

ჰიდრაპლიკის საფუძვლები

საქართველოს სსრ უმაღლესი და საშუალო სპეციალური
განათლების სამინისტროს მიერ დამტკიცებულია სახელმძღვა-
ნელოდ უმაღლესი ტექნიკური სასწავლებლების სტუდენტებისათვის

რედაქტორი დოცენტი პ. პრიბალაშვილი

წინამდებარე სახელმძღვანელო წარმოადგენს ჰიდრაულიკის საფუძვლების კურსის პირველ გამოცემას ქართულ ენაზე.

წიგნში გაშუქებულია ჰიდრაულიკის როლი მეცნიერებისა და ტექნიკის სხვადასხვა დარგისათვის და მისი განვითარების მოკლე ისტორია; ჩამოყალიბებულია ჰიდროსტატიკისა და ჰიდროდინამიკის ძირითადი ცნებები და დებულებები; განზოგადებულია მრავალი ათეული წლის განმავლობაში დაგროვილი თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევის შედეგები ჰიდრაულიკურ წინალობათა, ნაკადის დაწნევის დანაკარგების, მილსადენების, ნახვრეტების, წყალსაშუებისა და წყლის ფილტრაციის ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საკითხებში და სხვ.; ნაჩვენებია ამ საკითხების დიდი მნიშვნელობა საინჟინრო პრაქტიკისათვის, რაც ილუსტრირებულია კონკრეტული ამოცანების ამოხსნით.

სახელმძღვანელოს დანართში მოცემულია ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისათვის საჭირო დამხმარე მასალები — ცხრილები, გრაფიკები, წინალობის კოეფიციენტების მნიშვნელობები და სხვ.

წიგნი განკუთვნილია სახელმძღვანელოდ უმაღლესი ტექნიკური სასწავლებლების სამრეწველო და სამოქალაქო მშენებლობის სპეციალობის სტუდენტებისა და აგრეთვე ჰიდრაულიკის, ჰიდრომანქანებისა და ჰიდროამპრაგების კურსის შემსწავლელი სხვა სპეციალობების სტუდენტებისათვის ჰიდრაულიკის ნაწილში. იგი სარგებლობას მოუტანს სამშენებლო და სამაროექტო ორგანიზაციებში მელიორაციის, წყალმომარაგებისა და ჰიდროტექნიკის დარგებში მომუშავე სპეციალისტებსაც.

რ ე ც ე ნ ე ნ ტ ე ბ ი :

ტექნიკურ მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი ბ. ჩიკვაშვილი

ტექნიკურ მეცნიერებათა კანდიდატი, დოცენტი თ. ჭაჭარაძე

ტექნიკურ მეცნიერებათა კანდიდატი, რესპუბლიკის დამსახურებული ინჟინერი დ. მელიქიძე-ბიჭი

პირველი თავი

შესავალი

§ 1-1. ჰიდრაულიკის საბანი და მისი როლი მეცნიერებისა და ტექნიკის სხვადასხვა დარგში

ჰიდრაულიკა (სიტხის ტექნიკური მექანიკა) ეწოდება გამოყენებით სინთეზურ მეცნიერებას, რომელიც შეისწავლის წვეთობრივი სითხეების წონასწორობისა და მოძრაობის კანონებს და შეიმუშავებს სათანადო მეთოდებს აღნიშნული კანონების პრაქტიკული გამოყენებისათვის ტექნიკის სხვადასხვა დარგში.

ჰიდრაულიკის პირველი ნაწილი შეისწავლის სითხეების წონასწორობის კანონებს და მას ჰიდროსტატიკა ეწოდება, ხოლო მეორე ნაწილი შეისწავლის სითხეების მოძრაობის კანონებს, რომელსაც ჰიდროდინამიკას უწოდებენ. ეს უკანასკნელი შეისწავლის აგრეთვე სითხეებსა და მათ შემხებ მყარ სხეულებს შორის მექანიკური ურთიერთქმედების საკითხებს. ჰიდროდინამიკა შეიცავს ჰიდროკინემატიკასაც, ანუ ჰიდრაულიკის იმ ნაწილს, რომელიც განიხილავს სითხეების მოძრაობის შესაძლო სახეებსა და ფორმებს.

ჰიდრაულიკა ეყრდნობა ფიზიკისა და თეორიული მექანიკის კანონებს და ფართოდ იყენებს მათემატიკურ აპარატს. მაგრამ მოძრავი სითხეებისათვის დამახასიათებელ მოვლენათა დიდი სირთულისა და მიღებული ამონახსნების პრაქტიკული გამოყენებისათვის შესაძლო სტადიამდე დაყვანის აუცილებლობის გამო თეორიულ მეთოდებთან ერთად ჰიდრაულიკა ხშირად იყენებს აგრეთვე კვლევის ექსპერიმენტულ მეთოდებს. ექსპერიმენტული კვლევის შედეგების განზოგადების საფუძველზე ჰიდრაულიკაში ჩამოყალიბებულია მრავალი ემპირიული კანონზომიერება.

განსახილველი მოვლენების შემეცნების, მათი წარმოშობისა და მსვლელობის პირობების დადგენისათვის ჰიდრაულიკაში ფართოდ იყენებენ აგრეთვე კვლევის გამარტივებულ მეთოდებს. ეს მეთოდები საშუალებას იძლევა საკმარისი სიზუსტით ამოვხსნათ სინთეზური პრაქტიკის ისეთი გადაუღებელი ამოცანები, რომელთა მიღება არ ხერხდება მკაცრი ანალიზური გზით.

ჰიდრაულიკის საფუძვლები დაკავშირებული იყო წარსულში წმინდა

თეორიულ მეცნიერებასთან — ჰიდრომექანიკასთან. მრავალი ამოცანის ზოგადი ამოხსნა ჰიდრომექანიკაში მიღებულია არაბლანტი (ე. წ. „იდეალური“) სითხის განხილვით მკაცრი მათემატიკური მეთოდების გამოყენების საფუძველზე. თანამედროვე ჰიდრომექანიკა უკვე განიხილავს ბლანტი (რეალური) სითხეებს და ამიტომ მისთვის გაიზარდა ექსპერიმენტული კვლევის როლი. ამჟამად თეორიული ჰიდრომექანიკისა და საინჟინრო ჰიდრაულიკის განცალკევებულ განვითარებას შორის ზღვარი იშლება და ხდება მეცნიერების ამ ორი დარგის შერწყმა ერთ მეცნიერებად, რომელშიც, აქად. ნ. პავლოვსკის გამოთქმით, „ჰიდრომექანიკა შეიტანს თეორიული კვლევის სიმკაცრესა და სისრულეს, ხოლო ჰიდრაულიკა — თავის ცოცხალ პრაქტიკულ სულს“.

თანამედროვე პირობებში ძნელად მოინახება მეცნიერებისა და ტექნიკის ისეთი დარგი, სადაც არ არის გამოყენებული ჰიდრაულიკის კანონები და ამიტომ მას დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. იგი საფუძველად უდევს ისეთი დარგების შესწავლასა და განვითარებას, როგორიცაა: ჰიდროტექნიკა, ჰიდროენერგეტიკა, მელიორაცია, სანაოსნო გზები და ნავსადგურები, წყალმომარაგება და კანალიზაცია, სამდინარო ტრასპორტი, მანქანათმშენებლობა, საავიაციო და სარაკეტო ტექნიკა, გემთმშენებლობა, თბოტექნიკა, მეტალურგია, ქიმიური მრეწველობა, მეტეოროლოგია, ჰიდროსფეროს კვლევა და მრავალი სხვა. სამშენებლო სპეციალობებისათვის დიდი მნიშვნელობა ენიჭება იმ ჰიდრაულიკური პროცესების ფართოდ გაშუქებას, რომლებიც წამოიჭრება საინჟინრო ნაგებობების დაპროექტების, მშენებლობისა და ექსპლუატაციის დროს. კერძოდ, ჰიდრაულიკის კანონების ღრმა ცოდნას მოითხოვს წყალმომარაგებისა და კანალიზაციის სისტემების, სატუმბო სადგურების, კაშხალების, ხიდებისა და საგზაო მილების, ნახვრეტების, წყლით გათბობის სისტემების, ყაშირის წყლების კაპტაჟის, გამწმენდი და წყალშემკრები ნაგებობებისა და სხვა მრავალი მსხვილი საინჟინრო კომპლექსის გაანგარიშება.

§ 1. 2. ჰიდრაულიკის განვითარების მოკლე ისტორია

წყალი ყოველთვის დიდ როლს ასრულებდა ადამიანის ცხოვრებაში. ჯერ კიდევ თემური წყობილებისა და მონათმფლობელურ სახელმწიფოთა არსებობის პერიოდში შუა აზიის, ჩინეთის, ეგვიპტის, ასურეთის, ბაბილონის, რომისა და საბჭოთა კავშირის ტერიტორიაზე არსებულ სახელმწიფოთა მკვიდრნი გვალვიან პირობებში მიწებს რწყავდნენ, ქალაქებს ამარაგებდნენ წყლით, ებრძოდნენ წყალდიდობას; მდინარეებს იყენებდნენ როგორც სატრანსპორტო საშუალებას; შენდებოდა კაშხალები, არხები, ხიდები, აკვედუკები, წყალსადენები, ნავსადგურები და სხვა საკ-

შოდ მსხვილი ჰიდროტექნიკური ნაგებობები; ტარდებოდა დაკვირვებები მდინარეთა რეჟიმზე, აგებდნენ გემებს, წყლის ძრავებს და სხვ.

ჰიდრონაგებობათა და დანადგართა მშენებლობა შორეულ წარსულში ზორციელდებოდა დაკვირვებებისა და ცდების მონაცემების საფუძველზე. დაგროვილ გამოცდილებაზე დაყრდნობით.

ჰიდრაულიკა უძველესი მეცნიერებაა. პირველ მეცნიერულ ნაშრომად ჰიდრაულიკაში ითვლება არქიმედეს ტრაქტატი „მცურავი სხეულების შესახებ“, რომელიც დაიწერა 250 წელს ძველი წელთაღრიცხვით. მასში მოცემულია სითხეში მყოფი სხეულის ცურვისა და მდგარობის საყოველთაოდ ცნობილი კანონები.

ანტიკური მეცნიერების შემდეგ (არქიმედე, ქტეზიბია, ფილონ ბიზანტიელი და სხვ.) თითქმის 17 საუკუნის განმავლობაში, ე. ი. ფეოდალური წყობილების ნატურალური მეურნეობის პირობებში, ჰიდრაულიკა როგორც მეცნიერება, თითქმის არ ვითარდებოდა. მხოლოდ კაპიტალიზმის ჩასახვასთან დაკავშირებით მრეწველობის, წყალმომარაგებისა და სამდინარო ტრანსპორტის განვითარებამ XV-XVI საუკუნეების ეპოქაში შექმნა ჰიდრაულიკის კანონების ღრმა შესწავლის სტიმული. ამ პერიოდს ეკუთვნის ლეონარდო და ვინჩის (1452-1519 წ.) შრომა „წყლის მოძრაობისა და გაზომვის შესახებ“. ლეონარდოს ფასდაუდებელი შრომები და პროექტები სრული სახით გამოქვეყნდა მხოლოდ XIX-XX საუკუნეებში.

1586 წელს ს. სტევინმა (1548-1620 წ.) გამოაქვეყნა ნაშრომი „ჰიდროსტატიკის საწყისები“, რომელშიც ჩამოაყალიბა ჰიდროსტატიკის თეორიული საფუძვლები. გ. გალილეიმ (1564-1642 წ.), რომელიც ითვლება ექსპერიმენტული მექანიკის ფუძემდებლად, 1612 წ. გამოაქვეყნა ტრაქტატი „მსჯელობა სხეულების შესახებ, რომლებიც იმყოფებიან წყალში და მოძრაობენ მასში“. 1642 წელს გალილეის მოწაფემ ტორიჩელმა (1608-1647 წ.) ჩამოაყალიბა ნახვრეტებიდან სითხის გამოდინების კანონები. 1650 წელს ბ. პასკალმა (1623-1662 წ.) აღმოაჩინა გარე წნევის გადაცემის კანონი სითხეში და ჩამოაყალიბა ჰიდროსტატიკური წნევის ძირითადი თვისებები. ი. ნიუტონმა (1642-1726 წ.) და ქ. ჰიუგენსმა (1629-1695 წ.) პირველად დაასაბუთეს, რომ ზოგ შემთხვევაში წინაღობა სითხეებში შათი მოძრაობის სიჩქარის კვადრატის პროპორციულია, რითაც ივარაუდეს სითხის მოძრაობის სხვადასხვა რეჟიმის არსებობა. გარდა ამისა, ნიუტონმა ჩამოაყალიბა დიდმნიშვნელოვანი ჰიპოთეზა სითხის შიგა ხახუნის შესახებ და სითხის ნაკადების დინამიკური მსგავსების კანონი, რომელიც დღემდე ფართოდაა გამოყენებული ჰიდრაულიკური მოდელირების თეორიაში.

XVII საუკუნის ბოლოს, ზოგადი მექანიკისა და დიფერენციალური აღრიცხვის საფუძვლების შექმნასთან დაკავშირებით მომწიფდა ყველა პირობა ჰიდრაულიკის შემდგომი განვითარებისათვის. განსაკუთრებით

აღსანიშნავია კლეროს (1713-1765 წ.) და დაღამბერის (1717-1783 წ.) ნაშრომები. კლერომ მოგვცა სითხის წონასწორობის ზოგადი განტოლებები მასობრივი ძალების გათვალისწინებით და მბრუნავი თხევადი მასების წონასწორობის კანონები, ხოლო დაღამბერმა — თავისი ცნობილი „დაღამბერის პრინციპი“.

დამოუკიდებელი და მწყობრი მეცნიერების სახით ჰიდრავლიკა ჩამოყალიბდა მხოლოდ მას შემდეგ, რაც გამოქვეყნდა რუსეთის მეცნიერებათა აკადემიის აკადემიკოსების დ. ბერნულის (1700-1782 წ.), ლ. ეილერისა (1707-1783 წ.) და მ. ლომონოსოვის (1711-1765 წ.) ფუნდამენტური ნაშრომები.

მ. ლომონოსოვმა აღმოაჩინა ნივთიერებისა და ენერგიის მუდმივობის კანონი, ამით შექმნა თეორიული ბაზა ჰიდროდინამიკის შემდგომი განვითარებისათვის.

დ. ბერნულის ნაშრომში „ჰიდროდინამიკა“ (1738 წ.) მოცემულია სითხის მოძრაობის საყოველთაოდ ცნობილი ძირითადი განტოლება, რომელიც კავშირს ამყარებს სითხეში წნევასა, ნაწილაკების მოძრაობის სიჩქარესა და მდებარეობის სიმაღლეს შორის. აღნიშნული განტოლება თანამედროვე ჰიდროდინამიკის ძირითად განტოლებად აღიქმება.

ლ. ეილერმა თავის ლირსშესანიშნავ ტრაქტატში „სითხის მოძრაობის ზოგადი პრინციპები“ (1755 წ.) მოგვცა სითხის წონასწორობისა და მოძრაობის ძირითადი დიფერენციალური განტოლებები და სითხის მოძრაობის უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლება. ეილერის განტოლებების ინტეგრირების გზით ადვილად მიიღება ბერნულის ცნობილი განტოლება.

ტექნიკის განვითარებასთან დაკავშირებით ჰიდრავლიკოსების წინაშე წამოიჭრა მრავალი ისეთი ამოცანა და პრობლემა, როგორიცაა ტურბულენტობის თეორია, ბლანტი სითხეების მოძრაობისადმი წინაღობის კანონები, სითხის მოძრაობის შესწავლა მილსადენებში, არხებსა და წყალსაშვებზე, ჰიდრავლიკური დარტყმის, ფილტრაციის, განზომილებათა და მსგავსების თეორიები, ადგილობრივ წინაღობებზე ენერგიის დანაკარგების შესწავლა და მრავალი სხვა.

აღნიშნულ პრობლემებზე ხანგრძლივი პერიოდის განმავლობაში (XX საუკუნის 20-იანი წლების ჩათვლით) მუშაობდა მრავალი უცხოელი მეცნიერი. განსაკუთრებით აღსანიშნავია შეზის (1755 წ.), ვენტურის (1784 წ.), ნავიეს (1821 წ.), სტოქსის (1845 წ.), ვეისბახის (1842 წ.), ფრენსისის (1841 წ.), ბელანჟეს (1828 წ.), ბაზენის (1870 წ.), რეინოლდსისა (1883 წ.), და სხვათა შრომები.

დიდი რუსი მეცნიერის დ. მენდელეევისა (1834-1907 წ.) და ინგლისელი ო. რეინოლდსის ცდების შედეგად აღმოჩენილ იქნა სითხის მოძრაობის ორი ძირითადი რეჟიმი — ლამინარული და ტურბულენტური. ო. რეი-

ნოლდსმა 1876-1883 წწ. პერიოდში შეიმუშავა მოძრაობის აღნიშნული რეეიშების დადგენისათვის საჭირო კრიტერიუმები, საფუძველი ჩაუყარა მსგავსების თეორიის განვითარებას, ტურბულენტურ დინებათა ექსპერიმენტულ გამოკვლევას და სხვ.

ჰიდრაულიკისა და ჰიდრომექანიკის განვითარებაში დიდი წვლილი მიუძღვით რუს მეცნიერებს, პირველ რიგში უნდა აღინიშნოს ჰიდრაულიკოსების რუსული სკოლის ფუძემდებლის ი. გრომეკას (1851-1889 წ.) ღვაწლი. მან პირველად მოგვცა დიფერენციალური განტოლებები, რომლებიც ცხადად ასახავდნენ ნაკადის ჰიდრაულიკურ სტრუქტურას (გრივალისებრი ან არაგრივალისებრი მოძრაობას).

ნ. პეტროვმა (1836-1920 წ.) შექმნა ხახუნის ჰიდროდინამიკური თეორია, გადააქცია ი. ნიუტონის ჰიპოთეზა სითხის შიგა ხახუნის კანონად, დაადგინა საცხებ სითხეთა გავლენა ხახუნზე და სხვ.

გენიალურმა რუსმა მეცნიერმა ნ. ჟუკოვსკიმ (1847-1920 წ.) საფუძველი ჩაუყარა თანამედროვე ტექნიკურ ჰიდრომექანიკას — ჩამოაყალიბა მილსადენებში ჰიდრაულიკური დარტყმის თეორია, შეიმუშავა თეორიული მეთოდები გრუნტებში წყლის ფილტრაციის მრავალი ამოცანის ამოხსნისათვის, განავითარა ხახუნისა და შეზეთვის ჰიდროდინამიკური თეორია, გააფართოვა და გააღრმავა ნაკადების განივი ცირკულაციის კანონების შესწავლა და დაამუშავა ფრთის ამწევი ძალის თეორია. ამ უკანასკნელის საფუძველზე შესაძლებელი გახდა თვითმფრინავის ფრთების, ტურბინებისა და ცენტრიდანული და პროპელერული ტუმბოების ნიჩბების (ფრთების) გაანგარიშება. ნ. ჟუკოვსკიმ საფუძველი ჩაუყარა თანამედროვე ექსპერიმენტულ აეროჰიდრომექანიკას — შექმნა უდიდესი აერო-ჰიდროდინამიკური ლაბორატორიები და სხვ.

ოქტომბრის სოციალისტური რევოლუციის გამარჯვების შემდეგ, ჩვენი ქვეყნის მძაფრი ინდუსტრიული განვითარების გეგმების შესაბამისად, დაიწყო დიდი წყალსამეურნეო ობიექტების დაპროექტება და მშენებლობა (ჰიდროენერგეტიკული, საირიგაციო, მსხვილი სამრეწველო და დასახელებული ცენტრების წყალმომარაგების, სანაოსნო არხების, ჰიდროსამანქანო და სხვა მრავალი ობიექტის მშენებლობა). ჰიდრაულიკოსების წინაშე წამოიჭრა მრავალი გადაუდებელი პრაქტიკული ამოცანა და პრობლემა, რომლებიც მოითხოვდნენ თეორიულ და ექსპერიმენტულ დამუშავებას და გადაწყვეტას. საბჭოთა ჰიდრაულიკოსების სასახელოდ უნდა ითქვას, რომ მათ გადალახეს ყველა სიძნელე და დაიკავეს წამყვანი პოზიციები მსოფლიოში.

საბჭოთა ჰიდრაულიკოსების სკოლა შექმნა აკადემიკოსმა ნ. პავლოვსკიმ (1884-1937 წ.), მან განავითარა გრუნტებში წყლის ფილტრაციის თეორია, ჩამოაყალიბა ელქტროჰიდროდინამიკური ანალოგიების მეთოდი, შეიმუშავა ღია კალაპოტებში სითხის არათანაბარი მოძრაობის დიფერენ-

ციალური განტოლების ინტეგრირების ორიგინალური მეთოდი, განავითარა წინააღმდეგობა თეორია, გამოსცა პირველი ჰიდრაულიკური ცნობარი, სახელმძღვანელოები და სხვ.

ჩვენს ქვეყანაში შეიქმნა ტექნიკური სასწავლებლებისა და სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტების ფართო ქსელი, ჩამოყალიბდა თანამედროვე ტექნიკით აღჭურვილი მძლავრი ჰიდრაულიკური და ჰიდროტექნიკური ლაბორატორიები. აღნიშნულ სამეცნიერო ცენტრებში მიღებულმა შედეგებმა გაამდიდრეს ჰიდროტექნიკურ ნაგებობათა და სხვა ჰიდრო-დანადგართა ჰიდრაულიკური გაანგარიშების თეორია და პრაქტიკა. ჩამოყალიბდა საბჭოთა ჰიდრაულიკოსების მძლავრი პლეადა. მათი დაუღალავი და შთაგონებული შრომით პირნათლად სრულდება პარტიისა და საბჭოთა ხელისუფლების მიერ დასახული გრანდიოზული გეგმები ჰიდრომშენებლობის დარგში.

საინჟინრო ჰიდრაულიკის, ჰიდროტექნიკის, წყალმომარაგებისა და ჰიდროენერგეტიკის განვითარებაში დიდი წვლილი მიუძღვით აგრეთვე ქართველ მეცნიერებს, რომელთა შრომებმა ფართო აღიარება პოვა, როგორც ჩვენს ქვეყანაში, ისე მის ფარგლებს გარეთ.

§ 1.3. სითხეების ძირითადი ფიზიკური თვისებები

1. **სითხე.** ამჟამად ცნობილია ნივთიერების ოთხი აგრეგატული მდგომარეობა: მყარი, თხევადი, აირისებრი (გაზისებრი) და პლაზმის სახით. წნევისა და ტემპერატურის ცვლილებასთან დაკავშირებით თხევადი სხეული შეიძლება გადავიდეს მყარ ან აირისებრ (ორთქლისებრ) მდგომარეობაში. ყოველი აირი შეიძლება განვიხილოთ როგორც ტემპერატურის გაზრდის შედეგად ორთქლადქცეული სითხე; მათ ზოგჯერ აირისებრ (გაზისებრ) სითხეებს უწოდებენ.

სითხე ეწოდება ფიზიკურ სხეულს, რომლის შემადგენელ ნაწილაკებს შორის (მოლეკულებს შორის) შეჭიდულობის ძალები ბევრად უფრო მცირეა, ვიდრე მყარ სხეულებში. ამიტომ მისი ნაწილაკები ძალზე მოძრაობა და ადვილად ასრულებს როგორც გადატანის ისე ბრუნვის მოძრაობას. სითხე ვერ ინარჩუნებს თავის ფორმას და იძენს იმ ჭურჭლის ან სადინარის ფორმას, რომელშიც იგი იმყოფება. სითხე მიედინება საკუთარი წონის ზეგავლენით, ე. ი. აქვს დენადობის თვისება. წონასწორობის მდგომარეობაში იგი ძალზე მცირე წინააღმდეგობას უწევს მხებ და გამჭიმ ძალებს (ძაბვებს). სამაგიეროდ, მოძრაობისას იგი წინააღმდეგობას უწევს სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავ მუხობელ შრეთა ძერას, ე. ი. ხასიათდება მნიშვნელოვანი სიბლანტით.

ბუნებაში არსებული სითხეები იყოფა ორ ძირითად სახეობად: წვეთოვანი (წყალი, ნავთობი, სპირტი, ვერცხლისწყალი და სხვ.) და აირი-

სებრ — არაწვეთოვან (პერი, გაზები) სითხეებად. წვეთოვან სითხეებს აქვს გარკვეული ფორმის თავისუფალი ზედაპირი და აირებისაგან განსხვავებით ხასიათდება დიდი წინააღმდეგობის უნარით ყოველმხრივი კუმშვისადმი — მცირე კუმშვადობით. წვეთოვან სითხეებს ზოგჯერ უწოდებენ „არაკუმშვადს“, ხოლო აირისებრ (არაწვეთოვან) სითხეებს — „კუმშვადს“.

წვეთოვანი სითხეები, მყარი სხეულების მსგავსად, დიდ წინააღმდეგობას უწევს მკუმშვ ძალებს, ხოლო აირების მსგავსად ახასიათებთ დიდი დენადობა.

ჰიდრავლიკა ძირითადად განიხილავს წვეთოვან (არაკუმშვად) სითხეებს, ანუ ისეთ თხევად სხეულებს, რომლებიც პრაქტიკულად არ უწევენ წინააღმდეგობას მხებ და გამჭიმ ძალებს და ადვილად იცვლიან თავის ფორმას (დენადობა), მაგრამ ყოველმხრივი კუმშვისას პრაქტიკულად არ იცვლიან მოცულობას (არაკუმშვადობა) და მოძრაობისას ხასიათდებიან მნიშვნელოვანი სიბლანტის თვისებით.

აირისებრ — არაწვეთოვან სითხეებს სწავლობს აეროდინამიკა და თერმოდინამიკა.

2. სითხის კუთრი (მოცულობითი) და ფარდობითი კუთრი წონა. სითხის კუთრი (მოცულობითი) γ წონა ეწოდება მისი მოცულობის ერთეულის წონას

$$\gamma = \frac{G}{W}, \quad (1.1)$$

სადაც G არის W მოცულობის მქონე ერთგვაროვანი სითხის წონა.

γ -ს განზომილება განისაზღვრება (1.1) ფორმულით; სახელობრ,

საერთაშორისო Si სისტემაში — $\frac{6}{\text{კგ}}$ ან $\frac{\text{კგ}}{\text{კმ}^3}$, ხოლო ტექნიკურ

МКГСС სისტემაში — $\frac{\text{კგ}}{\text{კმ}^3}$. ზოგიერთი სითხის კუთრი წონის მნიშვნელობები მოყვანილია (1.1) ცხრილში.

არაერთგვაროვანი სითხის შემთხვევაში (1.1) გაშოსახლება იძლევა კუთრი წონის მხოლოდ საშუალო მნიშვნელობას ($\gamma_{\text{შა}}$). ასეთი სითხის განსახილველ წერტილში კუთრი წონა განისაზღვრება გამოსახულებიდან

$$\gamma = \frac{dG}{dW}, \quad (1.2)$$

სადაც dG არის უსასრულოდ მცირე dW მოცულობის წონა.

განსახილველი სითხის წონის ფარდობას იმავე მოცულობის

ზოგიერთი ხითხის კუთრი წონის მნიშვნელობები

სითხე	ρ, გ/სმ³	γ, კგ/მ³ ρ, კგ/მ³	γ, ნ/მ³
1	2	3	4
წყალი:			
დისტილირებული	4	1000	9810
ზღვის	4	1020—1030	10000—10100
ნავთობი:			
მსუბუქი	15	860—880	8440—8630
საშუალო წონის	15	880—900	8630—8830
მძიმე	15	920—930	9025—9120
ნავთი	15	790—820	7750—7770
ბენზინი:			
საავიაციო	15	650	6380
ჩვეულებრივი	15	700—750	6870—7360
სოლარის ზეთი	15	880—890	8630—8730
საცხი ზეთი	15	880—920	8730—9025
მაზუთი	15	880—940	8730—9220
გუდრონი	15	930—950	9120—9320
უთილის სპირტი	15	790—800	7750—7840
ვერცხლისწყალი	0	13600	133300
გლიცერინი	0	1270	12450

დისტილირებული წყლის წონასთან $+4^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურისას ეწოდება ფარდობითი კუთრი წონა (δ). იგი განყენებული სიდიდეა. თუ სითხე განიხილება მისთვის მაქსიმალური სიმკვრივის შესაბამისი ტემპერატურისას, მაშინ γ და δ -ს რიცხვითი მნიშვნელობები იქნება ტოლი. მაგალითად, მტკნარი წყლისათვის $t = +4^{\circ}\text{C}$ დროს $\gamma = 1,0$ გ/სმ³ = 1,0 კგ/დმ³ = 1,0 ტ/მ³ და $\delta = 1,0$.

8. ხითხის სიმკვრივე. ერთგვაროვანი სითხის ρ სიმკვრივე ეწოდება მისი მოცულობის ერთეულის მასას

$$\rho = \frac{M}{W}, \quad (1.3)$$

სადაც M არის W მოცულობის მქონე სითხის მასა.

ρ -ს განზომილება განისაზღვრება (1.3) ფორმულით; სახელდობრ Si სისტემაში $\frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3}$ ან $\frac{\text{ნ.წმ}^3}{\text{გ}^3}$, MKFCC სისტემაში $\frac{\text{კგ.წმ}^3}{\text{გ}^3}$, ხოლო CGC სისტემაში $\frac{\text{გ}}{\text{სმ}^3}$. სიმკვრივის ერთეულად მიღებულია $\frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3}$, რაც შეესაბამება

მება ისეთი ერთგვაროვანი ნივთიერების სიმკვრივეს, რომლის 1 მ³ მოცულობა შეიცავს 1 კგ (კილოგრამ-მასა) მასას.

