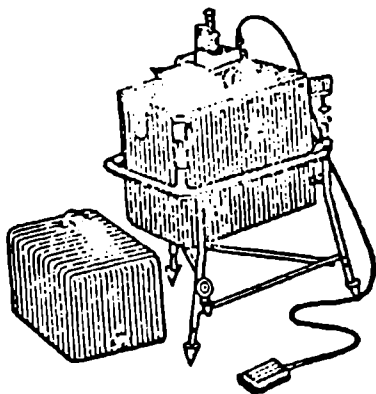
ნორგარდის გრავიმეტრით დაკვირვებისათვის საჭიროა დრო 5-10 წუთი; ხელსაწყოს წონაა 15 კგ. გაზომვის სიზუსტე



ნახ. 47.

$\pm 0,2-0,3$ მილიგალი.

ნახ. 48.
ნორგარდის გრავემეტრის საერთო ხედი.



§4.2 ბრავიმეტრი ГАЗ¹

დამზადებულია 1953 წელს საკავშირო მეცნიერებათა აკადემიის დედამიწის ფიზიკის ინსტიტუტში ი.ბულანეცს ხელმძღვანელობით. იგი მცირედ განსხვავდება ნორგარდის გრავემეტრისაგან. ძირითადი განსხვავება კი იმაში მდგომარეობს, რომ კვარცის პორიზონტული საჭანის კუთხე (ნახ. 46) იზომება ოპტიკური თეოდოლიტის OT-2 დახმარებით კუთხურ ერთეულებში და არა ხაზოვან ერთეულებში, როგორც ეს ნორგარდის გრავემეტრებში წარმოებს. ეს გარემოება ხელსაწყოს ათავისუფლებს ხშირი ეტალონებისაგან და სიმძიმის ძალის ნაზრდი მიიღება უშუალოდ CGS სისტემაში.

გრავემეტრი ГАЗ განკუთვნილია მაღალი სიზუსტის ($\pm 0,2-0,3$ მგალი) საყრდენი პუნქტების შესაქმნელად.

§4.8 ბრავიმეტრი ГАГ²

დამზადებულია ზემოხსენებულ ინსტიტუტში და წარმოადგენს ГАГ გრავემეტრის მნიშვნელოვან განვითარებას. მისი თავისებუ-

¹ ГАЭ - Гравиметр аэрогравиметрической экспедиции.

² ГАГ - Гравиметр астазирванный геодезический.

რება აიხსნება დრეკადი სისტემის მექანიკის ზოგიერთი სიახლით. სიმძიმის ძალის ცვლილებით გამოწვეული დაბრა პორიზონტული ბერკეტისა იზომება კუთხსაზომი მოწყობილობით CGS სისტემაში.

ГАГ გრავიმეტრის დრეკადი სისტემა ასტაზირებულია, თუმცა შეიძლება არც იყოს ასტაზირებული. მისი მგრძნობიარობა მუდმივია და 1000 მგალის ფარგლებში არაა დამოკიდებული მოსაბრუნებელი ჩარჩოს დაბრაზე და კუთხის გაშლაზე. სიმძიმის ძალის ნაზრდი შეიძლება გაიზომოს $\pm 0,01 - 0,02$ მგალის სიზუსტით.

§5. კვარცის ასტაზირებული ბრავიმეტრები

არსებობს კვარცის ასტაზირებული გრავიმეტრების სხვადასხვა სახეობა (უორდენის, შარპის, ГАК-7Т, ГАК-ПТ, ГАГ-2, ГНУК-2 და სხვ.), რომელთა შორის მხოლოდ კონსტრუქციული სხვაობაა. მათი დრეკადი სისტემები დამზადებულია კვარცის მინისაგან. კვარცის პორიზონტულ საქანზე დამაგრებულია პლატინის ტვირთი და ტემპერატურული კომპენსატორის მთავარი ნაწილი-სპილენძის ძაფი. ყველაფერი ეს დამონტაჟებულია სპეციალურ კორპუსებში, რომლებიც უზრუნველყოფენ სისტემების პერმეტულობას და ტემპერატურულ იზოლაციას. ასეთი ტიპის გრავიმეტრებს საფუძვლად უდევს გოლიციინის ვერტიკალური სეისმოგრაფის პრინციპი, რომლის გამოყენების იდეა პირველად 1938 წელს ვ. ნუმეროვამ წამოაყენა.

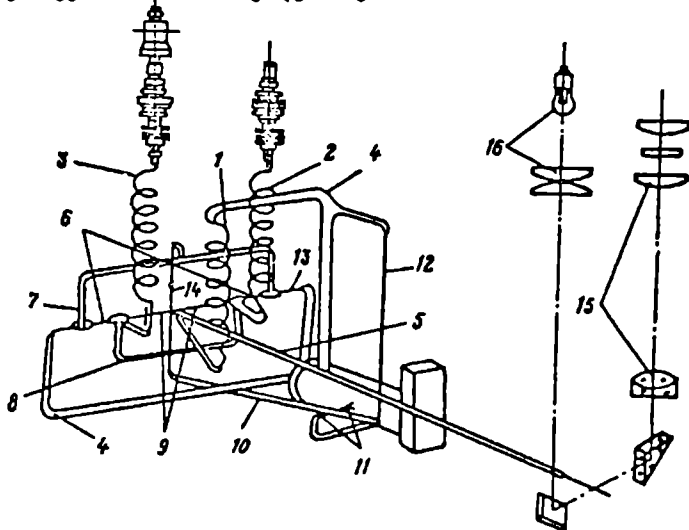
§5.1. ბრავიმეტრი ГАК-7Т¹

გრავიმეტრის მგრძნობიარე სისტემა შედგება კვარცის პორიზონტული ბერკეტისაგან 5 მასზე დამაგრებული პლატინის ტვირთით, რომელიც წონასწორობაშია მთავარი 1 და სადიპაზონო 3 ზამბარების დრეკადი ძალით და საკიდი ძაფების 9 დაგრეხის ძალით (ნახ. 49). მთავარი ზამბარა 1 ზედა თავით მიმაგრებულია სისტემის კარკასზე, ხოლო ქვედათი - ბერკეტის წანაზარდზე ისე, რომ იქმნება უარყოფითი საწყისი სიგრძე. სადიაპაზონო ზამბარის 3 ქვედა ბოლო მიმაგრებულია ბერკეტის მეორე წანაზარდზე, ზედა კი - დიაპაზონის შემცველი მექანიზმის კორპუსზე.

მზომავე მოწყობილობა შედგება ჩარჩოსაგან 4, რომელიც ბრუნავს პორიზონტულ ძაფზე 6. ამავე ჩარჩოზე მიმაგრებულია

¹ ГАК-7Т - Гравиметр астазирванный кварцевый, точный.

ბერკეტის საკიდის ძაფები და ღერო 5. ამ უკანასკნელზე მიმაგრებულია მზომავი ზამბარა 2, რომლის ზედა ბოლო დამაგრებულია მზომავი მექანიზმის მოძრავ ღეროზე.



ნახ. 49. FAK-7T გრავიმეტრის სკემა

ხელსაწყოს გააჩნია ტემპერატურული კომპენსაციის მოწყობილობა, რომელიც სპილენძის ძაფისაგან 12 შედგება და ზედა ბოლოთი მიმაგრებულია მთავარ კარკასზე. ხოლო ქვედათი - მოკლე ბერკეტზე 10, და შეუძლია ბრუნვა ძაფებზე 11. ამ ბერკეტის მეორე ბოლო კვარცის თხელი მოღუნული ღეროთი 17, რომელსაც გვერდზე ეწევა ზამბარა 14, შეერთებულია ტემპერატურული კომპენსატორის 7 მოძრავ ჩარჩოსთან.

აღწერილი ასტაზირებული სისტემა სიმძიმის ძალის მცირე ცვლილებას უპასუხებს ბერკეტის დიდი კუთხით მობრუნებით. კუთხური მგრძნობელობა FAK-7T ხელსაწყოში უდრის რკალის 50-100 წმ/მილიგალზე. ასეთივე მგრძნობიარობა აქვს ანალოგიური კლასის და ტიპის FAK-PT გრავიმეტრს. ეს ხელსაწყო დიდ მსგავსებაშია FAK-7T გრავიმეტრთან და ამიტომ მას სპეციალურად არ განვიხილავთ.

FAK-7T გრავიმეტრებში სიმძიმის ძალის გაზომვის დიაპაზონის შეცვლა წარმოებს ბერკეტის საკიდი ძაფების 8 გრუნითი მომენტის შეცვლით. ამისათვის საჭიროა ჩარჩოს 4 სათაყადოდ

მობრუნება ზამბარის 2 დაკიმულობის შეცვლის გზით მიკრომეტრული ხრახნის დახმარებით. ზამბარის 2 სიგრძის შეცვლის ზომაა მიკრომეტრული ხრახნის მობრუნების კუთხე, რომელიც სათანადო მოწყობილობაზე შეიძლება აითვალოს სრული ბრუნვის 0,001 ნაწილის სიზუსტით. ამ ანათვალსა და სიმძიმის ძალის ცვალებადობას შორის არსებობს პირდაპირი დამოკიდებულება

$$\Delta g = C \Delta \pi, \quad (IV.5)$$

სადაც $\Delta \pi$ ხრახნის მობრუნებათა რიცხვია, $C = \frac{f r_1 r_2}{m l r_2}$ ხელსაწყოს

მუდმივია პარამეტრების მოცემული მნიშვნელობისათვის და დანაყოფის ფასი ეწოდება. r_1 და r_2 ბერკეტის და საკომპენსაციო ჩარჩოს საკიდი ძაფების გრეხითი სიხისტეა შესაბამისად; f საკომპენსაციო ზამბარის ხაზოვანი სიხისტეა; m ბერკეტის მასა; l მანძილია ბერკეტის ბრუნვის ღერძიდან მისი სიმძიმის ცენტრამდე; r_2 საკომპენსაციო ზამბარის ღრეკადი ძალის მხარია; s ხრახნის ბიჯია და უდრის $\frac{\Delta P}{\Delta \pi}$, სადაც ΔP მაკრომეტრული მოწყობილობით ზამბარის წაგრძელება.

ცხადია, ტემპერატურის ცვლილებასთან ერთად იცვლება მგრძნობიარე ზამბარების ღრეკადი ძალების მომენტები და, ამავე დროს, ლითონის ძაფის 12 სიგრძეც. ამ უკანასკნელის შედეგად ბერკეტი 10, რომელიც მუდმივად იმყოფება საკიდი ძაფების 11 დამგრეხავი ძალების მოქმედების ქვეშ, შემობრუნდება ამა თუ იმ მიმართულებით და ეს მოძრაობა კვარცის ძაფის 13 საშუალებით გადაეცემა ჩარჩოს 7 და გამოიწვევს მის მობრუნებას. ამის გამო ბერკეტის საკიდი ძაფების 9 გრეხითი ძალების მომენტი შეიცვლება ისე, რომ გააწონასწორობს იმავე ტემპერატურული ცვლილებით შექმნილ მთავარ და საღიპაზონო ზამბარების და ბერკეტის საკიდი ძაფების ღრეკად ძალთა მომენტს. ამ გზით ტემპერატურული კომპენსატორი თითქმის მთლიანად ხსნის ტემპერატურულ ეფექტს, რასაც ხელს უწყობს კვარცის ძაფის 17 მოღუნულობა.

გრავემეტრი ГАК-7Т წარმოადგენს ГАК-3М და ГАК-4М გრავემეტრების საფუძველზე გაუმჯობესებულ ხელსაწყოს. გრავემეტრის მგრძნობიარე სისტემა დამაგრებულია უძრავად დიუარის კურკელში, რომელიც ჩადგმულია ფოლადის ცილინდრში; ცილინდრის შიგა კედელი და ფუძე სითბოს იზოლაციით არის გამოფენილი. ცილინდრი ზევით და დადახურულია ტექსტოლიტის ფირფიტით, რომელზედაც მოთავსებულია მგრძნობიარე სისტემის 5 ინდექსის მდებარეობის ამოვსევი მოწყობილობა, სინათლის წყარო 16, თერმომეტრის სკალა, გრძივი და განივი თარაზოები. ოპტიკური სისტემა 15 გრავემეტრში ვერ-

ტიკალურადაა განლაგებული.

ამთვლელო მოწყობილობაა ლიბში ნონიუსით. ლიბში დაყოფილია 100 ნაწილად და მასზე აიღება ანათვალი მიკრომეტრული ხრახნის ბრუნის მეასედი ნაწილის სიზუსტით; ბრუნის მეთათსედი ნაწილი კი აითვლება ნონიუსით.

გრავიმეტრის დიაპაზონი საკიროების შემთხვევაში შეიცვლება ხელსაწყოს შუა ნაწილში მოთავსებული სადიაპაზონო მექანიზმით, რომელზედაც ზემოქმედება შეიძლება ზემოდან სპეციალური გასაღების საშუალებით.

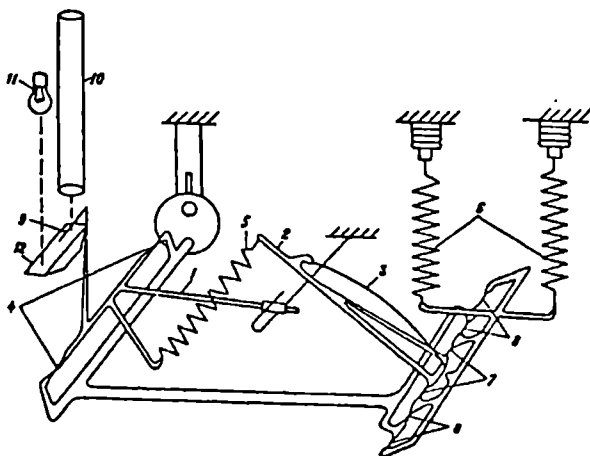
დაკვირვებისათვის გრავიმეტრს დგამენ მყარ ნიადაგზე. ჩართავენ სინათლის წყაროს და გაასწორებენ თარაზოს. შემდეგ ოკულარში აკვირდებიან ბერკეტის ინდექსის გამოსახულებას და მიკრომეტრული ხრახნის ბრუნვით ნათელი სოლის შუა ადგილს შეუთავსებენ სკალის ნულოვან დანაყოფს და აიღებენ ანათვალს ლიბში და ნონიუსზე. მიკრომეტრულ ხრახნს მუდამ აბრუნებენ საათის ისრის მიმართულებით. ეს ოპერაცია განმეორდება რამდენჯერმე და ჩაიწერება ჟურნალში ხელსაწყოს ტემპერატურის და საათით დროის ჩვენებასთან ერთად.

თუ სიმძიმის ძალა მეტია და მისი კომპენსირება მიკრომეტრული ხრახნით შეუძლებელია, მაშინ გრავიმეტრის დიაპაზონი უნდა შეიცვალოს. ამ მიზნით მთვლელს აყენებენ ანათვალზე, რომელიც შეესაბამება სიმძიმის ძალის მცირე მნიშვნელობას. შემდეგ, სადიაპაზონო გასაღებით გარე ღრუ ღეროს აბრუნებენ საათის ისრის საწინააღმდეგოდ, ხოლო შიგას-სათის ისრის მიმართულებით მანამ, სანამ ბერკეტის ინდექსი არ გამოჩნდება მხედველობის არეში. სიმძიმის ძალის შემცირების შემთხვევაში მთვლელს აყენებენ სიმძიმის ძალის დიდ მნიშვნელობაზე და ამის შემდეგ შიდა ღეროს აბრუნებენ საათის ისრის საწინააღმდეგოდ, ხოლო გარეს - საათის ისრის მიმართულებით, ვიდრე საქანის ინდექსი არ გამოჩნდება მხედველობის არეში. ორივე შემთხვევაში, დიაპაზონის შეცვლის შემდეგ გარე ღერო უნდა მობრუნდეს ბოლომდე საათის ისრის მიმართულებით.

გრავიმეტრის დიაპაზონია გადაურთველად 50-120 მგალი. გადართვით კი - რამდენიმე ათასი. ამიტომ ГАК-7Т არა მარტო დეტალური აგეგმვისათვის გამოიყენება, არამედ რეგიონული აგეგმვისათვის მთაგორიან რაიონებში და საყრდენი პუნქტების შექმნისთვისაც. გრავიმეტრის წონაა 7,5 კგ, სიზუსტე ±0,03-0,06 მგალი.

§5.2. უორდენის და შარპის გრაფიკები

ეს გრაფიკები განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან ძირითადად ცალკეული ბლოკების კონსტრუქციული ფორმებით. მათი კვარცის სისტემის სქემა წარმოდგენილია ნახ. 50-ზე. ჰორიზონტულ ძაფზე 4 მართობულად მიმაგრებულია ჰორიზონტული ბერკეტი 1, რომლის ბოლოზე ტვირთია დამაგრებული. ცხადია, ძაფი 4 დაგრეხილ მდგო-



ნახ. 50. უორდენის და შარპის გრაფიკების სქემა.

მარეობაშია, თუმცა ბერკეტს იკავებს მთავარი ზამბარა 5, რომელიც ტემპერატურული კომპენსატორის ბერკეტზეა 2 მიდუღებული, ხოლო ამ უკანასკნელს ზევიდან დამაგრებული აქვს ლითონის ოვალური ტემპერატურული კომპენსატორი 3, რომლის ქვედა ბოლო კვარცის კარკასზეა მიბმული. ზამბარის 6 დახმარებით ტემპერატურული კომპენსატორი შეიძლება მოვაბრუნოთ კვარცის ძაფის 8 ირგვლივ და ამგვარად მივადწიოთ შეცვლილი სიმძიმის ძალის კომპენსაციას.

სიმძიმის ძალის შეცვლის შემთხვევაში ბერკეტი 1 და მასთან ერთად Γ - სახის ღერო 9 მობრუნდება. ღეროს ჰორიზონტულ ნაწილს ეწოდება ინდექსი; მის მდებარეობას აკვირდებიან მიკროსკოპში 10, რომელსაც ოპულარული სკალა გააჩნია. ნათურა 11 აგზავნის სხივს პრიზმაში და მასში გადატეხილი სხივი ანათებს ინდექსს.

დრეკადი კვარცის სისტემას აქვს კარგი ტემპერატურული

კომპენსაცია. $\pm 20^{\circ}C$ ტემპერატურის შეუღიდში ტემპერატურული კოეფიციენტი არ კარბობს 0,3 მგალს გრადუსზე. მთელი დრეკადი სისტემა მოთავსებულია ვაკუუმში, რომელიც დიუარის ქერქელშია ჩადგმული, რათა დაიცვას სისტემა მკვეთრი ტემპერატურული ცვლილებისაგან.

უორდენისა და შარპის გრავიმეტრები მზადდება როგორც მცირე (100-120 მგალი), ისე 5000 მგალის დიპაზონისათვის. გაზომვის სიზუსტეა $\pm 0,01-0,05$ მგალი; წონა - 2,0-2,5 კგ.

§5.3. გრავიმეტრი ГАГ-2¹

ამ ტიპის გრავიმეტრში, ანალოგიურად ნორგარდის გრავიმეტრისა, სიმძიმის ძალის ცვლილების გასაზომად გამოიყენება დახრის მეთოდი. სიმძიმის ძალის ცვლილების ზომას წარმოადგენს დახრის კუთხე. დახრის კუთხის გასაზომად გამოიყენება ვერტიკალური კუთხსაზომი ლიმიტი, რაც იძლევა საშუალებას სიმძიმის ძალის ნაზრდის გამოსათვლელად გამოყენებულ იქნეს მკაცრი სინუსოიდალური დამოკიდებულება. ამის გამო გრავიმეტრს, მსგავსად სხვა ტიპის ხელსაწყოებისა, ეტალონირება არ სჭირდება. გრავიმეტრი ფართო დიპაზონიანია. კუთხის გაზომვის სიზუსტეა $0,4''$, სიმძიმის ძალისა კი $\pm 0,1$ მგალი.

ГАГ-2 გრავიმეტრის ასტაზირებული სისტემა ანალოგიურია შარპისა და უორდენის ზემოთ მოყვანილი გრავიმეტრის სისტემისა (ნახ. 50). გრავიმეტრი თერმოსტატირებულია კრსაფხუზიანი ელექტრული თერმოსტატით, რომელიც იკვებება აკუმულატორით. გრავიმეტრი იდგმება სპეციალურ შტატივზე.

§5.4. გრავიმეტრი ГНУК-1²

კვარცის ასტაზირებული სისტემის მცირე დიპაზონიანი გრავიმეტრის ГНУК-1 პრინციპული სქემა მცირედ განსხვავდება ამ

¹ Гравиметр астазирванный геодезический.

² Гравиметр наземный узкодиапазонный кварцевый.

კლასის ხელსაწყოების („ჩრდილო ამერიკა“, ლაკოსტა-ლომბერგ და სხვ.) სქემებისაგან, რომლებიც ზამბარიანი სასწორის სახითაა წარმოდგენილი. მთელი ეს სისტემა ისეა კონსტრუირებული, რომ სიმძიმის ძალის უმნიშვნელო ცვლილება იწვევს მთავარი ბერკეტის დიდი კუთხით მობრუნებას, რაც მიკროსკოპის მეშვეობით დაიკვირვება. გრავიმეტრის წონაა 4,5 კგ; გაზომვის სიზუსტეა $\pm 0,03$ მგალი, თუ რეისის ხანგრძლივობა არ აღემატება 4 საათს; გაზომვის დიაპაზონია - 100 მგალი.

§8. გრავიმეტრები გემბანზე ან წყალქვეშა ნაპირზე დაკვირვებისათვის

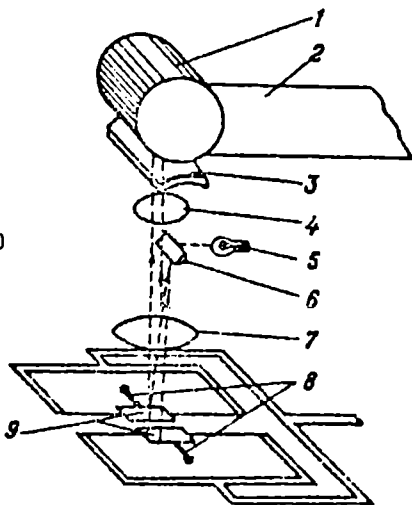
გრავიმეტრებით დაკვირვება გემებზე გართულებულია იმ მხრივ, რომ აქ წარმოიშობა დამატებითი აჩქარებები და დახრები, რომლებიც მნიშვნელოვნად ამცირებენ გაზომვის სიზუსტეს. ზემოთ აღწერილი აირიანი გრავიმეტრები თითქმის უფრო მოხერხებული უნდა ყოფილიყო გემებზე დაკვირვებისათვის, მაგრამ აირის დიდი მგრძნობიარობა ტემპერატურის ცვალებადობის მიმართ და სითხისა და აირის საზღვარზე წარმოშობილი კაპილარული მოვლენები იმდენად ამცირებენ გაზომვის სიზუსტეს, რომ აირიანი გრავიმეტრების გამოყენებას საერთოდ აზრი ეკარგება.

თანამედროვე საზღვაო გრავიმეტრები დამუშავებულია არსებული სახმელეთო გრავიმეტრების საფუძველზე, რომლებშიც გამოყენებულია სპეციალური დემაფერი ზღვის ლეღვით გამოწვეული შემაშფოთებელ გავლენათა შესასუსტებლად. საზღვაო გრავიმეტრები ორი დანიშნულებისაა: 1. წყალქვეშა და წყალზედა ტრანსპორტზე დაკვირვებისათვის და 2. ზღვის ფსკერზე დასაშვებად.

საზღვაო გრავიმეტრებით გაზომილი მონაცემები საჭიროა ავტომატურად თავისუფლდებოდეს არასასარგებლო ინფორმაციისაგან. ეს რთული ამოცანა ჯერ კიდევ არ არის საბოლოოდ დაძლეული, მაგრამ მიღწეულია საქანზე მოქნიდი პერიოდულად შემაშფოთებელ აჩქარებათა მნიშვნელოვანი დაცხრობა დემაფერით (ზეთი, რომელშიც ცურავს საქანი) და დახრების გავლენის გამორიცხვა. ამ გავლენათა გამოსათვლელად მონაცემებს გვაწვდის გემის აჩქარებისა და დახრების სარეგისტრაციო მოწყობილობა. მოვიყვანოთ ზოგიერთი საზღვაო გრავიმეტრის მოკლე აღწერილობა.

ნახ.1. ბრავიმეტრი გალ¹

ამ ხელსაწყოს დრეკადი ნაწილი შედგება ნორგარდის გრავიმეტრებში გამოყენებული კვარცის ორი სისტემისაგან, რომელთა პერიზონტული ძაფები ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ დაგრეხილი (ნახ. 51). ისინი ისეა განლაგებული, რომ საჭანების ბოლოები 8 ერთმანეთისკენაა მიმართული. საჭანებზე სარკეებია 9 დამაგრებული, რომელთაც სინათლის წყაროდან 5 წამოსული და შემდეგ პრიზმაში 6 გადატეხილი სინათლის სხივი ეცემა. უკუტეხული სხივი გაივლის ობიექტივში 7, ოკულარში 4, ცილინდრულ ლინზაში 3 და დაეცემა საათის მექანიზმით მბრუნავ დოლზე 1 დახვეულ ფოტოქაღალდზე 2 ორი წერტილის სახით, რომელზედაც ისინი ტოვებენ კვალს ორი მრუდის სახით. მანძილი ამ მრუდებს შორის პროპორციულია სიმძიმის ძალის ცვლილების, რომელმაც გამოიწვია საჭანებს შორის დახრის კუთხის შესაბამისი ცვლილება. მრუდებს შორის მანძილის ერთეული ფასის განსაზღვრა (მგალი/მმ.) წარმოებს ჩვეულებრივი დახრის მეთოდით ან საეტალონო პუნქტებზე შედარებითი დაკვირვების გზით (იხ. თავი IV, §10). ამგვარად, ხელსაწყო იძლევა სიმძიმის ძალის ცვალებადობის უწყვეტ მრუდს პროფილის გასწვრივ, რომლის დამუშავება შეიძლება მანქანური მეთოდით.



ნახ. 61. გალ გრავიმეტრის სქემა

¹

გალ - Гравиметр Аэрогравиметрической лаборатории
ИФЗ АН СССР.

გრაჰიმეტრის დრეკადი სისტემა წარმოადგენს ჰორიზონტულად გაკიმულ გრესად ძაფს მასზე ჰორიზონტულად მიმაგრებული კვარცის ბერკეტით, რომლის ბოლოზე დამაგრებულია კვარცის ფირფიტა. ფირფიტა მოძრაობს ერთმანეთთან ახლოს განლაგებულ ლითონის ფირფიტებს შორის. მთელი ეს სისტემა მოთავსებულია სპეციალურ სითხეში, რომელიც ტემპერატურის კომპენსატორის და დემპფერის როლს ასრულებს.

ბერკეტის მდებარეობის ფიქსაცია მთლიანად ავტომატურია და წარმოებს ფოტოქადალზე ფოტოელექტრული მეთოდით. ხელსაწყო თერმოსტატირებულია და კარდანის საკიდზეა დამაგრებული. მიღებული მასალის დამუშავება შესაძლებელია გამომთვლელი მანქანების გამოყენებით.

§6.3. გრაფის საზღვაო გრაჰიმეტრი

დრეკადი სისტემა პრინციპულად დიდად არ განსხვავდება *Gs-11* გრაჰიმეტრის დრეკადი სისტემისაგან. ჰორიზონტული მდებარეობის ორი მთავარი ზამბარა ჰორიზონტულ მდებარეობაში იკავებს ალუმინის ლეროს. მგრძნობარე სისტემაზე შემაშფოთებელ აჩქარებათა გავლენის დაცხრომისათვის გამოყენებულია მაგნიტური დემპფერი, ხოლო საქანის ჰორიზონტული გადაადგილების შესაზღუდად - სპეციალური ძაფები.

დაკვირვება წარმოებს ფოტოელექტრული ხერხით; საქანის ნულოვან მდგომარეობაში მოსაყვანად გამოყენებულია ავტომატური მოწყობილობა, რომელიც საკომპენსაციო ზამბარის დაძაბულობის საჭირო ცვლილებას ახდენს. დაკვირვებაზე რხევითი მოძრაობების გავლენის შესამციკრებლად ხელსაწყო დადგმულია სპეციალურ გირო-სტაბილიზებულ ბაქანზე.

არსებობს აგრეთვე ლაკოსტა-რომბერგის სისტემის საზღვაო გრაჰიმეტრი, რომელიც ამავე ტიპის სახმელეთო გრაჰიმეტრის საფუძველზეა აგებული.

¹

Всесоюзный н.-и. институт геофизических методов разведки.

§7. ბრავიმეტრები ზღვის ფსკერზე და ქაბურღილებში დაკვირვებისათვის

ამ დანიშნულების გრავიმეტრებს ბევრი რამ აქვთ საერთო და ყველა ისინი, ძირითადად, სახმელეთო გრავიმეტრების პრინციპზეა აგებული; მათთვის სპეციფიკური ის არის, რომ დაკვირვება დისტანციურია: ხელსაწყოს თარაზოში მოყვანა, დრეკადი სისტემის არეტირება და დეზარეტირება, სიმძიმის ძალის ცვალებადობის ინდიკაცია, მისი კომპენსაცია და გაზომვა ავტომატურად წარმოებს. გრავიმეტრი ყველა დამხმარე მოწყობილობით მოთავსებულია პერმეტულ კამერაში და მისი მართვა ელექტროკაბელის მეშვეობით სრულდება გემზე ან ქაბურღილის თავზე დადგმული სპეციალური პულტიდან.

გრავიმეტრებით ზღვის ფსკერზე დაკვირვება გარკვეული ტექნიკური საკითხების გადაწყვეტასთან არის დაკავშირებული: კამერა უნდა უძლებდეს წყლის მაღალი სვეტის (300 მეტრამდე და მეტიც) დაწოლას; გრავიმეტრის ჩაშვება ზღვაში და ამოღება 30-40 წუთს მოითხოვს და ამ ხნის გამავლობაში გემი ერთ ადგილზე ვერ ჩერდება. მიუხედავად ამისა, სიმძიმის ძალის გაზომვის სიზუსტე ამ პირობებში რამდენჯერმე მეტია, ვიდრე გემიდან დაკვირვების პირობებში და ამიტომ ასეთი სახის დაკვირვებები წარმოებს დაბალ წყლებში სხვადასხვა გეოლოგიური ამოცანების გადასაწყვეტად.

ქაბურღილების გრავიმეტრებსაც აქვს თავისი ტექნიკური სიძნელეები, როგორიცაა ტემპერატურის დიდი ცვალებადობა ჩაშვების სიღრმის ზრდასთან დაკავშირებით, მოტორების მუშაობით გამოწვეული ვიბრაციები, დისტანციური მართვის სირთულე და სხვა.

§7.1. ზღვის ფსკერზე დასაშვები ბრავიმეტრები

КДГ-П და КДГ-Ш¹

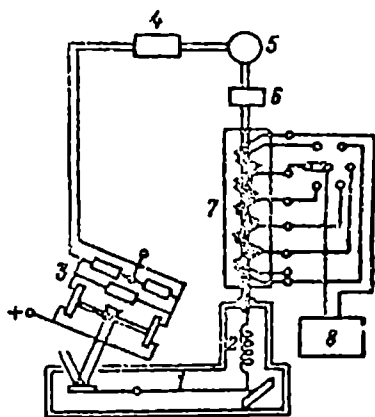
ამ სისტემის გრავიმეტრებში გამოყენებულია ГАК-7Т. გრავიმეტრის კვარცის დრეკადი სისტემის პრინციპული სქემა. ამიტომ

¹ Кварцевый донный гравиметр.

მის აღწერაზე არ შევჩერდებით. კვარცხის სისტემა, ზაძბარის გამოკლებით, დაფარულია ვერცხლის თხელი ფენით, თუმცა ეს გარკვეულად აუარესებს კვარცხის მინის დრეკად თვისებებს. გრავიმეტრი დამაგრებულია კარდანის საკიდზე და ყველაფერი ეს ჰერმეტიკულად კამერაშია მოთავსებული. დრეკადი სისტემა დიუარის ჰერმეტიკშია, რომელიც, თავის მხრივ, თერმოსაიზოლაციო ფენითაა გარემოცული.

სიმძიმის ძალის ცვალებადობის ინდიკაცია წარმოებს ფოტოელექტრული მეთოდით, ხოლო მისი გაზომვა უაუქცეული პოტენციალის მეშვეობით. ხელსაწყოთა სამუშაო დიაპაზონია 100-120 მგალი, გადართვით კი - 3000 მგლაზე მეტი. გაზომვის სიზუსტე $\pm 0,5-1,0$ მგალს უდრის.

პუნქტიდან პუნქტზე გრავიმეტრი გადააქვთ გემით. დაკვირვების დროს გემი ღუზაზეა და კამერაში მოთავსებულ გრავიმეტრს



ნახ. 63.

ზღვის ფსკერზე დასაშვები გრავიმეტრის სქემა.

ჯალაზბარის საშუალებით უშვებენ ზღვის ფსკერზე. შემდეგ აწარმოებენ გალვანომეტრის დეზარეტირებას, ჩართავენ ფოტოელემენტების განათებას, ჩართავენ ფოტოელემენტს გალვანომეტრის ჯაჭვში და ჩაქვთავენ უაუქცეული პოტენციალის ჯაჭვს. პოტენციომეტრის სახელურის ბრუნვით აღწევენ გალვანომეტრის ისრის ნულინდექსთან თანხედენას და აითვლიან ვოლტმეტრის ჩვენებას. ამ ოპერაციას რამდენჯერმე გაიმეორებენ ანათვის

საშუალო მნიშვნელობის გამოსაყვანად.

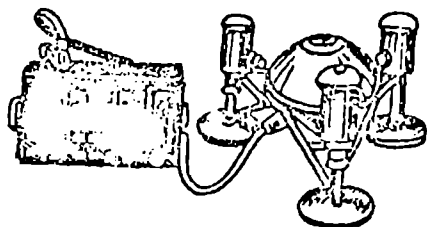
კიდ გრავიმეტრის განვითარებას წარმოადგენს ზღვის ფსკერზე დასაშვები ГАК-7ДГ და КИГ-ЗМГ გრავიმეტრები, რომლებსაც ათვლის სისტემა უფრო სტაბილური აქვთ სიმძიმის ძალის ცვლილების კომპენსაცია ამ ხელსაწყოებში. მათე წესით ხდება, როგორც სახმელეთო გრავიმეტრებში და მათი გაზომვის სიზუსტე $\pm 0,2-0,3$ მგალს აღწევს.

ასანამდენადაა აგრეთვე გრავიმეტრი ДГНЕ, რომელიც ГКА ასტაზირებული გრავიმეტრის საფუძველზეა შექმნილი. მასში გამო-

ყენებულია სიმძიმის ძალის ცვალებადობის ტევადური ინდიკატორი, ხორციელდება ტევადური ულტრაშიკრომეტრით.

§7.2. უცხოური საზღვაო გრაჰიმეტრები.

ზღვის ფსკერზე დაკვირვებისათვის უცხოური გრაჰიმ ტრები შექმნილია ზემოთ აღნიშნული საზღვაგარეთული გრაჰიმეტრების ბაზაზე; მათ რიცხვს ეკუთვნის "ჩრდილო ამერიკის", ლაოსტ - რომბერგის და სხვა სისტემის გრაჰიმეტრები, რომელთა კამერები (სკაფანდრები) ღრმა წყლებში მუშაობისთვისაა განკუთვნილი. ბერკეტის მცირე გადაადგილებათა ინდიკაციისათვის გამოყენებულია ფოტოელექტრული სისტემა, ხოლო სიმძიმის ძალის ნაზრდის გაზომვისათვის მიკრომეტრული ხრახნი ელექტროძრავით.



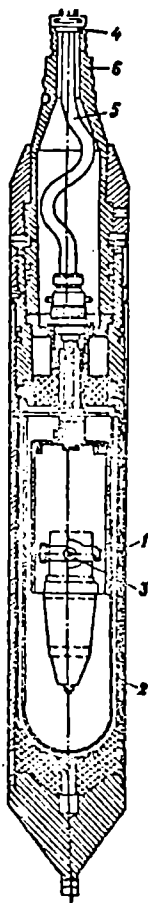
ნახ. 52. ლაოსტ-რომბერგის საზღვაო გრაჰიმეტრის საერთო ხედი.

ხელსაყრელ პირობებში ამ ხელსაწყოებით გაზომვის სიზუსტე 0,05 მგალს აღწევს; დაკვირვების მთელი პროცესი ტელეფონის დისტანციური პულტიდან წარმოებს. დაკვირვების მეთოდითა და მასალების დამუშავება არსებითად იგივეა, რაც სახმელეთო აგეგმვის პირობებში.

§7.8 ჰაბურდილის გრაჰიმეტრები

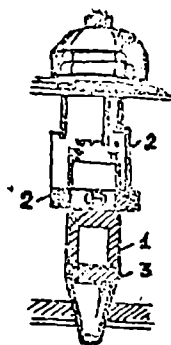
მათი ძირითადი დანიშნულებაა ჰაბურდილის მიერ გადაკეტილია ფენების საშუალო სიძვრის შესწავლა, რაც მნიშვნელოვანია სიმძიმის ძალის ანომალიის გეოლოგიური ინტერპრეტაციისათვის, ქანების აკუსტიკური სიხისთვის გამოვლისათვის და სხვა. სიმძიმის ძალის გაზომვის ჰაბურდილებში გრაჰიმეტრებით უწოდებენ გრაჰიმეტრულ კაროტაჟს.

კაბურღილის გრავემეტრის მოეთხოვება სტაბილურობა სიღრმეში დიდი წნევისა და ტემპერატურის ზრდის პირობებში. ცხადია, რომ მისი განივკვეთი უნდა იყოს კაბურღილის განივკვეთზე ნაკლები, რაც გრავემეტრებისადმი წაყენებული მოთხოვნების დაკმაყოფილების საკითხს ართულებს. გაზომვის სიზუსტეზე უარყოფითად მოქმედებს ქის გადახრა ვერტიკალიდან.



ნახ. 65. ГСК-130
გრავემეტრის ხედი

ВНИИГеофизика-ში დამზადებული კაბურღილის გრავემეტრის სქემა პრინციპულად ჰგავს КДГ სისტემის გრავემეტრს. მისი გარეგანი სახე წარმოდგენილია ნახ. 54-ზე. ხელსაწყოს კორპუსის შუა ნაწილში მოთავსებულია საკუთრივ გრავემეტრი 1, ზედა ნაწილში კარდანის საკიდია 2, ხოლო ქვედაში - ამორტიზატორი 3. გრავემეტრის დრეკადი სისტემა მოთავსებულია დიუარის ქურჭელში. გრავემეტრი დამაგრებულია ჰერმე-



ნახ. 54. კაბურღილის
გრავემეტრის საერთო
ხედი

ტულად დახშულ კამერაში, რომელიც გაანგარიშებულია 400 კგ/სმ² წნევაზე. ტემპერატურის ცვალებადობისა და გრავემეტრის საკუთა-

რი რხევის მოქმედებათა შესასუსტებლად კამერა ავსებულია ზე-
თით. ამ გრაფიმეტრის სამართავი პულტი ისეთივეა, როგორიც
KMF-III გრაფიმეტრისა. ხოლო მის ქაბურღილში ჩასაშვებად გამოი-
ყენება სპეციალურად მისადაგებული კაროტაქული ჯალამბარი.

გრაფიმეტრის ნულპუნქტის სვლის გამოსარიცხავად განმეორე-
ბითი დაკვირვებები წარმოებს ერთსა და იმავე პუნქტში. გაზომ-
ვის სიზუსტე $\pm 0,6$ მგალს აღწევს.

ქაბურღილის გრაფიმეტრი ГСК-130.

ამ სისტემის გრაფიმეტრის კორპუსი წარმოადგენს ლითონის
მილს დიამეტრით 130 მმ და სიგრძით 1633 მმ; იწონის 70 კგ
(ნახ. 55). კორპუსში გრაფიმეტრის დრეკადი სისტემაა, რომელიც
კორპუსის ზედა ნაწილიდან დაკავშირებულია ტელემართვის პულტთან
მრავალძარღვიანი კაბელის საშუალებით. პულტის ზედა პანელზე
განლაგებულია მზომავი აპარატურა: გალვანომეტრი და ფოტოდენის
ინდიკატორი, უქუქცეული პოტენციალის მზომავი ვოლტმეტრი, სა-
კონტროლო ხელსაწყოები, ელექტროგამთიშველი 4, მართვის სახელუ-
რები და პოტენციომეტრები ჯაქვში უქუქცეული პოტენციალის უხეში
და ზუსტი დაყენებისათვის (ნახ. 55).

ქაბურღილში გრაფიმეტრის ჩაშვებისთვის გამოიყენება ჩვეუ-
ლებრივი საკოროტაეო ჯალამბარი; ჩაშვების სიღრმეა 2,5-3 კმ.
ქაბურღილის ნებისმიერ სიღრმეებში წარმოებს გაზომვა, რომელიც
გრძელდება 5-8 წუთი. გაზომვის სიზუსტეა $\pm 0,4-0,5$ მგალი,
მაგრამ თუ განმეორებით ჩატარდება გაზომვა, სიზუსტე შეიძლება
გაიზარდოს. ამ შემთხვევაში 25-50 მ სისქის ფენის საშუალო
სიმკვრივის განსაზღვრის ფარდობითი სიზუსტე 2,5-3% აღწევს.

§8. აეროგრაფიკომეტრიული გაზომვები

აეროგრაფიმეტრიული გაზომვები დაკავშირებულია თვითმფრინა-
ვის ან ვერტმფრენის გამოყენებასთან; აქ ორ შემთხვევასთან
გვაქვს საქმე:

1. სააერო ტრანსპორტი გამოიყენება ჩვეულებრივი სახმელე-
თო გრაფიმეტრების გადასატანად პუნქტებს შორის დაკვირვებათა
ხანგრძლივობის შემცირების მიზნით. ეს ეფექტური საშუალებაა
მაღალი სიზუსტის საყრდენი გრაფიმეტრიული პუნქტების შექმნის
შემთხვევაში, განსაკუთრებით კი, როცა ისინი აეროდრომებზეა
განლაგებული.

ასეთი სახის სამუშაოები საკმაოდ სწრაფად განეთარდა,

რადგან იგი არ მოითხოვს სპეციალური სახის გრავიმეტრიულ აპარატურას ან დაკვირვების მასალების დამუშავების რაიმე ზახალ მეთოდოკას.

2. გრავიმეტრიული გაზომვები წარმოებს უშუალოდ თვითმფრინავზე. ფრენის დროს. ამ სახის სამუშაოები თავისი განვითარების საწყის ეტაპზეა, რადგან, როგორც ეს მოსალოდნელი იყო, მის წინაშე რიგი ტექნიკური პრობლემები წამოიჭრა, რომლებიც გაცილებით უფრო რთულია. ვიდრე საზღვაო დაკვირვებებთან დაკავშირებული პრობლემები. ძირითადი სირთულე მაინც იმაში მდგომარეობს, რომ ეკვივალენტობის პრინციპის თანახმად გრავიმეტრების დრეკადი სისტემები ფრენის დროს ერთნაირად შეიგრძნობენ როგორც სიმძიმის ძალის ცვლილებას (სასარგებლო ინფორმაცია), ისე ტრანსპორტის არათანაბარი მოძრაობით გამოწვეულ აჩქარებას (არასასარგებლო ინფორმაცია), რომელიც ბევრად სჭარბობს პირველს.

ეს ორი ეფექტი ჯამურად ზაიწერება ფოტოფირზე და მაღი განცალკევება გარკვეულ პირობებში სიზშირეთა ფილტრაციის მეთოდით წარმოებს. ამ გარემოებას ხელს უწყობს სიმძიმის ძალის აჩქარების ველის და მოძრაობის აჩქარების ველის ცვალებადობათა სხვადასხვა ხასიათი: შედარებით მაღალი სიზშირით იცვლება მოძრაობის აჩქარების ველი და დაბალი სიზშირით სიმძიმის ძალის აჩქარების ველი. ამ სიზშირეთა შორის განსხვავება მკვეთრია ტრანსპორტის მოძრაობის მცირე სიჩქარის დროს (მაგ. გემზე); თვითმფრინავზე სიმძიმის ძალის გაზომვის შემთხვევაში კი მისი მოძრაობის დიდი სიჩქარისა და ფრენის დონის ცვლილების გამო ფილტრაციის მეთოდი ნაკლებ ეფექტურია. თუ არ გვეცოდინება მაღალი სიზუსტით თვითმფრინავის მოძრაობის ტრაექტორია და სხვა მახასიათებელი. უნდა აღინიშნოს, რომ ამ ელემენტების გასაზღვრის თანამედროვე სიზუსტე ჯერ არ აკმაყოფილებს მოთხოვნილებას.

თვითმფრინავზე დაკვირვების დროს სხვა სირთულეებიც წამოიჭრება: თვითმფრინავის ვიბრაციით გამოწვეულ აჩქარებები, გაზომილი მიდეგების დაკავშირება დედამიწასთან, გრავიმეტრების ყოფაცქევა სიმაღლის ცვლილების შემთხვევაში. ეტრეშის და ბრიაუნის შესწორებების გამოთვლა და ა.შ.

საპაფრო გრავიმეტრის აპარატურისა და დაკვირვების მეთოდის დამუშავებას მნიშვნელოვარი ყურადღება ექცეოდა სსრკ ბეცნიერებათა აკადემიის დედამიწის ფიზიკის ინსტიტუტისა და სსრკ გეოლოგიის სამინისტროს ძიების გეოფიზიკური მეთოდების სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტის მიერ. ამ ექსპერიმენტებს საფუძვლად უძევს საზღვაო გრავიმეტრები, რომელოც კვარცის

დრეკადი სისტემების დიდი დაცხრომა ახასიათებთ: ყველა საპაერო გრავიმეტრი თერმოსტატირებულია.

დაკვირვების მასალების გასაშუალება წარმოებს ერთეული ან ათეული წუთის შუალედებისათვის. მიღებული შედეგების თანახმად სიმძიმის ძალის აჩქარების გაზომვის სიზუსტე 3000-5000 მეტრის სიმაღლეზე 5-10 მილიგალს შეადგენს.

ამერიკის შეერთებულ შტატებში საპაერო დაკვირვებებისათვის გამოიყენება ლაკოსტა-რომბერგის 5-9 ტიპის გრავიმეტრი კარდანის საკიდზე, რომელსაც გრძელპერიოდული საკანებიც გააჩნია ბროუნის შესწორების გამოსათვლელად. უკანასკნელ დროს გამოირკვა, რომ უკეთესი შედეგების მიღება შეიძლება, როცა გრავიმეტრი მოთავსებულია გიროსტაბილიზატორზე.

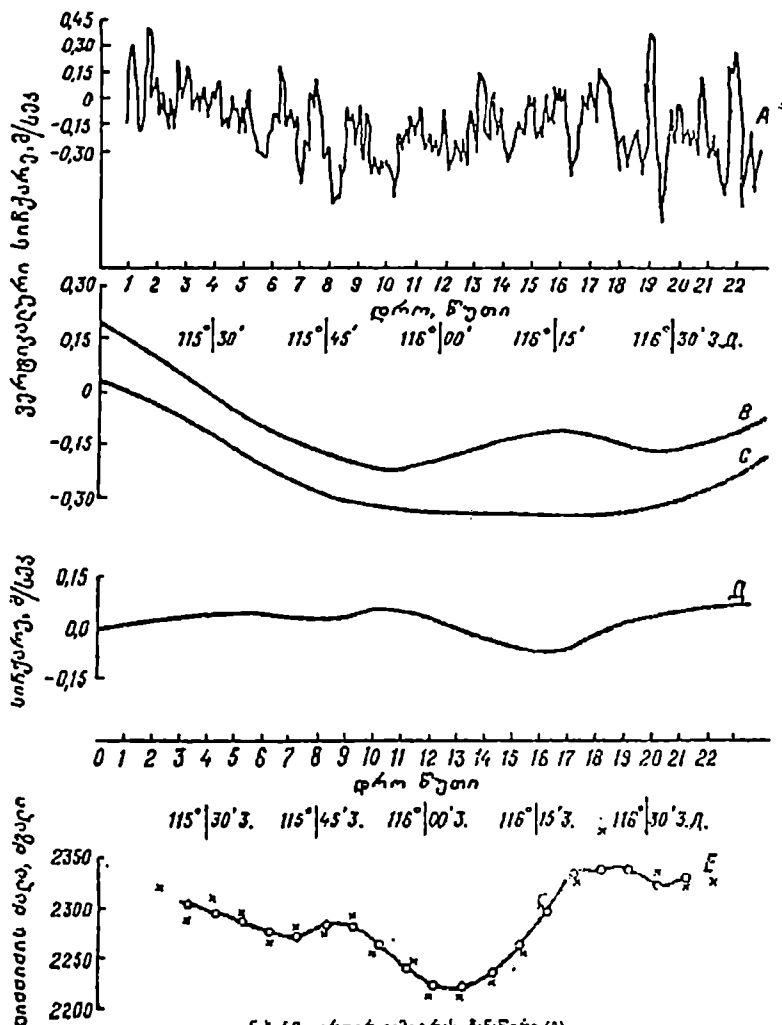
გრავიმეტრიულ დაკვირვებათა მეთოდითაა პაეში ევრდნობა ნიშნაცვლად შემამფოთებელ აჩქარებათა ურთიერთკომპენსაციის შესაძლებლობას. ამ მეთოდით ინერციულ და გრავიტაციულ აჩქარებათა განცალკევება გვაძლევს სიმძიმის ძალის აჩქარების მხოლოდ გასაშუალებელ მნიშვნელობას დროის $t_2 - t_1$ შუალედისათვის.

რისთვისაც საჭიროა ვიცოდეთ თვითმფრინავის მოძრაობის ვერტიკალური სიჩქარეები Z_1 და Z_2 შესაბამისად t_1 და t_2 მომენტებში.

პაერში დაკვირვების პუნქტის ჰორიზონტული კოორდინატების, თვითმფრინავის კურსის და მისი სიჩქარის გამოთვლისათვის გამოიყენება აეროფოტოთეოდოლიტი და დოპლერის აერონავიგაციური სისტემა, ხოლო თვითმფრინავის სიმაღლისა და ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრისათვის - ჰიფსოთერმომეტრი და რადიოსიმაღლისმზომი, უწყვეტად წარმოებს რეგისტრაცია გრავიმეტრის ჩვენებისა, რომელიც მიკრომეტრული საკომპენსაციო მოწყობილობიდან მიიღება. ეს მონაცემები სპეციალური გამოშვებული მოწყობილობის დახმარებით გასაშუალებდა 1-3 წუთის შუალედში, რათა გამოირიცხოს მაღალი სიზშირის მოძრაობათა აჩქარებით გამოწვეული სიმძიმის ძალის ცვლილება.

ნახ. 56-ზე წარმოდგენილია გრავიმეტრის ჩანაწერი თვითმფრინავზე: მრუდი A - ხელსაწყოს ჩანაწერი ფილტრაციამდე, მრუდი B - დინამიკური შესწორების ინტეგრალია ფილტრაციის შემდეგ, მრუდი C - მიკრომეტრული ზამბარის დაძაბულობის ინტეგრალია, D - დინამიკური შესწორებისა და ზამბარის დაძაბულობის ინტეგრალთა ჯამია, E - სიმძიმის ძალის ფარდობითი ცვლილება მარშრუტის გასწვრივ. მრუდი E გასაშუალებულია სამწუთიან ინტეგრალში: ერთწუთიან ინტეგრალში გასაშუალებული შედეგები მოცემულია ნახაზზე ჯერების სახით. ამ გაზომვების სიზუსტე 6 მილიგალს შეადგენს.

სიმძიმის ძალის დაკვირვებული მრუდი არ შეიცავს ლოკალურ ანომალიებს, რადგან რამდენიმე კილომეტრის სიმაღლეზე ისინი



ნაზ. ნმ. აეროგრაფიკის ჩანაწერი (A)

და სიმძიმის ძალის თეორიული-მნიშვნელობის ვარიაცია (E).

განიტლიან დაცხრომას და ამავე დროს დაკვირვების შედეგები გასაშუალებულია. მიუხედავად ამისა, გაზომვის ამ მეთოდს აქვს

მნიშვნელობა დედამიწის რეგიონალური გრავიტაციული ველის შესწავლისათვის, რაც გამოიყენება გეოიდის ფორმის, დედამიწის ქერქისა და მანტიის არაერთგვაროვნების დასადგენად.

§9. სიმაღლისმოზომი ბრავიშეპტრი

სიმძიმის ძალის ანომალიის გამოთვლისათვის აუცილებელია ვიცოდეთ დაკვირვების პუნქტის სიმაღლე ზღვის დონიდან. იმისდა მიხედვით, აგეგმვა ზოგადია თუ დეტალური, პუნქტის სიმაღლე სხვადასხვა ხერხით განისაზღვრება.

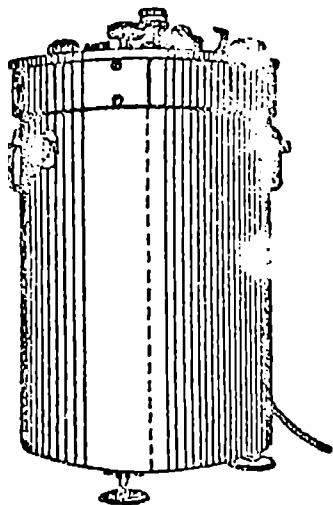
ზოგადი აგეგმვის დროს გეოდეზიურ-ტოპოგრაფიული სამუშაოები, როგორც წესი, არ ტარდება და მაქსიმალურად გამოიყენება სიმაღლის არსებული მონაცემები.

სხვა მდგომარეობაა დეტალური გრავიმეტრიული აგეგმვის დროს. აქ საჭიროა ვიცოდეთ სიმაღლე ერთმანეთთან ახლოს განლაგებული პუნქტებისათვის, ამ შემთხვევაში ეყრდნობიან უახლოეს რეპერს ან მარკას, რომლის სიმაღლეც ცნობილია, და მის მიმართ გაზომავენ სიმაღლეს რიგით პუნქტებში ნიველირების საშუალებით.

თანამდეროვე დეტალური გრავიმეტრიული აგეგმვის ტეპში და მოცულობა ძალზე დიდია, ხოლო შესაბამისი სანიველირო სამუშაოები დიდ დროსა და ხარჯებს მოითხოვს, რაც ხელსაყრელი არ არის. ამიტომ მიღებულ იქნა ზომები სწრაფმოქმედი სიმაღლისმოზომი ხელსაწყოების შესაქმნელად. ამ მიზნით გამოყენებულ იქნა ის ფაქტი, რომ თუ გრავიმეტრის მგრძნობიარე სისტემა - მოძრავი ბერკეტი არაა მოთავსებული ვაკუუმში, მაშინ იგი, გარდა სიმძიმის ძალისა, განიცდის ბარომეტრული წნევის ცვალებადობის გავლენასაც; ამგვარად, თუ ერთად მოვათავსებთ ორ მგრძნობიარე სისტემას, რომელთაგან ერთი დაცულია ბარომეტრული ეფექტისაგან, ხოლო მეორეში ეს ეფექტი, მაქსიმალურად გამოვლინდება, მაშინ ასეთი ხელსაწყოზე ერთდროული დაკვირვება როგორც საყრდენ პუნქტში (სადაც ცნობილია სიმძიმის ძალა და სიმაღლეც), ისე რიგით პუნქტებში (სადაც საჭიროა განისაზღვროს სიმძიმის ძალისა და სიმაღლის ნაზრდები საყრდენი პუნქტის მიმართ) საშუალებას მოგვცემს გაეზომოთ ატმოსფეროს წნევის ფარდობითი ცვალებადობა. ამ მონაცემების საფუძველზე გამოიანგარიშება რიგითი პუნქტების სიმაღლე საყრდენ პუნქტთან შედარებით.

ეს იდეა 1944 წელს გამოაქმულ იქნა ვ.ფედინსკის მიერ; იგი განხორციელებულია ГКА გრავიმეტრის საფუძველზე შექმნილ

ხელსაწყოში, რომელსაც სიმაღლისმზომი გრაფიკური ეწოდება. მასში მოთავსებულია ორი ისეთი მგრძნობიარე სისტემა, როგორიც FKA გრაფიკურშია. ასათგან ერთს აქვს ბარომეტრული კომპენსატორი, მეორეს კი არა. ერთი სისტემა მეორის თავზეა მოთავსებული და ისე, რომ მათი ბერკეტები ერთმანეთთან სწორ კუთხეს ადგენენ, რაც აადვილებს ხელსაწყოს ნიველირებას.



ნახ. 67. სიმაღლის მზომი
გრაფიკურის საერთო ხედი

სიმაღლისმზომი გრაფიკურით ამთვლედი სისტემა იგივეა, როგორიც ჩვეულებრივი გრაფიკურისა. დაკვირვება ორივე სისტემაზე ერთი მიკრომეტრული ზრახნით წარმოებს, მხოლოდ რიგრიგობით. ორივე სისტემა თერმოსტატიზებულია ჩვეულებრივი წესით. ეს ხელსაწყოც იმავე ზომისა და წონისაა, როგორიც FKA გრაფიკური; მისი გარე ხედი წარმოდგენილია ნახ. 57-ზე.

სიმაღლისმზომი გრაფიკურით სიმძიმის ძალა გაიზომება იმავე

სიზუსტით, როგორც FKA გრაფიკურით, ხოლო სიმაღლის გაზომვის სიზუსტე ისეთივეა, როგორც ბარომეტრული ნიველირების დროს.

§10. ბრავინმეტრების მომზადება ლაპვირვებისათვის

გრაფიკურებს, ისე როგორც ყველა ხელსაწყოს, ახასიათებს შემთხვევითი და სისტემატური ცდომილება. შემთხვევით ცდომილებათა რიცხვს ეკუთვნის შეცდომები, რომლებიც გამოწვეულია ამთვლედი ინდექსების არასწორი ურთიერთმომართებით, მიკროსკოპების გავლენით, მგრძნობიარე სისტემაზე წარმოშობილი ელექტრომუხტებისა და მაგნიტური ველის გავლენით. თარაზის არაზუსტი დაყენებით, ტემპერატურის ათვლის შეცდომით, დახრის მიმართ მგრძნობიარობის მინიმუმზე გრაფიკურის არაზუსტი დაყენებით და სხვა. ცდომილების თითქმის ყველა ეს მიზეზი შედარებით ადვილად გამოირიცხება მოცემულ პუნქტზე დგომის დროს განმეორებითი ანათვლების აღებით ან მარშრუტის პუნქტებზე განმეორებითი დაკვირვებებით.

ბის ჩატარების გზით, საიდანაც შემდეგ საშუალო გამოიყვანება.

სისტემატურ ცდომილებათა რიცხვს მიეკუთვნება შეცდომები, რომლებიც დაშვებულია: საყრდენ პუნქტზე მიბმის დროს, გრავიმეტრების ეტალონირებაში, ასათვლელო სკალის არაწრფივობით და სხვა. ზოგი სისტემატური ცდომილება ინსტრუმენტული ხასიათისაა და მოითხოვს ზელსაწყოს გამოკვლევას, რომელიც, როგორც წესი, საველე დაკვირვების დაწყებამდე უნდა ჩატარდეს ლაბორატორიულ პირობებში.

მცირე გადაადგილების ინდიკაციისათვის ზელსაწყობის უმრავლესობას მოეპოვება ოპტიკური სისტემა. ეს გადაადგილებები ხშირად ბრუნვითი ხასიათისაა და მათი გაზომვა ათვლის ნულოვანი მეთოდით წარმოებს. სხვადასხვა სისტემების გრავიმეტრების იუსტირებისა და ეტალონირების მეთოდები ძირითადად ერთნაირია. გავეცნოთ მათ.

§10.1. ზარბეზმეტრის ღებენება ღახრის მიმართ მგრძნობიარობის მინიმუმზე

ეს ოპერაცია იმაში მდგომარეობს, რომ საქანის სიმძიმის ცენტრსა და ბრუნვის ღერძზე გამაღალი პორიზონტული სიბრტყე შეუთავსდეს თარაზოების ნულოვან მდებარეობას. ეს მდებარეობა შეესაბამება სიმძიმის ძალის მომენტის მაქსიმუმს. ამ მომენტის ცვლილებასა და ღახრის მცირე კუთხეს შორის არსებობს მიახლოებითი პარაბოლური დამოკიდებულება. რომელიც საფუძვლად უძევს ღახრის მიმართ ზელსაწყოს მგრძნობიარობის მინიმუმის მოძებნას და თარაზოების რეგულირებას.

ღახრის მიმართ თარაზოების მგრძნობიარობის მინიმუმზე დასაყენებლად გრავიმეტრს ათავსებენ პოსტამენტზე, ასწორებენ თარაზოებს და ამთვლელო მოწყობილობის (მაგ. ჟიკრობახანის) მეშვეობით შეათავსებენ საქანის ინდექსს ოკულარული სკალის ნულოვან შტრისთან. ტოვებენ რა განივ თარაზოს ნულოვან მდგომარეობაში, გრავიმეტრს ღახრიან გრძივი თარაზოს ერთი დანაყოფით ნებისმიერი მიმართულებით. თუ ამის გამო საქანის ინდექსი გადაიხრება იმ მიმართულებით, რომელიც შეესაბამება სიმძიმის ძალის შემცირებას, მაშინ ეს ნიშნავს, რომ საქანი გადახრილია პორიზონტალური სიბრტყიდან. ამის შემდეგ გრძივ თარაზოს ერთი დანაყოფით ღახრიან საწინააღმდეგო მიმართულებით. თუ ამ შემთხვევაშიც ინდექსი ისევ სიმძიმის ძალის შემცირებას უჩვენებს, დაახლოებით იმავე სიდიდით, ეს იმას ნიშნავს, რომ გრძივი თარაზო სწორადაა დაყენებული. მაგრამ თუ ერთ-ერთი ღახრის დროს

საქანის ინდექსი სიმძიმის ძალის გაზრდაზე მიუთითებს, მაშინ ეს ნიშნავს, რომ ბერკეტი უახლოვდება ჰორიზონტულ სიბრტყეს და იგი მიჰყავთ ნულოვან შტრიხზე ამთვლელი მოწყობილობის დახმარებით. შემდეგ გრავიმეტრის დახრიან სიმძიმის ძალის გაზრდის მიმართულებით და საქანის ინდექსს ისევ მიიყვანენ ნულოვან შტრიხზე. ამ პროცესს აგრძელებენ მანამ, ვიდრე ინდექსი არ დაიწყებს გადახრას სიმძიმის ძალის შემცირებისაკენ, ამ მდგომარეობაში თარაზობის ბუშტებს საშალის საშუალებით დააყენებენ ნულოვან მდგომარეობაში და ზემოთ აღწერილ პროცესს გაიმეორებენ გრძივი თარაზის სწორად დაყენების შემოწმების მიზნით; ანალოგიურად იქცევიან განივი თარაზის მიმართაც.

§10.2. მგრძნობიარობის რეგულირება

გრავიმეტრის მგრძნობიარობა ეწოდება ოკულარულ სკალაზე საქანის ინდექსის გადაადგილების სიდიდის შეფარდებას სიმძიმის ძალის ცვლილების სიდიდესთან. არ არის ხელსაყრელი ხელსაწყოს როგორც დაბალი, ისე მაღალი მგრძნობიარობა, ოპტიმალური მგრძნობიარობაა ის, რომელიც უზრუნველყოფს საქანის მდებარეობის მდგრადობას ოკულარული სკალის ფარგლებში. არაასტაზირებულ გრავიმეტრებში მგრძნობიარობა თითქმის არ იცვლება, ასტაზირებულში კი იცვლება სხვადასხვა მიზეზით და ამიტომ ზშირად მოითხოვს რეგულირებას.

ხელსაწყოს მგრძნობიარობის განსაზღვრა წარმოებს მის შემდეგ, როდესაც თარაზები დაყენებულია დახრის მიმართ მგრძნობიარობის მინიმუმზე.

§10.3. ტემპერატურის სარეაქციო მრუდის ბანსაზღვრა

თუ გრავიმეტრის დრეკადი სისტემა სითხეში ან დიუარის ჭურჭელშია მოთავსებული, მაშინ გარემოს ტემპერატურის გავლენა ნაწილობრივია. ეს ნარჩენი გავლენა მცირეა და ამიტომ შეიძლება მიახლოებით კვადრატული დამოკიდებულებით გამოისახოს

$$\delta g = K(t - t_0)^2, \quad (IV.6)$$

სადაც δg ტემპერატურის გავლენით გამოწვეული სიმძიმის ძალის

ცვლილება; t ტემპერატურის მნიშვნელობაა მოცემულ მომენტში. t_0 კი t -ს ის მნიშვნელობაა, როლის დროსაც $\Delta\epsilon=0$, ე.ი. შეესაბამება პარაბოლის წვეროს ($t=t_0$); K ტემპერატურული კოეფიციენტი.

(IV.6) დამოკიდებულება სამართლიანია იმ შემთხვევაში თუ გარემოს ტემპერატურა ნელა იცვლება. ამიტომ ტემპერატურის სარედუქციო მრუდის განსაზღვრა თერმოკამერაში ტემპერატურის ნელი ცვლის პირობებში უნდა მოხდეს.

ტემპერატურული სარედუქციო მრუდის ან, რაც იგივეა, ტემპერატურული კოეფიციენტის განსაზღვრის რამდენიმე ხერხი არსებობს:

ა) პირდაპირი და შებრუნებული სვლის მეთოდი. გრავიმეტრის ტემპერატურული კოეფიციენტის განსაზღვრის მიზნით ხელსაწყოს ათავსებენ თერმოკამერაში, სადაც შესაძლებელია ტემპერატურის ცვლა საჭირო სიჩქარით მოცემულ t_2 - t_1 შუალედში. ჭერ ათბობენ გრავიმეტრს t_2 გრადუსამდე და შემდეგ იმავე ტემპით აცივებენ t_1 გრადუსამდე. ამავე დროს, ვთქვათ, ყოველ საათში აწარმოებენ გრავიმეტრის და თერმომეტრის შესაბამის ჩვენებათა ათვლას, როგორც ტემპერატურის ზრდის, ისე შემცირების პირობებში. ამ მასალის სათანადო დამუშავების შემდეგ აგებენ მრუდს, რომელთაგან ერთი შეესაბამება გათბობას, ხოლო მეორე გაცივებას. აღმოჩნდება, რომ ისინი ემთხვევიან ერთმანეთს მხოლოდ საწყის მომენტში ($t=t_1$) და შემდეგ თანდათან შორდებიან. გამოდის, რომ დრეკადი სისტემა ერთნაირად არ უპასუხებს გათბობასა და გაცივებას. მათ შორის განსხვავება მით მეტი იქნება, რაც მეტია ტემპერატურული გრადიენტი. სარედუქციო მრუდი აიგება, როგორც ამ ორი მრუდის საშუალო, რადგან ფიქრობენ, რომ ასეთი მრუდი უფრო ახლოსაა ჭეშმარიტებასთან (ნახ. 58).

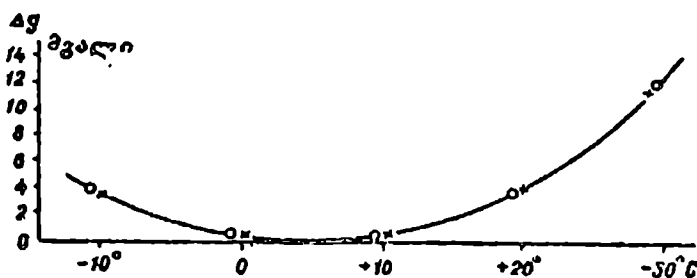
ბ) სინუსოიდის მეთოდი. გამოიყენება ტემპერატურული კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის სავსე პირობებში. სადაც გრავიმეტრს ათავსებენ დახურულ კარავში, რომელიც დღისით თბება ხის სხივებით და ღამით ცივდება. ამ პირობებში აწარმოებენ გრავიმეტრის და თერმომეტრის ჩვენებათა ათვლას დროის გარკვეულ შუალედში და მიღებული მასალის დამუშავების შემდეგ აგებენ სარედუქციო ტემპერატურულ მრუდს. ეს მეთოდი ზემოთ აღწერილს ემსგავსება.

გ) ორმაგი მარყუჟის მეთოდი. ვთქვათ, საჭიროა ტემპერატურული კოეფიციენტის განსაზღვრა t_2 - t_1 ტემპერატურულ შუალედში;

ამისათვის, გრაფიკტრს ათავსებენ თერმოკამერაში, სადაც შესაძ-
ლებელია ტემპერატურის ცემა გარკვეული გრადიენტით $\frac{\Delta t}{\Delta x}$ დაკვირ-
ვებას აწარმოებენ ტოლი შუალედისათვის $\Delta x = \frac{1}{n}$ შემდეგი
თანმიმდევრობით: $t_0 \rightarrow t_1 \rightarrow t_2$; $t_1 \rightarrow t_2 \rightarrow t_3$; $t_2 \rightarrow t_3 \rightarrow t_4$ და ა.შ.

ტემპერატურის თითოეულ დონეზე ტემპერატურა უცვლელია და დრეკად
სისტემასაც ათვისებული აქვს გარემოს ტემპერატურა. შედარება
გვიჩვენებს, რომ ეს მეთოდი უკეთეს შედეგს იძლევა.

არათერმოსტატიზებული გრაფიკტრებში (მაგალითად, ნორგარდის)
ტემპერატურული გავლენის გამოთვლა სათანადო ემპირიული მრუდის,
ე.წ. სარედუქციო მრუდის, საშუალებით წარმოებს (ნახ. 58). ეს



ნახ. 58. ტემპერატურის სარედუქციო მრუდი.

მრუდი ჩვეულებრივად კვადრატული ფუნქციით გამოისახება, რომლის
ზოგადი სახე ასეთია

$$\Delta g = K_1(t - t_0) + K_2(t - t_0)^2, \quad (IV.7)$$

სადაც K_1 და K_2 კოეფიციენტებია; t ხელსაწყოთა ზეთის ტემპერა-
ტურაა, რომელშიაც კვარცის სისტემა მოთავსებული; t_0 სრული
კომპენსაციის ტემპერატურაა. ნახ. 58 ჩანს, რომ სრულ კომპენსა-
ციას პრაქტიკულად ადგილი აქვს ტემპერატურის იმ მნიშვნელობი-
სათვის, როცა $\Delta g_0 = 0$.

§10.4. ატმოსფერული წნევის ცვლილების გავლენა

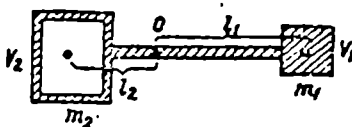
ატმოსფერული წნევა გრავიმეტრის დრეკად სისტემაზე აწარმოებს ზემოქმედებას ძალით, რომელსაც აეროსტატიკური ამოზღვრები ძალა ეწოდება. არქიმედეს კანონის თანახმად იგი გამოდევნილი ჰაერის წონას უდრის, მიმართულია ზევით და, ამგვარად, გარემომცველი ჰაერის სიმკვრივის გაზრდის შემთხვევაში იწვევს სიმძიმის ძალის შემცირებას.

აეროსტატიკური ეფექტის გამორიცხვა უფრო ადვილია, ვიდრე მისი გამოთვლა დაკვირვების ყოველი მომენტისათვის. ამ მიზნით გრავიმეტრის დრეკად სისტემას ათავსებენ სითხეში ან ვაკუუმში, ან კიდევ უკეთებენ მას ბარომეტრულ კომპენსატორს. ბარომეტრული კომპენსაცია იმაში მდგომარეობს, რომ სისტემის მოცულობითი მომენტი არ უნდა არსებობდეს, რაც კარგად ხორციელდება ისეთ გრავიმეტრებში, რომლებშიაც ტვირთი, და მაშასადამე ბერკეტიც, მობრუნებით მოძრაობას აწარმოებს. ბარომეტრული კომპენსატორი წარმოადგენს ორ ბალონს (ერთი მათგანი მასიურია), რომლებიც მოთავსებულია სისტემის ბრუნვის ღერძის ორივე მხარეზე (ნახ. 59). ისინი ისეა შერჩეული, რომ მათი მოცულობითი მომენტები ტოლია, ე.ი. $V_1 l_1 = V_2 l_2$, ხოლო მასების მომენტები კი

მკვეთრადაა განსხვავებული ერთმანეთისაგან, ე.ი. $m_1 l_1 \gg m_2 l_2$. რადგან თითოეულ

ბალონს აქვს უნარი გამოდევნოს ჰაერის თანასწორი რაოდენობის მასა, ამიტომ სისტემაზე მოქმედ აეროსტატიკურ ძალთა მომენტების ჯამიც ნულის ტოლი

იქნება. ე.ი.



ნახ. 59. ბაროკომპენსატორის სქემა

$$M_s = \sigma g \int l_i V_i = 0,$$

სადაც σ ჰაერის სიმკვრივეა.

თუ ხელსაწყოში ბარომეტრული კომპენსატორი არ არის, მაშინ საჭიროა განსაზღვრულ იქნეს გრავიმეტრის ბარომეტრული კოეფიციენტი γ_1 , რისთვისაც სპეციალურ ბაროკამერაში აწარმოებენ დაკვირვებებს სხვადასხვა წნევის პირობებში. ამ შემთხვევაში

γ_1 - ის გამოსათვლელი ფორმულა ასეთია

$$\gamma_1 = C \frac{m - m_0}{P - P_0}$$

სადაც $P - P_0$ პაერის წნევის სხვაობაა მოცემულ შუალებში; $m - m_0$ მიკრომეტრზე შესაბამის ანათვალთა სხვაობაა; C მიკრომეტრის დანაყოფის ფასია მილიგალებში.

ბარომეტრული წნევის გავლენის შესწორება გამოითვლება ფორმულით

$$\delta g_g = \gamma_1 \frac{B - B_0}{760 \left[1 + \frac{t}{273} \right]}$$

აქ $B - B_0$ პაერის წნევის სხვაობაა ანეროიდსა და ნორმალური ბარომეტრის ჩვენებათა შორის; t ხელსაწყოს შიგა ტემპერატურაა.

§10.5. ბრავიშმეტრის ეტალონირება

ფორმულაში

$$\Delta g = C(n_1 - n_0) \quad (IV.7)$$

კოეფიციენტი C ამთვლეი სისტემის დანაყოფის ფასია, რომლის განსაზღვრას გრავიმეტრის ეტალონირება ეწოდება. C შეიძლება იცვლებოდეს წრფივად ან არაწრფივად სიმძიმის და ტემპერატურის ცვლილებასთან დაკავშირებით. ეს უკანასკნელი ფაქტორი, ცხადია, თერმოსტატირებულ გრავიმეტრებზე არ იმოქმედებს. C კოეფიციენტის განსაზღვრის სამი მეთოდი გამოყენებული:

ა) დაკვირვება საბაზისო პუნქტებზე. საბაზისო პუნქტების შექმნა ძირითადად წარმოებს მაღალი კლასის საქანიანი აპარატებით, რომელთაც ეტალონირება არ ესაჭიროება და არც ნულპუნქტის ცვლილება ახასიათებთ. ეს პუნქტები განლაგებულია სიმძიმის ძალის უდიდესი ცვალებადობის მიმართულებაზე მერიდიანულ ზონაში ან მაღალი რელიეფის დაქანებაზე. ასეთი საეტალონო საბაზისო საქართველოში და საზღვარგარეთ შექმნილია საკმაო რაოდენობით. ფართო დიაპაზონის გრავიმეტრებისათვის გრძელი საბაზისო ხაზებია (მაგ., თბილისი-როსტოვი-ხარკოვი-მოსკოვი-ლენინგრადი-მურმანსკი), ხოლო მცირე დიაპაზონის გრავიმეტრებისათვის (100-120 მგალის ცვლილების ფარგლებში) ადგილობრივი საეტალონო ხაზებია.

საბაზისო ხაზის პუნქტებს შორის Δg დიდი სიზუსტით უნდა იყოს ცნობილი. ასეთ პუნქტებში აწარმოებენ დაკვირვებას იმ გრავიმეტრებით, რომელთა ეტალონირებაა საჭირო და განსაზღვრავენ $n_1 - n_0$ სხვაობებს. C -ს ზუსტი მნიშვნელობის მისაღებად ამ დაკვირვებებს გაიმეორებენ რამდენჯერმე, რასაკვირველია, ხელსაყრელ მეტეოროლოგიურ პირობებში. ეს არის ყველაზე მარტივი და ზუსტი მეთოდი, რომელიც გვაძლევს წარმოდგენას იმაზე, თუ რამდენადაა C -ს მნიშვნელობა დამოკიდებული Δg -ს დიაპაზონზე. რასაკვირველია, მაღალი კლასის გრავიმეტრებისათვის C მუდმივი უნდა იყოს.

ბ) დახრის მეთოდი. ამ მეთოდის უპირატესობა იმაშია, რომ გრავიმეტრის დანაყოფის ფასის განსაზღვრა შეიძლება ლაბორატორიაში. მართლაც, ვთქვათ, გრავიმეტრის საქანის ბრუნვის ღერძი პორიზონტულ სიბრტყეშია და ამ პირობებში სიმძიმის ძალა არის g . მაშინ, ბრუნვის ღერძის β კუთხით დახრის შემთხვევაში, რაც ხდება სპეციალური მოწყობილობის დახმარებით, სიმძიმის ძალა ტოლი იქნება $g_1 = g \cos \beta$. ამგვარად, სიმძიმის ძალის მოჩვენებითი შემცირება იქნება

$$\Delta g = g - g_1 = g(1 - \cos \beta) = 2g \sin^2 \frac{\beta}{2}$$

ან მცირე დიაპაზონიანი გრავიმეტრებისათვის საკმარისი სიზუსტით

$$\Delta g \approx \frac{g}{2} \beta^2. \quad (IV.8)$$

ფართო დიაპაზონიანი გრავიმეტრებისათვის საჭიროა გაშლის მეორე წევრიც $\frac{\beta^4}{24}$ შევინარჩუნოთ ამ ფორმულაში.

ხელსაწყოებში, სადაც გამოყენებულია ათვლის ნულოვანი მეთოდი, არ აქვს მნიშვნელობა რომელ სიბრტყეში დახრიან მას. β კუთხის გაზომვისათვის გამოიყენება ე.წ. ვეზამენატორი, რომელიც წარმოადგენს სამ ამწვე, ხრახნზე დაყრდნობილ მასიურ ფილას. ფილა მობრუნდება ორ ხრახნზე გამავალი პორიზონტული ღერძის ირგვლივ, თუ მესამე ხრახნს მოვაბრუნებთ რომელიმე მიმართულებით. β კუთხე გაიზომება მესამე ხრახნის ბრუნთა რიცხვით.

ამგვარად, (IV.7) ფორმულიდან გვაქვს:

$$C = \frac{\Delta g}{n_1 - n_0} \approx \frac{g \beta^2}{2(n_1 - n_0)}$$

ამ გამოთქმიდან C -ს გამოითვლიან β სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. ცხადია, რომ β ს მეტ მნიშვნელობას შეესაბამება

სიმძიმის ძალის ნაზრდის მეტი მნიშვნელობა.

გ) დამატებითი ტვირთების მეთოდი. ეტალონიზების მიზნით G_s-11 და G_s-12 გრავიმეტრებში ბერკეტის ტვირთის მასას ზრდიან დამატებითი ტვირთით, რომელიც აგრეთვე დიაპაზონის შეცვლის მიზნითაც გამოიყენება. მეთოდის იდეა იმაშია, რომ რადგან მიზიდულობის ძალა უდრის მასა გამრავლებული აჩქარებაზე. ერთსა და იმავე ეფექტს შეიძლება მივაღწიოთ როგორც მასის შეცვლით, ისე აჩქარების შეცვლით. ეს ფრიად მარტივი და მოხერხებული მეთოდია, მაგრამ მხოლოდ ხსენებული გრავიმეტრებისათვის გამოიყენება.

§10.0. მაგნიტური ველის გავლენა

ლითონის ზამბარიანი გრავიმეტრები დამზადებულია ელინვარი-საგან, რომელსაც სუსტი მაგნიტური თვისება გააჩნია. მიუხედავად ამისა, ხელსაწყოს მაგნიტური ეფექტის შესწავლა მაინც აუცილებელია, განსაკუთრებით იმ შემთხვევაში, როდესაც სამუშაო რეგიონი ხასიათდება მაღალი მაგნიტური ველით.

ხელსაწყოს საზომი სისტემის მაგნიტური ეფექტის შესწავლისათვის მას ათავსებენ ჰელმჰოლცის კოკებს შორის და ხელსაწყოზე ანათვალს იღებენ ველის სხვადასხვა დაძაბულობის პირობებში.

ჰელმჰოლცის კოკების მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი გამოითვლება ფორმულით:

$$H=0,9\frac{Jn}{R},$$

სადაც H მაგნიტური ველის დაძაბულობაა ერსტედებში; J კოკებში გატარებული დენის ძალაა ამპერებში; R კოკების რადიუსია სანტიმეტრებში და n ხეიათა რიცხვია კოკებში.

მაგნიტური ველის გავლენა გრავიმეტრის ჩვენებაზე გამოითვლება ფორმულით:

$$\delta g_M = aZ + bH \cos A_M,$$

სადაც Z და H გეომაგნიტური ველის დაძაბულობის ვერტიკალური და ჰორიზონტული მდგენელებია შესაბამისად; A_M ხელსაწყოს მაგნიტური აზიმუტია, რომელიც აითვლება მერიდიანის სიბრტყიდან, როცა მას ემთხვევა წრიული ზამბარის სიბრტყე და CE ბერკეტის ტვირთი მიმართულია სამხრეთისაკენ; a და b გრავიმეტრის ვერტიკალური და ჰორიზონტული მაგნიტური კოეფიციენტებია სათანადოდ, რომლებიც შემდგენიარად გამოისახებიან

$$a = \frac{S_b - S_0}{H_b} \quad \text{და} \quad b = \frac{S_r - S_0}{H_r}$$

აქ S_b ანათვალთა მიკრომეტრზე, როცა მაგნიტური ველის ჰორიზონტული დაძაბულობათა H_b ; S_0 ანათვალთა მიკრომეტრზე, როცა კოქებში დენი არ არის; S_r ანათვალთა მიკრომეტრზე, როცა ველის ვერტიკალური დაძაბულობათა H_r .

ბგ_მ შესწორება შეაქვთ იმ რაიონებში, სადაც ველი განსაკუთრებით ანომალურია; საზოგადოდ კი, გეომაგნიტური ველის გავლენა ყველა პუნქტზე თითქმის ერთი და იმავე რიგისათ.

მაგნიტური ველის გავლენის შესამცირებლად თერმოსტატის ერთ-ერთი გარსი დამზადებულია განსაკუთრებული შენადნობისაგან - ჰერმალისაგან, რომელსაც ძალიან დიდი მაგნიტური შეღწევადობა ახასიათებს.

§11. ბრავიშეიტრიული აგეგმვის მეთოდთკა

დასმული ამოცანის შესაბამისად გრავიშეიტრიული აგეგმვა შეიძლება იყოს რეგიონალური და დეტალური.

რეგიონალური აგეგმვა ჩვეულებრივად დიდ ფართს მოიცავს; აქ ერთი გრავიშეიტრიული პუნქტი მოდის რამდენიმე ათეულ და ასეულ კვადრატულ კილომეტრზე. ასეთი სიზშირე პუნქტებისა უზრუნველყოფს შესასწავლი ტერიტორიის გრავიტაციული ველის საერთო სურათის გამოვლინებას, რასაც მნიშვნელობა აქვს, ძირითადად, გეოიდის განსაზღვრისათვის, დედამიწის ქერქის აგებულების გარკვევისათვის და ზოგადი გეოტექტონიკური დარაიონებისათვის.

დეტალური აგეგმვა პრაქტიკული ხასიათის კონკრეტული ამოცანის გადაწყვეტის მიზნით წარმოებს; ამიტომ პუნქტებს შორის ბანძილი ათეული ან ასეული მეტრებით განისაზღვრება, რათა სრულყოფილად გამოვლინდეს მცირე გავრცელების ანომალიები, რომლებიც მცირე ზომის საძიებო ობიექტების მიერაა გამოწვეული.

რეგიონალური და დეტალური აგეგმვა შეიძლება იყოს როგორც პროფილური (მარშრუტული), ისე ფართითი. პირველ მათგანს მიმართავენ, ჩვეულებრივად, რეკონოსტირების მიზნით. აგეგმვის ძირითად ფორმას ფართითი აგეგმვა წარმოადგენს. პუნქტების რიცხვი ერთეულ ფართზე იმის მიხედვით განისაზღვრება, თუ როგორი სიზუსტით ან მასშტაბში უნდა შედგეს სიმძიმის ძალის ანომა-

ლიის განაწილების რუკა. თავისთავად ცხადია, რომ დეტალური აგეგმვა მოითხოვს მეტი სიზუსტით წარმოებდეს სიმძიმის ძალის ნაზრდის გაზომვა, პუნქტის სიმაღლისა და კოორდინატების განსაზღვრა და სარედუქციო შესწორებათა გამოთვლა. რეგიონალური აგეგმვის დროს ამ ელემენტების განსაზღვრის სიზუსტე შეიძლება ნაკლები იყოს.)

დეტალური და რეგიონალური აგეგმვა სათანადოდ შექმნილ საყრდენი პუნქტების ქსელს ეყრდნობა. ამ პუნქტებში სიმძიმის ძალა უნდა იქნეს განსაზღვრული მრავალი გზის დაკვირვებით და უფრო ზუსტად, ვიდრე რიგით პუნქტებში. ადგილი წარმოსადგენია, რომ საყრდენ პუნქტებს შორის მანძილი დეტალური აგეგმვის დროს ბევრად უფრო ნაკლები უნდა იყოს (5-30 კმ), ვიდრე ზოგადი აგეგმვის დროს (100-150 კმ). საყრდენი ქსელის შექმნისათვის სასურველია გამოყენებულ იქნეს ისეთი სახის ტრანსპორტი (თვითმფრინავი, ვერტმფრენი, ავტომანქანა), რომელიც ადგილმდებარეობისა და ამინდის მიუხედავად უზრუნველყოფს ხელსაწყოთა სწრაფად გადატანას პუნქტიდან პუნქტში.

ადგილობრივი საყრდენი პუნქტები იკმნება ასაგეგმავ რაიონში და მიეხმება სახელმწიფო საყრდენი პუნქტების ქსელს. ეს ქსელი თავის მხრივ დაკავშირებული უნდა იყოს პოტსდამის საყრდენ გრავიმეტრიულ პუნქტთან და ამგვარად ყოველ რიგით პუნქტში სიმძიმის ძალის გაზომვის შედეგები მიიღება ე.წ. საერთაშორისო სისტემაში.

სიმძიმის ძალის ნაზრდის განსაზღვრა რიგით პუნქტებში წარმოებს რომელიმე უახლოესი საყრდენი პუნქტის მიმართ ან ისეთნაირად, რომ მარშრუტი (პროფილი) კვეთდეს რამდენიმე საყრდენ პუნქტს; მარშრუტი უნდა შეიკრას გამოსავალ საყრდენ პუნქტში.

საველე სამუშაოების წინ აუცილებელია გრავიმეტრების ლაბორატორიული გამოკვლევა, როგორც ეს IV, §10-ში იყო აღნიშნული, ხოლო საველე გაზომვების დროს დაცულ უნდა იქნეს შემდეგი პირობები:

1. ხელსაწყო მუდამ უნდა იმყოფებოდეს სტაბილური ტემპერატურის პირობებში; თუ მას აქვს ელექტროთერმოსტატი, ხშირად უნდა მოწმდებოდეს მკვებავი აკუმულატორების მდგომარეობა. აკუმულატორების შეცვლა უმჯობესია მოხდეს ექსპედიციის ბაზაზე მარშრუტზე გასვლამდე და შემოწმდეს მათი ვარგისიანობა. ელექტროთერმოსტატი უნდა ჩაირთოს არა უგვიანეს 12 საათისა დაკვირვების დაწყებამდე და მისი ნორმალური მუშაობა შემოწმდეს ავტომატის მიერ ღუმელის რიტმული ჩართვა-გამორთვით. ყველა სისტემის თერმოსტატიანი გრავიმეტრი, და მათ შორის დიუარის კურკ-

ლინიც, ჰუმანობისა და შესვენების დროს არ უნდა იდგმებოდეს წზეზე ან ცივ ადგილას. მისთვის უნდა იყოს შეარჩეული გარემოს ისეთი ტემპერატურა, რომელიც უახლოვდება მზომავე სისტემაზე ტემპერატურული გავლენის სრული კომპენსაციის ტემპერატურას. ყოველივე ეს პირველ რიგში შეეხება არათერმოსტატირებულ გრაფი-მეტრებს.

2. მარშრუტის წინ, როგორც წესი, მოწმდება გრაფიმეტრის ამოთვლილი სისტემის, ნათურების, ელექტრომეურნეობის და სხვათა წესრიგში ყოფნა. დიაპაზონის შეცვლა საყრდენ პუნქტზე ხდება: ნაკლებად სასურველია ამ ოპერაციის მარშრუტზე ჩატარება. ორივე შემთხვევაში დიაპაზონის შეცვლის შემდეგ გრაფიმეტრი უნდა ვანჯღრიოთ, რათა დავრწმუნდეთ, რომ სისტემა საიმედოდ არის დამაგრებული.

3. საველე დაკვირვების დროს უნდა ვერიდოთ ქარს, ნიადაგი არ უნდა იყოს მერყევი, აგეგმვის პუნქტი არ უნდა იყოს დიდი ორმოს ან ბორცვის ახლოს, რომელთა გავლენის მხედველობაში მიღება ძნელია საკირო სიზუსტიო.

მარშრუტის ხანგრძლივობა, დაკვირვებისა და შესწორებათა გამოთვლის სიზუსტე დამოკიდებულია აგეგმვის მასშტაბზე. დეტალური აგეგმვის დროს გაზომილისა და შესწორებათა გამოთვლის სიზუსტის მიმართ მოთხოვნილება უფრო მაღალია, ვიდრე რეგიონალური აგეგმვის დროს.

4. პუნქტიდან პუნქტზე გადასვლა და დაკვირვება მინიმალურ დროში უნდა წარმოებდეს, რათა ნულპუნქტის სვლის შესწორებაც მინიმალური იყოს. ამავე მიზნით საყრდენი პუნქტიდან დიდი ხნით მოწყვეტა არაა სასურველი, რადგან ჩვენ არ ვართ დარწმუნებული ნულპუნქტის ცვლის ხაზოვნებაში.

ანათვლის სწორად აღებისათვის მიკრომეტრულ დოლურას მუდამ აბრუნებენ, ჩვეულებრივ, საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით, რათა გამოირიცხოს დოლურას თავისუფალი სვლა.

5. მიკრომეტრის ანათვალი, თერმომეტრის ჩვენება, დაკვირვების დრო ყოველ პუნქტზე, მარშრუტის და პუნქტის ნომრები, ცნობები პუნქტის ახლო რელიეფის შესახებ და სხვა შეიტანება საველე ჟურნალში.

დაკვირვებითი მასალის პირველადი კამერალური დამუშავება წარმოებს ველზე, რათა გაირკვეს, ხომ არ არის აუცილებელი შუალედი პუნქტების დამატება ან ხომ არ არის გაზომვებში დაშვებული უხეში შეცდომა. მაღალი სიზუსტის აგეგმვის დროს პუნქტები ახლოსაა ერთმანეთთან და საყრდენი პუნქტების ქსელიც ხშირია, ამიტომ უმჯობესია ნულპუნქტის ცვლისა და ტემპერატურის გავლენის შესწორება ერთად იქნეს გამოანგარიშებული.

6. საყრდენ გრავიმეტრიულ პუნქტებზე სიმძიმის ძალის განსაზღვრის სიზუსტე ორჯერ მეტი მაინც უნდა იყოს, ვიდრე რიგით პუნქტებზე. ამ მიზნით, როგორც წესი, იყენებენ უფრო მაღალი კლასის გრავიმეტრებს, რომელთა დაზნაობით მრავალჯერად გაზომვებს ატარებენ საყრდენ პუნქტებზე. საყრდენი პუნქტები ადგილზე მაგრდება სპეციალური ბოძებით ან რეპერებით, რომელზედაც სათანადო წარწერებია, ჩვეულებრივად, პუნქტის ნომერი და სამუშაოს შემსრულებელი ორგანიზაცია. ეს ორგანიზაცია პუნქტების კატალოგს ადგენს, რომელშიაც ყოველი ნომრის მწყკრივში მოცემულია პუნქტის კოორდინატები, სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა და გაზომვის სიზუსტე.

§12. სიმძიმის ძალის ნაზრდის გათანაბრება

დაკვირვების მონაცემების დამუშავების შედეგად მიიღება ყოველ პუნქტში სიმძიმის ძალის ნაზრდის მნიშვნელობა. ჩაკეტილ მარშრუტზე განლაგებულ პუნქტებში გაზომილი სიმძიმის ძალის ნაზრდთა ჯამი $\Sigma \Delta g_i$ თეორიულად ნულის ტოლი უნდა იყოს. მაგრამ ეს ჯამი, როგორც წესი, განსხვავებულია ნულისაგან. ე.ი.

$$\Sigma \Delta g_i = a,$$

სადაც a სიდიდეს მიუბმელობა ეწოდება. ეს უკანასკნელი გამოწვეულია სიმძიმის ძალის გაზომვაში დაშვებული შეცდომით, რომლის შესაფასებლად იხილავენ ცდომილებათა μ საშუალო კვადრატულ სიდიდეს, გამოსახულს ფორმულით:

$$\mu = \pm \sqrt{\frac{\Sigma \delta^2}{m-n}}$$

აქ δ გადახრაა განმეორებით დაკვირვებათა საშუალოდან, n იმ პუნქტების რაოდენობაა, რომლებშიც განმეორებითი დაკვირვებები ჩატარდა, m განმეორებით დაკვირვებათა რიცხვია.

დაკვირვებათა ხარისხის შესამოწმებლად განიხილავენ დასაშვებ მიუბმელობას a -ს, რომელიც გამოითვლება ფორმულით

$$a = \pm 2\epsilon \sqrt{\frac{k}{p}} \quad (IV.8)$$

სადაც k პოლიგონის გვერდების რიცხვია, p მოცემული პოლიგონის ორ მეზობელ პუნქტთა შორის სიმძიმის ძალის ნაზრდის დამოუკიდებელ განსაზღვრათა რიცხვია.

სიმძიმის ძალის ნაზრდის მიუბმელობა ნაწილდება პუნქტებს შორის, რასაც მიუბმელობის გათანაბრება ეწოდება. გათანაბრების რამდენიმე ხერხი არსებობს, რომელთაგან განვიხილოთ ორი.

გრაფიკული ანუ პოლიგონების ხერხი.

თუ პოლიგონის გვერდებზე სიმძიმის ძალის ნაზრდი ერთნაირი სიზუსტითაა გაზომილი, მაშინ მიუბმელობაც თანასწორად უნდა განაწილდეს გვერდებზე. ჩვეულებრივად კი, ნაზრდი გვერდებზე მეტ-ნაკლები სიზუსტით იზომება და ამ შემთხვევაში ცდომილების გადანაწილებისათვის მიმართავენ "დაკვირვების წონას", რომელიც ახასიათებს პოლიგონის თითოეულ გვერდზე ნაზრდის განმეორებით გაზომვათა საშუალო არითმეტიკული მნიშვნელობის საიმედოობის ხარისხს; იგი აღინიშნება p ასოთი და მონაწილეობს (IV.8) ფორმულაში. მაგალითისათვის განვიხილოთ სამკუთხედის ფორმის პოლიგონი, რომლის ერთ გვერდზე სიმძიმის ძალის ნაზრდი გაზომილია 3-ჯერ, მეორეზე - 2-ჯერ და მესამეზე 4 -ჯერ; მაშინ შესაბამისად დაკვირვების წონა იქნება 3, 2 და 4. როდესაც ყველა გვერდზე ერთნაირი რაოდენობის დაკვირვებაა ჩატარებული, მაშინ $p=1$. საერთოდ, დაკვირვების წონას არა მარტო განმეორებითი გაზომვების რიცხვი განსაზღვავს, არამედ, ცხადია, მისი სიზუსტეც.

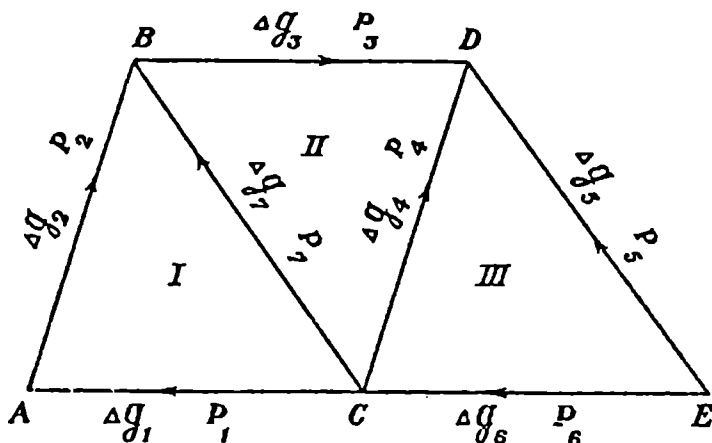
მიუბმელობა ნაწილდება პოლიგონის თითოეულ გვერდზე გაზომვათა "შებრუნებული წონის" მნიშვნელობის, ე.ი. $\frac{1}{p} = n$ პროპორციულად. მაგალითად, სამი პოლიგონის შემთხვევაში (ნახ. 60) მიუბმელობის განაწილების განტოლება, თუ მხედველობაში მივიღებთ მეზობელი პოლიგონების საერთო გვერდებსაც, შეიძლება ასე დაიწეროს:

$$\left[\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} + \frac{1}{p_7} \right] k_1 + \frac{1}{p_7} k_2 = v_1,$$

$$\left[\frac{1}{p_2} + \frac{1}{p_4} + \frac{1}{p_7} \right] k_2 + \frac{1}{p_7} k_1 + \frac{1}{p_4} k_3 = v_2,$$

$$\left[\frac{1}{p_4} + \frac{1}{p_6} + \frac{1}{p_8} \right] k_3 + \frac{1}{p_4} k_2 = v_3.$$

სადაც ν_i პოლიგონების მიუბმელობაა, ხოლო k_i პოლიგონის ერთეულ წონაზე შესწორებაა. რომელიც ამ განტოლებათა სისტემიდან ამო-



ნახ. 80. სიმძიმის ძალის წარღვის გათანაბრების სქემა პოლიგონის ზედაპირზე.

იხსნება. ამგვარად განისაზღვრება შესწორება $\frac{1}{p_i} k_i$, რომელიც

უნდა მიეცეს თითოეულ გვერდს. აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ პოლიგონების საერთო გვერდებისათვის (მაგ. BC) მიღებული იქნება ორი შესწორება: ერთი BC და მეორე CB მიმართულებით.

განტოლებათა სისტემის ამოხანა და მიუბმელობის განაწილება დიდი რაოდენობის პოლიგონების შემთხვევაში ხელსაყრელია ელექტრონული გამოთვლელი მანქანის საშუალებით. ჩვეულებრივად კი ეს განაწილება თანდათანობითი მიახლოებითი მეთოდით წარმოებს პოლიგონების განლაგების სქემაზე. გვერდებზე ისრის მიმართულება უჩვენებს სიმძიმის ძალის ზრდის მიმართულებას. პოლიგონის შემოვლა პირობითად მიღებულია წარმოებდეს საათის ისრის მიმართულებით და თუ შემოვლის მიმართულება უკუხვევა ისრის, ე.ი. სიმძიმის ძალის ზრდის მიმართულებას, მაშინ Δg -ს ნიშანი დადებითია, წინააღმდეგ შემთხვევაში - უარყოფითი. აქედან გამომდინარე, თუ 1 პოლიგონის საზიარო გვერდზე (მაგ. BC -ზე) Δg -ს ნიშანი იქნება პლუსი, II პოლიგონში მას ექნება ნიშანი მინუსი.

უმცირესი კვადრატების ზედაპირი. აგეგმვის ფართი აქაც შეიძლება დავეოთ სამკუთხედის ფორმის კონტურებად. როდესაც კონტურების რიცხვი (n) დიდია, უმჯობესია მიუბმელობის განაწილება

კონტურების უმცირესი კვადრატების ზერხით. ამ შემთხვევაშიაც Δg -ს ნიშნისა და კონტურზე მოძრაობის მიმართ უნდა დავიცვათ ზემოთ ნაჩვენები წესი. თუ კონტურზე მიუბმელობაა a_k და $\Delta g_k^{(1)}$ ($i=1,2,3$) სიმძიმის ძალის ნაზრდია კონტურის გვერდზე. მაშინ გვექნება:

$$\Delta g_k^{(1)} + \Delta g_k^{(2)} + \Delta g_k^{(3)} = a_k \quad (k=1,2,3,\dots,n). \quad (IV.9)$$

თუ გაზომვათა შეცდომაა სათანადოდ $x_k^{(1)}$, $x_k^{(2)}$ და $x_k^{(3)}$. მაშინ

$$\left[\Delta g_k^{(1)} - x_k^{(1)} \right] + \left[\Delta g_k^{(2)} - x_k^{(2)} \right] + \left[\Delta g_k^{(3)} - x_k^{(3)} \right] = 0$$

და

$$x_k^{(1)} + x_k^{(2)} + x_k^{(3)} - a_k = 0 \quad (IV.10)$$

$x_k^{(1)}$ ($i=1,2,3$) შეცდომათა განსაზღვრისათვის ყველა n სამკუთხედისათვის (IV,10) შეიძლება გაშლილი სახით ასე დავწეროთ:

$$x_1^{(1)} + x_1^{(2)} + x_1^{(3)} - a_1 = 0$$

$$x_2^{(1)} + x_2^{(2)} + x_2^{(3)} - a_2 = 0$$

(IV.11)

$$x_n^{(1)} + x_n^{(2)} + x_n^{(3)} - a_n = 0,$$

სადაც n განტოლებათა რიცხვი, ხოლო m უცნობთა რიცხვია. ჩვეულებრივად $m < 3n$, რადგან x_k ზოგჯერ მეორდება შებრუნებული

ნიშნით, მაგრამ არა უმეტესად ორჯერ.

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ $x_k^{(1)}$ ერთნაირი წონისაა და მათი უმცირესი კვადრატების ზერხით განსაზღვრისათვის დავწეროთ კიდევ ერთი პირობა

$$\sum \left[x_k^{(1)} \cdot x_k^{(1)} \right] = \min, \quad (IV.12)$$

ე.ი. შეცდომათა კვადრატების ჯამი მინიმუმს შეადგენს.

(IV.11) განტოლებათა სისტემა გაუმარავლოთ სათანადოდ $2\lambda_1$, $2\lambda_2$, $2\lambda_3, \dots, 2\lambda_n$ განუსაზღვრელ კოეფიციენტებზე. შემდეგ შევ-

კრიზოთ ისინი და გამოვავლოთ (IV.12) გამოთქმას, მივიღებთ

$$\sum \left[x_k^{(1)} \cdot x_k^{(1)} \right] - 2 \left[\lambda_1 f_1 \left[x_1^{(1)} \right] + \lambda_2 f_2 \left[x_2^{(1)} \right] + \dots + \lambda_n f_n \left[x_n^{(1)} \right] \right] = \min, \quad (IV.13)$$

სადაც აღნიშნულია

$$f_k \left[x_k^{(1)} \right] = x_k^{(1)} + x_k^{(2)} + x_k^{(3)} - a_k = 0.$$

(IV.13) გავაწარმოთ $x_k^{(1)}$ მიხედვით და მიღებული განტოლებათა სისტემა ამოვხსნათ მათ მიმართ, რის შედეგად მივიღებთ პირობით განტოლებებს:

$$x_1^{(1)} = \alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 + \alpha_3 \lambda_3 + \dots + \alpha_n \lambda_n$$

$$x_1^{(2)} = \beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2 + \beta_3 \lambda_3 + \dots + \beta_n \lambda_n$$

$$x_1^{(3)} = \gamma_1 \lambda_1 + \gamma_2 \lambda_2 + \gamma_3 \lambda_3 + \dots + \gamma_n \lambda_n$$

$$x_1^{(4)} = \mu_1 \lambda_1 + \mu_2 \lambda_2 + \mu_3 \lambda_3 + \dots + \mu_n \lambda_n$$

(IV.14)

$$x_n^{(4)} = \nu_1 \lambda_1 + \nu_2 \lambda_2 + \nu_3 \lambda_3 + \dots + \nu_n \lambda_n,$$

რომლებიც შეიცავს $3n$ განტოლებას და $n\lambda_k$ უცნობ კოეფიციენტს. ჩავსვათ $x_k^{(1)}$ -ს მნიშვნელობანი (IV.11) განტოლებებში და მივიღებთ n პირობით განტოლებას λ_k უცნობებით, რომელთაც შემდეგი სახე აქვთ

$$\alpha'_1 \lambda_1 + \alpha'_2 \lambda_2 + \alpha'_3 \lambda_3 + \dots + \alpha'_n \lambda_n - a_1 = 0$$

$$\beta'_1 \lambda_1 + \beta'_2 \lambda_2 + \beta'_3 \lambda_3 + \dots + \beta'_n \lambda_n - a_2 = 0$$

(IV.15.

$$\nu'_1 \lambda_1 + \nu'_2 \lambda_2 + \nu'_3 \lambda_3 + \dots + \nu'_n \lambda_n - a_n = 0$$

(IV.15) განტოლებათა ამოხსნა უმჯობესია გამოთვლის მიახლოებითი ხერხით. როგორც ცნობილია, ამ შემთხვევაში λ_k -ს მიმართ სისტემის ზოგადი ამოხსნა იქნება

$$\lambda_k = \sum_{j=1}^n A_j \lambda_j + b_k \quad (j \neq k). \quad (IV.16)$$

იმისათვის, რომ λ_k -ს მნიშვნელობათა მწკრივი არ იყოს განშლადი, საკმარისია დაცული იქნეს პირობა

$$\sum (A_j) < 1.$$

(IV.16) ტოლობაში მივცეთ λ_j -ს შემდეგი მიახლოებითი მნიშვნელობანი: $0, b_k, c_k, d_k, \dots$ და მივიღებთ, რომ p -ური მიახლოების შემდეგ λ_k -ს მნიშვნელობები იწყებენ განმეორებას; ეს იმის მჩვენებელია, რომ ნაპოვნია λ_k -ს მნიშვნელობანი, რომლებიც აკმაყოფილებენ (IV.15) განტოლებათა სისტემას. ჩავსვათ ისინი (IV.14) გამოთქმებში და მივიღებთ საძიებელ $x^{(1)}$ სიდიდეებს.

თუ სიმძიმის ძალის ნაზრდის გათანაბრებულ Δg_i მნიშვნელობას დავუმატებთ სიმძიმის ძალის g მნიშვნელობას იმ ძირითადად საყრდენ პუნქტზე, რომლის მიმართაც ეს ნაზრდია გამოთვლილი, მივიღებთ სიმძიმის ძალის აბსოლუტურ მნიშვნელობას g_i რომელიმე i - ურ პუნქტში, ე.ი.

$$g_i = g + \Delta g_i. \quad (IV.17)$$

რიგით პუნქტებზე დაკვირვება წარმოებს გამომდინარე ერთ-ერთი უახლოესი საყრდენი პუნქტიდან შემდეგი თანმიმდევრობით: საყრდენი პუნქტი - რიგითი პუნქტები და უკან დაბრუნებით განმეორებითი დაკვირვებები რიგით და საყრდენ პუნქტებზე. განმეორებითი დაკვირვებები რიგით პუნქტებზე საკონტროლო და საშუალებას გვაძლევს წარმოდგენა ვიქონიოთ გაზომვის სიზუსტეზე; განმეორებითი დაკვირვება საყრდენ პუნქტზე კი აუცილებელია იმისათვის, რომ რიგით პუნქტებზე წარმოებული დაკვირვებებიდან გამოვრიცხოთ ხელსაწყოს ნულპუნქტის ცვლილება.

სასურველია, რომ ყოველი მარშრუტი ეყრდნობოდეს არა ერთ, არამედ რამდენიმე საყრდენ პუნქტს; ეს ხელს შეუწყობს დაკვირვების დროს დაშვებულ შეცდომათა აღმოჩენას.

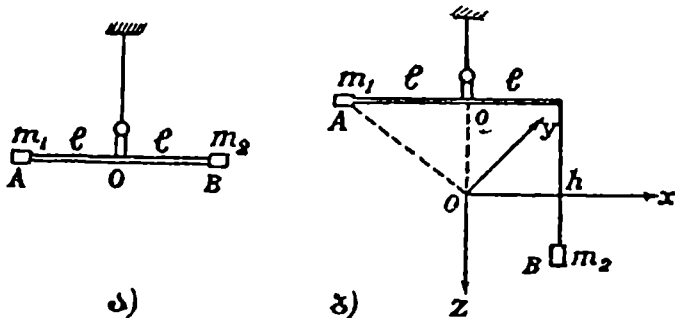
თავი V

სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების განსაზღვრის მეთოდები

§1. გრავიტაციული ვარიომეტრის თეორია

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების გასაზომად გამოიყენება გრავიტაციული ვარიომეტრი. გრავიტაციული ვარიომეტრი აგებულია კულონის სასწორის პრინციპზე. რომელიც კავენდიშმა გამოიყენა 1798 წ. გრავიტაციული f მუდმივას განსაზღვრავად. ეტეშმაც კულონის სასწორს ამავე მიზნით მიმართა, მაგრამ მალე დარწმუნდა, რომ იგი გამოსადეგია გრავიტაციული ველის იმ ელემენტების გასაზომად, რომლებიც მიზიდულობის პოტენციალის დონის ფართეულს ახასიათებენ.

კულონის სასწორი წარმოადგენს ძაფზე პერიზონტულად დაკიდებულ მსუბუქ ბერკეტს, რომლის ბოლოებში ტვირთებია მოთავსებული



ნახ. 61. I და II გვარის გრეზიოთი სასწორი.

(ნახ. 61). ბერკეტს მიზიდულობის ძალების მოქმედებით შეუძლია შემობრუნდეს თავისი ვერტიკალური დერძის, ე.ი. გრეზადი ძაფის

ირგვლივ. 61ა ნახაზზე წარმოდგენილ გრებიო სისტემას ეტევი პირველი გვარის ბერკეტი უწოდა. განსხვავებით მის მიერ მოწოდებული მეორე გვარის ბერკეტისაგან (ნახ. 61ბ). რომლის ერთი B ტვირთი დაშვებულია ქვევით გარკვეულ სიმაღლეზე თითქმის უწონადი ძაფის საშუალებით. მეორე გვარის ბერკეტს პირველი მძიმართ ის უპირატესობა გააჩნია, რომ იგი დონის ფართულის სიშრუდის დამახასიათებელი სიდიდეების $2U_{\Sigma}$ და U_{Δ} გარეშე მავს აგრეთვე სიმძიმის ძალის U_{Σ} და U_{Σ} პორიზონტულ გადაადგილებასაც.

ეტევის გრებითი სასწორის მოქმედების ფიზიკური საფუძველი შემდეგში მდგომარეობს. ვთქვათ, გრებითი სასწორი მოთავსებულია ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში. მაშინ, ცხადია, ბერკეტი დაიკავებს იმ მდებარეობას, რომელიც შეესაბამება ძაფის დაუგრეხავ მდგომარეობას, მაგრამ თუ ახლა ხელსაწყოსთან გვერდის მხრიდან მივიტანთ მნიშვნელოვანი სიდიდის მასას, მაშინ ველის ერთგვაროვნება დაირღვევა და ბერკეტი შემობრუნდება რაღაც მცირე კუთხით და დაიკავებს ახალ მდებარეობას, რომელიც განპირობებული იქნება ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ მიმართული, ერთი მხრივ, მასის მიზიდულობის ძალის, ხოლო, მეორე მხრივ, გრების შედეგად ძაფში აღძრული დრეკადი ძალის ურთიერთგაწონასწორობით. როგორია A და B ტვირთებზე (ნახ. 61) მოქმედი ძალები, რომლებიც ბერკეტის შემობრუნებას იწვევენ?

არაერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში A და B წერტილებზე მოქმედი ძალები საზოგადოდ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით, ე.ი. ეს ძალები არ თავსდებიან გრებით სისტემაზე გამავალ ვერტიკალურ სიბრტყეში. დაეშალოთ A და B წერტილებში მოდებული ეს ძალები მდგენელებად: ბერკეტის გასწვრივ, მის მართობულად პორიზონტულ სიბრტყეში და შვეულის მიმართულებით. ამგვარად, მივიღებთ სამ წყვილ ძალას: პირველი წყვილი, რომელიც ბერკეტის გასწვრივ ერთმანეთის საწინააღმდეგოდაა მიმართული და ბათილდებიან ბერკეტის წინააღმდეგობით; მეორე წყვილი ძევს პორიზონტულ სიბრტყეში და მიმართულია ბერკეტის მართობულად ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ, ე.ი. ქმნის წყვილ ძალას, რომელიც იწვევს ბერკეტის შემობრუნებას თავისი ვერტიკალური ღერძის ანუ გრებითი ძაფის ირგვლივ მაგრამ ამ შემობრუნებას ეწინააღმდეგება ძაფში გრების დრის აღძრული დრეკადი ძალა. დრეკადი და წყვილი ძალების ერთობლივი მოქმედება ბოლოს და ბოლოს მოიყვანს ბერკეტს წონასწორობაში. მესამე წყვილი, რომელიც ქვევითაა მიმართული, შეიძლება შეიღვალოს O წერტილში მოდებული მათი ტოლქმედით (ნახ. 61). ეს

უკანასკნელი მხოლოდ ძაფის გაქიმვას იწვევს; მაგრამ თუ ერთ-ერთი შესაყრების ძალა მეტია მეორეზე, მაშინ შეიძლება ამ გარემოებამ ბერკეტი უმნიშვნელოდაც კი დახაროს პორიზონტთან, რაც იმდენად მცირე იქნება, რომ გაზომვის სიზუსტეზე გავლენას ვერ მოახდენს.

გამოვიყვანოთ გრეხითი სასწორის წონასწორობის განტოლება. ამ მიზნით ავირჩიოთ სწორკუთხოვანი კოორდინატთა სისტემა, რომლის სათავე მოვათავსოთ გრეხითი სასწორის O' სიმძიმის ცენტრში; x ღერძი მივმართოთ ჩრდილოეთით. y - აღმოსავლეთით, ხოლო z - შეეშულად ქვევით. ვთქვათ, გრეხითი სისტემის ელემენტარულ dm მასაზე, რომლის კოორდინატებია (x, y, z) , მოქმედებს სიმძიმის ძალა G . მისი გეგმილება კოორდინატთა ღერძებზე G_x , G_y და G_z რომელთაგან უკანასკნელი ბერკეტის შემობრუნებაში მონაწილეობას არ ღებულობს; დანარჩენი ორი მდგენელი კი, როგორც ცნობილია მექანიკიდან, კმნის ელემენტარულ dM_x მომენტს z ღერძის მიმართ, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს:

$$dM_x = (xG_y - yG_x)dm,$$

როცა ბრუნვის დადებითი მიმართულებაა ბრუნვა x ღერძიდან y ღერძისაკენ.

მთლიანად გრეხითი სისტემისათვის ამ გამოთქმას ასეთი სახე ექნება:

$$M_x = \int (xG_y - yG_x)dm. \quad (V.1)$$

G_x და G_y მდგენელები დავშალოთ მწყრივად სისტემის სიმძიმის ცენტრის მიმართ, გვექნება:

$$\begin{aligned} G_x &= (G_x)_0 + \left[\frac{\partial G_x}{\partial x} \right]_0 x + \left[\frac{\partial G_x}{\partial y} \right]_0 y + \left[\frac{\partial G_x}{\partial z} \right]_0 z + \dots \\ G_y &= (G_y)_0 + \left[\frac{\partial G_y}{\partial x} \right]_0 x + \left[\frac{\partial G_y}{\partial y} \right]_0 y + \left[\frac{\partial G_y}{\partial z} \right]_0 z + \dots \end{aligned} \quad (V.2)$$

ვინაიდან კოორდინატთა სათავეში

$$(G_x)_0 = (G_y)_0 = 0$$

და სიმძიმის ძალის მდგენელთა წარმოებულები შეგვიძლია შევცვალოთ სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებით, სახელდობრ,

$$\frac{\partial g_x}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial g_x}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y},$$

$$\frac{\partial g_x}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \quad \text{და ა.შ.,}$$

ამიტომ გარდაქმნილ (V.2) გამოსახულებათა საფუძველზე (V.1), ასე გადაიწერება

$$M_x = \int \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) xy + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \right) (x^2 - y^2) + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \right) xz - \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \right) yz \right].$$

ამ განტოლებაში, ბერკეტის მცირე ზომების გამო, ჩვენ დავკმაყოფილდით (V.2) დაშლის პირველი რიგის წევრებით. გამოვითქვით მეორე რიგის წარმოებულები ინტეგრალის ნიშნის გარეთ, რადგან ისინი გამოთვლილია კოორდინატთა სათავეს მიმართ და ამიტომ მუდმივებია; მაშინ, თუ გამოვიყენებთ მეორე რიგის წარმოებულების I თავში მიღებულ აღნიშვნებს, გვექნება:

$$M_x = (U_{\Delta})_0 \int xy dm + (U_{yy})_0 \int (x^2 - y^2) dm + (U_{yz})_0 \int xz dm - (U_{zx})_0 \int yz dm. \quad (V.3)$$

ამ გამოსახულებაში შემავალი ინტეგრალები დამოკიდებულია ბერკეტის ფორმაზე, სიდიდესა და მის მდებარეობაზე სივრცეში. მათი გამოთვლის გასამარტივებლად შემოვიღოთ სწორკუთხოვან კოორდინატთა ახალი ξ, η, ζ სისტემა, რომელიც გრებით სისტემასთან ერთად ბრუნავს. ვთქვათ, (x, y, z) და (ξ, η, ζ) სისტემებს საერთო სათავე აქვთ. x და ξ ღერძები ერთმანეთს ემთხვევიან, ξ ღერძი პორიზონტული ბერკეტის გეომეტრიულ ღერძს ემთხვევა, ხოლო η მისი მართობულია. ასეთ შემთხვევაში ძველ კოორდინატთა სისტემიდან ახალზე გადასასვლელად შემდეგი დამოკიდებულებანი არსებობს:

$$\begin{aligned} x &= \xi \cos \alpha - \eta \sin \alpha \\ y &= \xi \sin \alpha + \eta \cos \alpha \\ z &= \zeta. \end{aligned}$$

სადაც α კუთხეა x და ξ ღერძებს შორის, ე.ი. ბერკეტის აზიმუტი.

ამგვარად, ახალ კოორდინატთა სისტემის მიმართ (V.3) ტოლობა ასე გამოითქმება:

$$\begin{aligned} M_x = & \frac{1}{2} (U_{\Delta})_0 \sin 2\alpha \int (\xi^2 - \eta^2) dm + (U_{\Delta})_0 \cos 2\alpha \int \xi \eta dm + (U_{yy})_0 \cos 2\alpha \int (\xi^2 - \\ & - \eta^2) dm - 2 (U_{yz})_0 \sin 2\alpha \int \xi \eta dm + (U_{yz})_0 \cos \alpha \int \xi \zeta dm - (U_{zx})_0 \sin \alpha \int \eta \zeta dm - \end{aligned}$$

$$-(U_{xz})_0 \sin \alpha \int \xi \xi dm - (U_{xz})_0 \cos \alpha \int \eta \xi dm. \quad (V.4)$$

დავუშვათ, რომ გრეხითი სასწორი სიმეტრიულია მხოლოდ $\xi O \xi$ სიბრტყის მიმართ, ე.ი. ბერკეტი მეორე გვარისაა; მაშინ სისტემის უოველი ელემენტარული dm მასისათვის, რომლის კოორდინატია $+\eta$, მონახება მისი ტოლი ელემენტარული მასა, რომლის კოორდინატია $-\eta$. ამიტომ (V.4) ფორმულაში შემაჯავლი ინტეგრალები, რომლებიც შეიცავენ η -ს, ნულის ტოლი იქნება, ე.ი.

$$\int \xi \eta dm = \int \eta \xi dm = 0. \quad (V.5)$$

გარდა ამისა, მექანიკიდან ცნობილია, რომ სისტემის ინერციის მომენტი K ბრუნვის ξ ღერძის მიმართ ტოლია გამოსახულების

$$\int (\xi^2 + \eta^2) dm.$$

მაგრამ, ვინაიდან η მცირე სიდიდეა ξ -თან შედარებით ($\xi_{max} = l = 20$ სმ, $\eta_{max} = 0,5$ სმ), ამიტომ მიახლოებით (0,1% შეცდომით) შეგვიძლია დავწეროთ, რომ სისტემის ინერციის მომენტი

$$K = \int (\xi^2 - \eta^2) dm. \quad (V.6)$$

გამოვთვალოთ ახლა ინტეგრალი

$$\int \xi \xi dm.$$

ეს ინტეგრალი, გავრცელებული ბერკეტის ჰორიზონტული ღეროს მოცულობაზე m_1 ტვირთის ჩათვლით, ნულის ტოლია, რადგან იგი სიმეტრიულია $\xi \xi$ სიბრტყის მიმართ (ნახ. 61 ბ), დაგვრჩა გამოსათვლელი იგივე ინტეგრალი გავრცელებული m_2 ტვირთის მოცულობაზე. დავუშვათ, რომ m_2 ტვირთი, რომლის მასაა m , კონცენტრირებულია მის ცენტრში წერტილოვანი მასის სახით. თუ ცენტრის კოორდინატებია $\xi = l$, $\eta = 0$ და $\xi = h$, მაშინ გვექნება:

$$\int \xi \xi dm = l h \int dm = l h m = M. \quad (V.7)$$

ჩავსვათ ახლა (V.4) ფორმულაში (V.5), (V.6) და (V.7) გამოსახულებანი ნულოვანი ინდექსის გარეშე, მივიღებთ:

$$M_z = \frac{K}{2} (U_{\Delta} \sin 2\alpha + 2U_{xy} \cos 2\alpha) + M(U_{yz} \cos \alpha - U_{xz} \sin \alpha). \quad (V.8)$$

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, M_z მომენტის მოქმედებით გრეხითი სისტემა შემობრუნდება რაღაც ϕ კუთხით, რაც გამოიწვევს ძაფის ტათანადოდ დაგრეხას. ძაფის გრეხის მომენტი M_T პროპორციული

იქნება ბერკეტის მობრუნების კუთხისა, ე.ი.

$$M_{\tau} = \tau \phi, \quad (V.9)$$

სადაც τ ძაფის გრესხის მოდულია, რომელიც დამოკიდებულია ძაფის მასალაზე და ზომაზე.

დაკვირვებით ϕ კუთხე უშუალოდ არ აითვლება, რადგან ზეენთვის უცნობია ბერკეტის მდებარეობა ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში, რომელიც ძაფის დაუგრესხავ მდგომარეობას შეესაბამება. ვთქვათ, ბერკეტი x ღერძთან ადგენს ψ_0 კუთხეს ერთგვაროვან

გრავიტაციულ ველში, ხოლო ψ კუთხეს-არაერთგვაროვან ველში; მაშინ საძიებელი კუთხე $\phi = \psi - \psi_0$. აღსანიშნავია, რომ ψ მიიღება

დაკვირვებიდან, ხოლო ψ_0 გამოითვლება იმავე დაკვირვების მასალიდან.

ახლა (V.9) ტოლობა ასე გადაიწერება

$$M_{\tau} = \tau(\psi - \psi_0) \quad (V.10)$$

ჩვენ გვაინტერესებს სისტემის წონასწორობის მდებარეობა, რომლის დროსაც ადგილი აქვს პირობას

$$M_x = M_{\tau}$$

ან

$$\tau(\psi - \psi_0) = \frac{K}{2}(U_{\Delta} \sin 2\alpha + 2U_{xy} \cos 2\alpha) + M(U_{yz} \cos \alpha - U_{xz} \sin \alpha). \quad (V.11)$$

ეს განტოლება გამოსახავს მეორე გვარის ბერკეტის წონასწორობის განტოლებას, რომელიც შეიცავს ხუთ უცნობს: $\psi_0, U_{\Delta}, 2U_{xy}, U_{yz}$ და U_{xz} . ბერკეტის აზიმუტია, რომელიც წინასწარაა მოცემული; K, M და τ ხელსაწყოთა მუდმივებია, ამგვარად, ეტრევის მეორე გვარის ვარიომეტრი ერთდროულად ზომავს სიმძიმის ძალის ჰორიზონტულ გრადიენტებსა და დონის ფართეულის დამახასიათებელ სიდიდეებს. მაგრამ იმისათვის, რომ (V.11) განტოლება ამოიხსნას, საჭიროა დაკვირვება ჩატარდეს ხუთ ერთმანეთისაგან თანაბრად დამორეზულ აზიმუტში: 0, 72, 144, 216 და 288 რისთვისაც შევადგენთ ხუთ განტოლებას.

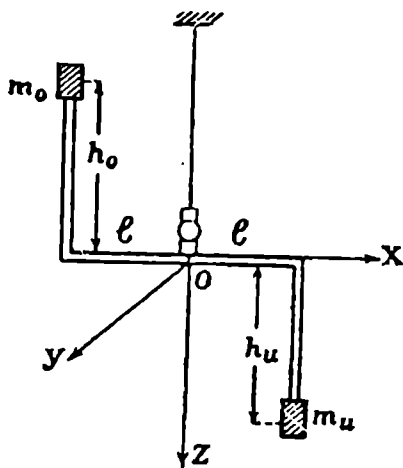
თუ დავუშვებთ, რომ $h=0$, ე.ი. ქვედა m_g ტვირთი ბერკეტის ჰორიზონტულ ღერძზე შევს (ნახ. 61ა). მაშინ (V.11) განტოლებიდან მიიღება პირველი გვარის ბერკეტის წონასწორობის განტოლება და გვექნება:

$$\tau(\psi - \psi_0) = \frac{K}{2}(U_{\Delta} \sin 2\alpha + 2U_{xy} \cos 2\alpha). \quad (V.12)$$

ამ განტოლებაში სამი უცნობი შედის ψ_0, U_{Δ} და $2U_{xy}$, ამიტომ

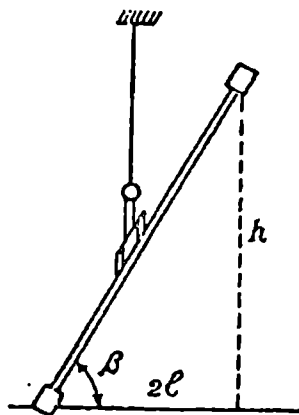
მათი განსაზღვრისათვის საკმარისია მოვახდინოთ დაკვირვება სამ აზიმუტში: 0, 120, 240

1928 წ. გერმანელმა გეოფიზიკოსმა შევიდარმა შექმნა ახალი სისტემის გრაფიტაციული ვარიომეტრი Z-40, რომლის მთავარი ნაწილია Z ფორმის გრეხითი სასწორი (ნახ. 62). როგორც ნახაზიდან ჩანს, ტვირთი m_0 მოთავსებულია xOy სიბრტყის ზევით h_0 სიმაღლეზე. ხოლო ტვირთი m_u ამავე სიბრტყის ქვევით h_u სიმაღლეზე. იაპონელი მეცნიერის კუმაგაის გამოკვლევით ყველაზე უფრო ხელსაყრელია Z ფორმის ბერკეტი, როდესაც $h_0 = h_u$ და $m_0 = m_u$. ამ შემთხვევაში კოორდინატთა სისტემის სათავე O ემთხვევა ბერკეტის სიმძიმის O ცენტრს და იქმნება პირობა ბერკეტის წონას-



ნახ. 62.

Z-40 ვარიომეტრის გრეხითი სასწორი.



ნახ. 63.

Z-20 ვარიომეტრის გრეხითი სასწორი.

წონის განტოლებიდან მიზიდულობის პოტენციალის მესამე რიგის წარმოებულების გავლენის ავტომატურად გამორიცხვისა, რის შედეგადაც (V.11) განტოლება ძალაში რჩება დიდი ანომალური ველის პირობებშიაც.

არსებობს აგრეთვე დახრილი ბერკეტიანი გრეხითი სასწორი, რომელიც ცნობილია სახელწოდებით S-20 (ნახ. 63). აღვნიშნავთ, რომ ასეთი გრეხითი სასწორის წონასწორობის განტოლებაც (V.11) ფორმულით გამოისახება, მხოლოდ უნდა გვახსოვდეს, რომ ამ შემთხვევაში

$$M = \left[m + \frac{m'}{\delta} \right] l^2 \sin 2\beta,$$

სადაც m ტვირთის მასაა, m' ბერკეტის ღეროს მასაა, l - ბერკეტის მხარის ნახევარია, h - ტვირთების სიმაღლეა სხვაობაა, ხოლო β - კუთხეა, რომელსაც ბერკეტი ადგენს პორიზონტთან.

§2. ჰორიზონტული გრადიენტაციული გრადიენტომეტრი

ზოგიერთი გეოლოგიური ამოცანის ამოხსნისათვის საკმარისია ეიოდეთ მხოლოდ U_{xx} და U_{yz} ელემენტების განაწილება საკვლევ ტერიტორიაზე. ამავე დროს, ფრიად მნიშვნელოვანია ეკონომიის თვალსაზრისით, რომ დაკვირვება პუნქტზე რაც შეიძლება მოკლე დროში ტარდებოდეს. ამ მიზანს ემსახურება: პორიზონტული გრადიენტომეტრები, რომლებიც სხვადასხვა ტიპისაა. ასე მაგალითად, ინგლისელმა მეცნიერმა შოუმ და ლანკასტერ ჯონსმა ააგეს განსაკუთრებული ფორმის გრეხილი სასწორი, რომელსაც სამი ტვირთი აქვს (ნახ. 64). ამ ხელსაწყოთა გრადიენტომეტრი უწოდეს, რადგან იგი ზომავს მხოლოდ სიმძიმის ძალის პორიზონტულ გრადიენტებს. ეს ჩანს იქიდან, რომ ამ სისტემისათვის (V.4) განტოლებაში შემავალი ინტეგრალები

$$\int (\xi^2 - \eta^2) dm, \quad \int \xi \eta dm \quad \text{და} \quad \int \eta \xi dm$$

ნულის ტოლია, ხოლო

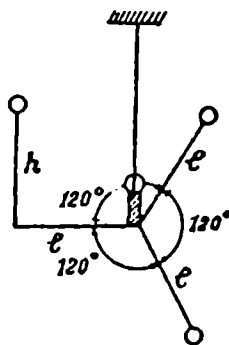
$$\int \xi \xi dm = lhm = M.$$

ამგვარად, გრადიენტომეტრის წონასწორობის განტოლება ასეთია:

$$\tau(\vartheta - \vartheta_0) = M(U_{yz} \cos \alpha - U_{xx} \sin \alpha). \quad (V.13)$$

აქ შემავალი სამი უცნობის ϑ_0 , U_{yz} და U_{xx} საპოვნელად

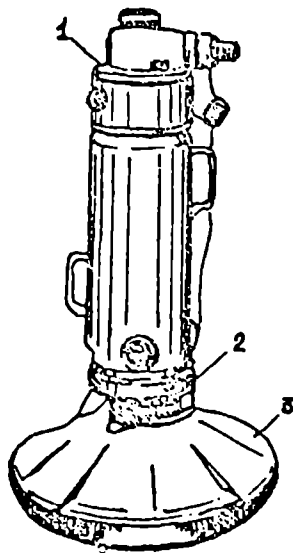
საკმარისია მოვახდინოთ დაკვირვება სამ აზიმუტში.



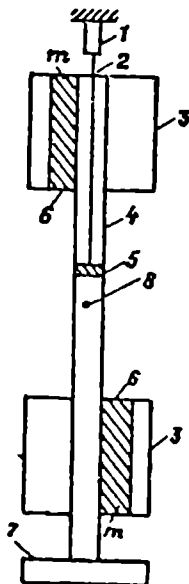
ნახ. 64. შოუს და ლანკასტერ-ჯონსის გრადიენტომეტრის გრეხილი სასწორი

გრადიენტომეტრი ГРБМ-2. დამუშავებულია რუსი მეცნიერების ბანდრეევის, სპოდლუბნის, ნ.სამსონოვის და დ.უსპენსკის მიერ ძიების მეთოდისა და ტექნიკის საკავშირო ინტიტუტში (ВИТР) ლენინგრადში მას აქვს 20-40-ჯერ უფრო მოკლე ბერკეტი ($l=0,3$ სმ) და ამდენჯერვე შემცირებული სისტემის რხევის პერიოდი (1 წუთამდე), ვიდრე ჩვეულებრივ გრავიტაციულ ვარიომეტრებს. სისტემის საკუთარი რხევის პერიოდის ასეთი შემცირებით სათანადოდ შემცირებულია დაკვირვების დრო ერთ აზიმუტში, რაც ფრიად რენტაბელურს ხდის მის გამოყენებას ფართო მასშტაბით.

გრადიენტომეტრი ГРБМ-2 სამი ნაწილისაგან შედგება ზედა - 1, შუა - 2 და ქვედა - 3. ზედა ნაწილში ოთხი გრეხითი სასწორია მოთავსებული (ნახ. 65).



ნახ. 65. ГРБМ-2
გრადიენტომეტრის საერთო ზედა.



ნახ. 66. ГРБМ-2
გრადიენტომეტრის გრეხითი სასწორი.

გრეხითი სასწორი წარმოადგენს ვერტიკალურ ღრუ ღეროს 4, რომლის ზედა და ქვედა ბოლოებში ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ მიმაგრებულია ცილინდრული ტვირთები m (ნახ. 66). ეს სისტემა

დაკიდებულია გრეხით ძაფზე 2; მისი ზედა ნაწილი დამაგრებულ მარეგულირებელ მბრუნავ თავზე 1. ქვედა კი - ლითონ ცილინდრულ ტიხარზე, რომელიც სისტემის სიმძიმის ცენტრის ზევითაა მოთავსებული. ვერტიკალური ღეროს ქვედა ბოლო დამაგრებულია სარკე 7, საიდანაც აირეკლება სინათლის სხივი და რთული ოპტიკური სისტემის გზით დაბრუნდება საჭერეტ მალში. ამ სისტემით ბერკეტის კუთხური გადაადგილება გადიდდება და გადაიქცევა ხაზოვანად. საჭერეტი მილის ოკულარულ კალაზე ბერკეტის ინდექსის მიხედვით აიღება ანათვალა.

გრადიენტომეტრში ურთიერთკონტროლისათვის ოთხი გეგმათი სასწორია, რომლებიც ერთმანეთის მიმართ შებრუნებულია 90°. სასწორები მოთავსებულია სპეციალურ მილებში. რომლებიც იცავენ მათ ტემპერატურის მკვეთრი ცვლილებისაგან და მექანიკური დაზიანებისაგან. ხელსაწყოს აქვს გრეხითი სასწორების საარეტიკო მოწყობილობა, თარაზოები და აზიმუტების (90°, 180°, 270°, 360°) განმსაზღვრელი; აზიმუტიდან აზიმუტში გადაყვანა ხელით წარმოებს.

საველე მუშაობის დროს ხელსაწყოს კორპუსი იდგება ბადროზე 3 (ნახ. 65). დაკვირვება ვიზუალურია, რომელიც 12-15 წუთი გრძელდება პუნქტზე. დაკვირვების სიზუსტე $\pm(5-7)$ ეტეშ-ს უდრის.

ფა. ბრეხითი სასწორის მოძრაობის ბანტოლმვა

გრეხითი სასწორი, ვიდრე დაიკავებდეს წონასწორობის მდებარეობას, ასრულებს რხევით მოძრაობას ამ მდებარეობის ირგვლივ. ამიტომ ფრიად მნიშვნელოვანია ვიცოდეთ, თუ როგორი ხასიათისაა ეს მოძრაობა.

ვთქვათ, გრეხითი სასწორი წარმოადგენს ერთ ძალიან მყარ სხეულს; მაშინ მისი ბრუნვა ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ, როგორც თვითრეული მექანიკიდანაა ცნობილი, შემდეგი განტოლებით გამოისახება:

$$K \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = M, \quad (V.14)$$

სადაც K სხეულის ინერციის მომენტია ბრუნვის ღერძის მიმართ, α სისტემის შემობრუნების კუთხეა. M სისტემაზე მოქმედი ძალების მომენტია ჯამია.

გრეხითი სასწორის შემთხვევაში

$$M = M_z + M_r + M_H. \quad (V.15)$$

აქ M_z და M_r -თი აღნიშნულია იმ ძალთა მომენტები, რომლებიც პირველ პარაგრაფში იყო განმარტებული (იხ. ფორმულები (V.8) და (V.10)); რაც შეეხება M_H -ს იგი წარმოადგენს იმ ძალთა მომენტს, რომლებიც წარმოიშობიან მოძრავი სისტემის ხახუნით ჰაერთან. ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ M_H მომენტი გრეხითი სასწორის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის პროპორციულია. ე.ი.

$$M_H = -H \frac{d\alpha}{dt} \quad (V.16)$$

სადაც H პროპორციულობის კოეფიციენტი და დამოკიდებულია სისტემის ზომაზე, ფორმასა და გარემოს ხასიათზე. ნიშანი მინუსი იმის მაჩვენებელია, რომ ჰაერის ხახუნის ძალები ბერკეტის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ მოქმედებენ.

ამგვარად, (V.14) ასე შეიძლება გადავწეროთ:

$$K \frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \tau(\vartheta - \vartheta_0) + H \frac{d\alpha}{dt} - M_z(\alpha) = 0. \quad (V.17)$$

ამ განტოლების მეორე წევრი მიიღება (V.10) გამოსახულებიდან, თუ მასში ϑ -ს შევცვლით α ასოთი. ϑ არის α -ს ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც

$$H \frac{d\vartheta}{dt} + \tau(\vartheta - \vartheta_0) - M_z(\vartheta) = 0, \quad (V.18)$$

ე.ი. ბერკეტი წონასწორობაშია. როგორც (V.14) განტოლებიდან ჩანს, ამ შემთხვევაში

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} = 0.$$

ბერკეტი ასრულებს მცირე რხევებს თავისი წონასწორობის ირგვლივ; თუ მათ აღვნიშნავთ ω ცვლადი სიდიდით, მაშინ

$$\alpha = \vartheta + \omega$$

და (V.17) განტოლება ასე გადაიწერება:

$$K \frac{d^2 (\vartheta + \omega)}{dt^2} + \tau(\vartheta + \omega - \vartheta_0) + H \frac{d(\vartheta + \omega)}{dt} - M_z(\vartheta + \omega) = 0$$

ან

$$K \frac{d^2 \omega}{dt^2} + H \frac{d\omega}{dt} + \tau(\vartheta + \omega - \vartheta_0) - M_z(\vartheta + \omega) = 0. \quad (V.19)$$

(V.18) და (V.19) განტოლებების შეკრებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$K \frac{d^3 \omega}{dt^3} + H \frac{d\omega}{dt} - [M_z(\vartheta + \omega) - M_z(\vartheta)] + \tau \omega = 0. \quad (V.20)$$

დავშალოთ $M_z(\vartheta + \omega)$ ტეილორის მწკრივად ω ხარისხების მიხედვით, მივიღებთ:

$$M_z(\vartheta + \omega) = M_z(\vartheta) + \omega \left[\frac{d}{d\alpha} M_z(\alpha) \right]_{\alpha=\vartheta} + \dots$$

თუ დავკმაყოფილებით დაშლის პირველი ორი წევრით და მას შევითანოთ (V.20) განტოლებაში, გვექნება:

$$K \frac{d^3 \omega}{dt^3} + H \frac{d\omega}{dt} + \left\{ \tau - \left[\frac{d}{d\alpha} M_z(\alpha) \right]_{\alpha=\vartheta} \right\} \omega = 0$$

აბ

$$\frac{d^3 \omega}{dt^3} + 2\varepsilon \frac{d\omega}{dt} + n^2 \omega = 0, \quad (V.21)$$

სადაც აღნიშნულია

$$2\varepsilon = \frac{H}{K}$$

$$n^2 = \frac{\tau}{K} - \frac{1}{K} \left[\frac{d}{d\alpha} M_z(\alpha) \right]_{\alpha=\vartheta} = \frac{\tau}{K} + (2U_{xy} \sin 2\vartheta - U_{\Delta} \cos 2\vartheta) + \frac{mhl}{K} (U_{xz} \sin \vartheta + U_{xz} \cos \vartheta). \quad (V.22)$$

2ε და n^2 მუდმივი სიდიდეებია, საზოგადოდ, ვარიომეტრებში n^2 მცირე სიდიდეა. მაგრამ მისი გამოსახულების მარჯვენა მხარის უკანასკნელი ორი წევრი ბევრად უფრო მცირეა პირველთან შედარებით და ამიტომ სიზუსტის დაუარღვევლად შეიძლება დავუშვათ, რომ

$$n^2 = \frac{\tau}{K} \quad (V.24)$$

ეს გამოსახულება იმის მაჩვენებელია, რომ ბერკეტის საკუთარი რხევა არ არის დამოკიდებული გრავიტაციული ველის ხასიათზე.

ცნობილია, რომ (V.21) განტოლებას შეიძლება ჰქონდეს სამი სხვადასხვა ამოხსნა, იმისდა მიხედვით, თუ როგორი მნიშვნელობა აქვს $n^2 - \varepsilon^2$ სხვაობას;

1. $n^2 - \varepsilon^2 > 0$ ამ შემთხვევაში (V.21) განტოლების ზოგადი ამოხსნაა

$$\omega = e^{-\varepsilon t} (a \cos \gamma t + b \sin \gamma t), \quad (V.25)$$

სადაც

$$\gamma = \sqrt{n^2 - \epsilon^2}, \quad (V.26)$$

ხოლო a და b მუდმივი კოეფიციენტებია. ამ უკანასკნელთა განსაზღვრის მიზნით დავუშვათ, რომ საწყის მომენტში ($t=0$) ბერკეტის გადახრა მაქსიმალურია ($\omega = \omega_0$); მაშინ, ამ მომენტისათვის კუთხური სიჩქარე ნულის ტოლი იქნება, ე.ი.

$$\left[\frac{d\omega}{dt} \right]_{\omega=\omega_0} = \left[\frac{d}{dt} e^{-\epsilon t} (a \cos \gamma t + b \sin \gamma t) \right]_{\omega=\omega_0} \quad (V.27)$$

(V.25) და (V.27) განტოლებებში ჩავსვათ $t=0$, $\omega = \omega_0$ და

$$\left[\frac{d\omega}{dt} \right]_{\omega=\omega_0} = 0, \text{ მივიღებთ:}$$

$$a = \omega_0, \quad b = \omega_0 \frac{\epsilon}{\gamma}.$$

ამგვარად,

$$\omega = \omega_0 e^{-\epsilon t} \left(\cos \gamma t + \frac{\epsilon}{\gamma} \sin \gamma t \right). \quad (V.28)$$

ამ განტოლებიდან ჩანს, რომ გრეხითი სასწორი უნდა ასრულებდეს მიღევად რხევას, რომლის პერიოდი

$$T' = \frac{2\pi}{\gamma} \quad (V.29)$$

და მომენტში $t_x = x \frac{T'}{2} = x \frac{\pi}{\gamma}$ (x მთელი რიცხვია).

რხევის ამპლიტუდაა

$$\omega_x = \omega_0 e^{-\epsilon x \frac{\pi}{2}}, \quad (V.30)$$

ხოლო მომენტში $t_{x+1} = (x+1) \frac{\pi}{2}$ გვაქვს:

$$\omega_{x+1} = \omega_0 e^{-\epsilon(x+1) \frac{\pi}{2}}. \quad * \epsilon \epsilon$$

განხილული შემთხვევისათვის სისტემის მიღევადი რხევითი მოძრაობის ჩანაწერი წარმოდგენილია ნახ. 67-ზე. რხევის ამპლიტუდები ($\omega_x, \omega_{x+1}, \dots$) აითვლება წონასწორობის OO' მდებარეობიდან, რომლისკენაც მიისწრფვის სისტემა.

ერთმანეთის მომდევნო ორი ამპლიტუდის შეფარდება

$$\frac{\omega_x}{\omega_{x+1}} = e^{\frac{\pi}{\gamma}} = \nu. \quad (V.31)$$

ν მუდვივი სიდიდეა და მას სისტემის რხევის დაცხრობის კოეფიციენტი ეწოდება.

ძველი კონსტრუქციის ვარიუმეტრებში, რომლებშიც სისტემის რხევა ემორჩილება პირობას $n - \epsilon > 0$, სრული დაცხრობისათვის დიდი დროა საჭირო. ამიტომ დაკვირვების დაჩქარების მიზნით სისტემის რხევის რეგისტრაცია წყდება გარკვეული დროის შემდეგ და წონასწორობის მდებარეობა გამოიანგარიშება ფორმულით, რომელსაც აქვე მოვიყვანთ.

ვთქვათ, ϑ ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობაა, ხოლო ϑ_1 , ϑ_2 და ϑ_3 ბერკეტის სამი თანმიმდევრობითი გადახრაა წონასწორობიდან, რომელთა შესაბამისი ამპლიტუდებია ω_1 , ω_2 და ω_3 (ნახ. 67). ე.ი.

$$\omega_1 = \vartheta_1 - \vartheta, \quad \omega_2 = \vartheta_2 - \vartheta, \quad \text{და} \quad \omega_3 = \vartheta_3 - \vartheta,$$

ან თანახმად (V.31) ფორმულისა

$$\omega_3 = (\vartheta_1 - \vartheta)\nu = \vartheta_2 - \vartheta; \quad \omega_3 = (\vartheta_1 - \vartheta)\nu^2 = \vartheta_3 - \vartheta.$$

აქედან მარტივად მივიღებთ:

$$\vartheta = \vartheta_3 + \frac{(\vartheta_1 - \vartheta_2)(\vartheta_3 - \vartheta_2)}{(\vartheta_1 - \vartheta_2) + (\vartheta_3 - \vartheta_2)}$$

2. $\epsilon = 0$. ეს ნიშნავს, რომ მოძრაობა უპაერო სივრცეშია და ადგილი აქვს დაუცხრომლად ჰარმონიულ რხევას; ამიტომ $M_H = 0$, $H = 0$ [იხ. (V.16)] აქედან (V.21) ტოლობას ექნება სახე

$$\frac{d^2 \omega}{dt^2} + n^2 \omega = 0, \quad (V.32)$$

რომლის ამოხსნაა

$$\omega = a \cos nt + b \sin nt. \quad (V.33)$$

აქედან ჩანს, რომ ჰარმონიული რხევა წარმოებს პერიოდით

$$T = \frac{2\pi}{n} = 2\pi \sqrt{\frac{K}{\tau}}. \quad (V.34)$$

ეს ფორმულა საგულისხმოა იმით, რომ იგი ამყარებს დამოკიდებულებას გრეხითი სისტემის ინერციის მომენტსა (K), გრეხის მომენტსა (τ) და სისტემის უცხრობადი რხევის პერიოდს (T) შორის. მაგრამ უცხრობადი რხევა პრაქტიკულად ძნელი განსაზო-

ცილებელია და ამიტომ სარგებლობენ უცხრობად T და ცხრობად T' (შემთხვევა 1⁰) პერიოდებს შორის არსებულ მარტივი დამოკიდებულებით, რომლის მისაღებად გავალოგარიტმით (V.31) გამოთქმა და მივიღებთ:

$$\log_{10} \frac{\omega}{\omega_{x+1}} = \frac{\pi}{\gamma} \log_{10} e = \Lambda$$

აქედან

$$\left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^2 = \left[\frac{\Lambda}{\pi \log_{10} e}\right]^2 = 0,5372 \Lambda^2.$$

(V.35)

Λ -ს უწოდებენ დაცხრობის ლოგარიტმულ დეკრემენტს.

გარდაეკმნათ (V.34)

ტრობა (V.26) -ის საფუძველზე გვექნება:

$$T = \frac{2\pi}{n} = \frac{2\pi}{\sqrt{\gamma^2 + \epsilon^2}} = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon}{\gamma}\right)^2}},$$

ან (V.35) -ის მიხედვით, საბოლოოდ გვექნება:

$$T = \frac{T'}{\sqrt{1 + 0,5372 \Lambda^2}} \quad (V.36)$$

3⁰. $n^2 - \epsilon^2 = 0$ ამ შემთხვევაში გრეხითი სისტემა მოძრაობს ჰერის იმდენად ძლიერი წინააღმდეგობის პირობებში, რომ მოძრაობა აპერიოდულია. ეს უკანასკნელი გარემოება ხელსაყრელია იმ მხრივ, რომ მას უფრო მალე მოჰყავს ბერეკტი წონასწორობაში და დაკვირვების პროცესს აჩქარებს. აპერიოდული მოძრაობის პირობის შექმნის მიზნით ამცირებენ იმ სათავისის ზომას, რომელშიაც სისტემა მოთავსებული.

(V.21) განტოლების ამოხსნას განსახილველ შემთხვევაში შემდეგი სახე აქვს:

$$\omega = (a + bt)e^{-\epsilon t}, \quad (V.37)$$

სადაც a და b მუდმივი კოეფიციენტებია. ამ უკანასკნელთა განსაზღვრისათვის დაეუშვათ, რომ მომენტში $t=0$ ბერეკტის გადახრა ω უდრის ω_0 , ხოლო კუთხური სიჩქარე $\frac{d\omega}{dt} = \omega'_0$, მაშინ (V.37) განტო-

ლებიდან ვღებულობთ:

$$a = \omega_0, \quad b = \omega'_0 + \varepsilon \omega_0.$$

ამგვარად,

$$\omega = [\omega_0 + (\omega'_0 + \varepsilon \omega_0)] e^{\tau_1}, \quad (V.38)$$

საიდანაც ჩანს, რომ მომენტში

$$t = t_1 = - \frac{\omega_0}{\omega'_0 + \varepsilon \omega_0}$$

ω ნულის ტოლი ხდება, ე.ი. სისტემა გადის წონასწორობის მდებარეობას.

დავწეროთ გამოსახულება კუთხური სიჩქარისათვის, რომელიც მიიღება (V.38) ტოლობის გაწარმოებით

$$\omega' = [\omega'_0 - (\omega'_0 + \omega_0 \varepsilon) \varepsilon t] e^{\tau_1}, \quad (V.39)$$

მომენტში

$$t = t_2 = - \frac{\omega'_0}{(\omega'_0 + \varepsilon \omega_0) \varepsilon}$$

ვეუქნება $\omega' = 0$. ამ მომენტში ბერკეტი მაქსიმალურად გადაიხრება, შემდეგ გადახრა თანდათან მცირდება და სასწორი ნელა უახლოვდება თავის წონასწორობის მდებარეობას.

(V.38) გვიჩვენებს, რომ თითქოს სისტემის დაცხრობისათვის საჭიროა უსასრულოდ დიდი დრო. სინამდვილეში ეს ხდება უფრო სწრაფად, ვიდრე t^0 შემთხვევაში და ამიტომ თანამედროვე Z-40 და S-20 ვარიომეტრებში განხორცილებულია ბერკეტების სწორედ აპერიოდული მოძრაობა.

§4. ბრავიტაციული პარიომეტრები

პირველი გრავიტაციული ვარიომეტრები, რომელიც ეტევემა 1890-1898 წლებში ააგო, ერთბერკეტიანი იყო. დაკვირვების დაჩქარების მიზნით 1902 წელს პირველად იქნა კონსტრუირებული ორბერკეტიანი ვარიომეტრები; მათში მეორე გვარის ბერკეტები ისეა განლაგებული, რომ ერთმანეთის მიმართ 180° კუთხეს ქმნიან. ეს ხელსაწყო პირველად თვით ეტევემა გამოიყენა არადის დაბლობ-

ზე და ბალატონის გაყინულ ტბაზე (უნგრეთში) დაკვირვებისათვის, რომელიც ვიზუალურად წარმოებდა.

ეტვემმა გამოაჭვევნა თავისი გამოკვლევები და მალე დიდი ინტერესი გამოიწვია სპეციალისტთა წრეებში; 1920-1935 წლების განმავლობაში მრავალი სხვადასხვა კონსტრუქციის ვარიომეტრი იქნა აგებული. მათ შორის აღსანიშნავია ყოფ. საბჭოთა კავშირის მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკა-მათემატიკის ინსტიტუტში (პროფ. პ. ნიკიფოროვი) 1924 წელს და ყოფ. ლენინგრადის გამოყენებითი გეოფიზიკის ინსტიტუტში (პ. ნიკიფოროვი) 1928 წელს აგებული ვარიომეტრები, რომლებიც იმ დროის სხვა ანალოგიურ ხელსაწყოებთან შედარებით გარკვეული უპირატესობით ხასიათდებოდა. მათ, ისე როგორც სხვა საზღვარგარეთულ ვარიომეტრებს, გააჩნდა მოწყობილობა ბერკეტის საკუთარი რხევის ფოტოგრაფიული რეგისტრაციისათვის და მექანიზმები-ბერკეტის ავტომატურად მოსაბრუნებლად აზიმუტიდან აზიმუტში. ამ სისტემის ხელსაწყოები მრავლად დაამზადეს ხსენებული ინსტიტუტების მექანიკურ სახელოსნოებში და დიდი წარმატებით გამოიყენეს სხვადასხვა საბადოების გამოკვლევის დროს.

1928- 1929 წლებში ყოფ. ლენინგრადის ასტრონომიის ინსტიტუტში კონსტრუირებულ იქნა სამბერკეტიანი ვარიომეტრი (პროფ. ბ. ნუმეროვი), რომელიც ააგო გერმანულმა ფირმამ "ასკანია ვერკე-მ" ამ ვარიომეტრის ბერკეტი ისეთივე დახრილი ფორმისაა, როგორც S-20 ვარიომეტრისა. ბერკეტის სისტემის მობრუნება აზიმუტში ხელით წარმოებდა, ხოლო დაკვირვება-ვიზუალურად.

1928 წელს გერმანელი გეოფიზიკოსის შვეიდარის მიერ მოწოდებულ იქნა ახალი სისტემის Z-40 ვარიომეტრი, რომელიც ააგო "ასკანია ვერკე-მ". ამავე ფირმის მიერ 1934 წელს იქნა აგებული ბ. ნუმეროვის სისტემის გრეხითი სასწორის ორბერკეტიანი ხელსაწყოც S-20. ამ ტიპის ვარიომეტრები შემდგომ რუსეთში დაამზადეს და ფართოდ გამოიყენეს გეოლოგიური ობიექტების გეოფიზიკური ძიებისათვის. ამიტომ მათ აღწერაზე უფრო დეტალურად შევჩერდებით ქვემოთ.

ცნობილია აგრეთვე ჰეკერის, ერტლინგის, შვეიდარის (დიდი მოდელი), ნიკიფოროვის (მცირე პერიოდინი) და სხვების გრავიტაციული ვარიომეტრები, რომელთა აღწერას აქ არ შეუძლებდით.

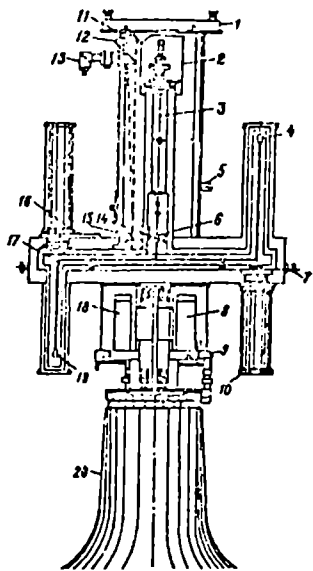
§4.1. პარიომეტრი Z-40

მისი მთავარი ნაწილია ორი ერთმანეთის მიმართ 180° - ით მობრუნებული Z ფორმის ბერკეტი, რომლებიც ცალკე სათავსოებშია მოთავსებული, ამ უკანასკნელის კედლები, ტემპერატურის მკვეთრი ცვლილებებისაგან დაცვის მიზნით, სითბოს ცუდი გამტარი სამი ერთმანეთისაგან მცირედ დაშორებული ფენისაგან შედგება (ნახ. 68). ბერკეტები დაკიდებულია ვოლფრამის ან ირიდისა და პლატინის შენადნობისაგან დამზადებულ ძაფზე, რომელსაც შედარებით მცირე ტემპერატურული კოეფიციენტი ახასიათებს. ძაფის ზედა ბოლო მიმაგრებულია სისტემის მარეგულირებელ თავზე, სისტემის გადაადგილებისათვის სივრცის ყოველი მიმართულებით, რათა დააყენოს იგი სათავსოს შუა ადგილას.

ბერკეტზე, სადაც ძაფის ქვედა ბოლოა მიმაგრებული, დაკვირვებისათვის მოთავსებულია სარკე. მასზე დაცემული სინათლის სხივი აირეკლება და დაეცემა ხელსაწყოს ზედა ნაწილში მოთავსებულ ფოტოფირფიტას, რომელზედაც აღინიშნება ბერკეტის მოძრაობა ან მისი წონასწორობის მდებარეობა წერტილის სახით. ვარიომეტრის ოპტიკური სისტემა ჩვენ სქემატურად აღვწერეთ; სინამდვილეში ის უფრო რთულია - მთელ რიგ დამატებით სარკეებს, ლინზებსა და პრიზმებს შეიცავს.

იმისათვის, რომ სხვადასხვა აზიმუტში მიღებული ჩანაწერები ერთმანეთს არ დაემთხვეს. ფოტოსარეგისტრაციო მოწყობილობას ამოძრავებს საათის მექანიზმი ერთი გარკვეული მიმართულებით 6 მმ სიჩქარით საათში.

გრებიითი სისტემების არეტირებისათვის ხელსაწყოს მოეპოვება ორი მთავარი არეტირი ბერკეტების პორიზონტული ნაწილის დასამაგრებლად და ოთხი დამხმარე არეტირი ზედა და ქვედა ტვირთების დასამაგრებლად.

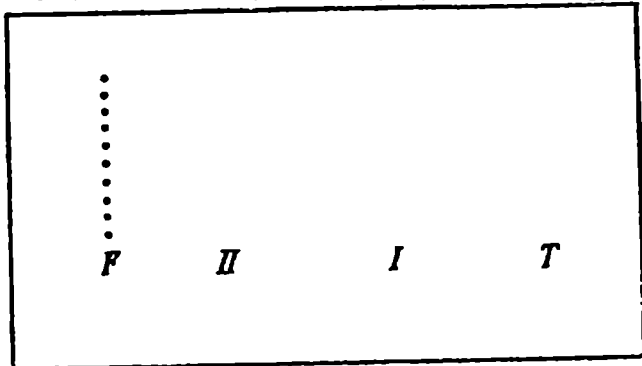


ნახ. 68. Z-40 ვარიომეტრის კრძლი.

სისტემის ვერტიკალურ მდგომარეობაში მოსაყვანად ხელსაწყოს გარე ნაწილზე დამაგრებულია ორი ერთმანეთის მართობული თარაზო. ამ თარაზოებისა და სამი ხრახნის საშუალებით, რომლებითაც ხელსაწყოს მთავარი კორპუსი ეყრდნობა სადგამს, შესაძლებელია გრეხითი სისტემის თარაზოში მოყვანა.

აზიმუტში გრეხითი სისტემა მობრუნდება ავტომატურად წამყვანი მექანიზმის საშუალებით; ეს უკანასკნელი კბილანა ბორბლითაა შეერთებული აზიმუტალურ ბადროსთან, რომელიც განსაზღვრავს მობრუნების კუთხეს.

ორივე სისტემა 40 წუთის განმავლობაში აღწევს სრულ წონასწორობას, რომლის რეგისტრაცია ფოტოფირფიტაზე წერტილის სახით ხდება წერტილოვანი ჩანაწერების მისაღებად (ნახ. 69) წამყვანი



ნახ. 69. Z-40 ვარიომეტრის ფოტოჩანაწერო.

მექანიზმის კოლოფში მოთავსებულია აგრეთვე საკონტაქტო საათი, რომელიც აზიმუტში დგომის უკანასკნელ მომენტში ჩართავს ელექტროდენს ნახევარი წუთით; სინათლის სხივი აღნიშნავს ფირფიტაზე წერტილს, ამის შემდეგ საათი ისევ გამორთავს დენს და წამყვანი მექანიზმი გადაიყვანს სისტემას მეზობელ აზიმუტში. ამ მოძრაობით წონასწორობიდან გამოსული სისტემები ისევ იწყებენ დაცბრობას, 40 წუთის შემდეგ ისევ აინთება ნათურები და მოხდება ბერკეტების წონასწორობის რეგისტრაცია, გამოირთვება დენი და მექანიზმი ისევ მოაბრუნებს სისტემას გარკვეული კუთხით. დაკვირვება მაშინ ითვლება დასრულებულად, როცა სისტემა ერთხელ შემობრუნდება თავისი ღერძის ირგვლივ და ყველა წინასწარ შერჩეულ აზიმუტში რეგისტრირებული იქნება ბერკეტების წონასწორობის მდებარეობა.

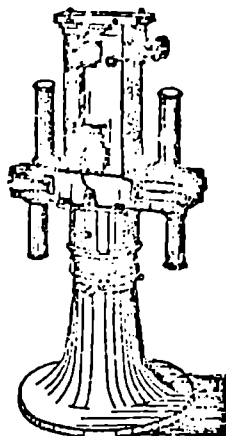
გარდა ბერკეტების მდებარეობისა, ყოველ აზიმუტში ფირფიტაზე აღინიშნება აგრეთვე წერტილების სახით ანარეკლი მუდმივი

სარკიდან და ბიმეტალური თერმომეტრის სარკიდან; პირველი მათგანი მოთავსებულია II ბერკეტის სათავსში, ხოლო მეორე I ბერკეტის სათავსში. მუდმივი წერტილები ქმნიან სწორ ხაზს F, რომელიც გამოიყენება როგორც საფარდი სისტემა ბერკეტების წონასწორობის მაჩვენებელი წერტილების მდებარეობის ასათვლელად, ხოლო თერმომეტრიდან არეკლილი წერტილებისაგან შემდგარი მრუდი T ხარისხობრივ დახასიათებას იძლევა ტემპერატურის იმ რეჟიმისა, რომელშიაც სისტემა იმყოფებოდა დაკვირვების დროს (ნახ. 69).

ტემპერატურის ცვლილება სისტემის სათავსებში წარმოშობს ჰაერის კონვექციურ დინებას, რომელიც იწვევს ბერკეტის გადახრას მისი წონასწორობის ნამდვილი მდებარეობიდან. თუმცა სათანადო შესწორების გამოთვლა თითქმის შეუძლებელი აღმოჩნდა, მაინც სასარგებლოა ტემპერატურის ცვლილებაზე თვალყურის დევნება. ამ მიზნით გამოიყენება, როგორც ვთქვით, ბიმეტალური თერმომეტრი, რომელიც წარმოადგენს ორი ერთმანეთისაგან მკვეთრად განსხვავებულ ტემპერატურული კოეფიციენტის მქონე ლითონის ფურცლისაგან შემდგარ მოხრილ ფირფიტას. თერმომეტრის ერთი თავი უძრავადაა დამაგრებული ხელსაწყოს კორპუსზე, ხოლო მეორეზე, რომელიც ტემპერატურის ცვლილების შემთხვევაში გადაადგილდება სათანადო მიმართულებით, მიმაგრებულია სარკე. თუ მიღებული ტემპერატურული მრუდი ძალზე მოხრილია, მაშინ უნდა ვიფიქროთ, რომ კონვექციური დინების მოქმედებაც ძლიერი ყოფილა და დაკვირვების შედეგი საეჭვოადაა მისაჩნევი.

ტემპერატურის მკვეთრი ცვლილებებისაგან. ქარისაგან და რაიმე დაზიანებისაგან დასაცავად ველზე დაკვირვების დროს ვარიომეტრს ათავსებენ ქოხში, რომელიც ერთგვარად თერმული კამერის როლსაც ასრულებს. ხშირად, მზიან ამინდებში, ამ ღონისძიებას აძლიერებენ იმით, რომ ქოხის ზემოთ გადაჰმავენ ტილოს, რომლის ჩრდილიც იცავს ქოხს და, მასადაამე, თვით ხელსაწყოსაც სწრაფი გათბობისაგან. ქოხი იცავს ხელსაწყოს აგრეთვე ქარისაგან და სხვა სახის მექანიკური მოვლენებისაგან.

ასეთი ორი ქოხი ყოველ ხელსაწყოს უნდა ახლდეს; როცა ერთში დაკვირვება მიმდინარეობს, ამ დროს მეორე მომზადდება შემდეგ პუნქტზე.



ნახ. 70. Z-40 ვარიომეტრის საერთო ხედვა.

დაკვირვების ყველა პუნქტში ვარიომეტრი ორიენტირებულ
 უნდა იქნეს ერთი და იმავე მიმართულებით. პირობითად ასეთია α
 ღერძის დადებითი მიმართულება (მაგალითად, ჩრდილოეთის მიმართ-
 ულება). რომელიც პირველი ბერკეტის ქვედა ტვირთის მიმართულება-
 ზე გადის. ხელსაწყოს საპურველს შეადგენს: კომპასი, რომელიც
 სისტემის ორიენტირების დროს თავსდება ვარიომეტრის კორპუსზე
 მისთვის განკუთვნილ ფოსოში; 6-ვოლტიანი აკუმლატორი ნათურების
 ასანთებად და სხვა წვრილმანი მოწყობილობა.

Z-40 ვარიომეტრის საერთო ხედი წარმოდგენილია 70-ე ნახაზ-
 ზე. გადატანის დროს იგი იშლება სამ ნაწილად: ზედა კორპუსი, მე-
 ქანიზმები და სადგამი. მისი საერთო წონა შეადგენს 60 კგ;
 გაზომვის სიზუსტეა $\pm 1-2E$.

§4.2. ვარიომეტრი S-20

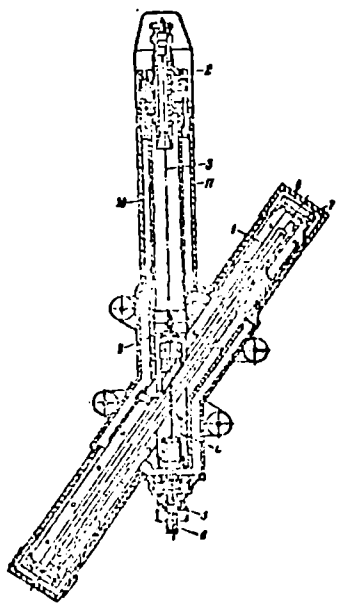
ეს ხელსაწყო, ისე როგორც ზემოთ აღწერილი, ორი ერთმანე-
 თის მიმართ 180 - ით მობრუნებული S ფორმის (ე.ი. დახრილი)
 ბერკეტისგან შედგება. ისინი ერთმანეთისაგან სრულიად დამოუკ-
 იდებელია და აუცილებლობის შემთხვევაში შეიძლება მოიხსნას და
 შეიცვალოს სათადარიგო ბერკეტით (ნახ. 71). ბერკეტების წონასწ-
 ორობის რეგისტრაცია აქაც ხელსაწყოს ზემო ნაწილში წარმოებს
 ფოტოგრაფიული წესით; ბერკეტის აზიმუტში მობრუნება ავტომატურ-
 ია. სისტემის დაწყნარებისათვის საჭიროა 20 წუთი. გაზომვის
 სიზუსტეა $\pm(2-3)E$; ხელსაწყოს წონაა 48 კგ. S-20, ვარიომეტრის
 საერთო ხედი მოცემულია 72-ე ნახაზზე.

S-20 ვარიომეტრს ვააჩნია მთელი რიგი უპირატესობა Z-40
 ვარიომეტრის წინაშე: წარმადობა თითქმის ორჯერ მეტი აქვს,
 არეტირები უფრო მოხერხებულია, ფოტოსარეგისტრაციო მოწყობილობა
 უფრო მარტივია, ხელსაწყოს ნაკლები წონა და სიმაღლე აქვს და
 სხვა.

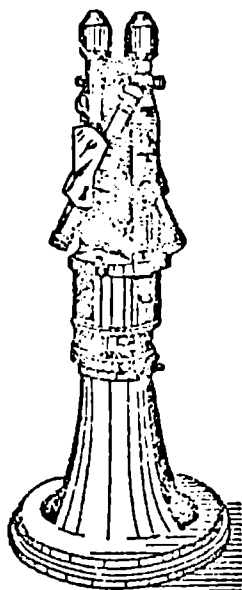
ფოტოფირფიტაზე მიიღება ხუთი ჩანაწერი ყოველ აზიმუტში: I
 და II ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობა თავისი მუდმივი
 ხაზებით; ბიმეტალური თერმომეტრი კი ერთიც, საკმარისია, თუმცა
 ზოგ ვარიომეტრში ყოველ ბერკეტს საკუთარი თერმომეტრი აქვს.

Z და S სისტემების ერთი მნიშვნელოვანი უპირატესობა გრე-
 ხითი სასწორის სხვა სისტემებთან შედარებით. (V. II) განტოლე-
 ბის გამოყვანის დროს ვგულისხმობდით, რომ U_{xx} , U_{yy} , U_{zz} და
 $2U_{xy}$ სიდიდეები მუდმივია, მაგრამ ძლიერი ანომალური ველის

შემთხვევაში ისინი შეიძლება ცვლადი აღმოჩნდნენ და მაშინ წარმოიშობა იმის საჭიროება, რომ წონასწორობის განტოლებაში



ნახ. 71. 8-20 ვარიომეტრის სათადარიგო აგრეგატი



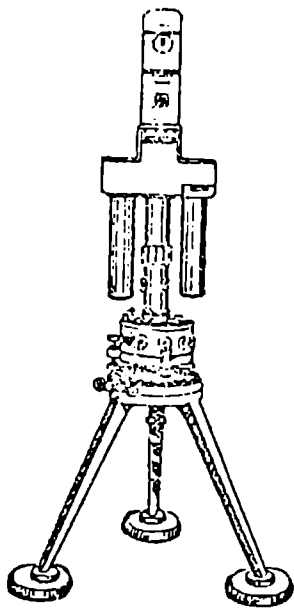
ნახ. 72. 8-20 ვარიომეტრის საერთო ზედი

პოტენციალის მესამე რიგის წარმოებულებიც იქნეს შენარჩუნებული, რაც მნიშვნელოვნად ართულებს დაკვირვების საქმეს. მაგრამ გამოკვლევებმა გვიჩვენეს, რომ თუ გრეხითი სასწორის სიმძიმის ცენტრი ბერკეტის შუაზე ძევს, მაშინ (V.11) განტოლებაში მესამე რიგის წარმოებულები არ შევა, ისინი თავისთავად გამოირიცხებიან. ამიტომ უკანასკნელი კონსტრუქციის Z-40 ვარიომეტრებში შემოიღეს, რომ ზედა და ქვედა ტვირთები ერთნაირი მანძილით იყოს დაშორებული ბერკეტის პერიზონტული ღეროდან. ასეთივე მდგომარეობაა N-20 ვარიომეტრის მიმართაც. ეტევის ტიპის გრეხითი სასწორების მიმართ ამ პირობის შესრულება შეუძლებელია.

§4.3. პარიომეტრი E-60

ამ სისტემის ვარიომეტრი უკანასკნელ წლებში იქნა დამზადებული უნგრეთში (ნ.ახ. 73). მას F ფორმის ორი გრეხილი სასწორი აქვს და პრინციპულად არ განსხვავდება ეტვეშის ტიპის გრეხილი სასწორისაგან; შემცირებულია მხოლოდ სასწორის ზომები და ცხრომისათვის საჭირო დრო.

ზემოთ აღწერილი ვარიომეტრების ანალოგიურად E-60 ვარიომეტრი შედგება ზედა, შუა და ქვედა ნაწილებისაგან. ზედა ნა-



ნახ. 73. E-60 ვარიომეტრის საერთო ხედი

წილში, რომელიც ხელსაწყოს ძირითად კორპუსს შეადგენს, მოთავსებულია ორი ერთმანეთის მიმართ 180 - ით შებრუნებული ბერკეტი. ტემპერატურის გავლენის შესამცირებლად ბერკეტები ოთხფენოვანი კოლოფითაა დაცული. ბერკეტები დაკიდებულია გრეხით ძაფზე, რომელთა ზედა ბოლოები დამაგრებულია კონუსის ფორმის მბრუნავ თავებზე. ამ უკანასკნელთა საშუალებით შესაძლებელია ბერკეტების ვერტიკალურ და ჰორიზონტალურ სიბრტყეში გადაადგილება მათთვის ოპტიმალური მდებარეობის შესარჩევად, რაც წარმოებს თერმოკამერაში. ამავე კორპუსის თავზე მოთავსებულია აგრეთვე ბერკეტების წონასწორობის ფოტოსარეგისტრაციო მოწყობილობა და ორი კოგრი ვიზუალური დაკვირვებისათვის.

დაკვირვება მდგომარეობს ბერკეტების წონასწორობის მდებარეობათა ფიქსაციაში, რაც ავტომატურად წარმოებს ფოტოფირფიტაზე; მასზე ყოველ აზიმუტში აღიბეჭდება სკალის გამოსახულება ამოყვლედი ინდექსით, ფირფიტის

სა და ხელსაწყოს ნომერი. ანაოვალი მიიღება სკალიდან ლუპის საშუალებით. ბერკეტის წონასწორობის რეგისტრაციის ასეთი სისტემა ძალზე ამარტივებს პირველადი მასალის მიღებას და დამუშავებას. დაკვირვებისათვის აუცილებელი ფრო ყოველ აზიმუტში ოც წუთს უდრის.

გრაფომეტრიული ვარიომეტრების ძირითადი მუდმივები. თანდართულ მე-6 ცხრილში წარმოდგენილია Z-40, S-20 და E-60 ვარიო-

მეტრების ზოგიერთი კონსტრუქციული და სხვა მუდმივები, რომლებიც მიახლოებითა და იცვლება მცირე ფარგლებში.

ცხრილი 6

მუდმივები	გ ა ნ ზომილება	Z-40	S - 20	E-60
ზედა ტვირთის მასა	$g^1 s m^0 \varphi m^0$	22,5	46	9
ქვედა ტვირთის მასა		22,5	40	9
მასების დაშორება ბერკეტიდან (h)	$g^0 s m^1 \varphi m^0$	38	30	30
ბერკეტის მხარის სიგრძე (l)		20	10	10
ძაფის გრძეხის მოდული (τ)	$g^1 s m^1 \varphi m^{-2}$	0,45	1,2	0,2
გაზომვის სიზუსტე	მეტრეში (E)	± 2	± 3	± 1
დაკვირვების ხანგრძლი- ვობა ერთ აზიმუტში	წუთი	40	20	20

ვარიომეტრებით დაკვირვების წესი. როგორც ზემოთ აღენიშნეთ (თავი V, §1) მეორე გვარის ბერკეტის წონასწორობის ანტოლეზა (V. II) შეიცავს ხუთ უცნობს, რომელთაგან ოთხი სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომადგენელია, ხოლო ერთი მ₀ ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობაა ერთგვაროვან გრავიტაციულ ველში. ვინაიდან გრძეხითი სისტემით დაკავებულ სივრცეში მეორე რიგის წარმომადგენლები მუდმივი სიდიდეებია, ამიტომ ისინი ორივე ბერკეტისათვის საერთოა; განსხვავებული იქნება მხოლოდ მეორე ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობა ერთგვაროვან ველში. რომელსაც მ₀ აღენიშნათ.

ამგვარად, თუ ვაწარმოთ დაკვირვება ხუთ აზიმუტში, მაშინ თითოეული ბერკეტი ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად გვაძლევს მეორე რიგის წარმომადგენელ მნიშვნელობებს მოცემულ პუნქტისათვის, რაც ბერკეტთა მუშაობის კონტროლის საუკეთესო საშუალებას წარმოადგენს. მაგრამ დაკვირვების ხუთაზიმუტებიანი ციკლი მოითხოვს დიდ დროს (3 ს. 20 წთ. ყოველ პუნქტზე), ამიტომ, ჩვეულებრივად, მიმართავენ დაკვირვებას სამ აზიმუტში: 0, 120,

240° და მაშინ მეორე რიგის წარმომადგენლების მნიშვნელობა მიიღება როგორც პირველი და მეორე ბერკეტებისათვის შედგენილი ექვსი განტოლების (V.11) ერთობლივი ამოხსნის შედეგი. დაკვირვების სამაზიმუტიანი ციკლისათვის საჭიროა ბევრად ნაკლები დრო (2 ს.), რასაც მასიური გაზომვების შემთხვევაში დიდი ეკონომიკური მნიშვნელობა აქვს.

ზოგ შემთხვევაში საჭიროა გაზომვის მხოლოდ სიმძიმის ძალის ჰორიზონტული გრადიენტები და, მაშინ, თუ ვაწარმოებთ დაკვირვებას ოთხ 0, 90, 180 და 270° აზიმუტში თითოეული ბერკეტისათვის შედეგება განტოლებათა სისტემა, საიდანაც გამოირიცხება U_{Δ} და $2U_{xy}$ და დარჩება U_{xx} და U_{yz} სიდიდეები. ამგვარად, ეტეშის ვარიომეტრი შეიძლება გამოყენებულ იქნეს როგორც გრადიენტომეტრი.

ვარიომეტრის აზიმუტალურ ბადროზე ყველა ეს აზიმუტია აღნიშნული; დაკვირვების წინ საჭირო აზიმუტების ფოსოები გაიღება, ხოლო დანარჩენი დაიკეტება და ამ აზიმუტებში დაკვირვება არ იწარმოებს.

წ. ბრავიტაციული ვარიომეტრის ლაბორატორია მასალის ღამუშავება

წონასწორობის განტოლებაში (V.11) ბერკეტის გადახრა გრავიტაციული ველის ზეგავლენით გამოსახულია საკუთხო ერთეულებში, ფორთფირფიტაზე კი ეს მოვლენა ხაზოვან ერთეულებში აისახება. მაგრამ მობრუნების კუთხის სიმცირის გამო მათ შორის არსებობს მარტივი დამოკიდებულება

$$\theta - \theta_0 = \frac{n - n_0}{2L}$$

სადაც n ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობაა არაერთგვაროვან ველში (n შეესაბამება θ კუთხეს) და ფირფიტაზე აითვლება; n_0 ბერკეტის წონასწორობის მდებარეობაა ერთგვაროვან ველში (n_0 შეესაბამება θ_0 კუთხეს) და გამოთვლით მიიღება, როგორც ამას ქვევით დავინახავთ; D ოპტიკური მხარია, ე.ი. ოპტიკური მანძილი ბერკეტის სარკიდან ფორთფირფიტამდე.