მტკნარი წყლისათვის, როდესაც $t = +4^{\circ}\text{C}$,

$$\rho = 1000 \frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3} = 1000 \frac{\text{გ.წმ}^3}{\text{მ}^3} = 101,9 \frac{\text{კგდ.წმ}^3}{\text{მ}^3} \approx 102 \frac{\text{კგდ.წმ}^3}{\text{მ}^3}.$$

ρ , $\frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3}$ და γ , $\frac{\text{კგდ}}{\text{მ}^3}$ რიცხვითი მნიშვნელობები ერთმანეთს ემთხვევა და ამიტომ (1.1) ცხრილის მე-3 სვეტი გამოსახავს აგრეთვე ρ -ს მნიშვნელობებს $\frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3}$ -ობით.

როგორც ცნობილია,

$$G = gM \text{ და } M = \rho W,$$

სადაც g არის სიმძიმის ძალის აჩქარება ($\sim 9,81$ მ/წმ²);

შეორე მხრივ,

$$\gamma = \frac{G}{W} = \frac{gM}{W} = \frac{g\rho W}{W},$$

საიდანაც ვღებულობთ ფორმულას, რომელიც კავშირს აყარებს γ , ρ და g სიდიდეებს შორის

$$\boxed{\gamma = \rho g;} \quad (1.4)$$

სიმკვრივისათვის ვღებულობთ

$$\rho = \frac{\gamma}{g}. \quad (1.5)$$

შევამოწმოთ ρ -ს განზომილებები (1.5) გამოსახულების მიხედვით.

$$\text{SI სისტემაში } [\rho] = [\gamma] : [g] = \frac{\text{მ}}{\text{მ}^3} : \frac{\text{მ}}{\text{წმ}^2} = \frac{\text{კგ.მ/წმ}^2}{\text{მ}^3} : \frac{\text{მ}}{\text{წმ}^2} = \frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3};$$

$$\text{MKFCC სისტემაში } [\rho] = \frac{\text{კგდ}}{\text{მ}^3} : \frac{\text{მ}}{\text{წმ}^2} = \frac{\text{კგდ.წმ}^2}{\text{მ}^3}.$$

პირდავლიკაში ფართოდ იყენებენ აგრეთვე ფარდობითი სიმკვრივის ცნებას, რომელიც წარმოადგენს რაიმე ტემპერატურის დროს განსახილველი სითხის სიმკვრივის ფარდობას $t = +4^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურის მქონე დისტილირებული წყლის სიმკვრივესთან. ფარდობითი სიმკვრივე აღინიშნება d -თი.

წყლის ფარდობითი სიმკვრივე (d) ეწოდება მოცემული ტემპერა-

ტურისას წყლის სიმკვრივის ფარდობას წყლის მაქსიმალურ სიმკვრივე-სთან, რომელიც შეესაბამება $+4^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურას.

d -ს მნიშვნელობათა ცვალებადობა ტემპერატურის ცვლილებას-თან დაკავშირებით ატმოსფერული წნევისას ხასიათდება (1.2) ცხრილში მოყვანილი მონაცემებით. დაახლოებით ასეთივე მონაცემებით ხასიათ-დება სხვა სითხეებიც.

ცხრილი 1.2

წყლის ფარდობითი სიმკვრივე (d)

$t, ^{\circ}\text{C}$	d	$t, ^{\circ}\text{C}$	d	$t, ^{\circ}\text{C}$	d	$t, ^{\circ}\text{C}$	d
0	0,99987	10	0,99750	30	0,98576	70	0,97794
3	0,99999	15	0,99915	40	0,99235	80	0,97194
4	1,00000	20	0,99826	50	0,98820	90	0,96556
5	0,99999	25	0,99712	60	0,98338	100	0,95865

ვინაიდან წვეთოვანი სითხეების მოცულობები წნევისა და ტემპე-რატურის ცვალებადობისას იცვლება ძალზე უმნიშვნელოდ, სიმკვრივეს პრაქტიკული გაანგარიშების დროს ხშირად განიხილავენ როგორც მუდ-მივ სიდიდეს (პიდრავლიკური დარტყმისა და ზოგიერთი სხვა მოვლენის გამოკლებით).

არაერთგვაროვანი სითხის შემთხვევაში (1.3) გამოსახულება გამო-სახავს სიმკვრივის მხოლოდ საშუალო მნიშვნელობას ($\rho_{\text{საშ}}$). არაერთგვა-როვანი სითხის ნებისმიერ წერტილში სიმკვრივის განსაზღვრისათვის სარგებლობენ გამოსახულებით

$$\rho = \frac{dM}{dW}, \quad (1.6)$$

სადაც dM არის უსასრულოდ მცირე dW მოცულობის მასა.

4. სითხის კუმშვადობა და ტემპერატურული გაფართოება. წვე-თოვანი სითხის უნარს, შეიცვალოს თავისი მოცულობა და სიმკვრივე ყოველმხრივი თანაბარი მკუმშავი ძალების (წნევის) მოქმედებით, კუმ-შვადობა ეწოდება. სითხის კუმშვადობას ახასიათებს მოცულობითი კუმშვის კოეფიციენტი $\beta_{\text{კუმ}}$. იგი განსაზღვრავს მოცულობის ფარდობით შემცირებას (dW/W) წნევის 1 ატ-ით გაზრდის შემთხვე-ვაში უცვლელი ტემპერატურის დროს

$$\beta_{\text{კუმ}} = - \frac{1}{W} \frac{dW}{dp}, \quad (1.7)$$

სადაც W არის სითხის საწყისი მოცულობა;

dW — საწყისი მოცულობის ცვლილების (შემცირების) სიდიდე $d(p \cdot W)$ წნევის ზემოქმედებით.

ფორმულაში მინუს ნიშანი გვიჩვენებს, რომ p -ს დადებით ნამატს შეესაბამება W -ს უარყოფითი ნამატი (შემცირება).

$$\text{Si სისტემაში } [\beta_w] = \frac{\beta^*}{6} = 3 \cdot 10^{-1} \left(1 \text{ პასკალი} = 1 \frac{\text{გ}}{\text{სმ}^2} \right);$$

$$\text{MKГСС სისტემაში } [\beta_w] = \frac{\beta^*}{\text{კგძ}}.$$

თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $M = p \cdot W = \text{const}$, მაშინ $d(p \cdot W) = 0$ და $d p \cdot W + p \cdot dW = 0$; ამიტომ, (1.7) ფორმულის თანახმად, მივიღებთ

$$\beta_w = - \frac{1}{p} \frac{dp}{p}. \quad (1.8)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ β_w კოეფიციენტი გამოსახავს აგრეთვე სითხის სიმკვრივის ფარდობითი ცვლილებას (გაზრდას) წნევის ერთეული სიდიდით გაზრდისას.

β_w კოეფიციენტი წვეთოვანი სითხეებისათვის, წნევის ცვლილების დიაპაზონში $p = 1,0 \div 500$ ატ, პრაქტიკულად არ იცვლება და პიღრაველიკური გაანგარიშებისას ლეზულობენ მუდმივ სიდიდედ.

წყლისათვის

$$\beta_w = 0,0000476 \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{21000} \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{2,1 \cdot 10^5} 3 \cdot 10^{-1}, \left(\text{ან } \frac{\beta^*}{6} \right);$$

ნავთობისათვის

$$\beta_w = 0,000074 \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{13500} \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{1,35 \cdot 10^5} \frac{\beta^*}{6} \left(\text{ან } 3 \cdot 10^{-1} \right);$$

ვერცხლისწყლისათვის

$$\beta_w = 0,00000303 \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{330000} \frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}} = \frac{1}{33 \cdot 10^5} \frac{\beta^*}{6} \left(\text{ან } 3 \cdot 10^{-1} \right).$$

როგორც ვხედავთ, წვეთოვანი სითხეები ხასიათდება ძალზე მცირე კუმშვადობით.

კუმშვისადმი სითხის ღრეკად წინააღმდეგობის უნარს ახასიათებს ე. წ. სითხის ღრეკადობის მოღული E . იგი β_w კოეფიციენტის შებრუნებული სიდიდეა

$$E = \frac{1}{\beta_w}, \left(3 \cdot 10^5, \frac{\text{კგძ}}{\text{სმ}^2}, \frac{\text{კგძ}}{\text{გ}} \right). \quad (1.9)$$

წყლის დრეკადობის მოდულის მნიშვნელობები, როდესაც წნევა იცვლება 5-დან 80 ატ-მდე დიაპაზონში, ხოლო ტემპერატურა 0°-დან +20°C-მდე, მოყვანილია (1.3) ცხრილში.

ცხრილი 1.3

წყლის დრეკადობის მოდულის მნიშვნელობები (E)

ტემპერატურა °C	E კგძ/სმ², ატ-ში გამოსახული წნევისას				
	5	10	20	40	80
0	18900	19000	19200	19500	19900
5	19400	19500	19700	20100	20700
10	19500	19700	20100	20500	21200
15	19700	20000	20300	20900	21700
20	19800	20200	20600	21200	22170

როგორც ვხედავთ, E -ს სიდიდეები წნევისაგან დამოკიდებულებით იცვლება უმნიშვნელოდ; ამიტომ პრაქტიკული გაანგარიშებისას მიიღება დრეკადობის მოდულის შემდეგი საშუალო მნიშვნელობები:

წყლისათვის

$$E = 21000 \text{ კგძ/სმ}^2 = 2,1 \cdot 10^9 \text{ ნ/მ}^2 \text{ (პა);}$$

ნავთობის პროდუქტებისათვის

$$E = 13500 \text{ კგძ/სმ}^2 = 1,35 \cdot 10^9 \text{ ნ/მ}^2 \text{ (პა);}$$

ვერცხლისწყლისათვის

$$E = 330000 \text{ კგძ/სმ}^2 = 33 \cdot 10^9 \text{ ნ/მ}^2 \text{ (პა).}$$

წვეთოვანი სითხეების მოცულობის გაფართოება (გადიდება) ტემპერატურის ცვლილების ზეგავლენით ხასიათდება სითხის ტემპერატურული გაფართოების β კოეფიციენტი. იგი რიცხობრივად გამოსახავს სითხის W მოცულობის ფარდობით ნამატს t ტემპერატურის 1°C-ით გაზრდისას

$$\beta = \frac{1}{W} \frac{dW}{dt}, \left[\frac{1}{t^\circ\text{C}} \right] \quad (1.10)$$

ტემპერატურული გაფართოების კოეფიციენტი წყლისათვის წნევის ზრდასთან ერთად იზრდება, ხოლო თითქმის ყველა სხვა წვეთოვანი სითხისათვის წნევის გაზრდით იგი უმნიშვნელოდ მცირდება. უფრო ზუსტად, β კოეფიციენტი წყლისათვის 0°-დან 50°C-მდე ტემპერატურის დიაპაზონში წნევის გაზრდასთან ერთად იზრდება, ხოლო როდესაც $t > 50^\circ\text{C}$ -ზე — β მცირდება (ცხრილი 1.4).

წყლის ტემპერატურული გაფართოების β_t კოეფიციენტის მნიშვნელობები

ტემპერატურა, °C წყნაი °C	1—10	10—20	40—50	60—70	90—100
1	0,000014	0,000150	0,000422	0,000556	0,000719
100	0,000043	0,000165	0,000422	0,000548	0,000704
200	0,000072	0,000183	0,000426	0,000539	—
500	0,000149	0,000236	0,000429	0,000523	0,000581
900	0,000249	0,000289	0,000437	0,000514	0,000621

ნორმალური ტემპერატურის დიაპაზონში ($t = 10^\circ \div 20^\circ \text{C}$) და ატმოსფერული წნევის დროს წყლისათვის — $\beta_t = 0,00015 = 1/6700$ $1/^\circ\text{C}$], ნავთობის პროდუქტებისათვის — $\beta_t = 0,0006 \div 0,0008$, ვერცხლის - წყლისათვის — $\beta_t = 0,00018$ და ა. შ. (იხ. ცნობარები).

როგორც ვხედავთ, β_t კოეფიციენტების მნიშვნელობები $\beta_{\text{კოეფიციენტების მნიშვნელობებზე უფრო მეტია, მაგრამ ისინი მაინც ძალზე მცირე სიდიდეებია და მნიშვნელოვნად არ არიან დამოკიდებული წნევისა და ტემპერატურის საგრძნობ ცვლილებაზე.$

თუ მხედველობაში მივიღებთ იმ გარემოებას, რომ საინჟინრო-სამშენებლო პრაქტიკის უმეტეს შემთხვევებში არ ხდება წყლისა და სხვა წვეთობრივი სითხეების წნევითა და ტემპერატურების მკვეთრი ცვლილება (ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენის გამოკლებით), სითხის მოცულობა, ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისათვის საკმარისი სიზუსტით, შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად როგორც მოცულობითი კუმშვის, ისე ტემპერატურული გაფართოების თვალსაზრისით. აღნიშნულის თანახმად, მუდმივად მიიღება აგრეთვე სითხის (წყლის) უკუთარი წონა და ρ სიმკვრივე (თუ არ მივიღებთ მხედველობაში ρ -ს უმნიშვნელო ცვლილებას ადგილის გეოგრაფიული განედისა და ზღვის დონიდან სიმაღლის დამოკიდებულებით).

პრაქტიკული გაანგარიშებისას წყლისათვის მიიღება

$$\gamma = 9810 \frac{\text{გ}}{\text{მ}^3} = 1000 \frac{\text{კგდ}}{\text{მ}^3}$$

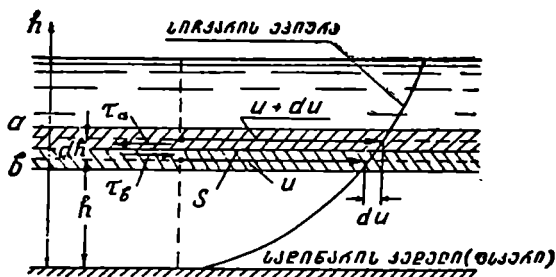
და

$$\rho = 1000 \frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3} = 1000 \frac{\text{გ.წმ}^2}{\text{მ}^4} = 101,9 \frac{\text{კგდ.წმ}^2}{\text{მ}^4} \approx 102 \frac{\text{კგდ.წმ}^2}{\text{მ}^4}.$$

5. სითხის სიბლანტე. როგორც ცნობილია, სითხის ნაკადის ცალკეული ნაწილაკები და შრეები მოძრაობს სხვადასხვა სიჩქარით. მაგალითად, ნებისმიერი კვეთის დაბნულ სადინარში პარალელურ-ჭავლური (ლამინარული) მოძრაობისას მინიმალური სიჩქარეები აქვს სითხის კედ-

ლისპირა შრეებს (უშუალოდ კედელთან ნულის ტოლი), ხოლო მაქსიმალური — საღინარის კვეთის ცენტრში, მისი ღერძის გასწვრივ მოძრაობის სიძნის ნაწილაკებს (ჰავლებს). ნაკადის ასეთი სიჩქარითი სტრუქტურის გამო ხდება სიძნის მეზობელი შრეების (ნაწილაკების) ურთიერთის მიმართ სრიალი (ძვრა) გარკვეული ფარდობითი სიჩქარით (ფარდობით, ანუ „სრიალის სიჩქარეში“ იგულისხმება ძალზე მცირე სისქის მეზობელ შრეების სიჩქარეთა სხვაობა). შრეთა ურთიერთის მიმართ სრიალისა და ძვრის შედეგად მათი შეხების ზედაპირების გასწვრივ აღიძვრება წინალობა, რომელიც ანალოგიურია მყარ სხეულებს შორის ხახუნის მოვლენისა. ამიტომ მოძრავე შრეთა (ნაწილაკების) შორის ძვრის შედეგად წარმოქმნილ ძალებს უწოდებენ სიძნის გრძივ შიგა ხახუნის ძალებს ან სიბლანტის ძალებს.

სიძნის თვისებას წინააღმდეგობა გაუწიოს სიძნის ნაწილაკების (შრეების) ურთიერთის მიმართ სრიალს, ეწოდება სიბლანტე, ანუ



ნახ. 1.1.

სიძნის შიგა ხახუნი. სიბლანტის ძალების წარმოქმნის ინტენსიურობა დამოკიდებულია სიძნის შიგა მოლეკულურ სტრუქტურაზე, რითაც აიხსნება ბუნებაში სხვადასხვა სიბლანტის მქონე სითხეების არსებობა (მცირე და დიდი სიბლანტის სითხე-

ები — მაგალითად, თხევად ნახშირმყვას აქვს წყალზე 50-ჯერ ნაკლები სიბლანტე, ხოლო კასტორის ზეთს 100 ათასჯერ მეტი).

უნდა აღინიშნოს, რომ სიბლანტის თვისების გამო სიძნის მოძრაობისას „იკარგება“ ნაკადის ენერგიის მარაგის გარკვეული ნაწილი (გადადის სითბურში).

ი. ნიუტონმა ჯერ კიდევ 1686 წ. წამოაყენა ჰიპოთეზა, რომელიც ნ. პავლოვსკის ფორმულირების თანახმად, მდგომარეობს შემდეგში: შიგა ხახუნის ძალა, ანუ სიბლანტის ძალა, რომელიც წარმოიქმნება სიძნის მოძრავე შრეთა ურთიერთის მიმართ გადაადგილების შედეგად პირდაპირპროპორციულია ამ შრეთა გადაადგილების ფარდობითი სიჩქარისა და შრეთა შეხების ზედაპირის ფართობისა, დამოკიდებულია სიძნის თვისებებზე (სახეობაზე) და პრაქტიკულად არ არის დამოკიდებული წნევაზე (მყარი სხეულებისაგან განსხვავებით).

ეს ჰიპოთეზა ექსპერიმენტულად დაასაბუთა პროფ. ნ. პეტროვმა და მოგვცა მისი ანალიზური გამოსახულება (ნახ. 1.1)

$$T = \mu S \frac{du}{dh} \quad (n, \text{კგძ}), \quad (1.11)$$

სადაც T არის შიგა ხახუნის ძალა;

μ — შიგა ხახუნის კოეფიციენტი, ანუ სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტი, რომელიც ახასიათებს განსახილველი სითხის თვისებებს (სიბლანტეს);

S — a და b შრეების შეხების ზედაპირის ფართობი;

$\frac{du}{dh}$ — სიჩქარის გრადიენტი a და b შრეებისადმი h ნორმალის

გასწვრივ (გამოსახავს u სიჩქარის ცვლილებას მანძილის ერთეულზე h მიმართულებით);

du — შრეთა ურთიერთის მიმართ გადაადგილების (ძერის) ფარდობითი სიჩქარე;

dh — მანძილი a და b მეზობელი შრეების ღერძებს შორის.

მხეები ძაბვა, რომელიც წარმოიქმნება სითხეში შიგა ხახუნის შედეგად, განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$\tau = \frac{T}{S} = \mu \frac{du}{dh} \left(\frac{n}{\vartheta^2}, \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right). \quad (1.12)$$

(1.12) ფორმულას ხშირად „სიბლანტის ნიუტონისეულ კანონს“ უწოდებენ.

სიბლანტის მხე ძაბვას (τ) ყოველთვის თვლიან დადებითად და ამიტომ განიხილავენ $\frac{du}{dh}$ გრადიენტის მხოლოდ აბსოლუტურ მნიშვნე-

ლობას. სინამდვილეში τ სიდიდე ნიშანცვლადია. (1.1) ნახაზზე წარმოდგენილი ძალზე მცირე სისქის a შრე, რომლის სიჩქარეა $u + du$, აჩქარებს u სიჩქარის მქონე მეზობელი b შრის მოძრაობას და b შრის მიმართ მხე ძაბვას ექნება ნაკადის მოძრაობის მიმართულება ($\tau_a > 0$); მაგრამ, პირიქით, b შრის ზემოქმედება a შრეზე იქნება დამამუხრუჭებელი და ამიტომ მხე ძაბვას ექნება ნაკადის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულება ($\tau_a < 0$).

(1.12) ფორმულიდან მივიღებთ სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტის გამოსახულებას

$$\mu = \tau \frac{dh}{du}; \quad (1.13)$$

აქედან კი დავადგენთ μ -ს განზომილებას

2. ნ. ქუთათელაძე

$$\text{Si სისტემაში } [\mu] = \frac{6}{g^2} \cdot \frac{g}{g/\sqrt{g}} = \frac{6\sqrt{g}}{g^2} \left(\text{ან } \frac{\Delta g}{g\sqrt{g}} \right);$$

$$\text{MKГCC სისტემაში } [\mu] = \frac{\Delta g^d}{g^2} \cdot \frac{g}{g/\sqrt{g}} = \frac{\Delta g^d \sqrt{g}}{g^2}.$$

СГС სისტემაში სიბლანტის ერთეულად მიღებულია პუაზი (პზ), რომელიც ტოლია

$$1 \text{ პზ} = \frac{1 \text{ გ}}{\text{სმ}\sqrt{g}} = \frac{1 \text{ დინი}\sqrt{g}}{\text{სმ}^2} = \frac{6\sqrt{g}}{10^5 \cdot \text{სმ}^2} = \frac{10^4 \cdot 6\sqrt{g}}{10^5 \cdot g^2} = 0,1 \frac{6\sqrt{g}}{g^2} =$$

$$= 0,01019 \frac{\Delta g^d \sqrt{g}}{g^2} \approx 0,0102 \frac{\Delta g^d \sqrt{g}}{g^2},$$

ე. ი. ადვილად შეგვიძლია გადავიღეთ განზომილებათა აბსოლუტური სისტემიდან ტექნიკურზე (1 გ. წმ/გ² = 1 პა. წმ = 10 პზ).

პრაქტიკული გაანგარიშებისას ხშირად იყენებენ სიბლანტის კინემატიკურ კოეფიციენტს (ν), რომელიც წარმოადგენს სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტის ფარდობას სითხის სიმკვრივესთან

$$\boxed{\nu = \frac{\mu}{\rho}, \left[\frac{L^2}{T} \right]}. \quad (1.14)$$

ამ კოეფიციენტის განზომილება დადგენილია (1.14) გამოსახულებიდან

$$\text{Si სისტემაში } [\nu] = \frac{6\sqrt{g}}{g^2} : \frac{\Delta g}{g^2} = \frac{\Delta g \cdot g}{\sqrt{g}^2} \frac{\sqrt{g}}{g^2} : \frac{\Delta g}{g^2} = \frac{g^2}{\sqrt{g}};$$

$$\text{MKГCC სისტემაში } [\nu] = \frac{\Delta g^d \sqrt{g}}{g^2} : \frac{\Delta g^d \sqrt{g}^2}{g^2} = \frac{g^2}{\sqrt{g}}.$$

სიბლანტის ν კოეფიციენტის საზომ ერთეულად СГС სისტემაში მიღებულია სტოქსი (სტ); 1 სტ = 1 $\frac{\text{სმ}^2}{\sqrt{g}}$.

ტემპერატურის ზრდასთან დაკავშირებით წვეთოვანი სითხეების სიბლანტე სწრაფად მცირდება. ასე, მაგალითად, წყლისათვის, როდესაც $t=0^\circ\text{C}$, კოეფიციენტი $\nu=0,01792$ სტ, ხოლო $t=100^\circ\text{C}$ ტემპერატურისას $\nu=0,0028$ სტ (ე. ი. შემცირდა 6,4-ჯერ). საცხი ზეთისათვის $t=0^\circ\text{C}$ -ს შეესაბამება $\nu=6,4$ სტ, ხოლო $t=60^\circ\text{C}$ -სას $\nu=0,22$ (ე. ი. შემცირდა ~ 25 -ჯერ).

μ და ν კოეფიციენტების მნიშვნელობები ზოგიერთი სითხისათვის მოყვანილია (1.5) ცხრილში.

ზოგიერთი სითხის სიბლანტის μ (პზ) და ν (სტ) კოეფიციენტები

სითხე	$^{\circ}\text{C}$	μ (პზ)	ν (სტ)
წყალი	0	0,01792	0,01792
	10	0,01306	0,01306
	20	0,01004	0,01008
	30	0,00802	0,00805
	40	0,00654	0,00659
	50	0,00549	0,00558
ბენზინი	15	0,0065	0,0093
ეთილის სპირტი	20	0,0119	0,0154
ვერცხლისწყალი	15	0,0154	0,0011
სკიმიდარი	16	0,0160	0,0183
ნავთი	15	0,0217	0,0270
გლიცერინი (50% -იანი წყალხსნარი)	20	0,0603	0,0598
სიტრანსფორმეტორო ზეთი	20	0,275	0,310
სათითისტრე ზეთი (AV)	20	0,427	0,480
სატურბინო ზეთი	20	0,860	0,860
ვიზელინის ზეთი	20	1,38	1,57
გლიცერინი (უწყლო)	20	14,99	11,89
სამანქანო ზეთი (C)	50	47,00	52,20

წნევის ცვლილებასთან დაკავშირებით სითხის სიბლანტე იცვლება ძალზე მცირე სიდიდით; თუ წნევა 100 ატ-ზე ნაკლებია, სიბლანტის ცვლილებას უგულებელყოფენ.

სითხეების სიბლანტის გასაზომად იყენებენ სპეციალურ ხელსაწყოებს—ვიზკოზიმეტრებს.

აღსანიშნავია, რომ სითხეს, რომელიც ექვემდებარება სიბლანტის „ნიუტონისეულ კანონს“ (ფ-ლა 1.12), ნორმალური ანუ ნიუტონისეული სითხე ეწოდება. მაგრამ ზოგიერთი სითხე არ ექვემდებარება სიბლანტის ნიუტონისეულ კანონს, რის გამოც მათ არაანიუტონისეული, ანუ ანომალიური სითხეები ეწოდება. ასეთ სითხეებს მიეკუთვნება სხმული ბეტონი, თიხის ხსნარი, სელის მასა, ფისი, ზეთის საღებავები, გამყარების ტემპერატურასთან მიახლოებული ნავთობის პროდუქტები, პლასტმასები, კოლოიდური ხსნარები და სხვა „პლასტიკური“ სითხეები.

ცდებით დადგენილია, რომ არაანიუტონისეული სითხის მოძრაობა იწყება მხოლოდ მას შემდეგ, რაც მხები ძაბვა მიაღწევს გარკვეულ ზღვრულ მინიმალურ მნიშვნელობას—ე. წ. ძვრის საწყის ძაბვას. ნაკლებ

ბი. ძაბვებისას ანომალიური სითხე არ მოძრაობს და განიცდის მხოლოდ ღრეკად ლეფორმაციას.

მზები ძაბვა ანომალიურ სითხეებში განისაზღვრება ბინგამის (1916 წ.) ფორმულით

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dh}, \quad (1.15)$$

სადაც τ_0 არის ძვრის საწყისი ძაბვა, ანუ ძაბვის ის ზღვრული მნიშვნელობა, რომლის გადალახვის შემდეგ ანომალიური სითხე იწყებს მოძრაობას.

ამრიგად, ანომალიურ სითხეებში მზები ძაბვა წარმოიქმნება ჯერ კიდევ წონისწორობის (უძრაობის) მდგომარეობაში, როდესაც ისინი მისწრაფვიან მოძრაობის დაწყებისაკენ (აქ არ იგულისხმება სითხის დენადობა).

არანიუტონისეული (ანომალიური) სითხის μ სიბლანტე (ე. წ. „სტრუქტურული სიბლანტე“), ნიუტონისეული (ნორმალური) სითხეებისაგან განსხვავებით, იცვლება მუდმივი ტემპერატურისა და წნევის შემთხვევაშიც, რადგანაც ის დამოკიდებულია მთელ რიგ ფაქტორებზე, მათ შორის უმთავრესად μ ნორმალისადმი $\frac{du}{dh}$ გრადიენტზე (ძვრის ლეფორმაციის სიჩქარეზე).

სხვადასხვა ანომალიური სითხეების დინამიკურ თვისებებს სწავლობს რეოლოგია, რომლის დასკვნებს და შედეგებს ერთნაირად დიდი მნიშვნელობა აქვს როგორც სითხის მექანიკისათვის, ისე პლასტიკურობის თეორიისათვის.

6. იდეალური სითხის ცნება. როგორც აღინიშნა, ბუნებაში არსებული „რეალური“ წვეთოვანი სითხეები ხასიათდება პრაქტიკულად მუდმივი სიმკვრივეთა და კუთრი წონით, ე. ი. ძალზე მცირე კუმშვადობით და ტემპერატურული გაფართოებით, ცალკეულ ნაწილაკებს შორის ძალზე მცირე შევიდულობის ძალებით, მნიშვნელოვანი სიბლანტით და სხვ. სითხეების აღნიშნულმა ფიზიკურმა თვისებებმა შესაძლებელი გახადა და ხელს შეუწყო ჰიდრაულიკაში ე. წ. „იდეალური“ („სრულყოფილი“) სითხის ცნების შემოღებას; „იდეალური“ სითხის განხილვამ გაამარტივა და შესაძლებელი გახადა ჰიდრომექანიკისა და პრაქტიკული საინჟინრო ჰიდრაულიკის მრავალი ამოცანისა და პრობლემის გადაწყვეტა (იდეალური სითხის ცნება შემოიტანა გერმანელმა მეცნიერმა პრანდტლმა).

იდეალური (არაბლანტი) სითხე ხასიათდება შემდეგი ძირითადი თვისებებით: სრულიად არ იკუმშება და არ ფართოვდება; არ გააჩნია ღრეკადობა, ე. ი. არ განიცდის კუმშვისა და გაჭიმვის ლეფორმაციებს, ხასიათდება შემადგენელი ნაწილაკების აბსოლუტური მოძრავუნარიანო-

ბით, არ გააჩნია სიბლანტის თვისება, არავეითარ წინაღობას არ უწყევს ფორმის ცვლილებას და თავის გარემოში მყარი სხეულების გადაადგილებას და ა. შ.

სრულიად ნათელია, რომ სითხის ზემოაღნიშნული მრავალი თვისების უგულებელყოფა საგრძნობლად ადვილებს მრავალი ჰიდრავლიკური ამოცანის გადაწყვეტას. იდეალური სითხის მრავალი თვისება ახლოსაა რეალური სითხის თვისებებთან და ამიტომ იდეალური სითხის მოდელის განხილვით მიღებული ზოგიერთი ამონახსნი ხასიათდება პრაქტიკული გამოყენებისათვის საკმარისი სიზუსტით. გამონაკლისს შეადგენს სიბლანტის თვისების უგულებელყოფა, ვინაიდან რეალური სითხეები მოძრაობისას ხასიათდება მნიშვნელოვანი შინაგანი ხახუნით; იდეალური სითხით მიღებული ამონახსნები უკვე იძლევა საგრძნობ ცდომილებას.