შევიტანოთ ეს მნიშვნელობა (V.11) განტოლებაში და დაეწეროთ იგი I და II ბერკეტებისათვის, გვექნება:

$$I \quad n - n_0 = a(U_{\Delta} \sin 2\alpha + 2U_{xy} \cos 2\alpha) + b(U_{yz} \cos \alpha - U_{xz} \sin \alpha) \quad (V.40)$$

$$II \quad n' - n'_0 = a'(U_{\Delta} \sin 2\alpha + 2U_{xy} \cos 2\alpha) + b'(U'_{yz} \cos \alpha - U'_{xz} \sin \alpha) \quad (V.41)$$

სადაც

$$a = \frac{KD}{r}, \quad b = \frac{2MD}{r}, \quad a' = \frac{K'D'}{r'}, \quad b' = \frac{2M'D'}{r'}$$

ვარიომეტრის ბერკეტის სისტემის დამახასიათებელი მუდმივებია.

(V.40) და (V.41) განტოლებათა საფუძველზე შეიძლება გამოვიყვანოთ n_0 , n'_0 , U_{Δ} , $2U_{xy}$, U_{xz} და U_{yz} სიდიდეთა სანგარიშო ფორმულები სამ, ოთხ და ხუთაზიმუტიანი ციკლისათვის.

სამაზიმუტიანი ციკლი. ამ შემთხვევაში α პირველი ბერკეტის განტოლებაში ლებულობს 0, 120 და 240 მნიშვნელობებს. ხოლო მერე ბერკეტის განტოლებაში 180, 300 და 60⁰ ორივე ბერკეტისათვის შედგენილ განტოლებათა სისტემას შემდეგი სახე აქვს:

$$\begin{aligned} n_1 - n_0 &= a(U_{\Delta} \sin 0^{\circ} + 2U_{xy} \cos 0^{\circ}) + b(U_{yz} \cos 0^{\circ} - U_{xz} \sin 0^{\circ}) \\ n_2 - n_0 &= a(U_{\Delta} \sin 120^{\circ} + 2U_{xy} \cos 120^{\circ}) + b(U_{yz} \cos 120^{\circ} - U_{xz} \sin 120^{\circ}) \\ n_3 - n_0 &= a(U_{\Delta} \sin 240^{\circ} + 2U_{xy} \cos 240^{\circ}) + b(U_{yz} \cos 240^{\circ} - U_{xz} \sin 240^{\circ}) \\ n'_1 - n'_0 &= a'(U_{\Delta} \sin 0^{\circ} + 2U_{xy} \cos 0^{\circ}) + b'(U_{yz} \cos 180^{\circ} - U_{xz} \sin 180^{\circ}) \quad (V.42) \\ n'_2 - n'_0 &= a'(U_{\Delta} \sin 120^{\circ} + 2U_{xy} \cos 120^{\circ}) + b'(U_{yz} \cos 300^{\circ} - U_{xz} \sin 300^{\circ}) \\ n'_3 - n'_0 &= a'(U_{\Delta} \sin 240^{\circ} + 2U_{xy} \cos 240^{\circ}) + b'(U_{yz} \cos 60^{\circ} - U_{xz} \sin 60^{\circ}) \end{aligned}$$

ტრიგონომეტრიიდან ცნობილია, რომ

$$\begin{aligned} \sin 0^{\circ} + \sin 120^{\circ} + \sin 240^{\circ} &= 0; & \sin 60^{\circ} + \sin 180^{\circ} + \sin 300^{\circ} &= 0; \\ \cos 0^{\circ} + \cos 120^{\circ} + \cos 240^{\circ} &= 0; & \cos 60^{\circ} + \cos 180^{\circ} + \cos 300^{\circ} &= 0; \end{aligned}$$

ამიტომ (V.42) განტოლებათა სისტემის შეკრება მოგვცემს:

$$\begin{aligned} 3n_0 &= n_1 + n_2 + n_3 \quad \text{ან} \quad n_0 = \frac{1}{3}(n_1 + n_2 + n_3) \\ 3n'_0 &= n'_1 + n'_2 + n'_3 \quad \text{ან} \quad n'_0 = \frac{1}{3}(n'_1 + n'_2 + n'_3) \quad (V.43) \end{aligned}$$

აქედან ჩანს, რომ n_0 და n'_0 ნულუენტების მნიშვნელობები შესაბამისად წარმოადგენენ საშუალო არითმეტიკულს ცნობილი n_i და n'_i სიდიდეებისა, ე.ი. ნულუენტის დამოკიდებული არაა გრავი-

უაციული ველისაგან.

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$\mu_1 = n_1 - n_0, \quad \mu_2 = n_2 - n_0, \quad \mu_3 = n_3 - n_0,$$

$$\mu'_1 = n'_1 - n'_0, \quad \mu'_2 = n'_2 - n'_0, \quad \mu'_3 = n'_3 - n'_0, \quad (V.44)$$

მაშინ (V.42) განტოლებათა ამოხსნა გვაძლევს:

$$U_{xz} = \frac{a}{\sqrt{3} [ab' - a'b]} (\mu'_2 - \mu'_3) - \frac{a'}{\sqrt{3} [ab' - a'b]} (\mu_2 - \mu_3)$$

$$U_{yz} = \frac{a}{ab' + a'b} (\mu'_3 + \mu'_1) - \frac{a'}{ab' + a'b} (\mu_3 + \mu_1)$$

$$U_{\Delta} = - \frac{b}{\sqrt{3} [ab' + a'b]} (\mu'_2 - \mu'_1) - \frac{b'}{\sqrt{3} [ab' + a'b]} (\mu_2 - \mu_1) \quad (V.45)$$

$$2U_{xy} = - \frac{b}{ab' + a'b} (\mu'_3 + \mu'_1) - \frac{b'}{ab' + a'b} (\mu_3 + \mu_1)$$

ამ გამოსახულებათა მარჯვენა მხარეში შემავალი კოეფიციენტები მუდმივი სიდიდეებია, რომლებიც გრესითი სასწორის მუდმივების (K, M, D, τ) რიცხვით მნიშვნელობებზეა დამოკიდებული. K და τ მნიშვნელობათა განსაზღვრა ხდება ლაბორატორიული წესით, ხოლო M და D მნიშვნელობანი აიღება ვარიომეტრის პასპორტიდან, როგორც კონსტრუქციული მუდმივებისა.

ოთხაზიშუტიანი ციკლი. ამ შემთხვევაში, ყუ პირველი ბერკეტისათვის α -ს მნიშვნელობაა 0, 90, 180, 270 და მეორე ბერკეტისათვის 180, 270, 0, 90, მაშინ სათანადოდ შედგენილ განტოლებათა სისტემიდან მივიღებთ:

$$n_0 = \frac{1}{4}(n_1 + n_2 + n_3 + n_4) \quad I \text{ ბერკეტისათვის}$$

$$n'_0 = \frac{1}{4}(n'_1 + n'_2 + n'_3 + n'_4) \quad II \text{ ბერკეტისათვის}$$

და

$$U_{xz} = \frac{1}{2b}(n_4 - n_3) = - \frac{1}{2b} (n'_4 - n'_3) \quad (V.46)$$

$$U_{yz} = \frac{1}{2b}(n_1 - n_2) = - \frac{1}{2b} (n'_1 - n'_2), \quad (V.46)$$

ე.ი. თითოეული ბერკეტი დამოუკიდებლად იძლევა U_{xz} და U_{yz}

მნიშვნელობებს, რაც მიღებული შედეგების კონტროლის საშუალებას იძლევა. U_{Δ} და $2U_{xy}$ სიდიდეები განტოლებათა სისტემის ამოხსნის დროს გამოირიცხებიან.

ხუთაზომუტიანი ციკლი. თუ დაკვირვება ხუთ აზიმუტში წარმოებებს, მაშინ (V.40) განტოლებაში α მიიღებს მნიშვნელობას 0, 72, 144, 216, 288, ხოლო (V.41) განტოლებაში - 180, 252, 324, 36, 108 ამგვარად, თითოეული ბერკეტისათვის მივიღებთ ხუთ განტოლებას, საიდანაც იმავე წესით, როგორც ზემოთ, გვექნება:

$$n_0 = \frac{1}{5}(n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5) \quad I \text{ ბერკეტისათვის}$$

$$n'_0 = \frac{1}{5}(n'_1 + n'_2 + n'_3 + n'_4 + n'_5) \quad II \text{ ბერკეტისათვის}$$

ამ შემთხვევაშიაც, როგორც ჩანს, n_0 და n'_0 წარმოადგენენ საშუალო არითმეტიკულს სათანადოდ n_i და n'_i სიდიდეებისა.

პირველი ბერკეტისათვის შედგენილ განტოლებათა ამოხსნა, თუ აღვნიშნავთ

$$\mu_1 = n_2 - n_0, \quad \mu_2 = n_3 - n_0, \quad \mu_3 = n_4 - n_0, \quad \text{და} \quad \mu_4 = n_5 - n_0,$$

მოგვცემს:

$$U_{xx} = -\frac{1}{b} [0,380(\mu_1 - \mu_4) + 0,235(\mu_2 - \mu_3)]$$

$$U_{yx} = -\frac{1}{b} [0,276(\mu_1 + \mu_4) + 0,723(\mu_2 + \mu_3)]$$

$$U_{\Delta} = +\frac{1}{a} [0,470(\mu_1 - \mu_2) - 0,761(\mu_3 - \mu_4)] \quad (V.47)$$

$$2U_{xy} = -\frac{1}{a} [1,447(\mu_1 + \mu_4) + 0,553(\mu_2 + \mu_3)]$$

მეორე ბერკეტისათვის გვექნება ანალოგიური გამოსახულება, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ U_{xx} და U_{yx} ვექტორულ სიდიდეებს ექნება შებრუნებული ნიშანი, რადგან პირველი ბერკეტი მეორის მიმართ შებრუნებულია 180-ით. ცხადია, კოეფიციენტებს ექნებათ განსხვავებული მნიშვნელობანი. გარდა ამისა, μ სიდიდეები შეიცვლება სათანადო μ' სიდიდეებით.

სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულები სასურველია გაიზომოს არანაკლებ 1,0% სიზუსტით, რისთვისაც აუცილებელია, რომ ვარიომეტრის ჰუდმივების განსაზღვრის ცდომი-

ლებათა ჯამი 1.0% არ აღემატებოდეს. უნდა აღინიშნოს, რომ ამ პირობის დაცვა დიდ სიძნელეს არ წარმოადგენს.

გრაფიტაციული ვარიომეტრით გაზომვის სიზუსტე შეიძლება შემოწმებულ იქნეს ორგვარი გზით:

ა) ხელსაწყოთა კარგი მუშაობის მაჩვენებელია ნულპუნქტის (n_0) მუდმივობა მცირე ცვლილების ფარგლებში დაკვირვების ყველა

პუნქტისათვის;

ბ) ერთსა და იმავე პუნქტში განმეორებითი დაკვირვების ჩატარება და მიღებული მეორე რიგის წარმოებულების (მაგ. U_{xx}) მნიშვნელობათა მიხედვით შემდეგი განტოლების შედგენა:

$$(U_{xx})_{n_0} - (U_{xx})_1 = \delta_1,$$

$$(U_{xx})_{n_0} - (U_{xx})_2 = \delta_2,$$

$$(U_{xx})_{n_0} - (U_{xx})_n = \delta_n.$$

აქედან გაზომვის საშუალო კვადრატული ცდომილება გამოითვლება ფორმულით:

$$\delta U_{xx} = \pm \sqrt{\frac{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \dots + \delta_n^2}{n}}$$

ასეთივე გზით შეიძლება გამოვიყენოთ δU_{yz} , δU_{Δ} და $\delta(2U_{xy})$ სიდიდეების გაზომვის ცდომილება.

წმ. სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის ზანსაზღვრა

ზემოთ დავინახეთ, რომ 'გრაფიტაციული' ვარიომეტრით შესაძლებელია გაიზომოს U_{xx} , U_{yz} , U_{Δ} და $2U_{xy}$ სიდიდეები; მაგრამ წარმოებულ U_{xx} ანუ სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტი ამ ხელსაწოთი არ გაიზომება, რადგან გრებიითი სასწორი პერიზონტულ

სიბრტყეში მოძრაობს. ამავე დროს, U_{xx} სიდიდის გაზომვა დიდ ინტერესს წარმოადგენს გეოფიზიკის, გეოდეზიისა და გამოყენებითი გეოლოგიის რიგი საკითხების გადაჭრის თვალსაზრისით. ამიტომ მრავალჯერ სცადეს აეგოთ სპეციალური საველე ხელსაწყო შესაფერისი მგრძნობიარობისა, მაგრამ ეს მიზანი დღემდე არაა მიღწეული მისი განხორციელების დროს წარმოშობილი ტექნიკური სიძნეულების გამო.

როგორც ქვემოთ დაეინახავთ, გამოთვლით მიღებულია, რომ სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის ნორმალური მნიშვნელობა თეორიული დედამიწისათვის შეადგენს $0,3086$ მილიგალს/მეტრზე $= 3086 E$. ეს სიდიდე საშუალოდ $15-30$ - ჯერ სჭარბობს მიზიდულობის პოტენციალის სხვა მეორე რიგის წარმოებულთა მნიშვნელობებს და ამიტომ გრადიენტის გაზომვა $\pm(1-2)$ ეტრემის სიზუსტით (ისე როგორც სხვა წარმოებულებისა) მოითხოვს ხელსაწყოთაგან $15-30$ - ჯერ მეტ მგრძნობიარობას, ვიდრე გრავიტაციულ ვარიომეტრს აქვს. სწორედ ამითაა ზემოთ აღნიშნული სიძნეულები გამოწვეული.

ექსპერიმენტული ზერხები.

1. U_{xx} გრადიენტის მნიშვნელობის ექსპერიმენტული გაზომვა,

თუმცა საკმაოდ არაზუსტად, მრავალი ავტორის მიერ იქნა ჩატარებული.

პირველი გაზომვები ჩაატარა ჯოლიმ 1881 წელს მაღალი მგრძნობიარობის სასწორზე, რომლის ბერკეტის ერთ მხარეზე მოათავსა ორი ფიალა სხვადასხვა დონეზე, ხოლო მეორე მხარეზე ერთი ფიალა. სხეული, რომლის წონა იყო m , მოათავსა ჯერ ზედა ფიალაზე და გააწონასწორა საწონებით, ხოლო შემდეგ გადაიტანა ქვედა ფიალაზე და ისევ გააწონასწორა საწონებით. აღმოჩნდა, რომ ასაწონ სხეულს სხვადასხვა სიმაღლეზე განსხვავებული წონა აქვს. ვთქვათ, ზედა ფიალაზე სხეულის წონაა $p_1 = mg_1$, ხოლო ქვედაზე $p_2 = mg_2$. თუ ფიალებს შორის მანძილია h , მაშინ ცხადია, რომ შეფარდება

$$\frac{g_2 - g_1}{n} = \frac{p_2 - p_1}{h \cdot m} = U_{xx} \quad (V.48)$$

გამოსახავს სიმძიმის ძალის ვერტიკალურ გრადიენტს.

ჯოლიმ ცდა ჩაატარა მიუნჰენში ერთ-ერთ კოშკში, რომლის დროსაც $h=21$ მ, $m=5$ კგ და ზემოთ ნახევნები გზით მიიღო $p_2 - p_1 = 31,686$ მილიგრამს, ხოლო $U_{xx} = 3010 E$. აღსანიშნავია, რომ ეს მნიშვნელობა $140 E$ ნაკლები აღმოჩნდა მიუნჰენის განედისა-

თვის თეორიულად გამოთვლილ მნიშვნელობაზე.

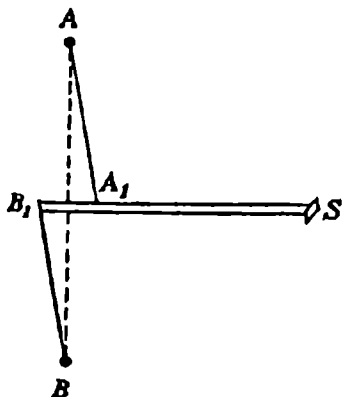
ანალოგიური ექსპერიმენტი ჩატარდა ბრეტეილში (პარიზის ახლოს), ბერლინში და ბერლინის ახლოს m -ისა და h -ის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის და მიიღეს სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის თეორიულისაგან განსხვავებული მნიშვნელობანი.

2. ეტევეშმა, ზოლო უფრო გვიან ბეროტმა (1920 წ.), შეადგინა პრინციპული სქემა გრაფიტაციული ვარიომეტრისა, რომლითაც შესაძლებელი უნდა ყოფილიყო U_z ელემენტის გაზომვა; მაგრამ,

რადგან ამ ხელსაწყოში ბერკეტი ვერტიკალურ სიბრტყეში ბრუნავს, ამიტომ მისი ხახუნის ძალა დიდი იყო და ამის გამო მგრძნობიარობა დაბალი აღმოჩნდა.

რუსმა მეცნიერმა მსადოვსკიმ 1930 წ. განავითარა ბეროტის მიერ შექმნილი ვერტიკალური გრეხითი სასწორის თეორია და დამუშავა დაკვირვების მეთოდიკა. იმავე დროს იგი დარწმუნდა, რომ მაღალი მგრძნობიარობის ვერტიკალური გრეხითი სასწორის აგება ტექნიკურად მეტად ძნელია.

3. შმერვიცმა 1931 წელს წამოაყენა იდეა მგრძნობიარე სასწორისა, რომელშიაც h არ აღემატება 0,5 მ და შესაფერის პირობებში შეიძლება მისი გამოყენება გაზომვებისათვის. შმერ-



ნახ. 74. ბოროზონტული საკანი
ცელენერის საკლით.

ვიცის სასწორი დაახლოებით 100-ჯერ უფრო მგრძნობიარეა, ვიდრე ჯოლის სასწორი, და ამას მიაღწია მით, რომ სასწორის ბერკეტზე მოათავსა უმცირესი ზომის პორიზონტული საქანი (ნახ. 74). ეს უკანასკნელი შედგება მინის კაპილარული მილისაგან, რომელიც კვარცის AA_1 და BB_1 ძაფზეა

პორიზონტულად დაკიდებული; ეს ცელნერის საკიდია. ბერკეტის ბოლოზე მიმაგრებულია სარკე დაკვირვებისათვის. ასეთი საქანი ძალზე მგრძნობიარეა ყველაზე ემნიშვნელო დახრის მიმართაც კი, რომელიც სასწორის ბერკეტმა შეიძლება განიცადოს ვერტიკალურ სიბრტყეში, და დიდი სიზუს-

ტით აითვლება ოპტიკური ხერხით.

შმერვიცის სასწორი იმდენად არ იყო დამუშავებული, რომ მისი გამოყენება შესაძლებელი ყოფილიყო საველე პირობებში მსგავსად ეტევეშის ვარიომეტრისა.

4. ჰაალკმა 1941 წელს გამოაქვეყნა თავისი გამოკვლევა

განსახილველი საკითხის ირგვლივ. მისი აზრით, განსაზღვრის პირდაპირი მეთოდები, რომლებზედაც ზემოთ იყო ლაპარაკი, ვერ უზრუნველყოფენ გაზომვის მაღალ სიზუსტეს და U_{ZZ} სიდიდის განსაზღვრისათვის შეიძლება გამოყენებულ იქნეს არაპირდაპირი გზა; კერძოდ, შმერვიცის პორიზონტული საქანის დახმარებით გაიზომება U_{xx} , U_{yy} და U_{xy} წარმოებულები და მაშინ ლაპლასის განტოლებიდან

$$U_{xx} + U_{yy} + U_{zz} = 2\omega^2, \quad (V.49)$$

სადაც ω დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა და $2\omega^2 = 10.64E$, გამოითვლება U_{ZZ} წარმოებული. მაგრამ, ამგვარი ხელსაწყო

განხორციელებაც არ აღმოჩნდა მარტივი.

5. ორმოციან წლებში გამოითქვა მოსაზრება იმის შესახებ, რომ ვერტიკალური გრადიენტის გაზომვა მოსახერხებელია მაღალი სიზუსტის გრავიმეტრებით, თუ დაკვირვებას ვაწარმოებთ სხვადასხვა დონეზე განლაგებულ ორ შეუღლებულ წერტილში, რომლებიც ერთ ვერტიკალზე მდებარეობენ. ამ მეთოდით სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის განსაზღვრის რამდენიმე შემთხვევაა ცნობილი.

ჰამერმა გამოიყენა ნიუ-იორკის, ვაშინგტონისა და პიტსბურგის ცათამბჯენების სართულები და 1938 წელს, გამომდინარე შეფარდებიდან

$$\frac{\Delta g}{\Delta h} = U_{zz},$$

(სადაც Δg სიმძიმის ძალის ნაზრდია ერთ შეეულზე განლაგებულ ორ წერტილს შორის, ხოლო Δh მათ შორის მანძილია), გაზომა ვერტიკალური გრადიენტის მნიშვნელობა ოთხ პუნქტში. მაგრამ იმის გამო, რომ ზუსტად ვერ იქნა გამოთვლილი გარემომცველი მასების (ტოპოგრაფიულისა და შენობის) და შენობაში შექმნილი ძლიერი მაგნიტური ველის გავლენა ხელსაწყოზე, გაზომვის შედეგი სამართლიანი აღმოჩნდა მხოლოდ პუნქტებს შორის დიდი (138 მ) მანძილისათვის. ამ ავტორის მიხედვით სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის მნიშვნელობებია: ნიუ-იორკში 3128 ± 14 , პიტსბურგში: 3060 ± 4 (ერთ პუნქტში) და 3048 ± 6 ეტევი (მეორე პუნქტში). ეს სიდიდეები განსხვავდება ნორმალური (3086 ეტევიში) მნიშვნელობისაგან $+1.40$, $+1.15$ და -0.80% -ით შესაბამისად.

ტიცენმა ანალოგიური გაზომვები ჩაატარა გერმანიაში 1944 წელს; ვერტიკალზე განლაგებულ პუნქტებს შორის მან აიღო მცირე (25-150 სმ) მანძილი. შეიძლება თამამად ითქვას, რომ მიღებული შედეგები არაა საიმედო, რადგან გასაზომი სიდიდე Δg ზოგ შემთხვევაში ხელსაწყო სიზუსტეზე ნაკლები აღმოჩნდა.

ამ წიგნის ავტორმა 1951-1952 წწ. გაზომა U_{zz} გრადიენტი თბილისისა და ქუთაისის მიდამოებში და შავი ზღვის სანაპიროზე ბათუმიდან გაგრამდე 19 პუნქტში, რისთვისაც გამოიყენა ნორ-გარდის სისტემის გრავიმეტრი და ადგილზე არსებული რკინის კონსტრუქციის კოშკები, რომელთა სიმაღლე 14-44 მეტრს შორის იცვლება. Δg -ს გაზომვის სიზუსტე $\pm 0,02-0,08$ მილიგალის ფარ-გლებში მერყეობს, ხოლო U_{zz} სიდიდის განსაზღვრის სიზუსტე $\pm 33-53$ ეტრეშის ფარგლებში, როცა $h < 30$ მეტრზე, და $\pm 5-21$ ეტრე-შის ფარგლებში, როცა $h > 30$ მეტრზე.

ცხრილი 7

სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის გაზომვის შედეგი

პუნ- ქტის ნო- მე- რი	U_{zz} გა- ზომვა მონაცემი ლობა (E)	ΔU_{zz} ანომა- ლია (E)	$\frac{\partial g}{\partial s}$ (E)	ΔU_{zz} გაზომვა პუნქტის სიზუსტე (E)	პუნ- ქტის ნო- მე- რი	U_{zz} გა- ზომვა მონაცემი ლობა (E)	ΔU_{zz} ანომა- ლია (E)	$\frac{\partial g}{\partial s}$ (E)	ΔU_{zz} გა- ზომვა პუნქტის სიზუსტე (E)
1.	3422 ± 18	+338	-	-	11.	3290 ± 33	+204	-	-
2.	3806 ± 85	+219	-	-	12.	3467 ± 53	+881	-	-
3.	3119 ± 21	+83	-	-	13.	3278 ± 11	+192	+30	-12.8
4.	2926 ± 6	-161	-	-68.30	14.	3268 ± 16	+172	+30	-4.0
5.	2940 ± 18	-171	-	-14.32	15.	3118 ± 6	+27	+20	-8.2
6.	3064 ± 7	-32	-60	-0.37	16.	3269 ± 20	+173	-	+18.7
7.	3164 ± 13	+68	+20	-	17.	3234 ± 39	+148	-	-7.2
8.	3269 ± 46	+163	-	-	18.	2967 ± 54	-129	-	+54.8
9.	3319 ± 39	+233	-	-	19.	2983 ± 19	-104	-	-17.6
10.	3251 ± 33	+165	-	-					

¹ გაზომვებში მონაწილეობა მიიღეს გ. ბენგელაიამ, ვ. აბაშიძემ, ვ. კუზიანოვმა.

სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის გაზომვის შედეგი მოცემულია ზემოთ მოყვანილ მე-6 ცხრილის მეორე სვეტში. ბოლო გრადიენტის ანომალია - მესამე სვეტში, საიდანაც ჩანს, რომ ადგილობრივი მასების არაერთგვაროვნების გავლენა ძალზე დიდია: იგი ზოგ შემთხვევაში 2-6-ჯერ სკარბობს ამავე პუნქტებში გაზომილი სიმძიმის ძალის პორიზონტული გრადიენტის $\Delta g/\Delta$ მნიშვნელობას (მეოთხე სვეტი). აქედან ნათელია, თუ რამდენად მნიშვნელოვანია ვერტიკალური გრადიენტის გაზომვა გეოლოგიური ძიებისათვის. მაგრამ საძიებო ხასიათის გაზომვები არ შეიძლება დამოკიდებული იყოს შემთხვევით აგებულ კოშკებზე და ამიტომ, ამ მეთოდის ძიებაში რეალური გამოყენების შესაძლებლობა მოლიანადაა დამოკიდებული გრავიმეტრის სიზუსტის მნიშვნელოვან (100-ჯერ მაინც) გაზრდასთან; ამ პირობებში საკმარისი იქნება დაკვირვება ვაწარმოთ რამდენიმე მეტრის სიმაღლის გადასატან კოშკზე.

გრაფიკული ხერხი. არსებობს შესაძლებლობა ვერტიკალური გრადიენტის ანომალიის გამოთვლისა სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკის საფუძველზე. ამ ხერხის თეორია, რომელიც პირველად 1929 წელს ბ. ნუმეროვმა დაამუშავა და შემდეგ ნაწილობრივ განავითარეს რუსმა და უცხოელმა ავტორებმა, შემდეგში მდგომარეობს.

ანომალური მასების U მიზიდულობის პოტენციალი კოორდინატთა სისტემაში, ბრტყელი ამოცანის¹ შემთხვევაში, ასე გამოისახება:

$$U = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g}{r} d\sigma,$$

სადაც Δg სიმძიმის ძალის ანომალიაა ცვლად $A(r, \phi)$ წერტილში, $d\sigma$ სიბრტყის ელემენტია და უდრის $rdz d\phi$, ხოლო r და ϕ სიბრტყეზე დაგეგმილი ელემენტარული მასის პოლარული კოორდინატებია. გაავარაზოთ U ორჯერ x -ის მიმართ, მივიღებთ:

$$U_{xx} = \frac{1}{2\pi} \int \Delta g \left[\frac{2}{r^3} \left(\frac{\partial r}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial^2 r}{\partial x^2} \right) \right] d\sigma \quad (V.51)$$

პოლარულ და სწორკუთხოვან კოორდინატთა შორის არსებობს დამოკიდებულებანი

$$x = r \cos \phi,$$

$$y = r \sin \phi.$$

¹ გამოკვლევამ ცხადყო, რომ შორეული ანომალიური მასების გავლენა ვერტიკალური გრადიენტის ანომალიაზე უმნიშვნელოა; ამიტომ შესაძლებელია დაკმაყოფილებით ბრტყელი ამოცანის განხილვით.

გამოვიყენოთ ეს დამოკიდებულებანი $\frac{\partial r}{\partial x}$ და $\frac{\partial^2 r}{\partial x^2}$ წარმოებულების განსასაზღვრავად.

ადვილი წარმოსადგენია, რომ

$$r^2 = x^2 + y^2.$$

გამომდინარე აქედან

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \cos \phi = \frac{x}{r},$$

რომლის გაწარმოება x -ით გვაძლევს

$$\frac{\partial^2 r}{\partial x^2} = \frac{1}{r} \left[1 - \left(\frac{\partial r}{\partial x} \right)^2 \right] = \frac{1}{r} (1 - \cos^2 \phi).$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულებანი (V.51) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$U_{xx} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g}{r^3} (3 \cos^2 \phi - 1) d\sigma.$$

ანალოგიურად გვექნება

$$U_{yy} = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g}{r^3} (3 \sin^2 \phi - 1) d\sigma$$

და (I.52) განტოლებიდან ვწერთ

$$U_{zz} = -U_{xx} - U_{yy} = -\frac{1}{2\pi} \int \frac{\Delta g}{r^3} d\sigma$$

ან

$$U_{zz} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\Delta g}{r^3} dr d\phi \quad (V.52)$$

ამ უკანსკენელი გამოსახულების მიხედვით სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის ანომალია ასე დაიწერება:

$$\Delta U_{zz} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left[(\Delta g - \Delta g_0) \right] \frac{dr}{r^3}, \quad (V.53)$$

სადაც Δg_0 სიმძიმის ძალის ანომალიაა იმ პუნქტში, რომელშიაც გამოითვლება ΔU_{zz} . ხოლო Δg სიმძიმის ძალის ანომალიაა ამ პუნქტის მიმდებარე ფართზე r რადიუსის ფარგლებში.

(V.53) ინტეგრალის გამოთვლა ნულის მახლობლად სირთულეებთანაა დაკავშირებული და ამიტომ მისი გამოთვლა ორ ნაწილად

წარმოებს ნულოვანი წერტილის მახლობლად ($0-r_0$ საზღვრებში) მიახლოებითი ფორმულით

$$\left(\Delta U_{zz}\right)_{r_0-r} = -\frac{r_0}{4} \left[\left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)_0 \right], \quad (V.54)$$

ხოლო r_0 რადიუსის გარეთ, ფორმულით

$$\left(\Delta U_{zz}\right)_{r_0-r} = \frac{\phi_2 - \phi_1}{2\pi} \left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_{1+1}} \right] (\Delta g - \Delta g_0). \quad (V.55)$$

(V.55) ფორმულით გამოთვლა წარმოებს სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკიდან სათანადო წრეული პალეტის დახმარებით. ერთ-ერთი ასეთი პალეტი მოწოდებულია ამალოვიჩის მიერ, რომლის რადიუსების სიგრძეებია 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128 კმ და რადიუსთა რიცხვია 8. გაშლილი სახით ა. მალოვიჩის საანგარიშო ფორმულას ასეთი სახე აქვს:

$$\begin{aligned} \left(\Delta U_{zz}\right)_{r_0-r} = & \left[\frac{\Delta g_0 - \Delta g_{1.2}}{2} + \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{2.4}}{4} + \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{4.8}}{8} + \right. \\ & \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{8.16}}{16} + \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{16.32}}{32} + \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{32.64}}{64} + \\ & \left. + \frac{\Delta g_0 - \Delta g_{64.128}}{128} \right] 10^{-9} \text{ cgs.} \end{aligned} \quad (V.56)$$

აქ Δg -ს ინდექსი აღნიშნავს კონცენტრული ზონის რადიუსებს კილომეტრებში.

მსგავსი საანგარიშო ფორმულა მოგეცა აგრეთვე პოდმანმა, მხოლოდ სხვა რადიუსებისათვის 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 15, 30, 50, 100 კმ.

(V.55) ფორმულით ვერტიკალური გრადიენტის გამოთვლის სიზუსტის შესწავლა გვიჩვენებს, რომ როცა ანომალური მასები დიდ სიღრმეზეა, მაშინ $\Delta U_{zz} \approx (\Delta U_{zz})_{r_0-r}$, რადგან $(\Delta U_{zz})_{0-r}$ ძალზე

მცირეა (იხ. ფორმ. V.54). მაგრამ რაც უფრო უახლოვდება ანომალური მასა დაკვირვების პუნქტს, მით უფრო იზრდება $(\Delta U_{zz})_{0-r}$.

სიდიდის მნიშვნელობა და ასეთ პირობებში მისი უგულებელყოფა არ შეიძლება.

(V.54) ფორმულა იძლევა ვერტიკალური გრადიენტის ლოკალურ ანომალიას, ხოლო (V.55) ფორმულა კი - რეგიონალურს. ეს უკანასკნელი სიმძიმის ძალის ბუგეს ანომალიის რუკიდან გამოითვლება საკმაოდ საიმედოდ დაბლობი რაიონებისათვის და თითქმის ერთნაირი სიზუსტით, როცა რუკების ინტერპოლაციის სიზუსტე

2(2-10) მილიგალის ფარგლებში იცვლება.

ვერტიკალური გრადიენტის სიმძიმის ძალის რეგიონალური ანო-
მალიის რუკიდან გამოთვლის შედეგი მოცემულია ზემოთ მოყვანილ
მე-7 ცხრილის მე-5 სვეტში. აქედან ჩანს, თუ რამდენად მცირეა
იგი ლოკალურ ანომალიასთან შედარებით, რომელიც იმავე ცხრილის
მე-3 სვეტშია წარმოდგენილი.

§7. სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის ცვლილება დედამიწის შიგნით

როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, სიმძიმის ძალის ვერ-
ტიკალური გრადიენტი განიცდის ცვლილებას დედამიწის ზედაპირზე.
საინტერესოა ვიცოდეთ, იცვლება თუ არა ეს სიდიდე დედამიწის
შიგნით და როგორი კანონით? ამ საკითხს არა მარტო შემეცნები-
თი, არამედ პრაქტიკული მნიშვნელობაც აქვს, რადგან უკვე არსე-
ბობს რეალური შესაძლებლობა სიმძიმის ძალის განსაზღვრისა
რამდენიმე კილომეტრის სიღრმეზე. სიღრმეში გაზომილი გ-ს რე-
ლექციისათვის რომელიმე დონებრივ ზედაპირზე აუცილებელია ვიცო-
დეთ, თუ რამდენად განსხვავდება $\frac{\partial g}{\partial z}$ გრადიენტის მნიშვნელობა
ნორმალურისაგან.

ამ საკითხის თეორიული განხილვის გამარტივებისათვის დავუ-
შვით, რომ დედამიწა R რადიუსის მქონე სფეროა, რომელსაც არ
ახასიათებს პოლარული კუმშვა და დელამური ბრუნვა. ვიგულისხ-
მთ, აგრეთვე, რომ დედამიწა შედგენილია ერთგვაროვანი სფერული
კონცენტრული ფენებისაგან და მის შიგნით სიმკვრივის ცვალება-
ლობა არის ფუნქცია მხოლოდ ρ რადიუსისა, ე.ი. $\sigma = \sigma(\rho)$. ამ შემ-
თხვევაში სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა დედამიწის შიგნით მდე-
ბარე $A'(\rho_0, 0, 0)$ წერტილში გამოისახება ფორმულით:

$$\gamma(\rho_0) = \int_0^{\rho_0} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sigma(\rho) \rho^2 \sin \varphi \, d\varphi \, d\psi \, d\rho}{\rho_0^2}$$

რომლის ინტეგრაცია ψ და λ ცვლადების მიმართ მოგვცემს:

$$\gamma(\rho_0) = \frac{4\pi f}{\rho_0^2} \int_0^{\rho_0} \sigma(\rho) \rho^3 \, d\rho.$$

ρ_0 მანძილია A' წერტილიდან დედამიწის ცენტრამდე. ამ გამოთქმის გადიფერენციალებით ρ_0 -ის მიხედვით, მივიღებთ:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0} = 4\pi f \sigma(\rho_0) - \frac{8\pi f}{\rho_0^3} \int_{\rho_0}^R \sigma(\rho) \rho^3 d\rho. \quad (V.57)$$

ვთქვათ, დედამიწის ზედაპირზე მდებარე N წერტილი, რომლის რადიუსვექტორია R , დაშორებულია A' წერტილიდან H მანძილთ, მაშინ, $H = R - \rho_0$.

გარდავქმნათ (V.57) ფორმულა შემდეგნაირად

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0} = 4\pi f \sigma(\rho_0) - \frac{8\pi f}{\rho_0^3} \int_{\rho_0}^R \sigma(\rho) \rho^3 d\rho + \frac{8\pi f}{\rho_0^3} \int_{\rho_0}^R \sigma(\rho) \rho^3 d\rho \quad (V.57)$$

ან, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $4\pi \int_{\rho_0}^R \sigma(\rho) \rho^3 d\rho = M$ არის დედამიწის მასა, გვექნება:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0} = 4\pi f \sigma(\rho_0) - \frac{2fM}{\rho_0^3} + \frac{8\pi f}{\rho_0^3} \int_{\rho_0}^R \sigma(\rho) \rho^3 d\rho \quad (V.58)$$

(V.58) ფორმულიდან შეიძლება გამოვიანგარიშოთ $\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0}$ -ს

ცვლილება სიღრმის მიხედვით დედამიწის ქერქის ფარგლებში. ამისათვის საჭიროა ვისარგებლოთ თანამედროვე გეოფიზიკური მონაცემებით $\sigma(\rho)$ -ს ცვალებადობის შესახებ; კერძოდ, დავუშვათ, რომ ქერქის შემადგენელ ფენებში სიმკვრივე მუდმივია და იგი განიცდის ნახტომისებურ ზრდას ამ ფენათა საზღვარზე. $\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0}$ -ს გამო-

თვლის შედეგები მოყვანილია მე-8 ცხრილში კ. ვესელოვისა და მ.საგიტოვის მიხედვით.

აღსანიშნავია, რომ სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტი ფრიად მგრძნობიარეა ქანების სიმკვრივის ცვალებადობის მიმართ. მაგალითად, (V.58) ფორმულიდან გამოდის, რომ თუ σ შეიცვლება 0,1 გ/სმ³ სიდიდით, მაშინ $\frac{\partial \gamma}{\partial \rho_0}$ შეიცვლება 80 E-ით. ამიტომაც

ვერტიკალური გრადიენტის შესწავლას ; უშუალო გაზომვის გზით
განსაკუთრებული მნიშვნელობა ენიჭება გეოლოგიური ამოცანების
გადაწყვეტისათვის.

§1. სიმძიმის ძალის რედუქცია სიმაღლეზე და შუალედ ფანაზე

გრავემეტრიული დაკვირვებები დედამიწის ზედაპირზე წარმოებს სხვადასხვა სიმაღლეზე ზღვის დონედან და ტოპოგრაფიული მასების განაწილების სხვადასხვა პირობებში, რაც გავლენას ახდენს სიმძიმის ძალის სიდიდეზე და შეუძლებელს ხდის მის გამოყენებას მანამ, ვიდრე არ იქნება მიყვანილი ერთ გარკვეულ ზედაპირზე. ამ ოპერაციას სიმძიმის ძალის რედუქცია (მიყვანა) ეწოდება.

რედუქცია ძირითადად ორი ნაწილისაგან შედგება: 1. დაკვირვების წერტილის გადაადგილება შეველის გასწვრივ ზღვის დონემდე ან ზღვის ზედაპირიდან დაკვირვების პუნქტამდე. ეს არის რედუქცია სიმაღლეზე (რედუქცია თავისუფალ ჰაერში ან ფაის რედუქცია). 2. ტოპოგრაფიული მასების გადაადგილება სივრცეში. მისი საერთო სახელწოდებაა ტოპოგრაფიული რედუქცია.

სიმძიმის ძალის რედუქცია ერთი შეხედვით თითქოს მარტივია; სინამდვილეში კი მეტად რთულ პრობლემას წარმოადგენს, რომელიც დღემდე საბოლოოდ დამუშავებული არ არის. შემუშავებულია რედუქციის რამდენიმე სხვადასხვა მეთოდი, რომელთაგან განვიხილავთ მხოლოდ ძირითადს. მაგრამ ვიდრე ამ საკითხზე გადავიდოდეთ, საჭიროა გავაქეთოთ შემდეგი შენიშვნები.

სიმძიმის ძალის რედუქცირებულ და თეორიულ მნიშვნელობათა შორის სხვაობა გამოსახავს სიმძიმის ძალის ანომალიას, რომელიც ახასიათებს დედამიწის შიგნით არსებული ანომალიური მასების განაწილებას. სიმძიმის ძალის ანომალიას, რომელიც გამოყენებული რედუქციის სახელს ატარებს, დიდი მნიშვნელობა აქვს დედამიწის ფორმის განსაზღვრისა, დედამიწის ქერქის აგებულებისა და წიაღისეულთა გრავემეტრიული მეთოდით ძიების საქმეში. პრინციპულად სულერთია რა სახის ანომალიას მივმართავთ ამ პრობლემების შესწავლის დროს, მაგრამ მოხერხებულობის თვალსაზრისით მიზანშეწონილია გათვალისწინებულ იქნეს გადასაწყვეტი პრობლემის სპეციფიკა. ამ საკითხს მრავალი შრომა მიეძღვნა და ახლა უკვე ნათელია, თუ რომელი პრობლემის შესწავლის დროს რა სახის

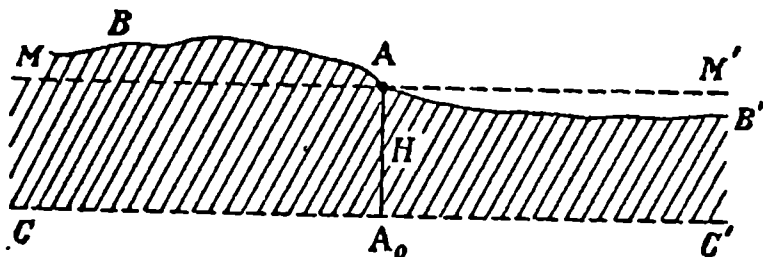
რედუქციის გამოყენებაა უფრო რაციონალური. ასე მაგალითად:

1849 წელს გამოჩენილმა ინგლისელმა მეცნიერმა სტოქსმა ჩამოაყალიბა ფუნდამენტური თეორემა, რომლის საფუძველზე შესაძლებელია გეოიდის ფიგურის განსაზღვრა გრავიმეტრიული მონაცემებით. ამ თეორემის თანახმად დედამიწის ფორმის განსაზღვრისათვის გამოყენებულ უნდა იქნეს ისეთი სახის რედუქცია, რომელიც არ შეცვლის დედამიწის საერთო მასას და არც დატოვებს ტოპოგრაფიულ მასებს ზღვის დონეს გარეთ. 1901 წელს პუანკარემ თეორიულად დაამტკიცა, რომ ამ პირობებს უზრუნველყოფს რედუქცია სიმაღლეზე ანუ ფრანგი მეცნიერის ფაის რედუქცია, რომლის დროსაც იგულისხმება, რომ გარე მასები კონდენსირებულია ზღვის დონის (გეოიდის) ფართეულის ქვეშ.

დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლისათვის ან გრავიტაციული მეთოდით ძიებისათვის უფრო ხელსაყრელია ტოპოგრაფიული რედუქციის გამოყენება, რომელიც გარდა სიმაღლეზე რედუქციისა გულისხმობს აგრეთვე ტოპოგრაფიული მასების რედუქციასაც. ასეთ რედუქციაში გამოთვლილი სიმძიმის ძალის ანომალია ხელს უწყობს საძიებელი ანომალიური მასების გავლენის უკეთ გამოვლინებას.

განვიხილოთ ეს რედუქციები ცალ-ცალკე.

რედუქცია სიმაღლეზე. ვთქვათ, g სიმძიმის ძალაა დედამიწის ზედაპირზე მდებარე A წერტილში, რომელიც H სიმაღლეზეა ზღვის დონიდან (ნახ. 75ა). გამოვთვალოთ g_0 სიმძიმის ძალა A_0 წერტილ-



ნახ. 75ა. სიმაღლის ძალის თავისუფალ ზერში და ბუჯის რედუქციის ახსნისათვის.

ში, რომელიც A წერტილის გეგმილია ზღვის დონეზე.

დავუშვათ, რომ დედამიწა წარმოადგენს სფეროს, რომლის რადიუსია R და მასა M , ხოლო A დაშორებულია დედამიწის ცენტრიდან $R+H$ მანძილით მაშინ, მხედველობაში თუ არ მივიღებთ ცენტრ-დამშორ ძალას, გვექნება:

$$g_0 = f \frac{M}{R^2} \quad \text{და} \quad g = f \frac{M}{(R+H)^2}$$

ამ სიდიდეთა სხვაობა

$$g_0 - g = fM \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{(R+H)} \right] = f \frac{M}{R} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{H}{R}\right)} \right] = f \frac{M}{R} \left[1 - \left(1 + \frac{H}{R}\right)^{-1} \right]$$

წარმოადგენს სარედუქციო ფორმულას.

$\frac{H}{R}$ მცირე სიდიდეა და ამიტომ შესაძლებელია მისი მცირე და უფრო მაღალი რიგის მცირე სიდიდეები უკუვაგდოთ, მივიღებთ:

$$g_0 - g = \delta g_H = f \frac{M}{R} \left[1 - \left(1 - \frac{2H}{R} + \dots \right) \right]$$

აბ

$$\delta g_H = 2 \frac{g_0}{R} H. \quad (VI.1)$$

ჩავსვათ ამ ფორმულაში შემდეგი საშუალო რიცხვითი მნიშვნელობანი: $g_0 = 980,6$ გალი და $R = 6371200$ მ., მაშინ გვექნება:

$$\delta g_H = 0,0003086H \text{ გალს} = 0,3086 \text{ მილიგალს.} \quad (VI.2)$$

(VI.2) ფორმულაში H მეტრებშია გამოსახული; აქედან შესწორება (ანუ რედუქცია) ყოველ 1 მეტრ სიმაღლეზე შეადგენს 0,31 მილიგალს.

ამგვარად,

$$g_0 = g + \delta g_H = g + 0,3086H \quad (VI.3)$$

გამოსახავს სიმაღლეზე რედუქცირებულ სიმძიმის ძალას A_0 წერტილში, ხოლო სხვაობა

$$g_0 - \gamma = g + \delta g_H - \gamma = \Delta g_f$$

- სიმძიმის ძალის ანომალიას თავისუფალ პაერში (ანუ ფაის ანომალიას), სადაც γ სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობაა.

ბუგეს რედუქცია. ზემოთ იგულისხმებოდა, რომ A და A_0 წერტილებს შორის არავითარი მასები არ არის. სინამდვილეში კი, დედამიწის BAB' ფიზიკურ ზედაპირსა და ზღვის CA_0C' ღონეს შორის არსებობს ე.წ. ტოპოგრაფიული მასები, რომლებიც ადიდებენ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას A წერტილში (ნახ. 75ა, 75ბ).

ამ ფენის მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელის გამოსაანგარიშებლად მივმართოთ (I.56) ფორმულას

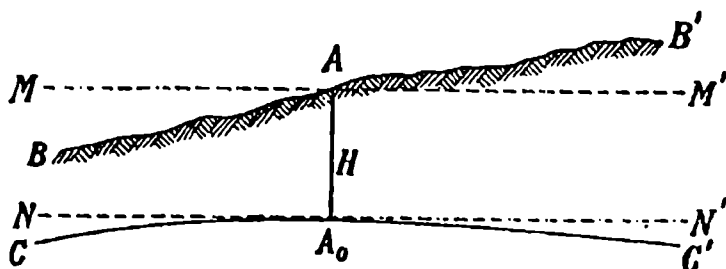
$$v = 2\pi\sigma \left[\sqrt{z^2 + a^2} - z \right].$$

განვიხილოთ v პოტენციალის ვერტიკალური წარმოებული, რომელ-

შიაც ზედაპირული სიმკვრივე δ შევცვალოთ σ მოცულობითი სიმკვრით შემდეგი დამოკიდებულების საფუძველზე,

$$\delta = \sigma dz,$$

მივიღებთ:



ნაშ. 76ბ. ზღბრის ძალაზე რელიეფის გავლენის გამოთვლის ახსნისათვის.

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 2\pi f \delta \frac{\partial}{\partial z} \left[\sqrt{z^2 + a^2} - z \right] dz,$$

რომელიც გამოსახავს a რადიუსის მქონე ცილინდრის მიზიდულობას მის ღერძზე მდებარე გარე წერტილში. H სისქის ცილინდრული ფენის მიზიდულობის მისაღებად საკმარისა ამ გამოთქმის ინტეგრაცია 0-დან H -მდე საზღვრებში, გვექნება:

$$\partial_z g = 2\pi f \delta \left[\sqrt{a^2 + H^2} - (a + H) \right] \quad (VI.4)$$

ან, რადგან

$$\sqrt{a^2 + H^2} = a \left(1 + \frac{H^2}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}} = a + \frac{H^2}{2a} + \dots,$$

ამიტომ

$$\partial_z g = 2\pi f \delta H \left[1 - \frac{H}{2a} + \dots \right]. \quad (VI.5)$$

უსასრულო გავრცელების $MM'C'$ ფენის შემთხვევაში $a = \infty$ და ამიტომ (VI.5) ფორმულიდან, თუ შევუცვლით ნიშანს, მივიღებთ:

$$\partial_z g = -2\pi f \delta H, \quad (VI.6)$$

რომელიც ე.წ. შუალედი ჰორიზონტული ფენის მიზიდულობის შესწორებას გამოსახავს და ბუგეს ფორმულა ეწოდება.

ჩავსვათ (VI.6) ფორმულაში მნიშვნელობა $f = 66,7 \cdot 10^{-8}$ cgs, გვექნება:

$$\partial_z g = -0,0419 \sigma H \text{ მილიგალს } (H \text{ მეტრებში}). \quad (VI.7)$$

შევეერთოთ (VI.3) და (VI.7) გამოსახულებები, მივიღებთ:

$$\delta g_H + \delta g_{\Sigma} = 0, 3086H - 0,0419\sigma H,$$

რომელსაც ბუგეს რედუქცია ეწოდება.

ამგვარად, რედუცირებული სიმძიმის ძალა შეიცავს რედუქციას სიმაღლეზე და შუალედ ფენაზე, ე.ი.

$$g'_{\bullet} = g + \delta g_H + \delta g_{\Sigma} = g + 0,3086H - 0,0419\sigma H \quad (VI.8)$$

გამოსახავს ბუგეს შესწორებით რედუცირებულ სიმძიმის ძალას $A_{\bullet}$ წერტილში, ხოლო სხვაობა

$$g'_{\bullet} - \gamma = \Delta g_{\bullet}$$

სიმძიმის ძალის ბუგეს ანომალიას.

§2. რელიეფის გავლენა სიმძიმის ძალაზე

ბუგეს შესწორების გამოთვლის დროს მხედველობაში არ იყო მიღებული ის გარემოება, რომ რელიეფის ზედაპირი არ ემთხვევა შუალედი ფენის MAM' სიბრტყეს (ნახ. 75ბ). ამის გამო გამოუთვლელი დარჩა MAM' სიბრტყის ზევით მოთავსებული მასების გავლენა (როგორცაა, მაგალითად, MAB' მასა) და არსებულად მიჩნეულია ამავე სიბრტყესა და რელიეფს შორის არარსებული მასები (როგორცაა, მაგალითად, სიცარიელე MAB). ეს გარემოება, განსაკუთრებით მაღალმთაგორიანი რაიონებისათვის, იწვევს რელიეფის გავლენის გამოთვლის აუცილებლობას დაკვირვების წერტილში.

ამ მიზნით წარმოვიდგინოთ, რომ A წერტილის ირგვლივ MM' სიბრტყესა და BB' რელიეფს შორის მოთავსებული სივრცე დაყოფილია კონცენტრულ ცილინდრულ სექტორებად, რომელთა ცენტრი A წერტილშია. მაშინ ყოველი ასეთი ფენის გავლენა სიმძიმის ძალაზე A წერტილში, თანახმად (VI.4) ფორმულისა, გამოისახება შემდეგნაირად:

$$2\pi f\sigma \left[\left[\sqrt{a_{i+1}^2 + H^2} - a_{i+1} - H \right] - \left[\sqrt{a_i^2 + H^2} - a_i - H \right] \right],$$

სადაც a_{i+1} და a_i კონცენტრული ფენის გარე და შიდა რადიუსებია, ხოლო H ფენის საშუალო სიმაღლეა MM' ზედაპირიდან ანათვალში.

აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ როგორც MAB სიცარიელის, ისე

MAB' მასების გავლენა ამცირებენ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობას დაკვირვების წერტილში და ამიტომ ორივე შემთხვევაში შესწორება დადებითი ნიშნისაა.

H საშუალო სიმაღლის უფრო ზუსტად გამოსაანგარიშებლად კონცენტრული ფენები დავყოთ სექტორებად *A* წერტილიდან რადიალურად გავლებული *m* რაოდენობის ვერტიკალური სიბრტყით. მაშინ, თითოეული სექტორის გავლენა სიმძიმის ძალაზე იქნება

$$\frac{2\pi f\sigma}{m} \left[\sqrt{a_{i+1}^2 + H^2} - \sqrt{a_i^2 + H^2} - a_{i+1} + a_i \right], \quad (VI.9)$$

ხოლო რელიეფის სრული გავლენა კი ამ გავლენათა ჯამი იქნება. ე.ი.

$$\delta g_r = \frac{2\pi f\sigma}{m} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \left[\sqrt{a_{i+1,j}^2 + H^2} - \sqrt{a_{i,j}^2 + H^2} - a_{i+1,j} + a_{i,j} \right]. \quad (VI.10)$$

(VI.10) ფორმულის გამოყენებისათვის საჭიროა შევარჩიოთ *a* რადიუსის სიღრმე და *m* რიცხვი ყოველი კონცენტრული ფენისათვის. მაგალითად, თუ სიმძიმის ძალის განსაზღვრის სიზუსტე 2-3 მილი გალია, მაშინ მარტივი რელიეფის შემთხვევაში საკმარისია დავუშვათ, რომ *a*=0,5; 1; 1,5; 2; 3; 4; 6; 8; 11; 15 კმ. ხოლო *m*=8. რთული რელიეფის შემთხვევაში კი ახლო ზონების რადიუსები უნდა შემცირდეს და გამოთვლა 100-200 კმ ფარგლებში მოხდეს. გამოთვლების გასაადვილებლად გამოიყენება სპეციალური ცხრილები.

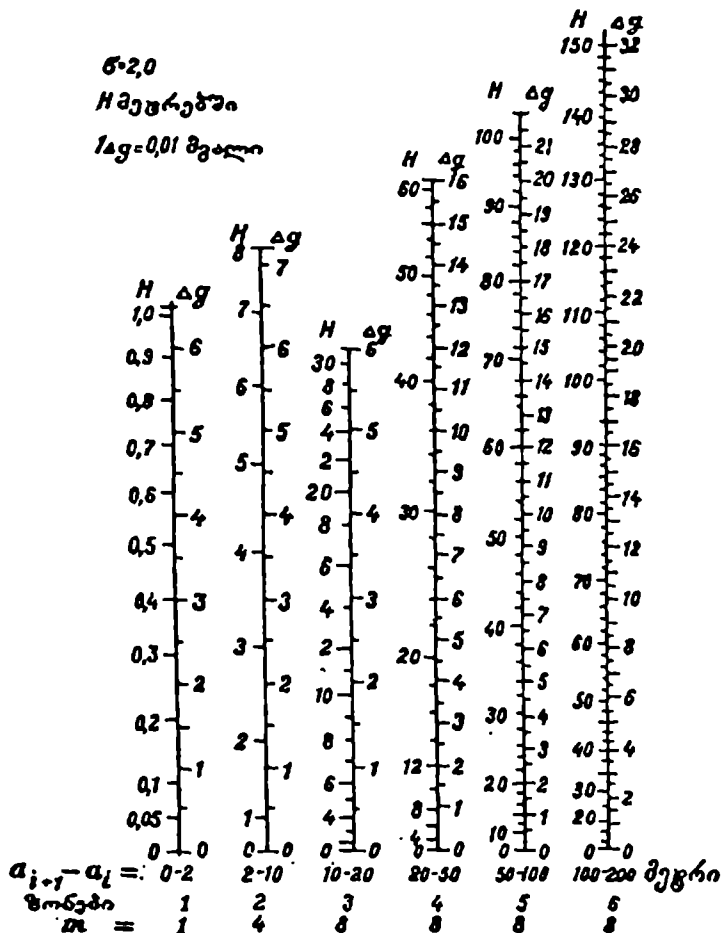
გრავიმეტრებით აგეგმვის დროს, როდესაც გაზომვის სიზუსტე დაახლოებით ათჯერ მეტია, *δg_r*, უფრო ზუსტად უნდა იქნეს გამოთვ-

ლილი. ამიტომ რადიუსები, განსაკუთრებით ცენტრალურ ზონაში, ბევრად მცირე უნდა იყოს და *m*-ის მნიშვნელობაც სათანადოდ უნდა გაიზარდოს 16-მდე მაინც. ასეთი ცხრილები დამუშავებულია პ. ლუკაიზენკოს მიერ, რომელმაც შემდეგი რადიუსები შემოიღო: *a*=2, 10, 20, 50, 100, 200, 300, 500, 700, 1000, 1500, 2000 მეტრი, 3, 5, 7, 10, 15, 20 და 30 კმ. ხოლო რიცხვი *m* იცვლება 1-დან (პირველ ზონაში) 16-მდე (ბოლო ზონებში). ამის მიხედვით შედგენილია ცხრილები და ნომოგრამები.

H-ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის საილუსტრაციოდ მოგვყავს ნომოგრამები 0-200 მეტრის რადიუსისათვის (ნახ. 76).

შესწორების გამოთვლისათვის აგრეთვე გამოიყენება გამჭვირვალე ქაღალდზე დახატული პალეტი. პალეტს ათავსებენ ჰიფსომეტრულ რუკაზე ისე, რომ მისი ცენტრი დაემთხვეს გრავიმეტრიულ *P* პუნქტს, რომლისთვისაც მოითხოვება რელიეფის გავლენის გამოთვლა (ნახ. 77). პალეტის ყოველ სექტორში განისაზღვრება რელიე-

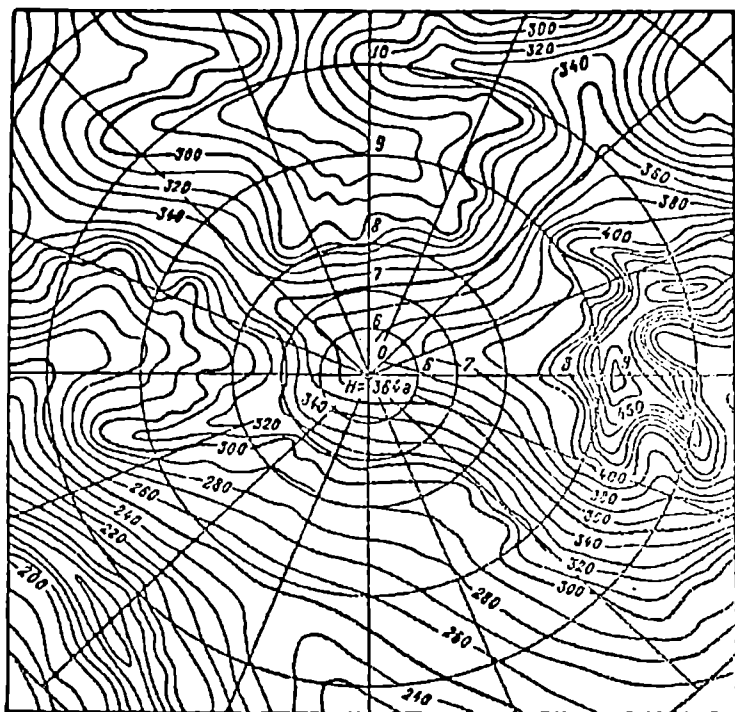
ფის საშუალო აბსოლუტური სიმაღლე. რომელსაც გამოაკლდება P პუნქტის სიმაღლე. ამგვარად, მივიღებთ რელიეფის ფარდობით სი-
მაღლეს P წერტილის მიმართ, რომლის მიხედვითაც სათანადო ცხრი-



ნახ. 76. რელიეფის გავლენის გამოსათვლელი ნომოგრამა.

ლების ან ნომოგრამების (ნახ. 76) საშუალებით გამოიანგარიშება ყოველი სექტორისათვის გრავიტაციული ეფექტი. მათი ჯამი როგორც ზონების, ისე, რადიუსის გასწვრივ მოგვეცემს რელიეფის გავლენის სიდიდეს.

არსებობს ძგ, -ის გამოთვლის გრაფიკული მეთოდის სხვა ვარიანტიც, რომელიც დამუშავებულია ფ.ბერიოზკინის მიერ. იგი იმაში მდგომარეობს, რომ პალეტის რადიალური სხივების გასწვრივ საკანძო წერტილები წინასწარ ფიქსირებული არაა, როგორც ზემოთ



ნახ. 77. რელიეფის გაუდინის გამოხატვითი პალეტის რადიალური სხივების გასწვრივ წერტილების განლაგება

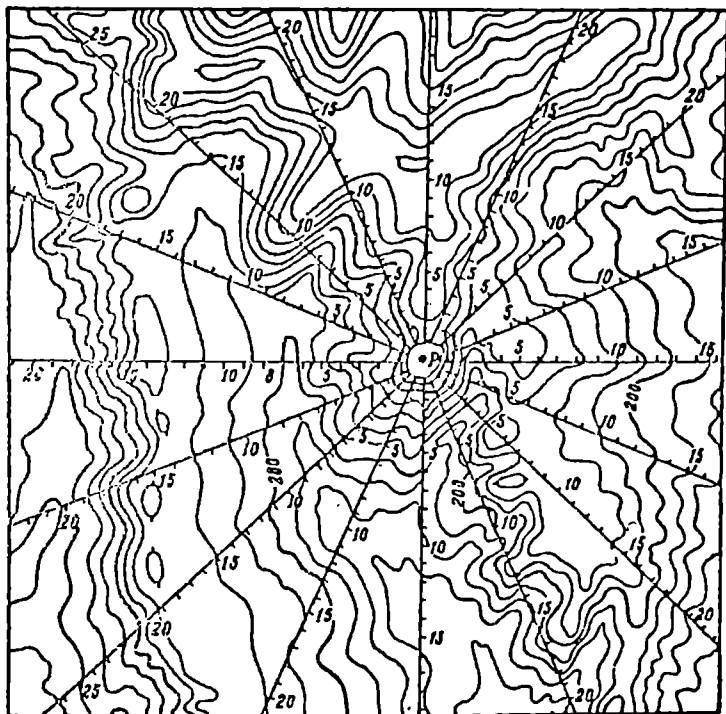
აღწერილ მეთოდში: ისინი აიღება რელიეფის მახასიათებელ ადგილებში (ნახ. 77). ამ მეთოდით გრაფიკული ეფექტი ერთი სხივის გასწვრივ გამოითვლება ფორმულით

$$\delta g_r = F_1 \left[\frac{1}{2} - R_1 \right] + F_2 \left[R_1 + R_2 \right] + \dots + F_n \left[R_{n-1} - R_n \right],$$

სადაც

$$F_1 = \frac{2\pi f \sigma H_1^2}{ma_1} \left(1 - \frac{H_1^2}{ma_1} \right); \quad R_1 = \frac{a_{1+1} - a_1}{2(a_{1+1} + a_1)}$$

m რადიუსების რიცხვია; H_1 რელიეფის სიმაღლე საკვანძო ადგილებში; a_1 საკვანძო ადგილის დაშორებაა დაკვირვების პუნქტიდან რადიუსის გასწვრივ; σ რელიეფის შემადგენელი მასის სიმკვრივეა.



ნახ. 78. რელიეფის გავლენის გამოსათვლელი ფებეროზონის პალეტი ზეისომეტრულ რუკაზე.

ყოველი რადიუსის გასწვრივ ძვ, სიდიდეთა შეჯამება მოგვცემს რელიეფის გავლენის სრულ ეფექტს. F და R ფუნქციითა გამოსათვლელად შედგენილია მოხერხებული ნომოგრამები, რომლებიც აქ

არ მოგვეყავს.¹

პრაქტიკა გვიჩვენებს, რომ ვაჟე და ზომიერი რელიეფის შემთხვევაში საესებოთ საკმარისია დავემაყოფილეთ ბგ, სიდიდის გამოთვლით 10-30 კილომეტრის რადიუსის ფარგლებში. მართალია, მაღალ მთაგორიან რაიონებშიც (კავკასია, კარპატები, შუა აზიის მთაგორიანი რაიონები) ძირითადი გავლენა ამავე ფარგლებშია, მაგრამ შორეული რელიეფის გავლენაც მხედველობაში მისაღებია და ამიტომ საჭიროა რადიუსი 100-200 კმ-დე გაიზარდოს.

რელიეფის საშუალო სიმაღლის გამოთვლისათვის სექტორებში აუცილებელია გვექონდეს ცენტრალური ზონებისათვის მსხვილმასშტაბიანი რუკები იზოჰიფსებში, ხოლო შორეული ზონებისათვის - წვრილმასშტაბიანი. რელიეფის გავლენის სიზუსტე გამარანგარიშებული უნდა იყოს გრაფიკურიული აგეგმვის მასშტაბის შესაბამისად. დეტალური აგეგმვის შემთხვევაში შეიძლება საჭირო იქნეს სპეციალური ნიველირების ჩატარებაც დაკვირვების პუნქტის ირგვლივ, რათა უზრუნველყოთ რელიეფის გავლენის გამოთვლის მაღალი სიზუსტე.

რელიეფის გავლენის გამოთვლა შრომატევადი სამუშაოა და მისი გამარტივების მიზნით მიმართავენ. გამომთვლელი მანქანების გამოყენებას. სათანადო მეთოდი ითვალისწინებს რელიეფის დაყოფას არა სექტორებად (ნახ. 77,78), არამედ კვადრატული კვეთის პრიზმებად. ამგვარად, რელიეფში ამოკვეთილი მასები წარმოგვიდგება კვადრატულ ფუძეზე დაყრდნობილ პრიზმებად; მათი ფუძეები განლაგებულია დაკვირვების პუნქტზე გამავალ ჰორიზონტულ სიბრ-

ტყეზე. თუ რელიეფის ზედაპირის დახრა არ აღემატება 20°, მაშინ პრიზმის მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელი გამოისახება მარტივი ფორმულით

$$\delta g_{11} = \frac{f \sigma S}{2a_{11}} \left(1 + \frac{3}{8} \frac{S}{a_{11}} \right) H_{11}^3$$

სადაც $a_{11} = \sqrt{\xi_1^2 + \eta_1^2}$ მანძილია დაკვირვების პუნქტიდან პრიზმის ფუძის ცენტრამდე, ხოლო ξ_1 და η_1 ამ ცენტრის ხაზოვანი კოორდინატებია; S პრიზმის ფუძის ფართობი; H_{11} პრიზმის სიმაღლეა. ყველა

¹ იხ. Весселов К.Е. и Сагитов М.У. - Гравиметрическая разведка.

ელემენტარული პრიზმების გავლენათა ჯამი შეადგენს რელიეფის სრულ გავლენას.

ამ მეთოდით გამოთვლები შეიძლება ჩატარდეს პუნქტების ნებისმიერი სიხშირისათვის და

$$\delta g_i = \sum_j \sum_k \delta g_{ijk}.$$

მიღებულ სიდიდეთა საფუძველზე აიგება რელიეფის გავლენის შესწორების რუკა მოცემული საკვლევი რაიონისათვის. ასეთი რუკიდან გრავიმეტრიული აგეგმვის დროს ინტერპოლაციის ხერხით სწრაფად გამოითვლება რელიეფის გავლენა ნებისმიერ პუნქტში.

რელიეფზე შესწორების გათვალისწინებით (VI.8) ფორმულა ასე დაიწერება:

$$g''_0 = g + \delta g_H + \delta g_B + \delta g_i. \quad (VI.11)$$

(VI.11) ფორმულით გამოსახულ რედუქციას არასრული ტოპოგრაფიული რედუქცია ეწოდება, ხოლო თუ δg_i დედამიწის მთელი ზედაპირისთვისაა გამოთვლილი, მაშინ მას სრული ტოპოგრაფიული რედუქცია ეწოდება.

ემუდრეცოვას გამოკვლევით ამ ორ რედუქციათა შორის სხვაობა მთავარიანი რაიონებისათვის (კავკასია, შუა აზია), მუდმივი სიდიდეა და იგი 90 მილიგალის ტოლია. ცხადია, გრავიმეტრიული ძიების შემთხვევაში სრული ტოპოგრაფიული რედუქციის გამოთვლას, რომელიც ამავე დროს ძალზე რთულია, აზრი არა აქვს; მას მნიშვნელობა აქვს მხოლოდ დედამიწის ფორმის (გეოიდის) შესწავლისათვის.

მსგავსად წინა პარაგრაფში თქმულისა, შეიძლება განვიხილოთ არასრული და სრული ტოპოგრაფიული ანომალიები, როგორც სხვაობა სათანადოდ რედუქცირებული სიმძიმის ძალისა (g''_0) და მისი თეორიული მნიშვნელობისა (γ) ე.ი.

$$g''_0 - \gamma = \Delta g_T.$$

დჳ. სიმძიმის ძალის სხვა რედუქციები

ინვერსიის მეთოდი. ზემოთ განხილული რედუქციები მასების გადაადგილების გამო იწვევენ (ფაის - ნაკლებად, ბუგეს-მეტად) სიმძიმის ძალის პოტენციალის შეცვლას, ე.ი. გეოიდის დამახინჯებას. ამიტომ იყო ცდა მოენახათ ისეთი მეთოდი რედუქციისა, რომელიც ამ ნაყლისაგან თავისუფალი იქნებოდა. ასეთი მეთოდი შეიმუშავა პოლონელმა გეოფიზიკოსმა რუდსკიმ, რომლის მთავარი არსი იმაში მდგომარეობს, რომ გარე მასების გადაადგილება გეოიდის შიგნით არ ცვლის სიმძიმის ძალის პოტენციალს და, მაშასადამე, გეოიდსაც მოცემულ წერტილში. ეს გადატანა გარე მასების თითქმის სარკისებური გადასახვის წესით ხდება და ამიტომაც მას ინვერსიის მეთოდი უწოდეს.

მაგრამ ამ მეთოდსაც გააჩნია ნაკლი; მასების ინვერსიის შედეგად არ რჩება უცვლელი სიმძიმის ძალა გეოიდზე, რადგან მცირდება, მართალია უმნიშვნელოდ, დედამიწის საერთო მასა. ყოველივე ამის გამო არ კმაყოფილდება სტოქსის თეორემის ერთერთი აუცილებელი პირობა, და ამიტომ ინვერსიის მეთოდით გამოთვლილი სიმძიმის ძალის ანომალია გამოუსადეგარია გეოიდის განსაზღვრისათვის.

ბუანკარე - პრეის მეთოდი. ეს მეთოდი მდგომარეობს სიმძიმის ძალის მნიშვნელობის პონანაში გეოიდის ზედაპირზე, ტოპოგრაფიული მასების შიგნით მათი გადაადგილების გარეშე.

ვთქვათ, g არის H სიმაღლეზე მდებარე A წერტილში განსაზღვრული სიმძიმის ძალა (ნახ. 75ა). თუ b არის გარე მასების მიზიდულობა A წერტილში, მაშინ A_0 წერტილში რედუქცირებული სიმძიმის ძალა იქნება

$$g+0,3086H-b.$$

თუ ახლა იმავე მასებს დავაბრუნებთ თავის ადგილზე, მაშინ მათი მიზიდულობა A_0 წერტილში იქნება b' , რომელიც საზოგადოდ განსხვავებულია b -საგან, და გვექნება:

$$g+0,3086H-b-b'$$

(b' აკლდება, რადგან რელიეფის მასები ამცირებენ მიზიდულობის ძალას A_0 წერტილში).

ერთგვაროვანი პორიზონტული შუალედი ფენის შემთხვევაში $b=b'$ და ამიტომ A_0 წერტილში სიმძიმის ძალა იქნება

$$g_p = g+0,3086H-2 \cdot 0,0419H\sigma = g+0,3086H-0,0838H\sigma. \quad (VI.12)$$

ამ მეთოდის იდეა გამოთქმული იყო პუანკარეს მიერ და იგი გამოიყენა აესტრიელმა გეოდეზისტმა პრეიმ. შეენიშნავთ, რომ პრეიმის შესწორება ვერ უზრუნველყოფს გარე მასების მოხსნას და ამიტომ იგი მოუღებელია სტოქსის თეორემის თვალსაზრისით.

გადავიდეთ ახლა სხვა სახის რედუქციებზე. რომლებიც, უფრო სწორად რომ ვთქვათ, დამატებით რედუქციას ან შესწორებას წარმოადგენენ.

ბრუნის შესწორება. როგორც ვიცით, დანაკვირვები სიმძიმის ძალის რედუქცია წარმოებს გეოიდზე (ზღვის დონეზე), ხოლო სიმძიმის ძალის თეორიული მნიშვნელობა კი გამოითვლება დედამიწის სფეროიდზე (თეორიული დედამიწის ზედაპირზე). ეს ორი ფართეული ყველგან არ ემთხვევა ერთმანეთს და ამიტომ საჭიროა სათანადო შესწორების შეტანა სიმაღლეზე რედუქციაში; წინააღმდეგ შემთხვევაში ფაის ან ბუგეს გამოთვლილი ანომალია არ იქნება სამართლიანი.

ეს შესწორება გამოიხატება ფორმულით [მსგავსად (VI.1) ფორმულისა]:

$$\delta g_N = \frac{2g_N}{R} N = 0,3086N, \quad (VI.13)$$

სადაც N მანძილია (მეტრებში) გეოიდსა და სფეროიდს შორის.

ფონგოლოვიჩის შესწორება. 1952 წელს ი.ფონგოლოვიჩმა მიუთითა, რომ სიმძიმის ძალის ტოპოგრაფიული რედუქციის დროს აუცილებელია მიღებულ იქნეს მხედველობაში იმ მასების გავლენა, რომლებიც მოთავსებულია გეოიდსა და სფეროიდს შორის. სათანადო შესწორება, თანახმად (VI.6) ფორმულისა, იქნება:

$$\delta g_G = -2\pi f \sigma N = -0,0419 \sigma N. \quad (VI.14)$$

ზღვებზე განსაზღვრული სიმძიმის ძალის რედუქცია. გრავიმეტრიული გაზომვები ზღვებზე ჩვეულებრივად წარმოებს წყლის ზედაპირის ქვევით - H სიღრმეზე; ამიტომ სიმაღლეზე შესწორებას ამ შემთხვევაში უარყოფითი ნიშანი აქვს. რაც შეეხება წყლის ზედა ფენის მიზიდულობის გავლენას სიმძიმის ძალაზე, იგი, პრეიმ-პუანკარეს შესწორების შესაბამისად შეადგენს ამ ფენის მიზიდულობის გაორკეცებულ სიდიდეს, როცა მიზიდულობის წერტილი გადაიტანება ზღვის დონეზე (გეოიდზე).

ამგვარად, (VI.12) ფორმულის თანახმად, გვექნება:

$$\delta g_p = -0,3086H + 0,0838 \sigma H$$

ან, რადგან ზღვის წყლის სიმკვრივე $1,03$ გ/სმ³ უდრის, საბოლოოდ

$$\delta g_p = -0,2225H. \quad (VI.15)$$

სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობა გამოყვანილია იმ ანგარიშით, რომ ზღეებისა და ოკეანეების აუზები წარმოდგენით შეესებულია მასებით იმ ზომამდე, რომ, იქ სიმკვრივე დედაბინის ქერქის საშუალო სიმკვრივეს (2.67 გ/სმ³) უდრის. ამიტომ ზღვაზე განსაზღვრულ გრავიმეტრიულ პუნქტში ბუგეს შესწორების გამოანგარიშების დროს აუცილებელია, რომ ზღვის აუზები ასევე შეივსოს მასებით.

დავუშვათ, რომ ეს დამატებითი მასები კმნიან პორიზონტულ შრეს, მაშინ, სიმძიმის ძალაზე სათანადო გავლენა გამოითვლება ფორმულით

$$2\pi f(\sigma-1,03)h=0,0419(2,67-1,03)=0,0686h,$$

სადაც h ზღვის სიღრმეა დაკვირვების პუნქტის ქვეშ. დავუმატოთ ეს სიდიდე (VI.15) ფორმულას და მივიღებთ ბუგეს შესწორებას

$$\delta g_h = -0,2225H + 0,0686h.$$

მეორე შესწორება, რომელიც ზღვაზე განსაზღვრულ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობაში უნდა შევიტანოთ, შეეხება ე.წ. ეტაჟის ეფექტს, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ თუ გეპი მოძრაობს დაკვირვების დროს, მაშინ იცვლება ხელსაწყოზე მოქმედი ცენტრდამშორი ძალა და, მაშასადამე, თვით სიმძიმის ძალაც. ამ საკითხის თეორია მარტივია, მიუხედავად ამისა შესწორების გამოსათვლელ ფორმულას მოვიყვანოთ მხოლოდ საბოლოო სახით

$$\delta g_E = 0,0075V \sin A \cdot \cos \phi,$$

სადაც A გემის მოძრაობის მიმართულების აზიმუტია, V გემის ხაზოვანი სიჩქარეა (კილომეტრებში), ϕ განედია.

გავაკეთოთ ახლა საერთო ხასიათის შენიშვნა. აქამდე რედუქციას ვაწარმოებდით დაკვირვების A წერტილიდან გეოიდის ზედაპირზე მდებარე A_0 წერტილში. მაგრამ თუ ანომალიური საძიებელი

მასები ტოპოგრაფიულ მასებშია ჩართული, მაშინ ასეთი რედუქციისათვის ნაკლები საფუძველია; ამიტომ ახლა უფრო სამართლიანად თვლიან, რომ რედუქცირება მოხდეს A_0 -დან A -ში. ე.ი. დანაკვირვები

სიმძიმის ძალა კი არ მიიყვანება ზღვის დონეზე. არამედ სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობა მიიყვანება დაკვირვების პუნქტზე. ამ შემთხვევაში ჩვენ მიერ გამოყვანილი შესწორებები, შესაბამისად არჩეული რედუქციისა, დაემატება ალგებრულად სიმძიმის ძალის ნორმალურ მნიშვნელობას და არა დაკვირვებულს, ე.ი. გვექნება:

1. $\Delta g_f = g - (\gamma - 0,3086H)$ - სიმძიმის ძალის ფაის ანომალიაა;

2. $\Delta g_h = g - (\gamma - 0,3086H + 0,0419\sigma h)$ - სიმძიმის ძალის ბუგეს

ანომალია;

3. $\Delta g_{\text{თ}} = g - (\gamma - 0,3086H + 0,0419\sigma H - \delta g) -$ სიმძიმის ძალის ტოპოგრაფიული ანომალია ანუ ბუგეს ანომალია ტოპოგრაფიული შესწორებით.

§4. სიმძიმის ძალის იზოსტაზიური რედუქცია

სიმძიმის ძალის იზოსტაზიური რედუქციის ძირითადი პრინციპი მდგომარეობს შემდეგში: დაკვირვების პუნქტში გამოიანგარიშება დედამიწის მთელი ტოპოგრაფიული მასების (ზღვის დონის ზევით მოთავსებული და ზღვებისა და ოკეანეების აუზებში მასების დეფექტის) Δg , მიზიდულობა, რომელიც გამოაქლდება ამავე პუნქტში დანაკვირვებ სიმძიმის ძალას.

შემდეგ იგივე ტოპოგრაფიული მასები გადანაწილდება დედამიწის ქერქში ისეთნაირად, რომ იგი არ შეიცავდეს ანომალიურ მასებს; სხვაგვარად ეს ნიშნავს: თუ მივიჩნევთ, რომ დედამიწის ქერქი აგებულია პრატის ჰიპოთეზის მიხედვით, მაშინ ამ გადანაწილების შედეგად ყველგან ერთნაირი უნდა გახდეს სიმკვრივე ქერქში, ხოლო თუ დედამიწის ქერქის აგებულებას საფუძვლად დავუდებთ ერის ან ვენინგ მენისის ჰიპოთეზას, მაშინ ქერქის სისქე ყველგან ერთნაირი უნდა გახდეს. ამგვარად გადანაწილებული მასების Δg , მიზიდულობა, რომელსაც მაკომპენსირებელი გავ-

ლენა ეწოდება, უნდა დაემატოს გაზომილ სიმძიმის ძალას.

ყოველივე ამის შემდეგ დაკვირვების პუნქტი სიმალღეზე რედუქციით მიიყვანება ზღვის დონეზე ან ანალოგიურად. წინა პარაგრაფში თქმულისა, თეორიული მნიშვნელობა γ მიიყვანება დაკვირვების პუნქტზე.

ამგვარად, იზოსტაზიის ჰიპოთეზის საფუძველზე რედუქცირებული სიმძიმის ძალა ასე გამოისახება:

$$g_1 = g + \frac{2g_0}{R}H - \Delta g_1 + \Delta g_1. \quad (VI.16)$$

ამ მეთოდს ეწოდება ტოპოგრაფიულ-იზოსტაზიური რედუქცია. იგი დაამუშავეს ამერიკელმა გეოდეზისტებმა ჰეიფორდმა და ბოუ-იმ, რომლებმაც თავიანთ გამოთვლებს საფუძვლად პრატის სქემა დაუდვეს. ეს გამოთვლები მეტად რთული და შრომატევადია; მათი გამარტივების მიზნით დედამიწის ზედაპირი დაყოფილია 33 ზონად, რომელთაგან დაკვირვების პუნქტის მახლობლად განლაგებული 15

ზონა ბრტყელია, ხოლო დანარჩენი 18-სფერული (იხ. ცხრილი 8);
 ზონები დაყოფილია სექტორებად.

ცხრილი 8

დედამიწის ზონები ჰეიფორდი-ბოუის მიხედვით

ბრტყელი ზონები				სფერული ზონები			
ზონების აღნიშვნა	რადიუსი, მეტში		სექტორების რიცხვი	ზონების აღნიშვნა	რადიუსი, მეტში		სექტორების რიცხვი
	შინაგანი	გარეგანი			შინაგანი	გარეგანი	
A	0	2	1	18	1°29'58"	1°41'13"	1
B	2	68	4	17	1°41'13"	1°54'52"	1
C	68	230	4	16	1°54'52"	2°11'53"	1
D	230	590	6	15	2°11'53"	2°33'46"	1
E	590	1280	8	14	2°33'46"	3°03'05"	1
F	1280	2290	10	13	3°03'05"	4°19'13"	16
G	2290	3500	12	12	4°19'13"	5°46'34"	10
H	3520	5240	16	11	5°46'34"	7°51'30"	8
I	5240	8440	20	10	7°51'30"	10°44'	6
J	8440	12400	16	9	10°44'	14°09'	4
K	12400	18800	20	8	14°09'	20°41'	4
L	18800	28800	24	7	20°41'	26°41'	2
M	28800	58800	14	6	26°41'	35°58'	18
N	58800	99000	16	5	35°58'	51°08'	16
O	99000	166700	28	4	51°04'	72°13'	12

ზონების მიზიდულობის გამოთვლისათვის შედგენილია სპეციალური ცხრილები სექტორებში რელიეფის საშუალო სიმაღლეთა და დაკვირვების პუნქტის სიმაღლის არგუმენტების მიხედვით. ამ მიზნით ბრტყელი ზონებისათვის გამოყენებული იყო (VI.10) ფორმულა, რომელშიც დედამიწის ჰერკის საშუალო სიმკვრივე მიღებულ

იქნა $2,67 \text{ გ/სმ}^3$ ტოლად, ხოლო მაკომპენსირებელი მასების სიმკვრივე კონტინენტური ნაწილისათვის განისაზღვრა თანაფარდობით

$$\sigma = \sigma_0 \frac{H}{T}$$

და ზღვის აუზებისათვის - თანაფარდობით

$$\sigma = -(2,67 - 1,03) \frac{h}{T} = -0,615 \frac{h}{T}$$

სადაც H სექტორში რელიეფის საშუალო სიმაღლეა, h - ზღვის სიღრმეა.

სფერულ ზონებში სექტორების გავლენის გამოთვლისათვის არსებობს სხვა ფორმულა, რომელსაც ქვემოთ მოვიყვანთ.

ვთქვათ, A არის დაკვირვების პუნქტი სფერული დედამიწის ზედაპირზე, რომლის რადიუსია R (ნახ. 79). წარმოვიდგინოთ B წერტილში ელემენტარული dm მასა, რომელიც მდებარეობს ზღვის დონიდან H სიმაღლეზე. აღვნიშნოთ AB მიმართულებასა და AK პორიზონტულ ხაზს შორის კუთხე β ასოთი, ხოლო AB მანძილი - d ასოთი. მაშინ, A წერტილში dm მასის მიზიდულობის ძალის ბგ ვერტიკალური მდგენელი ასე გამოისახება:

$$\delta g = f \frac{dm}{d^2} \sin \beta.$$

ABC და ABD სამკუთხედებიდან გვაქვს

$$d^2 = a^2 + H^2 + 2aH \sin \frac{\psi}{2}$$

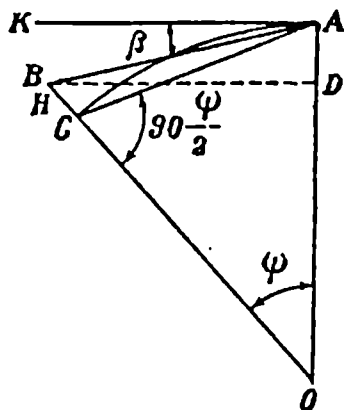
$$\sin \beta = \frac{AD}{d} = \frac{R - (R+H) \cos \psi}{d},$$

სადაც ψ არის OA და OC რადიუსებით შედგენილი კუთხე, ხოლო $a = AC$ მისი შესაფერისი ქორდაა. გამომდინარე ამ გამოთქმიდან

$$\delta g = f \frac{R - (R+H) \cos \psi}{\left[a^2 + H^2 + 2aH \sin \frac{\psi}{2} \right]^{3/2}} dm$$

ან, თუ მივიღებთ მხედველობაში

$$a = 2R \sin \frac{\psi}{2}$$



ნახ. 79. იზოსტაზიური მაკომპენსირებელი მასების მიზიდულობის გამოთვლა.

მაშინ საბოლოოდ გვექნება:

$$\delta g = \frac{R - (R+H) \cos \psi}{[4R(R+H) \sin^2 \frac{\psi}{2} + H^2]} dm.$$

იმ შემთხვევაში, როცა გვესურს გამოვიტვალოთ მაკომპენსირებული მასების ძვ მიზიდულობა, რომელიც განლაგებულია ზღვის დონის ქვევით, მაშინ H იქნება უარყოფითი და უკანასკნელ ფორმულაში ნიშნის სათანადო ცვლილება მოხდება.

სხვაობა

$$\Delta g_1 = g + \frac{2g}{R} H - \Delta g_1 + \Delta g_1 - \gamma = g_1 - \gamma$$

წარმოადგენს სიმძიმის ძალის იზოსტაზიურ ანომალიას.

§5. რელიეფის გავლენა სიმძიმის ძალის კომპენსიალის მეორე რიგის წარმოებულზე

დაკვირვების პუნქტის ირგვლივ არსებული რელიეფის უსწორობა გავლენას ახდენს აგრეთვე სიმძიმის ძალის მეორე რიგის წარმოებულებზეც. მართალია, ჩვეულებრივად ვარიომეტრიული დაკვირვებები არ ტარდება რთული რელიეფის პირობებში, მაგრამ რაგინდ მშვიდი იყოს რელიეფი, ეს გავლენა მაინც იმდენად მნიშვნელოვანია, რომ მისი უგულებელყოფა დაუშვებელია.

შესწორება რელიეფის გავლენაზე გამოითვლება ორ ნაწილად: დაკვირვების პუნქტის ახლო (0-50 მეტრის რადიუსის ფარგლებში) და შორეული (50-1000 მეტრის რადიუსის ფარგლებში) ზონებისათვის ცალ-ცალკე. პირველ შემთხვევაში გამოიყენება ე.წ. ანალიზური ხერხი, ხოლო მეორეში - გრაფიკული ან მექანიკური ხერხი. ანალიზური ხერხი მოითხოვს გაიზომოს წინასწარ ფიქსირებულ წერტილებში რელიეფის ფარდობითი სიმაღლე დაკვირვების პუნქტზე გამავალი პორიზონტული სიბრტყის მიმართ; ამ მონაცემების დახმარებით გამოითვლება რელიეფის გავლენა ახლო ზონებისათვის. გრაფიკული ხერხის გამოყენებისათვის აუცილებელია ხელთ გვქონდეს მსხვილი მასშტაბის ტოპოგრაფიული რუკები ან რელიეფის კრილები დაკვირვების პუნქტიდან გავლებული რადიალური სხივების გასწვრივ, რომლებზედაც დაყრდნობით სათანადო პალეტის საშუალებით მარტივად შეიძლება იქნეს გამოთვლილი შორეული რელიეფის გავლენა. მექანიკური ხერხით გამოთვლა კი დამყარებულია სპეციალური საანგარიშო სახაზავების ან სანიველირო ლარტყების გამოყენებაზე, რომლებიც ამ მიზნისათვის სათანადოდაა დაგარადუ-

ირებულო.

რელიეფის გავლენის გამოთვლის ხერხების დამუშავებას მრავალმა ავტორმა (ეტვეშმა, ნიკიფოროვმა, ნუმეროვმა, შვეიდარმა, გამბურცევმა, ევსეევმა და სხვებმა) მიუძღვნა თავისი შრომა და ამჟამად იგი, შეიძლება ითქვას, კარგადაა დამუშავებული რელიეფის მცირე დახრებისათვის. ამ შესწორების გამოთვლის სიზუსტე პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების გაზომვის სიზუსტის ტოლი უნდა იყოს.

განვიხილოთ ძირითადი ხერხები.

ანალიზური ხერხი. ახლო რელიეფის გავლენის გამოთვლისათვის საჭირო ხდება რელიეფის რთული ზედაპირი შეიცვალოს მისგან მცირედ განსხვავებული, მაგრამ გეომეტრიულად უფრო მარტივი ზედაპირით. სხვადასხვა ავტორი ამ გამარტივებას თავისებურად აღწევს და სწორედ ამაში მდგომარეობს ძირითადი განსხვავება მათ შორის. ჩვენ ქვემოთ აღვნიშნავთ ზოგიერთი მათგანის შესახებ, მაგრამ ამათგან დეტალურად გაეაშუქებთ მხოლოდ ნუმეროვის მეთოდს.

სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებზე რელიეფის გავლენის გამოთვლას საფუძვლად უძევს ამ წარმოებულების ზოგადი ინტეგრალური გამოსახულებანი (1,59):

$$\begin{aligned}
 U_{xz} &= 3f\sigma \iiint \frac{l^2 h^2 \cos \alpha^2 da d l dh}{(h^2 + l^2)^{6/2}} \\
 U_{yz} &= 3f\sigma \iiint \frac{l^2 h^2 \sin \alpha^2 da d l dh}{(h^2 + l^2)^{6/2}} \\
 U_{\Delta} &= -3f\sigma \iiint \frac{l^4 \cos 2\alpha^2 da d l dh}{(h^2 + l^2)^{6/2}} \\
 2U_{xy} &= 3f\sigma \iiint \frac{l^4 \sin 2\alpha^2 da d l dh}{(h^2 + l^2)^{6/2}}
 \end{aligned} \tag{VI.17}$$

ეტქვათ, კოორდინატთა სათავე, ისე როგორც ზემოთ გვექონდა. არჩეული, მოთავსებულია გრებიით სასწორის სიმძიმის ცენტრში; მაშინ დაკვირვების პუნქტზე გავლებული პორიზონტული სიბრტყის მიმართ არსებული რელიეფის გავლენის გამოსათვლელად გვექნება შემდეგი საინტეგრაციო საზღვრები:

$$0 \leq \alpha \leq 2\pi, 0 \leq l \leq J, J \leq h \leq H.$$

აქ J მანძილია კოორდინატთა სათაეიდან აღნიშნულ სიბრტყე-
დ; H რელიეფის სიმაღლეა, ათეოლიი აღნიშნულ სიბრტყიდან;
 l მანძილია დაკვირების პუნქტიდან რელიეფის რომელიმე
წერტილამდე, სადაც იზომება H . აქედან ჩანს, რომ H ფუნქციონა-
ლურ დამოკიდებულებაშია α და l კოორდინატებთან. ეს დამოკიდე-
ბულება, საზოგადოდ, რთული სახისაა, რადგანაც თვით რელიეფია
რთული, და ამიტომ მათემატიკურად არ გამოისახება. მაგრამ
ჩვენთვის საჭირო სიზუსტის დაცვით გარკვეულ პირობებში შეიძლე-
ბა დავუშვათ, რომ H ხაზოვან დამოკიდებულებაშია l -თან და,
მაშინ დაწერილი გამოთქმების მიახლოებითი ინტეგრება სავსებით
შესაძლებელია.

(IV.17) გამოთქმების h -ით ინტეგრაციის შემდეგ გვექნება:

$$\begin{aligned} U_{xx} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \cos \alpha d\alpha \\ U_{yy} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \sin \alpha d\alpha \\ U_{\Delta} &= - \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \cos 2\alpha d\alpha \\ 2U_{xy} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \sin 2\alpha d\alpha; \end{aligned} \quad (VI.18)$$

სადაც

$$\begin{aligned} A &= 3\pi f \sigma \int_0^l \frac{1}{l} \left| \frac{h}{(l^2 + h^2)^{3/2}} - \frac{1}{3} \frac{h^3}{(l^2 + h^2)^{5/2}} \right| dl \\ B &= -3\pi f \sigma \int_0^l \frac{1}{3l} \left| \frac{l^3}{(l^2 + h^2)^{3/2}} \right| dl. \end{aligned}$$

A და B ფუნქციების ინტეგრალქვეშა გამოსახულებანი საზ-
ღვრების ჩასმის შემდეგ დავშალოთ მწკრივად H სიდიდის ხარისხე-
ბად. განვიხილოთ რელიეფის მცირე დახრის შემთხვევა, კერძოდ,

როცა $\frac{H}{l} < 0,1$ და მაშინ დაშლაში შეიძლება დაგვეყუთილდეთ წვერებით, რომლებიც მხოლოდ H და H' მამრავლებს შეიცავენ. ამგვარად, მივიღებთ:

$$A = 3\pi f \sigma \int_0^l \left[H l^2 (l + j)^{-3/2} + \frac{5}{2} H' j l (l + j)^{-5/2} \right] dl \quad (VI.19)$$

$$B = 3\pi f \sigma \int_0^l \left[\frac{1}{2} H l^2 (2j - H)(l + H)^{-3/2} + \frac{5}{2} H' j^2 (l + j)^{-5/2} \right] dl$$

(VI.19) გამოსახულებანი გავაინტეგრალთ უბნობრივად. რისთვისაც $0-l$ შუალედი დავყოთ ისეთ ინტერვალებად, რომელთა შიგნით რელიეფის ცვალებადობა შეიძლება ხაზოვნად ჩაითვალოს. მაშინ გამოსათვლელი A და B ფუნქციები ასე წარმოვიდგება:

$$A = A_0 + A_1 + A_2 + \dots + A_n = \sum A_i, \\ B = B_0 + B_1 + B_2 + \dots + B_n = \sum B_i, \quad (VI.20)$$

სადაც

$$A_i = 3\pi f \sigma \int_{l_i}^{l_{i+1}} \left[H l^2 (l + j)^{-3/2} + \frac{5}{2} H' j l (l + j)^{-5/2} \right] dl \\ B_i = 3\pi f \sigma \int_{l_i}^{l_{i+1}} \left[\frac{1}{2} H l^2 (j - \frac{H}{2})(l + j)^{-3/2} + \frac{5}{2} H' j^2 (l + j)^{-5/2} \right] dl \\ l = 0, 1, 2, \dots, n. \quad (VI.21)$$

H და l სიდიდეთა შორის ხაზოვანი დამოკიდებულება შემდეგნაირად გამოისახება:

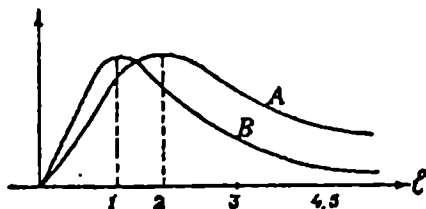
$$H = H_i + \frac{H_{i+1} - H_i}{l_{i+1} - l_i} (l - l_i), \quad (VI.22)$$

სადაც H_i და H_{i+1} სათანადოდ შეესაბამება ჯდა l_i რელიეფებს. მნიშვნელობა ჩავსვათ (VI.21) გამოსახულებაში და გავაინტეგრალთ l -ის მიხედვით; მაშინ რიგი გარდაქმნების შემდეგ მივი-

ღებთ:

$$\begin{aligned} A_l &= MH_l + NH_{l+1} + PH_l^2 + QH_{l+1}^2 + R(H_{l+1} - H_l)^2, \\ B_l &= MH_l + NH_{l+1} + PH_l^2 + QH_{l+1}^2 + R'(H_{l+1} - H_l)^2, \end{aligned} \quad (VI.23)$$

სადაც $M, N, P, \dots, Q, R, R'$ კოეფიციენტებია და გამოსახულია f, σ, π, J, l და l_{i+1} სიდიდეებით. ამ კოეფიციენტების გამოსახულებად საჭიროა l შერჩეულ იქნეს ისეთნაირად, რომ A და B ფუნქციები თანაბრად იცვლებოდეს l -ის ზრდასთან ერთად $l_{i+1} - l_i$



ინტერვალების მინიმალური რიცხვისათვის. ამ პირობების დაცვით l -ისათვის შერჩეულია შემდეგი მნიშვნელობანი: 0; 1,2; 3; 4,5; 6; 10; 18; 50; 100; 200 მ.

A და B ფუნქციების გრაფიკები. ფიგურაში გამოხატულია ნახ. 80-ზე, საიდანაც ჩანს, რომ A ფუნქცია აღწევს მაქსიმუმს, როცა $l=2$, ხოლო B ფუნქცია - როცა $l=1,2$. l -ის ზრდასთან ერთად A და B ფუნქციების მნიშვნელობანი თანდათან მცირდება და ასიმპტოტურად უახლოვდება ნულს.

(VI.23) ფორმულის საფუძველზე 0-1,2; 1,2-2; 2-3 და ა.შ. ინტერვალისათვის შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\begin{aligned} A_0 &= N_0 H_{1,2} + Q_0 H_{1,2}^2 + R_0 H_{1,2}^3 \\ A_{1,2} &= M_{1,2} H_{1,2} + N_{1,2} H_{2,2} + \\ &+ P_{1,2} H_{1,2}^2 + Q_{1,2} H_{2,2}^2 + R_{1,2} (H_{2,2} - H_{1,2})^2 \\ A_2 &= M_2 H_2 + N_2 H_3 + P_2 H_2^2 + Q_2 H_3^2 + R_2 (H_3 - H_2)^2 \end{aligned}$$

(VI.24)

$$A_{100} = M_{100} H_{100} + N_{100} H_{200} + P_{100} H_{100}^2 + Q_{100} H_{200}^2 + R_{100} (H_{200} - H_{100})^2$$

ანალოგიური გამოსახულებანი მიიღება $B_0, B_{1,2}, B_2, \dots, B_{100}$ ფუნქციებისათვის.

თუ ახლა $M, N, \dots, R$ კოეფიციენტების რიცხობრივ სიდიდეს გამოვთვლით l -ის შერჩეული მნიშვნელობებისათვის და გარდა ამისა მივიღებთ $J=18$ და $\sigma=2,0$ გ/სმ, მაშინ, გამომდინარე (VI.20) და

(VI.24) ფორმულებიდან. გვექნება:

$$\begin{aligned}
 A \cdot 10^9 &= 47,34 H_{1,2} + 43,53 H_{1,2}^2 \\
 &+ 39,37 H_2 + 20,74 H_2^2 & -5,14(H_2 - H_{1,2})^2 \\
 &+ 32,14 H_3 + 8,34 H_3^2 & -2,08(H_3 - H_2)^2 \\
 &+ 21,52 H_{4,6} + 2,85 H_{4,6}^2 & -0,83(H_{4,6} - H_3)^2 \\
 &+ 18,90 H_6 + 1,21 H_6^2 & -0,24(H_6 - H_{4,6})^2 \quad (VI.25) \\
 &+ 16,59 H_{10} + 0,45 H_{10}^2 & -0,14(H_{10} - H_6)^2 \\
 &+ 12,94 H_{18} + 0,10 H_{18}^2 & -0,04(H_{18} - H_{10})^2 \\
 &+ 5,66 H_{60} + 0,01 H_{60}^2 & -0,005(H_{60} - H_{18})^2 \\
 &+ 2,18 H_{100} + \\
 &+ 0,16 H_{200}.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B \cdot 10^9 &= 45,34 H_{1,2} + 23,54 H_{1,2}^2 \\
 &+ 20,32 H_2 + 1,13 H_2^2 & +1,07(H_2 - H_{1,2})^2 \\
 &+ 10,85 H_3 - 2,48 H_3^2 & +0,62(H_3 - H_2)^2 \\
 &+ 5,04 H_{4,6} - 1,83 H_{4,6}^2 & +0,42(H_{4,6} - H_3)^2 \\
 &+ 3,00 H_6 - 1,30 H_6^2 & +0,21(H_6 - H_{4,6})^2 \\
 &+ 1,68 H_{10} - 0,80 H_{10}^2 & +0,19(H_{10} - H_6)^2 \quad (VI.26) \\
 &+ 0,69 H_{18} - 0,34 H_{18}^2 & +0,08(H_{18} - H_{10})^2 \\
 &+ 0,142 H_{60} - 0,072 H_{60}^2 & +0,03(H_{60} - H_{18})^2 \\
 &+ 0,023 H_{100} - 0,012 H_{100}^2 & +0,02(H_{100} - H_{60})^2 \\
 &+ 0,005 H_{200}.
 \end{aligned}$$

(VI.25) და (VI.26) საანგარიშო ფორმულებიდან გამოითვლება A და B ფუნქციების რიცხვითი მნიშვნელობანი რადიალური პროფილების გასწვრივ რელიეფის სიმაღლის (H_1) მოცემული სიდიდეების მიხედვით, რომლებიც ნიველირების გზით მიიღება. ამ გამოთვლების გასამარტივებლად შედგენილია ცხრილები $A_0, A_{1,2}, A_2, \dots, A_{200}, B_0, B_{1,2}, B_2, \dots, B_{200}$ ფუნქციებისათვის.

A და B ფუნქციების მნიშვნელობანი დამოკიდებულია რადიალური α სხივის აზიმუტზე: ამ სხივების გასწვრივ წარმოებს ინტეგრაცია (VI.18) ფორმულებში. წარმოედგინოთ, რომ A და B გაშლილია ფურიეს ტრიგონომეტრიული მწკრივის სახით

$$A = a_0 + a_1 \cos \alpha + b_1 \sin \alpha + a_2 \cos 2\alpha + b_2 \sin 2\alpha + \dots$$

$$B = c_0 + c_1 \cos \alpha + d_1 \sin \alpha + c_2 \cos 2\alpha + d_2 \sin 2\alpha + \dots \quad (VI.27)$$

ჩავსვათ ეს დაშლა (VI.18) ფორმულებში და თანაც მივიღოთ მხედველობაში ფურიეს მწკრივის ცნობილი თვისებები, გვექნება

$$U_{xz} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \cos \alpha d\alpha = c_1$$

$$U_{yz} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} B \sin \alpha d\alpha = d_1$$

$$U_{\Delta} = - \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \cos 2\alpha d\alpha = a_2 \quad (VI.28)$$

$$2U_{xy} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} A \sin 2\alpha d\alpha = b_2$$

აქედან ჩანს, რომ კოეფიციენტები a_2, b_2, c_1 და d_1 წარმოადგენენ იმ სიდიდეებს, რომლებიც გამოსახავენ რელიეფის გავლენას სიმიძის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებზე. ამ კოეფიციენტების გამოანგარიშებისათვის დავუშვათ, რომ რადიალური სხივები დამორებულია ერთმანეთისაგან ტოლი კუთხით. მაშინ, თუ სხივების რიცხვია n , მათ შორის კუთხე α_1 ტოლი იქნება $\frac{2\pi}{n}$.

დავწეროთ (VI.27)-ის მიხედვით A და B ფუნქციების გამოსახულებანი ყოველი სხივის გასწვრივ და შემდეგ შევაჯამოთ. მივიღებთ:

$$U_{xz} = c_1 = \frac{2}{n} \sum_{l=0}^{n-1} B_l \cos \alpha_l - (c_{n-1} + c_{n+1}) - (c_{2n-1} + c_{2n+1}) - \dots$$

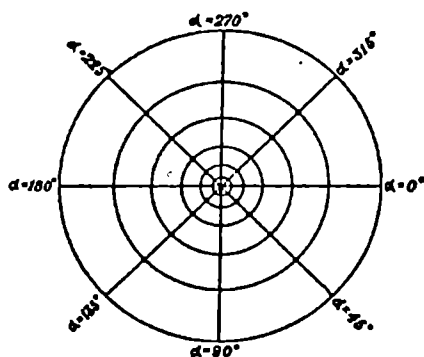
$$U_{yz} = d_1 = \frac{2}{n} \sum_{l=0}^{n-1} B_l \sin \alpha_l + (d_{n-1} + d_{n+1}) + (d_{2n-1} + d_{2n+1}) + \dots$$

(VI.29)

$$U_{\Delta} = -a_2 = -\frac{2}{n} \sum_{l=0}^{n-1} A_l \cos 2\alpha_l - (a_{n-2} + a_{n+2}) - (a_{2n-2} + a_{2n+2}) - \dots$$

$$2U_{xy} = b_2 = \frac{2}{n} \sum_{l=0}^{n-1} A_l \sin 2\alpha_l + (b_{n-2} + b_{n+2}) + (b_{2n-2} + b_{2n+2}) + \dots$$

ამ გამოთქმებში უმაღლესი რიგის კოეფიციენტები შეიძლება



ნახ. 81. რეასხივიანი ნიველირების სქემა.

უკუვაგდოთ და მაშინ გამოდის, რომ (VI.28) განტოლებათა მარჯვენა მხარის ინტეგრაცია მიახლოებით სრულდება.

რედოფის სირთულის მიხედვით ნიველირება შეიძლება ჩატარდეს 4, 8, 16 სხივის გასწვრივ. ამათგან ყველაზე უფრო გავრცელებულია პრაქტიკაში 8-სხივიანი ნიველირება (ნახ. 81). ამ შემთხვევისათვის საანგარიშო ფორმულებს, გამომდინარე

(VI.29) — დან შემდეგი სახე აქვს:

$$U_{\Sigma} = 0,25(B_0 - B_{100}) + 0,177(B_{45} - B_{100} - B_{225} - B_{315})$$

$$U_{\Sigma} = 0,25(B_{90} - B_{270}) + 0,177(B_{45} + B_{135} - B_{225} - B_{315})$$

$$U_{\Delta} = 0,25(A_0 - A_{90} + A_{180} - A_{270}) \quad (VI.30)$$

$$2U_{\Sigma} = 0,25(A_{45} - A_{135} + A_{225} - A_{315}),$$

სადაც A და B -ს ინდექსები სხივის აზიმუტის მაჩვენებელია, რომლის გასწვრივაც გამოითვლება A და B ფუნქციები (VI.25) და (VI.26) ფორმულების მიხედვით.

რელიეფის გავლენის გამოთვლის სქემა შემდეგია: ფიქსირებულ წერტილებში H_i -ს განსაზღვრისათვის გამოიყენება ტექნიკური

ნიველირი, რომელიც იდგმება რომელიმე ორ სხივს შორის დაკვირვების პუნქტიდან ათიოდე მეტრზე; სხივების ადგილზე გასაღებად გამოიყენება ბუსოლი ან თეოდოლიტი. თუ h_0 და h_i ნიველი-

რის ანათვალია ლარტყაზე შესაბამისად დაკვირვების პუნქტში და სხივების გასწვრივ ფიქსირებულ 1, 2, 3 და ა.შ. წერტილებში, მაშინ

$$h_i - h_0 = H_i$$

რელიეფის სიმაღლეა ათვლილი დაკვირვების პუნქტში გავლებული ჰორიზონტული სიბრტყიდან, ამ მონაცემების მიხედვით გამოითვლება A და B ფუნქციების მნიშვნელობანი $\alpha = 0, 45, 90, 135, \dots, 315$ აზიმუტებით მიმართული სხივების გასწვრივ (VI.25) და (VI.26) ფორმულების საფუძველზე შედგენილი ცხრილებით. ეს მონაცემები ჩაისმება (VI.30) ფორმულებში და მიღებული სიდიდეები გამრავლდება $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ გადამყვან კოეფიციენტზე, აქ,

$\sigma_0 = 2,0$ გსმ² რომლის მიხედვითაც გაანგარიშებულია ცხრილები.

ხოლო σ რელიეფის მასების საშუალო სიმკვრივეა, რომლის განსაზღვრაც წარმოებს გაზომვების საფუძველზე.

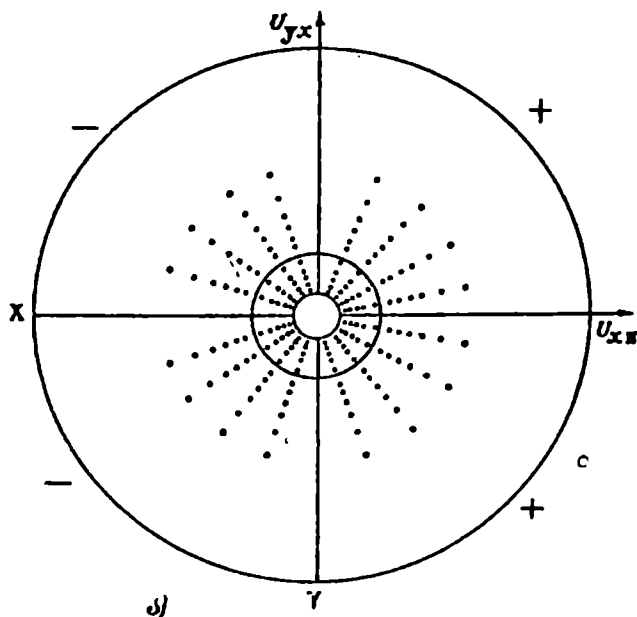
დაკვირვების დაწყებამდე ადგილმდებარეობა ყოველი პუნქტის ირგვლივ 1,5 - 2 მეტრის რადიუსის შიგნით უნდა მოსწორდეს უახლოესი მასების გავლენის თავიდან ასაცილებლად.

გრაფიკული ხერხები. შორეული რელიეფის გავლენა ანუ პირობითად კარტოგრაფიული გავლენა გამოითვლება ტოპოგრაფიული რუკების საშუალებით. ამ ხერხს საფუძვლად უძევს ჰუტონ-ჰეიფორდის გრაფიკული მეთოდი, რომლის მიხედვითაც გაანგარიშებულია, მაგალითად, ნუშეროვის პალეტი.

გრაფიკული ხერხის იდეა იმაში მდგომარეობს, რომ აიგება

პალეტი, რომელიც გამოსახავს რელიეფის დაყოფას ისეთ სექტორებად, რომელთა გავლენა ერთნაირია დაკვირვების პუნქტში და რიცხობრივად ეტოლება, მაგალითად, 0,001 ეტევეს, როცა $J=12$. ასეთ სექტორებს, რომელთა ფართი მათი ადგილმდებარეობის მიხედვით სხვადასხვაა, მაგრამ ერთსა და იმავე გრავიტაციულ ეფექტს იწვევენ, "ტოლი მოქმედების" ფართები ეწოდება. ამ ფართების გამოსაყოფად საჭიროა სათანადოდ ავირჩიოთ რადიუსები და აზიმუტები. მაგრამ იმისათვის, რომ ეს ამოცანა გადაიჭრას ცალსახად, აუცილებელია დამატებითი პირობა

$$l_{i+1} - l_i = (\alpha_{i+1} - \alpha_i) \frac{l_{i+1} - l_i}{2} \quad (V.31)$$



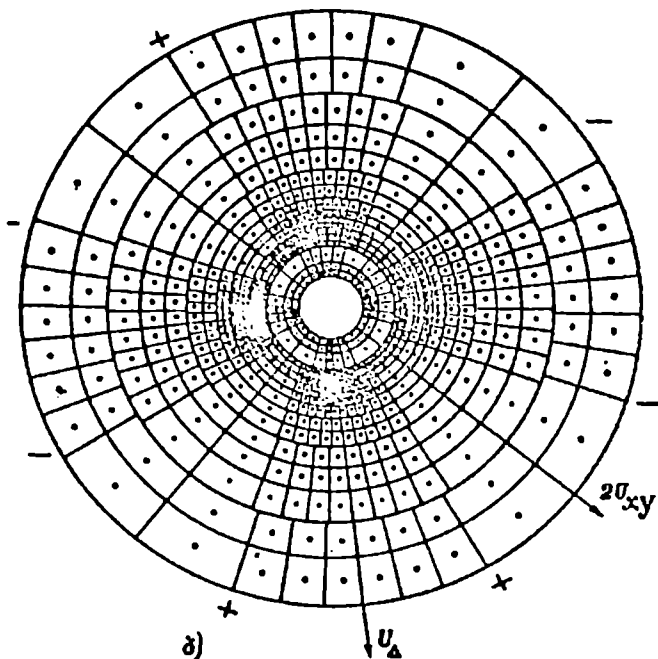
ნახ. 82ა. $U_{x\pi}$ და U_{yx} გრადიენტებზე ტოპოგრაფიული. მასების გაყვანის გამოსათვლელი პალეტი.

ე.ი. სხივებზე მონაკვეთი უნდა უდრიდეს საშუალო რადიუსის რკალს, ჭათა სექტორის ფორმა კვადრატულს უახლოვდებოდეს.

ნახ. 82-ზე წარმოდგენილია ორი პალეტი, რომელთაგან (ა) გამოიყენება $U_{x\pi}$ და U_{yx} სიდიდეებზე, ხოლო (ბ) $-U_{\Delta}$ და $2U_{\pi}$ სიდიდეებზე შორეული მასების გავლენის გამოსათვლელად. $U_{x\pi}$

წარმოებულის გამოსთვლელად აგებული პალეტი მოთავსდება იმავე მასშტაბში აგებულ ტოპოგრაფიულ რუკაზე ისეთნაირად, რომ პალეტის ცენტრი დაემთხვეს რუკაზე დატანილ დაკვირვების პუნქტს, ხოლო ისარი-ორიენტირი - x ღერძს (იხ. ნახ. 82ა); U_y წარმოებულის გამოთვლისათვის ისარი მიმართული უნდა იქნეს y ღერძისაკენ.

პალეტზე სექტორები წარმოდგენილია წერტილების სახით, რომლებიც მათ ცენტრშია მოთავსებული. პირველ ხუთ ზონაში თითო-



ნახ. 82ბ. U_{Δ} და $2U_{xy}$ სიძრუდის სიდიდეებზე ტოპოგრაფიული მასების გაელენის გამოსათვლელი პალეტი.

ეული სექტორის ან. წერტილის მნიშვნელობა უდრის 0,001 ეტვეშს, ხოლო გარე ზონებში - 0,0001 ეტვეშს. პალეტის ცენტრალური ზონა შეესაბამება ახლო რელიეფის იმ ნაწილს, რომლის გაელენაც ანალიზური ხერხით გამოითვლება.

ასევე U_{Δ} წარმოებულისათვის გამოიყენება მეორე პალეტი (ნახ. 82ბ); ამ შემთხვევაში ისარი ორიენტირებული უნდა იქნეს x და y ღერძებს შორის კუთხის ბისექტრისის გასწვრივ. ხოლო

$2U_{xy}$ -სათვის - x ღერძის მიმართულებით. ამ პალეტზე შინაგანი ხუთი ზონისათვის სექტორების ანუ წერტილების მნიშვნელობაა 0,1 ეტვეში, ხოლო გარე ზონებისათვის - 0,01 ეტვეში.

რუკაზე პალეტების სათანადოდ ორიენტირების შემდეგ აითვლიან წერტილების S რაოდენობას იზოჰიპსების შიგნით, რომელთა შორის რელიეფის საშუალო სიმაღლეა H .

თუ მხედველობაში მივიღებთ ზემოთ თქმულს, მაშინ კარტოგრაფიული შესწორების გამოსათვლელი ფორმულები ასეთი იქნება.

$$\begin{aligned} U_{xz} &= S_{xz} \sigma \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right); & U_{\Delta} &= -S_{\Delta} \sigma H \\ U_{yz} &= S_{yz} \sigma \left(JH - \frac{1}{2} H^2 \right); & 2U_{xy} &= S_{xy} \sigma H \end{aligned} \quad (VI.32)$$

ამ ფორმულებში ჩაისმება S -ის და H -ის იზოჰიპსებს შორის ათვლილი მნიშვნელობები და $J=1$ მ მიღებული შედეგი შეიკრიბება ალგებრულად. ბ.ნუმეროვის პალეტით შესაძლებელია კარტოგრაფიული შესწორებების გამოთვლა სივრცის 50-დან 500 ნებისმიერ ერთეულამდე.

განსხვავებულ პრინციპზეა აგებული ნ.სამსონოვის პალეტი. დაკვირვების პუნქტის ირგვლივ რელიეფის მასები გაყოფილია ერთმანეთისგან თანასწორ α კუთხეებით დაშორებული ვერტიკალური რადიალური სიბრტყეებით. შემდეგ თითოეულ ვერტიკალურ სიბრტყეში გავლებულია ერთმანეთისაგან აგრეთვე თანასწორი $\Delta\phi$ კუთხით დაშორებული რადიალური სხივები და კონცენტრული წრეხაზები. ამ ოპერაციის შედეგად პუნქტის ირგვლივ სივრცე დაიყოფა სექტორებად.

(VI.17) ფორმულებში შემავალი A და B ფუნქციები გამოვსახოთ სფერულ კოორდინატთა სისტემაში, მივიღებთ

$$A = 3\pi f \sigma \iint \frac{\sin^2 \phi}{\rho} d\phi d\rho \quad (VI.33)$$

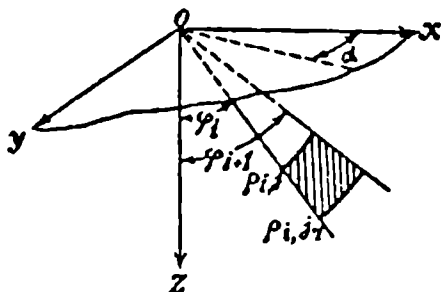
$$B = 3\pi f \sigma \iint \frac{\sin^2 \phi \cos \phi}{\rho} d\phi d\rho.$$

ამ გამოთქმათა ინტეგრაცია თითოეულ ვერტიკალურ სიბრტყეში $\rho_i \leq \rho \leq \rho_{i+1}$ და $\phi_i \leq \phi \leq \phi_{i+1}$ საზღვრებში გვაძლევს:

$$A_i = \pi f \sigma [3(\cos \phi_i - \cos \phi_{i+1}) - (\cos^3 \phi_i - \cos^3 \phi_{i+1})] \ln \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i}$$

$$B_1 = \pi f \sigma [\sin^3 \phi_{i+1} - \sin^3 \phi_i] \ln \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} \quad (VI.34)$$

სადაც ϕ_i და ϕ_{i+1} კუთხეებია, რომელთაც ρ_i და ρ_{i+1} შეადგენენ Z ღერძთან (ნახ. 83). დავყოთ ახლა ვერტიკალური სიბრტყეები (ρ, ϕ) ელემენტარულ ფართებად ისე, რომ თითოეული მათგანისათვის A_1



ნახ. 83. ტოპოგრაფიული მასების გაუღენის გამოსათვლელი პალეტის აგებისათვის.

და B_1 ფუნქციების მნიშვნელობა იქნეს შესაბამისად ერთი და იგივე. აქაც დამატებითი პირობა უნდა დაიწეროს (VI.31)-ის სახით ან, რაც იგივეა

$$\frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} = \frac{2 + \Delta\phi_i}{2 - \Delta\phi_i} \quad (VI.35)$$

სადაც

$$\Delta\phi_i = \phi_{i+1} - \phi_i$$

გაეოლოგარიტმით (VI.35) განტოლება და მარჯვენა მხარის ლოგარიტმი დავშალოთ მწკრივად $\Delta\phi_i$ -ს ხარისხებად, მივიღებთ:

$$\ln \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} = \Delta\phi_i \left[1 + \frac{1}{12} (\Delta\phi_i)^2 + \dots \right] \approx \Delta\phi_i$$

(როცა $\Delta\phi_i < 180^\circ$).

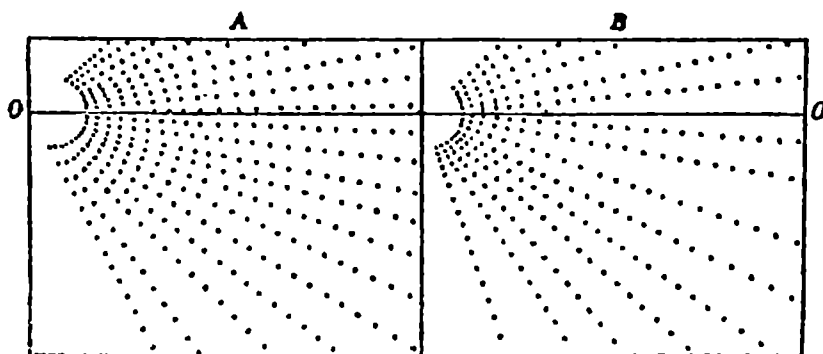
ჩავსვათ ეს გამოსახულება (VI.34) განტოლებებში და გვექნება:

$$A_1 = \pi f \sigma (\phi_{i+1} - \phi_i) [3(\cos \phi_i - \cos \phi_{i+1}) - (\cos^3 \phi_i - \cos^3 \phi_{i+1})]$$

$$B_1 = \pi f \sigma (\phi_{i+1} - \phi_i) (\sin^3 \phi_{i+1} - \sin^3 \phi_i).$$

ეს გამოთქმები გამოიყენება A და B ფუნქციების გრაფიკების გასაანგარიშებლად, რისთვისაც უშვებენ, მაგალითად, $A_1 = B_1 = 1$ ეტეშს, $\sigma = 1$ გსმ, $\phi_i = 0$ და განისაზღვრება ϕ_1 . შემდეგ, ვიცით რაც ϕ_1 , იმავე გამოთქმებიდან განისაზღვრება ϕ_2 და ა.შ. ამავე წესით (VI.35) თანაფარდობიდან შეიძლება გამოთვლილ იქნეს ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 -ს და ა.შ. შესაბამისი მნიშვნელობანი.

A და **B** ფუნქციების შესაბამისი პალეტები წარმოდგენილია ნახ. 84-ზე. პალეტის გამოყენებისათვის საჭიროა აიგოს რელიეფის კრილი რადიალური სხივების გასწვრივ რელიეფის მახასიათებელ პუნქტებში გაზომილი H სიმაღლის მონაცემების საფუძველზე. პალეტის ცენტრი უნდა მოთავსდეს გრებიითი სასწორის სიმძიმის ცენტრში და მისი პორიზონტული ხაზი გაჰყვეს სხივის მიმართულუბას. ამის შემდეგ დაითვლიან რელიეფის კრილში მოთავსებულ



ნახ. 84. ტოპოგრაფიული მასშტაბის გეგმების გამოსათვლელი პალეტები.
ჩარჩებენ **A** ფუნქცია, **B** ფუნქცია

"ტოლი მოქმედების" წერტილთა რაოდენობას. ამგვარად მიღებულ $A_0, A_1, A_2, \dots, B_0, B_1, B_2, \dots$ სიდიდეებს თუ ჩავსვამთ (VI.30)

ფორმულაში, ადვილად გამოვითვლით სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებზე რელიეფის გავლენას.

ამ ხერხით რელიეფის გავლენა ზუსტად გამოითვლება. რადგან მანძილები წინასწარ არაა ფიქსირებული სხივზე და ამიტომ შესაძლებელია პროფილის ზუსტად წარმოდგენა კრილზე. მაგრამ იგი მოითხოვს დიდი მოცულობის გრაფიკული სამუშაოს შესრულებას და ამიტომ მასიური გამოთვლებისათვის მოუხერხებელია.

§6. სიმძიმის ძალის ანომალიის გამოთვლის სიზუსტე და გრაფიკული გამოსახულება

1. სიმძიმის ძალის ანომალიის სიზუსტე დამოკიდებულია საყრდენ და რიგით პუნქტებზე ჩატარებულ გაზომვათა სიზუსტეზე და რედუქციის სიზუსტეზე. ამ უკანასკნელის სიზუსტე სხვადასხვაა რედუქციის სახეობათა და რელიეფის მიხედვით.

(VI.3) ფორმულის გათვალისწინებით ფაის ანომალიის სიზუსტე იქნება

$$\epsilon_F = \pm \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_\gamma^2 + (0,3086\epsilon_H)^2 + \epsilon_g^2} \quad (VI.36)$$

ბუგეს ანომალიის შემთხვევაში (VI.8) -

$$\epsilon_B = \pm \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_\gamma^2 + (0,3086 - 0,0419\sigma)^2 \epsilon_H^2 + (0,0418H)^2 \epsilon_\sigma^2 + \delta_\gamma^2 + \epsilon_g^2 + \epsilon_4^2} \quad (VI.37)$$

და ადგილობრივი ტოპოგრაფიული რედუქციის შემთხვევაში (VI.11) -

$$\epsilon_T = \pm \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_\gamma^2 + 0,096\epsilon_H^2 + 0,00175H^2 \epsilon_\sigma^2 + \epsilon_\gamma^2 + \epsilon_g^2 + \epsilon_4^2} \quad (VI.38)$$

სადაც ϵ_1 და ϵ_2 არის სიმძიმის ძალის გაზომვის სიზუსტე საყრდენ და რიგით პუნქტებზე შესაბამისად; ϵ_γ -თეორიული γ -ს გამოთვლის სიზუსტე; ϵ_H -დაკვირვების პუნქტის სიმაღლის განსაზღვრის სიზუსტე; ϵ_σ - ტოპოგრაფიული მასების საშუალო სიმკვრივის განსაზღვრის სიზუსტე, ბგ,- რელიეფის გავლენა; ϵ_γ -რელიეფის გავლენის გამოთვლის სიზუსტე, ϵ_g - ბრუნვის შესწორების გამოთვლის სიზუსტე, ϵ_4 ეონგოლოვიჩის შესწორების გამოთვლის სიზუსტე.

ანომალიის გამოთვლის სიზუსტე დაბლობ ადგილებში თითქმის ერთი და იგივეა რედუქციის მიუხედავად. მთაგორიან რაიონებში კი ბუგეს ანომალიის განსაზღვრის სიზუსტე 5-10 - ჯერ დაბალია, ვიდრე ფაის ანომალიისა, რადგან ცდომილებას ძალზე ზრდის (VI.37) ფორმულის უკანასკნელი ორი ფესვქვეშა წევრი.

2. სიმძიმის ძალის განსაზღვრის მასალები ფორმდება კატალოგის სახით. როგორც წესი, კატალოგში მოცემულია: დაკვირვების პუნქტის სახელწოდება, კოორდინატები (ϕ, λ, H), სიმძიმის ძალის

დაკვირვებული მნიშვნელობა g , სიმძიმის ძალის თეორიული მნიშვნელობა γ , ფაისა და ბუგეს შესწორებები, რელიეფის გავლენა δg ,

ფაის, ბუგეს და ადგილობრივი ტოპოგრაფიული ანომალიები.

ამ მონაცემების საფუძველზე შეიძლება შედგეს სათანადო სახელწოდების გრაფიკული (ფაის, ბუგეს და სხვა) რუკები. იზოანომალიებში და ანომალიის ერთნაირი მნიშვნელობის მარუდს. იზოანომალია ეწოდება ანომალიის ერთნაირი მნიშვნელობის მარუდს. რუკის მასშტაბისა და აგეგმვის პუნქტების სიხშირის მიხედვით იზოანომალიები შეიძლება გავლენიანი იქნეს მილიგალის რამდენიმე მეთადის ან რამდენიმე მილიგალის ინტერვალით. ინტერვალის სიდიდე სამჯერ უნდა სკარბობდეს ანომალიის განსაზღვრის სიზუსტეს.

რუკის შესადგენად იყენებენ ჩვეულებრივ ტოპოგრაფიულ საფუძველს, რომელზედაც შენარჩუნებულია მხოლოდ ზოგიერთი მთავარი საორიენტაციო ნიშნები: ადგილმდებარეობის სახელწოდება. მთავარი მდინარეები და სხვა. იზოანომალიების გავლება წარმოებს ინტერპოლაციის ხერხით, რომლის სიზუსტე პუნქტების სიხშირეზეა დამოკიდებული. ამიტომ არსებობს გრაფიკული რუკის სიზუსტის ცნება. რუკის შედგენის სიზუსტე შეიძლება შეფასდეს ფორმულით

$$E = \pm \sqrt{\frac{\sum (\Delta g_k - \Delta g_m)^2}{n - 1}},$$

სადაც Δg_k ანომალიის საკონტროლო მნიშვნელობა; Δg_m ანომალიის ინტერპოლირებული მნიშვნელობა; n საკონტროლო გაზომვათა რიცხვია.

გრავეტაციული ანომალიის განაწილება დედამიწის ზედაპირზე.

ანომალური ველის ტრანსფორმაცია

§1. სიმძიმის ძალის ანომალიის განაწილების ზოგადი კანონზომიერებანი

დედამიწის გრავეტაციული ველის შესწავლა XX საუკუნის დასაწყისიდან წარმოებს, მაგრამ დიდხანს არ არსებობდა სრული სურათი მისი განაწილებისა, რადგან არათანაბრად და არასაკმარის დეტალობით იყო აგებული ხმელეთისა და წყლის აუზების ძნელად მისადგომი რეგიონები. ამის მიზეზი სათანადო აპარატურის უქონლობა და ტრანსპორტის გამოყენების სიძნელე იყო ისეთ რაიონებში, როგორიცაა ანტარქტიდა, არქტიკა, ტაიგა და სხვა. მხოლოდ უკანასკნელ ხანებში გამოჩნდა საშუალება ამ სიძნელეთა დაძლევისა, რომელთა შორის განსაკუთრებული მნიშვნელობა ენიჭება დედამიწის ხელოვნურ თანამგზავრებს შორის ორბიტების ევოლუციაზე დაკვირვება წარმოადგენს ერთ-ერთ საშუალებას რეგიონალური გრავეტაციული ველის შესწავლისა.

უკვე დაგროვილია მდიდარი გრავემეტრიული მასალა, რომლის საფუძველზე საკმარის მიახლოებითაა გადაწყვეტილი უმადლეის გეოდეზიისა და გეოფიზიკის ძირითადი პრობლემები: გეოიდის ფორმა და დედამიწის ლითოსფეროს აგებულება; დადგენილია მათი ფუნდამენტური მახასიათებლები, რომელთა შესახებ ქვემოთ იქნება საუბარი.

განვიხილოთ სიმძიმის ძალის ანომალიის დედამიწის ზედაპირზე განაწილების ძირითადი კანონზომიერებანი. ამასთან დაკავშირებით ჭერ მოვიგონოთ, რომ კლეროს თეორემის თანახმად (თავი II, §3 და 4) დედამიწის გლობალური გრავეტაციული ველი იცვლება საკმარის კანონზომიერად; ველის დამატულობა ეკვატორიდან პოლუსებამდე იზრდება დაახლოებით 978 გალიდან 983 გალამდე, მაშინ როდესაც პარალელების გასწვრივ იგი თითქმის მუდმივი რჩება. დადგენილია, რომ სიმძიმის ძალის მნიშვნელობის ცვლილების ეს ზოგადი კანონზომიერება დაკავშირებულია დედამიწის ბრუნვასთან პოლარული ღერძის ირგვლივ.

არსებითად იცვლება სურათი, როდესაც საკითხი ეხება ანომალური ველის განაწილებას, რომლის ცვალებადობის საზღვრები ერთი

რიგით ნაკლებია, ვიდრე ველის დაძაბულობის ცვლილებისა. დადგენილია, რომ ანომალური ველის ცვლილება გარკვეულ კანონზომიერ კავშირშია დედამიწის რელიეფთან და შინაგანი აგებულების სტრუქტურასა და შემადგენელი ნივთიერების სიმკვრივის არაერთგვაროვნებასთან: ნივთიერების მეტ სიმკვრივეს შეესაბამება სიმძიმის ძალის მეტი მნიშვნელობა, ხოლო ნაკლებ სიმკვრივეს - ნაკლები მნიშვნელობა. ამავე დროს იზოსტაზიის თეორია (თავე II, §8) ადგენს ურთიერთკავშირს რელიეფსა და დედამიწის ქერქის აგებულებას შორის, რაც განსაზღვრავს სიმძიმის ძალის ანომალიის თავისებურებას იმისდა მიხედვით, თუ რომელი რედუქციაა გამოყენებული. მაგალითად, ბუგეს ანომალიის გამომსახველ ფორმულაში

$$\Delta g_g = g - \left(\gamma - 2 \frac{g_0}{R} H + 2\pi f \rho H \right) \quad (VII.1)$$

უკანასკნელი წევრი რელიეფის ბრტყელი ფენის გრავიტაციულ ეფექტს აღნიშნავს და მისი გამოკლებით ანომალია ძირითადად თავისუფლდება რელიეფის გავლენისაგან. ამიტომ ბუგეს ანომალურ ველში უურო მკაფიოდ წარმოგვიდგება დედამიწის შინაგანი აგებულება და, როგორც წესი, მთაგორიან რაიონებში ველი უარყოფითია და რამდენიმე ასეული მილიგალის მნიშვნელობისაა. ანალოგიური მსჯელობით ვრწმუნდებით, რომ ზღვებისა და ოკეანეების აუზებში ანომალური ველი ძირითადად დადებითია და წყლის სიღრმის პროპორციულად აღწევს რამდენიმე ასეულ მილიგალს. ვაკე ადგილებში ანომალია მოზაიკური ხასიათისაა, ე.ი. ნიშანცვლადია რამდენიმე ათეული მილიგალის ფარგლებში. აღწერილ კანონზომიერებას იშვიათად ახასიათებს გამოწვევის.

ამგვარად, ბუგეს ანომალია აშკარად ავლენს დამოკიდებულებას რელიეფის მსხვილ ფორმებთან, როგორიცაა კონტინენტები და ოკეანეები, ცალკეული ქედები და დაბლობები. ეს ფაქტი იზოსტაზიის თეორიამ ახსნა. თუმცა ისიც უნდა ვიცოდეთ, რომ ამ ზოგადი კანონზომიერებიდან ადგილი აქვს გამონაკლისებსაც: მთიანი რეგიონი ზოგან ხასიათდება ბუგეს დადებითი ანომალიით (ყირიმის, ტალიშის და სხვა მთები), რაც დედამიწის ქერქის წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრაზე მიუთითებს.

მთაგორიან რაიონებში სიმძიმის ძალის ანომალია თავისუფალ ჰაერში Δg_f დადებითია, რადგან შეიცავს ტოპოგრაფიული მასების.

გავლენასაც. ამ ანომალიის ინტენსივობა რელიეფის სიმაღლით განისაზღვრება და 200-300 მილიგალის ფარგლებში მერყეობს, წყლის აუზებში Δg_f ანომალია ზოგადად მოზაიკურია და აუზის

ფსკერის რელიეფის მსხვილობისად ± 50 მილიგალს შეადგენს. გრავიმეტრიულ რუკებზე აღინიშნება აგრეთვე ზონალური ხასიათის დიდი

პორიზონტული გრადიენტის მქონე ანომალიები, რომლებიც უკავშირდება რღვევებს დედამიწის ქერქში ან წაგრძელებულ სტრუქტურებს და სხვა გეოლოგიურ ფაქტებს.

აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ თუ კონტინენტებზე და ოკეანეების აკვატორიუმებზე გრავიტაციული ანომალიები თავისუფალ ჰაერში პრინციპულად ერთმანეთისაგან არ განსხვავდებიან, ბუგეს ანომალების მიმართ კი განსხვავება არსებითია. აკვატორიუმებზე სიმძიმის ძალის ბუგეს რედუქციო გულისხმობს მათ ამოვსებას დამატებითი მასებით 2,67 გ/სმ სიმკვრივემდე, რაც იწვევს დადებითი მნიშვნელობის ანომალიების წარმოქმნას, რომელთა ინტენსივობა ზღვის სიღრმის პროპორციულია. ვაქე კონტინენტებზე, როგორც წესი, ბუგეს ანომალია მშვიდი და ნიშანცვლადია ბაქნებზე და უარყოფითი მოზაიკური ფორმისაა ამალელებული ტექტონიკური აქტივობის რაიონებში.

(VI.§4) ნაჩვენებია იზოსტაზიური ანომალიის გამოთვლის პრინციპი. ამ ტიპის ანომალია, რომელსაც ტოპოგრაფიულ იზოსტაზიური ანომალია ეწოდება, ჩვეულებრივად გამოიყენება დედამიწის ქერქის მსხვილი ბლოკების იზოსტაზიური მდგომარეობის შესაფასებლად. მაგრამ ისიცაა ცნობილი, რომ იზოსტაზიურ ანომალიებში აირეკლება არა მარტო დედამიწის ქერქის გადახრა ჰიდროსტაზიური მდგომარეობიდან, არამედ ის ანომალური მასებიც, რომლებიც იზოსტაზიურად კომპენსირებულია. იზოსტაზიური ანომალიების განაწილებას გარკვეული კანონზომიერება ახასიათებს: როგორც წესი, უარყოფითი ანომალიები უკავშირდება ტექტონიკურ დეპრესიებს, ხოლო დადებითი - შედარებით ამალელებულ რაიონებს. ასეთი სურათია შუა აზიაში, კავკასიაში და სხვა რეგიონებში.

იზოსტაზიური ანომალიების განაწილების შესწავლას და მის ანალიზს შეუძლია მოგვაწოდოს მნიშვნელოვანი ინფორმაცია ტექტონიკური პროცესების ხასიათის დასადგენად, განსაკუთრებით კი დედამიწის ქერქის თანამედროვე მოძრაობის შესახებ. ეს პროცესები განაპირობებენ დედამიწის ქერქის თანამედროვე სტრუქტურის ფორმირებას, რომელიც რიგ შემთხვევაში იწვევს მიწისძვრებს, ვულკანიზმს და სხვა. ეს უკანასკნელნი უკეთ შეიძლება იქნეს გაგებული თუ გვეჩვენა წარმოდგენა დედამიწის ქერქის იზოსტაზიური მდგომარეობის შესახებ. ამ ფენომენის შესწავლიდან გამომდინარეობს, რომ დედამიწა განუწყვეტლივ მიისწრაფის იზოსტაზიური წონასწორობისაკენ და აგრეთვე განუწყვეტლივ ირღვევა იგი სხვადასხვა პროცესების შედეგად. გამოკვლევები მიუთითებენ, რომ ლითონფეროს წონასწორობა ~90% აღწევს.

იზოსტაზიური ანომალიის დაბალსიხშირული მდგენელის განაწი-

ლება საფუძვლად დაედო მანტიის სიმკვრივის არაერთგვაროვნების შესწავლასაც, რომელიც მ.არტემიევმა ჩაატარა ყოფ. საბჭოთა კავშირის ტერიტორიაზე. მისი საუარაუდო სქემის მიხედვით ეს ტერიტორია სამ ზონად იყოფა: I-დასავლეთის საზღვრიდან ურალი - კასპიის ზღვის მერიდიანამდე; II - ჩუკოტა, აღმოსავლეთი ციმბირი, ოხოტის და იაპონიის ზღვები. მანტიის ამ ორ ზონაში სიმკვრივე უფრო მაღალი უნდა იყოს, ვიდრე მათ შორის არსებულ III ზონაში, რომელიც მოიცავს დასავლეთ და ცენტრალურ ციმბირს, ყაზახეთს, შუა აზიას, მონღოლეთს და ჩინეთის მიმდებარე რაიონებს.

§2. სიმძიმის ძალის რეგიონალური და ლოკალური ანომალიები

გრავიმეტრიულ დაკვირვებათა განზოგადების ძირითად შედეგს წარმოადგენს რუკა, რომელზედაც დატანილია დაკვირვების პუნქტებში ამა თუ იმ რედუქციით გამოთვლილი ანომალიები განსახილველ ტერიტორიაზე. რუკა გამოისახება იზოანომალიებში, რომლებიც გაივლება რამდენიმე მილიგალის ან მისი მეთადი ნაწილის შუალედით შესაბამისად რუკის მასშტაბისა.

ანომალია წარმოადგენს ჯამს სხვადასხვა სიღრმეზე განლაგებული ანომალური სიმკვრივის მქონე სხეულების გრავიტაციული გავლენისა. ანომალური სხეულები, ჩვეულებრივად რეგიონალური და ლოკალური გავრცელებისაა და ქმნიან შესაბამისად რეგიონალური და ლოკალური გავრცელების, სიმძიმის ძალის ანომალიებს, რომლებიც ჯამური სახითაა წარმოდგენილი. გეოლოგიური ამოცანების უფრო საიმედოდ ამოხსნისათვის აუცილებელია დაკვირვებული ანომალიის რეგიონალურ და ლოკალურ ანომალიებად დაყოფა, რაც სრულიად პირობითია და მიახლოებით სრულდება. თავისთავად ცხადია, რომ რეგიონალური ანომალია უპასუხებს დიდი მოცულობის სიღრმეული ანომალური მასების გავლენას, ხოლო ლოკალური - მცირე მოცულობის ზედაპირული ანომალური მასებისას.

რეგიონალურსა და ლოკალურ ანომალიებს განასხვავებენ ინტენსივობისა და მისი ფართზე გავრცელების ხასიათის მიხედვით. რეგიონალური ანომალია არის რუკაზე გამოსახული გრავიტაციული ველის ნელა ცვლადი ნაწილი, რომელიც შედარებით დიდ ტერიტორიაზეა გავრცელებული და ანომალიის საერთო ფონს ქმნის. ლოკალური ანომალია კი, როგორც თვით სახელწოდებიდანაც ჩანს, მოიცავს შედარებით მცირე ტერიტორიას და ხასიათდება სწრაფად ცვლადი ველით, ე.ი. სიმძიმის ძალის ანომალიის ჰორიზონტული გრადიენ-

ტის მნიშვნელოვანი სიდიდით. რეგიონალური და ლოკალური ანომალური სხეულების გრაფიტაციული ეფექტები ამ სხეულების სიმკვრივის შესაბამისად ერთმანეთს აძლიერებენ ან ასუსტებენ და ამიტომ დაკვირვებული ჯამური სურათი ყოველთვის არ იძლევა საშუალებას მკაფიო წარმოდგენა ვიქონიოთ ანომალური სხეულების არსებობაზე, მათ სიდიდეზე და მდებარეობაზე. ყოველივე ეს ართულებს ველის დამაკმაყოფილებლად გაყოფას.

გვ. სიმძიმის ძალის ანომალიის კლასიფიკაცია

აქამდე ჩვენ ვლაპარაკობდით სიმძიმის ძალის ანომალიის ორი სახის ანომალიად გაყოფის შესახებ, ეუქავშირებდით რა ამ სახეობებს მათ გამომწვევ მთავარ მიზეზებს, მაგრამ თუ თვალს გადავავლებთ გრაფიმეტრიულ რუკებს, რომლებიც შედგენილია ძალიან დიდი ტერიტორიებისათვის, ადვილად შევამჩნევთ, რომ ანომალიის ხასიათი (მორფოლოგია) და სიდიდე ბაქნურ არეებში მკვეთრად განსხვავდება ასეთებისაგან გეოსინკლინურ არეებში. ამ უკანასკნელში ანომალიები ირყევა გაცილებით უფრო დიდ ფარგლებში და თავისი გავრცელებისა და ფორმის მიხედვით ქმნის რამდენიმე სახის ტიპურ ანომალიას. ამიტომ, თუ ბაქნურ არეებში შესაძლებელია რამდენადმე მაინც დაგვკმაყოფილდეთ ანომალიის რეგიონალურ და ლოკალურ ანომალიებად დაყოფით, იგი უდევოდ არასაკმარისი იქნება გეოსინკლინური არეებისათვის.

უკანასკნელ ხანებში იყო რამდენიმე ცდა გეოსინკლინური არეების სიმძიმის ძალის ანომალიის კლასიფიკაციისა. ერთ-ერთი მათგანი ანომალიებს ჰყოფს ოთხ ტიპად:

რეგიონალური ანომალია პირველი რიგისა - ეს ნელა ცვლადი ნაწილია დანაკვირვები ანომალიისა, რომელიც ძალიან დიდ ტერიტორიას (არა ნაკლებ 10 კვ. კმ) მოიცავს. გენეტიკურად იგი დაკავშირებული უნდა იყოს დედამიწის ქერქქვეშა სუბსტრატის (ძაგმის) ზედაპირის რელიეფთან ან კიდევ სხვა სიღრმულ ფაქტორთან, რომელიც, ალბათ, ქერქის ქვედა არეში მდებარეობს.

რეგიონალური ანომალია მეორე რიგისა - ეს ინტენსიურად ცვლადი ანომალიაა; მოიცავს დიდ ტერიტორიას (არანაკლებ 10 კვ. კმ) და ხასიათდება ჩაკეტილი ან ზონალური გავრცელების იზოანომალიებით, რომელსაც მნიშვნელოვანი პორიზონტალური გრადიენტი აქვს. ასეთი ანომალიის წარმომშობი მიზეზი, უნდა ვიფიქროთ, იარის დედამიწის ქერქის ძირითადი შემადგენელი ფენების (ბაზალტის, გრანიტის და დანალექი ფენის ჩაწოლის ზედაპირ-

თა მკვეთრი ონდულაცია პორიზონტული მიმართულებით. რაც დედამიწის ქერქის განვითარების შედეგია.

პირველი და მეორე რიგის რეგიონალური ანომალიები საკმაოდ მკაფიოდ გამოვლინდება საერთო გრაფიკული აგეგმვის რუკაზე, რომლის სიზუსტეც $\pm(5-10)$ მილიგალის რიგისაა.

ლოკალური ანომალია პირველი რიგისა - ეს მკვეთრად ცვლადე ანომალიაა და შედარებით მცირე ტერიტორიაზეა (არანაკლებ 10 კვ. კმ) გავრცელებული. ექვს გარეშეა, რომ იგი განპირობებულია დედამიწის ქერქის ზედაპირული ნაწილის გეოლოგიური აგებულების თავისებურებით.

ლოკალური ანომალია მეორე რიგისა - ესეც მკვეთრად ცვლადი ანომალიაა, მაგრამ უფრო მცირე გავრცელებისაა (არა უმეტეს 10 კვ. კმ) და მიეწერება ყველაზე უფრო ზედაპირული ფენების არაერთგვაროვნების გავლენას.

პირველი და მეორე რიგის ლოკალური ანომალიები კარგად გამოვლინდება დეტალური გრაფიკული ან ვარიომეტრიული აგეგმვით და მნიშვნელოვანია წიაღისეულის და, საერთოდ, გეოლოგიური სტრუქტურების ძიების თვალსაზრისით.

ნათქვამიდან ჩანს, რომ ეს კლასიფიკაცია ემყარება არა მარტო ანომალიის ინტენსივობის, ფორმისა და გავრცელების მაჩვენებლებს, არამედ რუკის სიზუსტესაც, რაც მნიშვნელოვანია აღნიშნული ანომალიების გამოყოფისათვის და იმის გასარკვევად, თუ როგორი დეტალობით შეიძლება მოცემული რუკის გეოლოგიური ინტერპრეტაცია.

მოცემული კლასიფიკაცია ერთგვარად პირობითია, რადგან ერთი და იგივე ანომალია ერთ შემთხვევაში შეიძლება იყოს რეგიონალური, ხოლო მეორეში - ლოკალური; ეს დამოკიდებულია საკვლევი ობიექტის ხასიათზე, მის სიდიდეზე და სხვა. გარდა ამისა, იგი არ ასახავს ყველა ძირითადი გეოტექტონიკური ერთეულების გრავიტაციული ველის ხასიათს. ასეთი უნივერსალური კლასიფიკაციის შექმნა რთულია და, ალბათ, მისი საჭიროებაც არ არსებობს.

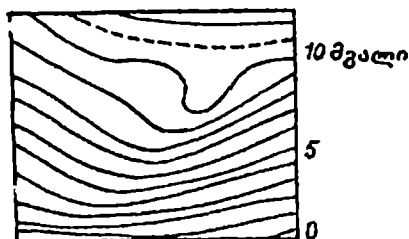
§4. სიმძიმის ძალის ანომალიის ტრანსფორმაცია

სიმძიმის ძალის ანომალიის ზემოთ აღნიშნული დახასიათება არაა საკმარისი მისი სრულყოფილად გამოყენებისათვის. საჭიროა მის მიმართ სხვადასხვა სახის ოპერაციების განხორციელება, რომელსაც ველის ტრანსფორმაცია ეწოდება. უნდა შევნიშნოთ, რომ ველის ტრანსფორმაცია - რეგიონალურ და ლოკალურ მდგენელებად დაყოფა, მიუხედავად იმისა, რომ არ სრულდება მკაცრად და გარკვეულად სუბიექტურ ხასიათს ატარებს, მაინც აადვილებს გეოლოგიური ამოცანის ცალსახად ამოხსნის საკითხს.

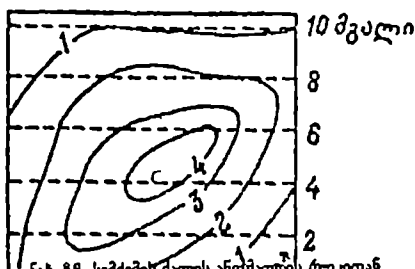
ამგვარად, ამოცანა ასე შეიძლება ჩამოყალიბდეს: ტრანსფორმაცია დაკვირვებული ველისა ხორციელდება იმ მიზნით, რომ დაეცხროს ხელისშემშლელი ინფორმაცია და მკვეთრად გამოავლინოს სასარგებლო ინფორმაცია, ე.ი. ტრანსფორმაციას საფუძვლად უდევს "ფილტრაციის პრინციპი". განვიხილოთ ზოგიერთი ხერხი.

§4.1. ხაზოვანი რეგიონალური ბრავიტაციული ფონის მოხსნა

ზოგჯერ ადვილად შეიმჩნევა რუკაზე, რომ სიმძიმის ძალის ანომალიის რეგიონალური მდგენელი, პირველი მიახლოებით, ხაზოვნად იცვლება (ნახ. 85). ასეთ შემთხვევაში რეგიონალური ფონის



ნახ. 85. სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკა

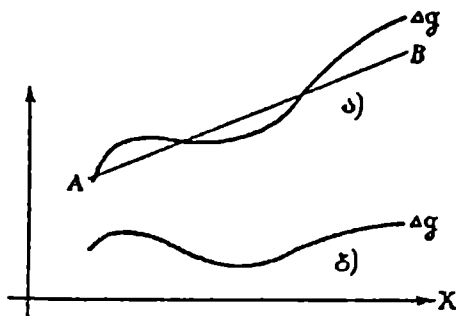


ნახ. 86. სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკიდან (ნახ. 85) გამრუდებული ლოკალური ანომალია

გამოსაყოფად, რომელიც ჩრდილავს ლოკალურ ანომალიას, საკმარისია საკვლევი ტერიტორიის ნებისმიერი საზღვრიდან დაწყებული ველს გამოვსვლოთ თანაბრად ცვლადი რეგიონალური ანომალია. ნახ. 85-ზე წარმოდგენილი ველის ასეთი ტრანსფორმაცია მოგვეცემს

ნახ. 86-ზე ნაჩვენებ ლოკალურ ველს, რომელიც სფერული ფორმის ანომალურ სხეულს უნდა შეესაბამებოდეს, რაც, ნახ. 85-ზე არ ჩანს.

კიდევ უფრო მარტივია ანომალური რუკიდან პროფილის გასწვრივ აგებული ანომალური მრუდი Δg გავათავისუფლოთ რეგიონალური ფონისაგან (ნახ. 87). ამისათვის Δg მრუდის გასწვრივ გავავლოთ AB წრფე და შემდეგ ამისა A წერტილის ირგვლივ AB წრფისა და



ნახ. 87. სიმაღლის ძალის ანომალიიდან ხაზოვანი რეგიონალური ფონის მოხსნა.

ლოკალური Δg_L მრუდის ერთდროული მობრუნებით შევეუთავსოთ იგი x ღერძის მიმართულებას. ამგვარად, დაკვირვებული ანომალია Δg დაიშალა რეგიონალურ (Δg_R) და ლოკალურ (Δg_L) ანომალიებად, ე.ი.

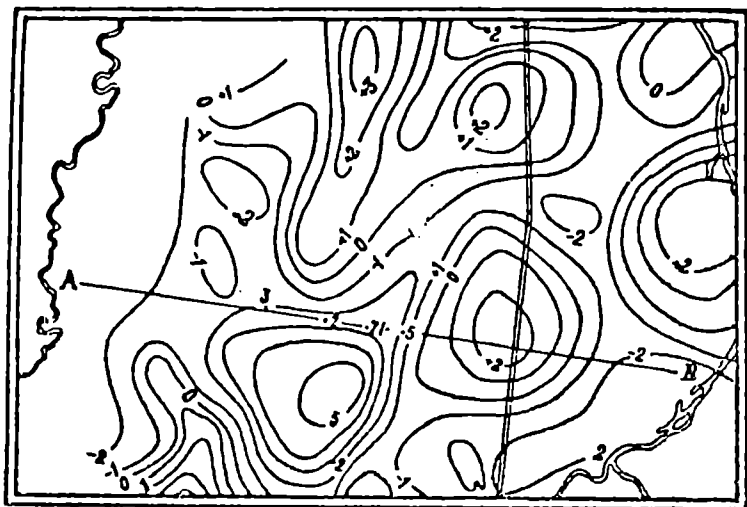
$$\Delta g = \Delta g_R + \Delta g_L$$

და გვეძლევა საშუალება Δg_L ლოკალური მრუდის (ბ) გეოლოგიური ინტერპრეტაციისა.

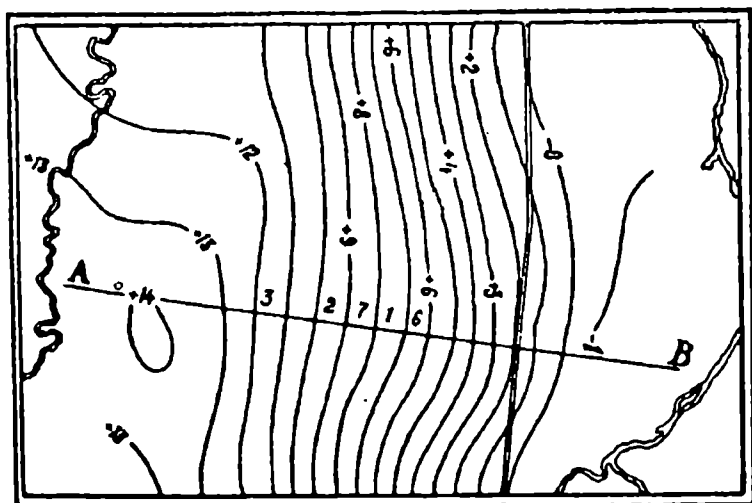
§4.2. გრავიტაციული ველის გასაზუსტების მეთოდი

აკად ა. ტიხონოვმა და ი. ბულანეშვილმა პირველად განიხილეს გრავიტაციული ველის რეგიონალურ და ლოკალურ ანომალიებად დაყოფის ფიზიკური არსი და ზოგიერთი შემთხვევისათვის განმარტეს ტრანსფორმირებულ წელთა გეოლოგიური შინაარსი.

ა. ტიხონოვმა და ი. ბულანეშვილმა დაამტკიცეს, რომ ანომალური



ნახ. 88. სიმაღლის ძალის დაკვირვებული ანომალია.



ნახ. 89. სიმაღლის ძალის რეგულაციური ანომალია, რომელიც მოიქმნება ნახ. 88-დან.

სხეულებით გამოწვეული მიზიდულობის პოტენციალის გასაშუალებული (რეგიონალური) მნიშვნელობა $\bar{U}(x_0, y_0, 0)$ არის ამ სხეულების გასაშუალებული $\bar{\rho}(\xi, \eta, \zeta)$ სიმკვრივის პოტენციალი. ე.ი.

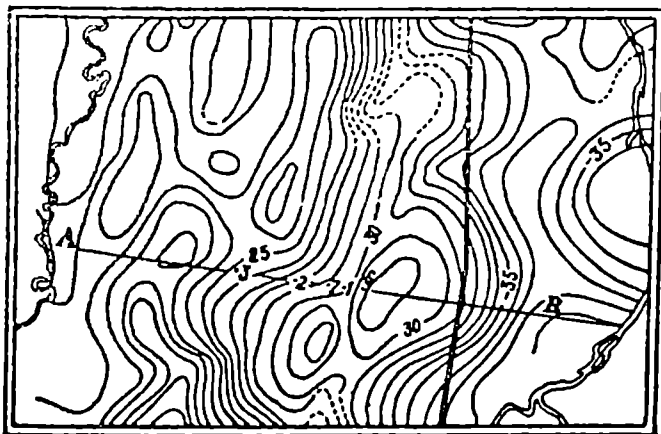
$$\bar{U}(x_0, y_0, 0) = \iiint_V \frac{\bar{\rho}(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta}{r[(x_0 - \xi), (y_0 - \eta), \zeta]} \quad (VII.2)$$

თუ საქმე გვაქვს არა პოტენციალთან, არამედ მის რომელიმე წარმომადგენელთან, მაგ., სიმძიმის ძალის აჩქარებასთან, რომელიც ტოლია

$$g = \frac{\partial U}{\partial z},$$

მაშინაც ზემოთქმული ძალაში რჩება.

უნდა შევნიშნოთ, რომ გრავიტაციული ველის ტრანსფორმაციის დროს უმჯობესია გამოვდიოდეთ ისეთი პრინციპიდან, რომელიც უცვლელად ტოვებს დედამიწის ქერქში არსებული მასების სიმკვრივის განაწილებას და ცვლის მხოლოდ ველის სახეს და მის ფიზიკურ



ნახ. 90. სიმძიმის ძალის ლოკალური ანომალია, რომელიც მიღებულია ნახ.88-დან

შინაარსს. პრაქტიკულად, ბოლოს და ბოლოს, სწორედ ასეც ხდება, რადგან ჩვენ არ ვიცით სიმკვრივის განაწილების ხასიათი ქერქში და, მაშასადამე, არც შეგვიძლია იგი გავასაშუალოთ. მეორე მხრივ, თუ ცნობილია სიმკვრივეთა განაწილება, მაშინ ვიცით ჩვენთვის საინტერესო მასების ადგილმდებარეობაც და საძებარიც

არაფერია, ე.ი. მეთოდის გამოყენება აზრს კარგავს.

ა. ტიხონოვმა და ი. ბულანგემ გრავიტაციული ველის გასაშუალებლისათვის შეიმუშავეს წრიული პალეტი, რომლის ზომაც სათანადო წესით შეირჩევა. ამგვარად, პალეტი არ არის უნივერსალური; სხვადასხვა პირობებში შეიძლება მას სხვადასხვა ზომა ექნეს. მათ მიერ წრიული პალეტის რადიუსი შერჩეული იყო 3 კმ იმ რაიონისათვის, რომელიც გამოიყენეს გრავიტაციული ველის ტრანსფორმაციისათვის. 88 ნახ. -ზე მოცემულია დაკვირვებული Δg ანომალია ბუგეს რედუქციაში. ნახ. 89-ზე - რეგიონალური ანომალიაა წარმოდგენილი, რომელიც პალეტითაა გამოყოფილი ნახ. 88-დან, ხოლო ნახ. 90-ზე - ნარჩენი ანუ ლოკალური ანომალიაა წარმოდგენილი. ლოკალური ანომალია მიიღება, თუ დაკვირვებულ ანომალიას გამოვაკლებთ პალეტით გასაშუალებულს. გარკვეული რადიუსის ფარგლებში, ე.ი.

$$\Delta g_L = \Delta g - \overline{\Delta g}.$$

§4.8. გასაშუალებული ბრადიენტივის მეთოდი

ეს მეთოდი დამუშავებულია ს.საქსოვ და კ.ნიგარდის მიერ. არსი მეთოდისა იმაშია, რომ აიგება ფუნქცია

$$F(\Delta g) = \frac{\overline{\Delta g}(r_1) - \overline{\Delta g}(r_2)}{r_2 - r_1} \quad (VII,3)$$

სადაც $\overline{\Delta g}(r_1)$ და $\overline{\Delta g}(r_2)$ r_1 და r_2 რადიუსებით შემოვლებულ წრეხაზზე გასაშუალებული ანომალიებია, რომლებიც განისაზღვრებიან ფორმულით:

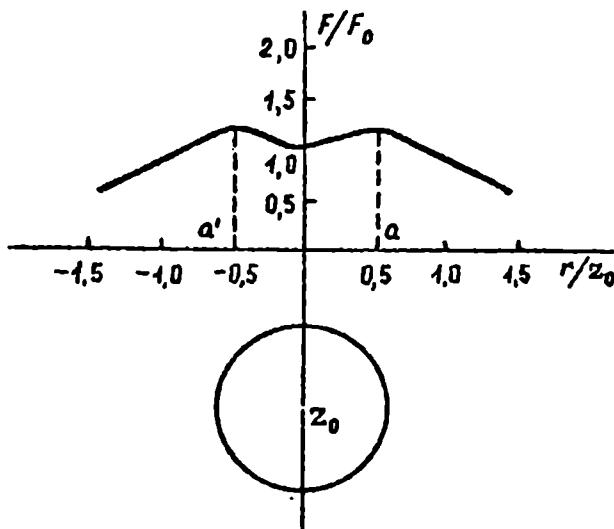
$$\overline{\Delta g}(r_i) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Delta g(r_i, \vartheta) d\vartheta. \quad (VII,4)$$

პრაქტიკულად $\overline{\Delta g}(r_i)$ მიიღება სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკიდან r_i რადიუსის წრეხაზზე თანაბრად განლაგებულ რვა წერტილში გამოთვლილი Δg_i საშუალო მნიშვნელობიდან

$$\overline{\Delta g}(r_1) = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 \Delta g_i. \quad (VII.5)$$

წრეხაზების რადიუსები, ისე როგორც ატიზონოვისა და ი. ბუ-
ლანეცს მეთოდში, შეიარჩევა იმის მიხედვით, თუ როგორი ფორმისაა
და რა სიღრმეზე მდებარეობს საძიებელი სხეული, რომელიც ქმნის
გასაანალიზებელ ლოკალურ გრავიტაციულ ველს.

განვიხილოთ მაგალითი. ვთქვათ, შემავსოთებელი მასა სფერული
ფორმისაა (ნახ. 91). მისი ანომალიის უდიდესი პორიზონტული
გრადიენტი გამოვლინდება a და a' წერტილებში. (VII.3) ფორმუ-
ლიდან ჩანს, რომ ფუნქცია $F(\Delta g)$ ზღვარში, როცა $r_1 \rightarrow r_2$, მიაღ-



ნახ. 91. ხაქსოვისა და ზღვარდის ნორმირებული ფუნქცია $\frac{F}{F_0}$; $F_0 = -\frac{GM}{z_0^2}$

წევს მაქსიმუმს a და a' წერტილებში. ეს იმას ნიშნავს, რომ
 $F(\Delta g)$ ფუნქციის წარმოებული ნული გახდება. მართლაც, სფეროს
შემთხვევაში

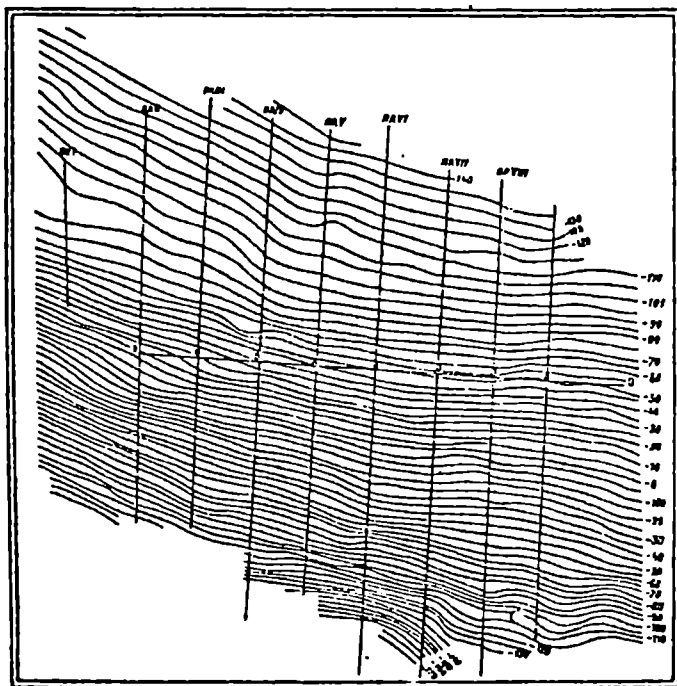
$$F(\Delta g) = \frac{\partial}{\partial r} \Delta g = -f m \frac{4r^2 + z_0^2}{\rho^3}. \quad (VII.6)$$

$$\frac{\partial F(\Delta g)}{\partial r} = \frac{3fmr}{\rho}(z_0^2 - 4r^2). \quad (VII.7)$$

თანახმად ზემოთ თქმულისა $\frac{\partial F(\Delta g)}{\partial r} = 0$ და (VII.7) განტოლება მოგვცემს დამოკიდებულებას a და a' წერტილების კოორდინატებისა z_0 -თან, ე.ი.

$$r_{a, a'} = \pm \frac{z_0}{2} \quad (VII.8)$$

თავისთავად ცხადია, რომ გრადიენტების გასაშუალების ეს

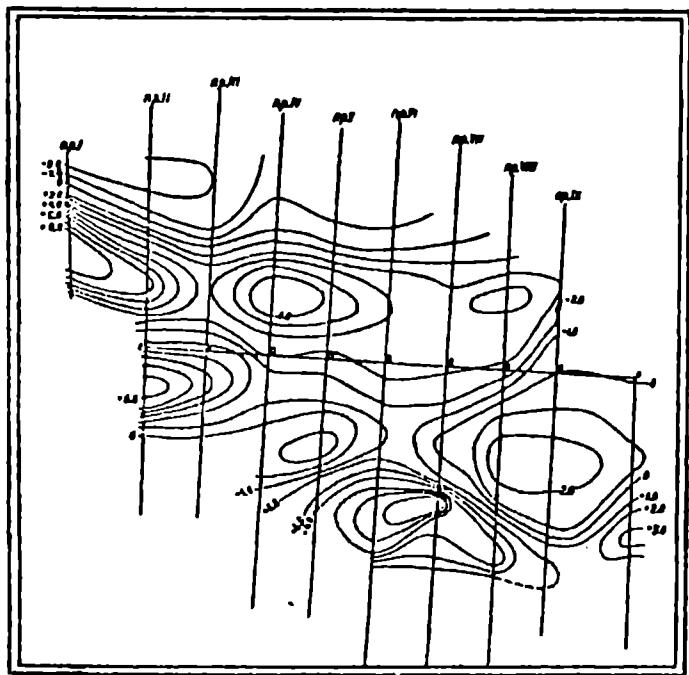


ნახ. 92. სიმძიმის ძალის Δg ანომალია.

რადიუსი ყველაზე უფრო ოპტიმალურია, რადგან ამ რადიუსით შემოწერილ წრეხაზე $F(\Delta g)$ ფუნქციით გამოსახული გრადიენტიული ეფექტი მაქსიმალურია.

ამ მეთოდის პრაქტიკული გამოყენების შედეგი და მისი ეფექტურობა წარჩენებია შემდეგ მაგალითზე. ნახ. 92; წარმოდგენს სიმძიმის ძალის ანომალიის ბუგეს რედუქციაში, რომელიც მონოტო-

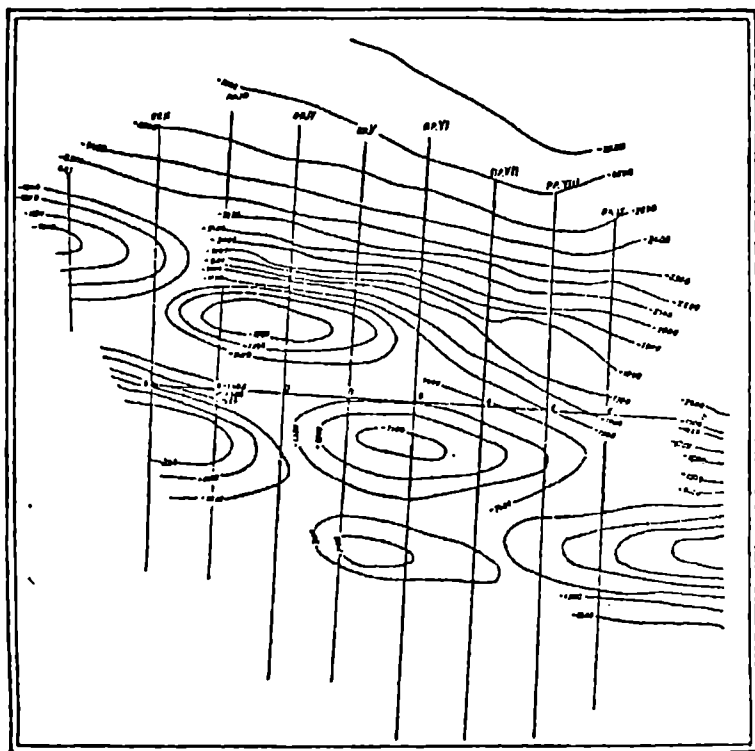
ნურად იცვლება $+17,0$ მგალიდან $-16,5$ მგალამდე და არ ამჟღავნებს ლოკალურ ანომალიებს, რომლებიც დაჩრდილულია მძლავრი რეგიონალური ფონით. ეს ველი ნახ. 93-ზე გათავისუფლებულია რეგიონალური ფონისაგან საქსოვ-ნიგარდის მეთოდით და აქ რამდენიმე ანომალური ცენტრია გამოყოფილი, რომელთა რეალობა დადას-



ნახ. 93. სიმპლის ძალის ლოკალური ანომალია, რომელიც მიღებულია ნახ. 92-დან.

ტურებულია იმავე ტერიტორიაზე სეისმოძიების მეთოდით გამოვლინებული გეოლოგიური სტრუქტურებით (ნახ. 94).

ეს მკაფიო მაგალითია იმისა, თუ რამდენად აუცილებელია და სასარგებლო რთული დაკვირვებული გრავიტაციული ველის ტრანსფორმაცია რაციონალური მეთოდით. აღსანიშნავია ისიც, რომ ტრანსფორმაციის ასეთი წარმატება განაპირობა აგრეთვე სიმკვრივის მახასიათებლების ხელსაყრელმა განაწილებამ დანალექ წყებაში. სადაც საძიებო სტრუქტურებია განლაგებული.



8.4.4. სიმძიმის ქალის ანოვალის ანალიზური ბაგრძელბა ზედა და ქვედა ნახეპარსიპრცეში

ნ. მალკინმა, ე. მაგნიციძემ, შნეფერსონმა და სხვებმა რეგიონალური გრავიტაციული ველის გამოყოფის მიზნით მიმართეს დანაკერებში გრავიტაციული ანომალიის რედუცირებას გარე ფართეულზე, რომელიც მნიშვნელოვნადაა დაშორებული დედამიწის ზედაპირიდან. ამ ომერაციას მიეყვარათ მოცემული ველის ისეთ გადასახე-

ში ახალ ფართეულზე, სადაც უკვე არ იგრძნობა ლოკალური ანომალიის მაღალი რიგის ჰარმონიკები. ამ შემთხვევაშიაც ლოკალური ანომალია მიიღება როგორც სხვაობა გამოთვლილი და რეგიონალური ანომალიებისა. გამოთვლილი ანომალიის ასეთ ტრანსფორმაციას ეწოდება სიმძიმის ძალის ანალიზური გაგარძელება ზედა ნახევარსივრცეში.

აქ დასმული საკითხის გადაწყვეტა დაიყვანება პოტენციალის თეორიაში განხილული ე.წ. სასაზღვრო ამოცანების ამოხსნამდე. პირველი სასაზღვრო ამოცანა ანუ დირიხლეს ამოცანა მდგომარეობს $U(x, y, z)$ ფუნქციის პოვნაში Σ ზედაპირით შემოსაზღვრულ Ω არეში. ეს ფუნქცია Ω არეში და Σ ზედაპირზე უნდა იყოს უწყვეტი. Ω არეში აკმაყოფილებდეს ლაპლასის განტოლებას $\Delta U = 0$ და Σ ზედაპირზე დებულობდეს მოცემულ მნიშვნელობას, ე.ი.

$$U(x, y, z) \big|_{\Sigma} = F(x, y, z).$$

გარდა ამისა, როცა წერტილი (x, y, z) მიისწრაფის უსასრულობისაკენ, მაშინ $U \rightarrow 0$. თუ U ფუნქციას ყქებენ გარე არეში Σ ზედაპირის მიმართ, მაშინ განსახილველ ამოცანას უწოდებენ დირიხლეს გარე ამოცანას, ხოლო თუ U ფუნქციას ეძებენ Σ ზედაპირის შიგნით, მაშინ - დირიხლეს შიგა ამოცანას.

მეორე სასაზღვრო ამოცანაა ნეიმანის ამოცანა. $U(x, y, z)$ ფუნქციის პოვნა Σ ზედაპირით შემოსაზღვრულ Ω არეში, როცა ეს ფუნქცია აკმაყოფილებს პირობას: $U(x, y, z)$ უწყვეტია მთელ Ω არეში და Σ ზედაპირზე, აკმაყოფილებს ლაპლასის განტოლებას $\Delta U = 0$ მთელ Ω არეში და Σ ზედაპირზე ნორმალური წარმოებული $\frac{\partial U}{\partial n}$ დებულობს მოცემულ მნიშვნელობებს, ე.ი.

$$\frac{\partial U(x, y, z)}{\partial n} = f(x, y, z).$$

თუ საჭიროა ვიპოვოთ U ფუნქცია გარე სივრცეში Σ ზედაპირის მიმართ, მაშინ ამ ამოცანას ნეიმანის გარე ამოცანა ეწოდება, ხოლო თუ შიგნით - მაშინ ნეიმანის შიგა ამოცანა. აღსანიშნავია, რომ დირიხლეს და ნეიმანის შიგა და გარე ამოცანებს ერთადერთი ამოხსნა გააჩნიათ.

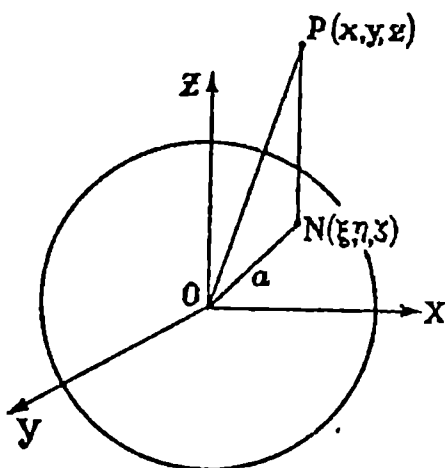
აქ დასახელებულ ამოცანებს გრავიმეტრიაში ფართო გამოყენება აქვთ, რადგან $U(x, y, z)$ ფუნქციის ქვეშ შეიძლება ვიგულისხმოთ მიწიდულობის პოტენციალის პირველი და უფრო მაღალი რიგის წარმოებულები.

დირიხლეს ამოცანის ამოხსნას სდეროს შემთხვევაში, როდესაც სიმძიმის ძალის ანომალია მოცემულია xy სიბრტყეზე და Z მიმართულა ზემოთ, აქვს შემდეგი სახე:

$$U(x,y,z) = \frac{\rho^3 - a^3}{4\pi a} \iiint_S U(\xi, \eta, \zeta) \frac{dS}{r^3} \quad (VII.9)$$

და ეწოდება პუასონის ინტეგრალი. ნიშანი პლუსი შეესაბამება ღირიხლეს გარე ამოცანას, ხოლო მინუსი - შიგა ამოცანას. ამ ფორმულაში მოითხოვება $U(x,y,z)$ ფუნქციის განსაზღვრა $P(x,y,z)$ წერტილში, რომელიც S სფეროს ცენტრიდან დაშორებულია $\rho = OP$ მანძილით (ნახ. 95). $U(\xi, \eta, \zeta)$ არის სფეროს ზედაპირის $N(\xi, \eta, \zeta)$ წერტილში მოცემული ფუნქცია; a სფეროს რადიუსია და $PN = r$ გამოისახება ფორმულით

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$$



ნახ. 95. სიბრტყის ძალის ანომალიის ზედა ნახევარსფეროვანი გადასახვის ახსნა.

ვთქვათ, $U(x,y,z)$ არის გრავიტაციული ანომალია და საჭიროა მისი განსაზღვრა სფეროს გარეთ მდებარე რომელიმე P წერტილში. ამ შემთხვევაში (VII.9) ფორმულა სამართლიანია, თუ სფეროს გარეთ არ იქნება რაიმე ანომალური მასა, იაუ $U(x,y,z)$ ფუნქციას ვეძებთ სფეროს შიგნით, მაშინაც ამ არეში არ უნდა არსებობდეს ანომალური მასები. ეს მოთხოვნა განაპირობა იმ გარემოებამ, რომ $U(x,y,z)$ ფუნქცია, როგორც ზემოთ იყონათქვამი, უნდა აკმაყოფილებდეს ლაპლასის განტოლებას

$$\Delta U = 0.$$

ვიგულისხმობთ (VII.9) ფორმულაში $\rho = a + h$, სადაც h არის მანძილი სფეროს ზედაპირიდან P წერტილამდე; მაშინ

$$U(x,y,z) = \frac{h}{2\pi} \iint_S U(\xi, \eta, 0) \frac{d\xi d\eta}{r^3} + \frac{h^3}{4\pi a} \iint_S U(\xi, \eta, 0) \frac{d\xi d\eta}{r^3} \quad (VII.10)$$

თუ S არის უსასრული რადიუსის მქონე სფეროს ზედაპირი, მაშინ $a = \infty$ და (VII.10) ფორმულის მეორე წევრი ნული გახდება. ამგვარად, მივიღებთ:

$$U(x, y, z) = \frac{z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta, 0) \frac{d\xi d\eta}{r}, \quad (VII.11)$$

ამ შემთხვევაში სწორკუთხოვანი. კოორდინატთა სისტემის xy სიბრტყე S უსასრულო სიბრტყეზე ძევს და Z მიმართულია ზემოთ. მანძილი (x, y, z) და $(\xi, \eta, 0)$ წერტილებს შორის

$$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}.$$

(VII.11) ფორმულა საშუალებას იძლევა S პოროზონტულ სიბრტყეზე მოცემული გრავიტაციული ანომალია $U(\xi, \eta, 0)$ გადავსახოთ Z სიმაღლეზე $U(x, y, z)$ გრავიტაციულ ანომალიაში. სივრცეს პოროზონტული სიბრტყის ზემოთ, სადაც არავითარი ანომალიური მასები არ მოიპოვება, უწოდებენ ზედა ნახევარსივრცეს. ამის ანალოგიურად განიხილავენ ქვედა ნახევარსივრცესაც.