იდეალური სითხისათვის მიღებული შედეგებისა და დასკვნების გაერცელება რეალურ სითხეებზე წარმოებს ლაბორატორიული ცდებისა და ნატურული კვლევით დადგენილი შემასწორებელი პარამეტრებისა და კოეფიციენტების გამოყენებით, რითაც აიხსნება ჰიდრავლიკაში მრავალი ემპირიული ფორმულის არსებობა. რიგი ჰიდრავლიკური ამოცანებისა რეალური სითხისათვის წყდება პრაქტიკულად საკმარისი სიზუსტით.

7. მოკლე ცნობები აირების ძირითადი ფიზიკური თვისებებისა და შაბი მექანიკური კანონების შესახებ. წვეთოვანი სითხეებისაგან განსხვავებით, აირები (გაზები) ხასიათდება მნიშვნელოვანი კუმშვადობით და ტემპერატურული გაფართოებით, რის გამოც აირების სიმკვრივე და კუთრი წონა აგრეთვე განიცდის მნიშვნელოვან ცვალებადობას წნევისა და ტემპერატურის ცვალებადობასთან დაკავშირებით.

აირების კუმშვისა და გაფართოების პროცესები ექვემდებარება თერმოდინამიკაში ცნობილ ბოილ-მარიოტისა და გეი-ლუსაკის კანონებს, რომლებიც დადგენილია იდეალური (სრულყოფილი) აირისათვის (იდეალურ აირად ითვლება ისეთი მატერიალური წერტილების ერთობლიობა, რომლებიც არ ახდენენ ურთიერთშორის ზემოქმედებას).

ბოილ-მარიოტის კანონს გამოსახავს შემდეგი განტოლება

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = \text{const}, \quad (1.16)$$

სადაც V_1 და V_2 არის მუდმივი ტემპერატურისას p_1 და p_2 წნევით შესაბამისი, აირის მოცულობები.

გეი-ლუსაკის კანონი ამყარებს კავშირს აირის მოცულობასა

და ტემპერატურას შორის მუდმივი წნევისას და გამოსახება განტოლებით

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} = \text{const}, \quad (1.17)$$

სადაც T_1 და T_2 არის აბსოლუტური ტემპერატურის მნიშვნელობები, რომლებიც აითვლება კელვინის სკალით; $T_1 = 273,15 + t_1$ და $T_2 = 273,15 + t_2$ (აქ t_1 და t_2 — აირის ტემპერატურის მნიშვნელობებია ცელსიუსის სკალის მიხედვით).

რეალური აირები ზუსტად არ ექვემდებარება ზემოთყვანილ კანონებს პელიუმის გამოკლებით, რომელიც თითქმის მთლიანად ემორჩილება ამ კანონებს.

ბოილ-მარიოტისა და გეი-ლუსაკის კანონების საფუძველზე დადგენილია იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება

$$pV = GRT, \quad (1.18)$$

სადაც G არის აირის წონა კგდ-ობით;

$$R = \frac{848}{M} \text{ კგდ. მ/კგ. გრად} - \text{აირის კუთრი მუდმივა, რომელიც ტოლია 1 კგდ აირის გაფართოების მუშაობისა ტემპერატურის } 1^\circ\text{C-ით გაზრდისას (როდესაც } p = \text{const);}$$

M — აირის მოლეკულური წონა (ხშირად აღინიშნება μ -ით).

აირის მდგომარეობის ცვლილების თერმოდინამიკური პროცესი შეიძლება იყოს იზოთერმული, ადიაბატური ან პოლიტროპული.

იზოთერმული პროცესი მიმდინარეობს აირის მუდმივი ტემპერატურისას და ხასიათდება ბოილ-მარიოტის კანონით (1.16 ფორმულა).

ადიაბატური პროცესი მიმდინარეობს აირზე გარეშოს ტემპერატურის გავლენის გარეშე და გამოსახება ფორმულით

$$pV^k = \text{const}, \quad (1.19)$$

სადაც k არის ე. წ. „ადიაბატის მაჩვენებელი“; $k = \frac{C_p}{C_v}$ (აქ C_p — აირების თბოტევადობაა მუდმივი წნევისას, ხოლო C_v — აირების თბოტევადობაა მუდმივი მოცულობისას).

აირის მდგომარეობის ცვლილების იზოთერმული და ადიაბატური

პროცესები წარმოადგენს პოლიტროპული პროცესის კერძო შემთხვევებს; ეს პროცესი გამოისახება პოლიტროპის განტოლებით

$$pV^n = \text{const}, \quad (1.20)$$

სადაც n არის პოლიტროპის მაჩვენებელი, რომელიც განისაზღვრება ყოველი კონკრეტული შემთხვევისათვის $V=f(p)$ გრაფიკული დამოკიდებულების გამოკვლევის საფუძველზე.

ცხადია, $n=1$ მნიშვნელობისას პროცესი იზოთერმულია, ხოლო თუ $n=k$, პროცესი ადიაბატურია.

მეორე თავი

ჰიდროსტატიკა

ჰიდროსტატიკა წარმოადგენს ჰიდრავლიკის (ჰიდრომექანიკის) ნაწილს, რომელიც შეისწავლის წვეთოვანი სითხეების წონასწორობის, ფარდობითი უძრაობისა¹ და სითხესა და მყარ სხეულებს შორის ურთიერთქმედების კანონებს.

ჰიდროსტატიკის ამოცანების გადაწყვეტისას ზუსტი მათემატიკური აპარატის გამოყენების მიზნით განიხილება იდეალური სითხის წონასწორობა. იდეალური სითხის განხილვა რეალური სითხის ნაცვლად სავსებით დასაშვებია და პრაქტიკულად არ იძლევა ცდომილებას, ვინაიდან წონასწორობისას რეალური სითხეში არ წარმოიქმნება სიბლანტის ძალები, ხოლო სხვა მისი თვისებები ძალზე უახლოვდება იდეალური სითხის თვისებებს (უკუმშველობა, ლენადობა და სხვ.).

§ 2.1. ჰიდროსტატიკური წნევა და მისი თვისებები

1. **ჰიდროსტატიკური წნევა.** წინასწარ აღვნიშნოთ, რომ მკუმშავ ძაბვას, რომელიც მოქმედებს სითხის განსახილველ მასაში, ჰიდრომექანიკური წნევა ეწოდება; სითხის წონასწორობისას ამ ძაბვას ჰიდროსტატიკური წნევა ეწოდება, ხოლო სითხის მოძრაობისას — ჰიდროდინამიკური წნევა.

წონასწორობის ან ფარდობითი უძრაობის მდგომარეობაში მყოფ სითხეზე მოქმედი გარე ძალები იყოფა ორ ძირითად ჯგუფად: მასობრივი (მოცულობითი) და ზედაპირული ძალები.

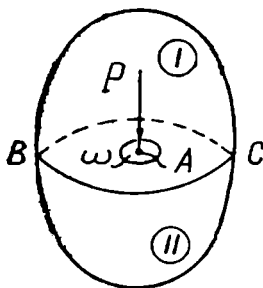
მასობრივი (მოცულობითი) ძალები მოქმედებს სითხის განსახილველი მოცულობის ყოველ მატერიალურ ნაწილაკზე და პროპორციულია ამ მოცულობის მასისა ან ერთგვაროვანი სითხის შემთხვევაში —

¹ ფარდობითი უძრაობისას სითხე წონასწორობაშია (უძრავია) კუბულის მიმართ, მაგრამ კუბულის სითხესთან ერთად მოძრაობს, როგორც ერთი მთლიანი მასა.

მისი მოცულობისა. ამ ჯგუფიდან ჰიდრაულიკაში ძირითადად განიხილება სიმძიმისა და ინერციის ძალები¹. ინერციის ძალები მოქმედებს სითხის ფარდობითი უძრაობის შემთხვევებში (როდესაც სითხე მოთავსებულია მოძრავ კუთხურ კონტეინერში და მასთან ერთად ასრულებს ბრუნვის ან გადატანით მოძრაობას).

ზედაპირული ძალები ეწოდება სითხის განსახილველი მოცულობის გარე (შემოშორებული) ზედაპირზე მოქმედ ძალებს, მაგალითად, ატმოსფერული წნევის ძალას, რომელიც მოქმედებს სითხის თავისუფალ ზედაპირზე ან დგუშის წნევის ძალას ცილინდრში მოთავსებული სითხის ზედაპირზე და სხვ.

გარე ძალების მოქმედების შედეგად სითხის ზეგნით აღიძვრება მკუმშავი ძაბვა, რომელსაც სითხის წონასწორობისას ჰიდროსტატიკური წნევა, ანუ ჰიდროსტატიკური წნევის ძაბვა ეწოდება.



ნახ. 2.1.

ჰიდროსტატიკური წნევის განზომილება ანალოგიურია ჰყარ სხეულებში ძაბვის განზომილებისა: ნ/მ², კგ/მ.წმ² (СИ სისტემაში) და კგძ/მ² (МКГСС სისტემაში).

ჰიდროსტატიკური წნევისა და ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის ცნებების განმარტების მიზნით განვიხილოთ წონასწორობაში მყოფი სითხის ნებისმიერი მოცულობა (ნახ. 2.1).

განსახილველ მოცულობაში ავირჩიოთ რაიმე A წერტილი და მასზე გავატაროთ ნებისმიერი BC ზედაპირი, რომელიც აღებული მოცულობას გაყოფს ორ ნაწილად—I და II. მოცულობის ორივე ნაწილი გამყოფი BC ზედაპირის მეშვეობით ურთიერთზე მოქმედებს სიდიდით ტოლი, მაგრამ საწინააღმდეგოდ მიმართული მკუმშავი წნევის ძალებით $P_1 = P_2 = P$. გამყოფ BC ზედაპირზე A წერტილთან (მის ირგვლივ) გამოვეყოთ ნებისმიერი ω ფართობი და განვიხილოთ მოცულობის I ნაწილის ზემოქმედება II-ზე. BC ზედაპირის ფარგლებში (მის გასწვრივ) ეს ზემოქმედება გამოიხატება გარკვეული სიდიდის წნევის ძალით, ხოლო ω ფართობზე იმოქმედებს ამ ძალის მხოლოდ ნაწილი, რომელიც აღვნიშნოთ P -თი (იგი წარმოადგენს ω -ს სხვადასხვა წერტილებში მოქმედი წნევის ძალების ტოლქმედს).

¹ მისობრივ (მოცულობით) ძალებს მიეკუთვნება აგრეთვე მოლეკულური ძალები, მაგრამ მათ შიგნით მისობრივ ძალებს უწოდებენ.

P ძალას, რომელიც მოქმედებს განსახილველ • ფართობზე. ჯამური • ჰიდროსტატიკური წნევის ძალა ეწოდება, ანუ მართიად — ჰიდროსტატიკური ძალა.

P ძალის გაყოფით ω ფართობზე მივიღებთ იმ წნევის ძალის საშუალო სიდიდეს, რომელიც მოქმედებს ω -ს ფართობის ერთეულზე; ეს ფარდობა აღინიშნება $p_{\text{სა}}$ -თი და მას საშუალო ჰიდროსტატიკური წნევა, ანუ საშუალო ჰიდროსტატიკური მკუმშავი ძაბვა ეწოდება

$$p_{\text{სა}} = \frac{P}{\omega} \left(\frac{6}{\pi^2}; \frac{\pi d^3}{32} \right). \quad (2.1)$$

თუ ω ფართობს A წერტილის ირგვლივ ვამცირებთ ნულამდე, მაშინ $p_{\text{სა}}$ მიისწრაფვის სასრულო ზღვრისაკენ, რომელიც გამოსახავს წნევის A წერტილში. სიდიდეს

$$p = \lim_{\omega \rightarrow 0} \left(\frac{P}{\omega} \right) \quad (2.2)$$

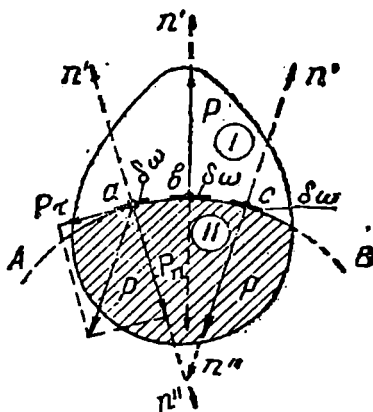
ეწოდება ჰიდროსტატიკური წნევა წერტილში, ანუ, უბრალოდ ჰიდროსტატიკური წნევა (მკუმშავი ძაბვა).

ამრიგად, P არის ჰიდროსტატიკური წნევის ჯამური ძალა ($6, \pi d^3$), ხოლო p — ჰიდროსტატიკური წნევა (მოცემულ წერტილში) და მას აქვს ძაბვის განზომილება ($6/\pi^2$, კგ/მ², წმ², კგძ/მ², კგძ/სმ², ...).

2. ჰიდროსტატიკური წნევის თვისებები. იდეალური სითხის ჰიდროსტატიკურ წნევას აქვს სამი ძირითადი თვისება, რომელიც შეიძლება გავავრცელოთ აგრეთვე რეალურ, ნიუტონისეულ სითხეებზე.

აირველი თვისება. ჰიდროსტატიკური წნევა სითხის წერტილში ყოველ თვის მიმართულია მოქმედების ფართობისადმი შიგა ნორმალის გასწვრივ, ე. ი. იგი მართობულია და მკუმშავი.

ეს თვისება მტკიცდება საწინააღმდეგო მსჯელობის უარყოფის გზით. განვიხილოთ წონასწორობაში მყოფი სითხის ნებისმიერი მოცულობა (ნახ. 2.2), რომელიც AB ზედაპირით გამოყოფილია ორ ნაწილად



ნახ. 2.2.

(I და II). მოცულობის I ნაწილის მოქმედება დაშტრიხულ II ნაწილზე გამოყოფილ AB ზედაპირის რამდენიმე წერტილში (a, b, c) გამოვსახოთ ჰიდროსტატიკური წნევით (p). აღნიშნულ წერტილებთან AB ზედაპირის მხეხად გამოვეყოთ მცირე ზღვართობები და მათ მიმართ გავატაროთ $n'n''$ ნორმალები. ზღვართობებს წნევის მოქმედების ფართობებს უწოდებენ.

დავუშვათ, რომ a წერტილში p წნევის მიმართულება არ ემთხვევა $n'n''$ ნორმალს; მაშინ p წნევა დაიშლება p_n ნორმალურ და p_τ მხეხ შემდეგნადად. მაგრამ, როგორც ცნობილია, წონასწორობაში მყოფი სითხე არ უწევს წინააღმდეგობას მხეხ ძაბვას (p_τ) და ამიტომ დაშვება იმისა, რომ p წნევის მიმართულება არ ემთხვევა $n'n''$ ნორმალს, გამოიწვევს წონასწორობის დარღვევას, რაც პირობას ეწინააღმდეგება.

ახლა დავუშვათ, რომ b წერტილში p წნევა ნორმალურია ზღვართობისადმი, მაგრამ მიმართულია დაშტრიხული მოცულობის გარე ნორმალის გასწვრივ. აღებულ შემთხვევაში ჰიდროსტატიკური წნევა (p) იმოქმედებს როგორც გამკვირვებულ ძაბვას და ამით დაირღვევა სითხის წონასწორობის ერთ-ერთი ძირითადი პირობა (სითხე არ უწევს წინააღმდეგობას გამკვირვებულ ძაბვას, b ნაწილაკი მოწყდება ზღვართობს, დაიწყება ცირკულაცია და დაირღვევა სითხის წონასწორობა).

ამრიგად, რჩება მხოლოდ ერთი შესაძლებლობა — p წნევა მიმართულია მოქმედების ფართობისადმი შიგა ნორმალის გასწვრივ (წერტილი c , ნახ. 2.2).

მეორე თვისება. ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდე სითხის ნებისმიერ წერტილში ყველა მიმართულებით ტოლია, ე. ი. მისი სიდიდე სითხის მოცემულ წერტილში არ არის დამოკიდებული მოქმედების ფართობის ორიენტაციაზე სივრცეში.

ამ თვისების დასამტკიცებლად წონასწორობაში მყოფ სითხეში განვიხილოთ ნებისმიერი A წერტილი და ჰიდროსტატიკური წნევა ამ წერტილში აღვნიშნოთ p -თი. ავირჩიოთ სივრცეში ნებისმიერად ორიენტირებული მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა სათავეთ A წერტილში და მის მახლობლობაში გამოვეყოთ უსასრულოდ მცირე $ABCD$ ტეტრაედრი, რომლის ზომებია dx, dy, dz (ნახ. 2.3). განვიხილოთ ამ ტეტრაედრის წონასწორობის პირობები.

ვინაიდან ელემენტარული ტეტრაედრის მოცულობა $dW = \frac{1}{6} dx dy dz$ წარმოადგენს მე-3 რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეს,

მის ABC, ACD, ABD და BCD წახნაგებზე მოქმედი საშუალო ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდეები p_x, p_y, p_z და p_n საკმაოდ სიზუსტით შეი-

ძლებს მივიღოთ A წერტილში p წნევის სათანადო შემდგენების ტოლად (x, y, z ღერძებისა და BCD წახნაგისადმი n ნორმალის გასწვრივ).

გარე ძალებიდან ტეტრაედრზე მოქმედებს მისი ოთხივე წახნაგისადმი ნორმალური ელემენტარული პირობისტატიკური წნევის ძალები — dP_x, dP_y, dP_z და dP_n და ტეტრაედრის მასის პროპორციული, ჯამური ელემენტარული მასობრივი (მოცულობითი) ძალა.

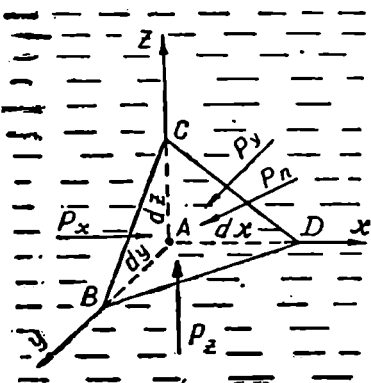
ზედაპირული ძალები ტოლია

$$dP_x = 0,5 p_x dy dz; \quad dP_y = 0,5 p_y dx dz;$$

$$dP_z = 0,5 p_z dx dy; \quad dP_n = p_n S_{BCD}; \quad (\text{აქ } S_{BCD} \text{ არის } \triangle BCD\text{-ს ფართობი}).$$

მასობრივი (მოცულობითი) ძალების განსაზღვრისათვის dF -ით აღვნიშნოთ ტეტრაედრზე მოქმედი მასობრივი ძალების ტოლქმედი ტეტრაედრის მასის ერთეულზე მოქმედი მასობრივი ძალების ტოლქმედის სიდიდე აღვნიშნოთ j -თი (ე. ი. j -თი აღვნიშნოთ ჯამური მასობრივი ძალის აჩქარება). თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ტეტრაედრის ელემენტარული მასა $dM = \rho dW$, მაშინ ტეტრაედრის მთელ მასაზე მოქმედი მასობრივი ძალების dF ტოლქმედის სიდიდე განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით

$$dF = dM j = \rho dW j = \frac{1}{6} dx dy dz \rho j.$$



ნახ. 2.3.

ზედაპირული და მასობრივი (მოცულობითი) ძალების ზედარება

გვიჩვენებს, რომ მასობრივი ძალა წარმოადგენს მე-3 რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეს, ხოლო ზედაპირული ძალები — მეორე რიგისას; ამიტომ განსახილველი ტეტრაედრის წონასწორობის პირობების დადგენისას საგნებით დასაშვებია მოცულობითი ძალების უგულებელყოფა (ე. ი. მიიღება $dF \approx 0$).

$ABCD$ ტეტრაედრის წონასწორობისას მასზე მოქმედი ყველა გარე ძალის ნებისმიერი ღერძის მიმართ გვემძლეების ჯამი უნდა იყოს ნულის ტოლი.

შევადგინოთ ტეტრაედრის წონასწორობის განტოლებები შესაბამის-

სად x , y და z კოორდინატთა ღერძების მიმართ (წნევის ძალები მოქმედებს წახნაგებისადმი შივა ნორმალების გასწვრივ):

$$\left. \begin{aligned} dP_x - dP_n \cos(\pi, x) &= 0; \\ dP_y - dP_n \cos(\pi, y) &= 0; \\ dP_z - dP_n \cos(\pi, z) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

ან

$$\left. \begin{aligned} 0,5p_x dy dz - p_n S_{BCD} \cos(\pi, x) &= 0; \\ 0,5p_y dx dz - p_n S_{BCD} \cos(\pi, y) &= 0; \\ 0,5p_z dx dy - p_n S_{BCD} \cos(\pi, z) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.3')$$

2.3 ნახაზიდან აღვილად ვრწმუნდებით, რომ BCD სამკუთხედის ჭეგმილები x , y და z ღერძების ნორმალურ სიბრტყეებზე წარმოადგენს ტეტრაედრის შესაბამის სამკუთხა წახნაგებს:

$$\begin{aligned} S_{BCD} \cos(\pi, x) &= 0,5 dy dz; \\ S_{BCD} \cos(\pi, y) &= 0,5 dx dz; \\ S_{BCD} \cos(\pi, z) &= 0,5 dx dy. \end{aligned}$$

მაშასადამე, (2.3') სისტემა გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$\left. \begin{aligned} 0,5p_x dy dz - p_n 0,5 dy dz &= 0; \\ 0,5p_y dx dz - p_n 0,5 dx dz &= 0; \\ 0,5p_z dx dy - p_n 0,5 dx dy &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

ან შეკვეცის შემდეგ

$$\left. \begin{aligned} p_x - p_n &= 0; \\ p_y - p_n &= 0; \\ p_z - p_n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.4')$$

ამ განტოლებათა საფუძველზე საბოლოოდ მივიღებთ:

$$p_x = p_n, \quad p_y = p_n, \quad p_z = p_n$$

ან

$$\boxed{p_x = p_y = p_z = p_n} \quad (2.5)$$

მიღებული ტოლობით მტკიცდება, რომ ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდე ნებისმიერ A წერტილში ყველა მიმართულებით ტოლია, ვინაიდან n ნორმალის მიმართულება (BCD სამკუთხედის დახრა) არჩეული იყო ნებისმიერად (ე. ი. წნევის სიდიდე არ არის დამოკიდებული მოქმედების ფართობის ორიენტაციაზე სივრცეში).

მესამე თვისება. ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდე

განსახილველი სითხის ნებისმიერ წერტილში დამოკიდებულია წერტილის მდებარეობაზე სივრცეში და დროზე

$$p = f(x, y, z, t). \quad (2.6)$$

დროის ფაქტორზე წნევა დამოკიდებულია მხოლოდ ფარდობითი უძრავობისას, კუთვლის თანაბარი მოძრაობის საწყის ფაზაში.

სითხის აბსოლუტური წონასწორობის შემთხვევაში წნევა წერტილში მხოლოდ მისი კოორდინატების ფუნქციაა

$$p = f(x, y, z). \quad (2.7)$$

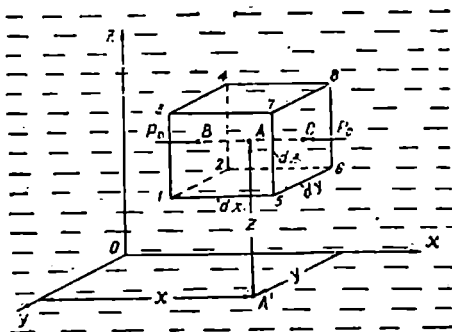
ამ თვისებას დამტკიცება არ ესაჭიროება, ვინაიდან, ცხადია, სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან წერტილის ჩაძირვის ზრდით წნევა მასში იზრდება და, პირიქით.

როგორც წონასწორობის, ისე სითხის მოძრაობის შემთხვევაში იგულისხმება, რომ p წნევა წარმოადგენს სივრცის კოორდინატების (ან კიდევ სხვა განმსაზღვრელი სიდიდეების) უწყვეტ ფუნქციას.

§ 2.2. სითხის წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებები (ლ. ეილერის ჰიდროსტატიკის განტოლებები)

ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლებები გამოიყვანა ლ. ეილერმა 1755 წ. ისინი დიფერენციალური სახით გამოსახავენ დამოკიდებულებას მასობრივი და ზედაპირული ძალების, სითხის სიმკვრივისა და წონასწორობაში მყოფი სითხის ნებისმიერი წერტილის კოორდინატებს შორის.

წონასწორობაში მყოფ სითხეში ავირჩიოთ ნებისმიერად ორიენტირებული მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა და რაიმე $A(x, y, z)$ წერტილი (ნახ. 2.4). A წერტილის ირგვლივ, როგორც ცენტრის გარშემო, გამოვყოთ dx, dy, dz ზომების ელემენტარული მართკუთხა პარალელეპიპედი. მისი წიბოები პარალელური უნდა იყოს სათანადო კოორდინატთა ღერძების.



ნახ. 2.4.

განსახილველი პარალელეპიპედის წონასწორობისათვის აუცილებელია

ლია, რომ მასზე მოქმედი ყველა გარე ძალის გეგმილების ჯამი ნებისმიერ ღერძზე იყოს ნულის ტოლი.

აღვნიშნოთ X , Y და Z -ით სითხის განსახილველი მოცულობის მასის ერთეულზე მოქმედი ყველა მასობრივი (მოცულობითი) ძალის ტოლქმედის გეგმილები სათანადო კოორდინატთა ღერძებზე, ე. ი. X , Y Z -ში უნდა ვიგულისხმოთ მასობრივი (მოცულობითი) ძალების აჩქარებების ჯამური გეგმილები კოორდინატთა ღერძებზე (მასობრივი ძალებიდან განიხილება სიმძიმისა და ინერციის ძალები).

გამარტივების მიზნით, წონასწორობის განტოლება (პირობა) შევადგინოთ ჯერ Ox ღერძის მიმართ (შედეგად მივიღებთ ეილერის სისტემის პირველ განტოლებას).

ელემენტარულ პარალელებიპედზე (მის მთელ მასაზე) მოქმედი ჯამური მასობრივი ძალის dF_x გეგმილი Ox ღერძზე იქნება

$$dF_x = X dM = X \rho dW = X \rho dx dy dz,$$

სადაც dM არის dW მოცულობის მქონე პარალელებიპედის მასა.

ირგვლივ მყოფი სითხის მოქმედება პარალელებიპედის წახნაგებზე გამოვსახოთ ნორმალური ჰიდროსტატიკური წნევის ზედაპირული ძალებით. ამ მიზნით წნევა A წერტილში აღვნიშნოთ p -თი; დავაგეგმილოთ ეს წერტილი Ox ღერძის ნორმალურ წახნაგებზე 1—2—3—4 და 5—6—7—8-ზე, რითაც მივიღებთ B და C წერტილებს და Ox -ის პარალელურ BC წირს. წნევის სიდიდეები B და C წერტილებში აღვნიშნოთ, შესაბამისად, p_B და p_C -თი და დავუშვათ, რომ ისინი სათანადო წახნაგების უსასრულოდ სიმცირის გამო გამოსახავენ საშუალო ჰიდროსტატიკური წნევის მნიშვნელობებს პარალელებიპედის ამ წახნაგებზე (Ox -ის ნორმალურ წახნაგებზე). BC წირის გასწვრივ წნევის ცვლილების განსაზღვრის მიზნით, შემოვიღოთ წნევის $\frac{\partial p}{\partial x}$ გრადიენტის ცნება (კერძო.

წარმოებული გვიჩვენებს, რომ BC -ს გასწვრივ იცვლება მხოლოდ x კოორდინატი; იგი პრაქტიკულად გამოსახავს p წნევის ცვლილებას მანძილის ერთეულზე x მიმართულებით. ამრიგად, კოორდინატთა Ox ღერძის არჩეული მიმართულების შესაბამისად, შეგვიძლია დავწეროთ

$$p_B = p - \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{და} \quad p_C = p + \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

ახლა აღვნიშნოთ dP_{xB} და dP_{xC} -თი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალების სიდიდეები პარალელებიპედის Ox ღერძისადმი ნორმალურ წახ-

ნაგებზე. თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ამ წახნაგების ფართობები ტოლია $dy dz$ ნამრავლისა, გვექნება

$$dP_{xB} = \left(p - \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz \quad \text{და} \quad dP_{xC} = \left(p + \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz.$$

პარალელუბიპედის წონასწორობის განტოლება Ox ღერძის მიმართ მიიღება ამ ღერძზე ყველა გარე ძალის გვემოღების ჯამის ნულისადმი გატოლებით

$$dP_{xB} - dP_{xC} + dF_x = 0. \quad (2.8)$$

სათანადო მნიშვნელობათა შეტანით მივიღებთ

$$\left(p - \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz - \left(p + \frac{dx}{2} \frac{\partial p}{\partial x} \right) dy dz + X \rho dx dy dz = 0.$$

ამ გამოსახულების გამარტივებით მივიღებთ

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X = 0. \quad (2.9)$$

Ox ღერძისადმი წონასწორობის ეს პირობა წარმოადგენს სამი დიფერენციალური განტოლებისაგან შემდგარ ეილერის ჰიდროსტატიკის განტოლებათა სისტემის პირველ განტოლებას.

ელემენტარული პარალელუბიპედის წონასწორობის განტოლებათა შედგენით Oy და Oz ღერძების მიმართ და სავსებით ანალოგიური მსჯელობის შედეგად მიიღება ეილერის სისტემის მეორე და მესამე განტოლებები:

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y = 0 \quad \text{და} \quad -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z = 0. \quad (2.9')$$

საბოლოოდ, სითხის წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებები (ჰიდროსტატიკის ეილერის დიფერენციალური განტოლებები) შეიძლება ჩაიწეროს ასე:

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

ამ სისტემის ყოველი შესაჯრები ჩაწერილია სითხის ერთეული მასისათვის და აქვს აჩქარების განზომილება $\left[\frac{F}{M} = \frac{L}{T^2} \right]$.