გამომდინარე ზემოთ დასახელებული პირობებიდან და აღნიშვნებიდან, ნეიმანის ბრტყელი ამოცანის ამოხსნა მიზიდულობის პოტენციალის ვერტიკალური წარმოებულისათვის წარმოგიდგება პუასონის ინტეგრალის სახით

$$U_z(x, y, z) = \frac{z}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_z(\xi, \eta, 0) \frac{d\xi d\eta}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}} \quad (VII.12)$$

გავამრავლოთ ამ გამოთქმის ორივე მხარე dz -ზე და მოვახდინოთ მისი ინტეგრაცია საზღვრებში (h, ∞) , რისთვისაც შევცვალოთ მარჯვენა მხარეში ინტეგრაციის რიგი, მივიღებთ:

$$\int_h^{\infty} \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} dz = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_z(\xi, \eta, 0) \int_h^{\infty} \frac{z dz}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{3/2}} d\xi d\eta.$$

$$U(x, y, \infty) - U(x, y, h) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_z(\xi, \eta, 0) \frac{d\xi d\eta}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + h^2]^{3/2}}$$

მარცხენა მხარეზე გვაქვს მიზიდულობის პოტენციალთა სხვაობა წერტილებში - უსასრულობაში და (x, y, h) . სასრულო მასების მიზიდულობის პოტენციალის რეგულარობის თვისების საფუძველზე შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $U(x, y, \infty) = 0$ და ამიტომ, საბოლოოდ პუასონის ინტეგრალი ასე გამოისახება:

$$U(x, y, h) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_x(\xi, \eta, 0) d\xi d\eta}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + h^2]^{1/2}} \quad (VII.13)$$

(VII.13) ფორმულა მნიშვნელოვანია იმ მხრივ, რომ სიბრტყეზე ცნობილი მიზიდულობის პოტენციალის ვერტიკალური წარმოებულის $U_x(\xi, \eta, 0)$ საშუალებით შეიძლება განესაზღვროთ თვით $U(x, y, h)$ ფუნქცია ზედა ან ქვედა ნახევარსივრცეში.

დირიხლესა და ნეიმანის ამოცანები ამოიხსნება ორგანზომილებიანი შემთხვევისათვის (VII.11) და (VII.12) ფორმულებიდან შესაბამისად:

$$U(x, h) = \frac{h}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(\xi, 0) d\xi}{(x-\xi)^2 + h^2} \quad (VII.14)$$

და

$$U(x, h) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_x(\xi, 0) \ln[(x-\xi)^2 + h^2] d\xi. \quad (VII.15)$$

ველის გადათვლა სხვადასხვა სიმაღლეზე სრულდება გამომთვლელი მანქანის საშუალებით მთელი რეგიონისათვის. სიმაღლის მიხედვით ანომალური ველი თანდათან ცხრება და გვაძლევს წარმოდგენას სიღრმული ანომალური მასების განაწილებაზე.

გრაფიმეტრიაში ფრიად მნიშვნელოვანია პორიზონტულ სიბრტყეზე მოცემული მიზიდულობის პოტენციალის მაღალი რიგის წარმოებულების $\frac{\partial^{m+n+l} U(x, y, z)}{\partial x^m \partial y^n \partial z^l}$ გადასახვა რომელიმე სიმაღლეზე; ამისათვის აუცილებელია განვიხილოთ

$$U^{\circ}(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{U_x(\xi, \eta, 0) d\xi d\eta}{[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2]^{1/2}} \quad (VII.16)$$

გამოსახულების m, n, l რიგის წარმოებული შესაბამისად (x, y, z) კოორდინატების მიმართ. რადგან (VII.16) განტოლების მარჯვენა ნაწილში ინტეგრება წარმოებს ξ და η მიმართ, ამიტომ შესაძლებელია მისი გადიფერენციალება x, y, z -ის მიმართ, რომელთაც განვიხილავთ როგორც პარამეტრებს. ამავე დროს, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $U_x(\xi, \eta, 0)$ არის დამოკიდებული მხოლოდ (ξ, η)

ცვლადებზე, მაშინ გვექნება:

$$\frac{\partial^{m+n+l} U(x, y, z)}{\partial x^m \partial y^n \partial z^l} = \frac{1}{2\pi} \iint_S U(\xi, \eta, 0) \frac{\partial^{m+n+l}}{\partial x^m \partial y^n \partial z^l} \cdot \left[\frac{1}{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2} \right]^{1/2} d\xi d\eta.$$

ამ ფორმულის გამოყენებისათვის უფრო მოხერხებულია გამოვსახოთ იგი ცილინდრულ (ρ, ϕ, z) კოორდინატებში, ე.ი.

$$\left[\frac{\partial^{m+n+l} U(x, y, z)}{\partial x^m \partial y^n \partial z^l} \right]_{z=0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty U_z(\rho, \phi, 0) \frac{\partial^{m+n+l}}{\partial x^m \partial y^n \partial z^l} \left[\frac{1}{(\rho^2 + z^2)} \right]^{1/2} \rho d\rho d\phi, \quad (VII.17)$$

სადაც მიღებულია $x-\xi = \rho \cos \phi$, $y-\eta = \rho \sin \phi$. (VII.17) ფორმულის მარცხენა ნაწილი წარმოადგენს ნებისმიერი რიგის წარმოებულს x, y, z ცვლადების მიმართ და ამგვარად პორიზონტულ სიბრტყეზე მოცემული მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელის $U_z(\xi, \eta, 0)$ ფუნ-

ქციის საშუალებით შეიძლება ვიპოვოთ მიზიდულობის პოტენციალი, მიზიდულობის ვერტიკალური და პორიზონტული მდგენელები, მეორე და უფრო მაღალი რიგის ვერტიკალური და შერეული წარმოებულები და სხვ. გარე ან შიგა ნახევარსივრცეში გადასახვა (VII.13), (VII.14), (VII.15) და (VII.16) ფორმულების მიხედვით ხელსაყრელი გამოთვლითი ელექტრონული მანქანების დახმარებით, თუმცა შემუშავებულია გადამსახველი პალეტებიც, რომლებიც უფრო მოხერხებულია მარტივ შემთხვევებში.

§4.5. ბრავიტაციული ანომალიის პარიატიის მეთოდი

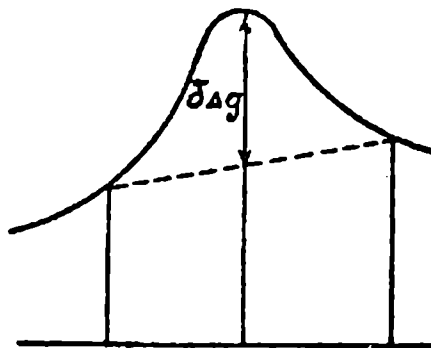
ხშირად მცირე ზომის ანომალიური სხეულების ძიებისათვის მნიშვნელოვანია არა მარტო ლოკალური ანომალიის გამოყოფა ჩვეულებრივი გავებით, არამედ მისი განცალკევებაც შეზოხელი ლოკა-

ლური ანომალიებისაგან, რომლებიც მას ერთგვარად ჩრდილავენ. ამ მიზნით შეიძლება ვისარგებლოთ ანდრეევ-გრიფინის მეთოდით, რომლის იდეა მდგომარეობს შემდეგში:

ვთქვათ, x ღერძის გასწვრივ განიხილება სიმძიმის ძალის $\Delta g(x)$ ანომალიური მრუდი (ნახ. 96); ნებისმიერ x წერტილში $\Delta g(x)$ -ს ანომალიური მნიშვნელობა წარმოადგენს ადგილობრივი ლოკალური, მეზობელი ლოკალური და რეგიონალური ანომალიების ჯამს. ამათგან, ამ შემთხვევაში, მკვლევრისათვის საინტერესოა მხოლოდ ადგილობრივი ლოკალური ანომალია, რომლის მისაღებად განიხილავენ ფუნქციას

$$\delta \Delta g(x, l) = \Delta g(x) - \frac{\Delta g(x+l) + \Delta g(x-l)}{2} \quad (VII.18)$$

რომელიც საკვლევი ანომალიიდან წრფივად ცვლად ველს გამორიცხავს. მას $\Delta g(x)$ ანომალიის ვარიაციას უწოდებენ (ნახ. 96).



ნახ. 96. $\delta \Delta g(x)$ ვარიაციული ფუნქციის გრაფიკული ხერხით გამოთვლა.

ანალოგიური ხერხი ორგანოზომილებიანი სხეულისათვის დამუშავა გ. მანაგაძემ ზოგიერთი ორგანოზომილებიანი სხეულისათვის და მოგვცა შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ანალიტიკური და გრაფიკული მეთოდი. გრავიტაციული ანომალიის ვარიაციის გამოსათვლელად სარგებლობენ აგრეთვე რ.მანაგაძის მიერ

მოწოდებული

$$\delta \Delta g(x, l) = \frac{1}{3} [\Delta g(x+l) - \Delta g(x-l)] - \frac{1}{6} [\Delta g(x+2l) - \Delta g(x-2l)] \quad (VII.19)$$

და

ს.

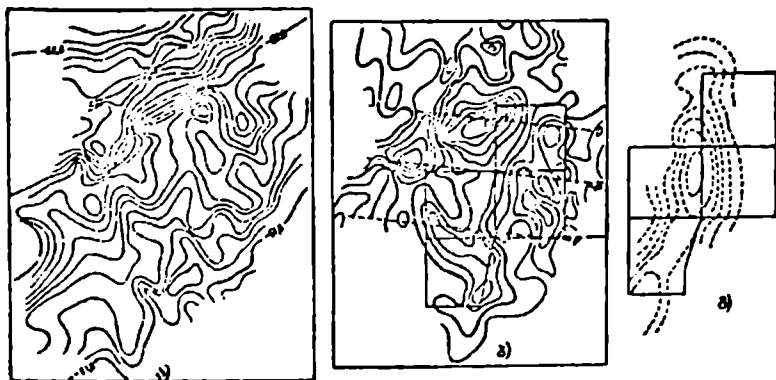
$$\delta \Delta g(x, l) = \frac{1}{2} \Delta g(x) - \frac{1}{6} [\Delta g(x+l) + \Delta g(x-l)] + \frac{1}{12} [\Delta g(x+2l) + \Delta g(x-2l)] \quad (VII.20)$$

ფუნქციებით, რომლებიც საკვლევი ანომალიიდან მეორე და მესამე რიგის პოლინომის სახით ცვლადი ველის გამორიცხვის საშუალებას იძლევიან შესაბამისად. აქ მოყვანილ ფორმულებში l სიდიდე x წერტილიდან მარცხნივ და მარჯვნივ გადაზომილი მონაკვეთია

(ნახ. 96). რომლის შერჩევას აწარმოებენ ისეთნაირად, რომ ბმგ მრუდის ექსტრემუმი მკაფიოდ იქნეს გამოსახული.

ეს მეთოდი გამოიყენება აგრეთვე სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების ანომალური ველის ლოკალიზაციის მიზნითაც.

მოგვეყავს ანდრეევ-გრიფინის ბმგ(x, l) ვარიაციული ფუნქციის ლოკალიზაციის მეთოდის გამოყენების მაგალითი (ნახ. 97 ა, ბ, გ). დაკვირვებული სიმძიმის ძალის ანომალიის ველიდან (ა) გამოყო-



ნახ. 97. ა, ბ, გ. ბმგ(x) ლოკალური ანომალიის გამოყოფის მაგალითი.

ფილი ბმგ(x, l) ლოკალური ველის (ბ) მიხედვით შემოფარგლულია დედამიწის წილში ჩაძირული მასივი (გ). რომლის არსებობა დადასტურებულ იქნა კაბურღილით. ნახაზზე ნათლად ჩანს, თუ რამდენად კარგად ემთხვევა ლოკალური ანომალიის მაქსიმუმის ღერძი აღმოჩენილი მასივის ღერძს.

§4.6. სიმძიმის ძალის ანომალიის პერტიკალური გრადიენტის გამოთვლის მეთოდი

დიდ ინტერესს იწვევს სიმძიმის ძალის ანომალიის პერტიკალური გრადიენტი ზედაპირული სტრუქტურების ძიებისათვის. ეს აიხსნება იმით, რომ ეს ელემენტი ამაღლებული მგრძნობიარობით ხასიათდება ზედაპირული სტრუქტურების მიმართ და ნაკლებ მგრძნობიარობით - ღრმად მდებარე ფართოდ გავრცელებული მასების მიმართ, რომლებიც კმნიან სიმძიმის ძალის ანომალიის რეგიონა-

ლურ ფონს. ყოველივე ამის გამო არსებობს ხელსაყრელი ფიზიკური პირობა რეგიონალური ველის გამორიცხვისა და ზედაპირული საძიებო ობიექტებით გამოწვეული ლოკალური ველის გამოყოფისა. ამ ბოლო დროს დაიწყო გამოყენება პორიზონტული წარმოებულებისა (ე.წ. პორიზონტული გრადიენტები) და მათი კომბინაციისა ვერტიკალურ წარმოებულებთან.

როგორც ცნობილია, U_{zz} სიდიდის მასიურად გაზომვა რთულია (თავი V, §6). მაგრამ არის შესაძლებლობა მისი გამოთვლისა $U_z = \Delta g$ ფუნქციდან. ამისათვის მიმართავენ პუასონის ინტეგრალს

$$U_{zz}(0,0,h) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} U_z(\rho, \phi, 0) \frac{h\rho d\rho d\phi}{(\rho^2 + h^2)^{3/2}} \quad (VII.21)$$

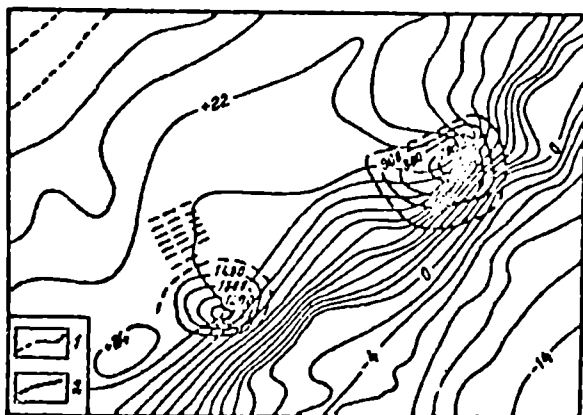
რომელიც განსაზღვრავს $U_{zz}(0,0,h)$ ფუნქციას ზედა ნახევარსივრცეში $z=0$ სიბრტყეზე მოცემული $U_z(\rho, \phi, 0)$ ფუნქციის მნიშვნელობით. გადათვლის სიზუსტე ამ შემთხვევაში საკმაოდ მაღალი შეიძლება იყოს.

გადათვლისათვის გამოიყენება ელექტრული გამომთვლელი მანქანები ან პალეტები. ნახ. 98-ზე ნაჩვენებია ლოკალური ანომალია, რომელიც მიღებულია ბუგეს ანომალიის (ა) გადათვლით U_{zz} ანომალიაში (ბ); წყვეტილი იზოჰიფსებით გამოსახულია პალეოზოური სტრუქტურა, ხოლო მთლიანი იზოხაზებით: (ა) - ბუგეს ანომალია მილიგალებში და (ბ) - U_{zz} ანომალია ეტევეებში.

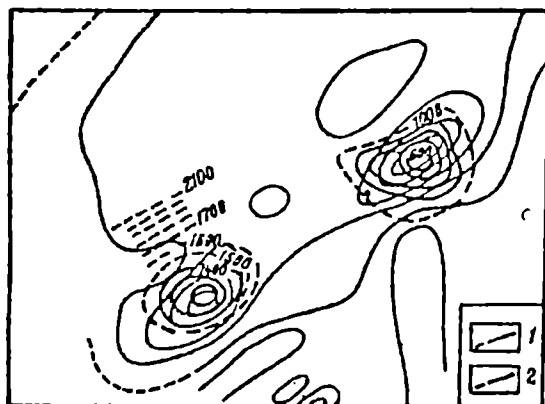
ანალოგიურად ზემოთქმულისა, (VII.17) ფორმულის საფუძველზე შეიძლება გამოვითვალოთ სიმძიმის ძალის პოტენციალის მესამე ვერტიკალური წარმოებული. ამ გზით კიდევ უფრო მკაფიოდ შეიძლება გამოვყოთ ლოკალური ანომალია, რომელიც უპასუხებს საძიებო გეოლოგიურ სხეულს. ამის მაგალითი მოცემულია ნახ. 99-ზე. როგორც ნათლად ჩანს, დაკვირვებული ველი (ა) კმდენად მონოტონურად იცვლება ერთი მიმართულებით, რომ ზედმეტია ლაპარაკი რაიმე სტრუქტურის არსებობის შესახებ. აქვე მოთავსებული გადასახული U_{zzz} ველი (ბ) ხასიათდება ლოკალური ანომალიის ცენტრებით. რომლებიც საცხებით ემთხვევა სტრუქტურის კონტურებს. იზოანომალები (ბ) სქემაზე გავლებულია $2,5 \cdot 10^{-16}$ ცგს ერთეულებში.

გარდა ზემოთ განხილული პოტენციალური ველების გარდაქმნის "ინტეგრალური" მეთოდებისა, მნიშვნელოვნად განვითარდა U_{zzz}

ფუნქციის გამოთვლის ე.წ. "დიფერენციალური" მეთოდები. ამ საკითხს 1949 წ. პირველი ნაშრომი მიუძღვნა ლ.პეტერსმა და მას



ა)



ბ)

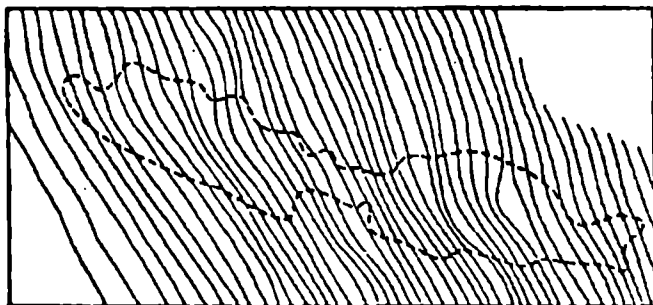
ნახ. 98. ა, ბ. ბუგებს ანომალიიდან გამოთვლილი P_{xx} ანომალია:

ა - ბუგეს ანომალია, ბ - P_{xx} ანომალია. პუნქტურით შემოსაზღულია ლოკალური სტრუქტურები.

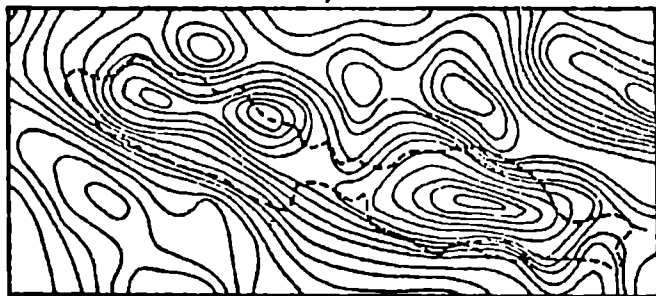
შემდეგ რამდენიმე საანგარიშო ფორმულა იქნა მიღებული, რომლებიც იმდენად ერთნაირი ხასიათისაა (განსხვავება ძირითადად კოეფიციენტებშია), რომ შეიძლება ზოგადი სახით შემდეგნაირად წარ-

$$U_{xxx} = C(\bar{g}_{R_1} - \bar{g}_{R_2}), \quad (\text{VII.22})$$

სადაც C მუდმივი სიდიდეა და დაახლოებით უდრის $\frac{1}{(R_1 - R_2)^2} \bar{g}_{R_1}$ და $\bar{g}_{R_2}$ სიმკვრივის ძალის საშუალო მნიშვნელობებია, რომლებიც



ა)



ბ)

ნახ. 77. U_{xxx} ანომალიური ველი (ბ), მიღებული U_x ანომალიის (ა) გადათვლით გარკვეულ სიმაღლეზე.

სათანადო პალეტის საშუალებით გამოითვლება R_1 და R_2 რადიუსები, შემოფარგლულ წრეხაზზე. შიგა რადიუსი R_1 რამდენჯერმე ნაკლებია გარე R_2 რადიუსზე. U_{xxx} სიდიდეზე დიდი გავლენა აქვს R_2 რადიუსის სიდიდეს. თავისთავად ცხადია, რაც უფრო მცირეა იგი მით უფრო უკეთ გამოიყოფა მაღალი რიგის წარმოებულების ლოკალური ანომალიები.

გამომდინარე იქიდან, რომ $R_1 \ll R_2$, U_{xxx} სიდიდის გამოთვლის შეცდომა დაახლოებით ტოლი იქნება

$$\varepsilon_2 = \frac{4}{R_2} \varepsilon_1,$$

სადაც ε_1 სიმძიმის ძალის ანომალიის განსაზღვრის ცდომილებაა, ხოლო R_2 პალეტის გარე რადიუსია.

მოვიყვანოთ U_{xxx} ფუნქციის გამოსათვლელი რამდენიმე საანგარიშო ფორმულა:

$$U_{xxx} = 1,156g_0 + 0,256g_1 - 0,445g_2 - \frac{1,359g_3}{\sqrt{2}} + \frac{0,392g_4}{\sqrt{2}}, \quad (\text{პეტერსი})$$

$$U_{xxx} = \frac{1}{28s} \left[16g_0 + 8g_1 - 24g_2 \sqrt{2} \right], \quad (\text{ელკინსი})$$

$$U_{xxx} = \frac{1}{24s} \left[96g_0 - 72g_1 - 32g_2 \sqrt{2} + 8g_3 \sqrt{2} \right]. \quad (\text{როზენბახი})$$

აქ s არის პალეტის კვადრატული სექტორების გვერდები, g_0 სიმძიმის ძალის ანომალიის მნიშვნელობაა გამოსათვლელ პუნქტში.

გრავიმეტრიის პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანები

სიმძიმის ძალის ანომალიის გეოლოგიური ინტერპრეტაციის საკითხს მიეყვართ გრავიმეტრიის პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანების განხილვამდე.

პირდაპირი ამოცანა მდგომარეობს იმაში, რომ მოცემულია ანომალიური მასა (მისი ფორმა, სიდიდე, ჩაწოლის სიღრმე, სიმკვრივე) და საჭიროა ვიპოვოთ მის მიერ გამოწვეული გრავიტაციული ველი. პირდაპირი ამოცანა ცალსახად ამოიხსნება, ე.ი. არ არსებობს ორი ან მეტი ერთმანეთისაგან განსხვავებული ველი, რომელსაც ქმნიდეს მოცემული მასა რომელიმე სიბრტყეში. პირდაპირი ამოცანის ამოხსნასთან დაკავშირებული გამოთვლები ადვილად სრულდება ზოგიერთი მარტივი იზოგეომეტრიული ფორმისა და ერთგვაროვანი სიმკვრივის მქონე სხეულებისათვის, რთული ფორმის სხეულების შემთხვევაში მიმართავენ მათ დაშლას მარტივი ფორმის სხეულებად და აწარმოებენ ჯამური ეფექტის გამოთვლას.

შებრუნებული ამოცანა გულისხმობს, რომ მოცემულია გრავიტაციული ველი და უნდა განვსაზღვროთ მისი გამომწვევი გეოლოგიური ფაქტორი. ამ ამოცანას კი საზოგადოდ ცალსახა ამოხსნა არ აქვს, ე.ი. ამოცანა არაკორექტულია, რადგან მუდამ შეიძლება წარმოვიდგინოთ ანომალიური მასის სხვადასხვა განაწილება, რომელსაც ერთი და იგივე გრავიტაციული ველი შეესაბამება. მაგრამ ამ ამოხსნებიდან გეოლოგიურად გამართლებულია და მისაღები მხოლოდ ერთი მათგანი, რომლის პოვნა შესაძლებელია, თუ მკვლევარს მოეპოვება სხვა (გეოფიზიკური და გეოლოგიური) მონაცემებიც, რომლებიც გარკვეულ წარმოდგენას იძლევიან სხეულის ფორმასა, ჩაწოლის სიღრმესა და სიმკვრივეზე.

გრავიმეტრიის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნას სხვაგვარად სიჭიმის ძალის პოტენციალის, პირველი (Δg), მეორე (U_{Σ} , $U_{\Sigma}, \dots$) ან უფრო მაღალი რიგის წარმოებულების ანომალიის გეოლოგიური ინტერპრეტაცია ეწოდება. ინტერპრეტაციის ხერხი ორგვარია: შერჩევისა და ანალიზური.

პირველი მათგანი მდგომარეობს ანომალიური სხეულის ფორმის, სიღრმის (ან როგორც ხშირად ამბობენ სხეულის ჩაწოლის ელემენ-

ტების) და ქარბი სიმკვრივის სათანადოდ შერჩევაში და მათ საფუძველზე აგებული მოდელური კრილის მიხედვით გამოთვლილი ანომალური მრუდის დანაკვირვებთან შედარებაში. შერჩევა (ე.ი. მოდელის დაზუსტება) გრძელდება მანამ, სანამ გამოთვლილი გრაფიკული მრუდი დამაკმაყოფილებლად არ დაემთხვევა დანაკვირვებს.

მეორე ხერხის ძირითად თავისებურებას წარმოადგენს გრაფიკული მრუდის მახასიათებელი წერტილების კოორდინატების გამოყენება ანომალური სხეულის ჩაწოლის ელემენტებისა და სიმკვრივის გამოსათვლელად. სიზუსტე ამ ხერხისა დამოკიდებულია იმაზე, თუ რამდენად თავისუფალია დანაკვირვები მრუდი რელიეფის ან ზედაპირული მასების არაერთგვაროვნების გავლენისაგან.

ჩვენ ქვემოთ განვიხილავთ პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანების ამოხსნას ზოგიერთი იზოგეომეტრიული ფორმის სხეულები-სათვის, რომლებიც პრაქტიკულად საკმაო მიახლოებით ასახავენ გეოლოგიური სხეულების ძირითად სტრუქტურულ ელემენტებს. ამ მიზნისათვის გამოიყენება I თავის მე-8 პარაგრაფში მოყვანილი ზოგადი ინტეგრალური გამოსახულებანი.

§1. Δg , U_{xz} და U_{Δ} მნიშვნელობათა გამოთვლა მრუდფართოებულნიანი სხეულები-სათვის.

შებრუნებული ამოცანები

§1.1. სფერო

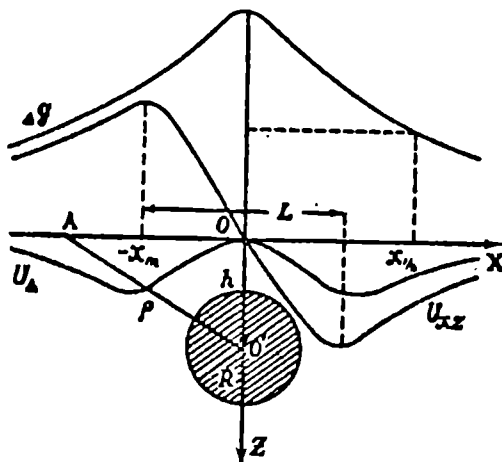
განვიხილოთ ერთგვაროვანი სფერული მასა, რომლის ცენტრი ძვეს xoz სიბრტყეში h სიღრმეზე (ნახ. 100). ვთქვათ კოორდინატთა სათავე მოთავსებულია 0 წერტილში, რომელიც წარმოადგენს სფეროს ცენტრის პროექციას, xoy სიბრტყეზე. მაშინ გრაფიკული ეფექტი x ღერძის ნებისმიერ წერტილში მიიღება (1.58) ფორმულე-ბიდან, თუ მასში ჩავსვამთ სათანადო საინტეგრაციო საზღვრებს. მაგრამ, ვინაიდან პოტენციალის თეორიის ცნობილი თეორემის თანახმად (თავი I, §7) სფერული მასა შეიძლება შევცვალოთ მის ცენტრში კონცენტრირებული ეკვივალენტური წერტილოვანი მასით, ამიტომ შეგვიძლია დაწეროთ

$$\Delta g = fM \frac{h}{(x+h)^2}$$

$$U_{xx} = -3fM \frac{xh}{(x+h)^3}$$

$$U_{\Delta} = -3fM \frac{x}{(x+h)^2} \quad (VIII.1)$$

$$U_{yz} = 2U_{zy} = 0,$$



ნახ. 100. Δg , U_{xx} და U_{Δ} მრუდები სფერული სხეულისათვის.

სადაც M არის სფეროს კარბი მასა. Δg , U_{xx} და U_{Δ} წარმოადგენენ x -ის ფუნქციას, რომელთა გრაფიკული სახე წარმოდგენილია ნახ. 100-ზე.

(VIII.1) ფორმულებში უცნობია h , და M მუდმივი სიდიდეები, რომელთა განსაზღვრა დანაკვირვები მრუდების საშუალებით შეიძლება მოხდეს შემდეგი წესით.

განვიხილოთ ჯერ Δg მრუდი. (VIII.1) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ $x=0$ წერტილში სიმძიმის ძალის ანომალია აღწევს მაქსიმუმს, ე.ი.

$$\Delta g_{\max} = f \frac{M}{r^2} \quad (VIII.2)$$

○

ხოლო, როცა $x \rightarrow \infty$ მაშინ $\Delta g \rightarrow 0$.

ვთქვათ, $x_{1/2}$ არის x -ის მნიშვნელობა (ნახ. 100), რომლისთვისაც

$$\Delta g = \frac{1}{2} \Delta g_{\text{max}}$$

აბ

$$fM \frac{h}{(x_{1/2}^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{1}{2} \frac{M}{h^3}$$

აქედან ადვილად მივიღებთ, რომ სფეროს ცენტრის სიღრმე

$$h = 1,334 x_{1/2} \quad (\text{VIII.3})$$

თუ (VIII.2) ფორმულაში შევითავსებთ h -ის ამ უკვე ცნობილ მნიშვნელობას, მაშინ მივიღებთ საანგარიშო ფორმულას

$$M = \frac{\Delta g_{\text{max}} h^3}{f} \quad (\text{VIII.4})$$

საიდანაც გამოითვლება M -ის რიცხობრივი სიდიდე.

ახლა მივმართოთ U_{xz} და U_{Δ} მრუდებს. (VIII.1) ფორმულებიდან ჩანს, რომ როცა $x=0$ და $x=\pm$ ორივე გრადიენტის მნიშვნელობა ნულის ტოლია. x ცვლადის იმ სიდიდეთა გამოსათვლელად, რომლებიც U_{xz} და U_{Δ} ფუნქციებს ანიჭებენ ექსტრემალურ მნიშვნელობებს, განვიხილოთ განტოლებები

$$\frac{d}{dx}(U_{xz})=0 \quad \text{და} \quad \frac{d}{dx}(U_{\Delta})=0.$$

პირველი მათგანი ასე გადაიწერება

$$\frac{d}{dx} \left[3fM \frac{xh}{(x^2 + h^2)^{3/2}} \right] = 0$$

აბ

$$3fMh \frac{h^2 - 4x^2}{(x^2 + h^2)^{3/2}} = 0$$

საიდანაც

$$x_{\pm} = \pm \frac{h}{2} \quad (\text{VIII.5})$$

აქედან $h = 2x_{\pm} = x_{\text{max}} - x_{\text{min}}$. ეს დამოკიდებულება წარმოადგენს

მნიშვნელოვან კრიტერიუმს h -ის განსაზღვრისა, რადგან 0 წერტილის ადგილმდებარეობის ზუსტად პოვნა ძნელია.

ჩაესვით (VIII.1) გამოსახულებათა მეორე განტოლებაში $x_{\text{max}} = \frac{1}{2}h$, გვექნება:

$$(U_{xz})_{\text{max}} = 0,858f \frac{M}{h} \quad (\text{VIII.6})$$

საიდანაც მარტივად ამოიხსნება M .

ამგვარად, (VIII.5) და (VIII.6) ფორმულებიდან გამოითვლება h და M მნიშვნელობები U_{xz} მრუდის მახასიათებელი ელემენტების დახმარებით.

უთქვამთ, ცნობილია სფეროს მასის კარბი სიმკვრივე σ , მაშინ სფეროს რადიუსი R განისაზღვრება შემდეგი თანადარობიდან

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \sigma = \frac{(U_{xz})_{\text{max}} h^3}{0,858f}$$

თუ σ არ არის ცნობილი, მაშინ განუსაზღვრელი რჩება სფეროს სიდიდეც, რაც იმაზე მიუთითებს, რომ ამ შემთხვევაში შებრუნებულ ამოცანას ცალსახა ამოხსნა არ აქვს.

სრულიად ანალოგიურად U_{Δ} სიდიდისათვის მივიღებთ

$$x_m = h\sqrt{\frac{3}{2}}. \quad (\text{VIII.7})$$

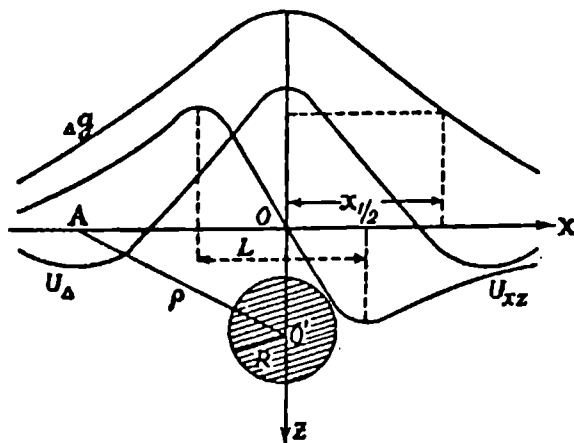
$$(U_{\Delta})_{\text{max}} = -0,558f \frac{M}{h} \quad (\text{VIII.8})$$

საიდანაც შეიძლება ვიპოვოთ ყველა ჩვენთვის საინტერესო ელემენტი, თუ ცნობილია σ .

აქ მოყვანილი ფორმულები გამოიყენება სფეროს მსგავსი (ბუდისებური, შტოკისებური და სხვ.) გეოლოგიური სხეულების გრავიტაციული ველის ინტერპრეტაციისათვის.

§1.2. ცილინდრი

ვთქვათ, მიწისქვეშა წაგრძელებული ფორმის სხეულები უფრო ცილინდრს ემსგავსება; ამიტომ სასარგებლოა შევისწავლოთ მისი გრავიტაციული ველი. თუ განსახილველი ცილინდრი ჰორიზონტულია და ძევს y ღერძის გასწვრივ (ნახ. 101). მაშინ მისი გრავიტაციული ველი შეიძლება შეიცვალოს ისეთი მატერიალური ხაზის გრავიტაციული ველით, რომელიც ემთხვევა ცილინდრის გეომეტრიულ ღერძს და მოიცავს მთელ მის მასას. აღვნიშნოთ ამ მატერიალური ხაზის ერთეული სიგრძის მასა λ ასოთი, რომელიც



ნახ. 101. Δg , U_{xz} და U_{Δ} მრუდების გამოსახულება ჰორიზონტული წრული ცილინდრისათვის.

უდრის $\pi R^2 \sigma$ (R ცილინდრის რადიუსია). მაშინ (1.58) ფორმულის საფუძველზე x ღერძის ნებისმიერი წერტილისათვის გვექნება

$$\Delta g = f \lambda \int_{-b}^b \frac{h db}{(x^2 + b^2 + h^2)^{3/2}}$$

სადაც h ცილინდრის ღერძის ჩაწოლის სიღრმეა, $\lambda db = dm$.
საბპლოოდ

$$\Delta g = f \lambda \frac{h}{x+h} \left[\frac{b_2}{\sqrt{x+b_2+h}} - \frac{b_1}{\sqrt{x+b_1+h}} \right]. \quad (VIII.9)$$

იმ შემთხვევაში, როცა $b = \pm \infty$

$$\Delta g = 2f \lambda \frac{h}{x+h} \quad (VIII.10)$$

(VIII.10) ფორმულის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ $x=0$ წერტილში Δg დებულობს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, ე.ი.

$$\Delta g_{\max} = 2f \frac{\lambda}{h} \quad (VIII.11)$$

ხოლო $x = \pm \infty$ წერტილში $\Delta g = 0$ (ნახ. 101).

ვთქვათ, $x = x_{1,2}$ არის აბსცისის ის მნიშვნელობა, რომლის შესაბამისი ორდინატა უდრის Δg მაქსიმუმის ნახევარს, ე.ი.

$$\Delta g(x_{1,2}) = \frac{1}{2} \Delta g_{\max}$$

ან

$$2f \frac{\lambda h}{x_{1,2} + h} = f \frac{\lambda}{h}$$

აქედან

$$h = \pm x_{1,2}. \quad (VIII.12)$$

ჩავსვათ h -ის დადებითი მნიშვნელობა (VIII.12) ფორმულაში, რომელიც ამის შემდეგ შეიცავს მხოლოდ λ უცნობს და შეგვიძლია ადვილად

$$\lambda = \frac{x_{1,2} \Delta g_{\max}}{2f} = 0,00749 x_{1,2} \Delta g_{\max}. \quad (VIII.13)$$

ისევე როგორც სფეროს შემთხვევაში, Δg მრუდის საშუალებით შეიძლება განვსაზღვროთ λ და h ელემენტები, ხოლო, თუ ცნობილი იქნება ცილინდრის მასის სიმკვრივე, მაშინ გამოვსახულებიდან

$$\lambda = \pi R^2 \sigma$$

შეიძლება განვსაზღვროთ ცილინდრის რადიუსიც.

იმავე უსასრულოდ გრძელი მატერიალური ღერძისათვის გამოვიტვალოთ ახლა U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეების მნიშვნელობა. ამისათვის მივმართოთ ისევ (1,58) სათანადო ფორმულებს და ანალოგიურად ზემოთ განხილულისა მივიღებთ:

$$U_{\text{xx}} = -4f\lambda \frac{hx}{(x+h)^3} \quad (\text{VIII.14})$$

და

$$U_{\Delta} = 2f\lambda \frac{h^3 - x^3}{(x+h)^3} \quad (\text{VIII.15})$$

ფუნქციებს, რომელთა გრაფიკული სახე მოცემულია 101 ნახაზზე.

ამოცხსნათ შებრუნებული ამოცანა U_{xx} მრუდის მიხედვით.

(VIII.14) ფორმულიდან ჩანს, რომ როცა $x=0$ და $x=h$ $U_{\text{xx}}=0$.

გავარკვიოთ x -ის რომელი მნიშვნელობისათვის აქვს ამ ფუნქციას ექსტრემუმი. ამისათვის განვიხილოთ განტოლება

$$\frac{d}{dx}(U_{\text{xx}}) = 0,$$

საიდანაც მივიღებთ:

$$x_{\text{m}} = \pm \frac{h}{\sqrt{3}} \quad (\text{VIII.16})$$

აღვნიშნოთ

$$x_{\text{max}} - x_{\text{min}} = 2x_{\text{m}} = L,$$

გვექნება:

$$h = \frac{\sqrt{3}}{2} L = 0,87L \quad (\text{VIII.17})$$

(VIII.14) და (VIII.16) განტოლებათა საფუძველზე შეიძლება დავწეროთ:

$$(U_{\text{xx}})_{\text{max}} = \frac{9}{4\sqrt{3}} \cdot \frac{f\lambda}{h} \quad \circ$$

ან

$$\lambda = 0,011h^3 (U_{\text{xx}})_{\text{max}} \quad (\text{VIII.18})$$

მივმართოთ ახლა U_{Δ} მრუდს. მისი ექსტრემალური მნიშვნელობების საპოვნელად განვიხილოთ განტოლება

$$\frac{d}{dx}(U_{\Delta}) = 0,$$

საიდანაც მივიღებთ: $x=0$ U_{Δ} ფუნქციას ანიჭებს მაქსიმუმს, ხოლო $x = \pm h\sqrt{3}/2$ მინიმუმს (იხ. ნახ. 101). ამის შესაბამისად

$$(U_{\Delta})_{\text{max}} = 2f\lambda \frac{h}{3} \quad (\text{VIII.19})$$

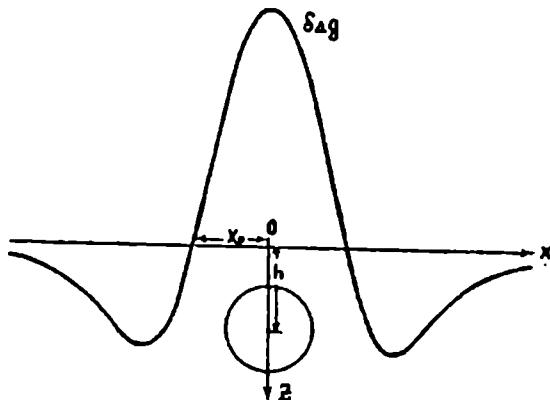
და

$$(U_{\Delta})_{=h} = -\frac{1}{4} \frac{\lambda}{h^2} \quad (\text{VIII.20})$$

აღსანიშნავია, რომ $U_{\Delta}=0$, როცა $x=\pm h$ და $x=\pm 2h$

(VIII.19) და (VIII.20) ფორმულების დახმარებითაც ადვილად გამოითვლება λ და h სიდიდეები.

ახლა შევხვით (VII.18), (VII.19) და (VII.20) ვარიაციული ფუნქციის ინტეგრაციისათვის გამოყენების ხერხებს განსახილველ შემთხვევაში. (VII.18) ფორმულის შესაბამისი ვარიაციული ფუნქცია ჰორიზონტული ცილინდრისათვის ჩაიწერება შემდეგი სახით:



ნახ. 102. $\delta\Delta g$ ვარიაციული ანომალიის მრუდი ჰორიზონტული წრფივი ცილინდრისათვის, აგებული (VII.18) ფორმულის საფუძველზე.

$$\delta\Delta g(x, l) = 2f\lambda \left\{ \frac{h}{x^2 + h^2} - \frac{h}{2[(x-l)^2 + h^2]} - \frac{h}{2[(x+l)^2 + h^2]} \right\}$$

ამ ფუნქციის მიხედვით შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ხერხი დამუშავებულია გმანაგაძის მიერ და მისი შესაბამისი მრუდის სახე ნაჩვენებია 102-ე ნახაზზე. $\delta\Delta g(x, l)$ ფუნქციის მიხედვით ცილინდრული ფორმის სხეულის h და λ სიდიდეების განსაზღვრისათვის შეიძლება ვისარგებლოთ x_0 აბსცისით, რომლისთვისაც

$$\delta\Delta g(x_0, l) = 0$$

ან

$$2f \left\{ \frac{h}{x_0 + h} - \frac{h}{2f(x_0 - l) + h} - \frac{h}{2f(x_0 + l) + h} \right\} = 0,$$

საიდანაც ცილინდრის ღერძის ჩაწოლის სიღრმისთვის გვექნება

$$h = \sqrt{3x_0 - l}.$$

ცილინდრის მასის განსაზღვრისათვის ვსარგებლობთ განსახილველი ვარიაციული ფუნქციის მაქსიმუმით, რომელიც მიიღება წერტილში $x=0$, ე.ი.

$$\delta \Delta g_{\dots x} = 2f \left[\frac{1}{h} - \frac{h}{l + h} \right],$$

აქ

$$\lambda = \frac{\delta \Delta g_{\dots x}}{2f \left[\frac{1}{h} - \frac{h}{l + h} \right]},$$

(VII.19) ფორმულით წარმოდგენილი ვარიაციული ფუნქციისათვის პორიზონტული ცილინდრის შემთხვევაში გვექნება

$$\delta \Delta g(x, l) = 2f \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{h}{(x+l) + h} - \frac{h}{(x-l) + h} \right] - \frac{1}{6} \left[\frac{h}{(x+2l) + h} - \frac{h}{(x-2l) + h} \right] \right\}$$

ამ ფუნქციის საფუძველზე აგებული მრუდის სახე მოცემულია (ნახ. 103). შებრუნებული ამოცანის ხერხი დამუშავებულ იქნა რ.მანაგაძის მიერ. სახელდობრ, თუ ვისარგებლებთ აბსცისის იმ მნიშვნელობით, რომლისთვისაც ფუნქცია უტოლდება ნულს, ე.ი.

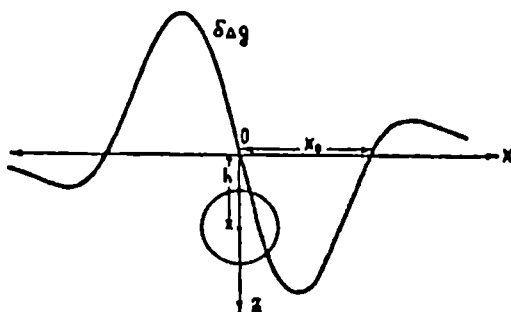
$$\delta \Delta g(x_0, l) = 0$$

აქ

$$2f \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{h}{(x_0 + l) + h} - \frac{h}{(x_0 - l) + h} \right] - \frac{1}{6} \left[\frac{h}{(x_0 + 2l) + h} - \frac{h}{(x_0 - 2l) + h} \right] \right\} = 0$$

ცილინდრის ღერძის ჩაწოლის სიღრმისათვის გვექნება

$$h = \sqrt{x_0^2 - 2,5l^2}$$



ნახ. 108. Δg ეარიაციული ანომალიის მრუდი ჰორიზონტული წრთული ცილინდრისათვის, ატებული (VII.19) ფორმულის ხაფუქველზე.

თუ პმასთანავე მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$\Delta g(x, l)_{m \approx x} = 2f \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{h}{(x_m + l)^2 + h^2} - \frac{h}{2[(x_m - l)^2 + h^2]} \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{6} \left[\frac{h}{(x_m + 2l)^2 + h^2} - \frac{h}{(x_m - 2l)^2 + h^2} \right] \right\}$$

და მასში შევიტანთ ზემოთ განსაზღვრულ h მნიშვნელობას. მაშინ λ მასის განსაზღვრისათვის გვექნება

$$\lambda = \frac{\Delta g(x, l)_{m \approx x}}{2f \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{h}{(x_m + l)^2 + h^2} - \frac{h}{[(x_m - l)^2 + h^2]} \right] - \right. \\ \left. \frac{\Delta g(x, l)_{m \approx x}}{6} \left[\frac{h}{(x_m + 2l)^2 + h^2} - \frac{h}{(x_m - 2l)^2 + h^2} \right] \right\}}$$

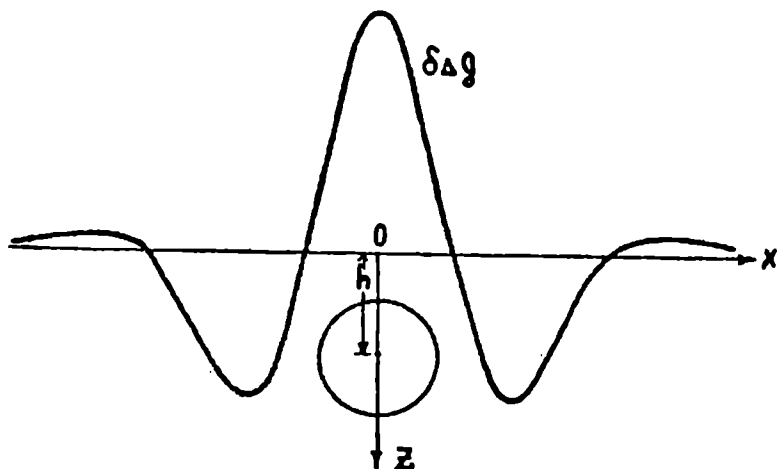
$$\text{სადაც } x_m = \frac{1}{2} (|x_{m \approx x}| + |x_{m \approx l}|).$$

ახლა შევებოთ (VII.20) ფორმულის მიხედვით შედგენილ პორიზონტული ცილინდრის შესაბამისი ეარიაციული ფუნქციის

$$\delta\Delta g(x, l) = 2f\lambda \left\{ \frac{h}{2(x_0^2 + h^2)} - \frac{1}{6} \left[\frac{h}{(x-l)^2 + h^2} + \frac{h}{(x+l)^2 + h^2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{12} \left[\frac{h}{(x-2l)^2 + h^2} - \frac{h}{(x+2l)^2 + h^2} \right] \right\}$$

მიხედვით შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ხერხს. ფუნქციის მრუდის სახე ნაჩვენებია 104-ე ნახაზზე. ამ ფუნქციის საშუალებით ცილინდრის ღერძის ჩაწოლის h სიღრმის განსაზღვრისთვის ესარგებლობთ განტოლებით

$$\delta\Delta g(x_0, l) = 0$$



ნახ. 104. $\delta\Delta g$ ვარიაციული ანომალიის მრუდი ჰორიზონტული წრფივი ცილინდრისათვის, ჯგუფული (VII.38) ფორმულის საფუძველზე.

ან

$$2f\lambda \left\{ \frac{h}{2(x_0^2 + h^2)} - \frac{1}{6} \left[\frac{h}{(x_0 - l)^2 + h^2} - \frac{h}{(x_0 + l)^2 + h^2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{12} \left[\frac{h}{(x_0 - 2l)^2 + h^2} - \frac{h}{(x_0 + 2l)^2 + h^2} \right] \right\} = 0,$$

საიდანაც

$$h^4 - 2(5x_0^2 - 2,5l^2)h^2 + 5x_0^4 - 15x_0^2l^2 + 4l^4 = 0$$

ან

$$h = \left[(5x_0^2 - 2,5l^2) + \sqrt{(5x_0^2 - 2,5l^2)^2 - (5x_0^4 - 15x_0^2l^2 + 4l^4)} \right]^{1/2}$$

თუ ამასთან ერთად მხედველობაში ვიჭონიებთ დამოკიდებულებას

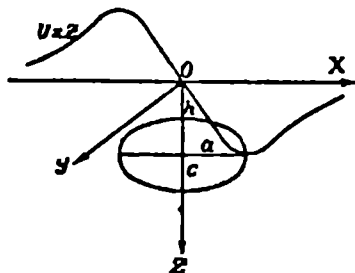
$$\delta \Delta g_{\dots} = 2f \left[\frac{1}{2h} - \frac{2h}{3(l^2 + h^2)} + \frac{2h}{6(4l^2 + h^2)} \right],$$

რომელსაც ფუნქცია ღებულობს კოორდინატა სათავეში, სადაც $x=0$, მაშინ λ მასისათვის გვექნება:

$$\lambda = \frac{\delta \Delta g_{\dots}}{2f \left[\frac{1}{2h} - \frac{2h}{3(l^2 + h^2)} + \frac{2h}{6(4l^2 + h^2)} \right]}$$

§1.8. ელიფსოიდი

ასეთი ფორმის გეოლოგიური სხეულები ხშირად გვხვდება ბუნებაში, განსაკუთრებით მადნეული საბადოების პირობებში; ამიტომ ელიფსოიდური ფორმის სხეულის გრავიტაციული ველის განხილვაც ინტერესს მოკლებული არაა.



ნახ. 105. U_x მრუდი ელიფსოიდური სხეულისათვის.

ეთქვან, ელიფსოიდური სხეულის ცენტრი ძევს z ღერძზე h სიღრმეში (ნახ. 105); მისი ნახევარღერძებია a , b და c , რომელთა მიმართულება ემთხვევა კოორდინატ-თა ღერძების მიმართულებას. დაეშვათ $c < h$.

დაუმტკიცებლად აღვნიშნავთ, რომ ასეთი ელიფსოიდის მიზიდულობის პოტენციალი,

როგორც ვ. ჭიქიამ გვიჩვენა, გამოისახება ასე:

$$U = \pi f a b c \omega \int_v^{\infty} \left(1 - \frac{x^2}{a^2 + \lambda} - \frac{y^2}{b^2 + \lambda} - \frac{(z+h)^2}{c^2 + \lambda} \right) \frac{d\lambda}{\sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}}$$

სადაც v დაკვირვების $A(x, y, z)$ წერტილზე გამავალი თანაფოკუსური ელიფსოიდის განტოლების დადებითი ფესვია და დამოკიდებულია x, y, z კოორდინატებზე.

გავაწარმოთ U ფუნქცია x -სა და z -ის მიმართ და ვიგულისხმოდ, რომ A წერტილი ძევს x ღერძზე; მაშინ $y=z=0$ და მივიღებთ

$$U_{xz} = 4\pi f a b c \omega h x \frac{\sqrt{(a^2 + v)(c^2 + v)}}{[x^2(c^2 + v)^2 + h^2(a^2 + v)^2] \sqrt{b^2 + v}}$$

აქ შეიძლება განხილულ იქნეს შემდეგი კერძო შემთხვევები: $a=b=c$ ეს სფეროა; $a=c$ — ბრუნვითი ელიფსოიდია; $a \neq c$, $b=\infty$ ელიფსოიდური ცილინდრია. ამ უკანასკნელისათვის გვაქვს

$$U_{xz} = 4\pi f a c h x \frac{\sqrt{(a^2 + v)(c^2 + v)}}{x^2(c^2 + v)^2 + h^2(a^2 + v)^2}$$

U_{xz} ფუნქციის გრაფიკული სახე წარმოდგენილია ნახ. 105-ზე. ანალოგიურად მიიღება U_{Δ} ფუნქციის გამოსახულებაც.

§2. Δg , U_{xz} და U_{Δ} მნიშვნელობათა გამოთვლა სწორკუთხოვანი სხეულეებისათვის. შეზღუდული ამოცანები

§2.1. სწორკუთხოვანი პარალელეპიპედი

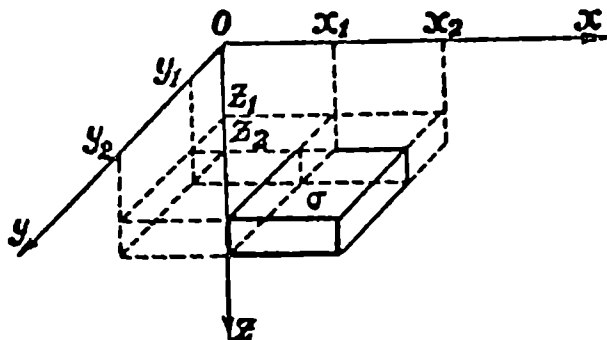
ეთქვან, სწორკუთხოვანი პარალელეპიპედის გვერდები პარალელურია სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემის სიბრტყეებისა (ნახ. 106), მაშინ კოორდინატთა სათავეში გვექნება:

$$\Delta g = f\sigma \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{z dx dy dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$U_{\Sigma} = 3f\sigma \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{x z dx dy dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (VIII.21)$$

$$U_{\Delta} = 3f\sigma \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{(y^2 - x^2) dx dy dz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$$

პოტენციალის მეორე რიგის სხვა წარმომადგენლებს არ განვიხილავთ, რადგან U_{Σ} -ის ანალოგიურობა U_{π} , ხოლო $2U_{\pi}$ ინტეგრირება-



ციისათვის არ გამოიყენება.

ნახ. 108.

(VIII.21) გამოთქმათა ინტეგრაციის ჩვენ არ ჩავატარებთ და მოვიყვანთ მხოლოდ საბოლოო შედეგებს, რომელთაც მოკლედ დავწერთ შემდეგი სახით:

(VIII.22) - (VII.24) ფორმულების გაშლა შემდეგი წესით წარმოებს:

$$\begin{aligned} \left| \varphi(x, y, z) \right|_{x_1, y_1, z_1}^{x_2, y_2, z_2} = & \varphi(x_2, y_2, z_2) + \varphi(x_2, y_1, z_1) + \varphi(x_1, y_2, z_1) + \\ & + \varphi(x_1, y_1, z_2) - \varphi(x_1, y_2, z_2) - \varphi(x_2, y_1, z_2) - \varphi(x_2, y_2, z_1) - \\ & \varphi(x_1, y_1, z_1). \end{aligned}$$

$$\Delta g = -f\sigma \left| x \ln(y+R) + y \ln(x+R) + z \operatorname{arctg} \frac{zR}{xy} \right|_{x_1 y_1 z_1}^{x_2 y_2 z_2} \quad (\text{VIII.22})$$

$$U_{\Sigma} = f\sigma \left| \ln(y+R) \right|_{x_1 y_1 z_1}^{x_2 y_2 z_2} \quad (\text{VIII.23})$$

$$U_{\Delta} = f\sigma \left| \operatorname{arctg} \frac{yz}{xR} - \operatorname{arctg} \frac{xz}{yR} \right|_{x_1 y_1 z_1}^{x_2 y_2 z_2} \quad (\text{VIII.24})$$

სადაც

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

ამ ზოგადი გამოსახულებებიდან შეიძლება გამოვიყენოთ ფორმულები რიგი კერძო შემთხვევისათვის. მაგალითად,

ვთქვათ, $y = z$ ი.ე. პარალელუბიანი უსასრულო გაერცელები-
საა y ღერძის გასწვრივ, მაშინ

$$\begin{aligned} \Delta g = f\sigma \left[x_2 \ln \frac{x_2^2 + z_2^2}{x_2^2 + z_1^2} - x_1 \ln \frac{x_1^2 + z_2^2}{x_1^2 + z_1^2} + 2z_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{x_2}{z_2} - \operatorname{arctg} \frac{x_1}{z_2} \right) - \right. \\ \left. - 2z_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{x_2}{z_1} - \operatorname{arctg} \frac{x_1}{z_1} \right) \right] \quad (\text{VIII.25}) \end{aligned}$$

$$U_{xz} = f\sigma \ln \left[\frac{(x_2^2 + z_1^2)(x_1^2 + z_2^2)}{(x_2^2 + z_2^2)(x_1^2 + z_1^2)} \right] \quad (\text{VIII.26})$$

$$U_{\Delta} = 2f\sigma \left[\operatorname{arctg} \frac{z_2}{x_2} - \operatorname{arctg} \frac{z_2}{x_1} - \operatorname{arctg} \frac{z_1}{x_2} + \operatorname{arctg} \frac{z_1}{x_1} \right] \quad (\text{VIII.27})$$

(VIII,25) ფორმულით Δg მნიშვნელობის გამოთვლის გასაადვი-
ლებლად ვენიშნავთ შემადგენელ ცხრილში 10, რომელიც შემდეგ
მსჯელობას ემყარება: ვთქვათ, უსასრულო გაერცელების პარალელ-
უბიანების სიმაღლეა z და სიგანეა x ასეთი პარალელუბიანების
მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელის გამოსახულება მიიღება

(VIII,25) ფორმულიდან თუ დავუშვებთ, რომ $x_1=0$, $x_2=x$, $z_1=0$ და $z_2=z$ (ნახ. 107 ა).

ამგეარად,

$$\Delta g = 2f\sigma \left[\operatorname{arctg} \frac{x}{z} + \frac{1}{2}x \ln \left(1 + \frac{z}{x} \right) \right]. \quad (\text{VIII.28})$$

აღნიშნოთ

$$F = 2f \left[\operatorname{arctg} p + \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{1}{p} \right) \right],$$

სადაც

$$p = \frac{x}{z}$$

მაშინ გვექნება:

$$\Delta g = Fz\sigma. \quad (\text{VIII.29})$$

F ფუნქციის გამოსათვლელად p არგუმენტისათვის ჩვეულებრივად ადგენენ ცხრილს;

თუ მოცემულია x , z და σ , ადვილად გამოითვლება Δg (VIII.29) განტოლებიდან.

თუ პარალელებიკედის ერთ-ერთი წახნაგი არ ემთხვევა yz სიბრტყეს, ე.ი. გვაქვს შემთხვევა, რომელიც ნახვენებია ნახ. 107 ბ-ზე. მაშინ (VIII.29) ფორმულის საფუძველზე მივიღებთ

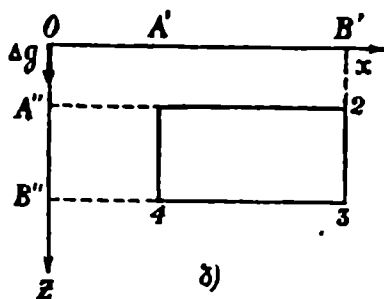
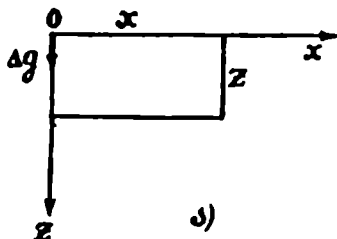
$$\Delta g = \sigma z_1 (F_1 - F_2) + \sigma z_2 (F_3 - F_4),$$

სადაც $OA'' = z_1$ და $OB'' = z_2$;

F_1, F_2, F_3 და F_4 $OA'1A''$, $OB'2A''$, $OB'3B''$ და $OA'4B''$ პარალელ-

პიკედების მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელებია შესაბამისად.

(VIII.29) ფორმულა გამოიყენება აგრეთვე უსასრულო გავრცელების ნებისმიერი განიკვეთის სხეულის მიზიდულობის ვერტიკალური მდგენელის გამოსათვლელად. ამისათვის საჭიროა ანომალური სხეული დანაწევრდეს პარალელებიკედებად.



ნახ. 107. სიბრტყის ძალის გამოთვლის ვენტიკულის სტრუქტურა

P	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,0	0,00	0,75	1,31	1,80	2,25	2,66	3,05	3,42	3,76	4,09
0,1	4,41	4,71	5,00	5,28	5,55	5,81	6,06	6,30	6,53	6,76
0,2	6,98	7,19	7,40	7,60	7,80	7,99	8,18	8,36	8,54	8,71
0,3	8,88	9,04	9,20	9,36	9,51	9,66	9,81	9,95	10,09	10,23
0,4	10,36	10,49	10,62	10,74	10,87	10,99	11,10	11,22	11,33	11,44
0,5	11,55	11,66	11,77	11,87	11,97	12,07	12,16	12,26	12,35	12,44
0,6	12,53	12,62	12,70	12,79	12,87	12,95	13,03	13,11	13,19	13,26
0,7	13,34	13,41	13,49	13,56	13,63	13,70	13,76	13,83	13,90	13,96
0,8	14,02	14,08	14,15	14,21	14,27	14,32	14,38	14,44	14,49	14,55
0,9	14,60	14,66	14,71	14,76	14,81	14,86	14,91	14,96	15,01	15,05
1,0	15,10	15,53	15,91	16,24	16,53	16,79	17,02	17,23	17,42	17,59
2,0	17,75	17,89	18,02	18,14	18,25	18,35	18,45	18,55	18,62	18,70
3,0	18,77	18,84	18,90	18,96	19,02	19,07	19,12	19,17	19,22	19,26
4,0	19,30	19,34	19,38	19,42	19,45	19,48	19,52	19,55	19,58	19,60
5,0	19,63									
1/P										
0,2	19,63									
0,1	20,29	20,22	20,16	20,09	20,02	19,96	19,89	19,83	19,76	19,69
0,0	20,95	20,89	20,82	20,75	20,69	20,62	20,55	20,49	20,42	20,16

ფე.2.ვერტიკალური საფეხური

პრაქტიკულად მეტად მნიშვნელოვან შემთხვევასთან გვექნება საქმე, თუ (VIII.25) - (VIII.27) ფორმულებში დავუშვებთ, რომ $x_1 = x$ და $x_2 = \infty$ მაშინ მივიღებთ

$$\Delta g = f\sigma \left\{ x \ln \frac{x^2 + z_2^2}{x^2 + z_1^2} + 2 \left[z_2 \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{z_2} \right] - z_1 \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{z_1} \right] \right] \right\}, \quad (VIII.30)$$

$$U_{xx} = f\sigma \ln \frac{x^2 + z_2^2}{x^2 + z_1^2}, \quad (VIII.31)$$

$$U_{\Delta} = -2f\sigma \left[\arctg \frac{x}{z_1} - \arctg \frac{x}{z_2} \right]. \quad (VIII.32)$$

ეს ფორმულები გამოსახავენ ე.წ. ვერტიკალური საფეხურის (ნახ. 108) გავლენას Δg , U_{xx} და U_{Δ} სიდიდეებზე. ამ ფუნქციათა გრაფიკული სახე წარმოდგენილია იმავე ნახაზზე. განვიხილოთ ამ შემთხვევის შებრუნებული ამოცანა.

(VIII.30) ფორმულიდან გვაქვს:

$$\Delta g_{x=\infty} - \Delta g_{x=0} = 0.$$

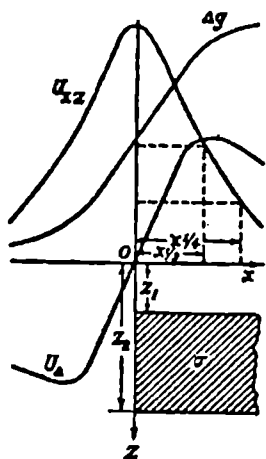
$$\Delta g_{x=\infty} = \Delta g_{\max} = 2\pi f\sigma (z_2 - z_1), \quad (VIII.33)$$

$$\Delta g_{x=0} = \frac{1}{2} \Delta g_{\max} = \pi f\sigma (z_2 - z_1)$$

როგორც ჩანს, x -ის განხილული მნიშვნელობებისათვის Δg დამოკიდებულია ვერტიკალური საფეხურის სისქეზე და მის კარბ სიმკვრივეზე და არა z_1 და

z_2 მნიშვნელობებზე. ე.ი. არაა დამოკიდებული პოარიზონტული ფენის ჩაწოლის

სიღრმეზე. საფეხურის ჩაწოლის სიღრმის შეცვლა გამოიწვევს



ნახ. 108. Δg , U_{xx} და U_{Δ} შრუდები ვერტიკალური საფეხურის შემთხვევაში.

მხოლოდ მრუდის დახრის შეცვლას ისე, რომ ზემოაღნიშნულ მახასიათებელ წერტილებში მისი მნიშვნელობა უცვლელი დარჩება.

(VIII.31) განტოლებიდან შესაძლებელია საფეხურის ელემენტების z_1 , z_2 და σ განსაზღვრა. მართლაც, ნახ.108-დან ჩანს, რომ U_{xx} ფუნქცია აღწევს მაქსიმუმს წერტილში $x=0$, ე.ი.

$$(U_{xx})_{\max} = 2f \sigma \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (VIII.34)$$

ხოლო

$$U_{xx}(x_{1/2}) = \frac{1}{2} (U_{xx})_{\max}$$

და

$$U_{xx}(x_{1/4}) = \frac{1}{4} (U_{xx})_{\max}.$$

აქედან

$$f \sigma \ln \frac{z_2}{z_1} = f \sigma \ln \frac{x_{1/2}^2 + z_2^2}{x_{1/2}^2 + z_1^2} \quad \text{ან} \quad \frac{z_2}{z_1} = \frac{x_{1/2}^2 + z_2^2}{x_{1/2}^2 + z_1^2}$$

და

$$\frac{1}{2} f \sigma \ln \frac{z_2}{z_1} = f \sigma \ln \frac{x_{1/4}^2 + z_2^2}{x_{1/4}^2 + z_1^2} \quad \text{ან} \quad \frac{z_2}{z_1} = \frac{(x_{1/4}^2 + z_2^2)^2}{(x_{1/4}^2 + z_1^2)^2}.$$

ამ განტოლებათა გარდაქმნით მივიღებთ

$$z_1^2 z_2^2 = x_{1/2}^2$$

$$z_1 + z_2 = \frac{x_{1/4}^2 - x_{1/2}^2}{x_{1/2}^2}.$$

თუ წარმოვიდგენთ, რომ z_1 და z_2 ფესვებია

$$z^2 - 2mz + x_{1/2}^2 = 0$$

კვადრატული განტოლებისა, მაშინ გვექნება

$$z_1 = m - \sqrt{m^2 - x_{1/2}^2} \quad (VIII.35)$$

$$z_2 = m + \sqrt{m^2 - x_{1/2}^2}$$

აქ აღნიშნულია, რომ

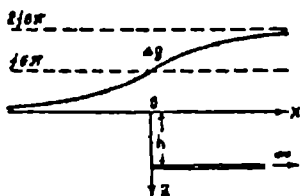
$$2m = \frac{x_{1/4}^2 - x_{1/2}^2}{x_{1/2}}$$

ქარბი სიმკვრივის გამოსაანგარიშებლად მივმართოთ (VIII.34) განტოლებას, რომელშიც z_1 და z_2 მნიშვნელობები განსაზღვრულია. (VIII.35) გამოსახულებით. მაშასადამე

$$\sigma = \frac{(U_{xz})_{\mu=0}}{2f(\ln z_2 - \ln z_1)} \quad (\text{VIII.36})$$

ამგვარად, ვერტიკალური საფეხურის შემთხვევაში U_{xz} მრუდი გვაძლევს საშუალებას განვსაზღვროთ σ , z_1 და z_2 ელემენტები ცალსახად. თეორიულად ასეთივე შედეგს გვაძლევს U_{Δ} მრუდიც, მაგრამ მასზე აქ არ შეეჩერდებით, რადგან პრაქტიკაში იშვიათად გამოიყენება.

პორიზონტული მატერიალური ნახევარსიბრტყე. მცირე სიმძლავრის ვერტიკალური საფეხურის ანალოგად შეიძლება მივიჩნიოთ პორიზონტული მატერიალური ნახევარსიბრტყე (ნახ.109), რომლისთვისაც ზემოთ მოყვანილი ფორმულების (VIII.30)–(VIII.32) შესაბამისი ფორმულები საკმაოდ მარტივია და შებრუნებული ამოცანის ამოხსნისათვის მოსახერხებელი.



ნახ. 109

ნახ. 109-ის დეტალური აღნიშვნით x -ით. ამ შემთხვევაში (I.58) ფორმულებიდან, თუ მასში ჩავსვამთ $\mu = \sigma d\xi$, $\xi = h$ და ინტეგრირებას ჩავატარებთ y ცვლადის მიმართ $\pm \infty$ ფარგლებში, ხოლო x -ის მიმართ x -დან $+ \infty$ -მდე, გვექნება

$$\Delta g = 2f\mu \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{h} \right], \quad (\text{VIII.37})$$

$$U_{xz} = 2f\mu \frac{h}{x + h}, \quad (\text{VIII.38})$$

$$U_{\Delta} = 2f\mu \frac{x}{x^2 + h^2}, \quad (\text{VIII.39})$$

(VIII.37) ფორმულის ანალიზის საფუძველზე ადგილი წარმოსადგენია (ნახ.109), რომ

$$\begin{aligned} \Delta g(-\infty) &= 0 \\ \Delta g(0) &= f\pi\mu \\ \Delta g(+\infty) &= 2f\pi\mu \end{aligned} \quad (\text{VIII.40})$$

$$\Delta g(-x) + \Delta g(+x) = 2f\pi\mu.$$

როგორც ვხედავთ, ამ შემთხვევაში Δg მრუდს არა აქვს მარტივად განმსაზღვრელი მახასიათებელი წერტილები და ამიტომ მისი გამოყენება ოდენობითი ინტერპრეტაციისათვის, ისევე როგორც ვერტიკალური საფეხურისათვის, გაძნელებულია. მაგრამ μ -ს მიახლოებითი განსაზღვრისათვის შეიძლება ვისარგებლოთ $\Delta g(x)$ მრუდის გადაღუნვის წერტილის შესაბამისი $\Delta g(0)$ მნიშვნელობით ((VIII.40)-ის მეორე ფორმულა), საიდანაც

$$\mu = \frac{\Delta g(0)}{f\pi}. \quad (\text{VIII.41})$$

ნახევარსიბრტყის ზაწოლის სიღრმის მიახლოებითი გამოთვლისათვის შეიძლება გამოვიყენოთ აბსცისათა ღერძის ის წერტილი $x = x_{1/2}$, რომლისათვისაც ადგილი აქვს თანაფარდობას

$$\Delta g(x_{1/2}) = \frac{1}{2}\Delta g(0), \quad (\text{VIII.42})$$

ან რაც იგივეა

$$2f\mu \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{|x_{1/2}|}{h} \right] = \frac{f\pi\mu}{2},$$

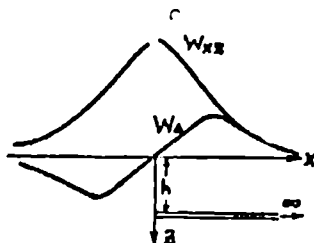
რომლის სათანადო გამარტივების შემდეგ გვექნება:

$$\operatorname{arctg} \frac{|x_{1/2}|}{h} = -\frac{\pi}{4}.$$

საიდანაც

$$h = |x_{1/2}|. \quad (\text{VIII.43})$$

(VIII.38) ფორმულით მოცემული U_{Σ} ფუნქცია (ნახ.110) ანალოგიურია ჰორიზონტული წრიული ცილინდრის შესაბამისი Δg მნიშვნელობისა, ამიტომ μ და h სიდიდეები ცილინდრის ანალოგიურად შეიძლება განსაზღვრულ იქნეს ფორმულებით:



ნახ. 110. U_{Σ} და U_{Δ} მრუდები
ჰორიზონტული ნახევარსიბრტყისათვის.

$$h = |x_{1/2}|, \quad (\text{VIII.44})$$

$$\mu = 0,00749 x_{1/2} \cdot \Delta g_{\max}. \quad (\text{VIII.45})$$

ამავე დროს (VIII.39) ფორმულით განსაზღვრული U_{Δ} (ნახ.110) ფუნქციის გაწარმოებით და ნულთან გატოლებით ნახევარსიბრტყის ჩაწოლის სიღრმისათვის მივიღებთ:

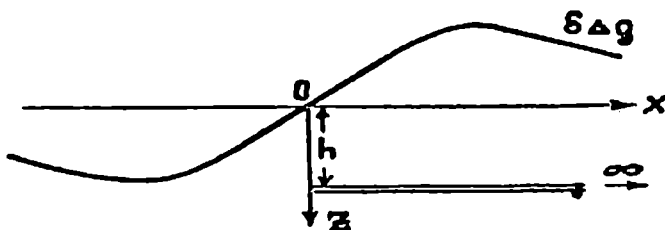
$$h = |x_{\max}|. \quad (\text{VIII.46})$$

μ -ს განსაზღვრისათვის ვსარგებლობთ ფორმულით

$$\mu = \frac{(U_{\Delta})_{\max} \cdot h}{f}, \quad (\text{VIII.47})$$

რომელიც მიიღება (VIII.39)-დან (VIII.46) პირობის გათვალისწინებით.

ახლა განვიხილოთ (VII.18) და (VII.20) ვარიაციული ფუნქციებით h და μ პარამეტრების განსაზღვრის ხერხები.



ნახ. 111. Δg ვარიაციული ანომალიის მრუდი ჰორიზონტული ნახევარსიბრტყისათვის პტებული (VIII.46) ფორმულის მიხედვით.

ჰორიზონტული მატერიალური ნახევარსიბრტყისათვის (VII.18) ფორმულით მოცემულ ვარიაციულ ფუნქციას აქვს შემდეგი სახე (ნახ.111):

$$\Delta g(x, l) = 2f\mu \left[\arctg \frac{x}{h} - \frac{1}{2} \left[\arctg \frac{x+l}{h} + \arctg \frac{x-l}{h} \right] \right]. \quad (\text{VIII.48})$$

მოგვყავს ამ ფორმულის საფუძველზე გ.მანაგაძის მიერ გამო-
აანილი შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ხერხი. სახელდობრ, თუ
ვისარგებლებთ (VIII.48) ფუნქციის ექსტრემუმის პირობით, მივი-
ღებთ:

$$3x_{\max}^2 - h^2 - l^2 = 0,$$

საიდანაც ნახევარსიბრტყის ჩაწოლის სიღრმისათვის გვექნება:

$$h = \sqrt{3x_m^2 - l^2} \quad (VIII.49)$$

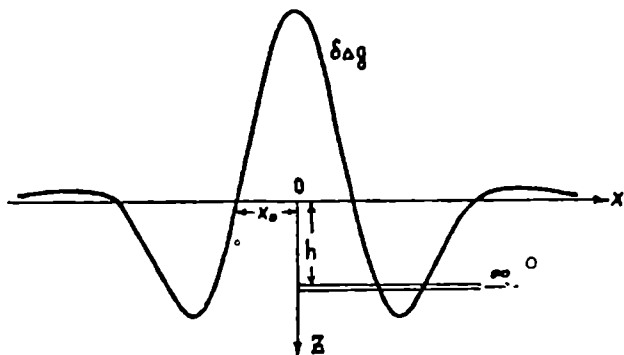
თუ (VIII.48) ფორმულაში შევიტანთ $x_m = \frac{|x_{m+1}| + |x_{m-1}|}{2}$, l და h -ის მნიშვნელობებს, მაშინ μ -ს განსაზღვრისათვის დავწერთ

$$\delta \Delta g(x, l)_{m+1} = 2f\mu \left[\operatorname{arctg} \frac{x_m}{h} - \frac{1}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{x_m + l}{h} + \operatorname{arctg} \frac{x_m - l}{h} \right) \right], \quad (VIII.50)$$

საიდანაც

$$\mu = \frac{\delta \Delta g(x, l)_{m+1}}{2f \left[\operatorname{arctg} \frac{x_m}{h} - \frac{1}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{x_m + l}{h} + \operatorname{arctg} \frac{x_m - l}{h} \right) \right]}, \quad (VIII.51)$$

(VII.19) ფორმულის შესაბამისი ვარიაციული ფუნქცია პორიზონტული ნახევარსიბრტყისათვის, რომლისთვისაც შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ხერხი დამუშავებულ იქნა რ.მანაგაძის მიერ, შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით (ნახ.112):



ნახ. 112. $\delta \Delta g$ ვარიაციული ანომალიის მრუდი პორიზონტული მატერიალური ნახევარსიბრტყისათვის აგებული (VIII.52) ფორმულის მიხედვით.

$$\delta \Delta g(x, l) = 2f\mu \left[\frac{1}{3} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+l}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-l}{h} \right) - \frac{1}{6} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+2l}{h} - \operatorname{arctg} \frac{x-2l}{h} \right) \right] \quad (VIII.52)$$

ნახევარსიბრტყის ჩაწრის h სიღრმის განსაზღვრისათვის შეიძლება ვისყრებლოთ (VIII.52) ფუნქციის ექსტრემუმის პიჭობით

$$\frac{\partial}{\partial x}(\delta \Delta g(x, l)) = 0,$$

საიდანაც გვაქვს

$$h = \sqrt{x_{\text{მ.ი.}} - 1,25 l^2} \quad (\text{VIII.53})$$

აგრეთვე, h შეიძლება განსაზღვრულ იქნეს შემდეგი გამოსახულებიდან

$$\delta \Delta g(x, l) = 0,$$

რომლის ამოხსნა h -ის მიმართ მოგვცემს:

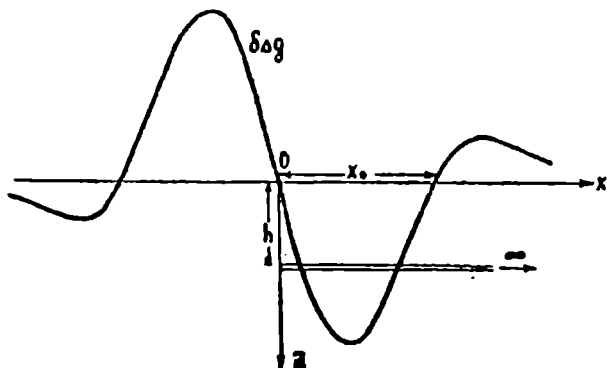
$$h = \left[(3,25 l^2 - x_0^2) + \sqrt{(3,25 l^2 - x_0^2)^2 - (x_0^4 - 7,5 x_0^2 l^2 - 9,9375 l^4)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

ამრიგად, განსაზღვრული h მნიშვნელობას თუ შევიტანთ (VIII.52) ფორმულაში, როცა $x=0$, გვექნება:

$$\delta \Delta g(x, l)_{\text{max}} = 2f\mu \left(\frac{2}{3} \arctg \frac{l}{h} - \frac{1}{3} \arctg \frac{2l}{h} \right), \quad (\text{VIII.54})$$

საიდანაც განსაზღვრავთ ნახევარსიბრტყის ზედაპირული სიმკვრივის მნიშვნელობას

$$\mu = \frac{\delta \Delta g(x, l)_{\text{max}}}{\frac{2}{3} f \left[2 \arctg \frac{l}{h} - \arctg \frac{2l}{h} \right]}. \quad (\text{VIII.55})$$



ნახ. 118. ტმვ ვარიაციული ანომალიის შრული ჰორიზონტული მატერიალური ნახევარსიბრტყისათვის აღებული (VIII.53) ფორმულის მიხედვით.

(VII.20) ფორმულით მოცემული ვარიაციული ფუნქციისათვის გვექნება:

$$\delta \Delta g(x, l) = 2f\mu \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{x}{h} - \frac{1}{6} \left(\arctg \frac{x-l}{h} + \arctg \frac{x+l}{h} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{12} \left(\arctg \frac{x-2l}{h} + \arctg \frac{x+2l}{h} \right) \right] \quad (VIII.56)$$

(VIII.56) ფორმულით მოცემული მრუდის გრაფიკი წარმოდგენილია 113-ე ნახაზზე. ამ ფუნქციის ექსტრემუმის პირობიდან

$$5x_m^2 - 2(5h^2 + 7,5l^2)x_m^3 + 4l^2x_m^4 + 5l^2h^2 + h^4 = 0, \quad (VIII.57)$$

საიდანაც

$$h = \left[(5x_m^2 - 2,5l^2) + \sqrt{(5x_m^2 - 2,5l^2)^2 - (5x_m^4 - 15x_m^2l^2 + 4l^4)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (VIII.58)$$

μ -ს განსაზღვრისათვის თუ ვისარგებლებთ დამოკიდებულებით

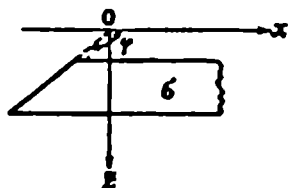
$$\delta \Delta g(x, l)_{\max} = 2f\mu \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{x_m}{h} - \frac{1}{6} \left(\arctg \frac{x_m-l}{h} + \arctg \frac{x_m+l}{h} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{12} \left(\arctg \frac{x_m-2l}{h} + \arctg \frac{x_m+2l}{h} \right) \right]$$

გვექნება:

$$\mu = \frac{\delta \Delta g(x, l)_{\max}}{2f \left[\frac{1}{2} \arctg \frac{x_m}{h} - \frac{1}{6} \left(\arctg \frac{x_m-l}{h} + \arctg \frac{x_m+l}{h} \right) + \right.} \\ \left. \frac{1}{12} \left(\arctg \frac{x_m-2l}{h} + \arctg \frac{x_m+2l}{h} \right) \right] \quad (VIII.59)$$

§2.8. დახრილი საფეხური

დახრილი ანუ ირიბკუთხოვანი საფეხურის ანალოგიური შემთხვევაში უფრო ხშირია ბუნებაში (ნახ.114). ვიდრე ვერტიკალურ-საგარდა ამისა, ამ შემთხვევის განხილვა კიდევ იმითმავა მნიშვნელოვანი, რომ დახრილსაფეხურიანი ფენების კომბინაცია საკმაოდ ში-აზლოებით ასახავს სინკლინური და ანტიკლინური ფორმის გეოლოგიურ



ნახ. 114. დახრილი საფეხურიანი პირობითული ფენა

სტრუქტურებს.

ვისარგებლოთ იმავე (1.58) ფორმულებით. გამომდინარე 114-ე ნახაზიდან, საინტეგრაციო საზღვრები იქნება: x -სათვის $x+z\cos\phi$ -დან $+\infty$ -მდე, y -სათვის $-\infty$ -დან $+\infty$ -მდე, z -სათვის z_1 -დან z_2 -მდე. გაინტეგრალება მოვახდინოთ ჯერ y -ით, შემდეგ x -ით და z -ით, მივიღებთ:

$$\Delta g = 2f\sigma \left\{ z \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{z \cos \phi + x}{z} \right] + x \sin \phi \left\{ \sin \phi \ln[(z + x \sin \phi \cos \phi)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + x^2 \sin^2 \phi] - \cos \phi + \arctg \frac{z + x \sin \phi \cos \phi}{x \sin \phi} \right\} \right\} \Bigg|_{z_1}^{z_2} \quad (VIII.60)$$

$$U_{xx} = f\sigma \left\{ \sin^2 \phi \ln(z^2 \csc^2 \phi + 2xz \cot \phi + x^2) - \right. \\ \left. - \sin 2\phi \arctg \left[\frac{z}{x} \csc \phi + \cot \phi \right] \right\} \Bigg|_{z_1}^{z_2} \quad (VIII.61)$$

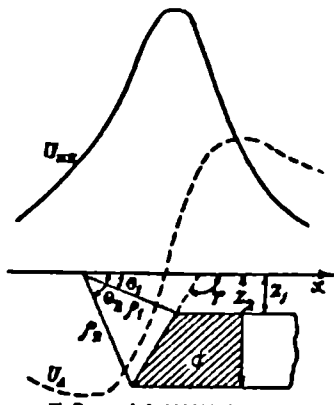
$$U_{\Delta} = -f\sigma \left\{ \frac{1}{2} \sin 2\phi \ln(z^2 \csc^2 \phi + 2xz \cot \phi + x^2) + \right. \\ \left. + 2 \sin^3 \phi \arctg \left[\frac{z}{x} + \cot \phi \right] \right\} \Bigg|_{z_1}^{z_2} \quad (VIII.62)$$

ამ ფორმულებით გამოთვლილი U_{xx} და U_{Δ} მრუდები წარმოდგენილია ნახ. 15-ზე. როგორც ჩანს, ასიმეტრიულნი არიან ყოველი სიბრტყის მიმართ, რაც საფეხურის დახრით აიხსნება: ასიმეტრიულობა მით მეტი იქნება, რაც უფრო დიდი იქნება საფეხურის დახრის კუთხე. მაგრამ ეს მრუდები არსებითად არ განსხვავდება

ვერტიკალური საფეხურის შესაფერისი მრუდებისაგან. ამიტომ დახრილი ფენის შემთხვევაში, განსაკუთრებით მაშინ, როცა იგი მნიშვნელოვან სიღრმეზეა, საკმაო მიახლოებით შეიძლება გამოყენება (VIII.35) და (VIII.36) ფორმულებისა შემბრუნებული ამოცანის ამოსახსნელად.

ინტერპრეტაციისათვის დახრილი საფეხურის შემთხვევაში უფრო ხშირად გამოიყენება შერჩევის მეთოდი, რისთვისაც მიმართავენ თეორიულ მრუდთა ატლასს, რომელიც

შედგენილია ϕ და $\frac{z}{z_1}$ პარამეტრების რიგი მნიშვნელობებისათვის.



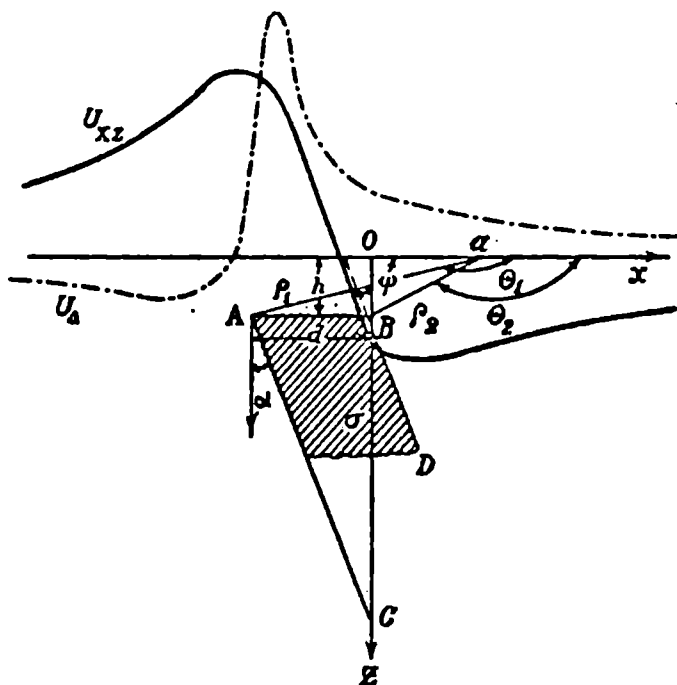
ნახ. 116. U_{Σ} და U_{Δ} მრუდები დახრილი საფეხურის შემთხვევაში.