ზოგჯერ (2.10) სისტემა გვხვდება შემდეგი სახით:

$$\boxed{\frac{\partial p}{\partial x} = \rho X, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho Y \quad \text{და} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \rho Z.} \quad (2.10')$$

უნდა აღინიშნოს, რომ (2.10) ან (2.10') განტოლებები გამოსახავს სითხეში ჰიდროსტატიკური წნევის განაწილების კანონის დიფერენციალური ფორმით. მივეცეთ ამ განტოლებებს პრაქტიკული გამოყენებისათვის (ინტეგრირებისათვის) მოსახერხებელი სახე, რისთვისაც თითოეული მათგანი გადავამრავლოთ შესაბამისად dx , dy და dz -ზე და მიღებული შედეგი შევკრიბოთ, მივიღებთ

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho (X dx + Y dy + Z dz). \quad (2.11)$$

იმის გამო, რომ ჰიდროსტატიკური წნევა არის სივრცის კოორდინატების უწყვეტი ფუნქცია $p = f(x, y, z)$, ამიტომ (2.11) გამოსახულების მარცხენა მხარე წარმოადგენს ჰიდროსტატიკური წნევის სრულ დიფერენციალს (dp) და საბოლოოდ მივიღებთ

$$\boxed{dp = \rho (X dx + Y dy + Z dz),} \quad (2.12)$$

ე. ი. (2.10) სისტემის ნაცვლად მივიღეთ წონასწორობის ერთი ძირითადი დიფერენციალური განტოლება.

ვინაიდან $\rho = \text{const}$, (2.12) განტოლებას ექნება ფიზიკური აზრი მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ მისი მარჯვენა მხარე აგრეთვე წარმოადგენს სრულ დიფერენციალს. ამისათვის კი აუცილებელია არსებობდეს სივრცის კოორდინატების ისეთი $U = f(x, y, z)$ ფუნქცია, რომლის კერძო წარმოებულებები x , y , z -ით ტოლი იქნება ჯამური მასობრივი ძალის აჩქარების გეგმილებისა სათანადო კოორდინატთა ღერძებზე

$$\frac{\partial U}{\partial x} = X; \quad \frac{\partial U}{\partial y} = Y \quad \text{და} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = Z. \quad (2.13)$$

მექანიკიდან ცნობილია, რომ $U(x, y, z)$ ფუნქციას, რომელიც აკმაყოფილებს (2.13) პირობებს, ეწოდება ძალური, ანუ პოტენციური ფუნქცია, ხოლო ძალებს, რომლებიც გამოსახულია ამ ფუნქციით, ეწოდება პოტენციალის მქონე ძალები (პოტენციური ძალები).

ამრიგად, სითხე შეიძლება იმყოფებოდეს წონასწორობაში მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც მასზე მოქმედ მასობრივ (მოცულობით) ძალებს აქვს პოტენციალი. ცნობილია პოტენციალის მქონე მრავალი ძალა; მათგან უმთავრესია სიმძიმისა და ინერციის ძალები.

თეორიულ მექანიკაში ძალური ფუნქცია აღინიშნება $U(x, y, z)$ -ით ხოლო პოტენციური (მდებარეობის პოტენციური ენერგიის) ფუნქცია კი $\Pi(x, y, z)$ -ით. ამასთან ძალური ველის ნებისმიერ წერტილში ძალური ფუნქციის მნიშვნელობა ტოლია პოტენციური ფუნქციის მნიშვნელობისა (იმავე წერტილში) შებრუნებული ნიშნით $U(x, y, z) = -\Pi(x, y, z)$ და $dU = -d\Pi$.

§ 2.3. წონასწორობის დიფერენციალური განტოლების ინტეგრირება; ტოლი წნევის ზედაპირი; ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლებები; აბსოლუტური (ხრული) და ჰარტი (მანომეტრული) წნევა; პასკალის კანონი

ზემოთ მოყვანილი (2.13) პირობების მხედველობაში მიღებით; (2.12) განტოლება მიიღებს სახეს

$$dp = \rho \left(\frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz \right) = \rho dU. \quad (2.14)$$

ამ დიფერენციალური განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ

$$p = \rho U + C, \quad (2.15)$$

სადაც C არის ინტეგრირების ნებისმიერი მუდმივა.

C განვსაზღვროთ შემდეგი სასაზღვრო პირობიდან: როცა $p = p_0$, მაშინ, $U = U_0$, ე. ი.

$$p_0 = \rho U_0 + C. \quad (2.16)$$

(2.15) და (2.16) გამოსახულებებიდან მივიღებთ

$$p = p_0 + \rho (U - U_0) \quad (2.17)$$

და

$$p - p_0 = \rho (U - U_0). \quad (2.17')$$

(2.17) განტოლებით შეიძლება განისაზღვროს ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდე სითხის ნებისმიერ წერტილში, თუ მისთვის ცნობილია U ფუნქციის მნიშვნელობა და სასაზღვრო პირობები (p_0 , U_0).¹

(2.17') განტოლება გვიჩვენებს, რომ p წნევის განაწილება ერთგვაროვან სითხეში ზუსტად ეთანადება პოტენციური U ფუნქციის მნიშვნელობათა განაწილების კანონს.

სითხეში გატარებულ ზედაპირს, რომლის ნებისმიერ წერტილში წნევა და შესაბამისი პოტენციური ფუნქცია მუდმივია, ტოლი წნევის ან ტოლი პოტენციალის ზედაპირი ეწოდება (მას დონის ზედაპირსაც უწოდებენ, მაგალითად, სითხის თავისუფალი ზედაპირი, რომლის ყველა წერტილში წნევა ატმოსფერულის ტოლია). ამ ზე-
პ. ნ. ქუთათელაძე

დაპირისათვის $dp=0$ ან რაც იგივეა $dU=0$ ($\rho=\text{const}$). ამიტომ ტოლი წნევის ზედაპირის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

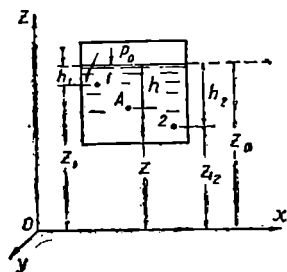
$$X dx + Y dy + Z dz = 0 \quad (2.18)$$

ა6

$$\frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz = 0. \quad (2.18')$$

ახლა განვიხილოთ პრაქტიკისათვის მნიშვნელოვანი შემთხვევა, როდესაც წონასწორობაში მყოფ სითხეზე მასობრივი ძალებიდან მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა და ამიტომ ტოლი წნევის (დონის) ზედაპირები წარმოადგენს სითხეში ნებისმიერ h სიღრმეზე გატარებულ ჰორიზონტალურ სიბრტყეთა ოჯახს (მექანიკიდან ცნობილია, რომ ტოლი წნევის ზედაპირები მართობულია მასობრივი ძალების აჩქარებათა ჯამური ვექტორისა).

განვიხილოთ წონასწორობაში მყოფი სითხე, რომელიც მოთავსებულია დახშულ ჭურჭელში (ნახ. 2.5).



ნახ. 2.5.

აღვნიშნოთ p_0 -ით ატმოსფერული წნევისაგან განსხვავებული წნევა სითხის თავისუფალ ზედაპირზე (გარე წნევა). მართკუთხა კოორდინატთა სისტემის z ღერძი მივმართოთ ვერტიკალურად ზემოთ, მაშინ xOy სიბრტყე იქნება თარაზული.

სითხის მასის ერთეულზე მოქმედი მასობრივი ძალების (მათი აჩქარებების) გეგმილები კოორდინატთა ღერძებზე განსახილველ შემთხვევაში იქ-

ნება ტოლი: $X=0$, $Y=0$ და $Z=-g$. შევიტანოთ ეს მნიშვნელობები (2.12) განტოლებაში, მივიღებთ

$$dp = -\rho g dz = -\gamma dz$$

ა6

$$\frac{dp}{\gamma} + dz = 0. \quad (2.19)$$

ეს ტოლობა წარმოადგენს სითხის წონასწორობის ძირითად დიფერენციალურ განტოლებას სითხეზე მხოლოდ სიმძიმის ძალის მოქმედებისას. (2.19) განტოლების ინტეგრირება გვაძლევს

$$\frac{p}{\gamma} + z = C. \quad (2.19')$$

ც მუდმივას განსაზღვრისათვის მივიღოთ შემდეგი სასაზღვრო პირობები: როდესაც $z=z_0$, მაშინ $p=p_0$ (z -ით აღნიშნულია სითხეში ნებისმიერი A წერტილის ორდინატა—ნიშნული, ხოლო p -თი—წნევა მასში); ამიტომ

$$C = \frac{p_0}{\gamma} + z_0$$

და

$$z_0 + \frac{p_0}{\gamma} = z + \frac{p}{\gamma}. \quad (2.20)$$

ეს ტოლობა მართებულია არა მარტო ნებისმიერი A წერტილისა და თავისუფალ ზედაპირზე მდებარე წერტილების მიმართ, არამედ სითხეში ორი ნებისმიერი 1 და 2 წერტილების მიმართაც (ნახ. 2.5)

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} = \text{const.}} \quad \chi \quad (2.20')$$

(2.20) ან (2.20') განტოლებას ჰიდროსტატიკის ძირითად განტოლებას უწოდებენ (I სახის). ის გამოსახავს სითხეში წნევის განაწილების ჰიდროსტატიკურ კანონს. მის გეომეტრიულ და ენერგეტიკულ ინტერპრეტაციას გვეცნობით ქვემოთ.

(2.20) განტოლებიდან მივიღებთ

$$p = p_0 + \gamma(z_0 - z).$$

სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან ნებისმიერ $h = z_0 - z$ სიღრმეზე მდებარე A წერტილში ჰიდროსტატიკური წნევის განსაზღვრისათვის საბოლოოდ გვექნება

$$\boxed{p = p_0 + \gamma h.} \quad \chi \quad (2.21)$$

ამ გამოსახულებას აგრეთვე ჰიდროსტატიკის ძირითად განტოლებას უწოდებენ (II სახის).

(2.21) ფორმულით განსაზღვრულ წნევას სითხის ნებისმიერ წერტილში (ნებისმიერ h სიღრმეზე მდებარე წერტილში), რომელიც ითვალისწინებს გარე წნევას სითხის თავისუფალ ზედაპირზე (p_0), ეწოდება აბსოლუტური, ანუ სრული ჰიდროსტატიკური წნევა და აღინიშნება p_{abs} -ით ($p_{\text{სრ}}$ -ით); ამრიგად,

$$\boxed{p_{\text{abs}} = p_0 + \gamma h.} \quad \chi \quad (2.22)$$

γh შესაკრებს ამ განტოლების მარჯვენა მხარეში აქვს აგრეთვე წნევის განზომილება (ნ/მ^2 , კგძ/მ^2 , კგძ/სმ^2 , ტძ/მ^2) და იგი გამოსახავს

აღებულ წერტილში აბსოლუტური წნევის სიკარბეს სითხის ზედაპირზე გარე p_0 წნევის მიმართ; მას კარბ—წონით ჰიდროსტატიკურ წნევას უწოდებენ. γh წნევას აიგივებენ სითხის ისეთი სვეტის წონასთან, რომლის ფუძის ფართობი ერთის ტოლია, ხოლო სიმაღლე—განსახილველი წერტილის h ჩაძირვის სიღრმისა (თავისუფალი ზედაპირიდან). ვინაიდან γh კარბი წნევის სიდიდე დამოკიდებულია სითხეში ჩაძირვის h სიღრმეზე და სითხის γ კუთრ წონაზე, ამიტომ მას ხშირად „წონით წნეკას“ უწოდებენ. ახლა, თუ მივმართავთ სათანადო აღნიშვნებს (p_0 , $p_{\text{წონ}}$), შეიძლება დავწეროთ

$$p_0 = p_{\text{წონ}} = \gamma h = p_{\text{აბს}} - p_0$$

და

$$\boxed{p_{\text{აბს}} = p_0 + p_0 = p_0 + p_{\text{წონ}}.} \quad \times \quad (2.22')$$

ამრიგად, აბსოლუტური (სრული) წნევის სიდიდე სითხის ნებისმიერ წერტილში ტოლია სითხის ზედაპირზე გარე წნევისა და სითხეში აღებული წერტილის ჩაძირვით გამოწვეული კარბი—წონითი წნევის სიდიდეების ჯამისა.

(2.22) განტოლება გვიჩვენებს, რომ სითხის ნებისმიერ წერტილში (ნებისმიერ h სიღრმეზე) ჰიდროსტატიკური $p_{\text{აბს}}$ წნევა დამოკიდებულია გარე p_0 წნევაზე. ამ უკანასკნელის გაზრდით ზუსტად იგივე სიდიდით გაიზრდება წნევა აღებულ წერტილში. მაშასადამე, სითხეს აქვს შემდეგი მნიშვნელოვანი თვისება: ყოველგვარი გარე წნევა, რომელიც მოქმედებს წონასწორობაში მყოფი სითხის მოსაქვლეზე ზედაპირზე, უცვლელი სიდიდით გადაეცემა სითხის ყველა წერტილს და მის შემომფარგვლელ ზედაპირს. ეს დებულება გამოხატავს პასკალის კანონის არსს (პასკალის კანონი მიღებული იყო ცდებით). პასკალის კანონს ემყარება ჰიდრაულიკური წნევის, აკუმულატორისა და ზოგიერთი სხვა მარტივი ჰიდრაულიკური მანქანის მუშაობის პრინციპი.

სითხის აღებულ წერტილში აბსოლუტური წნევის სიკარბეს ატმოსფერული წნევის მიმართ კარბ—მანომეტრული ან მარტივად, მანომეტრული წნევა ეწოდება. იგი იზომება სხვადასხვა ტიპის მანომეტრებით და აღინიშნება p_0 ან $p_{\text{აბს}}=0$.

$$p = p_0 = p_{\text{აბს}} = p_{\text{აბს}} - p_{\text{აბ}} \quad (2.23)$$

ან (2.22) განტოლების გათვალისწინებით

$$\boxed{p = p_{\text{აბს}} = (p_0 - p_{\text{აბ}}) + \gamma h.} \quad (2.23')$$

პრაქტიკაში შეიძლება შეგვხვდეს შემდეგი სამი შემთხვევა (ნახ. 2.5):

- 1) $p_a > p_{a0}$, მაშინ $p = p_{a0} > \gamma h$;
- 2) $p_a < p_{a0}$ — $p = p_{a0} < \gamma h$;
- 3) $p_a = p_{a0}$ (ლია ჭურჭელი) — $p = p_{a0} = \gamma h = p_{a00}$.

სითხეში აბსოლუტური წნევა ყოველთვის დადებითია ($p_{a00} > 0$). მაგრამ იგი შეიძლება ნაკლები იყოს ატმოსფერულ წნევაზე ($p_{a00} < p_{a0}$); ამ შემთხვევაში უარყოფითი მნიშვნელობა ექნება ჰარბ მანომეტრულ წნევას (სითხეში ვაკუუმის შემთხვევა) $p_h = p_{a00} = -(p_{a0} - p_{a00}) < 0$.

გავიხსენოთ, რომ 1 ტექნიკური ატმოსფერო

$$1 \text{ ატ} = 1 \text{ კგძ/მ}^2 = 10^4 \text{ კგძ/მ}^2 = 9,81 \text{ ნ/მ}^2 = 98100 \text{ ნ/მ}^2 = 98100 \text{ პა} = 981 \text{ ჰექტ. პა} = 10 \text{ მ. წყ. სვ.} = 733,5 \text{ მმ. ვერცხ. წყ. სვ.}$$

გავიხსენოთ აგრეთვე, რომ ერთი ნორმალური ფიზიკური ატმოსფერო

$$1 \text{ ატმ} = 760 \text{ მმ. ვერცხ. წყლ. სვ.} \approx 1013 \cdot \text{ჰექტ. პა.}$$

ვინაიდან პრაქტიკაში უფრო ხშირად საქმე გვაქვს ჰარბ (მანომეტრულ) წნევასთან, ამიტომ მას აღნიშნავენ სათანადო ინდექსის გარეშე (p), ხოლო აბსოლუტური (სრული) წნევა აღინიშნება „აბს“ ან „სრ“ ინდექსებით (p_{a00} ან $p_{სრ}$).

ახლა დავუბრუნდეთ (2.21') განტოლების (ე. ი. I სახის ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლების) განხილვას.

ამ განტოლების ყველა წევრს აქვს სიგრძის (სიმაღლის) განზომილება. x_1 და x_2 წარმოადგენს ნებისმიერი 1-ლი და მე-2 წერტილების ორდინატებს xOy სიბრტყის მიმართ (ნებისმიერ სიმაღლეზე გატარებულ ჰორიზონტალურ სიბრტყეს მომავალში ვუწოდოთ საფარდი, ანუ ათვლის $O-O$ სიბრტყე), ე. ი. x_1 და x_2 გამოსახავს აღნიშნული წერტილების მდებარეობის სიმაღლეებს საფარდი $O-O(xOy)$ სიბრტყის მიმართ; p_1/γ და p_2/γ წარმოადგენს 1-ლ და მე-2 წერტილებში არსებული ჰიდროსტატიკური p_1 და p_2 წნევების შესაბამის სიმაღლეებს, ე. წ. პიეზომეტრულ სიმაღლეებს ($[p/\gamma] = \text{კგძ/მ}^2 : \text{კგძ/მ}^3 = \text{მ}$). $z + p/\gamma$ სიმაღლე, როდესაც p -ში იგულისხმება მანომეტრული წნევა, აღინიშნება H_p -თი და მის პიეზომეტრული და წნევა ეწოდება, $H_p = z + p/\gamma$. თუ p -ში ვიგულისხმებთ აბსოლუტურ (p_{a00}) წნევას (აბსოლუტური ვაკუუმის მიმართ), მაშინ $z + p_{a00}/\gamma$ სიმაღლეს აბსოლუტური წნევის შესაბამისი პიეზომეტრული დაწნევა ეწოდება (ხშირად უწოდებენ ჰიდროსტატიკურ დაწნევას) და აღინიშნება H'_p (ან H_z -ით); $H'_p = z + p_{a00}/\gamma$. ძირითადი (2.20') განტოლების შესაბამისად, განსახილველი 1-ლი და მე-2 წერტილებისათვის

$$H_{p_1} = H_{p_2} = \text{const} \quad \text{და} \quad H'_{p_1} = H'_{p_2} = \text{const.} \quad (2.24)$$

აქედან დავასკვნით, რომ I სახის ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლება გამოსახავს პიეზომეტრული დაწნევის მუდმივობას წონასწორობაში მყოფი სითხის ყველა წერტილისათვის. H , სიმაღლის მქონე ვერტიკალური მონაკვეთების ბოლოები მოთავსდება ერთი და იმავე ჰორიზონტალურ სიბრტყეში, რომელსაც პიეზომეტრული დაწნევის სიბრტყე ეწოდება.

აბსოლუტური წნევის შესაბამისი H' , პიეზომეტრული დაწნევის სიბრტყე მდებარეობს მანომეტრული წნევის შესაბამისი H , პიეზომეტრული დაწნევის სიბრტყეზე მაღლა p_0/γ სიდიდით. აქ მოყვანილი განმარტებები შეადგენს ძირითადი (2.20') განტოლების გეომეტრიულ ინტერპრეტაციას.

(2.19') განტოლება შეიძლება განვიხილოთ როგორც პოტენციური ენერგიის მუდმივობის განტოლება. მართლაც, თუ მის ყოველ წევრს გავამრავლებთ ძალის (წონის) ერთეულზე (1 ნ ან 1 კგძ), მაშინ ისინი შეიძენენ მუშაობის, ანუ ენერგიის, განზომილებას (კგძ. მ ან ნ. მ) და გამოსახვენ განსახილველი სითხის წონის წერტიულის პოტენციურ ენერგიას, ანუ კუთრ პოტენციურ ენერგიას (ჟ). I სახის ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლება ენერგეტიკული გაგებით ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\mathcal{A} = \text{const} \quad \text{ან} \quad \mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_2 = \text{const.} \quad (2.25)$$

(2.20') განტოლების ენერგეტიკული არსი შეიძლება ჩამოვყალიბოთ შემდეგნაირად: მდებარეობის კუთრი პოტენციური ენერგიის (χ) და წნევის კუთრი პოტენციური ენერგიის (p/γ) ჯამი (სრული კუთრი პოტენციური ენერგია) წონასწორობაში მყოფი სითხის მასის ყველა წერტილში არის მუდმივი სიდიდე.

ამოცანა 2.1. განვსაზღვროთ აბსოლუტური და ჰარბი—წონითი წნევა ნავთსაცავი რეზერვუარის ფსკერზე, თუ ნავთობის სიღრმე $H=6,0$ მ.

ა მ ო ხ ს ნ ა. აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევა ნავთის რეზერვუარის ფსკერზე, როდესაც $\gamma_0=0,8$ ტძ/მ³ და $p_0=p_0^* = 10$ ტძ/მ², ტოლია (2.22 ფორმულის თანახმად)

$$p_{\text{abs}} = p_0 + \gamma H = 10 + 0,8 \cdot 6,0 = 14,8 \text{ ტძ/მ}^2 = 1,48 \text{ კგძ/სმ}^2 = 1,48 \text{ ატ.}^3$$

ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევა

$$p = \gamma H = 0,8 \cdot 6,0 = 4,8 \text{ ტძ/მ}^2 = 0,48 \text{ კგძ/სმ}^2 = 0,48 \text{ ატ.}$$

ამოცანა 2.2. განვსაზღვროთ წყალსაცავის რა სიღრმეზე იქნება ჰარბი (წონითი) წნევა 1,5 ატ ტოლი ($p=1,5$ ატ $= 1,5$ კგძ/სმ²).

ამოხსნა. ცნობილია, რომ $p = \gamma h = 1,5$ კგ/სმ² და $\gamma = 0,001$ კგ/სმ³ ამიტომ

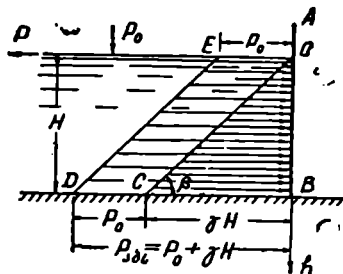
$$h = \frac{p}{\gamma} = \frac{1,5}{0,001} = 1500 \text{ სმ} = 15 \text{ მ.}$$

გავიხსენოთ, რომ ერთი ატმოსფერო შეესაბამება 10 მ სიმაღლის წყლის სვეტის მიერ განვითარებულ წნევას.

§ 2.4. ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურები

პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტისას ხშირად მიმართავენ მყარი სხეულის ზედაპირზე სითხის მოქმედებით გამოწვეული ჰიდროსტატიკური წნევის განაწილების გრაფიკულ გამოსახვას. მყარი სხეულის კონტურის გასწვრივ წნევის განაწილების კანონზომიერების გრაფიკულ გამოსახულებას ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურა ეწოდება (უკანასკნელი წარმოადგენს წნევის ვექტორულ ღიაგრამას). შემდგომში დავინახავთ, რომ ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურით შეიძლება განისაზღვროს აგრეთვე ჯამური წნევის ძალის სიდიდე ზედაპირზე და მისი მოღებვის წერტილის მდებარეობა.

ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლება (II სახის) — $p_{abs} = p_0 + \gamma h$ წარმოადგენს წრფის განტოლებას თავისუფალი p_0 წვერით და საკუთხო γ კოეფიციენტით. ჰარბი — წონითი წნევის განტოლება $p = \gamma h$ გამოსახება კოორდინატთა სათავეში გამავალი

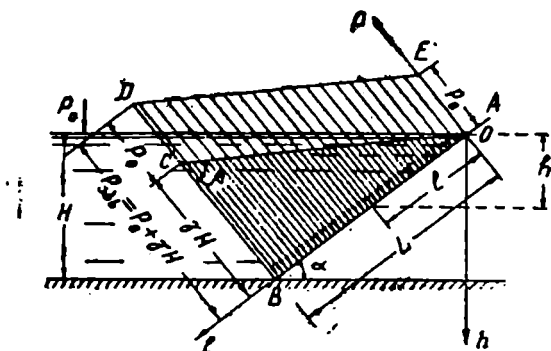


ნახ. 2.6.

წრფით; დამოკიდებულება $p_{abs} = f(h)$ ან $p = f_1(h)$ არის წრფივი, ამიტომ წნევის ეპიურის ასაგებად ბრტყელი ზედაპირის კონტურზე საკმარისია განისაზღვროს წნევა მის ორ განაპირა წერტილში და წნევის ეს სიდიდეები გამოვსახოთ წნევის გარკვეულ მასშტაბში წრფივი მონაკვეთებით; ბრტყელი ზედაპირის მართობულად გადაზომილი ამ მონაკვეთების ბოლოების წრფეწირით შეერთების შედეგად მივიღებთ ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის შემოსაზღვრულ წირს (ე. ი. აიგება სათანადო წნევის ეპიურა). თვალსაჩინოებისათვის წნევის მასშტაბს უთავსებენ სქემის ხაზოვან მასშტაბს, რისთვისაც წნევის სიდიდეებს გამოსახავენ სითხის სვეტის სიმაღლეებით (მაგალითად, თუ განიხილება $\gamma = 1$ ტ/მ³ კუთრი წონის წყალი, მაშინ ზედაპირიდან H სიღრმეზე მდებარე წერტილში ჰარბი წნევა $p = \gamma H = 1 \cdot H$ ტ/მ³ — გამოსახება ხაზოვან მასშტაბში გადაზომილი H მონაკვეთით).

(2.6) ნახაზზე წარმოდგენილია წნევის ეპიურის აგების წესი ვერ-

ტიკალური AB ზედაპირის OB კონტურზე. კოორდინატთა სათავე არჩეულია სითხის თავისუფალი ზედაპირისა და AB კედლის კონტურის გადაკვეთის O წერტილში. წნევის p ღერძი მიმართულია ზედაპირის მართობულად; სიღრმის h ღერძი — ვერტიკალურად ქვემოთ. O წერტილში $h=0$ და $p_{abs}=p_0$; ხოლო B წერტილში $h=H$ და $p_{abs}=p_0+\gamma H$.



ნახ. 2.7.

თუ AB ზედაპირი დახრილია ჰორიზონტისადმი α კუთხით (ნახ. 2.7), მაშინ წნევის ეპიურის ასაგებად ჰიდროსტატიკის ძირითადი განტოლება უნდა გადაიწეროს შემდეგი სახით:

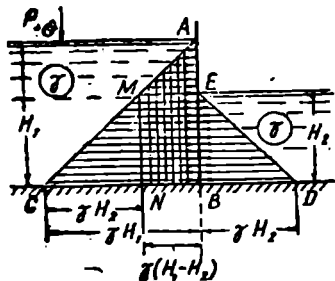
$$p_{abs} = p_0 + \gamma h = p_0 + \gamma l \sin \alpha. \quad (2.26)$$

წნევის p ღერძი მიმართულია AB კონტურის მართობულად, ხოლო l ღერძი — მის გასწვრივ. $OBDE$ დახრილი ტრაპეცია გამოსახავს აბსოლუტური წნევის ეპიურას, ხოლო OBC სამკუთხედი — ჰარბი—წონითი წნევის ეპიურას (აქ კუთხე $\beta > 45^\circ$).

პრაქტიკული ამოცანების განხილვისას ხშირად საკმარისია ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურების აგება.

განვიხილოთ წონითი წნევის ეპიურის აგების წესი გამყოფ AB კედელზე სითხის ორმხრივი წნევისას (ნახ. 2.8). ამ შემთხვევაში AB ზედა-

სქემაზე $OBDE$ ტრაპეცია გამოსახავს აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურას, ხოლო ტოლფერდა OBC სამკუთხედი — ჰარბი—წონითი წნევის ეპიურას. თუ განვიხილება წყალი ($\gamma = 1$), კუთხე $\beta = 45^\circ$; სხვა სითხის შემთხვევაში, თუ $\gamma < 1$, მაშინ $\beta > 45^\circ$, ხოლო, როდესაც $\gamma > 1$, $\beta < 45^\circ$.



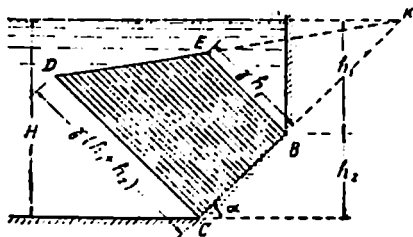
ნახ. 2.8.

პირზე მოქმედებს საწინააღმდეგოდ მიმართული პარალელური წნევის ძალები (წნევა). მარჯვნიდან მარცხნივ მოქმედი წნევა მოცემულ შემთხვევაში უნდა გამოაკლდეს მარცხნიდან მარჯვნივ მოქმედ წნევას. ჯამური წონითი წნევის ეპიურა წარმოდგენილია $ABNM$ ვერტიკალური ტრაპე-

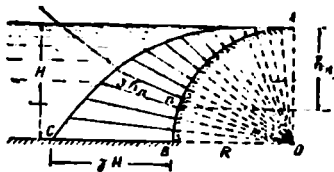
ციის სახით. ჯამური წნევა მოქმედებს მარცხნიდან მარჯვნივ; E წერტილის ქვემოთ ჯამური წნევა არ იცვლება და იგი ტოლია $p_0 = \gamma(H_1 - H_2)$.

შედგენილი ABC ზედაპირის სითხეში მთლიანად ჩაძირულ BC ნაწილზე წონითი წნევის ეპიურა გამოისახება $BCDE$ ტრაპეციით (ნახ. 2.9).

მრუდწირულ ზედაპირებზე წნევის ეპიურების ფორმა უფრო რთულია, ვიდრე ბრტყელი ზედაპირებისათვის. ეს სირთულე ის

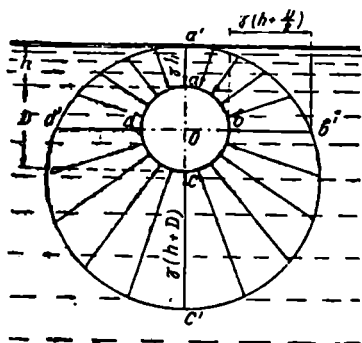


ნახ. 2.9.