§2.4. დახრილი ფენა

ახლა შევისწავლოთ გრავიტაციული ველი ფენისა, რომელიც გვერდებიდან შემოსაზღვრულია ქვევით უსასრულობამდე გაერცელებული ორი დახრილი სიბრტყით და ზემოდან პორიზონტული სიბრტყით; ნახაზის მართობულად ფენა ვრცელდება უსასრულობამდე (ნახ.116). ავირჩიოთ სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემა ისე, რომ xOy სიბრტყე პარალელური იქნეს ფენის პორიზონტული სიბრტყისა, x ღერძი მიემართოს ფენის დახრის მიმართულებით. აღვნიშნოთ α -თი ორწახანგოვანი კუთხე, რომელსაც დახრილი ფენა ადგენს yOz სიბრტყესთან; ფენის AB სიმაღლეა d და ჩაწოლის OB სიღრმე h ; yOz სიბრტყე განსაზღვრავს სიბრტყეს ABC , და BCD ნაწილებად, რომელთა შესაბამისი U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეების გამოსათვლელად მივმართოთ (I.58) ფორმულებს.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ABC ფენისათვის საინტეგრაციო საზღვრებია: x -სათვის $-d$ -დან 0 -მდე, y -სათვის $-h$ -დან $+h$ -მდე, z -სათვის $h + d \cos \alpha$ -დან $h + (d+x) \cos \alpha$ -მდე. გავაინტეგრებოთ U_{Σ} და U_{Δ} გამოსახულებანი აღნიშნულ საზღვრებში ორივე

ფენის მიმართ და მიღებული შედეგები შევაჯამოთ სათანადოდ.
მივიღებთ:



ნახ. 116. U_{xz} და U_{Δ} მრუდები დახრილი ფენის შემთხვევაში.

$$U_{xz} = f\sigma \left[\cos^2 \alpha \ln \frac{x^2 + h^2}{(d+x)^2 + h^2} + \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{d \cdot h}{x(d+x) + h^2} \right] \quad (\text{VIII.63})$$

$$U_{\Delta} = -f\sigma \left[\frac{1}{2} \sin 2\alpha \ln \frac{x^2 + h^2}{(d+x)^2 + h^2} - 2\cos^2 \alpha \operatorname{arctg} \frac{d \cdot h}{x(d+x) + h^2} \right] \quad (\text{VIII.64})$$

U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეების გრაფიკული სახე წარმოდგენილია 116-ე ნახაზზე.

(VIII.63) და (VIII.64) ფორმულები გამოყვანილია პ. ნიკი-ფოროვის მიერ, მანვე დაამუშავა შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ხერხი დახრილი ფენის ელემენტების განსაზღვრისა U_{Σ} მრუდის საშუალებით, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს.

წარმოვიდგინოთ, რომ კოორდინატა სათავე მოთავსებულია არა

0 წერტილში, როგორც ეს 116-ე ნახაზზეა ნაჩვენები, არამედ O' წერტილში, რომელიც ემთხვევა დახრილი ფენის შუა წერტილის გეგმილს x ღერძზე. მაშინ (VIII.63) ფორმულის გარდაქმნისათვის ახალ კოორდინატა სისტემაში საჭიროა მასში შევიტანოთ x -ის ნაცვლად $x - \frac{d}{2} = x - d_1$; მივიღებთ:

$$U_{\Sigma} = f\alpha \left[\cos \alpha \ln \frac{(x-d_1)^2 + h^2}{(x+d_1)^2 + h^2} + \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1 h}{x^2 + h^2 - d_1^2} \right]. \quad (\text{VIII.65})$$

აღვნიშნოთ

$$A(x) = f\alpha \cos \alpha \ln \frac{(x-d_1)^2 + h^2}{(x+d_1)^2 + h^2}. \quad (\text{VIII.66})$$

$$B(x) = f\alpha \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1 h}{x^2 + h^2 - d_1^2}. \quad (\text{VIII.67})$$

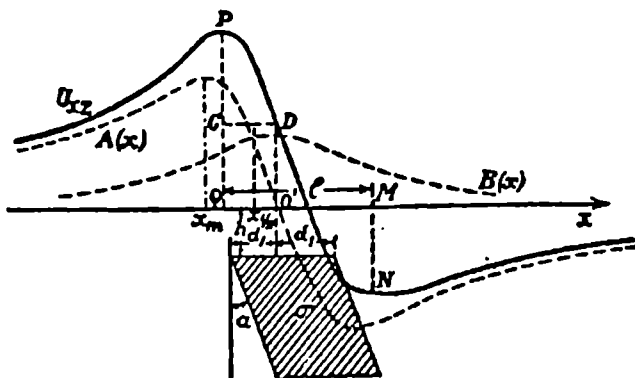
აქედან ცხადია, რომ

$$A(-x) = -A(x)$$

$$B(-x) = B(x),$$

ე.ი. $A(x)$ ფუნქცია, რომელიც O' წერტილში ნულის ტოლია, სიმეტრიულია, ამ წერტილის მიმართ; მაგრამ უარყოფითი x -სათვის დადებითია, ხოლო დადებითი x -სათვის კი უარყოფითი. $B(x)$ ფუნქცია x -ის ყველა მნიშვნელობისათვის დადებითია; იგი O' წერტილში აღწევს მაქსიმუმს (ნახ. 117).

ესაარგებლოთ $A(x)$ და $B(x)$ ფუნქციების აღნიშნული თვისებე-



ნახ. 117. U_{xz} და U_{Δ} მრუდები დახრილი ფენის შეზღუდვაში
და მათი დაშლა $A(x)$ და $B(x)$ მდგენელებად.

ბით იმისათვის, რომ U_{xz} ფუნქცია დაეშალოთ შემადგენელ ნაწილებად; მართლაც, ადვილად მივიღებთ, რომ

$$\left. \begin{aligned} A(x) &= \frac{1}{2} [U_{xz}(x) - U_{xz}(-x)] \\ B(x) &= \frac{1}{2} [U_{xz}(x) + U_{xz}(-x)] \end{aligned} \right\} \quad (VIII.68)$$

ე.ი. $A(x)$ ლოგარითმული ფუნქცია აიგება U_{xz} მრუდის სიმეტრიული ორდინატების ალგებრული ნახევარსხვაობის მიხედვით, ხოლო $B(x)$ - ალგებრული ნახევარჯამის მიხედვით. როგორც ჩანს, $A(x)$ და $B(x)$ მრუდების ასაგებად აუცილებელია ვიცოდეთ O' წერტილის მდებარეობა x ღერძზე, რისთვისაც ვისარგებლოთ U_{xz} ფუნქციის მაქსიმალური და მინიმალური ორდინატების თანაფარდობით. განტოლ-
ლებიდან

$$\frac{d}{dx} [U_{xz}] = 0$$

ვიპოვით x -ის იმ მნიშვნელობებს, რომლებიც U_{xz} ფუნქციას ანი-
ჭებს ექსტრემალურ მნიშვნელობებს, სახელდობრ

$$\left. \begin{aligned} x_{\max} &= h \operatorname{tg} \alpha - \sqrt{d_1^2 + h^2 + h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \\ x_{\min} &= h \operatorname{tg} \alpha + \sqrt{d_1^2 + h^2 + h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.69})$$

ჩავსვათ ეს მნიშვნელობები რიგრიგობით (VIII.65) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$(U_{xx})_{\max} = f\sigma \left[\cos^2 \alpha \ln \frac{l^2 - 4d_1 h \operatorname{tg} \alpha - 2l(h \operatorname{tg} \alpha - d_1)}{l^2 + 4d_1 h \operatorname{tg} \alpha - 2l(h \operatorname{tg} \alpha + d_1)} + \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1}{2h(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) - l \operatorname{tg} \alpha} \right]$$

და

$$(U_{xx})_{\min} = f\sigma \left[\cos^2 \alpha \ln \frac{l^2 - 4d_1 h \operatorname{tg} \alpha + 2l(h \operatorname{tg} \alpha - d_1)}{l^2 + 4d_1 h \operatorname{tg} \alpha + 2l(h \operatorname{tg} \alpha + d_1)} + \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1}{2h(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) + l \operatorname{tg} \alpha} \right],$$

სადაც აღნიშნულია

$$l = 2\sqrt{d_1^2 + h^2 + h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}.$$

მეორე მხრით, (VIII.69) გამოთქმებიდან გვაქვს:

$$l = x_{\min} - x_{\max}.$$

ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ

$$(U_{xx})_{\max} + (U_{xx})_{\min} = f\sigma \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1 h}{h^2 - d_1^2}$$

ამავე დროს, თუ (VIII.65) ფორმულაში ჩავსვათ $x=0$, ე.ი.

განვიხილავთ U_{Σ} ფუნქციის მნიშვნელობას O' წერტილში, მივიღებთ:

$$U_{\Sigma}(0) = f\sigma \sin 2\alpha \operatorname{arctg} \frac{2d_1 h}{h - d_1}$$

ამ ორი უკანასკნელი განტოლებიდან გამომდინარეობს პირობა

$$(U_{\Sigma})_{\max} + (U_{\Sigma})_{\min} = U_{\Sigma}(0), \quad (\text{VIII.70})$$

რომელიც განსაზღვრავს O' წერტილის მდებარეობას. O' წერტილის მდებარეობა პრაქტიკულად ასე მოინახება: გაივლება U_{Σ} მრუდის მაქსიმუმის და მინიმუმის PQ და MN ორდინატები შესაბამისად (ნახ. 117). PQ -ზე გადაიზომება $PC=MN$ მონაკვეთი; C წერტილზე გაივლება x ღერძის პარალელური ხაზი, რომელიც U_{Σ} მრუდს კვეთს D წერტილში. ამ უკანასკნელიდან x ღერძზე ჩამოიშვება მართობი $DO' \perp CQ$. რადგან CQ მონაკვეთი ალგებრულ ჯამს წარმოადგენს $PQ = (U_{\Sigma})_{\max}$ და $MN = (U_{\Sigma})_{\min}$ მონაკვეთებისა, ამიტომ, თანახმად (VIII.70) პირობისა, $CQ = U_{\Sigma}(0)$ და O' საძიებელი წერტილია.

ვიპოვიტ რა O' წერტილს, (VIII.68) პირობის საფუძველზე, ანალოგიურად ზემოთქმულისა, აიგება $A(x)$ და $B(x)$ მრუდები (ნახ. 117).

შებრუნებული ამოცანის ამოსახსნელად გამოიყენება $A(x)$ მრუდი. მართლაც, განტოლებიდან

$$\frac{d}{dx}[A(x)] = 0$$

გვაქვს

$$x_{\max} = -\sqrt{h^2 + d_1^2}; \quad x_{\min} = +\sqrt{h^2 + d_1^2}.$$

ჩავსვათ $x_{\max}$ (VIII.68) განტოლებაში, მივიღებთ:

$$A(x_{\max}) = f\sigma \cos \alpha \ln \frac{\sqrt{h^2 + d_1^2} + d_1}{\sqrt{h^2 + d_1^2} - d_1} = f\sigma \cos \alpha \ln \frac{|x_{\max}| + d_1}{|x_{\max}| - d_1}, \quad (\text{VIII.71})$$

ვთქვათ აბსცისი $x_{1/2}$ აკმაყოფილებს პირობას

$$A(x_{1/2}) = \frac{1}{2} A(x)_{\max}$$

მაშინ (VIII.66) და (VIII.71) განტოლებებიდან გვაქვს:

$$\left[\frac{(x_{1/2} - d_1)^2 + h^2}{(x_{1/2} + d_1)^2 + h^2} \right] = \frac{|x_{\max}| + d_1}{(x_{\max}) - d_1}$$

საიდანაც d_1 განისაზღვრება ცნობილი სიდიდეების საშუალებით:

$$d_1 = \sqrt{-a(a + 2|x_{\max}|)}, \quad (\text{VIII.72})$$

აქ აღნიშნულია $a = \frac{x_{\max}^2 + x_{1/2}^2}{2x_{1/2}}$; $a < 0$, რადგან $x_{1/2} < 0$.

(VIII.72) ფორმულიდან მიიღება დახრილი ფენის სრული სისქე (სიმძლავრე)

$$d = 2d_1.$$

ვიცით რა d_1 ზემოთ მოყვანილი ფორმულიდან ამოვიცნობთ h სიდიდეს:

$$h = \sqrt{x_{\max}^2 - d_1^2}, \quad (\text{VIII.73})$$

ხოლო განტოლებიდან

$$l = 2\sqrt{d_1^2 + h^2} \operatorname{tg} \alpha$$

ადვილად მივიღებთ

$$\alpha = \arctg \frac{\left(\frac{1}{2}l\right)^2 - x_{\max}^2}{x_{\max} - d_1}. \quad (\text{VIII.74})$$

ბოლოს (VIII.71) გამოთქმიდან ამოვხსნით ჭარბი სიმკვრივის მნიშვნელობას

$$\sigma = \frac{A(x_{m+x})}{f \cos^2 \alpha} \frac{1}{\ln \left[\frac{x_{m+x} + d_1}{x_{m+x} - d_1} \right]} \quad (\text{VIII.75})$$

სადაც α და d_1 უკვე ცნობილი სიდიდეებია.

ამგვარად, $A(x)$ მრუდის საშუალებით განისაზღვრება დახრილი ფენის ჩვენთვის საინტერესო ყველა დამახასიათებელი ელემენტი.

იმ შემთხვევისათვის, როცა დახრილი ფენის ზედა სიბრტყე არ არის პორიზონტული (ნახ. 118), (VIII.63) ფორმულა ბ.ბალავაძემ განაზოგადა და მას შემდეგი სახე აქვს:

$$U_{\Sigma} = f \sigma \left\{ \cos^2 \phi \ln \frac{x^2 + (h + a \operatorname{tg} \phi)^2}{x^2 + (h_1 + a \operatorname{tg} \phi)^2} + (\cos^2 \phi - \cos^2 \psi) \ln \frac{(x+a)^2 + h_1^2}{x^2 + h^2} + \right. \\ \left. + \sin 2\phi \left[\operatorname{arctg} \frac{a(x \operatorname{tg} \phi + h_1 + a \operatorname{tg} \phi)}{x(x+a) + h_1(h_1 + a \operatorname{tg} \phi)} + \operatorname{arctg} \frac{x a \operatorname{tg} \phi}{x + h(h + a \operatorname{tg} \phi)} \right] - \right. \\ \left. - \sin 2\psi \operatorname{arctg} \frac{x(h-h_1) + ah}{x(x+a) + h h_1} \right\} \quad (\text{VIII.76})$$

ამ ფორმულის მიხედვით გამოთვლილი U_{Σ} მრუდი მოცემულია ნახ. 118ბ. (VIII.76) გამოსახულება რთულია და ამიტომ U_{Σ} გამოთვლისათვის მიზანშეწონილია მივმართოთ გრაფიკულ ხერხს, რომელიც ამავე თავის §4-შია განხილული.

შევნიშნავთ, რომ დახრილი ფენის გრაფიტაციული ეფექტის გამოსათვლელად შეიძლება ვისარგებლოთ აგრეთვე (VIII.61) ფორმულით. ამისათვის საკმარისია განვიხილოთ გრაფიტაციული ველის სხვაობა ორი ერთნაირი სისქის და სიმკვრივის ერთ სიღრმეზე მდებარე დახრილსაფეხურიანი პორიზონტული ფენისა; საფეხურებს შეიძლება სხვადასხვა დახრა ჰქონდეს. რადგან იგულისხმება, რომ დახრილი ფენა სიღრმეში უსასრულობამდე ვრცელდება, ამიტომ პორიზონტული ფენის სიმძლავრე რაც შეიძლება დიდი უნდა იქნეს, რუმ მან სრულყოფილად ასახოს დახრილი ფენის გავლენა.

**§8. გრავიმეტრიის პირდაპირი ამოცანა
ზომიერთი იზომეტრიული სხეულის
სიმკვრივის პერტიკალურად
ცვლილების შემთხვევაში**

ზემოთ, პირდაპირი ამოცანების განხილვის დროს ვგულისხმობდით, რომ ანომალური მასის სიმკვრივე მუდმივია. მაგრამ არის შემთხვევები, როგორც ამას ანომალური მასის სიმკვრივის შესწავლა ცხადყოფს, რომ იგი ხშირ შემთხვევაში მნიშვნელოვნად იცვლება მეტწილად ვერტიკალური მიმართულებით, რასაც არ შეიძლება ანგარიში არ გაეწიოს გრავიტაციული ანომალიის ინტერპრეტაციის დროს.

ი.ბერზონმა გამოიყვანა U_{Σ} და U_{Δ} წარმომადგენლების საანგარიშო ფორმულები ვერტიკალური საფეხურისათვის, როცა სიმკვრივე ხაზოვნად იცვლება ვერტიკალური მიმართულებით, ე.ი. ადგილი აქვს დამოკიდებულებას

$$\sigma = \nu(z - z_1) + \sigma_0$$

სადაც σ_0 სიმკვრივეა საფეხურის ზედა საზღვართან (როცა $z = z_1$), ხოლო ν სიმკვრივის ცვალებადობის გრადიენტი განსახილველი მიმართულებით.

ამ შემთხვევაში (1,58) ფორმულებში σ , როგორც z -ის ფუნქცია, რჩება ინტეგრალის ნიშნის ქვეშ და გამოთვლის შედეგი ასეთი იქნება:

$$U_{\Sigma} = \left(1 - \frac{\nu z_1}{\sigma_0}\right) (U_{\Sigma})_0 + \frac{\nu x}{\sigma_0} (U_{\Delta})_0 + 2\nu(z_2 - z_1)$$

$$U_{\Delta} = \left(1 - \frac{\nu z_1}{\sigma_0}\right) (U_{\Delta})_0 + \frac{\nu x}{\sigma_0} (U_{\Sigma})_0 \quad (VIII.77)$$

სადაც $(U_{\Sigma})_0$ და $(U_{\Delta})_0$ გამოსახავენ წარმოებულთა მნიშვნელობებს იმ შემთხვევისათვის, როცა $\sigma = \sigma_0 = const$, ხოლო z_1 და z_2 საფეხურის ზედა და ქვედა სიბრტყეების ჩაწოლის სიღრმეა შესაბამისად.

გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ z_1 ბევრად უფრო ნაკლებადაა დამოკიდებული სიმკვრივის ცვალებადობაზე, ვიდრე z_2 , ასე, მაგალითად, როცმ $\sigma_0 = 0,3$ გ/სმ³ და $\nu = -0,0003$ გ/სმ³ წმ⁻¹ (VIII.77)

ფორმულებიდან ვღებულობთ $z_1=90$ მ და $z_2=1500$ მ; მაგრამ

თუ უგულებელვყოფთ ν გრადიენტს, ე.ი. დავუშვებთ - ანომალიური მასის კარბი სიმკვრივის მუდმივობას, მაშინ გვექნება $z_1=110$ მ და $z_2=550$ მ. აქედან ნათელია, თუ რა დიდი

მნიშვნელობა აქვს სიმკვრივის სიღრმის მიხედვით ცვალებადობის გათვალისწინებას გრადიენტული ეფექტის გამოანგარიშების დროს.

ა. ტიმოფეევმა განიხილა ანალოგიური ამოცანა ν ღერძის მიმართ უსასრულო გავრცელების პორიზონტული სწორკუთხოვანი პრიზმისათვის და მიიღო:

$$\Delta g = f \left| \left| (\sigma_0 - \nu z_1) \left[x \ln(x^2 + z_1^2) + 2z_1 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_1} \right] + \right. \right. \\ \left. \left. + \nu \left[z_2^2 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_2} - x^2 \operatorname{arctg} \frac{z_2}{x} - zx \right] \right| \right|_{x_1 z_1}^{x_2 z_2} \quad (VIII.78)$$

$$U_{xz} = f \left| \left| (\sigma_0 - \nu z_1) \ln(x^2 + z_1^2) + 2\nu x \operatorname{arctg} \frac{z_1}{x} + \right| \right|_{x_1 z_1}^{x_2 z_2} \quad (VIII.79)$$

დავუშვათ, (VIII.78) ფორმულაში $x_2 = +\infty$ და $x_1 = x$, მაშინ საკმე გვექნება ვერტიკალურ საფეხურთან და მივიღებთ:

$$\Delta g = f(\sigma_0 - \nu z_1) \left[x \ln \frac{(x^2 + z_2^2)^{3/2}}{(x^2 + z_1^2)^{3/2}} + \pi(z_2 - z_1) + 2z_2 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_2} - 2z_1 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_1} \right] + \\ + f\nu \left[\frac{\pi}{2}(z_2 - z_1) - z_2^2 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_2} + z_1^2 \operatorname{arctg} \frac{x}{z_1} + \right. \\ \left. + x^2 \left[\operatorname{arctg} \frac{z_2}{x} - \operatorname{arctg} \frac{z_1}{x} \right] \right]. \quad (VIII.80)$$

§4. Δg , U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეთა გამოთვლის გრაფიკული და სხვა ხერხები

წინა პარაგრაფებში გამოყენილი ფორმულები Δg , U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეთა ანალიტიკური გამოთვლისათვის, განსაკუთრებით ზოგიერთი მათგანი, ბევრ დროს მოითხოვს. ამიტომ დამუშავებულია გრაფიკული, დიაგრამების, მექანიკური და სხვა ხერხები, რომლებიც ამ გამოთვლებს ამარტივებს და აჩქარებს. გავეცნოთ მათ.

გრაფიკული ხერხი. (VIII.1), (VIII.10), (VIII.14) და (VIII.15) ფორმულებში შემაჯალი სიდიდე $x^2 + z^2$, როგორც მე-100 და 101-ე ნახაზებიდან ჩანს, წარმოადგენს $OA = \rho$ მანძილის კვადრატს, რომელიც შეიძლება უშუალოდ აიზომოს მასშტაბში აგებულ ნახაზზე და ამგვარად გამოთვლა გამარტივდება. მაგრამ ეს ხერხი კიდევ უფრო საგონივრებლად ამარტივებს გამოთვლებს სწორკუთხოვანი და ირიბკუთხოვანი სხეულებისათვის. მართლაც, ვერტიკალური საფეხურის შემთხვევაში (ნახ. 108), თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$x^2 + z_1^2 = \rho_1^2$$

$$\arctg \frac{z_1}{x} = \frac{\pi}{2} + \arctg \frac{x}{z_1} = \vartheta_1 \quad (i=1,2),$$

მაშინ (VIII.30)–(VIII.32) ფორმულები ასე გამარტივდება:

$$\Delta g = 2f\sigma \left(x \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + z_2 \vartheta_2 - z_1 \vartheta_1 \right),$$

$$U_{\Sigma} = 2f\sigma \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

$$U_{\Delta} = -2f\sigma (\vartheta_2 - \vartheta_1).$$

დახრილსაფეხურიანი ფენის შემთხვევაში. (VIII.60) – (VIII.62) ფორმულების გარდაქმნის მიზნით გამოვიყენოთ დამოკიდებულებანი:

$$x + z \cot \phi = \rho \sin \phi, \\ z = \rho \cos \phi,$$

საიდანაც

$$\rho^2 = (x + z \cot \phi)^2 + z^2 = z^2 \csc^2 \phi + 2xz \cot \phi + x^2.$$

ამ ფორმულების საფუძველზე, შესაბამისად 115-ე ნახაზისა, დაეწერათ:

$$\rho_1^2 = (x + z_1 \cot \phi)^2 + z_1^2$$

$$\rho_2^2 = (x + z_2 \cot \phi)^2 + z_2^2$$

$$\vartheta_1 = \arctg \frac{z_1}{x + z_1 \cot \phi}$$

$$\vartheta_2 = \arctg \frac{z_2}{x + z_2 \cot \phi}$$

შევიტანოთ ეს გამოთქმები (VIII.60)-(VIII.62) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$\Delta g = 2f\sigma \left\{ x \sin \phi \ln \left[\sin \phi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + \cos \phi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right] + z_2 \vartheta_2 - z_1 \vartheta_1 \right\},$$

$$U_{xz} = f\sigma \left[2 \sin^2 \phi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} - \sin^2 \phi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right],$$

$$U_{\Delta} = -f\sigma \left[\sin 2\phi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + 2 \sin 2\phi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right].$$

ანალოგიურად გვექნება ზემოდან ჰორიზონტული სიბრტყით შემოსაზღვრული დახრილი ფენისათვის (ფორმულები (VIII.63) და (VIII.64)):

$$U_{xz} = 2f\sigma \sin \phi \left[\sin \phi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} - \cos \phi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right],$$

$$U_{\Delta} = 2f\sigma \sin \phi \left[\cos \phi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} + \sin \phi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right].$$

ზევიდან დახრილი სიბრტყით შემოსაზღვრული დახრილი ფენისათვის (ნახ. 118ა, ფორმულა (VIII.76)) გვექნება:

$$U_{xz} = 2f\sigma \left\{ \cos^2 \phi \ln \frac{\rho_1 \rho_4}{\rho_2 \rho_3} + \cos^2 \psi \ln \frac{\rho_2}{\rho_1} - \frac{1}{2} \sin 2\phi [(\vartheta_4 - \vartheta_2) - (\vartheta_3 - \vartheta_1)] - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \sin 2\psi (\vartheta_2 - \vartheta_1) \right\}.$$

აქ აღნიშნულია (ნახ. 118ა):

$$\rho_1^2 = (x+a)^2 + h_1^2,$$

$$\rho_0^2 = x^2 + h^2 = x^2 + (h_1 + a \operatorname{tg} \psi)^2,$$

$$\rho_1^2 = x^2 + (h_1 + a \operatorname{tg} \phi)^2,$$

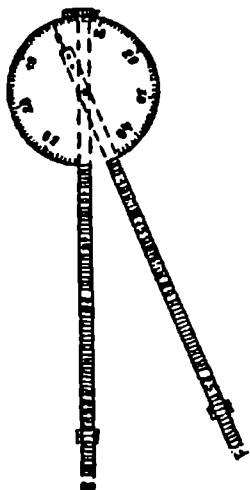
$$\rho_4^2 = x^2 + (h + a \operatorname{tg} \phi)^2,$$

$$\theta_4 - \theta_0 = \operatorname{arctg} \frac{-(x - h \operatorname{tg} \phi) \cos^2 \phi + a \sin^2 \phi}{\cos \phi (x \sin \phi + h \cos \phi + a \sin \phi)} - \operatorname{arctg} \frac{-(x - h \operatorname{tg} \phi) \cos \phi}{x \sin \phi + h \cos \phi},$$

$$\theta_1 - \theta_0 = \operatorname{arctg} \frac{-(x - h_1 \operatorname{tg} \phi) \cos^2 \phi + a \sin^2 \phi}{\cos \phi (x \sin \phi + h_1 \cos \phi + a \sin \phi)} -$$

$$\operatorname{arctg} \frac{-(x - h_1 \operatorname{tg} \phi) \cos \phi - a \cos \phi}{x \sin \phi + h_1 \cos \phi + a \sin \phi},$$

$$\theta_2 - \theta_1 = \operatorname{arctg} \frac{-(x - h \operatorname{tg} \psi) \cos^2 \psi}{\cos \psi (x \sin \psi + h \cos \psi)} - \operatorname{arctg} \frac{-(x - h \operatorname{tg} \psi) \cos^2 \psi - a}{\cos \psi (x \sin \psi + h \cos \psi)},$$



ნახ. 118. Δ_0 , Δ_1 და Δ_4 ხაზოდეგების
გამოსათვლელი ხელსაწყო.

სადაც θ_1 წარმოადგენს კუთხეს x ღერძის დადებით მიმართულებასა და სათანადო ნომრის ρ_1 რადიუსს შორის.

ყველა ზემოთ მოყვანილ ფორმულაში θ და ρ სიდიდეების სწრაფად და ერთდროულად გაზომვისათვის არსებობს მარტივი ხელსაწყო (ნახ. 119), რომელიც შედგება ბადროსა და ორი სახაზავისაგან; ამ უკანასკნელთაგან ერთი უძრავადაა დამაგრებული ბადროზე, ხოლო მეორე ბრუნავს მისი ცენტრის ირგვლივ. ბადროზე დატანილია კუთხის დანაყოფები რადიანებში, სახაზავებზე კი - რადიუსის ლოგარიტმები. ბადროს ცენტრს დაამთხვევენ დაკვირვების პუნქტს, რომელშიაც სურთ გამოითვალონ სხეულის გრავიტაციული ეფექტი. ხოლო სახაზავებს მიმართავენ რადიუსების გასწვრივ. ამგვარად ათვლილი θ_1 და ρ_1

ჩაისმება სათანადო ფორმულაში და გამოიანგარიშება საძიებელი სიდიდე. ეს ხელსაწყო ძალზე აჩქარებს გამოთვ-

ლას.

დიაგრამების ხერხი. y ღერძის გასწვრივ უსასრულობამდე გავრცელებული ეგრეთ წოდებული ორგანზომილებიანი სხეულის გრავიტაციული ველის x ღერძზე გამოსათვლელად გამოიყენება პალეტი, რომელიც იმავე პრინციპზეა აგებული, როგორც რელიეფის გაელენის გამოსათვლელი პალეტი. ასეთია, კერძოდ, პნიკოფოროვისა და ბნუმეროვის პალეტები U_{xz} და U_{Δ} ელემენტების გამოსათვლელად და ჰუტონის პალეტი Δg სიდიდის გამოსათვლელად.

მიემართოთ (VIII.21) ფორმულებს და მივიღოთ, რომ $y_1 = -\infty$ და $y_2 = +\infty$, მაშინ y ცვლადის მიმართ ინტეგრაციის შედეგად გვექნება:

$$\Delta g = 2f\sigma \iint \frac{z dx dz}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$U_{xz} = 4f\sigma \iint \frac{xz dx dz}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$U_{\Delta} = -2f\sigma \iint \frac{x^2 dx dz}{(x^2 + z^2)^{3/2}}$$

გადავიდეთ პოლარულ კოორდინატთა სისტემაზე, რისთვისაც ვისარგებლოთ დამოკიდებულებით:

$$x = \rho \cos \theta \quad \text{და} \quad z = \rho \sin \theta,$$

მივიღებთ:

$$\Delta g = 2f\sigma \int d\rho \int \sin \theta d\theta,$$

$$U_{xz} = 2f\sigma \int \frac{d\rho}{\rho} \int \sin 2\theta d\theta,$$

$$U_{\Delta} = -2f\sigma \int \frac{d\rho}{\rho} \int \cos 2\theta d\theta.$$

ეს გამოთქმები გავანტეგრებოთ სექტორული არის ფართით, რომელიც განსაზღვრულია ρ_1 და ρ_{n+1} რადიუსებით და მათი შესაბამისი θ_1 და θ_{n+1} კუთხეებით, მაშინ გვექნება:

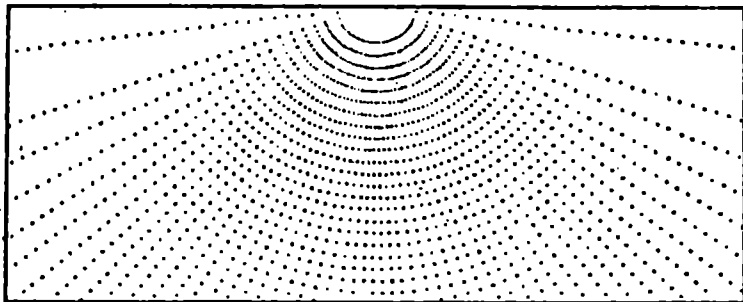
$$\Delta g = -2f\sigma (\cos \theta_{n+1} - \cos \theta_1) (\rho_{n+1} - \rho_1) = \text{const},$$

$$U_{\Sigma} = -f\sigma(\cos 2\vartheta_{\Sigma 1} - \cos 2\vartheta_1) \ln \frac{\rho_{1+1}}{\rho_1} = \text{const}, \quad (\text{VIII.81})$$

$$U_{\Delta} = -f\sigma(\sin 2\vartheta_{\Sigma 1} - \sin 2\vartheta_1) \ln \frac{\rho_{1+1}}{\rho_1} = \text{const}.$$

თუ ამ გამოსახულებებს დაემატება პირობა

$$\rho_{1+1} - \rho_1 = (\vartheta_{\Sigma 1} - \vartheta_1) \frac{\rho_{1+1} - \rho_1}{2},$$



ნახ. 120. Δσ სიდიდის გამოსათვლელი პალეტი ორგანოზომილებიანი სხეულებისათვის.

მაშინ ადვილად განისაზღვრება ადგილმდებარეობა და ზომა ელემენტარული ფართებისა, რომლებიც "ტოლ მოქმედებას" იწვევენ ლაკვირების წერტილში. ამ ფართების ერთობლიობა ქმნის პალეტს.

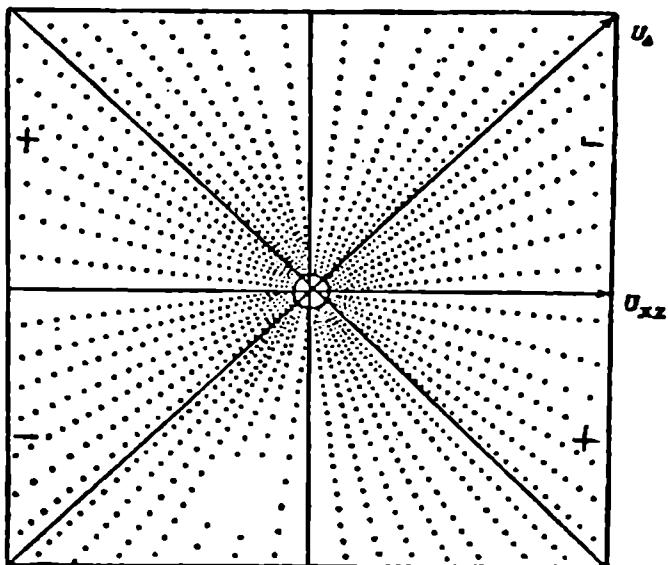
Δგ, U_{Σ} და U_{Δ} ელემენტების გამოსათვლელი პალეტები წარმოადგენილია 120-ე და 121-ე ნახაზებზე. აქ, "ტოლი მოქმედების" ფართები შეცვლილია წერტილებით, რომელთა ფასი შეიძლება შერჩეულ იქნეს მოთხოვნილების შესაბამისად.

U_{Σ} და U_{Δ} სიდიდეთა გამოსახულებანი (VIII.81) ერთმანეთის ანალოგიურია; ამიტომ აგებენ პალეტს, ვთქვათ, პირველი მათგანისათვის და მასვე იყენებენ მეორისათვის, მხოლოდ დახრიან პორიზონტს α ღერძთან 45°-ით (ნახ. 121).

პალეტის აგების სხვა გზაც არსებობს. მართლაც, რადგან

$$\sin \mu d\rho = dz,$$

ამიტომ



ნახ. 121. U_{Δ} და U_{xz} სიდიდეთა გამოსათვლელ ძალები

$$\Delta g = 2f\sigma \iint \sin \theta dp d\theta = 2f\sigma \iint dz d\theta = 2f\sigma \int \Delta z d\theta.$$

ეს ფორმულა მიღებულია გ.გამბურცევის მიერ. მისი საშუალებით აიგება ისეთი მარტივი პალეტი, რომლისთვისაც $\theta_{\text{max}} - \theta_{\text{min}} = \Delta\theta = \text{const}$ და ρ რადიუსები გადაკვეთილია პორიზონტულად გავლებული სწორი ხაზებით, რომელთა შორის მანძილი $\Delta z = \text{const}$.

გარდა აქ აღნიშნულისა, პალეტები დამუშავებულია Δg , U_{xz} და U_{Δ} სიდიდეების გამოსათვლელად სხვადასხვა ფორმის ანომალიური სხეულებისათვის (სასრულო სიგრძის პორიზონტული ცილინდრი, სასრულო სიგრძის ვერტიკალური ცილინდრი, გუმბათისებური სხეული და სხვ.).

შექანაური ხერხი. Δg , U_{xz} და U_{Δ} . ელემენტების გამოსათვლელად გამოიყენება აგრეთვე ელექტრონული მანქანები, რომლებისთვისაც შედგენილია სათანადო პროგრამები. ეს ხერხი ყველაზე უფრო გავრცელებულია, რადგან მას დიდი შესაძლებლობები გააჩნია.

§6. ანომალური სხეულის მასისა და სიმძიმის ცენტრის განსაზღვრა ბრავიმეტრიული მონაცემებით

აკად. გ. გამბურცევმა დაამტკიცა, რომ სხეულის ჰარბი მასა და სიმძიმის ცენტრი შეიძლება ცალსახად განისაზღვროს ისე, რომ არ იყოს ცნობილი სხეულის ფორმა. ამ მეთოდის ღირსება იმაშია, მდგომარეობს, რომ იგი აადვილებს სიმძიმის ძალის ანომალიის შემდგომ ინტერპრეტაციას შერჩევით.

ვთქვათ, m წერტილოვანი ჰარბი მასა იწვევს Δg სიმძიმის ძალის ანომალიას. m მასის საპოვნელად განვიხილოთ ინტეგრალი

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta g dx dy. \quad (VIII.82)$$

(VIII.1) გამოსახულებით მოცემული Δg -ს მნიშვნელობა შევიტანოთ (VIII.82) ფორმულაში, გვექნება:

$$J_1 = f m h \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{r dr}{(r^2 + h^2)^{3/2}}$$

აქედან

$$J_1 = 2\pi f m h \left| -\frac{1}{(r^2 + h^2)^{1/2}} \right|_0^{\infty} = 2\pi f m.$$

თუ Δg ანომალიას იწვევს რაღაც ν მოცულობაში მოთავსებული M მასა, რომელიც წარმოადგენს $m_1, m_2, \dots, m_n$ ელემენტარულ მასათა ჯამს, მაშინ იმის გამო, რომ გრავიტაციულ ველს ახასიათებს ადიტიურობა (კრებადობა), შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\iint \Delta g dx dy = 2\pi f m. \quad (VIII.83)$$

ეს ფორმულა საშუალებას გვაძლევს სრულად ცალსახად ვიპოვოთ ჰარბი მასა

$$\Delta M = \nu(\sigma_1 - \sigma_0),$$

ხოლო, თუ ცნობილია საძიებელი და მისი გარემომცველი მასების სიმკვრივე σ_1 და σ_0 , სათანადოდ, მაშინ ასევე ცალსახად განისაზღვრება ანომალიური სხეულის ν მოცულობაც.

(VIII.83) ფორმულის მარცხნივ მდგომი ინტეგრალი გამოითვლება იზოანომალიებს შორის მოთავსებული ფართების შეჯამებით.

$$\iint \Delta g dx dy = \Delta g \sum S_k,$$

სადაც Δg იზონომალიებს შორის სხვაობაა. S_k - იზონომალიებს შორის ფართობი.

თუ იზონომალიებს შორის ათვლილი ფართი გამოსახულია კვადრატულ კილომეტრებში, ხოლო იზონომალიები გავლებულია 0.1 მილიგალის ინტერვალით, მაშინ ანომალიური მასა ტონებში გამოითვლება შემდეგნაირად:

$$\Delta M = 2,4 \cdot 10^9 \sum S_k \text{ ტონა.}$$

განვიხილოთ ახლა პორიზონტული ცილინდრი ან მისი შესატყვისი მატერიალური ხაზი, რომელიც x, y, z კოორდინატთა სისტემაში y ღერძის გასწვრივაა მიმართული. ამ შემთხვევაში განვიხილოთ ინტეგრალი

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta g dx \quad (VIII.84)$$

და მასში შევიტანოთ Δg -ს მნიშვნელობა (VIII.10) ფორმულიდან, გვექნება:

$$J_1 = 2f\lambda h \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{x^2 + h^2} = 2f\lambda \left| \arctg \frac{x}{h} \right|_{-\infty}^{\infty} = 2\pi f\lambda. \quad (VIII.85)$$

ანალოგიურად ზემოთქმულისა, საძიებელი მასა გამოითქმება ფორმულით

$$M = \frac{1}{2\pi f} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta g dx, \quad (VIII.86)$$

სადაც $M = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots + \lambda_n$.

M მასის განსაზღვრა შესაძლებელია აგრეთვე U_{Σ} და U_{Δ} პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულთა დახმარებით. მართლაც, განვიხილოთ ამ მიზნით ინტეგრალური გამოსახულება

$$J_2 = \iint_{-\infty}^{\infty} x U_{\Sigma} dx dy$$

$$J'_z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y U_{yz} dx dy.$$

წერტილოვანი მასისათვის, რომელიც მდებარეობს h სიღრმეზე, გვაქვს (იხ. VIII.1):

$$U_{yz} = -3fmh \frac{x}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}$$

ამიტომ

$$J_z = -3fmh \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2 dx dy}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} = -4fmh \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2 dx}{(x^2 + h^2)^{3/2}}$$

ან საბოლოოდ

$$J_z = -4fmh \left[-\frac{x}{2(x^2 + h^2)^{1/2}} + \frac{1}{2h} \arctg \frac{x}{h} \right]_{-\infty}^{\infty} = 2\pi fm \quad (\text{VIII.88})$$

ამ შემთხვევაშიაც წერტილოვანი m მასიდან შეიძლება გადავიდეთ სასრულო M მასაზე. M მასის სიმძიმის ცენტრის კოორდინატების გამოსათვლელად მივმართოთ ინტეგრალურ გამოსახულებებს:

$$J_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x \Delta g dx dy$$

და

$$J'_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y \Delta g dx dy$$

გამოვთვალოთ პირველი მათგანი წერტილოვანი მასისათვის, რომლის კოორდინატებია x_0, y_0, h ; გვექნება:

$$\begin{aligned} J_x &= fmh \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x dx dy}{\int (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2)^{3/2}} = \\ &= 2\pi fmh \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x dx}{(x-x_0)^2 + h^2)^{3/2}} \quad (\text{VIII.89}) \end{aligned}$$

ამ გამოსახულების x -ით ინტეგრაციის შემდეგ მივიღებთ:

$$J_3 = 2fm\hbar \left\{ \left| \ln[(x-x_0)^2 + h^2] \right| \right\}_{-\infty}^{+\infty} + x_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x-x_0)^2 + h^2} = 2\pi f m x_0 \quad (VIII.90)$$

ვთქვათ, გვაქვს $m_1, m_2, m_3, \dots$ წერტილოვანი მასები $x_1, x_2, x_3, \dots$ კოორდინატებით, მაშინ

$$J_3 = 2\pi f (m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 + \dots).$$

აღვნიშნოთ $m_1 + m_2 + m_3 + \dots = M$, რომლის კოორდინატია $\bar{x}$. მაშინ

$$M\bar{x} = m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 + \dots$$

ამგვარად ვღებულობთ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g dx dy = 2\pi f M \bar{x} \quad (VIII.91)$$

M მასა განისაზღვრება (VIII.83) ფორმულიდან და ამიტომ $\bar{x}$ უშუალოდ მოიპოვება გამოთქმიდან

$$\bar{x} = \frac{1}{2\pi f M} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g dx dy.$$

მსგავსადვე გამოითვლება $\bar{y}$ კოორდინატი ფორმულით

$$\bar{y} = \frac{1}{2\pi f M} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y \Delta g dx dy.$$

$\bar{z}$ კოორდინატის გამოსათვლელად მივმართოთ გამოსახულებებს:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[x \frac{\partial U}{\partial x} - x^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] dx dy = -2\pi f M \bar{z}$$

ან

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[y \frac{\partial U}{\partial y} - y^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] dx dy = -2\pi f M \bar{z},$$

საიდანაც, ისევე როგორც ზემოთ, მივიღებთ:

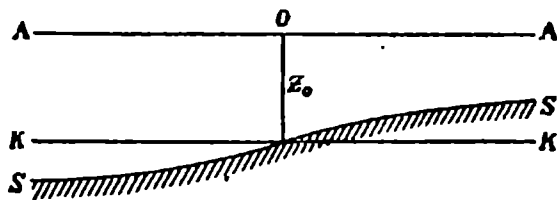
$$\bar{z} = -\frac{1}{2\pi fM} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \left[x \frac{\partial U}{\partial x} - x^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] dx dy = -\frac{1}{2\pi fM} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \left[y \frac{\partial U}{\partial y} - y^2 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] dx dy.$$

ანალოგიურად გამოითვლება კოორდინატები y ღერძის პარალელურად გაერცელებული ცილინდრული სხეულის შემთხვევაში.

წმ. შებრუნებული ამოცანის ამოხსნა ბარემოს ერთი გამყოფი ზედაპირის შემთხვევაში

სიმძიმის ძალის ანომალიის Δg ინტერპრეტაციის მეთოდი გარემოს ერთი გამყოფი ზედაპირისათვის შემუშავებული იყო ბ. ნუმეროვის მიერ, ხოლო მიზიდულობის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომადგენლისათვის (U_{zz})—რენზოუს მიერ. შემდეგში სხვა ავტორებმა განავითარეს ეს მეთოდები და ამოხსნები დაიყვანეს გამოთვლისათვის ხელსაყრელ სახემდე.

ამ მეთოდების არსი შემდეგში მდგომარეობს:



ნახ. 122. ერთკონტაქტანი ზედაპირის ნაწილის სიღრმის განაწილების ამოცანა

ვთქვათ, Δ არის ორი გარემოს გამყოფი ზედაპირი, რომელიც მცირედაა გადახრილი KK პორიზონტული სიბრტყიდან (ნახ. 122). დავუშვათ, ეს უკანასკნელი ძევს Z_0 სიღრმეზე AA სიბრტყიდან, რომელზედაც ცნობილია გრავიტაციული ველის განაწილება. თუ AA სიბრტყესა და S ფართეულს შორის მოთავსებული გარემოს სიმკვრივეა σ_1 , ხოლო ქვედა გარემოსი— σ_2 , მაშინ სხვაობა $\sigma_2 - \sigma_1 = \sigma$ არის პარბო სიმკვრივე.

სიმძიმის ძალის ანომალია, რომელიც გამოწვეულია A სიბრტყესა და S ზედაპირს შორის არსებული მასის გავლენით, შემდეგ-

ნაირად გამოისახება:

$$\Delta g = f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^h \frac{r z d\alpha dr dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (VIII.92)$$

სადაც α და r პოლარული კოორდინატებია A სიბრტყეში, ხოლო $z = z(\alpha, r)$ მანძილია A სიბრტყიდან S ზედაპირამდე.

ეთქვათ, $z = h$ არის გარემოს გამყოფი ზედაპირის საშუალო სიღრმე; მაშინ (VIII.92) გამოთქმა ასე გადაიწერება:

$$\Delta g = f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^h \frac{r z d\alpha dr dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_h^{\infty} \frac{r z d\alpha dr dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}}$$

პირველი ინტეგრალი, როგორც ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, უდრის $2\pi f\sigma h$, ე.ი. გამოსახავს h სისქის პორიზონტული ფენის მიზიდულობას, ამიტომ

$$\Delta g = 2\pi f\sigma h + \Delta g_1,$$

სადაც

$$\Delta g_1 = f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \int_h^{\infty} \frac{r z d\alpha dr dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (VIII.93)$$

წარმოადგენს K სიბრტყესა და S ზედაპირს შორის მოთავსებული ანომალიური მასების მიზიდულობას.

(VIII.93) ფორმულიდან ჩანს, რომ S ფართეულის ფორმისა და Z სიღრმის განსაზღვრა, რაც შეადგენს სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის ძირითად ამოცანას, დაიყვანება ინტეგრალური განტოლების ამოხსნაზე. მაგრამ ეს ამოხსნა შესაძლებელია მხოლოდ ზოგიერთი გამარტივების შემდეგ, რაც (VIII.93) გამოსახულებას ხაზოვან სახეს მისცემს. ამ გარდაქმნის ჩატარებისა და მისი z -ით ინტეგრაციის შემდეგ, თუ დავუბრუნდებით სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემას, მივიღებთ:

$$\Delta g_1 = 2f\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} z(x) \frac{h}{x^2 + h^2} dx \quad (VIII.94)$$

ორგანზომილებიანი სხეულებისათვის, ხოლო

$$\Delta g_1 = f\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} z(x, y) \frac{h}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}} dx dy \quad (VIII.95)$$

სამგანზომილებიანი სხეულებისათვის.

(VIII.94) და (VIII.95) განტოლებები შეიძლება ამოიხსნას (მაგალითად, მიახლოების ხერხით) თუ გვაქვს ერთი საკონტაქტო (გამყოფი) ზედაპირი და ცნობილია h -სა და σ -ს რიცხვითი მნიშვნელობები.

დავუბრუნდეთ ისევ (VIII.93) გამოსახულებას და გავაინტეგრალოთ იგი z -ით, მივიღებთ:

$$\Delta g_1 = f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left[\frac{r}{(r+h)^{3/2}} - \frac{r}{(r+z)^{3/2}} \right] da dr$$

გამომდინარე იქედან, რომ $\frac{z-h}{r}$ მცირე სიდიდეა, გავშალოთ ინტეგრალქვეშა ფუნქცია ამ სიდიდის ხარისხების მწკრივად. დავეცაყოფილდეთ ამ დაშლის პირველი ხარისხით და შემოვიღოთ ახალი ცვლადი $\phi = \arcsin \frac{r}{z-h}$ გვექნება:

$$\Delta g_1 = f\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (z-h) \sin \phi da d\phi.$$

თუ (VIII.93) გამოთქმაში უგულებელვყოფთ Δg_1 ფუნქციის ცვალებადობას, მაშინ $z-h$ შეიძლება გამოვსახოთ Δg -ს საშუალებით და მივიღებთ:

$$\Delta g_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Delta g \sin \phi da d\phi$$

აბ

$$\Delta g_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Delta g da d(\cos \phi) \approx \frac{1}{2\pi} \sum_c \Delta g \Delta a \Delta(\cos \phi).$$

Δg_1 ფუნქცია გამოითვლება უკანასკნელი ტოლობიდან სიმძიმის ძალის ანომალიის Δg საშუალებით.

U_{xz} მონაცემებით საკონტაქტო ზედაპირის სიღრმე განისაზღვრება შემდეგი განტოლებიდან:

$$U_{xz} = 3f\sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \frac{(\xi - x)\xi}{[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + \zeta^2]^{3/2}} d\xi d\eta d\zeta, \quad (VIII.96)$$

სადაც ξ გარემოს გამყოფი ზედაპირის სიღრმეა. ამ განტოლების ზუსტი ამოხსნა არაა ცნობილი. რენბოუმ, მალოვიჩკომ და სხვებმა მოგვეცეს მისი მიახლოებითი ამოხსნა. ორგანოზომილებიანი სხეულებისათვის (VIII.96) გამოთქმიდან მისი η - თი და ζ - თი ინტეგრაციის შემდეგ გვაქვს:

$$U_{xz} = 2f\lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\xi - x)d\xi}{(\xi - x)^2 + \zeta^2}$$

სადაც ξ არის ξ -ის ფუნქცია. სიმარტივისათვის U_{xz} ფუნქცია განვიხილოთ კოორდინატა სათავეში და აღვნიშნოთ $\zeta - \zeta_0 = u$, მაშინ

$$U_{xz} = 2f\lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\xi d\xi}{\xi^2 + (\zeta_0 + u)^2}$$

ისე როგორც ზემოთ, გავშალოთ ინტეგრალქვეშა ფუნქცია მწკრივად $\frac{u}{\xi^2 + \zeta_0^2}$ ხარისხებად და შევინარჩუნოთ დამლის მხოლოდ

პირველი ხარისხის წევრები. მივიღებთ:

$$U_{xz} = 2f\lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\xi}{\xi^2 + \zeta_0^2} - \frac{2\zeta_0 \xi u}{(\xi^2 + \zeta_0^2)^2} \right] d\xi.$$

ინტეგრალქვეშა ფუნქციის პირველი წევრის ინტეგრალი ნულის ტოლია; მეორე წევრი გავინტეგრავთ ნაწილობითი წესით, მივიღებთ:

$$U_{xz} = 2f\lambda \zeta_0 \left\{ \left| \frac{-u}{\xi^2 + \zeta_0^2} \right|_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{d\xi} \frac{d\xi}{\xi^2 + \zeta_0^2} \right\}$$

ან

$$U_{xz} = 2f\lambda \zeta_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{d\xi} - \frac{d\xi}{\xi^2 + \zeta_0^2}. \quad (VIII.97)$$

უკანასკნელი ინტეგრალის გამოთვლისათვის $\frac{du}{d\xi}$ ფუნქციას

გამოსახვენ U_{xz} სიდიდეების საშუალებით, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{0,0168}{\lambda} \{ U_{xz}(0) - 0,545[U_{xz}(\xi_0) + U_{xz}(-\xi_0)] + \\ + 0,200[U_{xz}(2\xi_0) + U_{xz}(-2\xi_0)] - 0,109[U_{xz}(3\xi_0) + U_{xz}(-3\xi_0)] + \dots \}$$

U_{xz} მნიშვნელობები აიღება A სიბრტყის გარკვეულ წერტილებში.

§7. შებრუნებული ამოცანა რამდენიმე ზედაპირის შემთხვევაში

n საკონტაქტო ზედაპირის შემთხვევაში გრავიტაციული ველის ინტეგრირება ყოველ უფრო გარტულებულია, რადგან გვაქვს ერთი განტოლება n უცნობით.

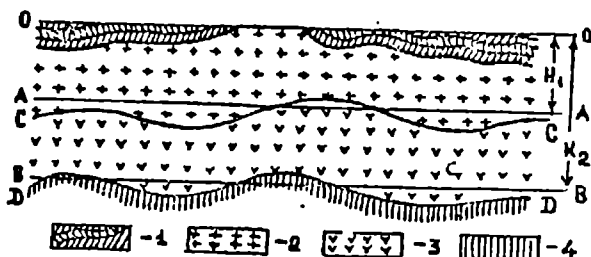
$$\Delta g = 2f \sum_{i=1}^n \left[\sigma_i \int_{-\infty}^{+\infty} z_i(x) \frac{h_i}{x^2 + h_i^2} dx \right] \quad (VIII.98)$$

ორგანზომილებიანი სხეულებისათვის, ხოლო

$$\Delta g = f \sum_{i=1}^n \left[\sigma_i \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} z_i(x,y) \frac{h_i}{(x^2 + y^2 + h_i^2)^{3/2}} dx dy \right] \quad (VIII.99)$$

სამგანზომილებიანი სხეულებისათვის.

აქ σ_i არის სიმკვრივის ცვალებადობა გამყოფ ზედაპირზე;



ნახ. 121. n გაბურღი ზედაპირთა ჩაწოლის სიღრმეების განსაზღვრის ამოცანა.

$z_i(x)$ და $z_i(x,y)$ საპოვნი ზედაპირებია; h_i არის გამყოფ ზედაპირთა ჩაწოლის საშუალო სიღრმეები, რომლებიც წინასწარ განსაზ-

დვრულია გარკვეული წესით.

თითოეული ამ განტოლებათაგანი Δg , h , და σ მოცემული მნიშვნელობებისათვის შეიცავს z , ფუნქციის n უცნობ სიდიდეს, რომლებიც, ცხადია, ერთი განტოლებიდან ანალიზურად არ განისაზღვრება. ამ შემთხვევაში შებრუნებული ამოცანა შეიძლება გადაწყდეს მხოლოდ შერჩევის მეთოდით, რისთვისაც ინტერპრეტაციის უფრო ალბათური შედეგების მისაღებად საჭიროა გვექონდეს დამატებითი სეისმომეტრიული, გეოლოგიური და სხვა მონაცემები ქერქის აგებულების შესახებ.

ვთქვათ, Δg სიმძიმის ძალის რეგიონალური ანომალიაა და გვინდა მისი დახმარებით დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლა. როგორც ცნობილია, ქერქი ძირითადად შედგება დანალექი, "გრანიტული" და "ბაზალტური" ფენებისაგან, რომელთა საშუალო სიმკვრივე საკმაოდ განსხვავებულია ერთმანეთისაგან. დანალექ წყებაში

სიმკვრივე იცვლება დიდ ფარგლებში 1,8 - 2,75 გ/სმ³ ხოლო "გრანიტულ" და "ბაზალტურ" ფენებში ამ პარამეტრის ცვლილება

უმნიშვნელოა და საშუალოდ მათ მიიჩნევენ 2,70 და 2,90 გ/სმ³ ტოლად. ამიტომ, თუ დანალექ წყებაში სიმკვრივის ცვალებადობა და კრისტალური ფუნდამენტის (როგორც სხვადასხვა სიმკვრივის მქონე გარემოთა გამყოფი ზედაპირის) ონდულაცია ქმნის სიმძიმის ძალის ანომალიას, კრისტალურ ქერქში ანომალიას განაპირობებს "გრანიტის" და "ბაზალტის" ფენათა ფუძეების გადახრა პორიზონტული სიბრტყეებიდან (ნახ. 123). აქ 00 ზღვის დონეა, რომელზედაც რედუცირებულია სიმძიმის ძალა, ე.ი. ტოპოგრაფიული მასები ელიმინირებულია (მოხსნილია); AA და BB პირობითი სიბრტყეებია, რომელთა ჩაწოლის სიღრმეები (H_1 და K_2)

მუდმივი სიდიდეებია მოცემული დიდი რეგიონისათვის;

AA სიბრტყესა და CC ზედაპირს შორის, ერთი მხრივ, და BB სიბრტყესა და DD ზედაპირს შორის, მეორე მხრივ, მოთავსებულია კრისტალური ანომალიური მასები.

ანომალიური მასების გამოთვლისათვის მიემართოთ ფორმულას (თავი VIII, §4)

$$\Delta g = 2f \iint \sin \phi \, d\phi \, d\rho,$$

რომლის² დახმარებითაც ორგანოზომილებიანი ანომალიური მასების ერთეულოვანი სიმკვრივისათვის აიგება პალეტი (ნახ. 120). აქედან გვაქვს:

$$2f(\cos \phi_{n+1} - \cos \phi_n)(\rho_{1+1} - \rho_1) = \alpha$$

იმ დაშვებით, რომ ფრჩხილებში მოთავსებული სხვაობები მუდმივია; α - პალეტის დანაყოფის ფასია.

თუ დანალექი კომპლექსის i -რ ანომალიურ ფენებში მოთავსდება A_i თანაბარი ქმედების წერტილთა რაოდენობა, მაშინ შესაფერისი ანომალია იქნება:

$$\Delta g_0 = (\sigma_1 - \sigma_0) a_1 + (\sigma_2 - \sigma_0) a_2 + \dots = \sum (\sigma_i - \sigma_0) a_i,$$

სადაც $a_i = A_i \alpha$, σ_i - დანალექ წყებაში შემავალი ფენების სიმკვრივეა, σ_0 - ქერქის საშუალო სიმკვრივეა.

ანალოგიური მსჯელობით შეიძლება ვიპოვოთ გრავიტაციული გავლენა ორგანზომილებიანი ანომალიური სხეულებისა, რომლებიც მოთავსებულია "გრანიტი" - "ბაზალტის" და "ბაზალტ" - ულტრაბაზალტის საზღვრებზე. მათ შემდეგი სახე აქვთ:

$$\Delta g_0 = (\sigma' - \sigma_0) b,$$

$$\Delta g_0 = (\sigma'' - \sigma_0) c,$$

სადაც $b = B\alpha$ და $c = C\alpha$ თანაბარი ქმედების წერტილების რაოდენობაა, რომლებიც თავსდება $AA-CC$ და $BB-DD$ შორის, როცა პალეტის ცენტრი ემთხვევა დაკვირვების პუნქტს. მხედველობაშია მისაღები, რომ AA და BB სიბრტყეებს ზემოთ მოთავსებული ანომალიური

მასები დადებითი ნიშნისაა, ქვემოთ კი - უარყოფითი; σ' და σ'' სათანადოდ "ბაზალტის" და ულტრაბაზალტის სიმკვრივეებია.

123-ე ნახაზიდან ჩანს, რომ დედამიწის ქერქში არსებული ანომალიური მასების სრული გამოთვლილი გრავიტაციული ეფექტის Δg_0 მისაღებად საჭიროა ჯამს

$$\Delta g_0 + \Delta g_0 + \Delta g_0$$

დავემატოთ შემდეგი მუდმივი წევრი

$$\bullet \quad 2\pi f(\sigma' - \sigma_0)(K_2 - H_1) = \Delta g_H,$$

რომელიც გამოსახავს $K_2 - H_1$ სიმძლავრის პორიზონტული ფენის მიზიდულობას ქარბი სიმკვრივით $(\sigma' - \sigma_0)$. ეს ფენა მდებარეობს "ბაზალტის" სხეულში. აქ თქმული გამომდინარეობს ანომალიურ მასათა ჯამის განტოლებიდან, რომელშიაც მიახლოებით იგულისხმება, რომ "გრანიტი", "ბაზალტი" და ქერქქვეშა ულტრაბაზალტი ხასიათდებიან მუდმივი სიმკვრივეებით.

ამგვარად, თუ ამ მუდმივ წევრს დავუმატებთ ზემოთ მოყვანილ ჯამს, საბოლოოდ გვექნება:

$$\Delta g_c = \Delta g_s + \Delta g_a + \Delta g_b + \Delta g_H$$

აბ

$$\Delta g_c = \sum (\sigma_1 - \sigma_0) a_1 + (\sigma' - \sigma_0) b + (\sigma'' - \sigma') c + 2\pi f (\sigma' - \sigma_0) (K_2 - H_1). \quad (VIII.100)$$

დაკვირვებულ, სიმძიმის ძალის ანომალიის Δg ინტერპრეტაციას შერჩევის მეთოდით მიყვარათ თანაფარდობაზე $\Delta g \approx \Delta g_c$ რაც იმას ნიშნავს, რომ დაკვირვებული მრუდი Δg ამ მეთოდით იყოფა სამ Δg_s , Δg_a და Δg_b მდგენელად. ამ ფაქტის მნიშვნელობა იმაში მდგომარეობს, რომ იქმნება შესაძლებლობა ქერქის თითოეული ფენის წვლილის შეფასებისა დაკვირვებული სიმძიმის ძალის ანომალიაში.

(VIII.100) ფორმულის გამოყენებაში დაშვებულია, რომ კრისტალური ფენების სიმკვრივე მუდმივია. სინამდვილეში კი ლატერალური (ჰორიზონტული) მიმართულებით იგი შეიძლება განიცდიდეს გარკვეულ ცვლილებას და არსებობს მისი განსაზღვრის შესაძლებლობა ამ ფორმულის მეშვეობით თუ სეისმომეტრიული მეთოდით დადგენილი არის ქერქის კრილი. მართლაც, (VIII.100) განტოლებიდან ვღებულობთ:

დანალექი წყებისათვის

$$\sigma_s = \sigma_0 + \frac{\Delta g - (\sigma' - \sigma_0) b - (\sigma'' - \sigma') c - 2\pi f (\sigma' - \sigma_0) (K_2 - H_1)}{a}$$

"გრანიტული" ფენისათვის

$$\sigma_0 = \frac{\Delta g - a\sigma_s - (\sigma'' - \sigma') c - b\sigma' - 2\pi f \sigma' (K_2 - H_1)}{-2\pi f (K_2 - H_1) - a}$$

"ბაზალტური" ფენისათვის

$$\sigma' = \sigma_0 + \frac{\Delta g - a\sigma_s - (\sigma'' - \sigma_0) c}{b + c - 2\pi f (K_2 - H_1)}$$

σ_s , σ_0 და σ' სიდიდეთა ცვალებადობის განსაზღვრის სიზუსტე შესაბამის ფენებში დამოკიდებულია ძირითადად სეისმომეტრიული კრილის საიმედოობაზე.

ეს ფორმულები გამოყენებულია ბ. ბალაქაძის მიერ: იგი განკუთვნილია რეგიონალური გრაფიტაციული ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციისათვის.

§8. გრავიმეტრიის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ცალსახობის შესახებ

VIII თავის დასაწყისში გაკვრით აღვნიშნეთ, რომ გრავიმეტრიული ძიების შებრუნებულ ამოცანას ზოგად შემთხვევაში მათემატიკურად ერთი გარკვეული ამოხსნა არა აქვს, რაც შემდეგ ცალკეული მაგალითებით იქნა დადასტურებული (VIII, §1 და სხვა). მიუხედავად ამისა, კერძო შემთხვევაში შეიძლება არსებობდეს მასების განაწილების ისეთი პირობები, როცა შებრუნებულ ამოცანას ნაწილობრივ მაინც ცალსახა ამოხსნა აქვს.

ჩამოვყალიბოთ შებრუნებული ამოცანა: ვთქვათ, $U(x, y, z)$ არის მიმზიდველი M მასის პოტენციალი რომელიმე N დონებრივ ფართეულზე; მოვძებნოთ M მასა, რომელიც განაწილებულია ამ ფართეულის ქვეშ და იწვევს U პოტენციალს მის ზედაპირზე.

ამ შემთხვევაში გაუსის თეორემის მიხედვით

$$\int \frac{\partial U}{\partial n} ds = 4\pi f M, \quad (8)$$

სადაც $\frac{\partial U}{\partial n}$ არის პოტენციალის წარმოებული ნორმალთ N ფართეულის მიმართ. ეს დამოკიდებულება საშუალებას იძლევა განისაზღვროს მხოლოდ საერთო მასა, რომელიც N ფართეულის შიგნითაა განაწილებული. მაგრამ შესაძლებელია მოინახოს ამ მასის სხვა განაწილებაც, რომელიც არ შეცვლის პოტენციალის მნიშვნელობას ფართეულზე და მის გარეთ. ყოველივე ეს ადასტურებს ზემოთ თქმულს, რომ პოტენციალის შებრუნებული ამოცანა ზოგად შემთხვევაში ცალსახად არ ამოიხსნება.

ამავე დროს გამოიჩენა, რომ არსებობს პირობები, როცა ამოცანას მასის ზოგი ელემენტის მიმართ ერთადერთი ამოხსნა აქვს.

აკად. პ. ნოვიკოვმა 1938 წელს დაამტკიცა მნიშვნელოვანი თეორემა, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს:

ვთქვათ, $\sigma(x, y, z)$ არის დადებითი ფუნქცია, განსაზღვრული სივრცის ყოველ (x, y, z) წერტილში, და ამავე დროს ისეთი, რომ მისი სრული ვარიაცია ნებისმიერი სწორის გასწვრივ არ აღემატება $\min$ -ს. გვაქვს G_1 და G_2 ორი მოცულობა, გამოხედილი შინაგანი საერთო წერტილის მიმართ და ამოვსებული M_1 და M_2 მასებით, რომელთა სიმკვრივეა $\sigma(x, y, z)$; მაშინ, თუ M_1 და M_2 აქვთ ერთი და იგივე გარე პოტენციალი, G_1 და G_2 მოცულობებიც ერთნაირი

იქნება.

ანალოგიურია თეორემა ბრტყელი ამოცანისათვის ლოგარითმული პოტენციალის შემთხვევაში. დამტკიცება განსაკუთრებით მარტივია. თუ ვიგულისხმებთ, რომ σ მოცემულ მოცულობაში მუდმივია. მივაქციოთ ყურადღება იმ გარემოებას, რომ C მოცულობის ფართეულის განსაზღვრის საკითხი ზოგად შემთხვევაში ჩერჩეობით ღიად რჩება.

პოტენციალის შებრუნებულ ამოცანას გრავიმეტრიული ძიების დროს ჩვეულებრივად შერჩევის ხერხით წყვეტენ. რისთვისაც გამოიყენება პირდაპირი ამოცანის ამოხსნის შედეგები. გეოლოგიური და სხვა გეოფიზიკური მონაცემების გათვალისწინებით შერჩეული სხეულისათვის გამოითვლიან გრავიტაციულ ველს და შეადარებენ მას დანაკვირვებს, რომლისგანაც იგი მხოლოდ მცირედ უნდა განსხვავდებოდეს.

თუ რამდენად მდგრადია ასეთი ამოხსნა, მასზე პასუხს იძლევა აკად. ა. ტიხონოვის ნაშრომი, საიდანაც ჩანს, რომ:

— არსებობს პირდაპირი შესატყვისობის ერთადერთობა, ე.ი. ორი სხვადასხვა ტიპის გარემოს შესაბამება სხვადასხვა ფიზიკური ველი, რაც საფუძველს იძლევა ვიფიქროთ, რომ არსებობს პირუკუ შესატყვისობაც.

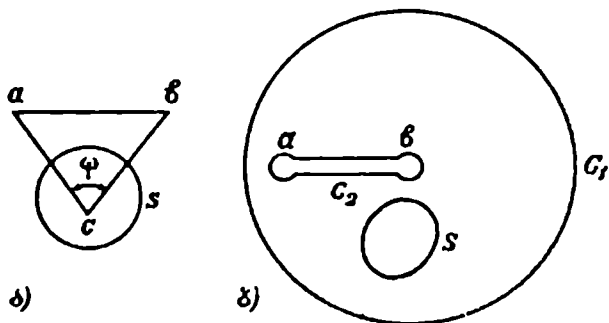
— გამოთვლილ და დანაკვირვებ ველთა თანხმობა, შერჩევის მიახლოებითობის გამო არ არის აბსოლუტური. ამიტომ შებრუნებული ამოცანის გადაწყვეტის დროს უნდა დავრწმუნდეთ მის მდგრადობაში ანუ შებრუნებული გადასახვის უწყვეტობაში. სხვა სიტყვებით ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ გამოთვლილი ველი მცირედაა გადახრილი დანაკვირვებისაგან, მაშინ მისი შესაფერისი გარემოს აგებულება არ შეიძლება დიდად განსხვავდებოდეს სინამდვილისაგან.

— სიმრავლეთა თეორიის გამოყენებით დასტურდება, რომ შებრუნებული ამოცანის მდგრადობა, ზოგიერთი პირობების დაცვის შემთხვევაში, წარმოადგენს უშუალო შედეგს ერთადერთობის თეორემისა.

გრავიმეტრიულ მონაცემთა შერჩევითი მეთოდით ინტერპრეტაციის შემთხვევაში ამოხსნის ერთადერთობა შეიძლება შემოწმებულ იქნეს აგრეთვე იგივეობებით, რომლებიც დაკვირვების მონაცემებით გამოთვლილ სიდიდეებს აკავშირებენ წარმოებული ინტერპრეტაციის მიხედვით გამოთვლილ სიდიდეებთან. ასეთი იგივეობები, რომლებიც აკად. გ. გამბურცევმა შემოიღო (VIII, 35) იმაში მდგომარეობს, რომ მასის პარამონიული მომენტები გამოითვლება სიმძიმის ძალის პოტენციალის წარმოებულების საშუალებით.

გამოთვლა ხდება უსასრულო საზღვრებში, რაც ერთგვარ სიძნე-

ლეს კმნის აღნიშნული კრიტერიუმის გამოყენებისას. ამასთან დაკავშირებით, ა. ლიაპუნოვმა დაამუშავა ანალოგიური ბუნების კრიტერიუმი ნებისმიერი ფორმის განიგვეთიანი უსასრულო პორიზონტული ცილინდრის გრავიტაციული ველის ინტეგრეტაციის შესამოწმებლად, რომელიც კმაყოფილდება სიმძიმის ძალის ანომალიის შემცველი ინტეგრალის გამოთვლით ნებისმიერ სასრულო საზღვრებში.



ნახ. 124. გრავიტაციული ამოცანის ამოხსნის ცალსახობის შესახებ

მოვიყვანოთ ლიაპუნოვის კრიტერიუმი დაუმტკიცებლად. ვთქვათ, a და b ორი ნებისმიერი წერტილია x ღერძზე, რომელიც დედამიწის ზედაპირზე ძევს; s ანომალიური მასის კვეთაა (ნახ. 124ა), ხოლო c ამ მასის ნებისმიერი წერტილია, საიდანაც ψ კუთხით ჩანს $[a, b]$ მონაკვეთი. ϕ ფუნქცია არის ცალსახა და ჰარმონიული მთელს სიბრტყეში, გარდა $[a, b]$ კრილისა, რომლის ქვედა მხარეზე იგი ღებულობს $+\pi$ მნიშვნელობას, ზედაზე კი $-\pi$, x ღერძის დანარჩენ ნაწილზე $\psi=0$.

განვიხილოთ D არე (ნახ. 124ბ), რომელიც შემოსაზღვრულია b წერტილიდან R რადიუსით შემოხაზული C_1 წრეხაზით და C_2 კონტური, რომელიც მოიცავს a და b წერტილების ირგვლივ r რადიუსით შემოხაზულ ფართებს და შემოფარგლულ $[a, b]$ კრილს. ვთქვათ, σ ანომალიური მასის სიმკვრივეა, ხოლო U მისი ლოგარითმული პოტენციალი.

განვიხილოთ გამოთქმა

$$H = \iint_{C_1 + C_2} (U \Delta \psi - \psi \Delta U) d\omega = \int \left[U \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial U}{\partial n} \right] ds, \quad (\text{VIII.101})$$

სადაც n შიდა ნორმალია D არეს მიმართ. რადგან U ჰარმონიულია მასის გარეშე, ხოლო მის შიგნით $\Delta = -4\pi f\sigma$, ამიტომ

$$H=2\pi f \iiint_S \psi \psi d\omega.$$

დაუმტკიცებლად მივიღოთ, რომ ინტეგრალი

$$\iint_{c_1 \rightarrow c_2} \left(U \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial U}{\partial n} \right) ds$$

გავრცელებული c_1 კონტურზე მიისწრაფის ნულისაკენ, როცა $R \rightarrow \infty$

ეს ინტეგრალი c_2 კონტურზე იყოფა ორ ინტეგრალად პატარა წრეხაზებზე და ორ ინტეგრალად $[a+r, b-r]$ მონაკვეთზე. ამათგან, როცა $r \rightarrow 0$, პირველი ორი ინტეგრალი წრეხაზებზე გავრცელებული მიისწრაფიან ნულისაკენ, ხოლო მეორე ინტეგრალი $[a+r, b-r]$ მონაკვეთზე გავრცელებული მიისწრაფვის ინტეგრალისაკენ

$$2\pi \int_a^a \frac{\partial U}{\partial n} dx = 2\pi \int_a^a \Delta g(x) dx,$$

სადაც $\Delta g(x)$ სიმძიმის ძალის დანაკვირვები ანომალიაა.

ამგვარად, (VIII.101) გამოთქმა ასე გადაიწერება:

$$\int_a^a \Delta g(x) dx = 2f \iiint_S \psi \psi d\omega. \quad (\text{VIII.101}.)$$

ეს იგივეობა სწორი ინტეგრალთა თეორიის ერთგვარ კრიტერიუმს წარმოადგენს.

ბ. სმოლიცკიმ 1956 წელს განაზოგადა ა. ლიბაუნოვის კრიტერიუმში ნებისმიერი ფორმის სასრული სხეულისათვის, რომელსაც სამგანზომილებიანი სივრცე D უკავია და ხასიათდება სიმკვრივით $\sigma(x, y, z)$. მაშინ ამ მასის პოტენციალი D -ს გარე არეში იქნება

$$U(\xi, \eta, \zeta) = f \iiint_D \sigma(x, y, z) \frac{1}{r} dv,$$

სადაც

$$r^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2.$$

ვთქვათ, S არის D -ს გარეთ მდებარე სასრულო ზედაპირი და n შიგა ნორმალაა S ზედაპირის მიმართ. მაშინ

$$\frac{\partial U}{\partial n} = f \iiint_V \sigma(x, y, z) \frac{\partial \left(\frac{1}{r} \right)}{\partial n} dv.$$

ამ ტოლობის ორივე მხარე გავამრავლოთ $\mu(\xi, \eta, \zeta)$ ფუნქციით. რომელიც განსაზღვრულია S ზედაპირზე და მარჯვენა მხარეში შევცვალოთ ინტეგრაციის მიმდევრობა, რაც S და D არეების აღნიშნული ურთიერთგანლაგების შემთხვევაში სამართლიანია. მივიღებთ:

$$\iint_S \mu(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial U}{\partial n} ds = f \iiint_V \sigma(x, y, z) \omega(x, y, z) dv,$$

სადაც

$$\omega(x, y, z) = \iint_S \frac{\partial \left(\frac{1}{r} \right)}{\partial n} \mu(\xi, \eta, \zeta) ds$$

არის $\mu(\xi, \eta, \zeta)$ სიმკვრივის ორმაგი ფენის პოტენციალის მნიშვნელობა $(x, y, z) \in D$ წერტილში S ზედაპირზე. უკანასკნელი ფორმულა წარმოადგენს ალიაუნოვის კრიტერიუმის განზოგადებას.

განვიხილოთ შემთხვევა, როცა $\mu=1$ და ნორმალი n ნებისმიერ წერტილში $(\xi, \eta, \zeta) \in S$ კმნის მახვილ კუთხეს ვექტორთან, რომელიც (ξ, η, ζ) წერტილს აერთებს ნებისმიერ $(x, y, z) \in D$ წერტილთან. მაშინ $\omega(x, y, z)$ ფუნქცია იქნება ტოლი კუთხისა, რომლითაც (x, y, z) წერტილებიდან დაიშორება S ზედაპირი, თუ ეს ზედაპირი არის $z=0$ სიბრტყის ნაწილი და არე D მოთავსებულია $z>0$ ნახევარსივრცეში, მაშინ

$$\iint_S \frac{\partial U}{\partial \xi} d\xi d\eta = f \iiint_V \sigma(x, y, z) \psi(x, y, z) dv,$$

სადაც $\psi(x, y, z)$ არის ზემოთ აღნიშნული სხეულოვანი კუთხე.

∴ თუ S წარმოადგენს სწორკუთხედს $z=0$ სიბრტყეზე და $a \leq x \leq b$, $c \leq y \leq d$, მაშინ გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ

$$\begin{aligned} \psi(x, y, z) = & \arctg \frac{(x-b)(y-d)}{zR(b, d)} + \arctg \frac{(x-a)(y-c)}{zR(a, c)} - \\ & - \arctg \frac{(x-a)(y-d)}{zR(a, d)} - \arctg \frac{(x-b)(y-c)}{zR(b, c)}, \end{aligned}$$

სადაც $R(\xi, \eta, \zeta) = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ მანძილია (ξ, η, ζ) და (x, y, z) წერტილებს შორის.

თუ ზემოთ მოყვანილ გამოსახულებას გავაინტეგრებთ $z=0$

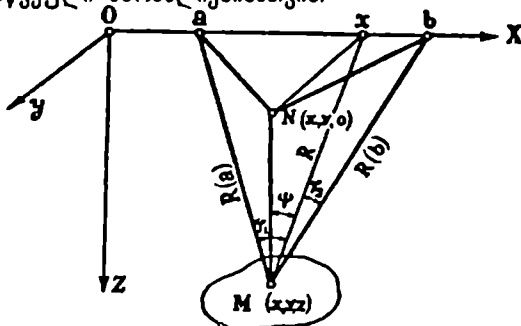
სიბრტყეში მდებარე ხაზის L მონაკვეთზე ($a \leq x \leq b$ და $y=c$), მაშინ მივიღებთ:

$$\int_a^b U_z(\xi, c, 0) d\xi = f \iiint_D \sigma(x, y, z) \psi(x, y, z) dv,$$

სადაც

$$\psi(x, y, z) = \frac{z}{(y-c)^2 + z^2} \left[\frac{x-a}{R(a, c)} - \frac{x-b}{R(b, c)} \right].$$

ე. ბულახმა განავითარა ზემოხსენებული კრიტერიუმი და განიხილა ფუნქციის სხვადასხვა მნიშვნელობა $\mu=x$, $\mu=x^2$ და $\mu=\frac{1}{x}$ ამგვარად, მან შეადგინა სხვადასხვა სახის ინტეგრალური თანადარდობანი ორი და სამგანზომილებიანი ნებისმიერი ფორმის სხეულებით გამოწვეული ანომალიებისათვის.



ნახ. 126. სიბრტყის ძალის ელექტრული გრადიენტის ანომალიის ინტეგრალური კრიტერიუმის დადგენა

ანალოგიური გზით კ.მ. ქართველიშვილმა გამოიყვანა კრიტერიუმი $U_{\zeta\zeta}$ ანომალიის შედეგების შესამოწმებლად, რომლებსაც მოვიყვანთ დაუმტკიცებლად. ვთქვათ, $\sigma(x, y, z)$ სიმკვრივის ანომალიური მასა განაწილებულია სამგანზომილებიან T მოცულობაში. მაშინ, მიზიდულობის $U(\xi, \eta, \zeta)$ პოტენციალი მოცემული T არეს გარე $P(\xi, \eta, \zeta)$ წერტილში იქნება:

$$U = f \int \frac{\sigma}{R} dt,$$

სადაც $R^2 = (\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + (\zeta-z)^2$ არის მანძილი T არეს $M(x, y, z)$ წერტილსა და $P(\xi, \eta, \zeta)$ წერტილის შორის (ნახ. 125)

ლაპლასის განტოლებიდან

$$U_{\xi\xi} + U_{\eta\eta} + U_{\zeta\zeta} = 0$$

ვღებულობთ:

$$U_{\xi\xi} = -f \int_0^1 \sigma \left[\frac{3(\xi-x)^2 - R^2}{R^3} + \frac{3(\eta-y)^2 - R^2}{R^3} \right] dx.$$

წარმოვიდგინოთ, რომ P ძეგს x ღერძზე და z მიმართულია ვერტიკალურად ქვევით. მაშინ $\eta = \zeta = 0$.

x ღერძზე ავიღოთ მონაკვეთი (a, b) და ავირჩიოთ რაღაც ფუნქცია $\mu(\xi)$, რომელზედაც გავამრავლოთ ზემოთ მიღებული ტოლობა და ავიღოთ ამ გამოსახულების ინტეგრალი ξ -ს მიმართ (a, b) შუალედში. ვთქვათ, $\mu(\xi) = 1$, მაშინ ξ -ს მიმართ ინტეგრაციის შედეგი ასეთი იქნება:

$$\begin{aligned} \int_a^b U_{\xi\xi} d\xi = f \int_0^1 \sigma \left[\frac{2}{y^2 + z^2} \left(\frac{b-x}{\sqrt{(b-x)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + y^2 + z^2}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{y^2 + z^2} \left(\frac{(b-x)^2}{\sqrt{((b-x)^2 + y^2 + z^2)^3}} - \frac{(a-x)^2}{\sqrt{((a-x)^2 + y^2 + z^2)^3}} \right) - \right. \\ \left. - \frac{y^2}{y^2 + z^2} \left(\frac{b-x}{\sqrt{((b-x)^2 + y^2 + z^2)^3}} - \frac{a-x}{\sqrt{((a-x)^2 + y^2 + z^2)^3}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{2}{y^2 + z^2} \left(\frac{b-x}{\sqrt{(b-x)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + y^2 + z^2}} \right) \right] dx. \end{aligned}$$

ამ გამოთქმის გეომეტრიული აზრი ნათელია ნახაზიდან. მართლაც,

$$MN = z, \quad Nx = y, \quad y^2 + z^2 = R^2, \quad (a-x)^2 + y^2 + z^2 = R^2(a),$$

$$(b-x)^2 + y^2 + z^2 = R^2(b), \quad \frac{a-x}{\sqrt{(a-x)^2 + y^2 + z^2}} = -\sin \phi_1,$$

$$\frac{b-x}{\sqrt{(b-x)^2 + y^2 + z^2}} = \sin \phi_2, \quad \frac{y}{y^2 + z^2} = \sin^2 \psi$$

და ამიტომ

$$\int_a^b U_{\xi\xi} d\xi = f \int \left[2 \frac{\sin^2 \phi_2 + \sin^2 \phi_1}{R^2} \cos \psi - \frac{\sin^2 \phi_2 + \sin^2 \phi_1}{R^2} - \sin^2 \psi \left(\frac{\sin \phi_2}{R(b)} + \frac{\sin \phi_1}{R(a)} \right) \right] dx.$$

ეს გამოთქმა შეიძლება გამოყენებულ იქნეს როგორც კრიტერიუმი სამგაზომილებიანი სხეულის ინტერპრეტაციის შედგენის შესა-
მოწმებლად. ორგანზომილებიანი ამოცანის შემთხვევაში ამ უკა-
ნასკნელ გამოსახულებაში მესამე წევრი არ მონაწილეობს.

წე ორგანზომილებიანი ბრტყელი ფენის პარამეტრების განსაზღვრა U_{zz} ანომალიით

ვთქვათ, საძიებელი სხეული ვერტიკალურად მიმართული პარალე-
ლეპიპედიია, რომელიც უსასრულოდ ვრცელდება y ღერძის გასწვრივ
და x -ის მართობულია. მისი განივკვეთია $2b$, ჩაწოლის ზედა
სიღრმეა h , ქვედა ფუძე H ; კარბი სიმკვრივეა σ . ასეთი ორგანზო-
მილებიანი სხეულის კარბი სიმკვრივით შექმნილი U_{zz} ანომალია

ზონალური სახისაა და გამოისახება ფორმულით:

$$U_{zz} = 2f\sigma \left[\frac{x+b}{(x+b)^2 + h^2} - \frac{x-b}{(x-b)^2 + h^2} + \frac{x+b}{(x+b)^2 + H^2} + \frac{x-b}{(x-b)^2 + H^2} \right].$$

(VIII.102)

ამ შემთხვევაში კოორდინატთა სათავე მოთავსებულია ფენის შუა
ადგილის ეპიცენტრში x ღერძზე.

განვიხილოთ ორი შემთხვევა:

1. $b \rightarrow 0$, ე.ი. y ღერძის გასწვრივ მიმართული სხეული ვერ-
ტიკალური სიბრტყეა; მაშინ

$$U_{zz} = 2f\mu \left[\frac{h^2 - x^2}{(x+h)^2} - \frac{H^2 - x^2}{(x+H)^2} \right], \quad (VIII.103)$$

სადაც μ ზედაპირული სიმკვრივეა.

2. $H \rightarrow h$, ე.ი. y ღერძის გასწვრივ მიმართული სხეული ჰორი-
ზონტალური სიბრტყეა; მაშინ

$$U_{\text{xx}} = 4f\mu h \left\{ \frac{x+b}{[(x+b)^2 + h^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{x-b}{[(x-b)^2 + h^2]^{\frac{3}{2}}} \right\} \quad (\text{VIII.104})$$

3. $H \rightarrow h$ და $b \rightarrow 0$, ე.ი. სხეული გარდაიქმნება y ღერძის პარალელურ მატერიალურ ხაზად; მაშინ

$$U_{\text{xx}} = 4f\lambda h \frac{3x^2 - h^2}{(x^2 + H^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (\text{VIII.105})$$

სადაც λ - ხაზოვანი სიმკვრივეა.

4. $H \rightarrow \infty$ ე.ი. სხეული სიღრმეში ვერცელდება უსასრულობაში; მაშინ

$$U_{\text{xx}} = 2f\sigma \left[\frac{x+b}{[(x+b)^2 + h^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{x-b}{[(x-b)^2 + h^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (\text{VIII.106})$$

აქ წარმოდგენილი U_{xx} ფუნქციების მნიშვნელობათა გამოთვლისა და h , H და σ საძიებელი სიდიდეების განსაზღვრისათვის გამოიყენება სპეციალური ნომოგრამები ან ელექტრონული გამომთვლელი მანქანები. გამოთვლები ემყარება მრუდების ექსტრემალური მნიშვნელობების გამოყენებას

გრაპიტაციული ველის გამოყენება უმაღლესი გეოდეზიისა და გეოლოგიის პრობლემების გადასაწყვეტად

§1. გეოიდის ფორმის განსაზღვრა გრაპიტაციული მონაცემებით

დედამიწის ფორმისა და სიდიდის შესწავლა უმაღლესი გეოდეზიის საგანს შეადგენს; ამ მიზნით იგი იყენებს გრადუსულ გაზომვის მეთოდს, ხოლო ამ ბოლო პერიოდში დაკვირვების კოსმოსურ მეთოდებს, რომლებიც არსებითად გეომეტრიულია.

XVII საუკუნის მეორე ნახევარში ნიუტონმა აღმოაჩინა მსოფლიო მიზიდულობის კანონი და მისი დახმარებით გამოთქვა მოსაზრება იმის შესახებ, რომ დედამიწა სფერო კი არაა, არამედ მცირე კუმშვის სფეროიდაა, რაც მალე გრადუსულმა გაზომვებმაც დაადასტურეს. ეს მეთოდი თავისი შინაარსით ფიზიკურია, რადგან ემყარება სიმძიმის ძალის დაძაბულობის შესწავლას დედამიწის ზედაპირზე და დღეს უკვე წარმოადგენს გარკვეულ მიმართულებას მეცნიერებაში, რომელსაც დედამიწის ფორმის თეორია ანუ გეოდეზიური გრავემეტრია ეწოდება.

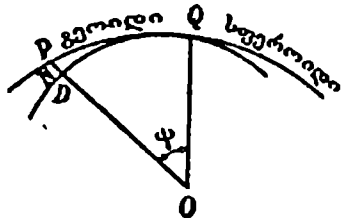
გრავემეტრიულ მონაცემთა დიდი მნიშვნელობა დედამიწის ფორმის შესწავლის საქმეში დადასტურებულია ისეთი ფუძემდებელი თეორემებით, როგორიცაა: კლეროს თეორემა (II, §3), რომელიც ამყარებს დამოკიდებულებას დედამიწის კუმშვის კოეფიციენტსა და სიმძიმის ძალის აჩქარებას შორის; სტოქსის თეორემა (გამოქვეყნდა 1849 წ.), რომელიც საშუალებას იძლევა განესაზღვროთ გეოიდის ფორმა თუ ცნობილია სიმძიმის ძალის ანომალია დედამიწის მთელ ზედაპირზე; ვენინგ მენისის თეორემა (გამოქვეყნდა 1928 წ.), რომელიც გვიჩვენებს, თუ როგორ გამოითვლება შვეული ხაზის გადახრა გრავემეტრიული მონაცემებით; მპოლოდენსკის გეოდეზიური სიმაღლის განსაზღვრის მეთოდი, (გამოქვეყნდა 1945 წ.). რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ რეალური დედამიწის ფორმის დასადგენად საკმარისია ვიცოდეთ მანძილები საფარდი ელიფსოიდიდან დედამიწის ფიზიკურ ზედაპირამდე.

ჩვენ აქ შეგვიძლია მხოლოდ მოკლედ შევჩერდეთ ამ საკითხებზე და აღვნიშნოთ ძირითადი შედეგი გეოიდის ფორმის შესწავლისა.