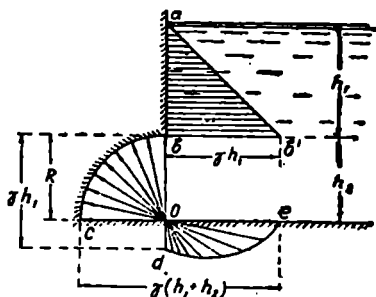


ნახ. 2.10.

არის, რომ ნებისმიერ წერტილში პირობითი წნევა ნორმალურია მრუდწირული ზედაპირისადმი, ე. ი. წნევის მოქმედების წირი ნებისმიერ წერტილში გაივლის ზედაპირის სიმრუდის ცენტრში (ცილინდრული ზედაპირის შემთხვევაში წნევას ზედაპირის ნებისმიერ წერტილში).



ნახ. 2.11.



ნახ. 2.12.

ტილში ექნება რადიალური მიმართულება). ეპიურა შემოიფარგლება მრუდი წირით, რომლის ასაგებად ორი წერტილი უკვე აღარ არის საკმარისი.

2.10 ნახაზზე გამოსახულია წონითი წნევის ეპიურის აგების წესი AB ცილინდრულ ზედაპირზე. AB კონტური იყოფა ტოლ ნაწილებად;

გამყოფი წერტილებიდან რადიალური მიმართულებით გადაზომილია თითოეული მათგანის ჩაძირვის სიღრმეების ტოლი მონაკვეთები ($\gamma=1$ ტდ/მ³); ამ მონაკვეთების ბოლოების მრუდი წირით შეერთების შედეგად ვლუბულობთ ABC ბრუნწირული ეპიურის შემომსაზღვრელ AC წირს.

სითხეში h სიღრმეზე ჩაძირული სფეროს დიამეტრალური კვეთის $abcd$ კონტურზე მოქმედი წონითი წნევის ეპიურა გამოსახულია 2.11 ნახაზზე. ეპიურის შემომსაზღვრელ წირს წარმოადგენს $a'b'c'd'$ მრუდწირული კონტური (წყლის შემთხვევაში).

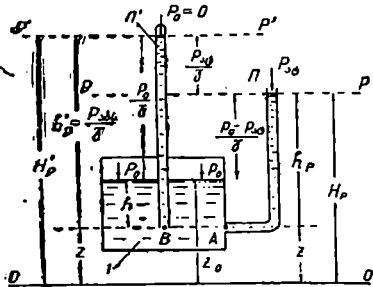
წონითი პიდროსტატიკური წნევის ეპიურები, შედგენილი abc ზედაპირის ab — ვერტიკალურ და bc — ცილინდრულ ნაწილებზე, გამოსახულია 2.12 ნახაზზე.

ზედაპირის ab ნაწილზე ეპიურა გამოსახულია abb' ტოლფერდისამკუთხედით, ხოლო bc ნაწილზე — $bcOde$ ნაკვეთით.

§ 2.5. პიეზომეტრული სიმაღლე და დაწნევა. ვაკუუმი

განვიხილოთ დახშული ჭურჭელი 1 და ვიგულისხმობთ, რომ მასში მოთავსებული სითხის თავისუფალ ზედაპირზე p_0 წნევა მეტია ატმოსფერულზე ($p_0 > p_a$). თუ სითხეში h სიღრმეზე მდებარე A წერტილთან

ჭურჭლის კედელში მოვაწყობთ ხვრეტს და მას შევუერთებთ ღია II მილაკს (ნახ. 2.13), მაშინ p_0 წნევის შედეგად სითხე მასში აიწევს ჭურჭელში მოთავსებული სითხის დონეზე უფრო მაღლა. ღია II მილაკში სითხის აწევის h_p სიმაღლეს ეწოდება პიეზომეტრული სიმაღლე (წერტილში კარბი—მანომეტრული წნევის შესაბამისი სიმაღლე),



ნახ. 2.13.

თვით ღია II მილაკს კი — პიეზომეტრული მილაკი, ანუ უბრალოდ — პიეზომეტრი.

პიეზომეტრული h_p სიმაღლე განისაზღვრება A წერტილში აბსოლუტური წნევის გამოსახულებით (პიეზომეტრის მხრიდან)

$$p_{abs} = p_a + \gamma h_p$$

ან

$$h_p = \frac{p_{abs} - p_a}{\gamma} = \frac{p}{\gamma}, \quad (2.27)$$

სადაც p არის კარბი—მანომეტრული წნევა A წერტილში ($p = p_g = p_{\text{აფ}}$).

მეორე მხრივ, A წერტილში, წონასწორობის პირობის თანახმად, აბსოლუტური წნევა ჰურკელის მხრიდან უნდა იყოს პიეზომეტრის მხრიდან წნევის ტოლი

$$p_0 + \gamma h = p_{\text{აფ}} + \gamma h_p,$$

საიდანაც მივიღებთ

$$h_p = \frac{p_0 - p_{\text{აფ}}}{\gamma} + h = \frac{p}{\gamma}, \quad (2.28)$$

ე. ი. პიეზომეტრული სიმაღლე (ღია პიეზომეტრში) შეესაბამება კარბ-მანომეტრულ წნევას A წერტილში (ანუ იგი ახასიათებს კარბ-მანომეტრულ წნევას A წერტილზე გატარებული ჰორიზონტალური სიბრტყის ყველა წერტილში). მართლაც,

$$\gamma h_p = p_0 + \gamma h - p_{\text{აფ}} = p_{\text{აფ}} - p_{\text{აფ}} = p = p_{\text{აფ}}.$$

თუ ჰურკელი ღიაა ($p_0 = p_{\text{აფ}}$), მაშინ (2.28) ფორმულის თანახმად: $h_p = h$, ე. ი. პიეზომეტრული სიმაღლე გაუტოლდება განსახილველი წერტილის ჩაძირვის სიღრმეს სითხეში და დონეები ჰურკელსა და პიეზომეტრში გათანაბრდება (ზიარი ჰურკლები).

ამრიგად დავასკვნით, რომ ღია პიეზომეტრი ახასიათებს სითხის განსახილველ წერტილში წნევის სიკარბეს ატმოსფერული წნევის ზემოთ (h_p —გამოსახავს მანომეტრულ წნევას სითხის სვეტის სიმაღლით).

სითხეში h სიღრმეზე მდებარე B წერტილში მოვათავსოთ ზემოდან დახშული II' პიეზომეტრი (ბარომეტრი). მასში აბსოლუტური წნევა ვიგულისხმოთ ნულის ტოლი (აბსოლუტური გაიშვიათება—ტორიჩელის სიცარიელი). სითხის აწევის h'_p სიმაღლე II' პიეზომეტრში ამ შემთხვევაში შეესაბამება აბსოლუტურ წნევას B წერტილში და მას აბსოლუტური წნევის შესაბამისი პიეზომეტრული სიმაღლე ეწოდება

$$h'_p = \frac{p_{\text{აფ}}}{\gamma} = \frac{p_0}{\gamma} + h. \quad (2.29)$$

უნდა გვახსოვდეს, რომ $h'_p - h_p = \frac{p_{\text{აფ}}}{\gamma}$.

ნებისმიერი ჰორიზონტალური $O-O$ საფარდი სიბრტყიდან გადაზომილი x და h_p სიმაღლეების ჯამს (H_p) კარბი—მანომეტრული წნევის

შესაბამისი პიეზომეტრული დაწნევა ეწოდება (§ 2.3). როგორც
ვეცით, სითხის ყველა წერტილისათვის ეს სიმაღლე მუდმივია

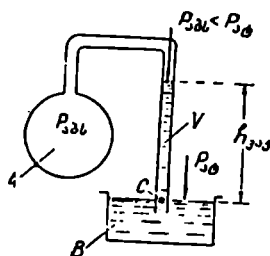
$$H_p = z + h_p = z + \frac{p}{\gamma} = \text{const.} \quad (2.30)$$

H_p სიმაღლეზე გატარებულ $p-p$ პორიზონტალურ სიბრტყეს პიე-
ზომეტრული დაწნევის სიბრტყე ეწოდება.

ანალოგიურად, z და h_p სიმაღლეების ჯამს (H'_p) ეწოდება აბსო-
ლუტური წნევის შესაბამისი პიეზომეტრული დაწნე-
ვა (საფარდი სიბრტყის მიმართ); მას ჰიდროსტატიკურ დაწნევასაც უწო-
დებენ; სითხის ნებისმიერი წერტილისათვის იგი მუდმივია

$$H'_p = z + h'_p = z + \frac{p_{abs}}{\gamma} = \text{const.} \quad (2.31)$$

საფარდი სიბრტყიდან H'_p სიმაღლეზე გატარებულ $p'-p'$ პორი-
ზონტალურ სიბრტყეს აბსოლუტური წნევის შესაბამისი
პიეზომეტრული დაწნევის სიბრ-
ტყე ეწოდება. $p'-p'$ და $p-p$ სიბრტყე-
ებს შორის სიმაღლეთა სხვაობა ტოლია
 p_{at}/γ მანძილისა (სიმაღლისა).



ნახ. 2.14.

საინჟინრო პრაქტიკაში ხშირად ვხვდებ-
ებით არეებს, სადაც აბსოლუტური წნევა
ნაკლებია ატმოსფერულზე ($p_{abs} < p_{at}$);
ასეთ გაიშვიათებულ არეებს ვაკუუმის
არეები ეწოდება (ტუმბოების შეჭრვ
მი-
ლებში, ვაკუუმ-ქვაბებში, ნაცმებში, სიფონე-
ბსა და სხვ.). სხვაობას ატმოსფერულ და

აბსოლუტურ წნევათა შორის ვაკუუმმეტრული წნევა ეწოდება
(p_{vac}); იგი გამოსახავს უარყოფით ჰარბ—მანომეტრულ წნევას — აბსო-
ლუტური წნევის ნაკლებობას (დეფიციტს) ატმოსფერულ წნევამდე

$$p_{vac} = p_{at} - p_{abs} = -(p_{abs} - p_{at}) = -p_{abs} = -p. \quad (2.32)$$

იმის გამო, რომ აბსოლუტური წნევა (p_{abs}) არ შეიძლება იყოს
უარყოფითი, ამიტომ ვაკუუმმეტრული წნევის სიდიდეც არ შეიძლება
ალემატებოდეს ატმოსფერულ წნევას ($p_{vac} \leq 1$ ატ).

ვაკუუმმეტრული წნევა იზომება ვაკუუმმეტრით (სითხიან ვაკუ-
უმმეტრს შებრუნებულ პიეზომეტრსაც უწოდებენ). იგი წარმოადგენს

მოხრილ მილაკს V (ნახ. 2.14), რომლის ერთი ბოლო შეერთებულია ვაკუუმის არესთან (A კურკელში ჰაერის წნევა $p_{\text{აჰ}} < p_{\text{ატ}}$), ხოლო მეორე ბოლო ჩაშვებულია ღია დამხმარე B კურკელში. ამ უქანასკნელის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედებს ატმოსფერული წნევა, რომლის ზეგავლენით სითხე ვაკუუმეტრში აიწევს გარკვეულ $h_{\text{ვაკ}}$ სიმაღლეზე. იგი გამოსახავს ვაკუუმეტრულ წნევას განსახილველ არეში და მას ვაკუუმეტრული სიმაღლე ეწოდება (ვაკუუმეტრული წნევის სიდიდეს იგი გამოსახავს სითხის სვეტის სიმაღლით).

წონასწორობის პირობიდან C წერტილისათვის

$$p_{\text{ატ}} = p_{\text{აჰ}} + \gamma h_{\text{ვაკ}}$$

განისაზღვრება ვაკუუმეტრული სიმაღლე

$$h_{\text{ვაკ}} = \frac{p_{\text{ატ}} - p_{\text{აჰ}}}{\gamma} = \frac{p_{\text{ვაკ}}}{\gamma} = - \frac{p_{\text{აჰ}}}{\gamma}. \quad (2.33)$$

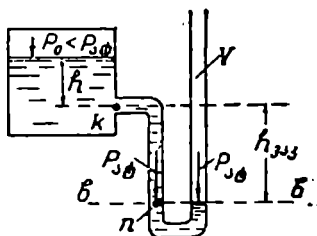
ცხადია, $\gamma h_{\text{ვაკ}} = p_{\text{ატ}} - p_{\text{აჰ}} = p_{\text{ვაკ}}$.

$h_{\text{ვაკ}}$ -ის სიდიდე იზრდება $p_{\text{აჰ}}$ წნევის შემცირებისას და ზღვარში, როდესაც $p_{\text{აჰ}} = 0$, იგი აღწევს ჯამსიმუმს $h_{\text{ვაკ, მაქს}} = \frac{p_{\text{ატ}}}{\gamma} = 10 \text{ მ. წყ. სვ.} = 733,5 \text{ მმ. ვერცხ. წყ. სვ.}$

გაიშვიათებული სითხის ნებისმიერ k წერტილში (ნახ. 2.15) ვაკუუმის სიდიდე (ვაკუუმეტრული წნევა) შეიძლება გაიზომოს მოხრილი U -სებრი ღია ვაკუუმეტრითაც. მართლაც, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ წნევა მუხლის ორივე მილაკის $b-b$ დონეზე მდებარე კვეთებში ტოლია ატმოსფერული წნევისა, მაშინ n წერტილისათვის წონასწორობის პირობიდან $p_{\text{ატ}} = p_{\text{ა}} + \gamma h + \gamma h_{\text{ვაკ}} = p_{\text{აჰ}} + \gamma h_{\text{ვაკ}}$ მივიღებთ

$$h_{\text{ვაკ}} = \frac{p_{\text{ატ}} - p_{\text{აჰ}}}{\gamma} = \frac{p_{\text{ვაკ}}}{\gamma}.$$

ცხადია, ვაკუუმეტრული წნევის სიდიდე მიიღება სითხის კუთრი წონის გამრავლებით ვაკუუმეტრულ სიმაღლეზე (ვაკუუმეტრის ჩვენებაზე) $p_{\text{ვაკ}} = \gamma h_{\text{ვაკ}}$. ვაკუუმი იზომება წყლის სვეტის სიმაღლით (მ. წყ. სვ), ვერცხლისწყლის სვეტის სიმაღლით (მმ. ვერცხ. წყ. სვ) ან ატმოსფერული წნევის ნაწილით (ატ).



ნახ. 2.15.

ამოცანა 2.3. პაერთი სავსე A ჭურჭელში წნევა გაიშვიათებულა (ნახ. 2.14); განვსაზღვროთ: 1) ვაკუუმმეტრული და აბსოლუტური წნევის სიდიდეები A ჭურჭელში, თუ დამხმარე ღია B ჭურჭელში ჩასხმულია წყალი და მისი აწევის სიმაღლე ვაკუუმმეტრში, ე. ი. ვაკუუმმეტრული სიმაღლე $h_{\text{ვკ}}=7,0$ მ; 2) იმავე წნევისას A ჭურჭელში უნდა განისაზღვროს ვაკუუმმეტრული სიმაღლე $h_{\text{ვკ}}$, თუ B ჭურჭელში წყლის ნაცვლად ჩასხმულია ვერცხლისწყალი.

ამოხსნა. 1) განვსაზღვროთ ვაკუუმმეტრული წნევა (ვაკუუმის სიდიდე) A ჭურჭელში (2.33) ფორმულით (წყლისათვის $\gamma=0,001$ კგდ/სმ³)

$$p_{\text{ვკ}}=\gamma h_{\text{ვკ}}=0,001 \cdot 700=0,7 \text{ კგდ/სმ}^2=68670 \text{ ნ/მ}^2=0,7 \text{ ატ},$$

მაშინ აბსოლუტური წნევა A ჭურჭელში

$$p_{\text{აბ}}=p_{\text{ატ}}-p_{\text{ვკ}}=1,0-0,7=0,3 \text{ კგდ/სმ}^2=29430 \text{ ნ/მ}^2=0,3 \text{ ატ}$$

ჭარბი—მანომეტრული წნევა $p=p_{\text{აბ}}=p_{\text{აბ}}-p_{\text{ატ}}=0,3-1,0=-0,7$ კგდ/სმ²;

2) ვინაიდან ვერცხლისწყლისათვის $\gamma_1=0,0136$ კგდ/სმ³ და A ჭურჭელში წნევის სიდიდეები— $p_{\text{აბ}}=0,3$ ატ და $p_{\text{ვკ}}=0,7$ ატ, ამიტომ (2.33) ფორმულით მივიღებთ

$$h_{\text{ვკ}}=\frac{p_{\text{ატ}}-p_{\text{აბ}}}{\gamma_1}=\frac{p_{\text{ვკ}}}{\gamma_1}=\frac{0,7}{0,0136}=51,5 \text{ სმ}=0,515 \text{ მ},$$

ე. ი. ვაკუუმმეტრში ვერცხლისწყალი აწევის 51,5 სმ-ზე (ნაცვლად წყლის აწევისა 700 სმ-ზე); ვერცხლისწყლის აწევის სიმაღლე ვაკუუმმეტრში 13,6-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე წყლის აწევის სიმაღლე (იგივე პირობებში).

ამოცანა 2.4. დახშულ რეზერვუარში წყლის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედებს გაიშვიათებული წნევა $p_0 < p_{\text{ატ}}$ (ნახ. 2.15). წყლის ზედაპირიდან h სიღრმეზე მდებარე k წერტილში რეზერვუართან შეერთებულია U -სებრი ვაკუუმმეტრი. განვსაზღვროთ: 1) ზედაპირული p_0 წნევა და აბსოლუტური $p_{\text{აბ}}$ წნევა k წერტილში, თუ ვიცით $h=4,0$ მ და $h_{\text{ვკ}}=2,0$ მ; 2) ვაკუუმმეტრული სიმაღლე $h_{\text{ვკ}}$, თუ k წერტილში აბსოლუტური წნევა $p_{\text{აბ}}=0,8$ კგდ/სმ²=0,8 ატ ($h=4,0$ მ).

ამოხსნა. 1) p_0 წნევის განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ (2.33) ფორმულა

$$h_{\text{ვკ}}=\frac{p_{\text{ატ}}-p_{\text{აბ}}}{\gamma}=\frac{p_{\text{ატ}}-p_0-\gamma h}{\gamma};$$

აქედან (წყლისათვის $\gamma=0,001$ კგდ/სმ³)

$$p_0=p_{\text{ატ}}-\gamma h_{\text{ვკ}}-\gamma h=p_{\text{ატ}}-\gamma(h_{\text{ვკ}}+h)=1,0-0,001 \cdot 600=0,4 \text{ კგდ/სმ}^2=0,4 \text{ ატ},$$

აბსოლუტური წნევა k წერტილში

$$p_{\text{აბ}}=p_0+\gamma h=p_{\text{ატ}}-\gamma h_{\text{ვკ}}=1,0-0,001 \cdot 200=0,8 \text{ კგდ/სმ}^2=0,8 \text{ ატ};$$

2) ვაკუუმმეტრული სიმაღლე

$$h_{\text{ვაკ}} = \frac{p_{\text{ატ}} - p_{\text{აბ}}}{\gamma} = \frac{1,0 - 0,8}{0,001} = \frac{2,0}{0,001} = 200 \text{ სმ} = 2,0 \text{ მ.}$$

§ 2.6. წნევის საზომი სითხიანი ხელსაწყოები

წნევის საზომი ხელსაწყოები შეიძლება დაიყოს სამ ძირითად ჯგუფად: 1) პიეზომეტრები; 2) მანომეტრები (სითხიანი და მექანიკური); 3) ვაკუუმმეტრები (მანოვაკუუმმეტრების ჩათვლით).

პიეზომეტრები (ნახ. 2.16) უმარტივესი ხელსაწყოებია და მათ ფართოდ იყენებენ მცირე წნევათა ($p \leq 0,3 \div 0,4$ ატ) ზუსტი გაზომვისათვის (უმთავრესად ლაბორატორიული კვლევისას).

პიეზომეტრი წარმოადგენს ზემოდან ღია მინის შილაკს, რომლის დიამეტრია სარანაკლებ $10 \div 15$ მმ-მდე; იგი მაგრდება საზომ სკალიან ფარზე. მის მეორე ღია ბოლოს აერთებენ ჭურჭელთან იმ წერტილში, სადაც უნდა გაიზომოს წნევა.

როგორც ვიცით, სითხე პიეზომეტრში p_0 და γh წონითი წნევის ზეგავლენით აიწევს h_p სიმაღლეზე

$$h_p = \frac{p_{\text{აბ}} - p_{\text{ატ}}}{\gamma} = \frac{p_0 - p_{\text{ატ}}}{\gamma} + h = \frac{p_{\text{აბ}}}{\gamma} = \frac{p}{\gamma},$$

საიდანაც კარბი—მანომეტრული წნევა განისაზღვრება როგორც პიეზომეტრული h_p სიმაღლისა და γ კუთრი წონის ნამრავლი

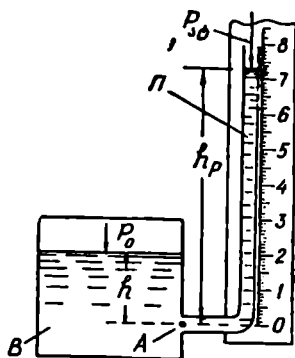
$$p = p_{\text{აბ}} = \gamma h_p.$$

გარდა ამისა, თუ ცნობილია პიეზომეტრის რეზერვუართან შეერთების წერტილის (A წერტილის) ჩაძირვის h სიღრმე, შეიძლება განისაზღვროს p_0 წნევა სითხის თავისუფალ ზედაპირზე

$$p_0 = p_{\text{ატ}} + \gamma(h_p - h) \quad (2.34)$$

ან კიდევ, ცნობილი p_0 წნევისა და h_p ჩვენების მიხედვით შეიძლება განისაზღვროს h სიღრმე

$$h = h_p - \frac{p_0 - p_{\text{ატ}}}{\gamma}. \quad (2.35)$$



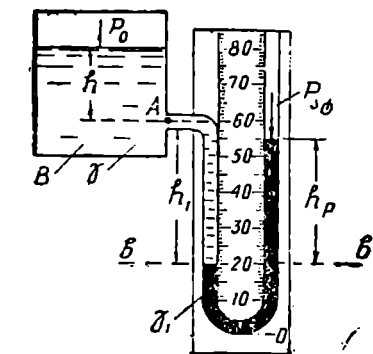
ნახ. 2. 16.

პიეზომეტრით იზომება ჰარბი წნევის ნატურალური სიდიდე (სითხის სვეტის სიმაღლეებით), რაც მისი უპირატესობაა.

შედარებით მცირე წნევების გასაზომად გამოიყენება დახრილი პიეზომეტრები, რომელთა მოქმედების პრინციპი ჩვენ მიერ განხილულის ანალოგიურია.

თუ წნევა მეტია $3 \div 4$ მ. წყ. სვ. ($0,3 \div 0,4$ ატ), მაშინ პიეზომეტრის გამოყენება აღარ არის მოსახერხებელი, ვინაიდან მისი სიმაღლე ძალზე იზრდება (4 მ-ზე მეტი).

სითხიანი მანომეტრები. ეს ხელსაწყოები განსხვავდება პიეზომეტრებისაგან იმით, რომ მუშა სითხის სახით მათში გამოყენებულია დიდი კუთრი წონის მქონე სითხე — ვერცხლისწყალი (ვერცხ. წყლისათვის $\gamma_1 = 0,0136$ კგდ/სმ³).



ნახ. 2.17.

სითხიანი მანომეტრის უმარტივეს ტიპს წარმოადგენს U-სებრი ვერცხლისწყლის მანომეტრი (ნახ. 2.17). ამ ხელსაწყოში წყალი შეცვლილია ვერცხლისწყლით და ამიტომ ჩვეულებრივ პიეზომეტრთან შედარებით მილაკის საჭირო სიმაღლე მცირდება 13,6-ჯერ; იგი კომპაქტურია და იძლევა $3,0 \div 4,0$ ატ-მდე წნევის გაზომვის საშუალებას.

წონასწორობის პირობიდან $b-b$ ჰორიზონტალური კვეთის მიმართ

$$p_0 + \gamma_1 h_p = p_0 + \gamma h + \gamma h_1 = p_{\text{ას}} + \gamma h_1;$$

აქედან ჰარბი — მანომეტრული წნევა მანომეტრის რეზერვუართან შეერთების A წერტილში

$$p = p_{\text{ას}} = p_{\text{ას}} - p_0 = \gamma_1 h_p - \gamma h_1, \quad (2.36)$$

სადაც h_p არის ვერცხლისწყლის დონეთა სხვაობა U-სებრი მუხლში;

h_1 — მუხლის მარცხენა მილაკში ვერცხლისწყლის დონის დაწევის სიდიდე A წერტილიდან.

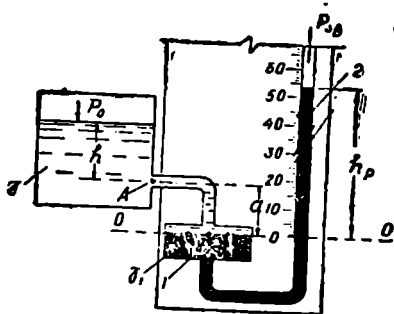
(2.36) გამოსახულების მიხედვით განისაზღვრება აგრეთვე აბსოლუტური წნევა მანომეტრის ჭურჭელთან შეერთების კვეთის ცენტრში (A წერტილში)

$$p_{\text{ას}} = p_0 + \gamma_1 h_p - \gamma h_1. \quad (2.37)$$

როგორც ვხედავთ, ვერცხლისწყლის U-სებრი მანომეტრით წნევის გაზომვისას საჭიროა სკალაზე ორი h_p და h_1 ანათვალის აღება, რითაც რამდენადმე რთულდება მისი გამოყენება.

პრაქტიკაში ხშირად იყენებენ ჯამისებრ ვერცხლისწყლის მანომეტრს, რომელიც U -სებრ ვერცხლისწყლის მანომეტრზე უფრო სრულყოფილია და წნევის გაზომვისას საჭიროებს მხოლოდ ჭერთი h_p ანათვალის აღებას (ნახ. 2.18).

ამ ხელსაწყოს U -სებრი მუხლის მარცხენა მილაკის ფარგლებში მოწყობილია ვერცხლისწყლით შევსებული ლითონის ჯამი 1. მისი განივი კვეთი და ტევადობა შერჩეულია ისე, რომ წნევის გაზომვისას ვერცხლისწყლის დონე მასში თითქმის უცვლელი რჩება და ამიტომ აღნიშნული დონის A წერტილიდან დაწევის სიდიდე (a) პრაქტიკულად მუდმივია. საზომი სკალის ნული შეთავსებულია ჯამში ვერცხლისწყლის დონესთან. ღია მილაკში 2 ვერცხლისწყლის დონის აწევის მიხედვით სკალაზე უშუალოდ აიღება h_p ანათვალა, რომელიც გამოსახავს ჰარბ—მანომეტრულ წნევას ჯამში ვერცხლისწყლის დონეზე (ამ დონეზე გატარებულ $O—O$ ჰორიზონტალურ კვეთში)



ნახ. 2.18.

$$p' = p'_{\text{ან}} = \gamma_1 h_p$$

პურპელთან მანომეტრის შეერთების A წერტილში წნევა ნაკლები იქნება γa სიდიდით; ამიტომ ჰარბი—მანომეტრული წნევის განსაზღვრისათვის A წერტილში საბოლოოდ მივიღებთ

$$p = p_{\text{ან}} = \gamma_1 h_p - \gamma a, \quad (2.38)$$

სადაც a არის მოცემული ხელსაწყოსათვის შესწორების მუდმივი სიდიდე.

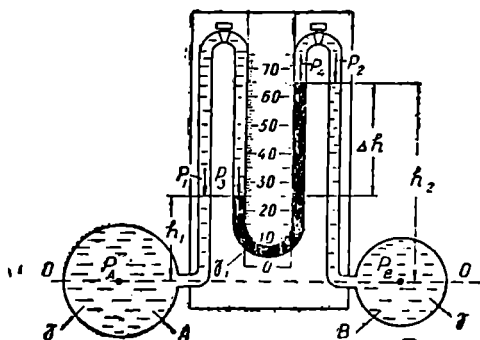
აბსოლუტური წნევის სიდიდე A წერტილში

$$p_{\text{ან}} = p + p_a = p_a + \gamma_1 h_p - \gamma a. \quad (2.38')$$

იმავე გამოსახულებებს მივიღებთ წონასწორობის პირობიდან $O—O$ ჰორიზონტალური კვეთის მიმართ ($p_0 + \gamma h + \gamma a = p_{\text{ან}} + \gamma a = p_a + \gamma_1 h_p$; $p_{\text{ან}} = p_a + \gamma_1 h_p - \gamma a$ და $p = p_{\text{ან}} = \gamma_1 h_p - \gamma a$).

ორ არეს შორის წნევათა სხვაობის გასაზომად ხშირად იყენებენ დიფერენციალურ ვერცხლისწყლის მანომეტრებს (ნახ. 2.19).

ხელსაწყო წარმოადგენს საზომ სკალიან ფარზე დამაგრებულ U -სებრ მუხლს, რომელშიც ჩასხმულია ვერცხლისწყალი. მუხლის მილაკები შეერთებულია ერთგვაროვანი სითხით (ან აირით) შევსებულ A და B ჭურჭლებთან; აბსოლუტური წნევა ჭურჭლების ცენტრებში სათანადოდ აღნიშნულია p_A და p_B -თი. სქემაზე ნაჩვენებ შემთხვევაში $p_A > p_B$ -ზე და ამიტომ ვერცხლისწყლის დონე ხელსაწყოს ჭურჭლებთან შეერთების შემდეგ მუხლის მარცხენა მილაკში დაიწევს, ხოლო მარჯვენაში — აიწევს. წონასწორობის დამყარებისას ვერცხლისწყლის დონეთა სხვაობა $\Delta h = h_2 - h_1$ აითვლება საზომი სკალის დახმარებით და ხელსაწყოს ამ ჩვენების სიდიდე გამოსახავს წნევათა სხვაობის საძიებელ სიდიდეს $\Delta p = p_A - p_B$.