ამასთან დაკავშირებით, განვიხილოთ სტოქსის თეორემა.

ვთქვათ, ცნობილია დედამიწის საერთო ზასა M , მისი ბრუნვის კუთხური სიჩქარე და N დონებრივი ფართეული, რომელიც მოიცავს დედამიწის მთელ მასას. ამ შემთხვევაში სიმძიმის ძალის პოტენციალი U და თვით სიმძიმის ძალა g შეიძლება ცალსახად იქნეს განსაზღვრული როგორც N ფართეულზე, ისე მის გარე სივრცეში და ამავე დროს დამოუკიდებლად იმისა, თუ როგორაა მასები განაწილებული მის შიგნით. ეს თეორემა გამოყენებულია კერძო შემთხვევისათვის, სახელდობრ, როცა N ფართეული არის სფერო ან სფეროიდი. სწორედ ასეთი ფორმის დედამიწის ზედაპირზეა გამოყვანილი სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა და სრულიად არ აყენებს რაიმე პირობას მასების განაწილების შესახებ მის შიგნით (II, §3).

მაგრამ ჩვენთვის უფრო საინტერესოა შემბრუნებული ამოცანა: ცნობილია სიმძიმის ძალა g , და საჭიროა ვიპოვოთ N დონებრივი ფართეული. ამ ამოცანის გადასაწყვეტად მიმართავენ შემდეგ ხერხს. აირჩევენ რომელიმე ზედაპირს, რომელიც ახლოსაა გეოიდთან. ვთქვათ, ეს არჩეული ზედაპირი, რომელსაც საფარდი ზედაპირი ეწოდება, მცირე კუმშვის სფეროიდი. ამავე დროს, დაცულ უნდა იქნეს პირობა: როგორც გეოიდი, ისე სფეროიდი მოიცავენ თავიანთ შიგნით დედამიწის მთელ მასას და ეს ფართეულები უნდა ბრუნავდნენ საერთო ღერძის ირგვლივ ერთი და იმავე კუთხური სიჩქარით.



ნახ. 126. სტოქსის თეორემის საფუძვლად.

გეოიდის ფართეული ამ შემთხვევაში შეიძლება იქნეს განსაზღვრული, თუ სფეროიდის ნებისმიერ D წერტილში (ნახ. 126) ცნობილი იქნება $N=PD$ მანძილი გეოიდის

შესაბამის P წერტილამდე. მონაკვეთი N ძეგს OP რადიუს-ვექტორზე. მის გამოსათვლელად სტოქსმა მოგვცა შემდეგი ფორმულა:

$$N = \frac{R}{2\pi f} \int_{\sigma} \Delta g F(\psi) d\sigma, \quad (IX.1)$$

სადაც R დედამიწის საშუალო რადიუსია; f - გრავიტაციული მუდმივია; Δg სიმძიმის ძალის ანომალიაა გეოიდზე მდებარე წერტილში, რომელიც ზედაპირის $d\sigma$ ელემენტს შეესაბამება; $d\sigma$ არის კოორდინატთა სათავიდან, ე.ი. დედამიწის სიმძიმის ცენტრიდან, R რადიუსით შემოწერილი სფეროს ზედაპირის ელემენტი; ψ - ცენტრალური კუთხეა (ნახ. 126), ხოლო

$$F(\psi) = \csc \frac{\psi}{2} - 6 \sin \frac{\psi}{2} + 1 - 5 \cos \psi - 3 \cos \psi \ln \left(\sin \frac{\psi}{2} + \sin^2 \frac{\psi}{2} \right). \quad (IX.2)$$

რომელსაც სტოქსის ფუნქცია ეწოდება.

(IX.1) გამოსახულების ინტეგრირება ხდება σ ზედაპირზე; ამიტომ სტოქსის ფორმულის გამოყენებისათვის აუცილებელია ვიცოდეთ სიმძიმის ძალის ანომალია დედამიწის მთელს ზედაპირზე.

პირველი 1934 წელს შეეცადა (IX.1) ფორმულის გამოყენებას, თუმცა მაშინ დედამიწის ზედაპირი არასაკმარის იყო დაფარული გრავიმეტრიული პუნქტებით. მან თავის გამოკვლევაში საფარდ ზედაპირად მიიღო საერთაშორისო ორღერძა სფეროიდი (II, §4), რომლის კუმშვა ჩათვალა $\alpha = 1:297,0$ ტოლად. გამოყენებული გრავიმეტრიული პუნქტების რაოდენობა შეადგენდა 4410, რომლებიც უმთავრესად განაწილებული იყო ევროპაში, ჩრდილო ამერიკაში, შუა აზიასა და ინდოეთში და ანომალია გამოთვლილი იყო რედუქციით თავისუფალ ჰაერში. მან დედამიწის მთელი ზედაპირი დაყო 203

თითქმის თანატოლ უბნად, ფართით $10^{\circ} \cdot 10^{\circ}$. იმ უბნებისათვის, რომლებზედაც მოიპოვებოდა სიმძიმის ძალის მონაცემები, გამოითვალა ანომალია თავისუფალ ჰაერში, როგორც საშუალო ყველა დაკვირვებიდან; დანარჩენი უბნებისათვის ანომალიების სიდიდე მიიღო ამ უბნებისათვის გამოთვლილი იზოსტაზიური შესწორების ტოლად, მხოლოდ შებრუნებული ნიშნით.

(IX.1) ფორმულაში შემავალი ინტეგრალი პირველნაწილად წარმოადგინა შემდეგი სასრულო ჯამის სახით

$$\int S(\psi) \Delta g d\sigma = \sum S(\psi)_q \Delta g_q, \quad (IX.3)$$

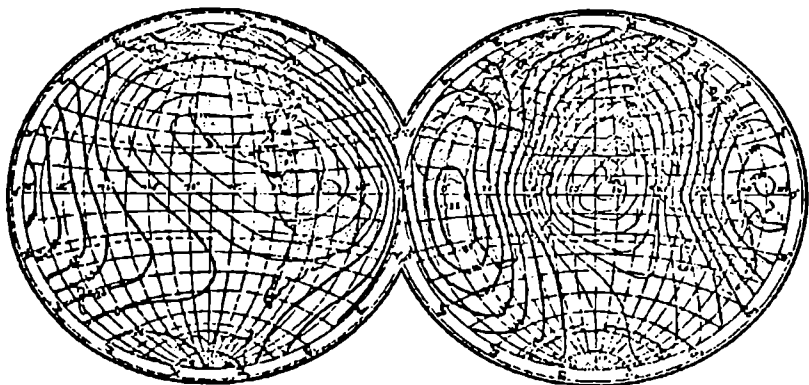
სადაც $q = d\sigma = 10^{\circ} \cdot 10^{\circ}$ არის ფართი ზემოხსენებული უბნისა, რომელიც მდებარეობს ერთეული რადიუსის მქონე სფეროს ზედაპირზე; Δg_q

საშუალო ანომალიაა ამავე უბანზე; $S(\psi)_q$ არის $S(\psi)$ ფუნქციის მნიშვნელობა უბნის შუა წერტილისათვის.

ამგვარი წესით პირველნაწილად გამოთვალა გეოიდის გადახრა სფეროიდიდან 62 პუნქტში, რომლებიც მდებარეობენ გრავიმეტრიულად უკეთ შესწავლილ რაიონებში, ე.ი. დედამიწის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში. გამოთვლებით გამოიჩინა, რომ გეოიდი ყველაზე მეტად ამაღლებულია (85მ) სფეროიდიდან წყნარ ოკეანეში ($\phi = 20^{\circ}$, $\lambda = 180^{\circ}$), ხოლო ყველაზე მეტად დადაბლებულია (-115მ) ატლანტიკაში ($\phi = 40^{\circ}$, $\lambda = 70^{\circ}$). ერთი ასეთი ამაღლება აღმოჩნდა კიდევ ევროპაში და დადაბლება - ამერიკაში.

ი. ჟონგოლოვიჩმა 1952 წელს ჩაატარა უფრო დასაბუთებული ცდა გეოიდის ფორმის განსაზღვრისა, რისთვისაც მან გამოიყენა 26000 გრავიმეტრიული პუნქტი და Δg გამოსახა სფერული ფუნქციებით. დედამიწა დაყო 410 სექტორად და (IX.1) ფორმულის საფუძველზე ამ სექტორების ცენტრებისათვის გამოთვალა N სიდიდე.

ჟონგოლოვიჩის გამოთვლებმაც (ნახ.127) დაადასტურა, რომ გეოიდს აქვს ორი მაქსიმუმი: აფრიკის დასავლეთით გვინეის



ნახ. 127. გეოიდის ფორმა ა. ჟონგოლოვიჩის მიხედვით სამედიკო ელიფსო. ლისათვის
 $\alpha = 1:296$, $\alpha' = 1:32\ 000$, $\lambda = 6^\circ$ დასავლ.

ობეში (+136მ) და ახალი გვინეის აღმოსავლეთით ატლანტიკის ოკეანეში (+120 მ), და ორი მინიმუმი: ჩრდილო და სამხრეთ ამერიკის შუა (-97მ) და ცეილონის სამხრეთით (-160მ). აღსანიშნავია, რომ გეოიდის მინიმუმი და მაქსიმუმი ძირითადად ეკვატორის გასწვრივ გამოიყოფა, რაც დედამიწის შიგნით მასების სათანადო განაწილებით აიხსნება.

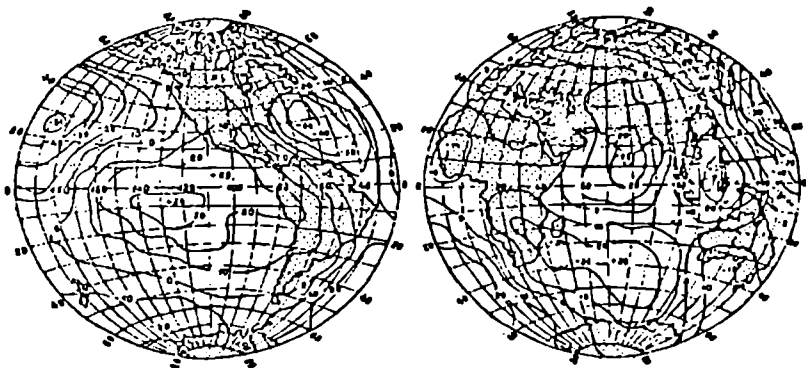
აკეასიაში გეოიდის ფორმა გრავიმეტრიული მონაცემებით განსაზღვრა ეჭიქიამ სტოქსის თეორემის საფუძველზე.

გეოიდის ფორმა განისაზღვრება აგრეთვე ასტრონომიულ-გრავიმეტრიული ნიველორების გზით. ჩვენ ამ საკითხზე არ შევჩერდებით, მხოლოდ მიუთითებთ, რომ ამ მეთოდის მნიშვნელოვანი განვითარება და გამოყენება მ. პოლოდენსკის ეკუთვნის.

○ დრო და დრო ივსებოდა დედამიწა გრავიმეტრიული პუნქტებით და გეოიდის განსაზღვრაც უფრო და უფრო სრულყოფილი ხდებოდა. (IX.1) და (IX.2) ფორმულების დახმარებით ჰეისკანენმა (1958 წ.) წარმოადგინა გეოიდის დაზუსტებული სახე. რისთვისაც მან

გამოიყენა შეუდარებლად უფრო მდიდარი მონაცემები სიმძიმის ძალის ანომალიისა, ვიდრე მისმა წინამორბედებმა. ჰეისკანენმა ჩაატარა ფაის ანომალიის ინტერპრეტაცია გეოლოგიური პირობების გათვალისწინებით, ხოლო იქ, სადაც ამის შესაძლებლობა არ იყო, ანომალია ნულის ტოლად მიიჩნია და შეადგინა გეოიდის რუკა დედამიწის ჩრდილო ნახევარსფეროსთვის. ის თვლიდა, რომ სამხრეთ რაიონებისათვის გრავიტაციული მასალა საკმარისი არ იყო.

ჰეისკანენისა და ჟონგოლოვიჩის გეოიდის რუკები მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან და ამიტომ მიზანშეწონილად იქნა ცნობილი ამ კვლევის გაგრძელება, რომელიც მაშინ



ნახ. 128. გეოიდის უორმა კულამ მიხედვით ორდერმა ელიფსოიდისათვის
 $\alpha = 1:298, 26$.

(1961წ.) კაულამ შეასრულა. რიგი მოსაზრებებით ამისი რუკა (ნახ. 128) უფრო ზუსტად უნდა ჩაითვალოს; კუმშვის სიღრმე მიღებულია $1:298, 26$, რაც თანამედროვე კოსმოსურ განსაზღვრებს შეესაბამება.

დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრების შექმნამ წარმოშვა შესაძლებლობა გეოიდის სიმაღლის განსაზღვრისა რადიოალტიმეტრიული დაკვირვებით თანამგზავრიდან: ეს მეთოდი, რომელიც 1973 წლიდან ინტენსიურად ვითარდება და გეოიდის დიდი სიზუსტით განსაზღვრის საშუალებას იძლევა ოკეანეებზე, ხმელეთის პირობებში დიდ სირთულეებს აწყდება. მეთოდის სიზუსტე 0,1 მ აღწევს და ამიტომ წარმატებით გამოიყენება აგრეთვე ზღვის მიმოქცევის ტალღების სიმაღლისა და მსოფლიო ოკეანის ზედაპირის ტოპოგრაფიის შესასწავლად, აგრეთვე თანამგზავრის ორბიტის ელემენტების დასაზუსტებლად. ამ მეთოდის საშუალებით განისაზღვრება შებრუნე-

ბული ამოცანა - დედამიწის გრავიტაციული მოდელის აგება ოკეანეებზე ალტიმეტრიული მონაცემებით და ნორმალური დედამიწის პარამეტრების დაზუსტება.

ამ მეთოდის გამოყენებით რ.რაპმა (1979წ.) დაადგინა გეოიდის ფორმა ატლანტიის, წყნარი და ინდოეთის ოკეანეებისათვის, ხოლო კალუმ და სხვებმა (1978წ) ინდოეთის ოკეანისათვის საზღვაო გრავიმეტრიული დაკვირვებებით. ინდოეთის ოკეანეზე აღნიშნული სხვადასხვა მეთოდებით დადგენილი გეოიდის ფორმა კარგად ეთანადება ერთმანეთს, მაგრამ ალტიმეტრიული მეთოდის უპირატესობა მაინც უდავოა, თუ მივიღებთ მხედველობაში გაზომვის მაღალ სიზუსტეს და ოპერატულობას.

საერთოდ უნდა აღინიშნოს დედამიწის ფიგურისა და შინაგანი აგებულების შესწავლის საქმეში კოსმოსური მეთოდების გამოყენების უდიდესი როლი. კერძოდ, დედამიწის პოლარული და ეკვატორული ასიმეტრიის დადგენა, პლანეტების გრავიტაციული ველისა და შინაგანი აგებულების დადგენა. მათი დახმარებით სრულდება დედამიწის გრავიტაციული ველის ფუნდამენტური პარამეტრების და ფიგურის დადგენა, სრულდება გეოდეზიური სვლა არქტიკიდან ანტარქტიკამდე, შეისწავლება მთვარისა და მზის სისტემის პლანეტების გრავიტაციული ველი. ძნელია იმის წინასწარმეტყველება, თუ რა ახალ აღმოჩენებს მოუტანს კაცობრიობას კვლევის კოსმოსური მეთოდები.

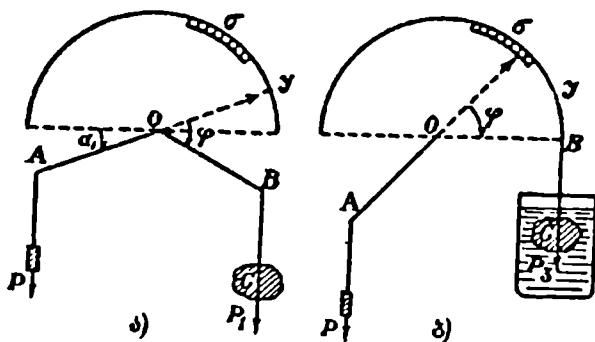
გ2. დედამიწის ძეგლისა და ზედა მანტიის აგებულების შესწავლა ბრავიმეტრიული მეთოდებით

გ2.1. ქანების სიმკვრივე

ქანების სიმკვრივე σ არის შეფარდება ნიშნის m მასისა მის v მოცულობასთან. სიმკვრივე ქანის ერთ-ერთი ფიზიკური პარამეტრია, რომლის სხვადასხვაობაზეა დამოკიდებული გრავიმეტრიული მეთოდის გამოყენების შესაძლებლობა გეოდეზიური და გეოლოგიური პრობლემების გადაწყვეტისათვის. აქედან ცხადია, თუ რადიდი მნიშვნელობა აქვს ქანების სიმკვრივის შესწავლას, რომლისთვისაც სხვადასხვა მეთოდი არსებობს.

თანამედროვე განსაზღვრების დროს გამოიყენება ნ. სამსონოვის ხელსაწყო, რომელსაც დენსიტომეტრი ეწოდება. ეს ხელსაწყო საშუალებას იძლევა პარტიკულ და სწრაფად განისაზღვროს ქანის სიმკვრივე 0,02 გ/სმ სიზუსტით, რაც დამაქმყოფილებლად უნდა ჩაითვალოს, რადგან ერთ ადგილზე ერთი და იმავე ქანიდან აღებული ნიშნის სიმკვრივე, ჩვეულებრივად მოსალოდნელია ამ ფარგლებში იცვლებოდეს.

ნ. სამსონოვის დენსიტომეტრის იდეა მდგომარეობს შემდეგში: 0 წერტილში გამავალი პორიზონტული ღერძის ირგვლივ ბრუნავს AOB ბერკეტი, რომლის I მხრები ტოლია $AO=OB$, მაგრამ ადგენენ ერთ-



ნახ. 122. ნ. სამსონოვის დენსიტომეტრის პრინციპული სკემა.

მანეთთან $180^\circ - \phi$ კუთხეს (ნახ. 129). ვთქვათ, B წერტილში ჩამოკიდეთ ქანის ნიმუში P_1 წონისა და მოვიყვანეთ იგი წონასწორობაში A წერტილში ჩამოკიდებული P ტვირთის საშუალებით ისე, რომ OA მხარი პარიზონტთან ადგენდეს α_1 კუთხეს, ხოლო მისი გაგრძელება OB -სთან - ϕ კუთხეს. მაშინ, წონასწორობის მდებარეობაში OA მხარეზე მოქმედი ძალთა მომენტი ტოლი იქნება $p \cos \alpha_1$, ხოლო OB მხარეზე მოქმედისა - $P_1 \cos(\phi - \alpha_1)$, რომლებიც ერთმანეთის ტოლია, ე.ი.

$$p \cos \alpha_1 = P_1 \cos(\phi - \alpha_1). \quad (IX.4)$$

როცა ნიმუშს წყალში ჩავეშევით, მაშინ იგი დაკარგავს თავისი წონის გარკვეულ ნაწილს, ბერკეტის OA მხარი ძირს დაიხრება და დაიკავებს ახალ მდებარეობას, რომელსაც შეესაბამება მის მიერ პარიზონტთან შედგენილი α_2 კუთხე. აღვნიშნოთ ნიმუშის წონა წყალში P_2 -ით; მაშინ, ანალოგიურად (IX.4)-ისა, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$p \cos \alpha_2 = P_2 \cos(\phi - \alpha_2). \quad (IX.5)$$

განვსაზღვროთ (IX.4) და (IX.5) განტოლებებიდან P_1 და P_2 , რომელთა სხვაობა არქიმედეს კანონის საფუძველზე ნიმუშის მოცულო-

ბაა და ჩავსვათ ისინი ფორმულაში $\sigma = \frac{P_1}{P_1 - P_2}$ მივიღებთ:

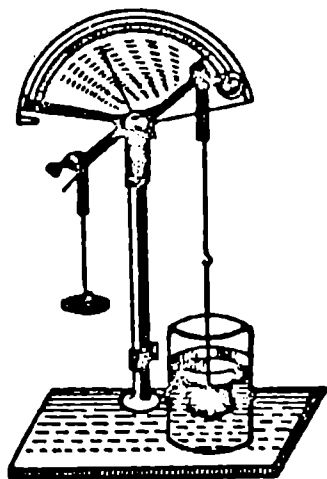
$$\sigma = \frac{\cos \phi + \operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1}$$

აქედან

$$\alpha_2 = \operatorname{arctg} \frac{\cos \phi + \sigma \operatorname{tg} \alpha_1}{\sigma - 1} \quad (IX.6)$$

რაგორც ვხედავთ, ამ ფორმულიდან p გამოირიცხა, რაც იმის მაჩვენებელია, რომ (IX.6) სამართლიანია p -ს ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის. ამიტომ ყოველი P_2 -სათვის შეგვიძლია შევარჩიოთ ისეთი p , რომ α_1 იყოს მუდმივი. ამგვარად, (IX.6) ფორმულის მარჯვენა ნაწილში ერთადერთი ცვლადია σ , რომლის ყოველ მნიშვნელობას შეესაბამება α_2 -ის ერთი გარკვეული მნიშვნელობა. ეს დამოკიდებულება საშუალებას იძლევა აიგოს სკალა, რომელზედაც OA ბერკეტის გაგრძელებაზე დამაგრებული ისარი უჩვენებს ქანის სიმკვრივეს ნიმუშის წყალში ჩაშვების შემდეგ.

ნ. სამსონოვის დენსიტომეტრის საერთო ხედი ნაჩვენებია 130-ე ნახატზე. ამ ხელსაწყოთი სიმკვრივის განსაზღვრა წარმოებს შემდეგი წესით. მოიყვანენ ხელსაწვოს ვერტიკალურ მდებარეობაში სათანადო შვეულის დახმარებით და დარწმუნდებიან იმაში, რომ ბერკეტი იმყოფება განურჩევით წონასწორობაში; ამ მდებარეობის მიღწევა შეიძლება აგრეთვე ბერკეტის ბოლოში მოთავსებული ხრახნის საშუალებით. შემდეგ ბერკეტის მარჯვენა მხარეზე დაფით ჩამოკიდებენ ნიმუშს და მარცხენა მხარეზე დაკიდებულ ჯამზე საფანტის დაყრით შეეცდებიან მოიყვანონ ბერკეტი ისეთ მდებარეობაში, რომ ისარი სკალაზე უჩვენებდეს მუდმივ ინდექსს (ნახ. 129ა). ეს მდებარეობა შეესაბამება სწორედ მუდმივ α_1 კუთხეს. ბოლოს, ნიმუშს ჩაუ-



ნახ. 130. ნ. სამსონოვის დენსიტომეტრის საერთო ხედი.

შვებენ წყალში ისე, რომ იგი არ ეხებოდეს კუერკლის კედლებს. ამ პირობებში ისარი გადაიწევა ზევით

და შესაფერისი ანათვალი სკალაზე, რომელიც შეესაბამება α_2 კუთხეს, გამოსახავს მოცემულ ჯანის σ სიმკვრივეს.

აღწერილი დენსიტომეტრი გამოიყენება აგრეთვე ჯანის ფორიანობის განსასაზღვრავად, რისთვისაც მას მეორე სკალა და ისარი მოეპოვება.

გეოლოგიური ფორმაციების საშუალო სიმკვრივის დასადგენად საჭიროა მრავალრიცხოვანი გაზომვების ჩატარება, რისთვისაც ზოგ შემთხვევაში აუცილებელი იქნება ნიმუშების აღება კაბურღილებიდანაც. მეტად მნიშვნელოვანია ხსენებული მიზნით აგრეთვე გრავიმეტრიული მეთოდის გამოყენება და ეს იმიტომაც, რომ შრეების საშუალო სიმკვრივის განსაზღვრა მათი ბუნებრივი განფენილობის პირობებში უფრო მეტი სიზუსტით შეიძლება. ეს იდეა ახალი არ არის.

პირველად ასეთი განსაზღვრები ჩაატარა ერიმ 1854 წ. შემდეგ კი შტერნემა 1882-1885 წლებში, ჰეიფორდმა 1902 წ. და სხვებმა, რისთვისაც ისინი სიმძიმის ძალას ზომავდნენ საქანია-ნი აპარატებით შახტებში და ღრმა შურებებში სხვადასხვა ღონეზე.

თანამედროვე მაღალი მგრძნობიარობის გრაკიმეტრები კიდევ უფრო მოხერხებულია ანალოგიური სამუშაოების ფართო მასშტაბით და მეტი სიზუსტით ჩასატარებლად არა მარტო შახტებში, არამედ კაბურღილებშიაც (IV, §7). რისთვისაც სპეციალური კონსტრუქციის გრაკიმეტრებია შექმნილი და სათანადო მეთოდითაა დამუშავებული.

მთის მასივების საშუალო სიმკვრივის განსასაზღვრავად მიმართავენ ცნობილ დამოკიდებულებას

$$\sigma = \frac{1}{2\pi f} \frac{\Delta g}{H_1 - H_2} \quad (IX.7)$$

სადაც

$$\Delta g = (g_1 - g_2) - \frac{\partial \gamma}{\partial r}(H_1 - H_2) + (\delta_1 g - \delta_2 g) + \delta g_\phi,$$

$$\delta g_\phi = \gamma \phi_1 - \gamma \phi_2.$$

აქ g_1 და g_2 მთის მწვერვალზე 1 და ძირში 2 განსაზღვრული სიმძიმის ძალის მნიშვნელობებია, $\frac{\partial \gamma}{\partial r}(H_1 - H_2)$ სიმძიმის ძალის სიმაღლეზე სარედუქციო ფორმულაა; H_1 და H_2 რელიეფის სიმაღლეა ზღვის დონიდან შესაბამისად 1 და 2 პუნქტებში; $\delta_1 g$ და $\delta_2 g$ სიმძიმის ძალაზე რელიეფის გავლენა 1 და 2 პუნქტებში სათანადოდ; δg_ϕ სიმძიმის ძალის რედუქციაა განედის მიხედვით 1 პუნქტიდან 2 პუნქტში. შევნიშნავთ, რომ თუ $\phi_1 > \phi_2$, მაშინ $\delta g_\phi < 0$, ხოლო თუ $\phi_1 < \phi_2$, მაშინ $\delta g_\phi > 0$.

ქანების სიმკვრივეზე ძირითადად გავლენას ახდენს გეოლოგიური ფაქტორები, როგორცაა ქიმიურ-მინერალოგიური შედგენილობა და ფორიანობა.

ამონთხეული და მეტამორფიზებული ქანების და უმეტესად მადნეულთა სიმკვრივე უმთავრესად დამოკიდებულია ქიმიურ-მინერალოგიურ შედგენილობაზე, რადგან ასეთი ქანების ფორიანობა მცირეა (1-2%). კრისტალური ქანების სიმკვრივე ნაწილობრივ აგრეთვე მათ სტრუქტურაზეა დამოკიდებული, რაც იქიდან ჩანს, რომ ერთი და იგივე ქიმიური შედგენილობის მინისებრი ქანის სიმკვრივე უფრო ნაკლებია, ვიდრე კრისტალური ქანისა.

დანალექი ქანებისათვის დამახასიათებელია მეტი ფორიანობა (30-40% - კირქვა, ქვიშაქვა, ცარცი; ზოგ შემთხვევაში მეტიც 50% - თიხა) და გაცილებით ნაკლები მინერალიზაცია. სწორედ ამიტომ დანალექი წყების ქანების სიმკვრივე ძირითადად, ფორიანობაზეა დამოკიდებული. ძველი ასაკის ქანები უფრო მკვრივია.

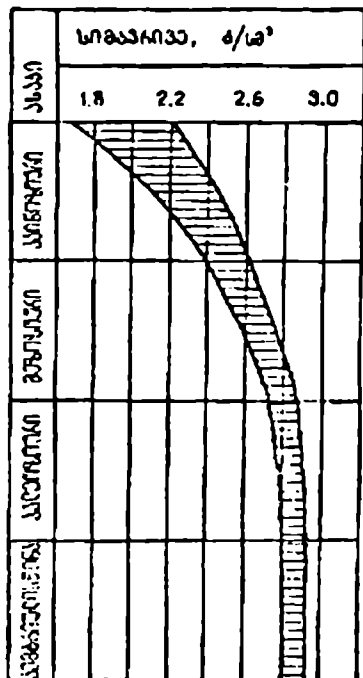
რადგან მეტ გეოტექტონიკურ პროცესებში მიიღო მონაწილეობა და ამიტომ მეტად შემჭიდროებულია. ვიდრე უფრო ახალგაზრდა ასაკის ქანები.

გრავემეტრიული მეთოდით განსაზღვრულია მთის მასივების საშუალო სიმკვრივის მნიშვნელობები საქართველოს რიგი რაიონებისათვის. მასივების საშუალო სიმკვრივე შემადგენელი ქანების შესაბამისად იცვლება 2.46-3.08 გ/სმ ფარგლებში; მთის მასივების სიმკვრივე კავკასიონის ზოლში ბევრად უფრო მაღალია, ვიდრე უმეტესი მათგანისა მცირე კავკასიონის ზოლში. ეს შედეგი დადასტურებულია დენსიტომეტრიული გაზომვებით.

კავკასიის პირობებში შესწავლილი თიხის, ქვიშაქვის, თიხოვანი ფიქალის, კირქვის და გრანიტული ქანების სიმკვრივეთა ცვლილებას მთელი გეოლოგიური პერიოდის

ფარგლებში - კემბრიულის წინა პერიოდიდან მეოთხეულამდე - ახასიათებს შემდეგი კანონზომიერება: ახალგაზრდა ქანების სიმკვრივე მცირეა და დიდ ფარგლებში იცვლება (1.8-2.1 გ/სმ), ხოლო ასაკთან ერთად სიმკვრივე იზრდება და პალეოზოურისა და კემბრიულის წინა პერიოდში მუდმივი ხდება (2.9-3.0 გ/სმ) (ნახ. 131). ეს ფაქტი მნიშვნელოვანია სხვადასხვა თვალსაზრისით. კერძოდ კი სიმჭიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის ჩატარებისათვის.

დედამიწის ღრმა ფენების სიმკვრივის განაწილების შესახებ წარმოდგენას გვაძლევს კბულების ცხრილი 4 (II თავი, §9). როგორც ერთ-ერთი შესაძლო ვარიანტი.



ნახ. 131. ქანების სიმკვრივის ცვლილების კანონზომიერება კავკასიაში

§2.2. დედამიწის ჰერჯის სიმძლავრის განსაზღვრა ბრავინიშტერიული მეთოდით

50-იანი წლების დასაწყისიდან მოყოლებული დედამიწის ჰერჯისა და ზედა მანტიის აგებულების და ფიზიკური თვისებების გეოფიზიკური მეთოდებით შესწავლაში მნიშვნელოვანი წარმატებები აღინიშნა. ამერიკელმა მეცნიერებმა ვულარდმა და რეიტმა გეოფიზიკური მონაცემების ანალიზის საფუძველზე დაადგინეს, რომ უხეში მიახლოებით არსებობს კანონზომიერი კავშირი დედამიწის რელიეფსა და ჰერჯის სიმძლავრეს შორის ერთ-ეუნიტზე მეინესის ჰიპოთეზის შესაბამისად (II, §8); მათ გააკვირეს, რომ კონტინენტებზე და ოკეანეებზე დედამიწის ჰერჯის სიმძლავრე მკვეთრად განსხვავდება ერთმანეთისაგან. ანალოგიურ დასკვნამდე მივიდნენ სხვა ავტორებიც სეისმომეტრიული (გამაბურცევი, ოუინგი და სხვ.) და გრავიმეტრიული (ბანდრეევი, შერბერტი და სხვ.) მონაცემების ერთობლივი განხილვის შედეგად და შემოთავაზებულ იქნა დედამიწის ჰერჯის სიმძლავრის სიმძიმის ძალის ანომალიით და რელიეფის სიმაღლის მეშვეობით განსაზღვრის საანგარიშო ფორმულები მთლიანად დედამიწისათვის და ცალ-ცალკე კონტინენტებისა (მათ შორის ცალკე მაღალმთიანი და დაბლობი რეგიონებისათვის) და ოკეანეების აკვატორიუმებისათვის (მათ შორის ცალკე შელფისა და სანაპირო ზონებისათვის).

ამ საანგარიშო ფორმულებიდან მოვიყვანთ მხოლოდ ზოგიერთს.

1. ბუგეს ანომალიის განაწილებიდან ჩანს, რომ იგი გარკვეულ ურთიერთობაშია დედამიწის ჰერჯის აგებულებასთან, რომელიც განსაზღვრულია ერის ჰიპოთეზით. ეს ფაქტი დაადასტურა სეისმომეტრიულმა და სეისმოლოგიურმა დაკვირვებებმა. გრავიმეტრიულ მონაცემებსა და დედამიწის ჰერჯს შორის ოდენობითი დამოკიდებულება პირველი მიახლოებით შეიძლება გამოყვანილ იქნეს ბუგეს ცნობილი ფორმულიდან

$$\Delta g = 2\pi f \sigma (H - H_0)$$

ან

$$H = H_0 + \frac{\Delta g}{2\pi f \sigma}$$

სადაც Δg ბუგეს ანომალია, H_0 დედამიწის ჰერჯის სისქეა კილომეტრებში ბუგეს ნულოვანი ანომალიის რაიონში, $f = 66,7 \cdot 10^{-9}$ cgs, σ არის ჰერჯქვეშა ნივთიერებისა და ჰერჯის შემადგენელი ფენის საშუალო დიმეკრიკუთა შორის სხვაობა, რომელიც 0,3-0,5 გ/სმ ფარგლებში უნდა იცვლებოდეს.

ბ. ანდრეევა, განსაზღვრა რა H_0 და $K = \frac{1}{2\pi f\sigma}$ მიიღო შემდეგი საანგარიშო ფორმულა

$$H = 30 - 0,1\Delta g, \quad (IX.8)$$

რომელიც გამოყვანილია კონტინენტური დაბლობისათვის. სხვა ავტორების მიერ H_0 და K რიცხვითი მნიშვნელობები მიღებულია განსხვავებული, შესაბამისად რეგიონის რელიეფური პირობებისა, და ქერქის სისქე გამოითვლება ფორმულებით:

ევლარდის მიხედვით: $H = 32 - 0,09\Delta g$ - მთელი დედამიწისათვის
 $H = (32 - 4,08h) \pm 3$ კმ - შელფისა და სანაპირო ზოლისათვის (h - ზღვის სიღრმეა).

უორზელისა და შერბერტის მიხედვით $H = 33 - 0,055\Delta g$ - დაბლობისათვის
 $H = 33 + 7,21h$ (h - რელიეფის სიმაღლეა)

ფოტიადის და კარატაევის მიხედვით $H = 23,7 - 0,079\Delta g, -0,358H_p + 0,744H_s$
 ციმბირისა და შორეული აღმოსავლეთისათვის. აქ Δg - ბუგეს რეგიონალური ანომალია; H_p - სიღრმეა კრისტალური ფუნდამენტის ზედაპირამდე; H_s - სიღრმეა კონრადის ზედაპირამდე.

ყველა ამ ფორმულაში მიღებულია, რომ H ხაზონან დამოკიდებულია ბუგეს ანომალიასთან, რაც გარდა იშვიათი გამონაკლისი შემთხვევისა სამართლიანი არ არის.

2. გაითვალისწინა რა ეს გარემოება რ. დემენიკაიამ სეისმო-მეტრიული მონაცემების საფუძველზე დაადგინა, რომ დედამიწის ქერქის სისქე $H = 35(1 - 1h0,0037\Delta g)$ მთელი დედამიწისათვის ($1h$ - ჰიპერბოლური ტანგენსია). ეს ფორმულა ქერქის მხოლოდ გასაშუალებულ მნიშვნელობას გვაძლევს დიდ უბანზე, რადგან გამოანგარიშებისათვის გამოიყენება Δg -ს გასაშუალებული სიდიდე. ამიტომაც ამ მეთოდს ავტორმა "გასაშუალებული გრაფიკის" მეთოდი უწოდა. ცხადია, ეს მეთოდი გამორიცხავს შესაძლებლობას ქერქის სტრუქტურულ თავისებურებათა გამოვლინებისა, რაც გეოლოგიური დასკვნებისათვის უდავოდ ნაკლია. ეს და ზემოთ აღწერილი სხვა მეთოდებ-

35-45 კმ. ამით დასტურდება ერის ჰიპოთეზის პრინციპული სისწორე.

რ. დემენიკაიამ ისარგებლა რა სეისმომეტრიული მონაცემებით, მოგვცა ქერქის სისქის განსაზღვრისათვის შემდეგი ფორმულა $H=33th(0,38h - 0,18)+38$ მთელი დედამიწისათვის (th - ჰიპერბოლური ტანგენსია; h - რელიეფის სიმაღლეა). ამ დამოკიდებულების გრაფიკი გარეგნულად ანალოგიურია ზემოთ მოყვანილი გრაფიკისა, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ პორიზონტულ დერძზე ნაცვლად სიმძიმის ძალის ანომალიისა გადაზომილია ჰიპსომეტრიული მონაცემები.

3. როგორც ზევით იყო აღნიშნული (VIII, §7), ბბალავაქმე შეიმუშავა სიმძიმის ძალის ანომალიის მეშვეობით დედამიწის ქერქის აგებულების დამდგენი მეთოდი, რომლის ერთ-ერთი მთავარი ღირსებაა ის, რომ ქერქის შემადგენელი ფენების დანალექი წყების, "გრანიტის" და "ბაზალტის" - სიმძლავრეები განისაზღვრება ცალ-ცალკე. დედამიწის ქერქის წარმოშობისა და განვითარების გარკვევისათვის ეს ფრიად მნიშვნელოვანია. მეთოდს საფუძვლად უდევს მასათა განტოლება, საიდანაც მიღებულია დამოკიდებულება (VIII, 100):

$$\Delta g_g = \sum (\sigma_i - \sigma_0) a_i + (\sigma' - \sigma_0) b + (\sigma'' - \sigma') c + 2\pi f (\sigma' - \sigma_0) (K_2 - H_1).$$

ამ ფორმულით Δg_g მრუდის გამოთვლისათვის საჭიროა შედგენილ იქნეს ქერქის კრილის სავარაუდო მოდელი, რისთვისაც გამოიყენება არსებული შესაფერისი სეისმომეტრიული და გეოლოგიური მონაცემები. სიმძიმის ძალის დაკვირვებული და გამოთვლილი მრუდების თანხედენა, რაც, როგორც წესი, ანომალიის ინტერპრეტაციის პროცესში მოდელის დაზუსტებას მოითხოვს, მიიჩნევა ამოცანის ამოხსნად და ითვლება ერთ-ერთ შესაძლო ჯარიანტად.

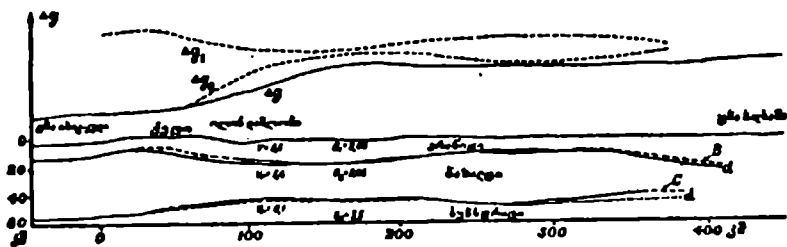
აკად. გ. გამბურცევის მიხედვით (VIII, 100) ფორმულა გვაძლევს შესაძლებლობას განვიხილოთ შემდეგი ამოცანები:

ამოცანა 1. (პირდაპირი). ვთქვათ, მოცემულია სეისმომეტრიული მეთოდით დადგენილი დედამიწის ქერქის კრილი, მაგალ. ისიკყული-ბალხაშის მიმართულებით და შესაბამისი Δg მრუდი (ნახ. 133). თუ σ_0 , σ' და σ'' სათანადოდ "გრანიტის", "ბაზალტის"

და სუბსტრატის ფენების სიმკვრივეებია, რომლებიც მუდმივებადაა მიჩნეული, ვიპოვოთ მათი ისეთი მნიშვნელობანი, რომლებიც უზრუნველყოფენ დაკვირვებული Δg_H და გამოთვლილი Δg_g მრუდების ურთიერთ უკმა დამთხვევას. ამ მრუდებს შორის მცირეოდენი განსხვავება დასაშვებია და მიეწერება სხვადასხვა სახის ცდო-

მიღებას.

დასმული ამოცანის ამოხსნა (VIII.100) ფორმულით გვაძლევს, რომ $\sigma_g = 2,65$, $\sigma' = 2,85$ და $\sigma'' = 3,5$ გსმ³. ხოლო H_1 და K_g შესაბამისად 10 და 40 კმ-ია. სიმკვრივის მიღებული მნიშვნელობები ახლოსაა სინამდვილესთან.



ნახ. 132. დედამიწის ქერქის ჰორიზონტალური და ვერტიკალური მიმართულებით (მრგ. ტანსაცმ. ჰორიზონტალური სივრცით) მიმართული მეთოდით; σ - "ზაზღვრის" შედეგად, ხოლო σ' - სუბსტრატის ანუ მოზოროვიჩისის შედეგად, განსაზღვრული სივრცით მეთოდით, Δg - ზედა და დაქვევებული ანომალია; Δg_1 და Δg_2 სივრცის ძალის გამოთვლილი ანომალია, რომელიც გამოწვეულია შესაბამისად "ზაზღვრის" და სუბსტრატის შედეგების გადახრით ჰორიზონტალური H_1 და H_2 სიბრტყეებიდან (წვეტილი ნაწილები).

ამოცანა 2. (პირდაპირი). განვიხილოთ დედამიწის ქერქის იგივე ქრილი და Δg_g მრუდი (ნახ. 133). მივიღოთ, რომ $\sigma = 2,65$ და $\sigma'' = 3,5$ გსმ³. ხოლო σ' იცვლება პროფილის გასწვრივ პორიზონტალური მიმართულებით. საჭიროა განისაზღვროს σ' -ის ცვალებადობა "ზაზღვრის" ფენაში, რომლის სისქეა $K_g - H_1 = 30$ კმ.

ამოცანის ამოხსნისათვის მიემართოთ (VIII.100) ფორმულას და წარმოადგინოთ იგი შემდეგი სახით

$$\Delta g_g = (2\pi f H - m_1)(\sigma' - \sigma_g) - m_2(\sigma'' - \sigma').$$

აქედან

$$\sigma' = \sigma_g + \frac{m_2(\sigma'' - \sigma') + \Delta g_g}{2\pi f H - m_1} \quad (IX.9)$$

სადაც m_1 და m_2 შესაბამისად $AACC$ და $BBDD$ ზედაპირებს შორის მოთავსებული ერთეულოვანი სიმკვრივის მქონე მასების მიზიდულობა; $H = K_g - H_1$ (ნახ. 123). ორგანოზომილებიანი სხეულებისათვის შედგენილი პალეტის მეშვეობით პროფილის გასწვრივ გამოთვლილი m_1 და m_2 მნიშვნელობების ჩასმა (IX.9) ფორმულაში გვარწმუნებს.

რომ განხილულ პირობებში "ბაზალტის" ფენის სიმკვრივე σ' შეიძლება იცვლებოდეს 2,78 - -2,87 გ/სმ ფარგლებში. ამავე დროს, შეიმჩნევა, რომ "ბაზალტის" ფენის სიმძლავრის გაზრდას შეესაბამება მისი სიმკვრივის შემცირება.

ამოცანა 8. (შებრუნებული). მოცემულია: დედამიწის ქერქის კრილი შედგენილი სეისმოტრიული მონაცემებით, Δg მრუდი და σ_0 , σ' და σ'' მნიშვნელობები (ნახ. 133). ვიპოვოთ Δg -ს მეშვეობით B და C ისეთი გამყოფი ზედაპირები, რომლებიც სათანადოდ უნდა ემთხვეოდეს სეისმომეტრიული მეთოდით განსაზღვრულ "ბაზალტის" (d'') და სუბსტრატის (d) ზედაპირებს, ხოლო გამოთვლილი Δg მრუდი საუკეთესოდ შეერწყას დაკვირვებულ Δg მრუდს.

(VIII.100) ფორმულიდან Δg -ს გამოთვლით ვღებულობთ B და C ზედაპირებს, რომლებიც ნახ. 133-ზე პუნქტირებითაა გამოსახული და მხოლოდ 1-2 კმ არის გადახრილი სეისმური ზედაპირებიდან, სათანადოდ B და C -ს შესაბამისია Δg_1 და Δg_2 პუნქტირებში

წარმოდგენილი მრუდები, რომელთა ჯამური მრუდი კარგად ემთხვევა Δg დაკვირვებულს. მცირეოდენი გადახრა, რომელიც გამოთვლილ და დაკვირვებულ ანომალიურ მრუდებს შორის არსებობს შეიძლება მიეწეროს, კერძოდ, "ბაზალტის" ფენაში სიმკვრივის ვარიაციას, რომლის შესახებაც საუბარი იყო მე-2 ამოცანაში.

ამ ამოცანების განხილვა გვარწმუნებს იმაში, რომ დედამიწის ქერქის აგებულებისა და ფიზიკური თვისებების დადგენა კომპლექსური სეისმო-გრავემეტრიული მეთოდით ფრიად ეფექტურია. გეოლოგიური, სეისმომეტრიული და სხვა გეოფიზიკური (მაგნიტური, გეოთერმული) მონაცემების გათვალისწინება სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის დროს მნიშვნელოვნად ამაღლებს შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის საიმედოებას.

§2.8. რეგიონალური ბრავიტაციული ანომალია, როგორც დედამიწის ღრმა აგებულების არაერთგვაროვნების ანარქიკი

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, სიმძიმის ძალის ანომალიის მთავარი გამოწვევი მიზეზი დედამიწის ქერქის არაერთგვაროვნებაა. ამიტომ, თუ რომელიმე დიდი ტერიტორიისათვის მოგვიპოვება სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკა, რომელიც წარმოადგენს გრავემეტრიული აგეგმვის მონაცემების განზოგადებას, შეიძლება

ემსჯელოთ ამ ტერიტორიის ტექტონიკური დარაიონებისა (ბაქნურ და გეოსინკლინურ არეებს შორის საზღვრების დადგენა, მათ შიგნით ისეთი ძირითადი სტრუქტურული ელემენტების გამოყოფა, როგორიცაა კრისტალური ფუნდამენტის ამოწევა და ჩაძირვა, რღვევის ზოლების გამოვლინება და სხვა) და დედამიწის ქერქის აგებულების შესახებ.

რეგიონალური გრავიმეტრიული რუკის ხარისხობრივ ინტერპრეტაციას მრავალი ფუნდამენტური შრომა მიეძღვნა. ამ შრომებისათვის დამახასიათებელი იყო ცდა დაედგინათ თანაფარდობა სიმძიმის ძალის ანომალიასა და გეოლოგიურ აგებულებას შორის და, ჩატარებულ იქნა გეოტექტონიკური დარაიონება განსახილველი ტერიტორიისა. მათ რიცხვს ეკუთვნის ა. ა. ხანგელსკის, ა. მიხაილოვის, ვ. ფედინსკის და ე. ლუსტიხის მიერ 1937 წელს ჩატარებული პირველი მნიშვნელოვანი გამოკვლევები, რომლებიც შეეხება სიმძიმის ძალის ანომალიის ხარისხობრივ გეოლოგიურ ინტერპრეტაციას. ავტორებს ხელთ ჰქონდათ საქანიათი განსაზღვრის მონაცემების მიხედვით ფაისა და ბუგეს რედუქციებში მათ მიერვე ყოფ. საბჭოთა კავშირის ტერიტორიის უმეტესი ნაწილისათვის შედგენილი სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკები.

ბუგეს ანომალიის განაწილება ყოფ. საბჭოთა კავშირში შემდეგ სურათს იძლევა: დაბლობ ადგილებში, როგორიცაა აღმოსავლეთ ევროპისა და დასავლეთ ციმბირის ბაქნები, ანომალია მერყეობს ნულის მახლობლად და მხოლოდ აქა-იქ გვხვდება მნიშვნელოვანი უბნები, სადაც ანომალია რამდენიმე ათეული მილიგალის საზღვრებში იცვლება. მთაგორიან რაიონებში ბუგეს სიმძიმის ძალის ანომალია, რომელიც აქ ძირითადად უარყოფითია, გაცილებით დიდ ფარგლებში მერყეობს და ხშირად გვევლინება ღრმა გრავიტაციული მინიმუმების სახით. ასეთი ანომალიები გავრცელებულია, კერძოდ, კავკასიაში და შუა აზიაში. აღსანიშნავია, რომ დიდი მნიშვნელობის უარყოფითი ანომალიები ხშირ შემთხვევაში ახასიათებს აგრეთვე მთების წინა და მთებს შორის დეპრესიებსაც (მაგალითად, აფშერონის ნახევარკუნძული, ურალის მთისწინა დეპრესია და სხვა).

თავისთავად ცხადია, რომ გრავიტაციული ველის თავისებურება დაბლობი და მთიანი რაიონებისათვის არის შედეგი იმ გეოლოგიური პროცესებისა, რომელთაც წარმოშვეს განსხვავება ამ რაიონების რელიეფსა და შინაგან აგებულებას შორის.

სიმძიმის ძალის ანომალიის გამომწვევ მიზეზად დასავლეთ ევროპის გეოლოგები ასახელებდნენ დედამიწის ქერქის აგებულებას იმ სახით, როგორც ეს ერის მიერ იყო ჩამოყალიბებული. გულისხმობდნენ, რომ მთაგორიან რაიონებში დანაოჭების პროცესი იწვევს

მასების დაროხებას და ამის შედეგად დედამიწის ქერქის გადატვირთვას ამ ადგილებში ყოველივე ამას თან სდევს ქერქის ჩაზნექვა ბლანტ სიმაში, რომლის შედეგადაც ეს უკანასკნელი პერიფერიებისაკენ გადაინაცვლებს; ამგვარად, შედარებით მსუბუქი სიალი (ქერქი) იკავებს უფრო მკვერივ სიმას (სუბსტრატის) ადგილს და ამის გამო წარმოიშობა მთავორიანი რაიონებისათვის დამახასიათებელი ბუგეს უარყოფითი ანომალია.

აკად. ა. არხანგელსკის აზრით, ბუგეს უარყოფითი ანომალია მთავორიან რაიონებში აიხსნება დედამიწის ქერქის ღრმა ფენების გაფართოებით, რაც განაპირობებს ქერქის სიმკვრივის შემცირებას. ამ პირობებში ტოპოგრაფიული მასების გავლენის მოხსნა სიმძიმის ძალის რედუქციის დროს, როგორც წესი, იწვევს ბუგეს უარყოფითი ანომალიის წარმოშობას. გარდა აღნიშნული ძირითადი ფაქტორისა, რომელიც კმნის სიმძიმის ძალის ანომალიის რეგიონალურ ფონს, არსებობს აგრეთვე სხვა ფაქტორებიც. ასეთია, აკერძოდ, ჩაძირული და დანაოკებული ფუნდამენტი და მასზე განლაგებული მსუბუქი სქელი დანალექი ფენა. თუმცა ხშირია შემთხვევა, როცა ფუნდამენტის ამოწეულ ნაწილს შეესაბამება სიმძიმის ძალის მეტი მნიშვნელობა, ვიდრე მის მოსაზღვრე დეპრესიას, რომელიც ამოვსებულია მსუბუქი ქანებით, მაგრამ ეს არ გვაძლევს უფლებას განმარტავდებელი დებულების გამოთქმისა; სახელდობრ იმისა, რომ ამოწეულ ფუნდამენტს ყველგან შეესაბამება სიმძიმის ძალის მეტი მნიშვნელობა, ხოლო ჩაძირულს - ნაკლები მნიშვნელობა; არის შემთხვევები, როცა კამბრიულის წინა ასაკის მკვერივ ქანების გამოსავალზე, ან როცა ეს ქანები მოახლოებულია ზედაპირთან, გამოვლინებულია უარყოფითი ანომალია. ამის მაგალითები მოიპოვება ბალტიის, აზოვ-პოდოლსკის და ვორონეჟის ფარებზე, კავკასიაში და სხვაგან.

ერთ-ერთ გეოლოგიურ ფაქტორად, რომელიც აგრეთვე განსაზღვრავს სიმძიმის ძალის ანომალიის სიდიდეს, ა. არხანგელსკის მიაჩნია სხვადასხვა პეტროგრაფიული შემადგენლობის ქანების სიმკვრივის ცვლა დანაოკებულ ფუნდამენტში, ხოლო უფრო ნაკლებად, სიმკვრივის ცვლა დანალექ ფენაში. თქმულის დასადასტურებლად იგი იხილავს სიმძიმის ძალის ანომალიის განაწილებას ფინეთსა და ურალში. ფინეთის ტერიტორიაზე მნიშვნელოვანი გავრცელების გრანიტ-რაპაკიების მასივებს შეესაბამება უარყოფითი ანომალია. ურალის ქედზე გამოჩენილი მწვანე ფერის მკვერივ მაგმური ქანები ხასიათდება დადებითი ანომალიით, მაშინ როდესაც სამხრეთ ურალის აღმოსავლეთ ფერდობზე გავრცელებულ გრანიტების ზოლს უპასუხებს უარყოფითი ანომალიები. ასეთი მოვლენა უკავშირდება დედამიწის ქერქის აგებულებას, როგორც ამას ქვე-

მით დავინახავთ.

სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციასთან დაკავშირებით გამოთქმული აზრთა სხვადასხვაობა მაჩვენებელია განსახილველი საკითხის დიდი სირთულისა. მიუხედავად ამისა, გრავიმეტრიული და გეოლოგიური რუკების ერთდროულ ანალიზს აკად. ა. არხანგელსკი ფრიად მნიშვნელოვან დასკვნამდე მიჰყავს დანაოკებული ფუნდამენტის სტრუქტურის შესახებ. ამ დასკვნებს ზოგ შემთხვევაში შეაქვთ არსებითი შესწორება წინათ არსებულ გეოლოგიურ წარმოდგენებში და ამყარებენ სრულიად განსხვავებულ კავშირს სხვადასხვა ტექტონიკურ ერთეულებს შორის. ასე მაგალითად, გრავიმეტრიული მონაცემების საფუძველზე ურალის ტიან-შანისა და დონეცკის აუზის დანაოკებულ სისტემებს შორის კავშირი გაგებულია ახლებურად, ვიდრე ეს მანამდე არსებულ გეოლოგიურ ლიტერატურაში იყო გაშუქებული.

სიმძიმის ძალის ანომალიის ზემოხსენებული ინტერპრეტაცია იმაზე მიუთითებს, რომ ანომალიის გამომწვევ მთავარ მიზეზად ქერქის მთლიანი აგებულება უნდა იქნეს მიჩნეული. ეს დასტურდება სხვა გეოფიზიკური მონაცემების, კერძოდ, სეისმოლოგიისა და ღრმა სეისმური ზონდირების მეთოდით მოპოვებული მონაცემების საფუძველზე. უფრო მეტიც, ამ მონაცემების გამოყენებით შეიძლება გაირკვეს დედამიწის ქერქის მთავარი შემადგენელი ფენების როლი სიმძიმის ძალის ანომალიის შექნაში. ნათქვამის დასადასტურებლად ქვემოთ განხილული იქნება სიმძიმის ძალის ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციის შედეგები.

აკად. გ. გამბურცევის ხელმძღვანელობით, 1949-1953 წლებში, ჩატარდა დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლა სეისმოზონდირების მეთოდით ჩრდილო ტიან-შანის რაიონში ტბა ისიკ-ყულსა და ტბა ბალხაშს შორის. სეისმური პროფილები, რომლებიც ამ ორ ტბას აერთებენ, კვეთენ კუნგეი ალა-ტაუს მთების სისტემას და ილისა და ბალხაშის დაბლობებს. სეისმომეტრიული მონაცემების მიხედვით აგებული დედამიწის ქერქის კრილი ერთ-ერთი პროფილის გასწვრივ წარმოდგენილია ნახ. 133-ზე. ამ ნახაზიდან ჩანს, რომ განსახილველ რაიონში ქერქი შედგება "ბაზალტისა" და "გრანიტის" ფენებისაგან; დანალექი ფენა აქ თითქმის არ არსებობს, თუ არ ჩავთვლით ილის დაბლობს. "ბაზალტის" ფენის ზედაპირი, როგორც ადვილად შევამჩნევთ, იმეორებს რელიეფის ზედაპირს; მოზოოვიჩიჩის ზედაპირი კი თითქმის სარკისებურ ანარეკლს წარმოადგენს რელიეფის ზედაპირისა.

ჩრდილო ტიან-შანის რაიონი ხასიათდება ბუგეს დიდი უარყოფითი ანომალიით, რომელიც კუნგეი ალა-ტაუს მიმართულებით მკვეთრად წყნარდება.

ზემოთ აღწერილი სიმძიმის ძალის რეგიონალური ანომალიის ხარისხობრივი ინტერპრეტაცია შეიძლება განხილულ იქნეს, როგორც პირველი ეტაპი ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციისა. ეს რომ მართლაც ასეა, დაერწმუნებით კავკასიის ტერიტორიაზე ბუგეს ანომალიის შესატყვისობის განხილვით გეოლოგიურ სიტუაციასთან. ამასთან დაკავშირებით, პირველ ყოვლისა აღვნიშნოთ, რომ კავკასია მიმდებარე ზღვების აქვატორიუმებით ხასიათდება მკვეთრად შესფოთებული გრავიტაციული ველით. კავკასიის გრავიმეტრიულ რუკაზე მკაფიოდ გამოიყოფა რამდენიმე პირველი და მეორე რიგის რეგიონალური ანომალია (VII, §3), რომელიც შეიძლება ასე წარმოვიდგინოთ:

იალბუჯის ანომალია - კავკასიაში ყველაზე დიდია თავისი გავრცელებითა და ინტენსივობით. ანომალიის მინიმუმი (-150 მგალი) ემთხვევა იალბუჯი - კოშტანტაუს მიდამოებში ამოწეულ უძველეს კრისტალურ ქანებს;

აღმოსავლეთი აზერბაიჯანის ანომალია - კასპიის ზღვის ცენტრალურ ნაწილში უარყოფითი მნიშვნელობისაა (-140 მგალი) და მოიცავს სქელი დანალექი წყებით დაფარულ დიდ ტერიტორიას;

ტალიში-ვანდაშის სუბმერიდიანული მიმართულების დადებითი ანომალიის ზოლი, რომლის მაქსიმუმი (+50 მგალი) გამოვლენილია ტალიშის მკვრივი ქანებისაგან წარმოქმნილი მთების არეში;

მთიანი დაღესტნის ანომალია - სუბგანედური მიმართულების უარყოფითი ანომალიაა (-140 მგალი), რომელიც გაბატონებულია მკვრივი ქანების გავრცელების ტერიტორიაზე;

ჩავახეთი-სომხეთის ზეგანის ანომალია გამოირჩევა სიმძიმის ძალის დიდი უარყოფითი მნიშვნელობით (-150 მგალი), მოზაიკური აგებულებისაა და გავრცელებულია მესამეულში გამოვლენილი ვულკანური პროცესების არეში;

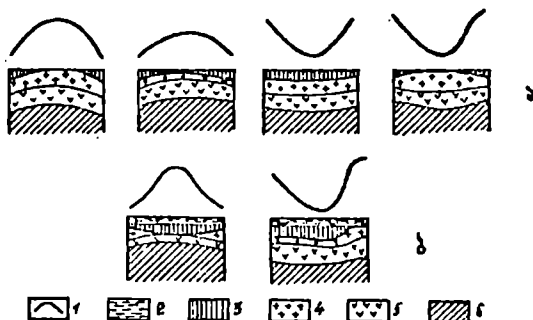
თბილისის ანომალია - ინტენსიური ზონალური ანომალიაა. მოიცავს მტკვრის ცენტრალურ (ქართლ-კახეთის) დეპრესიას, თრიალეთის ქედს და თეთრი წყარო-ბოლნისი-შაუშთან რაიონებს. სამხრეთ-აღმოსავლეთის მიმართულებით ანომალია ვრცელდება შორს, კასპიის ზღვის სამხრეთი რაიონისაკენ;

აჭარის ანომალია - ხასიათდება მკვეთრად გამოვლინებული მაქსიმუმით ციხისძირის რაიონში, რომელიც ჩრდილო - აღმოსავლეთ მიმართულებით მკვეთრად ეცემა და დიდ უარყოფით მნიშვნელობაში გადადის, ხოლო დასავლეთით იზრდება;

ძირულის ანომალია გამოვლინებულია ძირულის კრისტალური მასივის ამოწევის რაიონში და გამოირჩევა სიმძიმის ძალის ზრდით მასივის ცენტრისაკენ, რაც რუკაზე მკაფიო მაქსიმუმითაა წარმოდგენილი.

კოლხეთის ანომალია - უკავია კოლხეთის მთელი დაბლობი და ხასიათდება სიმძიმის ძალის ზრდით შავი ზღვის სანაპიროს მიმართულებით. აღსანიშნავია, რომ ამავე მიმართულებით ადგილი აქვს მსუბუქი დანალექი ქანების სისქის ზრდას ასეული მეტრიდან (ზესტაფონთან) რამდენიმე კილომეტრამდე (ფოთის რაიონში).

როგორც ვხედავთ, ყველა ეს ანომალია ერთმანეთისაგან განსხვავებული ბუნებისაა; ერთ შემთხვევაში კრისტალურ ფუნდამენტზე გამოვლინებულია სიმძიმის ძალის მაქსიმუმი (ძირულის ანომალია), მეორე შემთხვევაში ამოწეულ კრისტალურ მასივს შეესაბამება სიმძიმის ძალის მინიმუმი (იალბუზის ანომალია), ხოლო კოლხიდაში კრისტალური ფუნდამენტის ჩაძირვას მსუბუქი ქანების ქვეშ რამდენიმე კილომეტრის სიღრმეზე შეესაბამება სიმძიმის ძალის ზრდა.



ნახ. 134. დედამიწის ქერქის ტიპური სტრუქტურები კავკასიაში: ა - კონტინენტური ქერქი; ბ - ზუღელი დროული ქერქი. 1 - ბუდეს ანომალია; 2 - წყალი; 3 - დანალექი ფენა; 4 - გრანიტული ფენა; 5 - "ზაზალტური" ფენა; 6 - მანტა.

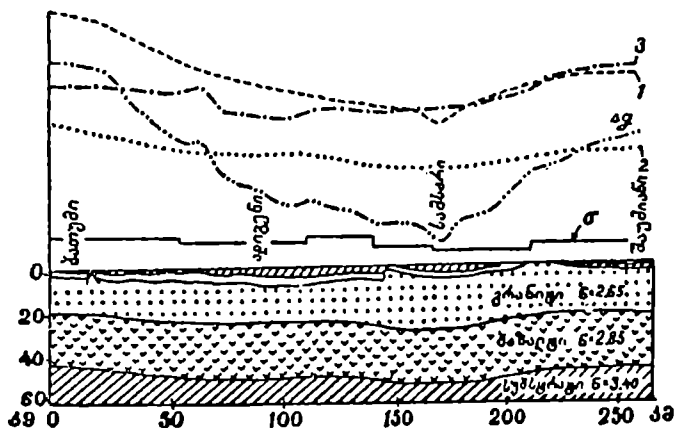
გარეგნულად ერთმანეთის საწინააღმდეგო ეს მოვლენები იმის მაჩვენებელია, რომ სიმძიმის ძალის ანომალიის წარმოშობაზე მოქმედებს არა მარტო ზედაპირული ფენების არაერთგვაროვნება, არამედ ღრმა ფენებისაც; ზოგ შემთხვევაში (მაგალ. ცენტრალური კავკასიონი, კოლხეთი) ამ უკანასკნელთა მოქმედება იმდენად ძლიერია, რომ ფარავს ზედაპირულისას. ამ პირობებში ანომალიის ოდენობითი ინტეგრეტაციის ჩასატარებლად, ე.ი. იმის დასადგენად, თუ სად და როგორაა განლაგებული მთავარი ანომალიური მასები დედამიწის ქერქში, განსაკუთრებით დიდი მნიშვნელობა ენიჭება სხვა გეოფიზიკური და გეოლოგიური მონაცემების გამოყენებასაც.

ამგვარად, აქ აღნიშნული გრავიმეტრიული და გეოლოგიური მონაცემების მიხედვით განსახილველ ტერიტორიაზე ანომალიური ველი ერთ შემთხვევაში (ნახ. 134-ის პირველი რიგი) პირდაპირ

თანაფარდობაშია გეოლოგიურ აგებულებასთან, ხოლო მეორე შემთხვევაში კი (ნახ. 134-ის მეორე რიგი) უკუთანაფარდობაშია. ამ ფაქტის ანგარიშის გაწევა ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაციის დროს ფრიად აახლოებს ქეშმარიტებასთან ამოცანის ამოხსნის შედეგს, რომელიც წარმოადგენს ანომალიის ინტერპრეტაციის მეორე ეტაპს. აახლოებს ქეშმარიტებასთან იმიტომ, რომ დანაღები, "გრანიტული" და "ბაზალტური" ფენების ურთიერთ მოსალოდნელ განლაგებაზე გვაძლევს ერთგვარ წარმოდგენას საანგარიშო მოდელის შექმნის დროს.

§2.4. ილუსტრაცია დედამიწის ქერქის აგებულების კომპლექსური გეოფიზიკური მეთოდებით შესწავლისა

ძირითადი ემპირიული ფორმულები, რომლებიც აღწერილია (IX, §2.2) საშუალებას იძლევა სიმძიმის ძალის ანომალია გადაე-



ნახ. 135. დედამიწის ქერქის აგებულების კრილი ბათუმი-ადიგენ-სამსარი-შუშის მიმართულებაზე. შედგენილი გრაფიკისმო-გეოლოგიური მონაცემების საფუძველზე. Δg - სიმძიმის ძალის ანომალია; 1, 2 და 3 - დანაღები, გრანიტული და ბაზალტური ფენების გავლენის გამოთვლილი პრუდეცია.

სახით დედამიწის ქერქის ან მისი შემადგენელი ძირითადი ფენების აგებულებაში ცალ-ცალკე, მაგრამ ვინაიდან სიმძიმის ძალის ანომალიის ოდენობითი ინტერპრეტაცია ცალსახად არ სრულდება, საჭიროა მივემართოთ ანომალიის კომპლექსურ ინტერპრეტაციას. ე.ი. ქერქის მოდელში გამოვიყენოთ სხვა გეოფიზიკური (სეისმოგ-

ტრიული, მაგნიტური, გეოთერმიული) და გეოლოგიური მონაცემებიც. ქვემოთ მოგვყავს სიმძიმის ძალის ანომალიის კომპლექსური ინტერპრეტაციის რამდენიმე მაგალითი სახასიათო პროფილების გასწვრივ.

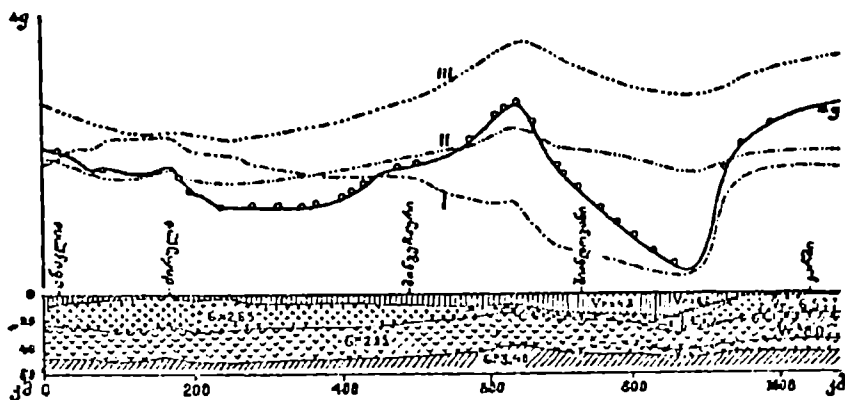
1. ნახ. 135-ზე მოცემული კრილი წარმოადგენს ბათუმი-ადგიგენი-სამსარი-შაუშიანის მიმართულებაზე (VIII.100) ფორმულით დადგენილი დედამიწის ქერქის ყველაზე საყარაუდო მოდელს. Δგ ბუგეს ანომალიის ინტერპრეტაციის დროს გამოყენებულ იქნა გეოლოგიური წარმოდგენები ზედაპირული აგებულების შესახებ, სეისმომეტრიული მონაცემები კრისტალური ფუნდამენტის, "ბაზალტის" და სუბსტრატის ზედაპირების ჩაწოლის სიღრმის შესახებ და გეოლოგიურ წყებათა სიმკვრივის საშუალო მნიშვნელობა σ; ეს უკანასკნელი ნახაზზე დატანილია ტეხილი გრაფიკით და გათვალისწინებული იყო (VIII.100) ფორმულის პირველი წევრის გამოთვლის დროს. ანომალია, როგორც ნახაზიდან ჩანს, ხასიათდება გაშლილი რეგიონალური მინიმუმით, რომელზედაც აღაგ-ალაგ აღინიშნება ლოკალური ანომალიებიც. ეს უკანასკნელი, როგორც გამოთვლილი მრუდი უჩვენებს, აიხსნება დანალექი წყების სიმძლავრისა და სიმკვრივის ცვლილებით. "გრანიტის" ფენა შესქელებულია სამსარის ქედის ქვეშ და, ალბათ ამის გამო, "ბაზალტის" ფენამ განიცადა მცირე ონდულაცია სიმძლავრის შეუცვლელად.

ქერქის საერთო სიმძლავრე განსახილველ რაიონში 40-50 კმ., ხოლო მისი შემადგენელი ფენებისა: დანალექი წყების სიმძლავრე 1-4 კმ.; "გრანიტის" ფენისა - 15-25 კმ და "ბაზალტის" ფენისა - 20-22 კმ ფარგლებში იცვლებიან.

2. შეუდარებლად უფრო მრავალფეროვანია ვარნა-ანაკლია-კარშის მიმართულებაზე იმავე მეთოდით აგებული კრილი. რომლის დროსაც გამოყენებულია სეისმო-გეოლოგიური და ქანების სიმკვრივეთა მონაცემები, რომლებიც პროფილის გასწვრივ მნიშვნელოვნად იცვლება (ნახ. 136). Δგ მრუდზე გამოყოფილია რეგიონალური დადებითი ანომალია შავი ზღვის აუზში, რომლის გაგრძელება აღმოსავლეთით ასეთივე განიერი მინიმუმში, შემდეგ ლოკალური მაქსიმუმში ანომალიის დადებითი მნიშვნელობით, რომელიც შეესაბამება ე.წ. ტალიშ-ვანდამის ამოწევას, დაბოლოს, მკვეთრი რეგიონალური ღრმა მინიმუმში კასპიის ზღვის ცენტრალურ ნაწილში, რომელიც კ.რშის რაიონში (ზღვის აღმოსავლეთი სანაპირო) მთავრდება ნიშანცვლადი მცირე რიცხვითი მნიშვნელობის ანომალიით.

ამ პროფილის გასწვრივაც აღწერილი ანომალიის ინტერპრეტაცია (VIII.100) ფორმულის საშუალებითაა ჩატარებული სეისმომეტრიული, გეოლოგიური და დანალექი წყების სიმკვრიველი მონაცემების გამოყენებით. ინტერპრეტაციის შედეგი (ნახ. 136) ცხადყოფს,

რომ მთლიანად ჭერქისა და, განსაკუთრებით კი, მისი შემადგენელი ფენების სიმძლავრე მნიშვნელოვან ფარგლებში მერყეობს: ჭერქის სიმძლავრე იცვლება 45-48 კმ, ფარგლებში, ხოლო მისი შემადგენელი ფენების სიმძლავრე 0-25 კმ, "გრანიტის" 0-25 კმ, "ბაზალტის" -20-22 კმ ფარგლებში. ეს ყველაფერი კარგად ჩანს ΔG_1 , ΔG_2 და ΔG_3 მრუდეებზე, რომლებიც ასახავენ შესაბამისად დანალექი, "გრანიტული" და "ბაზალტური" ფენების სისქისა და ჩაწოლის სიღრმის ცვალებადობას. ამ მრუდეების ალგებრული ჯამი, რომელიც კარგად ემთხვევა დაკვირვებულ ΔG მრუდს, დატანილია ნახაზზე 136- რგოლების სახით.



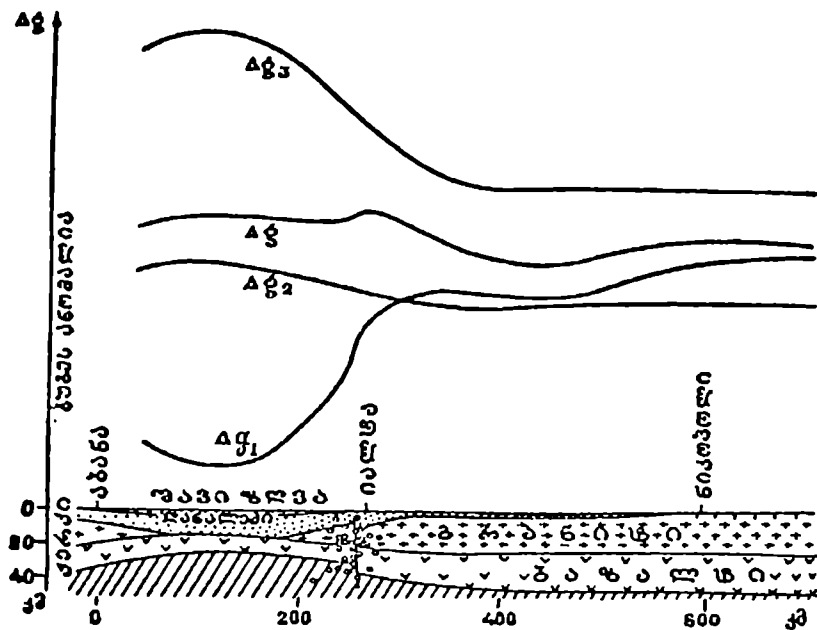
ნახ. 136. დედამიწის ჭერქის კრილი ანკლა-მინერალ-კარმის მიმართულებაზე
(აღნიშვნები იხ. ნახ. 135)

დგენელი ფენების: დანალექის 0-20 კმ, "გრანიტის" 0-25 კმ, "ბაზალტის" -20-22 კმ ფარგლებში. ეს ყველაფერი კარგად ჩანს ΔG_1 , ΔG_2 და ΔG_3 მრუდეებზე, რომლებიც ასახავენ შესაბამისად დანალექი, "გრანიტული" და "ბაზალტური" ფენების სისქისა და ჩაწოლის სიღრმის ცვალებადობას. ამ მრუდეების ალგებრული ჯამი, რომელიც კარგად ემთხვევა დაკვირვებულ ΔG მრუდს, დატანილია ნახაზზე 136- რგოლების სახით.

ყურადღებას იპყრობს განხილულ კრილზე ზღვების აკვატორიების ქვეშ დანალექი წყების გასქელება, მის ქვევით მდებარე "გრანიტის" ფენის გათხელება გამოსოფით და "ბაზალტური" ფენის სიმძლავრის შედარებით სტაბილურობა. დანალექი წყებისა და "გრანიტის" ფენის სიმძლავრეთა ჯამი ხშირ შემთხვევაში მუდმივი სიმძლავრის კომპლექსს ქმნის და ასეთი ფაქტი კანონზომიერ მოვლენად გვევლინება დედამიწის ჭერქის აგებულებაში. ცხადია, რომ ეს დედამიწის ზედაპირული ნაწილის (ლითოსფეროს) განვითარების შედეგია.

3. განვიხილოთ ახლა პროფილი, რომელიც კვეთს შავი ზღვის აკვატორიუმს მერიდიანის გასწვრივ აბანა (თურქეთი) - იალტა-ნიკოპოლის მიმართულებით. შავ ზღვაში ბუგეს ანომალიის აბასია-თებს დიდი დადებითი რეგიონალური ანომალია მაქსიმუმით ცენტრალურ ნაწილში, რომელიც ნაპირებისაკენ მცირდება და ხმელეთის

სანაპირო ზოლში უარყოფით მნიშვნელობაში გადადის. ამ მხრივ გამონაკლისია მთიანი ყირიმის რაიონი, სადაც აღინიშნება მაღალი მნიშვნელობის დადებითი ანომალია.



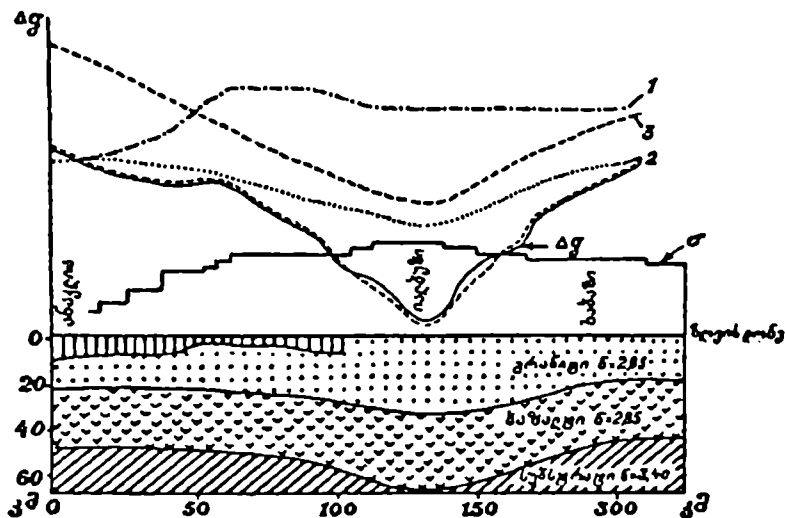
ნახ. 187. დედამიწის ჰერტცის კრიტიკული ანალოგ-ნიკოლოზის მიმართულებით.
(აღნიშვნები იხ. ნახ. 186).

სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაცია (VIII.100) ფორმულის გამოყენებით და სეისმომეტრული, სიმკვრივეთა, სეისმოლოგიური და გეოლოგიური მონაცემების დახმარებით გვაძლევს კრიტს, რომელიც 137 ნახაზზეა ნაჩვენები. ამ მოდელის მიხედვით დანალექი წყება თანდათან სქელდება ნაპირებიდან ზღვის ცენტრალური ნაწილისაკენ.

საინტერესო გავრცელება ახასიათებს "გრანიტის" ფენას: ჩრდილო და სამხრეთ სანაპირო ზონებიდან ზღვის ცენტრალურ ნაწილისაკენ მისი სიმძლავრე თანდათან მცირდება და ბოლოს ისოლება (ქრება); "ბაზალტის" ფენაც მცირდება ზღვის ცენტრალური ნაწილისაკენ, მაგრამ არ გამოისოლება და ცენტრალურ ნაწილში იგი წარმოადგენს სქელი დანალექი წყების ფუძეს, ე.ი. მასზეა განლაგებული. ეს პროფილი საგულისხმოა იმითაც, რომ იგი იალტაში

კვეთს მიწისძვრების ლოკალურ ეპიცენტრალურ ზონას. ნახ. 137-ზე ნაჩვენებია, რომ აქ მიწისძვრის მოვლენები დაკავშირებულია განედური მიმართულების ღრმა რღვევასთან, რომლის გასწვრივ ქერქის შემადგენელი ფენები გადაადგილებულია ვერტიკალურ სიბრტყეში და კმნიან დანალექი წყების ქვეშ კრისტალური ფენის საფეხურს, რომელსაც შეესაბამება Δg მრუდზე გამოვლენილი ლოკალური მაქსიმუმი.

შვენიშნავთ, რომ შავი ზღვა დასერილია ანალოგიური პროფილებით და ყველა მათგანზე გამოვლენილია დანალექი წყების გას-



ნახ. 185. (აღნიშვნები იხ. ნახ. 186).

ქელება და "გრანიტის" ფენის გამოსოფა ცენტრალურ ზღვაში, ხოლო "ბაზალტის" ფენის სიმძლავრის შემცირება ზღვის ცენტრალური ნაწილისაკენ ანალოგიურად იმისა, როგორც ნახ. 137 არის ნაჩვენები. მთელი დედამიწის ქერქისათვის ეს კანონზომიერებაა უფრო მეტიც, როგორც ამ ბოლო დროს დადგინდა ლითონფეროსაც, რომელიც შედგება დედამიწის ქერქისა და ზედა მანტიის ზედა ნაწილის კრისტალური ფენისაგან, ასეთივე კანონზომიერება ახასიათებს სიმძლავრის ცვლილებაში ოკეანეებისა და კონტინენტების ქვეშ.

4. არანაკლებ საინტერესოა დედამიწის ქერქის მოდელი კავკასიონის გადაკვეთაზე ანაკლია-იალბუჯი-ხაბაზის გასწვრივ,

რომელიც ზემოთ ნაჩვენები მეთოდითაა მოღებული. აქ "ბაზალტის" ფენა განიცდის ონდულაციას სიმძლავრის შეუცვლელად, ხოლო "გრანიტის" ფენის სიმძლავრე იცვლება მასზე განლაგებული დანალექი წყების სიმძლავრის უკუპროპორციულად: იქ, სადაც დანალექი გადარეცხილია, "გრანიტის" ფენა მაქსიმალური სიმძლავრისაა, ხოლო სადაც გასქელებულია დანალექი ფენა, იქ "გრანიტის" ფენა შემცირებულია (ნახ. 138).

ზემოთ განხილული რამდენიმე კრილისა და მრავალი სხვათა დახმარებით შედგენილი სქემატური რუკები (ნახ. 139-141) გვაძლევს წარმოდგენას კავკასიაში და მიმდებარე ზღვების ტერიტორიაზე კრისტალური ფუნდამენტის, "ბაზალტური" ფენის და ზედა მანტიის (მოზოროვიჩიის) ზედაპირების ჩაწოლის სიღრმეებზე. ამ ნახაზებიდან ჩანს, თუ რაოდენ რთული მორფოლოგიით ხასიათდება განხილული ზედაპირები.

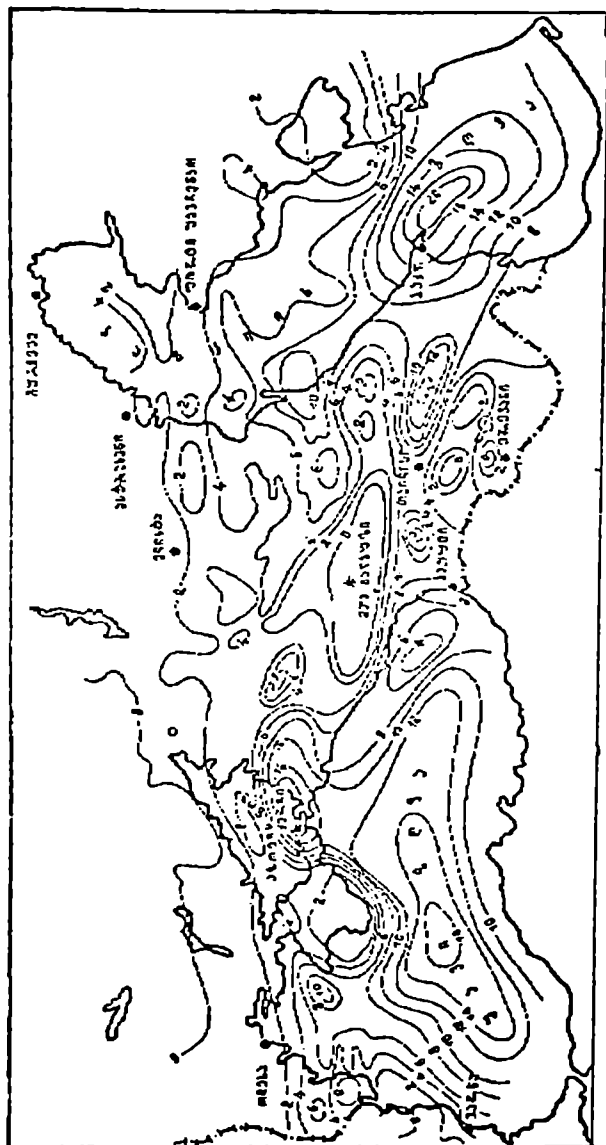
დანალექი წყების სისქე კავკასიის რეგიონში იცვლება 0-20 კმ ფარგლებში (ნახ. 139). ყველაზე სქელია ეს წყება კასპიის (15-20 კმ) და შავი (10-16 კმ) ზღვების აკვატორიუმებში, ქერჩის, ყუბანის, ალაზანი-იორის და მახაჩყალის დეპრესიების რაიონებში (10-14 კმ), ხოლო ყველაზე ნაკლებია (1-5 კმ) ყირიმში, აზოვის ზღვის ჩრდილო ნაწილში, მთლიანად ჩრდილო კავკასიაში, კასპიის ზღვის ჩრდილოეთ და აღმოსავლეთ მხარეში, ჭავჭავთი-სომხეთის ტერიტორიაზე და სხვა ადგილებში, რაც ნახაზზე კარგად ჩანს.

კონრადის (ბაზალტის) ზედაპირის ჩაწოლის სიღრმე იცვლება 15-25 კმ ფარგლებში (ნახ. 140). ყველაზე უფრო ამოწეულია ეს ზედაპირი შავი ზღვის აკვატორიუმში და ტალიშის მთების მხარეში, ხოლო მეტადაა ჩაძირული აზოვის ზღვის, ყუბანის, მთიანი დაღესტნის, ცენტრალური კავკასიონის და სამხრეთი სომხეთის ტერიტორიაზე (20-25 კმ); ჩრდილო კავკასიაში და კასპიის ზღვის ქვეშ იგი განლაგებულია 17-20 კმ სიღრმეზე.

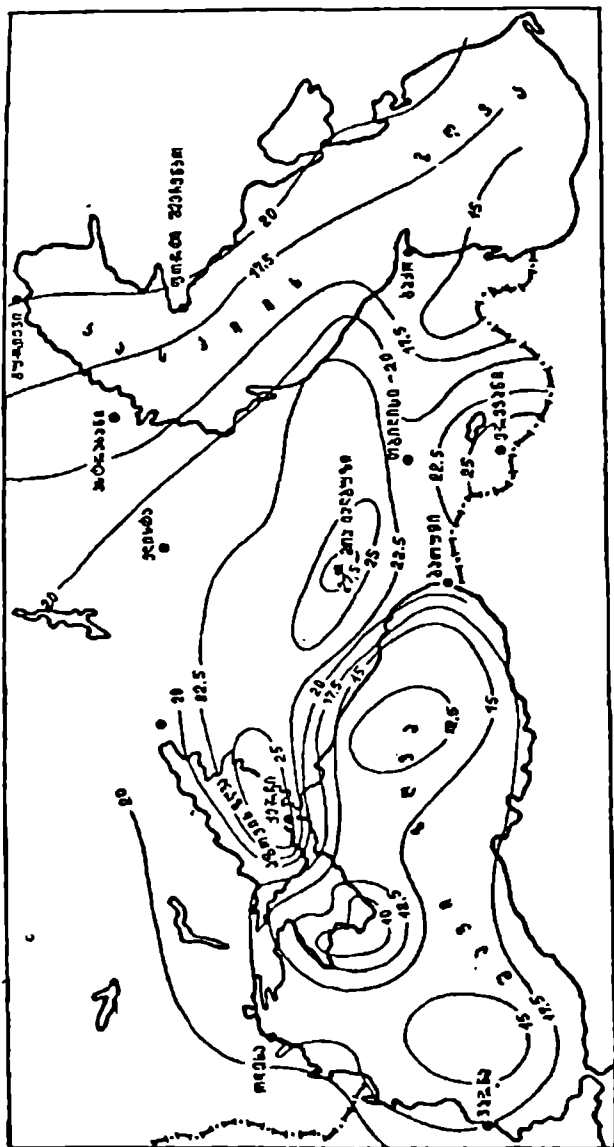
მოზოროვიჩიის ზედაპირის სიღრმე იცვლება 22-55 კმ ფარგლებში (ნახ. 141); ამ ზედაპირის ჩაწოლის სიღრმე მერყეობს შავ ზღვაში 22-35 კმ, კასპიის ზღვაში 35-40 კმ, კარპატების მთებში და კავკასიონის გასწვრივ 40-55 კმ და სამხრეთ კავკასიაში 40-50 კმ ფარგლებში.

მოვიყვანოთ რამდენიმე მაგალითი დედამიწის ქერქის აგებულების შესწავლისა ატლანტიის ოკეანეში გრავი-სეისმომეტრიული მონაცემებით.