ნახ. 2.19.

ნა მილაკში ვერცხლისწყლის დონეზე (h_1 სიმაღლეზე $O-O$ სიბრტყიდან) ჰიდროსტატიკური წნევა $p_1 = p_A$; ანალოგიურად h_2 სიმაღლეზე $p_2 = p_B$ (ჰორიზონტალურ სიბრტყეში წნევათა ტოლობის თანახმად).

სქემიდან ნათელია, რომ $p_A = p_1 + \gamma h_1$ და $p_B = p_2 + \gamma h_2$ ან $\Delta p = p_A - p_B = p_1 - p_2 - \gamma(h_2 - h_1) = p_1 - p_2 - \gamma \Delta h$; მაგრამ $p_2 = p_1 + \gamma_1 \Delta h$ ან $p_1 = p_2 + \gamma_1 \Delta h$; ამიტომ საბოლოოდ, წნევათა საძიებელი სხვაობისათვის მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას:

$$\Delta p = \Delta h (\gamma_1 - \gamma). \quad (2.39)$$

როგორც ვხედავთ, Δp წნევათა სხვაობა ტოლია ხელსაწყოს Δh ჩვენების ნამრავლისა ვერცხლისწყლისა და განსახილველი სითხის კუთრი წონების სხვაობაზე.

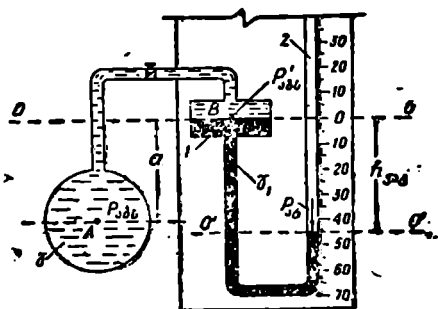
თუ A და B ჭურჭლების ცენტრები არ მდებარეობს ერთ დონეზე და მათ შორის ვერტიკალური მანძილი a სიდიდის ტოლია, მაშინ

$$\Delta p = \Delta h (\gamma_1 - \gamma) \pm \gamma a. \quad (2.39')$$

ნიშანი „+“ აიღება იმ შემთხვევაში, როდესაც B ჭურჭელი უფრო მაღლაა, ვიდრე A ჭურჭელი, და პირიქით.

სითხიანი ვაკუუმმეტრები და მანოვაკუუმმეტრები. სითხიან ვაკუუმმეტრებს იყენებენ სითხეში (აირში) ვაკუუმის სიდიდის, ანუ ე. წ. ვაკუუმმეტრული წნევის გასაზომად (უარყოფითი მანომეტრული წნევის გასაზომად). მათი მოქმედების პრინციპი განხილული იყო (2.5) პარაგრაფში (ნახ. 2.14; 2.15). ღიდი სიდიდის გაიშვიათების გასაზომად ტექნიკაში იყენებენ ვერცხლისწყლის U -სებრ და ჯამისებრ ვაკუუმმეტრებს. მათი მოქმედების პრინციპი ანალოგიურია ზემოგანხილულისა და ამიტომ აქ გავეცნოთ მხოლოდ ჯამისებრი ვერცხლისწყლის მანოვაკუუმმეტრის სქემასა და მოქმედების პრინციპს (ნახ. 2.20).

ჯამისებრი მანოვაკუუმმეტრით შეიძლება გაიზომოს როგორც ვაკუუმმეტრული, ისე ჰარბი-მანომეტრული წნევა. საზომი სკალის 0 შეთავსებულია ჯამში 1 ვერცხლისწყლის ღონესთან. ვაკუუმის შემთხვევაში ჰერჯლის A წერტილში ($p_{\text{ავ}} < p_{\text{ატ}}$), საზომ სკალაზე აითვლება $h_{\text{ვკ}}$ სიმაღლე $O-O$ კვეთიდან ღია მილაკში ვერცხლისწყლის დაწეულ $O'-O'$ ღონემდე, ხოლო A წერტილში ჰარბი წნევისას ($p_{\text{ავ}} > p_{\text{ატ}}$), ვერცხლისწყლის ღონე ღია მილაკში აიწევა $O-O$ კვეთზე მაღლა და სკალაზე აითვლება h_p პიეზომეტრული სიმაღლე (სკალის 0-დან ზემოთ).



ნახ. 2.20.

(2.20) სქემაზე ნაჩვენებია ჰერჯელში ვაკუუმის შემთხვევა ($p_{\text{ავ}} < p_{\text{ატ}}$). აღვნიშნოთ აბსოლუტური წნევა ჯამში ვერცხლისწყლის ღონეზე მდებარე B წერტილში $p'_{\text{ავ}}$ -ით, ხოლო ვაკუუმმეტრული წნევა იმავე წერტილში $p'_{\text{ვკ}}$ -ით. წონასწორობის პირობიდან $O'-O'$ კვეთისათვის $p_{\text{ატ}} = p'_{\text{ავ}} + \gamma_1 h_{\text{ვკ}}$ ან $p'_{\text{ვკ}} = p_{\text{ატ}} - p'_{\text{ავ}} = \gamma_1 h_{\text{ვკ}}$. მაგრამ ჰერჯლის A წერტილში წნევა მეტია ჯამის B წერტილში წნევაზე γ_2 სიდიდით, ამიტომ ვაკუუმმეტრული წნევა A წერტილში იქნება იმავე სიდიდით ნაკლები B წერტილში წნევასთან შედარებით და საბოლოოდ A წერტილისათვის მივიღებთ

$$p_{\text{ვკ}} = \gamma_1 h_{\text{ვკ}} - \gamma_2. \quad (2.40)$$

აბსოლუტური წნევის სიდიდე კი (A წერტილში) $p_{\text{ავ}} = p_{\text{ატ}} - p_{\text{ვკ}}$.

როგორც ვიცით, წნევის გასაზომად ტექნიკაში ფართოდ იყენებენ აგრეთვე მექანიკურ მანომეტრებს, ვაკუუმმეტრებს და მანოვაკუუმმეტრებს. მათი მოქმედება დამყარებულია წნევის ცვლილების ზეგავლენით არაწრიული კვეთის სპირალური მილაციის ან გოფრირებული მემბრანის

დეფორმაციაზე (ზამბარისებრი და მეშვრანული მექანიკური მანომეტრები). დეტალური ცნობები, მექანიკური მანომეტრების შესახებ შეიძლება მივიღოთ სპეციალურ ლიტერატურიდან¹.

ამოცანა 2.5. განვსაზღვროთ წნევათა სხვაობა წყლით სავსე A და B რეზერვუარებს შორის (ნახ. 2.19), თუ ვერცხლისწყლის დონეთა სხვაობა დიფერენციალურ მანომეტრში (მანომეტრის ჩვენება) ტოლია $\Delta h = 400$ მმ. მანომეტრის მილაკები შევსებულია წყლითა და ვერცხლისწყლით პაერის გარეშე (წყლისათვის $\gamma = 0,001$ კგძ/სმ³ = 1 ტძ/სმ³, ვერცხლისწყლისათვის $\gamma_1 = 0,0136$ კგძ/სმ³ = 13,6 ტძ/სმ³).

ამოხსნა. ვერცხლისწყლის დონეთა მდებარეობა მანომეტრში გვიჩვენებს, რომ A რეზერვუარში წნევა მეტია, ვიდრე B -ში ($p_A > p_B$).

საძიებელი წნევათა სხვაობა განისაზღვრება (2.39) ფორმულით

$$\Delta p = \Delta h (\gamma_1 - \gamma) = 40 (0,0136 - 0,001) = 0,504 \text{ კგძ/სმ}^3 = 0,504 \text{ ატ}$$

აბ

$$\Delta p = 0,4 (13,6 - 1,0) = 5,04 \text{ ტძ/მ}^2 = 5040 \text{ კგძ/მ}^2 = 49442,4 \text{ ნ/მ}^2.$$

§ 2.7. სითხის ფარდობითი უძრავობა

საინჟინრო პრაქტიკაში ხშირად ვხვდებით სითხის ფარდობითი უძრავობის შემთხვევებს. ფარდობითი უძრავობაში იგულისხმება სითხის წონასწორობის ისეთი მდგომარეობა (სახე), როგლის დროსაც მოძრავ ჭურჭელში მოთავსებული სითხის ნაწილაკები არ გადაადგილდება არც ერთმანეთის და არც ჭურჭლის მიმართ, ე. ი. სითხის მთელი მასა უძრავია ჭურჭლის მიმართ, მაგრამ მოძრაობს მასთან ერთად როგორც ერთი მყარი სხეული (გადატანითი მოძრაობის შემთხვევა). ამასთან, აღნიშნული მოძრაობა შეიძლება იყოს წრფივი ან მრუდწირული, ბრუნვითი და სხვ. ცხადია, ფარდობითი უძრავობისას სითხეზე სიმძიმის ძალების გარდა მასობრივი ძალებიდან დამატებით იმოქმედებს გადატანითი მოძრაობის ინერციის ძალები (მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით).

ფარდობითი უძრავობის ამოცანების გადაწყვეტისას საანგარიშო განტოლებად მიიღება სითხის წონასწორობის ძირითადი დიფერენციალური (2.12) განტოლება

$$dp = \rho (Xdx + Ydy + Zdz)$$

მხოლოდ იმ პირობით, რომ სითხის მასის ერთეულზე მოქმედი მასობრივი ძალების ჯამურ X , Y და Z გეგმილებში კოორდინატთა ღერძებზე (ე. ი. ამ ძალების აჩქარებათა გეგმილებში) უნდა ვიგულისხმოთ სიმძი-

¹ მ. ჯახოვსკი—წნევისა და გაიშვიათების გაზომვის ტექნიკა, „მაშინი“, 1950.

შის ძალისა და გადატანითი მოძრაობის ინერციის ძალის აჩქარებათა გეგმილების ალგებრული ჯამი.

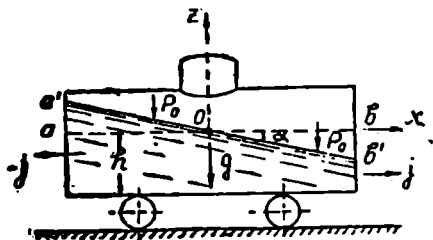
სითხის ფარდობითი უძრაობის ამოცანების განხილვისას ყველაზე მეტ პრაქტიკულ ინტერესს წარმოადგენს სითხეში წნევის განაწილების კანონისა და ტოლი წნევის ზედაპირების ფორმის დადგენა.

განვიხილოთ სითხის ფარდობითი უძრაობის ზოგიერთი კერძო შემთხვევა.

1. სითხის ფარდობითი უძრაობა პერპენდიკულარული სიბრტყეში წაწევი მიმართულებით თანაბარაჩქარებულ მოძრაობიას

განვიხილოთ h სიღრმემდე შევსებული ნავთობის ცისტერნა, რომელიც მოძრაობს პერიზონტალური მიმართულებით თანაბარაჩქარებულად და წრფივად, j აჩქარებით (ნახ. 2.21).

ამ შემთხვევაში სითხეზე g აჩქარების მქონე სიმძიმის ძალის გარდა მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით მოქმედებს გადატანითი მოძრაობის ინერციის ძალა, რომლის აჩქარება $a = -j$ (ე. ი. სიდიდით j -ს ტოლი და მის საწინააღმდეგოდ მიმართული სითხის მასის ერთეულზე მოქმედი ინერციის ძალა — ამ ძალის a აჩქარება).



ნახ. 2.21.

კოორდინატთა O სათავე ავირჩიოთ სითხის ზედაპირზე, ცისტერნის ცენტრში; x ღერძი მივმართოთ მოძრაობის გასწვრივ, ხოლო z ღერძი — ვერტიკალურად ზემოთ; მაშინ აღნიშნული აჩქარებების ჯამური გეგმილები კოორდინატთა ღერძებზე

$$X = a = -j, \quad Y = 0 \quad \text{და} \quad Z = -g.$$

ამ მნიშვნელობათა შეტანით (2.12) ძირითად განტოლებაში მივიღებთ

$$dp = \rho(Xdx + Zdz) = -\rho(jdx + gdz) = -\frac{\gamma}{g}(jdx + gdz). \quad (2.41)$$

უკანასკნელი გამოსახულების ინტეგრირების შედეგად გვექნება

$$p = p_{\text{atm}} + \frac{\gamma}{g}(jx + gz) + C. \quad (2.42)$$

სითხის თავისუფალ ზედაპირზე, სადაც $x=z=0$, წნევა $p_{\text{აჰ}}=p_0$ და ამიტომ (2.42) გამოსახულებაში ინტეგრირების მუდმივა $C=p_0$. ამრიგად, სითხის ნებისმიერ წერტილში აბსოლუტური და კარბი წნევის განსაზღვრისათვის მივიღებთ შემდეგ ფორმულებს:

$$p_{\text{აჰ}} = -\frac{\gamma}{g}(jx + gz) + p_0 \quad (2.43)$$

და

$$p = p_z = p_{\text{აჰ}} - p_0 = -\frac{\gamma}{g}(jx + gz). \quad (2.43')$$

სითხის თავისუფალი ზედაპირის (ტოლი წნევის ზედაპირის) განტოლებას მივიღებთ შემდეგი პირობიდან: თავისუფალ ზედაპირზე კარბი წნევა $p = p_{\text{აჰ}} - p_0 = 0$; ამიტომ (2.43') განტოლებიდან ღონის ზედაპირისათვის გვექნება

$$-\frac{\gamma jx}{g} - \gamma z = 0$$

ან

$$\frac{jx}{g} + z = 0. \quad (2.44)$$

ეს გამოსახულება დახრილი სიბრტყის განტოლებაა, საიდანაც ვრწმუნდებით, რომ ღონის ზედაპირი ცისტერნაში $a'-b'$ დახრილი სიბრტყეა. მისი პორიზონტისადმი დახრის კუთხე განისაზღვრება (2.44) გამოსახულებით

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{dz}{dx} = \frac{j}{g} = \operatorname{const}$$

და საბოლოოდ

$$\alpha = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{j}{g} \right). \quad (2.45)$$

2. სითხის ფარდობითი უძრაობა გერტიკალური ღერძის ვარშემო თანაბარი კუთხურ სიჩქარით ჰურჭლის ბრუნვისას

განვიხილოთ სითხის ბრუნვითი მოძრაობის დამყარებული პერიოდი, როდესაც ჰურჭელში მოთავსებული სითხე მოძრაობს მასთან ერთად როგორც ერთი მყარი სხეული.

მუდმივი ω კუთრი სიჩქარით ცილინდრული ჰურჭლის ბრუნვისას სითხის თავისუფალი ზედაპირი მიიღებს ჩაზნექილ, ძაბრისებრ ფორმას (ჰურჭლის ნაწილობრივ ავსებისას), ამასთან, მაქსიმალური დაწვეის წერ-

წონასწორობის (2.12)-^ე განტოლებაში ამ მნიშვნელობათა შეტანით მივიღებთ

$$dp = \rho(\omega^2 x dx + \omega^2 y dy + g dz). \quad (2.47)$$

(2.47) განტოლების ინტეგრირების შედეგად გვექნება

$$p = p_{\text{ას}} = \frac{\rho \omega^2}{2} (x^2 + y^2) + \rho g z + C = \frac{\gamma \omega^2}{2g} (x^2 + y^2) + \gamma z + C. \quad (2.48)$$

სითხის თავისუფალ ზედაპირზე ($x=y=z=0$) წნევა $p_{\text{ას}} = p_0$, ამიტომ $C = p_0$ და აბსოლუტური წნევის განსაზღვრისათვის სითხის ნებისმიერ წერტილში, მაგალითად $m(x, y, z)$ წერტილში, საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო განტოლებას

$$p_{\text{ას}} = p_0 + \gamma z + \frac{\gamma \omega^2}{2g} (x^2 + y^2); \quad (2.49)$$

ვინაიდან $r^2 = x^2 + y^2$, იგივე განტოლება გადაიწერება ასე

$$p_{\text{ას}} = p_0 + \gamma z + \frac{\gamma \omega^2 r^2}{2g}. \quad (2.49')$$

ახლა გამოვიყვანოთ ტოლი წნევის ზედაპირების განტოლება. ზედაპირის განტოლება, რომლის ყველა წერტილში წნევა ტოლია $p'_{\text{ას}}$ სიდიდისა, იქნება

$$p'_{\text{ას}} - p_0 = \gamma z + \frac{\gamma \omega^2}{2g} (x^2 + y^2) = \text{const}, \quad (2.50)$$

ვინაიდან $p'_{\text{ას}} - p_0 = \text{const}$ (წინასწარ ცნობილია და მუდმივი). ამ განტოლების გაყოფით γ კუთრ წონაზე მივიღებთ

$$\left. \begin{aligned} z + \frac{\omega^2}{2g} (x^2 + y^2) &= \text{const} \\ z + \frac{\omega^2 r^2}{2g} &= \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (2.50')$$

ამ ვამბრახულებაში $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ სითხის ნებისმიერი წერტილის ბრუნვის რადიუსია.

(2.50') განტოლება სითხის თავისუფალი ზედაპირისათვის, სადაც $p_{\text{ას}} = p'_{\text{ას}} = p_0$, მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\left. \begin{aligned} z + \frac{\omega^2}{2g} (x^2 + y^2) &= 0 \\ z + \frac{\omega^2 r^2}{2g} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.50'')$$

მიღებული განტოლებები წარმოადგენს ბრუნვითი პარაბოლოიდების განტოლებებს; ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ტოლი წნევის ზედაპირები სითხეში (თავისუფალი ზედაპირის ჩათვლით) ჰურკლის ბრუნვისას ვერტიკალური ღერძის გარშემო წარმოადგენს ბრუნვით პარაბოლოიდებს (იგულისხმება, რომ ჰურკელი მთლიანად არ არის ავსებული სითხით).

განსაზღვროთ სითხის თავისუფალ ზედაპირზე მდებარე ნებისმიერი m' წერტილის Δh შემალღება ზედაპირის უდაბლესი O წერტილის მიმართ. (2.50'') გამოსახულებიდან, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ m' წერტილისათვის $\Delta h = -x$, გვაქვს

$$\Delta h = \frac{\omega^2 r^2}{2g}. \quad (2.51)$$

აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევა O წერტილიდან ვერტიკალური a მანძილით დაშორებული AB ჰორიზონტალური სიბრტყის ნებისმიერ m წერტილში განისაზღვრება (2.49') განტოლებით. მივიღოთ მხედველობაში, რომ m წერტილისათვის ორდინატა $z = a$ და Δh შემალღება განისაზღვრება (2.51) ფორმულით, მაშინ

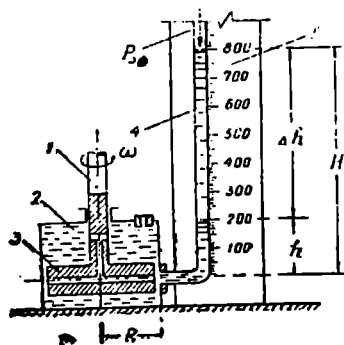
$$p_{abs} = p_0 + \gamma a + \frac{\gamma \omega^2 r^2}{2g} = p_0 + \gamma(a + \Delta h). \quad (2.52)$$

ვინაიდან $a + \Delta h$ სიმაღლე წარმოადგენს განსახილველი m წერტილის ჩაძირვის h სიღრმეს მრუდწირული თავისუფალი ზედაპირიდან, ამიტომ (2.52) განტოლება საფუძვლიანად ანალოგიურია ჰიდროსტატიკის ძირითადი (2.22) განტოლებასთან — $p_{abs} = p_0 + \gamma h$.

უნდა აღინიშნოს, რომ (2.51) გამოსახულება, როდესაც $r = \text{const}$, კავშირს ამყარებს დონის Δh შემალღებასა და $\omega [T^{-1}]$ კუთხურ სიჩქარეს შორის. აღნიშნული გამოსახულებით განისაზღვრება ცილინდრის ბრუნთა რიცხვი წუთში (n), თუ გაზომილია Δh შემალღების სიდიდე (მთლიანად შევსებულ დაწმულ ჰურკელში Δh გამოსახავს წნევის ნამატს ჰურკლის სახურავზე ბრუნვის შედეგად სითხის სვეტის სიმაღლეში). აღნიშნული კავშირი n და Δh სიდიდეებს შორის საფუძვლად უდევს ლილვის ბრუნთა რიცხვის საზომ ხელსაწყოს, ე. წ. სითხიანი ტაქომეტრის მოქმედების ჰიდრაულიკურ პრინციპსა და კონსტრუქციას.

ამოცანა 2.6. აღინიშნა, რომ მანქანის ლილვის ბრუნთა რიცხვის გაზომვისათვის შეიძლება ე. წ. სითხიანი (ჰიდრაულიკური) ტაქომეტრების გამოყენება, რომელთა მოქმედების პრინციპი ემყარება სითხის ფარდობითი უძრაობის თეორიას.

პიდრავლიკური ტაქომეტრის სქემა მოყვანილია 2.23 ნახაზზე. ტაქომეტრის ლილვი 1 შეერთებულია დანადგარის ლილვთან და სინქრონულად იმეორებს მის ბრუნთა რიცხვს. ტაქომეტრის ლილვზე ზისტად დამაგრებულია რადიალური და ღერძული არხებით აღჭურვილი დისკო 3. იგი მოთავსებულია სამანქანო ზეთით შევსებულ დახშულ კამერაში 2. დისკოს ღერძის ღონეზე კამერასთან შეერთებულია ღია პიეზომეტრი 4,



ნახ. 2.23.

რომელიც საზომ სკალასთან ერთად დამაგრებულია ფარზე 5. ცხადია, დისკოს ბრუნვის შედეგად კამერის შემაღლებელ ზეთში განვითარდება ცენტრიდანული ძალები და შესაბამისად გაიზრდება წნევა. დისკოს (ლილვის) ნებისმიერი ბრუნთა რიცხვის შესაბამისი ჭარბი—მანომეტრული წნევის გამოვლენა წარმოებს პიეზომეტრით 4.

დავეშვათ, რომ ლილვისა და დისკოს ბრუნვის შედეგად სითხე პიეზომეტრში აიწია $H=800$ მმ-ის სიმაღლეზე; ტაქომეტრის რადიუსი $R=200$ მმ და პიეზომეტრის საწყისი

ჩვენება (დისკოს ბრუნვის გარეშე) $h=200$ მმ.

ამოხსნა. ჭარბი—მანომეტრული წნევა კამერაში დისკოს გარე ზედაპირთან (კამერის გვერდით კედელთან) შეიძლება გამოისახოს (2.49') ფორმულით

$$p = p_{\text{აბ}} - p_{\text{ბ}} = \gamma z + \frac{\gamma \omega^2 R^2}{2g} = \gamma h + \frac{\gamma \omega^2 R^2}{2g};$$

შეორე მხრივ, წნევა იმავე არეში (პიეზომეტრის მხრიდან)

$$p = \gamma H.$$

ამიტომ

$$\gamma H = \gamma h + \frac{\gamma \omega^2 R^2}{2g}$$

და

$$\frac{\omega^2 R^2}{2g} = H - h = \Delta h.$$

$$\text{ვინაიდან ბრუნვის კუთხური სიჩქარე } \omega = \frac{u}{r} = \frac{2\pi R n}{60} = \frac{\pi n}{30}, \text{ ამი-}$$

ტომ ლილვის n ბრუნთა რიცხვის განსაზღვრისათვის საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას:

$$n = \frac{30}{\pi R} \sqrt{2g(H-h)} = \frac{30}{\pi R} \sqrt{2g\Delta h} \left(\frac{\text{ბრ}}{\text{წთ}} \right). \quad (2.53)$$

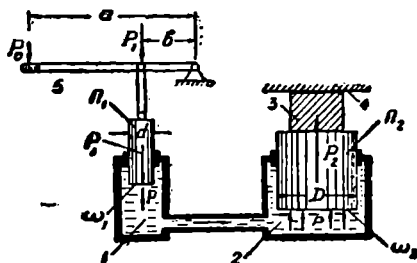
ამ გამოსახულებაში მოცემული სიდიდეების ჩასმის შედეგად განისაზღვრება ლილვის ბრუნთა რიცხვი წუთში

$$n = \frac{30}{3,14 \cdot 0,2} \sqrt{2 \cdot 9,81 (0,8 - 0,2)} = 163,9 \text{ ბრ/წთ.}$$

§ 2.8 ჰიდროსტატიკური მოძველების მართივი ჰიდრაულიკური მანქანები

ტექნიკის სხვადასხვა დარგში ფართოდ იყენებენ ჰიდრაულიკურ მანქანებს, რომელთა მოქმედების პრინციპი ემყარება პასკალის ცნობილ კანონს გარე ჰიდროსტატიკური წნევის ცვლილების გადაცემის შესახებ. სითხის ყველა წერტილში და მის შემოღმარგვლელ ზედაპირზე (§ 2.3).

ასეთი მანქანების რიცხვს ეკუთვნის ჰიდრაულიკური წნეხი, ჰიდრაულიკური აკუმულატორი, ჰიდრაულიკური ამწე, ჰიდრომულტიპლიკატორი, ჰიდრაულიკური მუხრუჭები და სხვ. ამ პარაგრაფში განვიხილავთ მხოლოდ ჰიდრაულიკურ წნეხს და აკუმულატორს. ამ უკანასკნელის გამოყენება მჭიდროდ არის დაკავშირებული ჰიდრაულიკური წნეხისა და ჰიდრაულიკური ამწის ექსპლუატაციასთან.



ნახ. 2.24.

1. ჰიდრაულიკური წნეხი (ნახ. 2.24). მას ფართოდ იყენებენ ტექნიკაში დიდი სიდიდის კონცენტრირებული მკუმშავი ძალების საპირობების შემთხვევაში (საშენი მასალების გამოცდისას, დაწნეხისას, სხვადასხვა ნაწარმის დასატიფრად და ა. შ.).

2.24 ნახაზზე წარმოდგენილი წნეხის გამართივებული სქემა შედგება ორი ძირითადი ნაწილისაგან: დგუშიანი ტუმბოსა და თვით წნეხისაგან. ტუმბოს მცირე ზომის ცილინდრში 1 მოძრაობს d_1 დიამეტრისა II_1 დგუში, ხოლო წნეხის დიდი ზომის ცილინდრში 2 — D დიამეტრისა II_2 დგუში, რომელზეც, ჩვეულებრივ, მაგრდება საწნეხი ბაქანი ან მაგიდა (იგი არ არის ნაჩვენები სქემაზე). II_2 დგუშისა და უძრავ საყრდენს 4 შორის თავსდება დასაწნეხი სხეული 3. ტუმბოს II_1 დგუშზე მოქმედი ძალის სიდიდის გაზრდის მიზნით ხშირად ეწყობა

ბერკეტი 5. ტუმბოსა და წნეხის ცილინდრები ივსება სითხით (ჩვეულებრივ, ტექნიკური ზეთით).

ტუმბოს ბერკეტის ბოლოზე P_0 ძალით მოქმედების შედეგად ტუმბოს II_1 ღვუშზე მოდებული P_1 ძალის სიდიდე განისაზღვრება ბერკეტის კანონით (ხახუნის მხედველობაში მიუღებლად)

$$P_1 = P_0 \frac{a}{b}. \quad (2.54)$$

ტუმბოს II_1 ღვუშის ქვეშ სითხეში წარმოიქმნება დამატებითი წნევა, რომლის საშუალო მნიშვნელობა $p = P_1/\omega_1$, სადაც $\omega_1 = \pi d^2/4$ არის II_1 ღვუშის განივი კვეთის ფართობი (ღვუშის ქვედა ზედაპირის ფართობი). პასკალის კანონის თანახმად, დამატებითი p წნევა სითხიდან გადაეცემა აგრეთვე წნეხის II_2 ღვუშის ქვედა ω_2 ზედაპირს ($\omega_2 = \pi D^2/4$). ამ ზედაპირისაღმ მიორმალურად მოქმედი დამატებითი P_2 მკუშმავი წნევის ძალა (წნეხის II_2 ღვუშზე მოდებული ძალა) გამოითვლება შემდეგი გამოსახულებით

$$P_2 = p\omega_2 = P_1 \frac{\omega_2}{\omega_1} = P_1 \left(\frac{D}{d} \right)^2 \quad (2.55)$$

როგორც ვხედავთ, წნეხის მკუშმავი P_2 ძალა იმდენჯერ მეტია ტუმბოს ღვუშზე მოქმედ P_1 ძალაზე, რამდენჯერაც ω_2 ფართობი მეტია ω_1 -ზე. $P_2/P_1 = \omega_2/\omega_1 = (D/d)^2$ ფარლობას ეწოდება წნეხის გადამცემის რიცხვი.

ტუმბოს II_1 ღვუშზე მოდებული ძალის სიდიდის გაზრდის მიზნით, როგორც აღინიშნა, იყენებენ ბერკეტს 5. მაშინ ჰიდრაულიკური წნეხის მოქმედების სრული ეფექტი, რომელიც გამოისახება P_2 ძალით, (2.54) და (2.55) გამოსახულებათა თანახმად, გამოითვლება ფორმულით

$$P_2 = P_0 \frac{a}{b} \frac{\omega_2}{\omega_1} = P_0 \frac{a}{b} \left(\frac{D}{d} \right)^2. \quad (2.56)$$

ფაქტობრივი მკუშმავი (დამწნეხი) R ძალა ნაკლებია P_2 -ზე, ვინაიდან მხედველობაში არ იყო მიღებული ხახუნი ცილინდრებსა და ბერკეტში და II_2 ღვუშის წონა. აღნიშნულის გათვალისწინებით ფაქტობრივი მკუშმავი R ძალის სიდიდე

$$R = \eta P_0 \frac{a}{b} \left(\frac{D}{d} \right)^2, \quad (2.57)$$

სადაც η არის წნეხის მარგი ქმედების კოეფიციენტი და მისი სიდიდე საშუალოდ ტოლია $\eta = 0,85$.

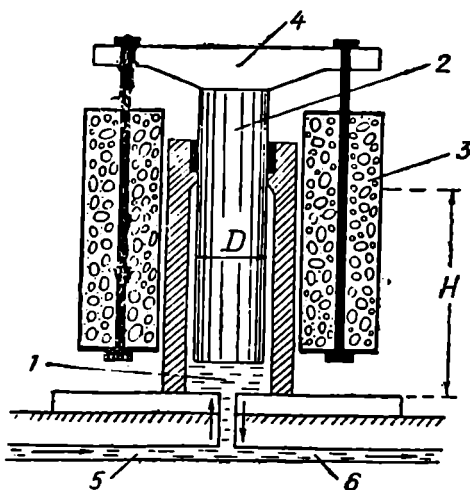
მაგალითისათვის, დავადგინოთ R/P_0 ფარდობა, თუ $d=3$ სმ, $D=42$ სმ, $a/b=15$ და $\eta=0,85$ -ს.

$$\frac{R}{P_0} = 0,85 \cdot 15 \left(\frac{42}{3} \right)^2 = 2500.$$

მიღებული სიდიდე მეტყველებს ჰიდრაულიკური წნეხის მოქმედების მაღალ ეფექტურობაზე. საინჟინრო პრაქტიკაში წნეხის მიერ განვითარებული მკუმშავი (დამწნეხი) ძალა აღწევს 15000 ტ-ს და მეტს.

2. ჰიდრაულიკური აკუმულატორი (ნახ. 2.25). მისი დანიშნულებაა სითხის ენერგიის აკუმულირება დროის გარკვეულ პერიოდში,

რათა იგი შემდეგ დაიხარჯოს. სხვადასხვა ჰიდრაულიკური მექანიზმების დაძაბული მუშაობის მომენტში, როდესაც ამ მექანიზმების მკვებავი ტუმბოების მწარმოებლურობა არასაკმარისია, ჰიდრაულიკური აკუმულატორი უნდა დაიტენოს (დაიმუხტოს) სხვადასხვა ჰიდრაულიკური მექანიზმების მკვებავი ტუმბოების დაუძაბავი მუშაობის პერიოდში (ე. ი. ტუმ-



ნახ. 2.25.

ბოების მცირე დატვირთვისას). აკუმულატორის მუშაობის შედეგად ხდება მუდმივი წნევის შენარჩუნება სხვადასხვა ჰიდრაულიკური მექანიზმების ძალურ ცილინდრებსა და ჰიდროძრავებში (მხედველობაში გვაქვს ჰიდრაულიკური წნეხები, ამწეები, ლიფტები, ჰიდროამძრავები და სხვ.).

აკუმულატორის ცილინდრის 1 D დიამეტრიან ღვუშის 2 ჩარჩოზე, 4 ჩამოკიდებულია ტვირთი 3. ტუმბოს მხრიდან ცილინდრში მილსადენით 5 შემოსული სითხე ზემოქმედებს ახდენს ღვუშის ქვედა ზედაპირზე, რის შედეგად ღვუშში ტვირთთან ერთად იწევს მაღლა. ღვუშის მაქსიმალური აწევის სიმაღლე, ანუ ღვუშის სვლის მაქსიმალური სიმაღლე, აღინიშნება H -ით. მილსადენით 6 სითხე მიემართება წნეხისაკენ (ან სხვა ჰიდრომექანიზმისაკენ) ტუმბოს მწარმოებლურობის დეფიციტისას.

სითხის მეშა W მოცულობა, რომელიც ტუმბომ უნდა მოიმარაგოს აკუმულატორის ცილინდრში $W = \pi D^2/4H$, სადაც H არის ღვეშის სრული სვლის სიმაღლე. ამ მოცულობის წონა კი ტოლია

$$G_0 = \gamma W = \gamma \frac{\pi D^3}{4} H.$$

G -თი აღენიშნოთ ღვეშის, ტვირთისა და სხვა მოძრავი ნაწილების წონა; მაშინ წნევა, რომლითაც ღვეშში ტვირთთან ერთად მოქმედებს ცილინდრში მოთავსებულ სითხეზე (ე. ი. სითხეში განვითარებული წნევა), თუ არ მივიღებთ მხედველობაში ხახუნს შემჭიდროებებში, განისაზღვრება გამოსახულებით

$$p = \frac{G}{\omega} = \frac{4G}{\pi D^2}.$$

ცხადია, ასეთი მუდმივი წნევა განვითარდება სითხეში აკუმულატორიდან ჰიდრომექანიზმისაღმებ ენერგიის მიწოდებისას.

ენერგია, რომელიც გროვდება აკუმულატორის ცილინდრის შევსებისას, ძირითადად განისაზღვრება წნევის ზვედრითი პოტენციური ენერგიით (p/γ). სრული დაგროვებული ენერგია კი იქნება ტოლი

$$E = \frac{p}{\gamma} G_0 = pW,$$

სადაც W არის G_0 წონის შესაბამისი სითხის მოცულობა აკუმულატორში.

A მუშაობა, რომელიც ფაქტობრივად უნდა დაიხარჯოს ამ ენერგიის დაგროვებისათვის, განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$A = \frac{pW}{\eta}, \quad (2.58)$$

სადაც η არის სისტემის მარგი ქმედების კოეფიციენტი (ტუმბო-აკუმულატორი).

ამოცანა 2.7. განვსაზღვროთ რა სიდიდის P_0 ძალით უნდა ვიმოქმედოთ ღვეშიანი ტუმბოს ბერკეტზე (სახელურზე), რომ ჰიდრაულიკური წნეხით 3 სხეულზე განვითარებული მკუმშავი R ძალა იყოს 20000 კგძ ტოლი (ნახ. 2.24). მოცემულია $a=1.0$ მ, $b=0.1$ მ, წნეხის ღვეშის დიამეტრი $D=0.3$ მ, ტუმბოს ღვეშის დიამეტრი $d=0.025$ მ და წნეხის მქკ $\eta=0.85$.

ამოხსნა. ბერკეტის ბოლოზე მოდებული P_0 ძალის საძიებელი სიდიდის განსაზღვრისათვის ვიყენებთ (2.57) ფორმულას

$$P_0 = \frac{R}{\eta} \frac{b}{a} \left(\frac{d}{D} \right)^2 = \frac{20000}{0.85} \cdot \frac{0.1}{1.0} \left(\frac{0.025}{0.3} \right)^2 = 16.4 \text{ კგძ.}$$

ფარლობა

$$\frac{R}{P_0} = \frac{20000}{16,4} = 1220$$

გვიჩვენებს, რომ წნებით განვითარებული მკუმშავი ძალა 1220-ჯერ მეტია ბერკეტის ბოლოზე მოდებულ ძალაზე.

ამოცანა 2.8. ჰიდრაულიურმა ამწემ, რომელიც მუშაობს $p = 4$ ატ წნევით, $h = 8$ მ-ის სიმაღლეზე უნდა აწიოს $G = 3600$ კგძ ტვირთი. ამწე მუშაობს ჰიდრაულიური აკუმულატორის ენერგიის ხარჯზე. განვსაზღვროთ აკუმულატორის ცილინდრის საჭირო მოცულობა ($W_{აა}$) და აკუმულატორის დასატენად საჭირო ტუმბოს მუშაობა (A_0). ამწის მქა $\eta_{აფ} = 0,7$, აკუმულატორის $\eta_{ა} = 0,8$ და ტუმბოსი $\eta_0 = 0,9$.

ამოხსნა. აკუმულატორის ცილინდრის საჭირო მოცულობა განისაზღვრება აკუმულატორისა და ამწის მუშაობათა ტოლობის პირობიდან (აკუმულატორის $A_{ა}$ მუშაობა განისაზღვრება 2.58 ფორმულით)

$$\frac{pW_{აა}}{\eta_{ა}} = \frac{Gh}{\eta_{აფ}},$$

აქედან

$$W_{აა} = \frac{Gh\eta_{ა}}{p\eta_{აფ}} = \frac{3600 \cdot 8 \cdot 0,8}{30000 \cdot 0,7} = 1,1 \text{ მ}^3;$$

ტუმბოს მუშაობა კი, რომელიც საჭიროა აკუმულატორის დასატენად,

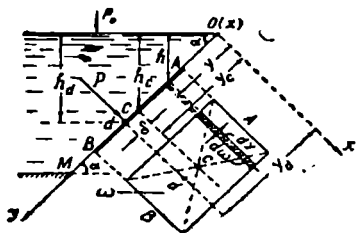
$$A_0 = \frac{pW_{აა}}{\eta_0} = \frac{30000 \cdot 1,1}{0,9} = 36670 \text{ კგძ.მ} = 36,67 \text{ ტძ.მ} = 359823 \text{ ჯ (ნ. მ.)}$$

§ 2.9. ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალისა და წნევის ცენტრის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირებზე. წნევის ძალა ბუჩქლის ჰორიზონტალურ ვსაპრემ

1. ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირებზე

ამ მიზნით განვიხილოთ სითხით ავსებული ჭურჭლის ჰორიზონტი-სადმი α კუთხით დახრილი OM ბრტყელი კედელი. ამ კედელზე სიმარტივისათვის ავიჩიოთ AB მართკუთხა ზედაპირი (ნახ. 2.26). კოორდინატთა სათავე ავიღოთ სითხის თავისუფალი ზედაპირისა და განსახილველი კედლის გადაკვეთის O წერტილში. Oy ღერძი მივმართოთ კედლის (AB ზედაპირის) გასწვრივ, ხოლო Ox ღერძი — ნახაზის სიბრტყის მართობულად (ე. ი. კედლისა და სითხის ზედაპირების გადაკვეთის წი-რის გასწვრივ). AB მართკუთხედი მოვაბრუნოთ Oy ღერძის ირგვლივ და შევათავსოთ იგი ნახაზის სიბრტყესთან; მისი ფართობი აღვნიშნოთ

ა-თი, სიმძიმის ცენტრი— c -თი და ჯამური P ძალის მოდების წერტილი, ანუ ე. წ. წნევის ცენტრი— d -თი. ამ წერტილების ჩაძირვის სიღრმეები, შესაბამისად, აღნიშნულია h_c და h_d -თი, ხოლო შესაბამისი მანძილები Ox ღერძამდე y_c და y_d -თი; წნევა სითხის ზედაპირზე აღვნიშნოთ:



ნახ. 2.26.

p_0 -ით (იგი შეიძლება იყოს ატმოსფერული წნევის ტოლი).

AB ზედაპირის ფარგლებში სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან ნებისმიერ h სიღრმეზე (ე. ი. y მანძილზე x ღერძიდან) გამოვყოთ dy სიგანის უსასრულოდ მცირე (ელემენტარული) ზოლი; მისი ფართობი აღვნიშნოთ $d\omega$ -თი.

განსახილველ ზოლზე მოქმედი ელემენტარული აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდე იქნება

$$dP_{\text{abs}} = p_{\text{abs}} d\omega = (p_0 + \gamma h) d\omega, \quad (2.59)$$

სადაც $p_{\text{abs}} = p_0 + \gamma h$ არის აბსოლუტური წნევა h სიღრმეზე გამოყოფილი ელემენტარული ზოლის ფარგლებში (წნევის საშუალო სიდიდე ამ ზოლის ფარგლებში).

2.26 ნახაზიდან ნათელია, რომ $h = y \sin \alpha$, ამიტომ

$$dP_{\text{abs}} = p_0 d\omega + \gamma y \sin \alpha d\omega. \quad (2.59')$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით ა ფართობზე განისაზღვრება ჯამური აბსოლუტური წნევის ძალის სიდიდე განსახილველ AB ზედაპირზე

$$P_{\text{abs}} = p_0 \omega + \gamma \sin \alpha \int_{\omega} y d\omega. \quad (2.60)$$

როგორც ცნობილია, $\int_{\omega} y d\omega$ გამოსახავს AB ზედაპირის ა ფართობის

ბის სტატიკურ მომენტს x ღერძის მიმართ $\int_{\omega} y d\omega = \omega y_c$, სადაც y_c ამ

ფართობის მხარია x ღერძის მიმართ (მანძილი სიმძიმის c ცენტრიდან x ღერძამდე). აღნიშნულის საფუძველზე (2.60) გამოსახულებიდან მივიღებთ

$$P_{\text{abs}} = p_0 \omega + \gamma \omega y_c \sin \alpha = p_0 \omega + \gamma h_c \omega,$$

სადაც $y_c \sin \alpha = h_c$ (ნახ. 2.26).

ამრიგად, ჯამური აბსოლუტური წნევის ძალის სიდიდე AB ბრტყელ ზედაპირზე განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$P_{\text{აბს}} = (p_0 + \gamma h_c) \omega = p_{\text{აბს}} \omega. \quad (2.61)$$

ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდე კი იმავე ზედაპირზე

$$P = \gamma h_c \omega = p_c \omega. \quad (2.62)$$

(2.61) ფორმულა გეიზენებს, რომ ბრტყელ ზედაპირზე მოქმედი ჯამური აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდე ტოლია ზედაპირის სიმძიმის ცენტრში აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდისა ($p_{\text{აბს}} = p_0 + \gamma h_c$) და ამ ზედაპირის ფართობის (ω) ნამრავლისა.

ჯამური ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდე კი ბრტყელ ზედაპირზე, (2.62) ფორმულის თანახმად, ტოლია ზედაპირის სიმძიმის ცენტრში ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდისა ($p_c = \gamma h_c$) და ამ ზედაპირის ω ფართობის ნამრავლისა.

2. წნევის ცენტრის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირზე

წნევის ცენტრი ეწოდება ჯამური ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის მოქმედების წირისა და განსახილველი ზედაპირის კონტურის გადაკვეთის წერტილს, ე. ი. ჯამური ძალის მოღების d წერტილს (ნახ. 2.26). უნდა აღინიშნოს, რომ წნევის ცენტრის მდებარეობა განისაზღვრება ალბულ ზედაპირზე მოქმედი ჰარბი—წონითი წნევით, ვინაიდან სითხის ზედაპირზე მოქმედი წნევა თანაბრად გადაეცემა განსახილველი ზედაპირის ყველა წერტილს და გავლენას არ ახდენს წნევის ცენტრის მდებარეობაზე (სითხის ზედაპირზე არსებული წნევის გამომსახველი ჯამური ძალა მოღებულია ალბული ზედაპირის სიმძიმის e ცენტრში). ნათქვამიდან გამომდინარეობს, რომ $P_{\text{აბს}}$ და P ძალები მოღებულია ერთსა და იმავე წერტილში (წნევის ცენტრში).

წნევის d ცენტრის y_c ორდინატის განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ ტოლქმედი ძალის მომენტის თვისებით: ტოლქმედი ძალის მომენტი ნებისმიერი ღერძის მიმართ ტოლია შემდგენი ძალების მომენტების ჯამისა იმავე ღერძის მიმართ.

წნევის ცენტრის განსაზღვრისას ტოლქმედ ძალად მიიღება AB ზედაპირზე მოქმედი ჯამური ჰარბი—წონითი წნევის ძალა (2.62)

$$P = \gamma h_c \omega = \gamma y_c \sin \alpha \omega.$$

ელემენტარული ჰარბი წნევის ძალები კი წარმოადგენს ამ ტოლქმედის შემდგენ ძალებს

$$dP = \gamma h da = \gamma y \sin \alpha da;$$

ამ ძალების ელემენტარული მომენტი კი x ღერძის მიმართ

$$dM_{\Sigma} = dPy = \gamma y^2 \sin \alpha da. \quad (2.63)$$

(2.63) გამოსახულების ინტეგრირებით α ფართობზე მივიღებთ ელემენტარული მომენტების ინტეგრალურ ჯამს (ე. ი. მივიღებთ შემდგენი ძალების მომენტების ჯამს)

$$\Sigma M_{\Sigma} = \int_{\omega} dM_{\Sigma} = \int_{\omega} \gamma y^2 \sin \alpha da = \gamma \sin \alpha \int_{\omega} y^2 da = \gamma \sin \alpha I_x, \quad (2.64)$$

სადაც $\int_{\omega} y^2 da = I_x$ არის α ფართობის მქონე AB ზედაპირის ინერციის

მომენტი x ღერძის მიმართ.

ტოლქმედი P ძალის მომენტი იმავე x ღერძის მიმართ

$$M_0 = Py_c = \gamma y_c \sin \alpha a y_c. \quad (2.65)$$

ტოლქმედი ძალის მომენტის თვისების თანახმად, (2.65) და (2.64) გამოსახულებები უნდა გავეუტოლოთ ერთმანეთს; შედეგად მივიღებთ

$$y_c = \frac{I_x}{y_c a}. \quad (2.66)$$

მექანიკიდან ვიცით, რომ რაიმე ფართობის x ღერძისადმი ინერციის I_x მომენტსა და იმავე ფართობის სიმძიმის ცენტრისადმი (ცენტრალური გრძივი ღერძისადმი) ინერციის I_0 მომენტს შორის არსებობს შემდეგი კავშირი: $I_x = I_0 + y_c^2 a$; ამიტომ წნევის ცენტრის y_c ორდინატის განსაზღვრისათვის საბოლოოდ მივიღებთ ფორმულას

$$\boxed{y_c = y_c + \frac{I_0}{y_c a}}. \quad (2.67)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ წნევის d ცენტრი მდებარეობს ზედაპირის სიმძიმის ცენტრზე უფრო დაბლა და მათ შორის მანძილი (ზედაპირის კონტურის გასწვრივ) $\delta = y_c - y_c = I_0 / y_c a$ ტოლია აღებული ზედაპირის ცენტრალური ღერძისადმი ინერციის მომენტის ფარდობისა იმავე ზედაპირის x ღერძის მიმართ სტატიკურ მომენტთან (ე. ი. AB ზედაპირის გაგრძელებისა და სითხის თავისუფალი ზედაპირის გადაკვეთის O წერტილის მიმართ — ნახ. 2.26). δ მანძილს უწოდებენ წნევის მხარს — ექსცენტრისიტეტს.

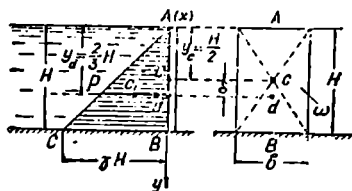
მაგალითისათვის განვიხილოთ H სიმაღლისა და b სიგანის (ნახაზის მართობულ სიბრტყეში) AB ვერტიკალური მართკუთხა კედელი (ნახ. 2.27). წყლის სიღრმე კედლის წინ იმავე H -ის ტოლია. განსაზღვროთ კედელზე მოქმედი ჯამური ჰარბი P წნევის ძალის სიდიდე და სათანადო წნევის d ცენტრის y_d ორდინატა.

ჰარბი წნევის ძალა განსაზღვრეთ (2.62) ფორმულით

$$P = \gamma h_a \omega = \gamma \frac{H}{2} H b = \frac{\gamma H^2}{2} b, \quad (2.68)$$

სადაც $\omega = Hb$ არის AB კედლის ფართობი, ხოლო $h_a = H/2$ — კედლის სიმძიმის ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე.

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\gamma H^2/2$ მამრავლი გამოსახავს AB კედლის შესაბამისი ჰარბი წნევის ABC სამკუთხა ეპიურის ფართობს (Ω_a), მაშინ (2.68) ვამოსახულებების განზოგადების საფუძველზე შეიძლება ჩამოვყალიბოთ შემდეგი დებულება (შედეგი 1):
 მუდმივი სიგანის ($b = \text{const}$), ნებისმიერი მოხაზულობის (ბრტყელ ან ცილინდრულ) ზედაპირზე მოქმედი ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდიდე ტოლია შესაბამისი ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის ფართობის მამრავლისა ამ ზედაპირის სიგანეზე, ე. ი.



ნახ. 2.27.

$$P = \Omega_a b.$$

$$(2.68')$$

ეს შედეგი ძალაშია აგრეთვე ჯამური აბსოლუტური წნევის P_{abs} ძალისათვისაც, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ ზედაპირის b სიგანე უნდა გავამრავლოთ ზედაპირის კონტურისათვის აგებული აბსოლუტური ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის ფართობზე. ცხადია, ეპიურის Ω_a ფართობის სიდიდე გამოსახავს ზედაპირის ერთეულ სიგანეზე მოქმედ სათანადო წნევის ძალის (P ან P_{abs}) სიდიდეს.

ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის ზემოთ ჩამოყალიბებული ზოგადი თვისება მტკიცდება მარტივად.

წნევის d ცენტრის y_d ორდინატის განსაზღვრისათვის ესარგებლობთ (2.67). ფორმულით (x ღერძი ემთხვევა AB კედლისა და სითხის

თავისუფალი ზედაპირის გადაკვეთის წირს, ე. ი. გაივლის A წერტილში ნახაზის სიბრტყის მართობულად)

$$y_4 = y_c + \frac{I_0}{y_c a} = \frac{H}{2} + \frac{bH^3}{12H/2bH} = \frac{H}{2} + \frac{H}{6} = \frac{2}{3}H; \quad (2.69)$$

აქ AB მართკუთხა ზედაპირის (კედლის) ცენტრალური ღერძისადმი ინერციის მომენტი მიღებული იყო $I_0 = bH^3/12$ -ის ტოლად.

განხილულ შემთხვევაში ექსცენტრისიტეტი $z = H/6$.

(2.69) გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ ჯამური P ძალა (მისი მოქმედების წირი) გაივლის AB კედლის შესაბამისი ჰიდროსტატიკური წნევის ABC ეპიურის სიმძიმის ϵ_1 წერტილში. მართლაც, ABC სამკუთხედის სიმძიმის ცენტრი მდებარეობს მის წვეროდან (A ქიმიდან) $\frac{2}{3}H$ -ის

მანძილზე და იგი y_4 ორდინატის ტოლია (P ძალის მოქმედების წირი მართობულია AB კედლისადმი, ე. ი. ჰორიზონტალურია).

განსახილველი კერძო შემთხვევისათვის მიღებული შედეგი განვაზოგადოთ დამტკიცების გარეშე და ჩამოვყალიბოთ ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის კიდევ ერთი თვისება (შედეგი 2): მუდმივი სიგანისა და ნებისმიერი ფორმის ზედაპირზე მოქმედი ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის მოქმედების წირი ყოველთვის გაივლის შესაბამისი ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის სიმძიმის ცენტრში, რითაც განისაზღვრება ჯამური ძალის მოდების წერტილის (წნევის ცენტრის) მდებარეობა.

ამრიგად, შეიძლება ჩამოვყალიბოთ ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის შემდეგი ძირითადი თვისებები (გამოყენება): 1) წნევის ეპიურა გრაფიკულად გამოსახავს წნევის განაწილების კანონს განსახილველი ზედაპირის კონტურის გასწვრივ; 2) ეპიურის ფართობის მიხედვით განისაზღვრება ჯამური წნევის ძალის სიდიდე ზედაპირზე და 3) მისი სიმძიმის ცენტრში გაივლის ჯამური ძალის მოქმედების წირი, რითაც განისაზღვრება ზედაპირზე წნევის ცენტრი.

8. სითხის წნევის ძალა ჭურჭლის ჰორიზონტალურ ფსკერზე

განვიხილოთ სითხით შევსებული, სხვადასხვა ფორმის სამი A , B და C ჭურჭელი (ნახ. 2.28). დავუშვათ, რომ მათი ფსკერი ჰორიზონტალურია და აქვთ ტოლი a ფართობი; ამასთან მივიღოთ, რომ სამივე ჭურჭელში სითხე ერთი და იმავე H ღონეზე დგას.

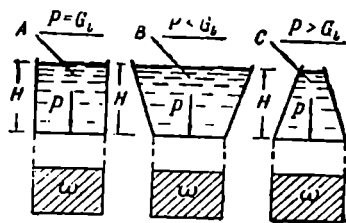
ჭურჭლის ფსკერზე მოქმედი ჰარბო წნევის ძალის სიდიდე განისაზღვრება (2.62) ფორმულით. ყოველი ჭურჭლის ჰორიზონტალური ფსკე-

რის ნებისმიერ წერტილში ჰარბი წნევა მუდმივია და γH -ის ტოლი; ფსკერის სიმძიმის ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე ყოველ ჰურქელში $h_c = H$ სიღრმის ტოლია. ამიტომ ფსკერის ა ფართობების ტოლობის გამო ტოლი იქნება აგრეთვე განსახილველი ჰურქლების ფსკერზე მოქმედი წნევის ძალის სიდიდეები

$$P = P_0 = \gamma h_c a = \gamma H a = \gamma W. \quad (2.70)$$

ამ გამოსახულების მიხედვით წნევის ძალის სიდიდე ჰურქლის ფსკერზე ტოლია იმ თხევადი W მოცულობის მქონე პრიზმის წონისა, რომლის ფუძე ჰურქლის ფსკერის ა ფართობის, ხოლო სიმაღლე სითხის სვეტის H სიმაღლის ტოლია.

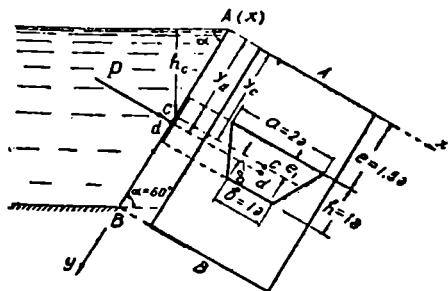
როგორც ვხედავთ, წნევის ძალა ჰურქლის ფსკერზე არ არის დამოკიდებული იმ ჰურქლის ფორმაზე, დამოკიდებულია მხოლოდ მისი ფსკერის ა ფართობზე, სითხის H სიღრმესა და მის გვარობაზე. ეს დებულება ჰიდრავლიკაში ატარებს „ჰიდროსტატიკური პარადოქსის“ სახელწოდებას. მართლაც, პარადოქსალურად შეიძლება მოგვეჩვენოს წნევის ძალის ტოლობა B და C ჰურქლების ფსკერზე, ვინაიდან B ჰურქელში მოთავსებული სითხის G_c



ნახ. 2.28

წონა მეტია ფსკერზე მოქმედ P წნევის ძალაზე ($G_c > P$), ხოლო C ჰურქელში, პირიქით — სითხის წონა ნაკლებია ფსკერზე მოქმედი ძალის სიდიდეზე ($G_c < P$). ცხადია, ცილინდრულ A ჰურქელში $G_c = P$.

ამოცანა 2.9. ღია, წყლით სავსე რეზერვუარის ბრტყელი გვერდითი



ნახ. 2.29.

AB კედელი პორიზონტისადმი დახრილია $\alpha = 60^\circ$ კუთხით (ნახ. 2.29). ამ კედელზე A წერტილიდან (სითხის ზედაპირიდან) $e = 1,5$ მ-ის მანძილზე გამოვყოთ $a = 2$ მ, $b = 1$ მ და $h = 1$ მ ზომების ტრაპეციული ფორმის ნაკვთი. განვსაზღვროთ გამოყოფილ ტრაპეციულ ფართობზე მოქმედი წყლის ჰარბი წნევის P ძალის სიდიდე და წნევის d ცენტრის y_d ორდინატი.

ამოხსნა. განვსაზღვროთ y_e მანძილი, გამოყოფილი ტრაპეციული ფართობის სიმძიმის e ცენტრიდან სითხის თავისუფალ ზედაპირამდე (x ღერძამდე)

$$y_e = e + e_1 = e + \frac{a+2b}{a+b} \frac{h}{3} = 1,5 + \frac{2,0+2,0}{3,0} \frac{1,0}{3} = 1,943 \text{ მ.}$$

e ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე კი.

$$h_e = y_e \sin \alpha = 1,943 \sin 60^\circ = 1,943 \cdot 0,866 = 1,617 \text{ მ.}$$

ტრაპეციული ნაკეთის ფართობი

$$\omega = \frac{a+b}{2} h = \frac{2,0+1,0}{2} 1,0 = 1,5 \text{ მ}^2.$$

ამრიგად, გამოყოფილ ფართობზე მოქმედი საძიებელი ჰარბი წნევის ძალა (2.62) ფორმულის თანახმად,

$$P = \gamma h_e \omega = 1,0 \cdot 1,617 \cdot 1,5 = 2,425 \text{ ტძ} = 2425 \text{ კგძ} = 23790 \text{ ნ.}$$

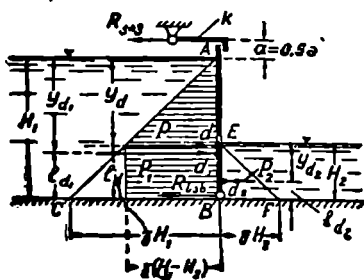
წნევის d ცენტრის მდებარეობა განისაზღვრება (2.67) ფორმულით. ამ მიზნით წინასწარ უნდა გამოვთვალოთ ტრაპეციული ფართობის ინერციის მომენტი ცენტრალური ღერძისადმი

$$I_0 = \left(a+b + \frac{2ab}{a+b} \right) \frac{h^3}{36} = \left(2,0+1,0 + \frac{2 \cdot 2,0 \cdot 1,0}{2,0+1,0} \right) \frac{1,0^3}{36} = 0,120 \text{ მ}^4.$$

ამიტომ წნევის d ცენტრის y_a ორდინატა ტოლი იქნება

$$y_a = y_e + \frac{I_0}{y_e \omega} = 1,943 + \frac{0,120}{1,943 \cdot 1,5} = 1,943 + 0,041 = 1,984 \text{ მ.}$$

აქ წნევისა და სიმძიმის ცენტრებს შორის მანძილი $\delta = y_a - y_e = 0,041 \text{ მ.}$



ნახ. 2.30.