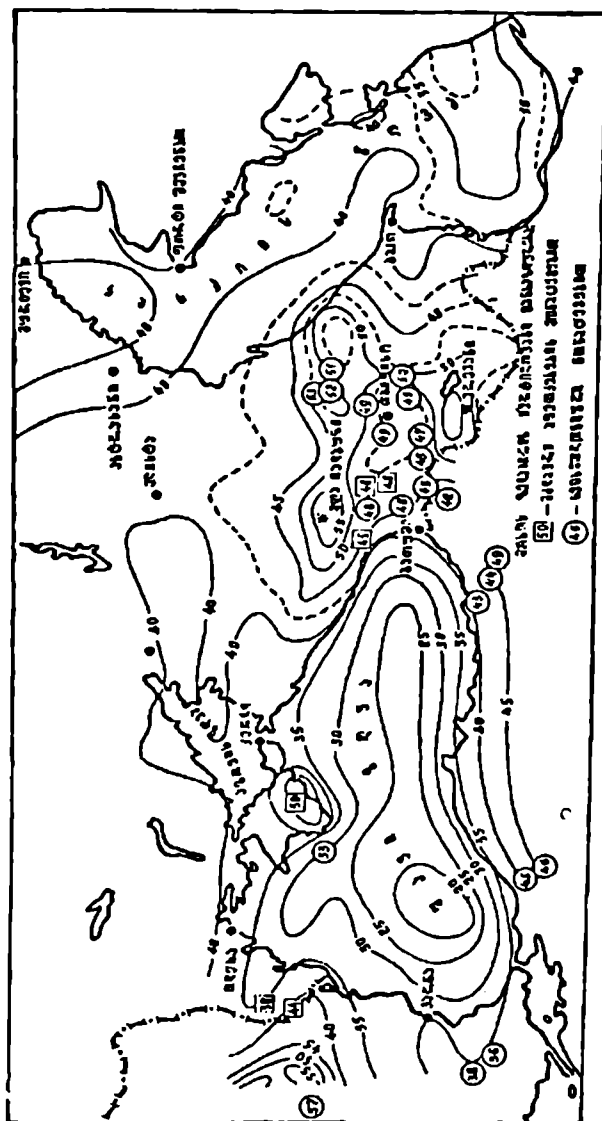
ამერიკელმა მეცნიერებმა ტალვანმა, ხოზენმა და ვორცელმა ჩაატარეს ტუგეს ანომალიის ინტერპრეტაცია შუა ატლანტიის



ნახ. 189. დანადგარ წყლების სიმძლავრის განაწილება კავკასიის და მიმდებარე ზღვების რეგიონში.

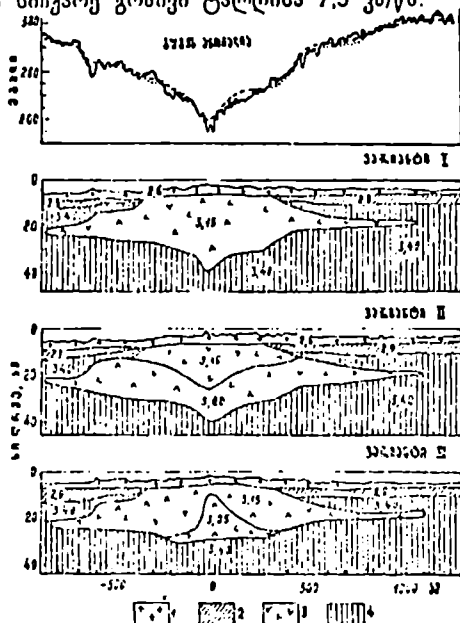


ნახ. 148. კონრადის (ანუ "ბაზალტურა") შედარების ჩაწოდის სიღრმე კავკასიის და მხედრებზე ზღვების რეგონში.



ნახ. 141. მოსკოვიტის (ანუ შედა მანკის) შედასის ჩაწოდის სიღრმე კავკასიის და
მოდების რეგიონში.

ქედის გადაკვეთაზე და წარმოდგენის სამი ვარიანტი, რომლებიც აკმაყოფილებენ დაკვირვებული სიმძიმის ძალის ანომალიის მინიმუმს და ეთანხმებიან სეისმომეტრიულ მონაცემებს (ნახ. 142). ავტორები ამ ანომალიას მთლიანად მიაწერენ დედამიწის ქერქის არაერთგვაროვნებას და უფრო ღრმად ანომალური მასების არსებობას არ ვარაუდობენ. მოზოროვიჩიჩის ზედაპირი, თანახმად მოდელისა, 25-30 კმ სიღრმეზეა და მის ქვემოთ მანტიის სიმკვრივეა 3,40 გ/სმ და სიჩქარე გრძივი ტალღისა 7,5 კმ/წმ.

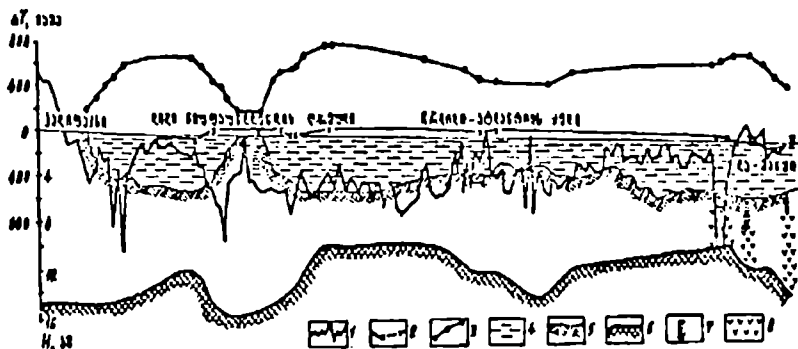


ნახ. 142. შუა ატლანტიკის ქედის ჩრდილო ნაწილში დედამიწის ქერქის აგებულების სამი შესაძლო მოდელი: 1 - კრისტალური ფუნდამენტი; 2 - ოკეანური ფენა; 3 - სახე-შეცვლილი მანტია; 4 - მანტია. ციფრები აღნიშნავენ სიმკვრივის მნიშვნელობას.

ე. კარიაკინის 'მიხედვით გრავიტაციული (ბუგესა და ფაის რედუქციებში) და მაგნიტური ანომალიების კომპლექსური ინტერპრეტაციით დედამიწის ქერქის აგებულება პალიოგეო-ლაზიონის სრულტეს პროფილზე აისახება ნახ. 143-ზე მოცემული მოდელით. რომელიც საუკეთესო მაგალითია იმისა, რომ მასების სიჭარბე მთებისა და დეფექტა ჩაღრმავებათა სახით იზოსტაზიურად კომპენსირებულია შესაბამისად მასების დეფექტით მთების ქვეშ და მასების სიჭარ-

ბით ჩაღრმავებათა ქვეშ. ამას ადასტურებს ფაის ანომალიის ნულოვანი მნიშვნელობა: ქერქის საშუალო სისქე ამ პროფილის გასწვრივ იცვლება 9-15 კმ ფარგლებში.

ნახ. 143-დან ჩანს, რომ შუა ოკეანური ქედები სხვადასხვა-გვარად გამოვლინდება გრავიტაციულ ველში: იგი ხასიათდება ფაის



ნახ. 143. ჰალიფაქსი - და მანის სრუტის გასწვრივ დედამიწის ქერქის აგებულების მოდელი.

1 - ΔT ანომალია; 2 - ფაის ანომალია; 3 - ბუგეს ანომალია; 4 - წყალი; 5 - ფსკერის რელიეფი; 6 - მოზოროვიჩის ზედაპირი; 7 - დანალექი წყება; 8 - კრისტალური ქანები.

ანომალიის დაბალი მნიშვნელობის მცირეოდენი ვარიაციებით და ბუგეს ანომალიის დიდი რეგიონალური მინიმუმით.

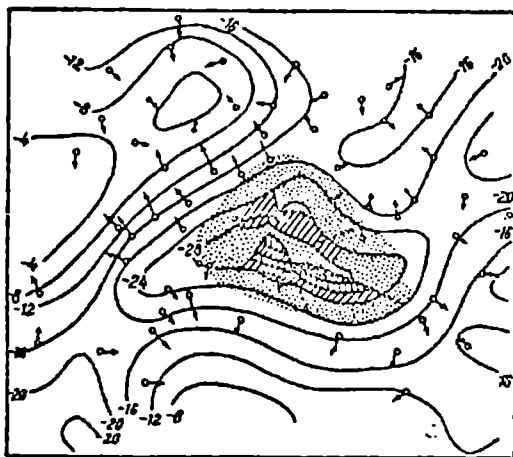
რასაკვირველია, გრავიტაციული ველის სხვადასხვაობის სპექტრი შეუდარებლად უფრო ფართოა და ეს მთლიანად დაკავშირებულია ქერქის სტრუქტურის სხვადასხვაობასთან. რომელიც ძირითადად სამი ტიპისაა: დედამიწის ქერქი კონტინენტური, ოკეანური და გარდამავალი. ეს დაყოფა ემყარება დედამიწის ქერქის სისქისა და მისი შედგენილობის შესწავლას.

მთების ქვეშ ქერქი სქელია (50-75 კმ). სადაც იგი შედგება დანალექი, "გრანიტული" და "ბაზალტური" ფენებისაგან. ეს კონტინენტური ქერქია. ოკეანური ქერქი ღრმა წყლის აუზებში არ შეიცავს "გრანიტის" ფენას. დანალექი წყება თხელია (1-2 კმ) ოკეანეებში და სქელი (10-20 კმ) ზღვებში და განლაგებულია უშუალოდ დათხელებულ (6-20 კმ) "ბაზალტის" ზედაპირზე. გარდამავალ ქერქს ახასიათებს განსაკუთრებით რთული სტრუქტურა, რომელიც როგორც კონტინენტური, ისე ოკეანური სახისაა.

გზ. გრავემეტრიული მეთოდი გამოყენებით გეოლოგიაში

ნავთობის საბადოები. ასეთი საბადოების გრავემეტრიული მეთოდით გამოკვლევის დროს ძიების ობიექტს წარმოადგენს არა თვით სასარგებლო ნამარხი (ნავთობი, გაზი), არამედ მისი შემცველი გეოლოგიური სტრუქტურა, რომელიც კოლექტორის როლს ასრულებს, ან სხეული (მარილის გუმბათი), რომელსაც თან ახლავს ნავთობი. გრავემეტრიული მეთოდის გამოყენება ნავთობის საბადოებზე აღინიშნა მრავალი წარმატებით, რომლის ფიზიკურ საფუძველს შეადგენს ის ხელსაყრელი პირობები (მნიშვნელოვანი ჭარბი სიმკვრივე, საძიებელი ობიექტის დიდი გავრცელება და ჰკვეთრად გამოვლინებული სტრუქტურა), რომელიც ხშირ შემთხვევაში ახასიათებს ამგვარ საბადოებს.

საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ნავთობის საბადოს გრავემეტრიული მეთოდით გამოკვლევის ზოგი ძირითადი შედეგი რამდენიმე ტიპურ მაგალითზე.



1 2 3 4 5 6

ნახ. 144. კორჩაილის (გზა) მარილის გუმბათის გრავეიტაციული და გეოლოგიური რუკა.
1 - ორა; 2 - ნეოკომი; 3 - ალტა; 4 - ალბი-სენომანი; 5 - სენონ-ტურონი; 6 - ნახლებები,
მზონამაღები გაუღებულა უოველ 4 მიღაღ-ღ-ღ. კექტორები სიმძიმის ძალის ჰორი-
ზონტული გრადიენტა ეტკეშებში.

ცნობილია, რომ ბაქნების დიდ ღრმულებში, როგორიცაა ურალი-ემბის, დნეპროვსკი - დონეცის, მექსიკის უბის სანაპიროს და

სხვა ღრმულები, ხშირად მრავლად მოიპოვება ქვაპარლის გუმბათები, რომელთა ირგვლივ განფენილია ნავთობიანი თიხა-ქვიშაქვების ქანებისაგან შემდგარი შრეები. ქვაპარლის სიმკვრივე 2,1-2,2 გ/სმ ტოლია, ხოლო გარშემორტყმული ქანებისა კი ამაზე მეტია, კერძოდ, 2,4 გ/სმ რიგისაა. მასების ასეთი არაერთგვაროვნება იწვევს სიმძიმის ძალის ანომალიის მინიმუმს გუმბათის თავზე და სიმძიმის ძალის პორიზონტული გრადიენტის ვექტორების მიმართვას გუმბათიდან მის გარეთ, მსგავსად იმისა, როგორც ეს ემბის რაიონის სინამდვილიდან აღებულ 144-ე ნახაზზეა წარმოდგენილი. ამ ნახაზზე მოცემულია იზოანომალიების რუკა, რომელიც შედგენილია პორიზონტული გრადიენტის გრაფიკული ინტეგრაციის საფუძველზე, და გეოლოგიური დასურათება საკვლევი რაიონისა.

მაგრამ ყველგან არ არსებობს ისეთი ფიზიკური პირობები, რომ გუმბათის თავზე მოსალოდნელი იყოს სიმძიმის ძალის მინიმუმი. მაგალითად, დნეპროვსკი-დონეცის ღრმულებში მარლის გუმბათები როგორც გვერდებიდან, ისე ზემოდან, გარშემორტყმულია მკვრივი ქანებით ($\sigma = 2,4 \text{ გ/სმ}$); გუმბათის შემცველი მესამეულის თიხა-ქვიშაქვის ქანები კი მსუბუქია, მარლის სიმკვრივის (2,1-2,2) ტოლია. ასეთ პირობებში გუმბათის თავზე გამოვლინდება სიმძიმის ძალის ანომალიის მაქსიმუმი და იზოანომალიებს მკვრივი შრეების გაგრცელების ფორმა აქვს. ნავთობიანობა ამ შრეებთანაა დაკავშირებული და ამიტომ მათი განფენილობის ელემენტების დადგენა მეტად მნიშვნელოვანია.

გუმბათების ძიებისათვის არა მარტო ვარიომეტრიული და გრავიმეტრიული მეთოდები გამოიყენება, არამედ სეისმომეტრიული და მაგნიტურიც. ამ მეთოდების კომპლექსური გამოყენება, ცხადია, უფრო ზუსტ და სრულყოფილ ამოხსნას იძლევა დასმული ამოცანისა.

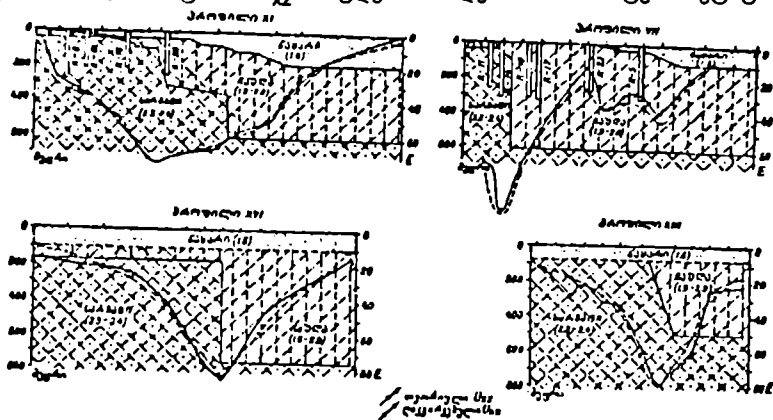
კავკასიისა და შუა აზიის რიგ მთისწინა არეებში განვითარებულია ანტიკლინური და ბრაქიანტიკლინური ნაოკები, რომლებიც მდიდარია ნავთობით.

ანტიკლინური სტრუქტურების დამახასიათებელი $U_{\text{კ}}$ ანომალიის

ტიპური სურათი წარმოდგენილია 145-ე ნახაზზე; რომელიც აღებულია კოლხეთის ნავთობის საბადოს ვარიომეტრიული გამოკვლევის მასალებიდან. აქ საძიებელი სტრუქტურა შედგება მხოცენის წყე-

ბის მკვრივი ($\sigma_1 = 2,3-2,4 \text{ გ/სმ}^3$) თიხა-ქვიშაქვებისაგან. ამ უკანასკნელზე ტრანსგრესულად განლაგებულია ნაყლებად მკვრივი ($\sigma_2 = 1,9-2,0 \text{ გ/სმ}^3$) პლიოცენის შრეები.

მიოცენის ნაოკის ჩრდილო ფრთა თათქმის ვერტიკალურადაა (-80°) დახრილი პორიზონტთან, ხოლო სამხრეთი კი უფრო ნაკლებად ($-35-40^\circ$). ამიტომ U_{Σ} მრუდების ოდენობითი ინტერპრეტაციისა-



ნახ. 146. U_{Σ} მრუდის ოდენობითი ინტერპრეტაციის შედეგი
სუფსის ნუთობის საბადოს მაგალითზე.

თვის, რომელიც შერჩევის მეთოდით ჩატარდა, გამოყენებული იყო ვერტიკალური და დახრილი საფეხურისათვის გამოყვანილი ფორმულები (VIII, §2.3. და VIII, §2.4). VII და XI პროფილებზე ანომალიური მრუდის ინტერპრეტაციის დროს მიღებულია მხედველობაში ბურღილებისა და სიმკვრივეების მონაცემები; XVI და XIII პროფილებზე ეს მონაცემები არ მოიპოვებოდა და ინტერპრეტაცია ექსტრაპოლაციის წესით მოხდა. აღსანიშნავია, რომ მიღებული შედეგები შემდეგში დიდი სიზუსტით დაადასტურა რამდენიმე კაბურღილმა.

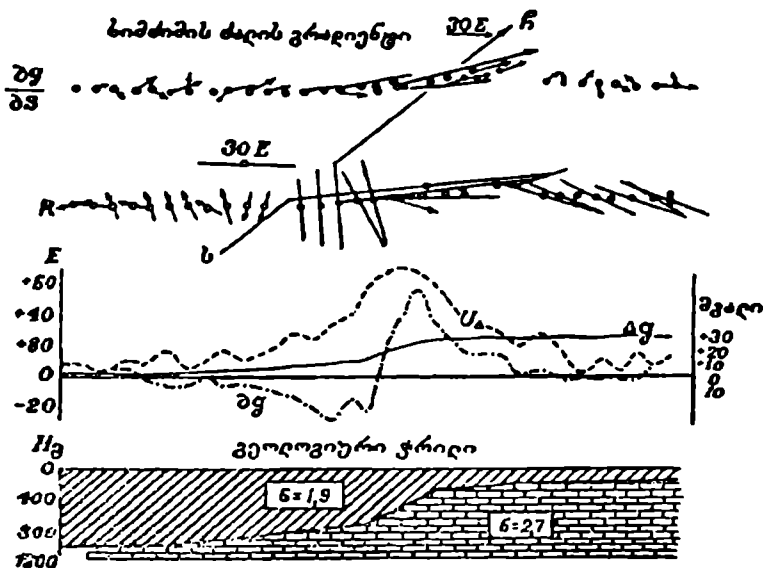
ამგვარად, ვარიომეტრიული დაკვირვებებით შესწავლილ იქნა მიოცენური ნაოკის ჩრდილო ფრთა და აგრეთვე ნაოკის გავრცელების ჰიშარტულება პლიოცენური და თანამედროვე ნალექებს ქვეშ, რომელთა სისქე საკვლევ რაიონში იცვლება 30-170 მ ფარგლებში.

ჩვენ დავკმაყოფილდებით განხილული მაგალითებით, რომლებიც ნათელყოფენ გრავიმეტრიის დიდ ეფექტურობას ნავთობის საბადოების შესწავლის საქმეში.

ნახშირის საბადოები. გრავიმეტრიული სამუშაოები დიდი მოულოდნელად ჩატარდა დონბასში ნახშირის საბადოს გამოკვლევის მიზნით. აქ საბადოს ცენტრალური ნაწილი გაშიშვლებულია. განაპირა კი დამსრულებულია უფრო ახალგაზრდა ნალექების ქვეშ. ამ პირობებში ძიების მთავარ ამოცანას შეადგენდა ნახშირის აუზის

საზღვრების დადგენა, რაც ვარიომეტრიული მეთოდით წარმატებით იქნა გადაწყვეტილი.

დონბასში გრავიმეტრიული ძიებისათვის პირობები ფრიად ხელსაყრელია: დონეის კარბონული ნახშირშემცველი ნალექების საშუალო სიმკვრივესა და მათზე განფენილ მეზო-კაინოზოურ ნალექების საშუალო სიმკვრივეს შორის სხვაობა 0,7-1,0 გ/სმ აღწევს, ხოლო გამყოფი ზედაპირი პორიზონტული არაა.



ნახ. 146. კარბონული ნახშირშემცველი ფენის ზედაპირის ჩაწოლის ხაზობინ განაზღვრა გრავიმეტრიული მეთოდით.

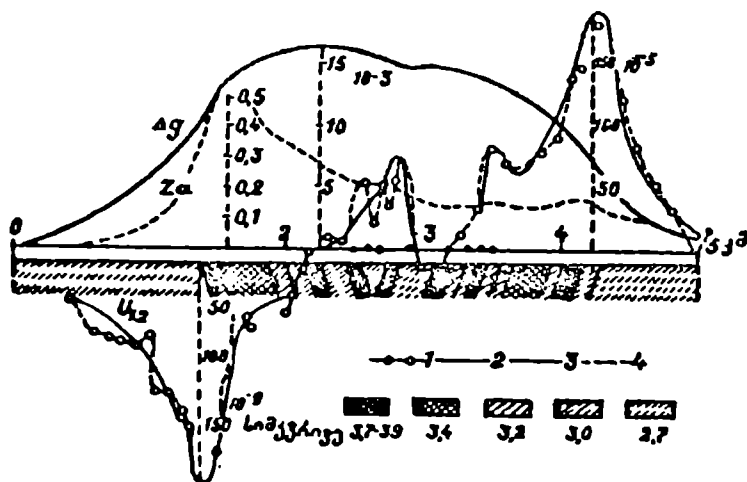
ამ რაიონში ერთ-ერთი პროფილის გასწვრივ ვარიომეტრიული გაზომვის შედეგები $\frac{\partial g}{\partial z}$, U_{Δ} და Δg მრუდებისა და R ვექტორების სახით წარმოდგენილია 146-ე ნახაზზე. მათი ოდენობითი ინტერპრეტაცია ჩატარდა შერჩევის მეთოდით და მიღებული გეოლოგიური კრილიც იქვეა მოთავსებული, რომელიც ძიების სხვა მეთოდებითა და ბურღვით იქნა დადასტურებული.

ურალსა და შუა აზიაში ნახშირის საბადო სხვა გეოლოგიურ პირობებშია; მურა ნახშირის შემცველი შედარებით მსუბუქი თიხა-ქვიშაქვის წყებათა ჯგუფი განფენილია მკვრივი პალეოზოური ქანები. მათ შორის სიმკვრივეთა დიდი სხვაობაა. საეხებით გასაგე-

ბია, რომ ასეთ საბადოზე სიმძიმის ძალის ანომალია ხასიათდება მკვეთრად გამოვლინებული მინიმუმით; ამავე დროს, იქ სადაც ნასშირის ფენა უფრო სქელია, მინიმუმიც მეტი მნიშვნელობისაა.

რკინის მადნის საბადოები. ზემოთ აღწერილ საბადოებთან შედარებით რკინის მადნის საბადოებს უმეტეს შემთხვევაში მცირე ფართი უჭირავს და მდნეული სხეული ლინზის, ძარღვის, დახრილი ფენის ან სხვა ფორმის სახით მოიპოვება სხვა ქანებს შორის. გრავიმეტრიულ ძიებას იმ შემთხვევაში შეიძლება ექნეს წარმატება, თუ ქარბი სიმკვრივე მნიშვნელოვანი სიდიდისაა, მდნეული სხეული არცთუ ისე მცირე განივკვეთისაა და ძალიან ღრმად არ მდებარეობს. ხელსაყრელ პირობად ჩაითვლება აგრეთვე ისიც, თუ საძიებელი ობიექტი მკვეთრად დახრილი ფენის სახითაა წარმოდგენილი.

რკინის საბადოს გრავიმეტრიული მეთოდით პირველი გამოკვლევები ყოფ. საბჭოთა კავშირში ჩატარდა 1921-1925 წლებში კურსკის რაიონში იქ, სადაც გამოვლინებული იყო დიდი მაგნიტური ანომალია. ეს გამოკვლევები საგულისხმოა არა მარტო იმით, რომ



ნა. 147. გრავიმეტრიული და მაგნიტომეტრიული მონაცემების ინტერპრეტაცია რკინიან კვარცხენის საბადოზე. 1 - საგრადიენტის დანაკვირვები მრუდი; 2 - იგივე გამოთვლილი, რომელიც შეესაბამება შედგენილ პრილს; 3 - Δგ მრუდი; 4 - მაგნიტური ველის ვერტიკალური დაძაბულობის ანომალია.

მათ ხელი შეუწყვეს ამ საბადოს პრაქტიკულ ათვისებას, არამედ იმ მხრივაც, რომ იგი შეიცავს ანალოგიურ ობიექტებზე გრავიძიების გამოყენების კარგად დამუშავებულ მეთოდს, რომლის ავტო-

რებია აკად. ო. შმიდტი, აკად. პ. ლაზარევი, პროფ. პ. ნიკიფოროვი, პროფ. ლ. სოროკინი და სხვები. ეს მეთოდი შემდეგში ფართოდ იქნა დანერგული და განვითარებული. საერთოდ კი, კურსკის მაგნიტური ანომალიის შესწავლა გახდა საფუძველი ძიების გეოფიზიკური მეთოდების განვითარებისა.

კურსკის მაგნიტური ანომალიის რაიონში ჩატარდა ვარიომეტრიული, საქანიანი და მაგნიტური დაკვირვებები. 147-ე ნახაზზე ნაჩვენებია ამ რაიონში ერთ-ერთი პროფილის გასწვრივ გრავიმეტრიული და მაგნიტური გაზომვების Δg , U_{Σ} და Z_a მონაცემების

კომპლექსური ინტერპრეტაციის შედეგი. ამ სიდიდეთა მრუდების ოდენობითი ინტერპრეტაციით განისაზღვრა რკინიანი ფენის ჩაწოლის ელემენტები და ჰარბი სიმკვრივე. განსაზღვრის სიზუსტე, როგორც ბურღვით გაირკვა, საესებით დამაკმაყოფილებელი აღმოჩნდა.

გრავიმეტრიული ძიება რკინის მადნის საბადოზე ჩატარდა აგრეთვე კრივო-როგის რაიონში. აქ მთავარი ამოცანა იყო დახრილი ფენის სახით განლაგებული რკინიანი კვარციტების სტრუქტურების გამოვლინება, რკინიანი კვარციტები ფენობრივად ჩაწოლილი გავრცელების მიმართულებით. მადნეული სხეულის სიძლიერე 5-50 მეტრის ფარგლებში იცვლება, ხოლო გავრცელების მიმართულებით კი 50-200 მეტრი და მეტ სიგრძეზეა გაჭიმული. საძიებელი ობიექტი დაფარულია 20-50 მეტრი სისქის ნაყარით.

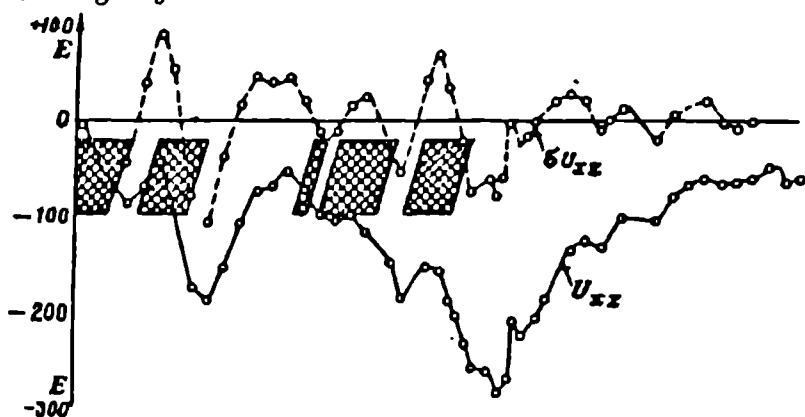
ძიება მიმდინარეობდა ვარიომეტრიული მეთოდით პროფილების გასწვრივ. U_{Σ} მრუდის ოდენობითი ინტერპრეტაცია ჩატარდა ჯერ იმ პროფილებზე, სადაც გეოლოგიური მონაცემები მოიპოვებოდა, ე.ი. კვლევა-ძიება მიმდინარეობდა ცნობილი ობიექტიდან უცნობისაკენ. ეს ინტერპრეტაციის ძირითადი პრინციპია. რადგან ყველა პროფილზე მიღებულია მსგავსი U_{Σ} მრუდები, ამიტომ დანარჩენზე

ინტერპრეტაცია ექსტრაპოლაციის წესით შეიძლება ჩატარდეს.

რკინიანი კვარციტების ერთ-ერთ საბადოზე მიღებული U_{Σ} მრუდის ინტერპრეტაციის მაგალითი წარმოდგენილია 147-ე ნახაზზე. გრავიმეტრიული პროფილის სამხრეთ-დასავლეთი მხარე არ კვეთს რკინის მადნის ზოლს და, გარდა ამისა, U_{Σ} მრუდი, გართულებულია მეზობლად მდებარე რკინიანი კვარციტების გავლენით. ამიტომ ინტერპრეტაციისათვის გამოყენებულ იქნა ∂U_{Σ} ვარიაციული მრუდი

(VII, §4.5). რომელიც აღნიშნული გავლენისაგან თავისუფალია. ეს მრუდი წყვეტილი ხაზითაა აღნიშნული ნახაზზე 148. უნდა აღინიშნოს, რომ ინტერპრეტაციის შედეგი საესებით დადასტურდა ბურღვი-

თი სამუშაოებით.



ნახ. 146. B_H ხოლო H უარყოფით ინტეგრირების მაგალითი.

რკინიანი კვარციტების საბადოს ძიება ძირითადად წარმოებს გრავემეტრიული, მაგნიტური და ბურღვითი სამუშაოების კომპლექსური გამოყენებით. მაგნიტური მეთოდი იძლევა წარმოდგენას რკინის მადნის წყების სიმძლავრეზე მთლიანად, გრავემეტრიული მეთოდი კი აზუსტებს ამ წყების კრილს პროფილების გასწვრივ.

გრავემეტრიული მეთოდი სათანადო ხელსაყრელ პირობებში წარმატებით გამოიყენება აგრეთვე ქრომიტის, ალმადანის და ზოგიერთი სხვა წიაღისეულის ძიებისათვის, მაგრამ მაგალითების განხილვაზე აქ არ შეეჩერდებით.

თავი X

მთვარისა და მზის სისტემის პლანეტების გრავიტაციული ველი¹

მთვარისა და მზის სისტემის პლანეტების გრავიტაციული ველი ერთ-ერთი მძლავრი საშუალებაა მათი შინაგანი აგებულების, ფორმის, დინამიკური თვისებებისა და მათ ზედაპირზე არსებული ზოგიერთი ფიზიკური პირობების დასადგენად. ამ ველის შესწავლის დიდი შესაძლებლობა შექმნეს კოსმოსურმა აპარატებმა და ამით საფუძველი ჩაეყარა აღნიშნული ციური სხეულების ზემოხსენებული მეთოდით შესწავლას.

§1. მთვარის გრავიტაციული ველი და მისი განსაზღვრის მეთოდები

ცნობილია, რომ მთვარის სიმძიმის ძალის აჩქარების საშუალო მნიშვნელობა γ , შეიძლება განსაზღვრულ იქნეს მის ზედაპირზე თუ ცნობილია მთვარის რადიუსი R , შეფარდება მთვარის მასისა დედამიწის მასასთან $\mu = \frac{M_{\odot}}{M_{\oplus}}$ და დედამიწის გეოცენტრული გრავიტაციული მუდმივა $fM_{\oplus}$, ე.ი.

$$\gamma = \frac{fM_{\odot}}{R^2} \cdot \frac{M_{\oplus}}{M_{\oplus}} = \frac{fM_{\oplus}}{R^2} \mu. \quad (X.1)$$

მთვარის რადიუსი R განეკუთვნება ფუნდამენტურ ასტრონომიულ მუდმივთა რიცხვს და მიღებულია ტოლად 1738,0 კმ., μ რიცხვითი მნიშვნელობა დადგენილია ასტრონომიული მეთოდებით და როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული (II, §7) უდრის 1:81,31. რაც შეეხება $fM_{\oplus}$ სიდიდეს იგი განისაზღვრება, კერძოდ, ასტრონომიული და გრავიმეტრიული გაზომვებიდან თუ ცნობილია $g_{\oplus}$ და $a_{\oplus}$ მიღებუ-

¹ ნ. გრუშინსკის წიგნის "Основы гравиметрии" მიხედვით.

ლია, რომ $M_{\odot} = 39860,05 \cdot 10^3$ მ³წმ⁻³ ამ მნიშვნელობათა გათვალისწინებით (X.1) ფორმულიდან ვღებულობთ, რომ

$$\gamma_c = 162,29 \text{ გალი.} \quad (X.2)$$

მთვარის ზედაპირზე სიმძიმის ძალა γ_c მუდმივი არ არის და იცვლება იმის შესაბამისად თუ რამდენად არის მთვარის ფორმა გადახრილი სფერული ფორმიდან. მთვარის ფორმად მიღებულია ბრუნვის ელიფსოიდი ან სამღერძა ელიფსოიდი და ამის შესაბამისად გამოითვლება გრავიტაციული ველის ნორმალური მდგენელი და ნარჩენი ანომალია. ამ ანომალიების განაწილების მიხედვით შეიძლება ვიმსჯელოთ მთვარის ფიგურისა და შინაგანი აგებულების შესახებ, ანალოგიურად იმისა, როგორც ეს მიღებულია დედამიწის მიმართ.

γ_c -ს ცვლილებაში გარკვეული წილი უღევს სიმძიმის ძალის

პერიოდულ ცვლილებასაც, რომელიც დედამიწის და მზის მიმოქცევათი ძალებითაა გაპოწვეული. რელიეფი მთვარის ანომალური გრავიტაციული ველის შექმნაში უფრო დიდ როლს თამაშობს, ვიდრე დედამიწის შემთხვევაში.

თუ მთვარის გრავიტაციული ველი შექმნილია სამღერძა ელიფსოიდის მიერ, მაშინ

$$\gamma(\phi, h) = \frac{\gamma_a + \gamma_b}{2} (1 - \beta \sin^2 \phi + \frac{1}{2} \alpha' \cos^2 \phi \cos 2\lambda), \quad (X.3)$$

სადაც γ_a და γ_b - სიმძიმის ძალთა მნიშვნელობებია ეკვატორული

ღერძების ბოლოებში, β - კუმშვის პარამეტრია და უდრის $\frac{10\pi^2 a}{T^2 \gamma_a} - \alpha$;

აქ $\alpha = \frac{a-c}{c}$ პოლარული კუმშვაა; $\alpha' = \frac{a-b}{a}$ - ეკვატორიალური კუმშვაა; ϕ და λ - სელენოცენტრული განედი და გრძედი; $T = 2360591,5$ წმ - მთვარის გარშემოვლის სიდერული პერიოდი.

თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $a-b=0,280$ კმ და $a-c=0,677$ კმ, რომლებიც შეესაბამება კუმშვებს $\alpha=0,00039$ და $\alpha'=0,00016$, მაშინ ნ. გრუშინსკისა და მ. საგიტოვის (1962 წ.) მიხედვით გვექნება:

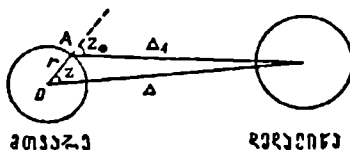
$$\gamma(\phi, \lambda) = \frac{\gamma_a + \gamma_b}{2} (1 - 0,00037 \sin^2 \phi + 0,00008 \cos^2 \phi \cos 2\lambda). \quad (X.4)$$

სიმძიმის ძალის მაქსიმალური ცვლილება პოლუსიდან ეკვატორისკენ შეადგენს 60 მგალს, ხოლო ეკვატორის გასწვრივ 26

მგალს.

მთვარის ზედაპირზე ან მის მახლობლად მდებარე მატერიალურ წერტილზე მოქმედებს სამი ძირითადი ძალა: მთვარის მიზიდულობის ძალა, რომელიც მოცემულ პუნქტში მუდმივია; დედამიწის მიზიდულობის ძალა, რომელიც ცვლადია, რადგან დამოკიდებულია დედამიწის მდებარეობაზე მოცემული პუნქტის მიმართ; ცენტრამშორი ძალა, რომელიც წარმოიშობა მთვარის ბრუნვის გამო მისი ღერძის ირგვლივ. ამ სამი ძალის ვექტორული ჯამი ქმნის მთვარის სიმძიმის ძალას ზედაპირზე ან მის მახლობლად. გარე სივრცეში, აქედან გამომდინარე, თითოეული ამ ძალთა პოტენციალის ჯამი უდრის მთვარის სიმძიმის ძალის პოტენციალს.

მთვარის გრავიტაციული ველი ძირითადად შეისწავლება ხელოვნური თანამგზავრების ორბიტების შესწავლაზე დაკვირვებით. ამიტომ ფუნქციები, რომლებიც აღწერენ მის შემადგენელ ნაწილებს, შეიძლება წარმოვიდგინოთ სფერულ კარმონიკებად დაშლის სახით შემდეგნაირად:



ნახ. 149. მთვარის პოტენციალის სქემა.

I. მთვარის მიზიდულობის პოტენციალი

$$V(x, y, z) = f \iiint \frac{dm}{\rho}, \quad (X.5)$$

სადაც ρ ცვლადი მანძილია დაკვირვების A პუნქტიდან მთვარის სხეულის ნებისმიერ dm ელემენტარულ მასამდე და, როგორც ვიცით,

$$\rho = (r^2 + R^2 - 2Rr \cos \psi)^{1/2}.$$

პოტენციალის გამოსახულება (X.5) შეიძლება დაიშალოს სფერული ფუნქციების მწყკრივად

$$V(r, \phi, \lambda) = -\frac{fM}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^n \sum_{m=0}^n [C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda] P_{nm}(\sin \phi). \quad (X.6)$$

II. მთვარის სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე შემადგენელი ნაწილია A და O წერტილებში (ნახ. 149) W პოტენციალის გამოთქმათა სხვაობა. ე.ი. მთვარის სხეულში ნებისმიერი $A(r, \phi, \lambda)$ წერტილის დედამიწის მიერ მიმზიდველი ძალის პოტენციალის

$$\bar{W}_\bullet(A) = \frac{fM_\bullet}{\Delta_1} \quad (X.7)$$

და მთვარის მასათა ცენტრის დედამიწის მიერ მიმზიდველი ძალის პოტენციალის

$$W_\bullet(0) = \frac{fM_\bullet}{\Delta}$$

სხვაობა, რომელიც იქნება მიმოქცევითი ძალების პოტენციალი

$$W_\bullet(A) = \bar{W}_\bullet(A) - W_\bullet(0) = fM_\bullet \frac{r}{\Delta^2} P_2(\cos z_\bullet). \quad (X.8)$$

მანძილები Δ , Δ_1 და r და დედამიწის ზენიტური მანძილი z აღნიშნულია ნახაზზე. (X.8) ფორმულაში მიღებულია

$$\Delta_1 = (\Delta^2 + r^2 - 2r\Delta \cos z_\bullet)^{1/2} \approx \Delta(1 - \frac{r}{\Delta} \cos z_\bullet).$$

(X.8)-ში პირველი რიგის ჰარმონიკა გამორიცხულია კოორდინატთა სათავის მასათა ცენტრში არჩევით, ხოლო დაშლა შემოსაზღვრულია მეორე წევრით, რადგან $\frac{r}{\Delta}$ ფარდობა აწრაფად ეცემა π -ის ზრდის დროს.

III. მთვარის საკუთარი ბრუნვა დედამიწის ირგვლივ იწვევს ცენტრდამშორი ძალის პოტენციალს, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს

$$Q(A) = \frac{\omega^2 r^2}{2} \cos^2 \phi = \frac{\omega^2 r^2}{3} \left[1 - P_{20}(\sin \phi) \right].$$

გამოვსახოთ ω გეოცენტრული გრავიტაციული მუდმივით $fM_{\oplus}$ გვექნება:

$$\omega^2 = \frac{fM_\oplus}{\Delta^3}$$

და

$$Q(A) = \frac{fM_\oplus r^2}{3\Delta^3} \left[1 - P_{20}(\sin \phi) \right]. \quad (X.9)$$

სრული მიმოქცევის წარმომქმნელი პოტენციალი $U_\bullet(A)$ იქნება ჯამი $W_\bullet(A)$ და $Q(A)$ ფუნქციებისა. ე.ი.

$$U_\bullet(A) = \frac{fM_\bullet}{\Delta^2} \left[P_2(\cos z_\bullet) + \frac{1}{3} - \frac{1}{3} P_{20}(\sin \phi) \right]. \quad (X.10)$$

$P_2(\cos \vartheta)$ მიხედვით შეიძლება გარდაიქმნას შემდეგნაირად

$$P_2(\cos \vartheta) \approx \frac{1}{4} \left[-2P_{20}(\sin \phi) + P_{22}(\sin \phi) \cos 2\lambda \right]$$

და თუ მას შევითანთ $(X, 10)$ გამოსახულებაში, გვექნება:

$$U_0(A) = \frac{fM_0}{6} \frac{r^2}{\Delta^3} \left[2 - 5P_{20}(\sin \phi) + \frac{3}{2}P_{22}(\sin \phi) \cos 2\lambda \right]. \quad (X.11)$$

ამგვარად, შეიძლება დავწეროთ მთვარის სიმძიმის ძალის პოტენციალი, როგორც მთვარის მიზიდულობის პოტენციალისა $(X.6)$ და დედამიწის მიზიდულობით გამოწვეულ ძალთა და ცენტრდამშორ ძალთა $(X.11)$ პოტენციალების ჯამი, ე.ი.

$$W(r, \phi, \lambda) = \frac{fM_0}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r} \right)^n \sum_{m=0}^n \left[C_{nm} \cos m\lambda + S_{nm} \sin m\lambda \right] P_n(\sin \phi) + \frac{fM_0}{6} \frac{r^2}{\Delta^3} \left[2 - 5P_{20}(\sin \phi) + \frac{3}{2}P_{22}(\sin \phi) \cos 2\lambda \right]. \quad (X.12)$$

აქედან შეიძლება მიღებულ იქნეს მთვარის სიმძიმის ძალის $g(r, \phi, \lambda)$ სრული მნიშვნელობა, რისთვისაც საკმარისია გავადიფერენციალოთ $(X.12)$ გამოსახულება r, ϕ და λ კოორდინატთა ლერძების მიმართ და ავიღოთ წარმოებულთა ვექტორული ჯამი, ე.ი. დავწეროთ:

$$g(r, \phi, \lambda) = \sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial W}{\partial \phi} \right)^2 + \frac{1}{r^2 \cos^2 \phi} \left(\frac{\partial W}{\partial \lambda} \right)^2} \quad (X.13)$$

W პოტენციალის წარმოებულები r, ϕ და λ -ს მიმართ რჩეული გამოსახულებისა და მათი ჯამი $(X.13)$ მიხედვით ასეთია;

$$g(r, \phi, \lambda) = g_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r} \right)^n \sum_{m=0}^n \left[g_{nm} \cos m\lambda + h_{nm} \sin m\lambda \right] P_n(\sin \phi) \right],$$

სადაც

$$g_0 = - \frac{fM_0}{r^2} \left[1 - \frac{2}{3} \mu^{-1} \left(\frac{r}{\Delta} \right)^3 + \frac{3}{5} \left(\frac{R}{r} \right)^4 C_{20}^2 + 12 C_{21}^2 \right],$$

$$g_{10} = h_{10} = h_{11} = 0,$$

$$g_{11} = \frac{144}{35} \left(\frac{R}{r} \right)^3 C_{20} C_{21},$$

$$g_{20} = 3C_{20} + \frac{5}{3} \mu^{-1} \left(\frac{r}{\Delta} \right)^2 + \frac{3}{7} \left(\frac{R}{r} \right)^2 \left(C_{20}^2 - 12C_{22}^2 \right),$$

$$g_{22} = 3C_{22} - \frac{1}{2} \mu^{-1} \left(\frac{R}{\Delta} \right)^2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{6}{7} \left(\frac{R}{r} \right)^2 C_{20} C_{22},$$

$$g_{40} = 4C_{40} + \frac{3}{5} C_{20} C_{42} \left(\frac{R}{r} \right)^2,$$

$$g_{42} = 5C_{42} - \frac{36}{35} \left(C_{20}^2 + 2C_{22}^2 \right),$$

$$g_{44} = 5C_{44} - \frac{12}{35} C_{20} C_{42},$$

$$g_{46} = 5C_{46} - \frac{3}{35} C_{22}^2,$$

$$g_{60} = 6C_{60} - \frac{12}{7} C_{20} C_{42},$$

$$g_{nm} = (n+1)C_{nm}, \quad \mu^{-1} = M_0 \cdot M_1.$$

მთვარის ფიგურა ანუ სელენოიდი მიიღება (X.12) განტოლებიდან, თუ სიმძიმის ძალის პოტენციალს გავუტოლებთ მუდმივს, ე.ი.

$$W = W_0 = \text{const.}$$

თუ დედამიწისათვის გეოიდი ზღვის დონეს დამთხვეული ზედაპირია და ეს ზედაპირი რეალურად არსებობს, მთვარეზე ასეთი ზედაპირი არ არის და ამიტომ სელენოიდად ღებულობენ სფერულ დონებრივ ფართეულს, რომელიც მთვარის მასების ცენტრიდან შემოიხაზება R რადიუსით, ე.ი.

$$W_0 = \frac{fM_1}{R_0} \quad (X.14)$$

და მაშინ სელენოიდის განტოლება იქნება:

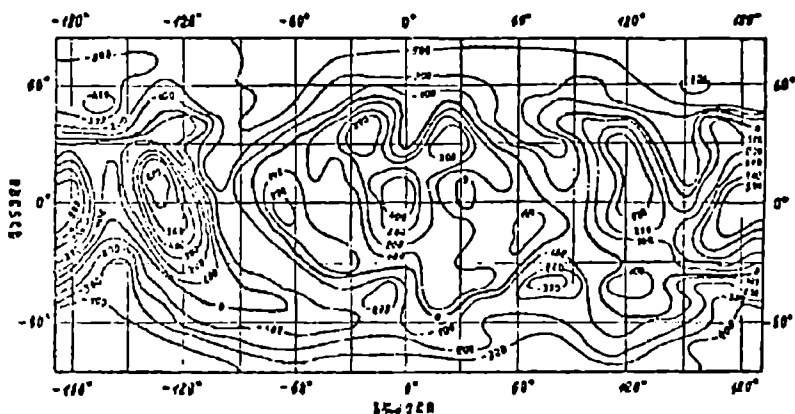
$$W = \frac{fM_1}{R_0}, \quad (X.15)$$

სადაც W წარმოდგენილია (X.12) სახით. სელენოიდის პრაქტიკულად განსაზღვრისათვის საკმარისია (X.15) განტოლება ამოვსხნათ r -ის მიხედვით

$$r(\phi, \lambda) = \sqrt{\frac{fM_1}{g_0}} \left[A_{00} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(A_{nm} \cos n\lambda + B_{nm} \sin n\lambda \right) + P_{nm}(\sin \phi) \right] \quad (X.16)$$

სადაც A_{nm} და B_{nm} პოტენციალის გაშლის ფუნქციის C_{nm} კოეფიციენტებია.

ა.ფერარმა ააგო სელენოიდი C_{nm} და S_{nm} კოეფიციენტების დაშლის მე-16 რიგის სიზუსტით, როგორც გადახრა $R_0 = 1738$ კმ რადიუსის შქონე სფეროდან. ნახ. 150-ზე წარმოდგენილი სელენოიდის სიმაღლე იცვლება ± 500 მ. ფარგლებში: $-140^\circ - +130^\circ$ გრძედის საზღვრებში მისი ზედაპირი ამაღლებულია 500-600 მეტრამდე,



ნახ. 160. სელენოიდის სიმაღლის ხემა ა. ფერარის მიხედვით.
კვეთა იზოხაზებს შორის 100 მ.

ხოლო მკვეთრად გამოვლენილ პოლარული კუმშვის არეში ორივე პოლუსთან იგი დაბალებულია -300 მეტრამდე. ამგვარად, ფარდობითი ონდულაცია სელენოიდისა ერთი რიგით მაღალია გეოიდის ონდულაციაზე.

ისე როგორც დედამიწის შემთხვევაში, მთვარის გრავიტაციული ველი იყოფა ნორმალურ და ანომალურ ველებად. ნორმალური ველი შეიძლება გამოთვლილ იქნეს მთვარის ნორმალური ფიგურისათვის, როგორიცაა სფერო, ბრუნვის ელიფსოიდი ან სამღერძა სფეროიდი. დადგენილია, რომ სელენოიდის სიმაღლის გადახრა მცირედ იცვლება ამ ზედაპირების მიმართ. ამიტომ თუ ნორმალური მთვარისათვის მივიღებთ სფეროს ფიგურას, მაშინ შესაბამისი რადიუს-ვექტორის გამოსახულება იქნება:

$$r(\phi, \lambda) = R_0 \left[1 + C_{20} P_{20}(\sin \phi) \right]. \quad (X.17)$$

რომელიც თითქმის ზუსტად ემთხვევა ბრუნვით ელიფსოიდს და შეიძლება ვიპოვოთ სიმძიმის ძალის ნორმალური განაწილება. ასეთი ნორმალური ველისათვის, სადაც შენარჩუნებულია 2,0 და 2,2 რიგის პარამონიკები, მ. უსმანოვმა მიიღო შემდეგი ფორმულები:

$$a) \gamma = 162306(1 - 0,000288 \sin^2 \phi + 0,000077 \cos^2 \phi \cos 2\lambda) \text{ მგალი} \quad (X.18)$$

ე.აიკმისა და ზვლასოვას C_{mm} და S_{mm} გაშლის კოეფიციენტების გამოყენებით;

$$b) \gamma = 162306(1 - 0,000288 \sin^2 \phi + 0,000061 \cos^2 \phi \cos 2\lambda) \text{ მგალი} \quad (X.19)$$

ა.ფერარის C_{mm} და S_{mm} გაშლის კოეფიციენტების გამოყენებით.

ამ ფორმულებში, რომლებიც მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, მიღებულია:

$R_{\oplus} = 1738$ კმ; $\Delta = 348400$ კმ (საშუალო მანძილი მთვარისა და დედამიწის ცენტრებს შორის) $fM_{\oplus} = 4902,7 \cdot 10^9$ მ³/წმ³; $\mu^{-1} = 81,30$.

მთვარის გრავიტაციული ველის შესწავლა დაკავშირებულია კოსმოსური გეოდეზიის განვითარებასთან. მთვარის გრავიტაციული ველის შესახებ დიდი დაკვირვებითი მასალაა მიღებული ამერიკული კოსმოსური აპარატების საშუალებით. მთვარის გრავიტაციული ველი შეისწავლება მთვარის ხელოვნური თანამგზავრის ორბიტის შემფოთებებზე დაკვირვებით. აღსანიშნავია, რომ მთვარის ნელი ბრუნვა საშუალებას იძლევა ხანგრძლივად ვაკვირდებოდეთ თანამგზავრს მთვარის სტაბილურ გრავიტაციულ ველში.

მთვარის გრავიტაციული ველის გაშლის კოეფიციენტების შედარება დედამიწის ანალოგიურ კოეფიციენტებთან გვარწმუნებენ მთვარის ძლიერ გრავიტაციულ არაერთგვაროვნებაში და ასიმეტრიულობაში. ნახ. 151-ზე და 152-ზე წარმოდგენილია სიმძიმის ძალის ანომალიის რუკები მთვარის ხილული (ნახ. 151) და უხილავი (ნახ. 152) მხარეებისათვის 100 კმ სიმაღლეზე 40 მგალის კვეთით. სიმძიმის ძალა რედუცირებულია სფერულ ზედაპირზე, რომლის რადიუსია 1738 კმ. რუკები შედგენილია ა.ფერარის მიერ.

მთვარის ხელოვნური თანამგზავრების დაკვირვებებით მოხერხდა მისი ზოგიერთი ფუნდამენტური მუდმივების დაზუსტება:

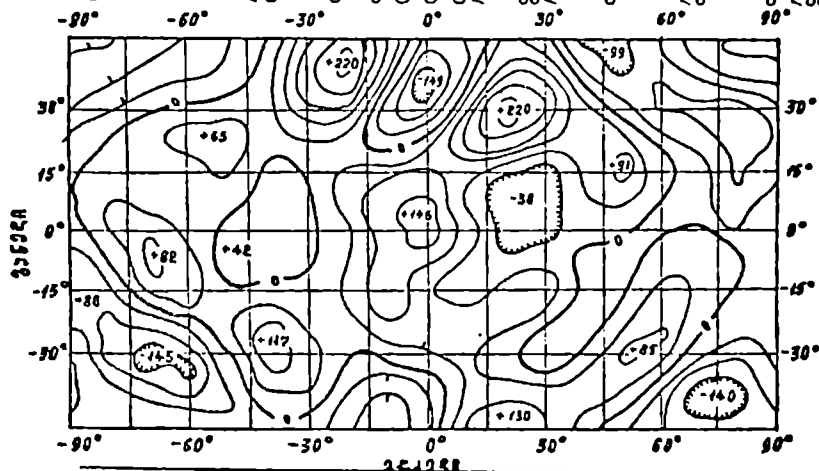
$$fM_{\oplus} = 4902,71 \pm 0,01 \text{ კმ}^3/\text{წმ}^3,$$

$$M_{\oplus} : M_{\oplus} = 81,302 \pm 0,001,$$

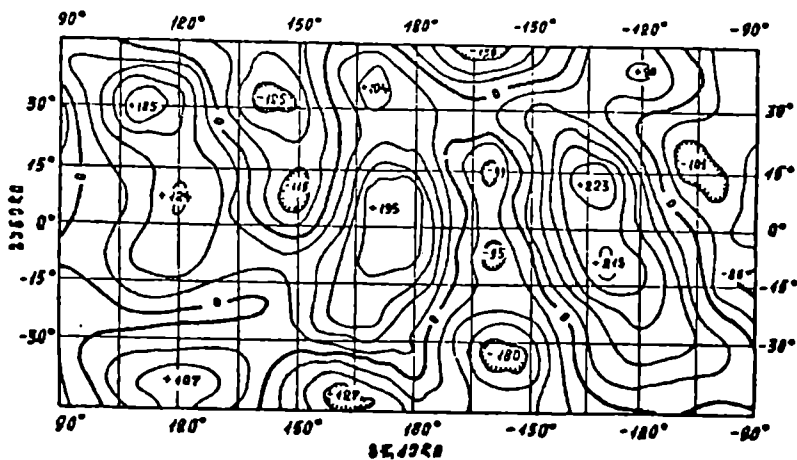
$$M_{\oplus} = 7,3458 \cdot 10^{22} \text{ გრ},$$

$$\sigma_t = 3,3433 \pm 0,0004 \text{ გრ}^{\circ}\text{სმ}^{-1}$$

მთვარის ანომალური გრავიტაციული ველის განსაზღვრის კიდე



ნახ. 161. მთვარის გრავიტაციული ველი მის ზღვრულ მხარეზე ა ღერარის მიხედვით.
იზონომალიების კვეთა 40 მგალი, $R_0 = 1785$ კმ.



ნახ. 162. მთვარის გრავიტაციული ველი მის უზღვრულ მხარეზე ა ღერარის მიხედვით.
იზონომალიების კვეთა 40 მგალი, $R_0 = 1785$ კმ.

ერთ შესაძლებლობას იძლევა მთვარის ხელოვნური თანამგზავრი. ეს არის სხივური აჩქარების განსაზღვრის მეთოდი. სხივური აჩქარება უშუალოდ არ გაიზომება, იგი მიიღება სხივური სიჩქარის გაწარმოებით. მთვარის ხელოვნური თანამგზავრის სხივური სიჩქარე გაიზომება თანამგზავრზე დადგმული რადიოგადამცემის სიხშირის შედარებით სტანდარტულ სიხშირესთან. ვზომავთ რა თანამგზავრის მოძრაობის სხივურ სიჩქარეს, ვღებულობთ მთვარის მიზიდულობის აჩქარების ანომალიის ზუსტ მნიშვნელობას მხოლოდ ცენტრალური არესათვის; გარე არეში კი Δg იქნება დამახინჯებული.

პმიულერმა და უ.სიეგრენმა ამ მეთოდით 1968 წ. აღმოაჩინეს მკვეთრი დადებითი ანომალიები, რომლებიც მიუთითებენ მთვარის სხეულში მასათა დიდ არაერგვაროვნებაზე, რომელსაც უწოდეს მასკონები (*mass concentration*). ეს ანომალიები, რომლებიც აღწევენ +250 მგალს, კონცენტრირებულია ზღვების; წვიმების, სიმშვიდის, ნაყოფიერების, დარის, კრიზისების, ნექტარის, ტენიანობის არეებში. ეს ანომალიები გამოთვლილია 100 კმ სიმაღლეზე მთვარის ზედაპირიდან.

გარდა ამისა, გ.ბრუკემ და ა.ფერარიმ 1979 წ. მთვარის სხვა თანამგზავრებით და კოსმოსური აპარატებით 100 კმ. სიმაღლეზე მოპოვებული მონაცემებით ააგეს ფაისა და ბუგეს ანომალიების რუკები, რომელთა საფუძველია 1738 კმ. რადიუსის მქონე სფეროს ზედაპირი. ავტორებმა დაასკვნეს, რომ ბუგეს ანომალიის რთული ხასიათი სუსტ დამოკიდებულებაშია რელიეფთან და მთვარის ქერქი ძირითადად იზოსტაზიურ მდგომარეობაშია.

უშუალო გაზომვები მთვარეზე ჩატარებულია კოსმოსური აპარატების აპოლონ - 11, -12 და -14 დაჯდომის ადგილზე სამკომპონენტო აქსელომეტრის საშუალებით. აპოლონ - 17-ით ტრანსპორტირებული იყო მთვარეზე დაკვირვებისათვის მასაჩუსეტის ტექნოლოგიურ ინსტიტუტში (აშშ) სპეციალურად ამ მიზნისათვის დამზადებული გრავემეტრი, რომლის დახმარებითაც 20 კილომეტრიან პროფილზე ჩატარდა სიმძიმის ძალის რამდენიმე განსაზღვრა რამდენიმე მილიგალის სიზუსტით.

ფ2. მარსის გრავიტაციული ველი

მზის პლანეტებს შორის ყველაზე უკეთ შესწავლილია მარსი და ვენერა, რისთვისაც გამოყენებულ იქნა კოსმოსური აპარატებიდან გაშვებული თანამგზავრები.

კოსმოსური აპარატის "ვიკინგ-2"-დან გაშვებული მარსის ხელოვნური თანამგზავრიდან სხივური აჩქარების მეთოდით გრავიტაციული ველის გაზომვისათვის ყველაზე ხელსაყრელი პერიოდი იყო 1977 წლის 25 ოქტომბრიდან 1978 წლის მარტამდე, რადგან ამ დროს მარსი იმყოფებოდა ყველაზე ახლოს დედამიწასთან და სინათლის სხივი გადიოდა მზიდან მოშორებით. ამავე დროს, თანამგზავრის ორბიტის სიმაღლე მარსის ზედაპირიდან იყო 270-300 კმ, ხოლო ორბიტის დახრილობა 80°. რაც ქმნიდა საშუალებას განედის ფართო ზოლში დაკვირვების წარმოებისა. გრავიტაციული რუკის შედგენისათვის დაკვირვებულ მნიშვნელობებში შეტანილ იქნა შესწორებები მზისა და პლანეტების შემფოთების გამო, დედამიწის ბრუნვის გამო და თვით თანამგზავრის ორბიტალური მოძრაობის გამო.

ნახ. 153-ზე წარმოდგენილია ე.ბალმინოსა და ე.ქრისტენსენის მიერ შედგენილი მარსის გრავიტაციული ველის ანომალიის რუკა 300 კმ სიმაღლეზე. ავტორებმა დაადგინეს მარსის გრავიტაციული ველის ბევრი დეტალი და მისი კავშირი რელიეფთან. გასაკუთრებით საყურადღებოა ამ მხრივ გიგანტური მთის ოლიმპის არეში გამოვლენილი დადებითი ანომალია, თუმცა ანომალიის მაქსიმუმი არ ჩანს რუკაზე, რადგან თანამგზავრის ტრაექტორია არ გადიოდა აქ არსებულ ტარსის, ასკრეოსის, პავონისის და არსიას ვულკანურ მთებზე.

ამ ავტორების მიერ აგებულ იქნა აგრეთვე არეოიდის სიმაღლის რუკა (ნახ. 154), რომელზედაც აღნიშნულია გადახრები ელიფსოიდიდან, რომლის პარამეტრებია

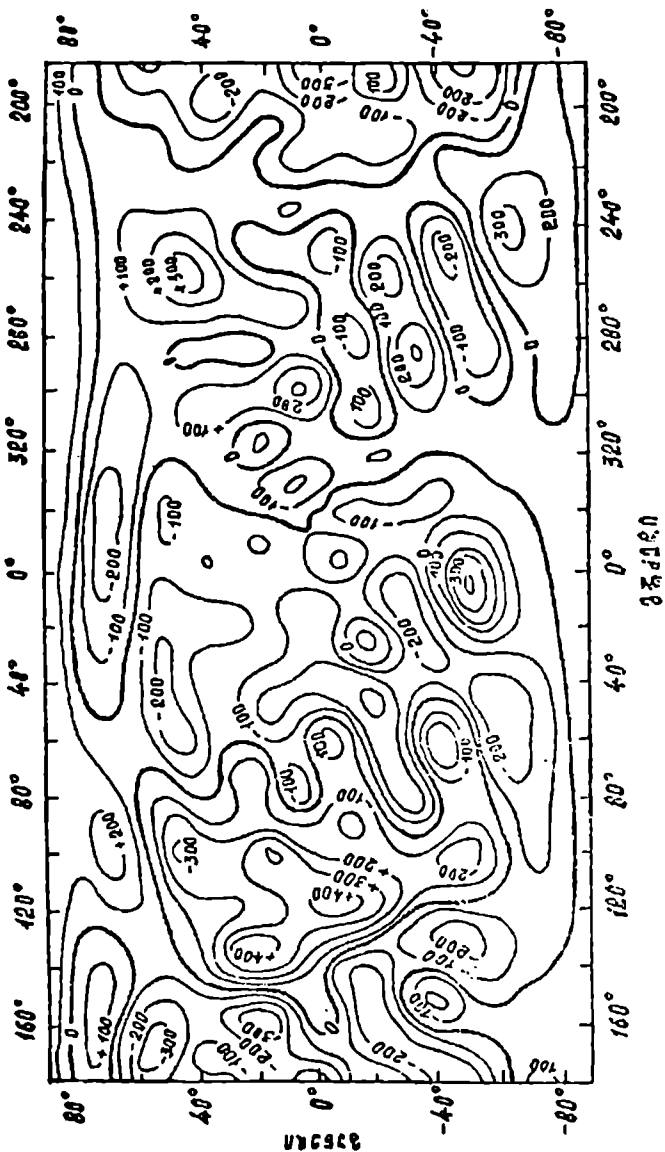
$$a = 1.191, 1902,$$

$$R_p = 3394 \text{ კმ},$$

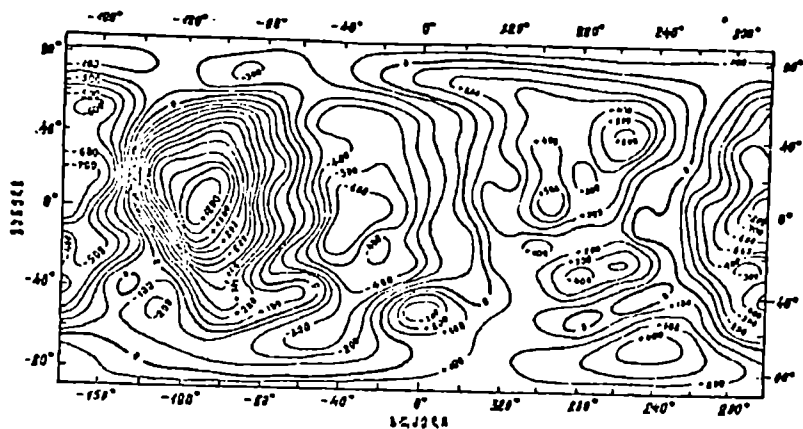
$$fM_p = 42828,44 \cdot 10^8 \text{ მ}^3/\text{წმ}^3$$

$$\omega = 88642,655 \text{ წმ} = 24,623 \text{ სთ}.$$

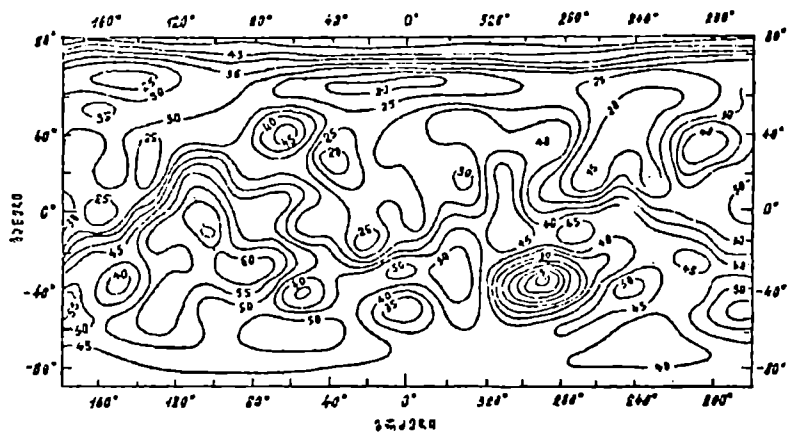
მარსის გრავიტაციული ველის ბარისხობრივი ანალიზი ცხადყოფს პლანეტის სიმკვრივის მნიშვნელოვან არაერთგვაროვნებას, რომლითაც ხასიათდებიან კრატერი ალბასი, იზიდას დეპრესია და სხვა არეები. მაგრამ ისიც უნდა აღინიშნოს, რომ დიდი კრატერე-



ნახ. 968. შავი ზღვის გეოგრაფიკული ველის რუკა ე. ბაღდასიანის და ე. კრისტენსენის მიხედვით. იზომანძალების კეფა 100 მეტრი



ნახ. 164. არგოიდის სიმაღლის რუკა ჟ. ბალზინოსა და ე. ჯრისტენენის მიხედვით.
იზოხისების კვეთა 100 მ.



ნახ. 166. პარსის ჯერქის სისქის ხეშა ზ. სივგრენის მიხედვით.
იზოხორმების კვეთა 6 კმ.

ბი კასინი და ანტონიადი არ არიან დაკავშირებული მნიშვნელოვანი სიდიდის ანომალიებთან, რაც შეიძლება აიხსნებოდეს მათი იზოსტაზიური კომპენსაციით.

გამომდინარე დასკვნიდან, რომ მარსი იზოსტაზიურად ძირითადად კომპენსირებულია, ბ.სიეგრენმა გამოითვალა ქერქის სისქე (ნახ. 155), რომელიც იცვლება 5-60 კმ ფარგლებში. ქერქს მაქსიმალური სისქე აქვს მთა ოლიმპის არეში, რომელიც უზარმაზარ ტერიტორიას მოიცავს. მარსისა და მთვარის ქერქი შეადგენს მათი მასის 10%. შედარებისათვის, დედამიწის ქერქის მასა 0,4%-ია და ასეთი დიდი განსხვავება მათ შორის მეტნიერების მიერ ახსნილია თანამედროვე ბიქნური ტექტონიკის თეორიის საფუძველზე.

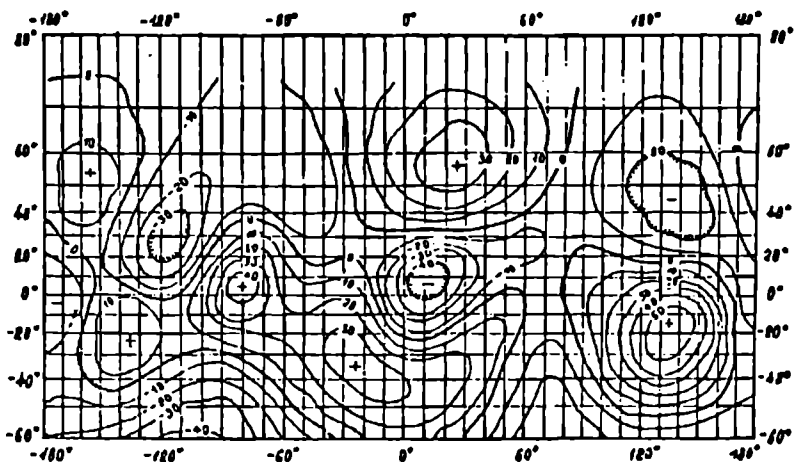
გვ. ვენერას გრავიტაციული ველი

პლანეტა ვენერას გრავიტაციული ველი, პოლარული კუმშვა და რელიეფის ძირითადი ფორმები პირველად 1975 წ. იქნა განსაზღვრული საბჭოთა ხელოვნური თანამგზავრების ვენერა - 9 და 10-ის საშუალებით. უფრო სრულყოფილი მონაცემები ამ პლანეტის გრავიტაციული ველისა და რელიეფის შესახებ მოპოვებულ იქნა ამერიკული თანამგზავრის "პიონერ-ვენერას" მიერ, რომელიც გაყვანილ იქნა ორბიტაზე 1978 წ. 4 დეკემბერს. თანამგზავრმა უზრუნველყო გრავიტაციული ველის შესწავლა ორბიტის ელემენტების შემოფოთების

განსაზღვრით ± 60 განედის ფარგლებში. ორბიტის სიმაღლე იცვლებოდა 145-180 კმ საზღვრებში, ხოლო დახრა ეკვატორთან შეადგენდა 105°.

გრავიტაციული ველის ნორმალურ ველად მიღებულ იქნა სფერული პლანეტის ველი. ვენერას გრავიტაციული ველი აღმოჩნდა შეუდარებლად უფრო წყნარი, ვიდრე მთვარისა და მარსის: ამ ველის ანომალიის რიცხვითი მნიშვნელობა მერყეობს -40,-50 მგალის ფარგლებში (ნახ. 156).

ვენერას რელიეფი ძირითადად წყნარია, $R=6051,1$ კმ და საშუალო რადიუსის, დონიდან გადახრილია $\pm 0,5$ კმ. მხოლოდ მთიან რაიონებში, რომელთა საერთო ფართობი არ აღემატება პლანეტის 2%, რელიეფის საშუალო სიმაღლეა 2 კმ. ვენერაზე ყველაზე დიდი ზეგანია იშტარი, საშუალო სიმაღლით 4-5 კმ და მასთან მიმდებარე მაქსველის არე, რომელზედაც აღმართულია 11,5 კმ სიმაღლის ვულკანური მთა, რომლის კრატერის დიამეტრია 104 კმ და სიღრმე 4 კმ; მეორე დიდი ზეგანია აფროდიტა (სიმაღლე 4-5 კმ) ორი დიდი მწვერვალით - გაუსითა და ჯერციტ, რომელთა სიმაღლეა 6-8



ნახ. 158. ვენერას გრავეიტაციული ველი ზედაპირიდან 100 კმ სიმაღლეზე & სივრცის ზიხედით.
ანომალია დატანილია სფერულ ზედაპირზე რადიუსით 6365.1 კმ

კმ. მესამე მთა არის ბეტა.

ყველა აქ აღნიშნულ ამაღლებებს შეესაბამება დადებითი ანომალიები რუკაზე. ხოლო დეპრესიებს - უარყოფითი.

ვენერასათვის აგებულია აგრეთვე სხიური სიჩქარეებით გამოთვლილი სიმძიმის ძალის აჩქარების რუკა, რომელიც ადასტურებს, რომ დადებით რელიეფს შეესაბამება სიმძიმის ძალის ანომალიის დადებითი მნიშვნელობები და უარყოფით რელიეფს - უარყოფითი მნიშვნელობები.

ვენერას გრავეიტაციული ველი უფრო წააგავს დედამიწისას და სრულიად არ ჰგავს მარსისა და მთვარის ანომალიურ გრავეიტაციულ ველს. იგი კარგ კორელაციაშია რელიეფის მსხვილ ფორმებთან.

გამოყენებული ლიტერატურა

- ბ. გ რ უ შ ი ნ ს კ ი. ა. გრუშინსკი - მიზუდულობის ძალთა სამყაროში. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 1984
- ბ. შ ე ნ გ ე ლ ა ი ა - დედამიწის ჰერქის სამგანზომილებიანი გრავიტაციული მოდელის აგების მეთოდი. თბილისის სახ. უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 1978.
- ქ ა რ კ ო ვ ი ვ. ნ. - დედამიწის, მთვარისა და პლანეტების შინაგანი აგებულება. თბილისის სახ. უნივერსიტეტის გამომცემლობა 1980.
- А р т е м ъ в М. Е. Изостазия территории СССР. Изд-во "Наука" М., 1975.
- Б а л а в а д з е Б. К. Гравитационное поле и строение земной коры в Грузии. Изд-во АН ГССР. 1957.
- Б а л а в а д з е Б. К., Твалтვაдзе Г.К. Строение земной коры в Грузии по геофизическим данным. Изд. АН СССР, сер. геофизическая №9, Москва, 1958.
- Б а л а в а д з ე Б. К., Твалтვაдзе Г.К., Шенгелაია Г.Ш., Сихарулидзе Д.И., Картвелишвили К.М. Геофизическое исследование земной коры и верхней мантии в области Кавказа. Геотектоника, 3. Москва, АН СССР, 1966.
- Б а л а в ა დ ზ ე Б. К. К построению модели земной коры Кавказа и сопредельных акваторий. Физика Земли. №2, 1975. АН СССР.
- Б а л ა ვ ა დ ზ ე Б. К. и Картвелишвили К.З. Пролиты в твердом теле Земли, Изд-во "Мецниერება". 1984.
- Б а л ა ვ ა დ ზ ე Б. К. и Шенгелая Г.Ш. Плотность горных пород территории Большого Кавказа, Тр. Инст-та геофизики АН ГССР. 1963, т. 22, с. 153-170.
- В е с е л о в К. Е., Сагитов М.У. Гравиметрическая разведка. М. "Недра". 1968. с. 512.
- В е с е л о в К. Е. - Гравиметрическая съемка. Изд-во "Недра". М. 1986.
- Г а м б у р ц е в Г. А., Вейцман П.С. Сопоставление данных глубинного зондирования о строении земной коры в районе Северного Тянь-Шаня с данными сейсмологии и гравиметрии. Изв. АН СССР, сер. геофиз., №9. 1956.

- Г р а в и р а з в е д к а. Справочник геофизика. Под редакцией Е. А. Мудрецов. Изд-во "Недра", М. 1981. 981
- Г р у ш и н с к и й Н. П. Теория фигуры Земли. Государственное издательство физико-математической литературы. М., 1963.
- Г р у ш и н с к и й Н. П. - Основы гравиметрии. Главная редакция физико-математической литературы. М., "Наука" 1983.
- Д е м е н и ц к а я Р. М. Кора и мантия Земли. Изд-во "Недра". 1975.
- К а р т в е л и ш в и л и К. М. Планетарная плотностная модель и нормальное гравитационное поле Земли, М., "Наука". 1982.
- Л ю б и м о в А. А. Геологическая экспресс-информация гравимагнитных данных. Изд-во "Недра", М. 1983.
- М а л о в и ч к о А. К. - Основной курс гравиразведки. т. I. и II. Изд-во Редбюро ГУТК при СНК СССР. М. 1939.
- М а н а г а д з е Г. Д. Интерпретация аномалии силы тяжести над вертикальным уступом с помощью вариационной функции. Сообщения АН Груз. ССР, т. XX, 6, 1958.
- М а н а г а д з е Г. Д. Интерпретация вариационной аномалии силы тяжести над горизонтальным круговым цилиндром бесконечного простираия. Труды Тбилисского гос. ун-та, т.68, 1959 г.
- М а н а г а д з е Г. Д. К определению элементов залегания вертикального уступа по кривой Δg . Разведочная и промысловая геофизика, вып. 33, 1959.
- М а н а г а д з е Р. Г. О геологической интерпретации одного варианта локализованной аномалии силы тяжести. Грузинский политехнический институт. Научные труды II/281. Тбилиси, 1984.
- С о р о к и н Л. В. Гравиметрия и гравиметрическая разведка. Гостоптехиздат. М., 1953.
- У ш а к о в С. А., Галушкин Ю.И., Гапонейко Г.И., Дубинин Е.П., Иванов С.С., Иванова О.П., Каверзнев К.М., Шимараев В.Н. - Гравитационное поле и рельеф дна океана. Изд-во "Недра". Ленинград. 1979.
- Ф е д ь н с к и й В. В. Разведочная геофизика. Изд-во "Недра", М., 1967.

სარჩევი

პირველი გამოცემის წინასიტყვაობა	3
მეორე გამოცემის წინასიტყვაობა	4
მესამე გამოცემის წინასიტყვაობა	5

შესავალი

§1. გრაფიკური საგანი	6
§2. გრაფიკური განვითარების მოკლე ისტორიული მიმოხილვა	7

თავი პირველი

გრაფიკული ელემენტების თეორიული საფუძვლები

§3. მიზიდულობის ძალა და მისი პოტენციალი	14
§4. ცენტრდამშორი ძალა და მისი პოტენციალი	20
§5. სიმძიმის ძალა და მისი პოტენციალი	22
§6. მიზიდულობის პოტენციალის მეორე რიგის წარმომადგენლები გეომეტრიული და ფიზიკური შინაარსი	25
§7. პოტენციალის თეორიის ზოგიერთი საკითხი	32
§7.1. სფერული უსასრულო თხელი ფენის მიზიდულობის ელემენტის პოტენციალი და დაძაბულობა	32
§7.2. სფერული სხეულის მიზიდულობის პოტენციალი და დაძაბულობა	35
§7.3. ლაპლასისა და პუასონის განტოლებები	36
§7.4. წრიული ბადროს მიზიდულობის პოტენციალი	37
§8. მიზიდულობის ძალის პოტენციალის წარმოებულთა ზოგადი ინტეგრალური გამოსახულებანი.	38

თავი მეორე

დედამიწის გრაფიკული ელემენტი

§1. სიმძიმის ძალის პოტენციალის მწკრივად გაშლა	41
§2. იდეალური გეოიდის განტოლება	46
§3. სიმძიმის ძალის მნიშვნელობა გეოიდზე.	49
§4. სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობა	53
§4.1. სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის გამოთვლის	

კლასიკური მეთოდი	53
§4.2. სიმძიმის ძალის ნორმალური მნიშვნელობის გამოთვლა ფუნდამენტური გეოდეზიური მუდმივებით	57
§4.3. პლანეტარული სიმკვრიველი მოდელი და დედამიწის ნორმალური გრავიტაციული ველი	61
§5. სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების ნორმალური მნიშვნელობანი	67
§6. სიმძიმის ძალის ცვალებადობა დედამიწის შიგნით	70
§7. სიმძიმის ძალის ცვალებადობა დროში	74
§8. იზოსტაზიის თეორია	82

თავი მესამე

სიმძიმის ძალის გაზომვის დინამიკური მეთოდები

§1. გრავიმეტრიული აპარატურის განვითარების მოკლე მიმოხილვა	89
§2. საქანის რხევის თეორია	93
§3. სიმძიმის ძალის აბსოლუტური მნიშვნელობის განსაზღვრის მეთოდები	97
§3.1. მოსაბრუნებელი საქანიანი აპარატები	97
§3.2. ბალისტიკური გრავიმეტრის თეორია	101
§3.3. ბალისტიკური გრავიმეტრები	105
§3.4. სიმძიმის ძალის აბსოლუტურ მნიშვნელობათა საერთაშორისო სისტემა	109
§4. სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრის დინამიკური მეთოდები	113
§4.1. სიმძიმის ძალის ფარდობითი განსაზღვრა საქანიანი ხელსაწყოთი	115
§4.2. საქანიანი ხელსაწყო	115
§4.3. სიმძიმის ძალის ზღვებზე განსაზღვრის საქანიანი მეთოდი	119
§4.4. საქანიანი ხელსაწყოები ზღვებზე დაკვირვებისათვის	124
§4.5. თანამედროვე საქანიანი აპარატურა	127

თავი მეოთხე

სიმძიმის ძალის განსაზღვრის სტატიკური მეთოდები

§1. ზოგადი ცნობები გრავიმეტრების შესახებ	132
§2. აირიან-სითხიანი გრავიმეტრები	134

§2.1. ლომონოსოვის უნივერსალური ბარომეტრი	134
§2.2. პალკის გრავიმეტრი	134
§2.3. ნორგარდის მცურავი გრავიმეტრი	135
§3. ლითონის სტატიკური გრავიმეტრები	135
§3.1. გრაფის გრავიმეტრი	136
§3.2. ბოლიდენის გრავიმეტრი	137
§3.3. ბიფილარული გრავიმეტრი	138
§3.4. გრაფის გრავიმეტრი <i>Gs-11</i>	139
§3.5. გრავიმეტრი "ჩრდილო ამერიკა"	140
§3.6. ლაკოსტა-რომბერგის გრავიმეტრი	142
§4. კვარცის ჰორიზონტული გრების ძაფიანი გრავიმეტრები	142
§4.1. ნორგარდის კვარცის გრავიმეტრი	142
§4.2. გრავიმეტრი ГАЗ	145
§4.3. გრავიმეტრი ГАП	145
§5. კვარცის ასტაზირებული გრავიმეტრები	146
§5.1. გრავიმეტრი ГАР-7Г	146
§5.2. უორდენის და შარპის გრავიმეტრები	150
§5.3. გრავიმეტრი ГАР-2	151
§5.4. გრავიმეტრი ГНУК-1	151
§6. გრავიმეტრები გემბანზე ან წყალქვეშა ნაგზე დაკვირებისათვის	152
§6.1. გრავიმეტრი ГАЛ	153
§6.2. საზღვაო გრავიმეტრი ВНИИГеофизика	154
§6.3. გრაფის საზღვაო გრავიმეტრი	154
§7. გრავიმეტრები ზღვის ფსკერზე და კაბურღილებში დაკვირებისათვის	155
§7.1. ზღვის ფსკერზე დასაშვები გრავიმეტრები КЛГ-П და КЛГ-Ш	155
§7.2. უცხოური საზღვაო გრავიმეტრები	157
§7.3. კაბურღილის გრავიმეტრები	157
§8. აეროგრავიმეტრიული გაზომვები	159
§9. სიმაღლისმზომი გრავიმეტრი	163
§10. გრავიმეტრების მომზადება დაკვირებისათვის	164
§10.1. გრავიმეტრების დაყენება დახრის მიმართ მგრძნობიარობის მინიმუმზე.	165
§10.2. მგრძნობიარობის რეგულირება	166
§10.3. ტემპერატურის სარეღუქციო მრუდის განსაზღვრა	166
§10.4. ატმოსფერული წნევის ცვლილების გავლენა	169
§10.5. გრავიმეტრების ეტალონირება	170
§10.6. მაგნიტური ველის გავლენა	172

§11. გრაფიკული აგეგმვის მეთოდია	173
§12. სიმძიმის ძალის ნაზრდის გათანაბრება	176

თავი მესამე

სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულების განსაზღვრის მეთოდები

§1. გრაფიკული ვარიომეტრის თეორია	182
§2. პოროზონტული გრაფიკული გრადიენტომეტრი	189
§3. გრეხითი სასწორის მოძრაობის განტოლება	191
§4. გრაფიკული ვარიომეტრები	197
§4.1. ვარიომეტრი $Z-40$	199
§4.2. ვარიომეტრი $S-20$	202
§4.3. ვარიომეტრი $E-60$	204
§5. გრაფიკული ვარიომეტრის დაკვირვებათა მასალის დამუშავება	206
§6. სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის განსაზღვრა	210
§7. სიმძიმის ძალის ვერტიკალური გრადიენტის ცვლილება დედამიწის შიგნით	218

თავი მეექვსე

სიმძიმის ძალის რედუქცია და ანომალიები

§1. სიმძიმის ძალის რედუქცია სიმაღლეზე და შუალედ ფენაზე	221
§2. რელიეფის გავლენა სიმძიმის ძალაზე	225
§3. სიმძიმის ძალის სხვა რედუქციები	232
§4. სიმძიმის ძალის იზოსტაზიური რედუქცია	235
§5. რელიეფის გავლენა სიმძიმის ძალის პოტენციალის მეორე რიგის წარმოებულებზე	238
§6. სიმძიმის ძალის ანომალიის გამოთვლის სიზუსტე და გრაფიკული გამოსახულება	252

თავი მეშვიდე

გრაეიტაციული ანომალიის განაწილება დედამიწის
ზედაპირზე. ანომალიური ველის ტრანსფორმაცია.

§1. სიმძიმის ძალის ანომალიის განაწილების ზოგადი კანონზომიერებანი	254
§2. სიმძიმის ძალის რეგიონალური და ლოკალური ანომალიები	257
§3. სიმძიმის ძალის ანომალიის კლასიფიკაცია	258
§4. სიმძიმის ძალის ანომალიის ტრანსფორმაცია	260
§4.1. ბაზოვანი რეგიონალური გრაეიტაციული ფონის მოხსნა	260
§4.2. გრაეიტაციული ველის გასაშუალებების მეთოდი	261
§4.3. გასაშუალებული გრადიენტების მეთოდი	264
§4.4. სიმძიმის ძალის ანომალიის ანალიზური გაგრძელება ზედა და ქვედა ნახევარსფეროებში.	268
§4.5. გრაეიტაციული ანომალიის ვარიაციის მეთოდი	273
§4.6. სიმძიმის ძალის ანომალიის ვერტიკალური გრადიენტის გამო- თვლის მეთოდი	275

თავი მერვე

გრაეიტეტიკის პირდაპირი და შებრუნებული ამოცანები

§1. Δg , $U_{\text{ს}}$ და U_{Δ} მნიშვნელობათა გამოთვლა მრუდფართეულიანი სხეულებისათვის. შებრუნებული ამოცანები	281
§1.1. სფერო	281
§1.2. ცილინდრი	285
§1.3. ელოფსოიდი	292
§2. Δg , $U_{\text{ს}}$ და U_{Δ} მნიშვნელობათა გამოთვლა სწორკუთხოვანი სხეულებისათვის. შებრუნებული ამოცანები.	293
§2.1. სწორკუთხოვანი პარალელუპედი	293
§2.2. ვერტიკალური საფეხური	298
§2.3. დახრილი საფეხური	305
§2.4. დახრილი ფენა	307
§3. გრაეიტეტიკის პირდაპირი ამოცანა ზოგიერთი იზომეტრიული სხეულის სიმკვრივის ვერტიკალურად ცვლილების შემთხ-	

§4. Δg , U_{xx} და U_{Δ} სიდიდეთა გამოთვლის გრაფიკული და სხვა ხერხები	318
§5. ანომალიური სხეულის მასისა და სიმძიმის ცენტრის განსაზღვრა გრავიმეტრიული მონაცემებით	324
§6. შებრუნებული ამოცანის ამოხსნა გარემოს ერთი გამყოფი ზედაპირის შემთხვევაში	328
§7. შებრუნებული ამოცანა რამდენიმე გამყოფი ზედაპირის შემთხვევაში	332
§8. გრავიმეტრიის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ცალსახობის შესახებ	336
§9. ორგანოზომილებიანი ბრტყელი ფენის პარამეტრების განსაზღვრა U_{zzz} ანომალიით	343

თავი მეცხრე

გრავიტაციული ველის გამოყენება უმაღლესი გეოდეზიისა და გეოლოგიის პრობლემების გადახაწვეტად

§1. გეოიდის ფორმის განსაზღვრა გრავიმეტრიული მონაცემებით	345
§2. დედამიწის ქერქისა და ზედა მანტიის აგებულების შესწავლა გრავიტაციული მეთოდებით	351
§2.1. ქანების სიმკვრივე	351
§2.2. დედამიწის ქერქის სიმძლავრის განსაზღვრა გრავიმეტრიული მეთოდებით	356
§2.3. რეგიონალური გრავიტაციული ანომალია, როგორც დედამიწის ღრმა აგებულების არაერთგვაროვნების ანარეკლი	361
§2.4. ილუსტრაცია დედამიწის ქერქის აგებულების კომპლექსური გეოფიზიკური მეთოდებით შესწავლისა	367
§3. გრავიმეტრიული მეთოდი გამოყენებით გეოლოგიაში	378

თავი მათე

მთვარისა და მზის სისტემის პლანეტების გრავიტაციული ველი

§1. მთვარის გრავიტაციული ველი და მისი განსაზღვრის მეთოდები	385
§2. მარსის გრავიტაციული ველი	395
§3. ვენერას გრავიტაციული ველი	398
გამოყენებული ლიტერატურა	400

Бенедикт Константинович Балавадзе
Курс гравиметрии
(на грузинском языке)
Издательство Тбилисского университета
Тбилиси 1996 г.

ბ. ბალავაძე
გრავემეტრიის კურსი

გამომცემლობის რედაქტორი ნ. ა რ ჟ ე ვ ა ნ ი ძ ე
კორექტორი ნ. ე ლ ი ზ ბ ა რ ა შ ე ი ლ ი
კომპიუტერის ოპერატორები: ნ. ა ს ა თ ი ა ნ ი,
ა. ს. უ ლ ა ქ ე ვ ე ლ ი ძ ე,
დ. დ. შ მ ბ ა ძ ე

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 16.11.95. საბეჭდო ქალაქი
60X84./16. პირობითი ნაბეჭდი თაბახი 25.5. საალრიცხო-
საგამომც. თაბახი 18.92.

ტირაჟი 500: შეკვეთის № 69
ფ ა ს ი ს ა ხ ე ლ შ ე კ რ უ ლ ე ბ ი

წიგნი აიწყო და დაკაბადონდა საქ. მეცნიერებათა აკადემიის
პრეზიდიუმის ინტორმატიკის განუ.-ში, ფიზ.მათ. მეცნ.
კანდ. დ. ლ ა რ ი ბ ა შ ე ი ლ ი ს ხელმძღვანელობით

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 380028, თბილისი,
ი. ჭავჭავაძის პრ.14.

საწარმო-საგამომცემლო გაერთიანება "მეცნიერება", თბილისი,
380060, დ. გუბრეკელის ქ.16/19.