ამოცანა 2.10. ფარებიანი

კაშხალის მართკუთხა AB ფარს, რომლის სიგანე $b=3,0$ მ, აქვს პორიზონტალური სახსარი (ბრუნვის ღერძი) ნაგებობის ფსკერთან (ნახ. 2.30). ზემოთ ფარი ეყრდნობა სასხლეტ K კავს, რომლის ღერძი მდებარეობს ფარის წინ სითხის ზედაპირიდან $a=0,5$ მ-ის სიმაღლეზე. წყლის სიღრმე ფარის წინ $H_1=5,0$ მ,

ფარის უკან კი (ქვედა ბიეფში) — $H_2=2,0$ მ. განვსაზღვროთ ფარზე ორმხრივი წნევის შედეგად მოქმედი ჰარბი ჰიდროსტატიკური წნევის ტოლქმედი P ძალის სიდიდე, წნევის d ცენტრის y_a ორდინატა და რეაქციის ძალები სახსარსა და სასხლეტ კავში ($R_{სახ}$ და $R_{კვ}$).

ამოხსნა. ფარის წინ H_1 წყლის სვეტით (სიღრმით) გამოწვეული ჰარბი წნევის P_1 ძალის სიდიდე გამოვთვალოთ (2.68) ფორმულით

$$P_1 = \frac{\gamma H_1}{2} b = \frac{1,0 \cdot 5,0^2}{2} \cdot 3,0 = 37,5 \text{ ტძ.}$$

სათანადო წნევის d_1 ცენტრის y_{d1} დაშორება სიბრტყის თავისუფალი ზედაპირიდან კი დავადგინოთ (2.67) ფორმულით

$$y_{d1} = y_c + \frac{I_0}{y_{cw}} = \frac{H_1}{2} + \frac{b H_1^3}{12 H_1 \cdot \frac{1}{2} b H_1} = \frac{2}{3} H_1 = \frac{2 \cdot 5,0}{3} = 3,33 \text{ მ.}$$

ნაგებობის ფსკერიდან (სახსრიდან) წნევის d_1 ცენტრის დაშორება

$$l_{d1} = H_1 - y_{d1} = 5,0 - 3,33 = 1,67 \text{ მ.}$$

ანალოგიურად განვსაზღვროთ ფარის უკან H_2 სიღრმის წყლით გამოწვეული ჰარბი წნევის P_2 ძალა

$$P_2 = \frac{\gamma H_2^2}{2} b = \frac{1,0 \cdot 2,0^2}{2} \cdot 3,0 = 6,0 \text{ ტძ.}$$

სათანადო წნევის d_2 ცენტრის y_{d2} ორდინატა და ფსკერიდან l_{d2} მანძილი

$$y_{d2} = \frac{2}{3} H_2 = \frac{2 \cdot 2,0}{3} = 1,33 \text{ მ და } l_{d2} = H_2 - y_{d2} = 2,0 - 1,33 = 0,67 \text{ მ.}$$

ამრიგად, ფარზე მოქმედი ორმხრივი წნევის ტოლქმედი ძალის სიდიდე

$$P = P_1 - P_2 = 37,5 - 6,0 = 31,5 \text{ ტძ.}$$

ტოლქმედი ძალის d ცენტრის y_d ორდინატა განისაზღვრება სიბრტყის ზედაპირისა და ფარის სიბრტყის გადაკვეთის წირისადმი (A წერტილისადმი) შედგენილ მომენტთა განტოლებით

$$P \cdot y_d = P_1 \cdot y_{d1} - P_2 \cdot [y_{d2} + (H_1 - H_2)];$$

აქედან საძიებელი ორდინატა

$$y_d = \frac{P_1 \cdot y_{d1} - P_2 \cdot [y_{d2} + (H_1 - H_2)]}{P} = \frac{37,5 \cdot 3,33 - 6,0 \cdot 4,33}{31,5} = 3,13 \text{ მ.}$$

ცხადია, სახსარსა და კავზე ჯამში მოქმედებს ტოლქმედი P ძალის ტოლი რეაქციის ძალები $R_{\text{სა}} + R_{\text{კავ}} = P = 31,5$ ტძ.

სახსრის მიმართ მომენტთა განტოლებით განისაზღვრება რეაქციის ძალა კავშირში

$$P_1 l_{d1} - R_{\text{კავ}} (H_1 + a) - P_2 l_{d2} = 0,$$

საიდანაც

$$R_{\text{კავ}} = \frac{P_1 l_{d1} - P_2 l_{d2}}{H_1 + a} = \frac{37,5 \cdot 1,67 - 6,0 \cdot 0,67}{5,5} = 10,655 \text{ ტძ.}$$

K კავის მიმართ მომენტთა განტოლებით განისაზღვრება რეაქციის ძალა ფარის სახსარში (B წერტილში)

$$P_1(y_{d_1}+a)-P_2(H_1+a-l_{d_2})-R_{\text{სახ}}(H_1+a)=0;$$

აქედან

$$R_{\text{სახ}} = \frac{P_1(y_{d_1}+a)-P_2(H_1+a-l_{d_2})}{H_1+a} =$$

$$= \frac{37,5 \cdot 3,83 - 6,0 \cdot 4,83}{5,5} = 20,845 \text{ ტძ.}$$

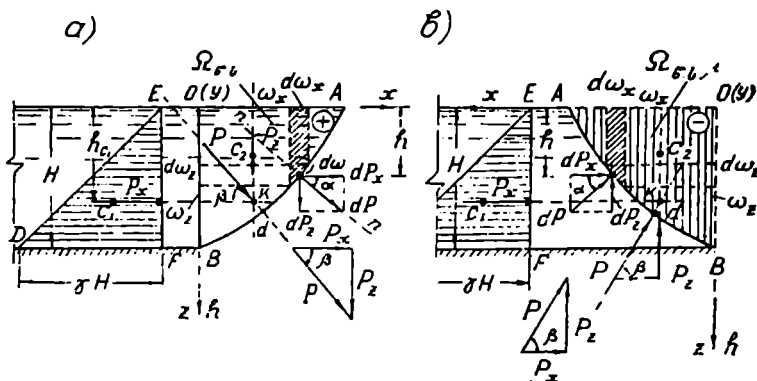
გამოთვლების სისწორეს გამოწმებით ჯამური რეაქციის ძალებისა და ტოლქმედი P ძალის ტოლობის პირობიდან

$$R_{\text{სახ}} + R_{\text{კავ}} = 20,845 + 10,655 = 31,5 \text{ ტძ} = P.$$

§ 2.10. ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის განსაზღვრა მარადწიკრულ (ცილინდრულ) ზედაპირზე

სითხის ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის განსაზღვრა მრუდ-წირულ ზედაპირზე უფრო რთულია, ვიდრე ბრტყელ ზედაპირზე, ვინაიდან ამ შემთხვევაში საჭიროა ფართობის ყოველ ერთეულზე მოქმედი სხედასხვა მიმართულების წნევის ძალების შეჯამება.

1. განვიხილოთ ნებისმიერი ფორმის ცილინდრული ზედაპირი ჰორიზონტალური მსახველით, რომლის წინ სითხის



ნახ. 2.31.

სიღრმე H -ის ტოლია (ნახ. 2.31). ზედაპირის სიგანე (ნახაზის სიბრტყის მართობული მიმართულებით) ან რაც იგივეა, ზედაპირის ჰორიზონტალური მსახველის სიგრძე, აღვნიშნოთ b -თი.

განსახილველ ზედაპირზე სითხის თავისუფალ ზედაპირიდან ნების-

მეორე h სიღრმეზე გამოვეყთ უსასრულოდ მცირე ზომის პორიზონტალური ზოლი. მისი ფართობი აღენიშნოთ $d\omega$ -თი (ზოლის სიგრძე b მსახველის სიგრძის ტოლია).

ჰარბი—წონითი პილროსტატიკური წნევა $d\omega$ ფართობის სიმძიმის ცენტრში იქნება $p = \gamma h$ -ის ტოლი. მაშინ ელემენტარულ ზოლზე მრუდწირული ზედაპირის მართობულად მოქმედი ელემენტარული ჰარბი წნევის ძალის სიდიდე $dP = \gamma h d\omega$. ელემენტარული dP ძალა შეიძლება დაიშალოს პორიზონტალურ dP_x და ვერტიკალურ dP_z შემდგენებად (ნახ. 2.31). თუ დავუშვებთ, რომ dP ძალა დახრილია პორიზონტალისადმი α კუთხით, მაშინ შემდგენი ძალების სიდიდეები შესაბამისად ტოლი იქნება

$$dP_x = dP \cos \alpha = \gamma h d\omega \cos \alpha \text{ და } dP_z = dP \sin \alpha = \gamma h d\omega \sin \alpha.$$

$d\omega \cos \alpha$ და $d\omega \sin \alpha$ ნამრავლები შესაბამისად ტოლია ელემენტარული $d\omega$ ფართობის გეგმილებისა ვერტიკალურ yOz ($d\omega_z$) და პორიზონტალურ xOy ($d\omega_x$) სიბრტყეებზე, ე. ი. $d\omega \cos \alpha = d\omega_z$ და $d\omega \sin \alpha = d\omega_x$. ამიტომ dP ძალის გეგმილები ტოლია

$$dP_x = \gamma h d\omega_z \text{ და } dP_z = \gamma h d\omega_x. \quad (2.71)$$

ცხადია, (2.71) ტოლობების ინტეგრირებით (ე. ი. dP_x და dP_z შემდგენების შეჯამებით), სათანადოდ ω_z და ω_x ფართობებზე, განისაზღვრება მრუდწირულ AB ზედაპირზე მოქმედი ჯამური ჰარბი პილროსტატიკური წნევის P ძალის პორიზონტალური (P_x) და ვერტიკალური (P_z) შემდგენები

$$P_x = \gamma \int_{\omega_z} h d\omega_z \quad (2.72)$$

და

$$P_z = \gamma \int_{\omega_x} h d\omega_x \quad (2.73)$$

ω_z ფართობი ($d\omega_z$ ელემენტარული ფართობების ინტეგრალური ჯამი) წარმოადგენს მრუდწირული AB ზედაპირის ვერტიკალურ გეგმილს yOz სიბრტყეზე ($\omega_z = Hb$), ხოლო ω_x ფართობი წარმოადგენს AB ზედაპირის პორიზონტალურ გეგმილს xOy სიბრტყეზე, ე. ი. მის გეგმილს სითხის თავისუფალ ზედაპირზე (ნახ. 2.31 a) ან მის გაგრძელებაზე (ნახ. 2.31 b).

(2.72) განტოლების ინტეგრალი გამოსახავს ვერტიკალური ω_z გეგმილის ფართობის სტატიკურ მომენტს სითხის თავისუფალ ზედაპირთან თანხვედნილი y ღერძის მიმართ

$$\int h d\omega_z = h_c' \omega_z = h_c' Hb,$$

სადაც h_c' არის მანძილი სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან AB მრუდ-

წირული ზედაპირის ვერტიკალური $w_z = Hb$ გეგმილის სიმძიმის ცენტრამდე (ე. ი. w_z ფართობის სიმძიმის ცენტრის სითხეში ჩაძირვის სიღრმეა).

მაშასადამე, ჯამური კარბი P ძალის პორიზონტალური P_x შემდგენის სიდიდე

$$P_x = \gamma h_c' w_z = \rho_0' w_z; \quad (2.74)$$

აქ $\rho_0' = \gamma h_c'$ არის კარბი პიდროსტატიკური წნევის სიდიდე AB მრუდწირული ზედაპირის ვერტიკალური w_z გეგმილის სიმძიმის ცენტრში.

ამრიგად, (2.74) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მრუდწირულ (ცილინდრულ) ზედაპირზე მოქმედი სითხის კარბი წნევის ძალის პორიზონტალური შემდგენის სიდიდე ამ ზედაპირის ვერტიკალურ გეგმილზე (ე. ი. გეგმილის ბრტყელ ზედაპირზე) მოქმედი კარბი წნევის ძალის სიდიდის ტოლია.

კერძო შემთხვევებში, როდესაც საჭიროა ჯამური აბსოლუტური წნევის ძალის განსაზღვრა მრუდწირულ ზედაპირზე, იმის გამო, რომ სითხის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედი p_0 წნევა თანაბრად და უცვლელად გადაეცემა განსახილველი ზედაპირის ყველა წერტილს, ჯამური ძალის პორიზონტალური გეგმილის განსაზღვრისას (2.74) ფორმულის მარჯვენა მხარეს უნდა დაემატოს $p_0 w_z$ შესაყრები

$$P_x(\text{აბს}) = p_0 w_z + \gamma h_c' w_z = (p_0 + \gamma h_c') w_z, \quad (2.74')$$

ე. ი. აღნიშნულ შემთხვევებში $P_x(\text{აბს})$ შემდგენის სიდიდე ტოლია აბსოლუტური წნევის ძალის სიდიდისა მრუდწირული ზედაპირის ვერტიკალურ w_z გეგმილზე.

უნდა გვახსოვდეს, რომ P_x შემდგენის სიდიდე შეიძლება გამოისახოს აგრეთვე AB მრუდწირული ზედაპირის ვერტიკალური w_z გეგმილისათვის აგებული (მისი შესაბამისი) კარბი წნევის EFD სამკუთხა ეპიურის ფართობით ($P_x = \gamma H^2 / 2 \cdot b$).

ვერტიკალური P_z შემდგენის სიდიდის გამოსათვლელი ფორმულის დასადგენად განვიხილოთ (2.73) გამოსახულება. $h dw_z$ ნამრავლის სიდიდე წარმოადგენს ელემენტარული პრიზმის dW_{Σ} მოცულობას, რომლის სიმაღლეა h , ხოლო ფუძე — dw_z (2.31 ნახაზზე დაშტრიხულია ამ პრიზმის ვერტიკალური განივი კვეთი — კრილი). AB ზედაპირის (2.31 *a*) ნახაზზე გამოსახული ორიენტირებისას ელემენტარული dW_{Σ} მოცულობა „შევსებულია სითხით“ და dP_z შემდგენი მიმართულია ქვემოთ; (2.31 *b*) ნახაზზე ნაჩვენები შემთხვევისათვის კი dW_{Σ} მოცულობა არ არის „შევ-

სებული სითხით“ და dP_z შემდგენი მიმართულია ზემოთ. აღნიშნულის-
თანახმად, (2.73) ფორმულიდან მივიღებთ

$$P_z = \gamma \int_{\omega_z} h d\omega_z = \gamma \int_{\omega} dW_{\Sigma, z} = \gamma W_{\Sigma, z} = G_{\Sigma, z}, \quad (2.75)$$

სადაც $G_{\Sigma, z} = \gamma W_{\Sigma, z}$ არის სითხის $W_{\Sigma, z}$ მოცულობის წონა, ამასთან $W_{\Sigma, z} = b\Omega_{\Sigma, z}$; აქ $\Omega_{\Sigma, z}$ არის მრუდწირული $\Delta O B$ ნაკვეთის ფართობი, ე. ი. $W_{\Sigma, z}$ მოცულობის ვერტიკალური კვეთის (პრილის) ფართობი.

$W_{\Sigma, z}$ მოცულობას ეწოდება წნევის სხეული (ტანი). წნევის სხეულის ქვემო ფუძეს წარმოადგენს თვით განსახილველი მრუდწირული ზედაპირი (ΔB); ზემო ფუძეს კი — მრუდწირული ზედაპირის გეგმილი სითხის თავისუფალ ზედაპირზე ($\omega_{\Sigma} = |OA| \cdot b$, ნახ. 2.31 ა) ან მის გაგრძელებაზე ($\omega_{\Sigma} = |OA| \cdot b$, ნახ. 2.31 ბ); წნევის სხეულის (პრიზმის) გვერდითი ზედაპირები შემოსაზღვრულია გეგმილთა ვერტიკალური სიბრტყეებით (მრუდწირული ΔB ზედაპირის კონტურზე იგებული ვერტიკალური მსახველებით).

(2.75) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ მრუდწირულ ზედაპირზე-
ჯამური ჰარბი წნევის P ძალის ვერტიკალური, P_z შემ-
დგენის სიდიდე ტოლია წნევის სხეულის შესაბამისი
 $W_{\Sigma, z}$ მოცულობის მქონე სითხის $G_{\Sigma, z} = \gamma W_{\Sigma, z}$ წონისა. ამას-
თან, თუ წნევის სხეული დაკავებულია სითხით, იგი აღინიშნება „+“
ნიშნით და P_z შემდგენი მიმართულია ქვემოთ (ნახ. 2.31 ა), ხოლო თუ
წნევის სხეული არ არის დაკავებული სითხით, იგი აღინიშნება „-“
ნიშნით და P_z შემდგენი მიმართულია ზემოთ (ნახ. 2.31 ბ). ამრიგად,
შეიძლება დავწეროთ

$$P_z = \pm \gamma W_{\Sigma, z} = \pm G_{\Sigma, z}. \quad (2.75')$$

საძიებელი ჯამური ჰარბი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის სიდი-
დე ჰორიზონტალური მსახველის მქონე მრუდწირულ (ცილინდრულ) ზე-
დაპირზე განისაზღვრება ფორმულით

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}. \quad (2.76)$$

ჯამური P ძალის მიმართულება კი განისაზღვრება ფარდობით

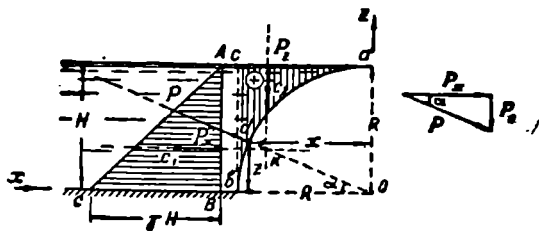
$$\operatorname{tg} \beta = \frac{P_z}{P_x}, \quad \beta = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{P_z}{P_x} \right). \quad (2.77)$$

ჯამური ძალის მოდულის წერტილის, ე. ი. წნევის d ცენტრის მდე-
ბარეობა, შეიძლება განისაზღვროს გრაფიკულ-ანალიზური ხერხით; სა-
ხელდობრ, P_x შემდგენის მოქმედების წირი გაივლის EFD შემდგენი

წნევის ეპიურის სიმძიმის ϵ_1 ცენტრში, P_z შემდგენის მოქმედების წირი ორივე a და b შემთხვევაში (ნახ. 2.31) გაივლის წნევის სხეულის სიმძიმის ϵ_2 ცენტრში, ხოლო ჯამური P ძალის მოქმედების წირი გაივლის P_x და P_z შემდგენების მოქმედების წირების გადაკვეთის k წერტილში და პარიზონტისადმი იგი დახრილი იქნება β კუთხით; P ძალის მოქმედების წირისა და AB ზედაპირის კონტურის გადაკვეთის წერტილით განისაზღვრება საძიებელი წნევის d ცენტრის მდებარეობა (ნახ. 2.31 a, b).

თუ განიხილება პარიზონტალური მსახველის მქონე წრიული მოხაზულობის ab ცილინდრული ზედაპირი, რომლის სიმაღლის რადიუსია R , ხოლო სიმაღლის ცენტრი O (ნახ. 2.32), მაშინ წნევის d ცენტრის მდებარეობის განსაზღვრა შეიძლება აგრეთვე ანალიზური ხერხით (შრომატევადი გრაფიკულ-ანალიზური ხერხის ნაცვლად).

კოორდინატა სათავე ავირჩიოთ ab ზედაპირის წრიული კონტურის სიმაღლის O ცენტრში; x და z ღერძები მივმართოთ ისე, როგორც



ნახ. 2.32.

ნაჩვენებია 2.32 ნახაზზე. შევადგინოთ R რადიუსიანი ab წრეწირისა (ე. ი. ab ზედაპირის კონტურის) და კოორდინატა O სათავეში (ab ზედაპირის სიმაღლის ცენტრში) გამავალი ჯამური P ძალის მოქმედების წირის განტოლებები

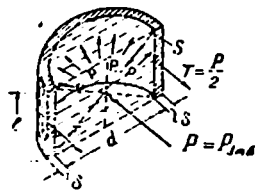
$$\left. \begin{aligned} x^2 + z^2 &= R^2 \\ z &= x \operatorname{tg} \alpha \end{aligned} \right\} \quad (2.78)$$

მიღებული სისტემის ამოხსნით განისაზღვრება ჯამური P ძალის მოქმედების წირისა და ab ზედაპირის კონტურის გადაკვეთის d წერტილის ან, რაც იგივეა, წნევის საძიებელი d ცენტრის x და z კოორდინატები — $d(x, z)$. (2.78) სისტემა ამოიხსნება მარტივად, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ (ნახ. 2.32)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{P_z}{P_x}.$$

$d(x, z)$ წნევის ცენტრის მდებარეობის დადგენით შეიძლება აგრეთვე შევამოწმოთ P_x და P_z შემდგენების განსაზღვრის სისწორე; სახელდობრ, თუ $d(x, z)$ წნევის ცენტრი არ მოთავსდა ზედაპირის dx კონტურზე, ეს იმას ნიშნავს, რომ აღნიშნული შემდგენების სიდიდეები არ არის სწორად განსაზღვრული.

2. თუ საჭიროა ჯამური წნევის ძალის განსაზღვრა ვერტიკალური მსახველის მქონე ნებისმიერი ფორმის ცილინდრულ ზედაპირზე, მაშინ მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის, რომ ვერტიკალური z ღერძი ზედაპირის მსახველის პარალელურია და ამიტომ $w_x = 0$; $W_{\Sigma, x} = 0$ და $P_z = 0$, ე. ი. ჯამური P ძალის ვერტიკალური P_z შემდგენი ნულის ტოლია. ძნელი არ არის იმის ჩვენება, რომ აღნიშნულ შემთხვევაში საკმარისია ჯამური ძალის ორი თარაზული P_x და P_y შემდგენის განსაზღვრა: P_x შემდგენის სიდიდე ტოლია წნევის ძალის სიდიდისა განსახილველი ზედაპირის გეგმილზე Ox ღერძისადმი მართობულ ვერ-



ნახ. 2.33.

ტიკალურ გეგმილთა სიბრტყეზე — $P_x = \gamma h'_x w'_x$, ხოლო P_y შემდგენი ტოლია წნევის ძალის სიდიდისა განსახილველი ზედაპირის გეგმილზე Oy ღერძისადმი მართობულ ვერტიკალურ გეგმილთა სიბრტყეზე — $P_y = -\gamma h'_y w'_y$. ამასთან, ჯამური ძალა $P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$ და შესაბამისი კუთხეების კოსინუსები $\cos(P, x) = P_x/P$ და $\cos(P, y) = P_y/P$.

თუ განვიხილავთ ვერტიკალური მსახველის მქონე წრიულ (მრგვალი) ფორმის ცილინდრულ ზედაპირს, მაგალითად d დიამეტრიან ვერტიკალურ მილსადენს, რომლის შიგა ზედაპირზე მოქმედებს განსაზღვრული p სიდიდის ჰიდროსტატიკური წნევა, მაშინ პირიზონტალურად ორიენტირებული ჯამური $P = P_{\text{ჰორ}}$ ძალის სიდიდის გაანგარიშებისათვის საკმარისია წნევის ძალის სიდიდის განსაზღვრა მილსადენის ერთ-ერთ, ვერტიკალურად განლაგებული დიამეტრალური კვეთის სიბრტყეზე (ნახ. 2.33).

ამრიგად, წნევის ძალის სიდიდე მილსადენის L სიგრძის ნახევარწრიულ ვერტიკალურ ზოლზე ამ უკანასკნელის ვერტიკალურ გეგმილზე წნევის ძალის სიდიდის ტოლია

$$P = P_{\text{ჰორ}} = p L d.$$

$$(2.79)$$

მოყვანილი მონაცემები საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ მილსადენის კედლის სისქის საანგარიშო ფორმულა (ე. წ. მარიოტის ფორმულა).

(2.79) ფორმულით გამოთვლილი P ძალა უნდა გააწონასწოროს მილსადენის გამოყოფილი ზოლის კედლების დრეკადობის ძალებმა (ნახ. 2.33)

$$2T = P = pld. \quad (2.79')$$

თუ ვიგულისხმებთ, რომ T ძალა თანაბრად არის განაწილებული $S = \delta l$ ფართობზე (სადაც δ არის მილსადენის კედლის სისქე), მაშინ მილსადენის კედლებში წარმოქმნილი σ ძაბვა

$$\sigma = \frac{T}{S} = \frac{pd}{2\delta}. \quad (2.80)$$

მივიღეთ მარიოტის ფორმულა, რომელიც საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ მილის კედლებში წარმოქმნილი გამჭიმვი σ ძაბვა ან განვსაზღვროთ p წნევის მოქმედების ქვეშ მყოფი თხელკედლიანი მილსადენების კედლების სიმტკიცისათვის აუცილებელი δ სისქე. ამ მიზნისათვის საკმარისია (2.80) გამოსახულებაში σ -ს ნაცვლად ჩავსვათ დასაშვებში $\sigma_{\text{დამ}}$ ძაბვის მნიშვნელობა, მაშინ კედლის აუცილებელი δ სისქისათვის მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას:

$$\delta \geq \frac{pd}{2\sigma_{\text{დამ}}} \quad (2.80')$$

3. სითხის წნევის ძალის განსაზღვრა მილსადენის მუხლის შიგა მრუდწირულ ზედაპირზე (ნახ. 2.34). განვიხილოთ მილსადენის $ABCD$ მუხლი, რომლის AB და CD კვეთებში ჰარბი p წნევა შეიძლება მივიღოთ ერთმანეთის ტოლად; ამ კვეთებს შორის კუთხე აღვნიშნოთ α -თი, ზოლო მილსადენის დიამეტრი — d -თი. განვსაზღვროთ მუხლის ჩაზნექილ ზედაპირზე მოქმედი ტოლქმედი R ძალა (იგი ცდილობს დაძრას მუხლი გარე რადიალური მიმართულებით).

მუხლის კიდეება AB და CD კვეთებში მოქმედი ტოლი სიდიდის

ნახ. 2.34.

ჯამური ჰარბი პიდროსტატიკური წნევის ძალები (P) გამოითვლება ტოლი სიდიდის ჰარბი p წნევის მიხედვით

$$P = p \frac{\pi d^2}{4}. \quad (2.81)$$

გავასრილოთ ეს ძალები მათი მოქმედების წირების გადაკვეთის k წერტილამდე და ამ უკანასკნელთან ავავთ ძალთა პარალელოგრამი; ორივე P ძალის ტოლობის გამო იგი წარმოადგენს რომბს, რომლის მახვილი კუთხეები α -ს ტოლია. რომბის დიაგონალები ურთიერთმართებულია და შუაზე ყოფენ ერთმანეთს, ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ

$$\frac{R}{2} = P \sin \frac{\alpha}{2} \quad \text{ან} \quad R = 2P \sin \frac{\alpha}{2}.$$

(2.81) გამოსახულების საფუძველზე კი საბოლოოდ მივიღებთ

$$R = p \frac{\pi d^2}{2} \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (2.82)$$

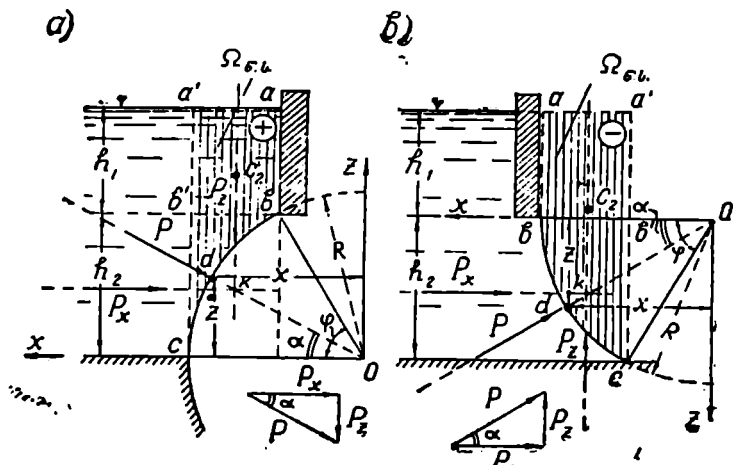
R ძალის სიდიდეზე ანგარიშობენ სადაწნეო მილსადენების საანკერო საყრდენებს, რომლებიც მილსადენების მოხვეულობებზე ეწყობა.

ამოცანა 2.11. განვიხილოთ წრიული მოხაზულობის, პორიზონტალურ მსახველიანი ცილინდრული bc ზედაპირის ორიენტირების ორი ვარიანტი (ნახ. 2.35 a, b). ნახაზის a სქემაზე გამოსახული bc ზედაპირი შეიძლება წარმოვიდგინოთ ე. წ. სექტორული საკეტის სადაწნეო ზედაპირად, ხოლო b სქემაზე გამოსახულისა — ე. წ. სეგმენტური საკეტის სადაწნეო ზედაპირად. ნახაზის ორივე a და b სქემისათვის მიღებულია შემდეგი ტოლი ზომები: წყლის სიღრმეები — $h_1 = 1,5$ მ და $h_2 = 2,0$ მ, ცილინდრული bc ზედაპირების სიგრძის რადიუსი — $R = 2,3$ მ, ცენტრალური კუთხე — $\varphi = 60^\circ$ და პორიზონტალური მსახველის სიგრძე (ორივე ცილინდრული ზედაპირის ტოლი სიგანე ნახაზის სიბრტყის მართობული მიმართულებით) $B = 4,0$ მ.

განვსაზღვროთ განსახილველ ცილინდრულ bc ზედაპირებზე (a და b სქემები) მოქმედი ჯამური ჰარბი პიდროსტატიკური წნევის P ძალების სიდიდეები, მათი მიმართულებები და წნევის d ცენტრების მდებარეობა (წნევის ცენტრების მდებარეობა განვსაზღვროთ ანალიზური ხერხით).

ამოხსნა. როგორც ვიცით, ცილინდრულ ზედაპირზე მოქმედი ჯამური P ძალის პორიზონტალური P_x შემდგენის სიდიდე ამ ზედაპირის ვერტიკალურ გვერდზე მოქმედი ჰარბი წნევის ძალის სიდიდის ტოლია. ორივე განსახილველი a და b სქემისათვის bc ზედაპირების ვერ-

ტიკალური გეგმილები ტოლია და წარმოადგენს h_2 სიმაღლისა და B სიგანის ვერტიკალურ მართკუთხედებს, ე. ი. (2.74) ფორმულაში ფართობი $\omega_z = h_2 B$; აღნიშნული ვერტიკალური გეგმილების სიმძიმის ცენტრების სითხეში ჩაძირვის სიღრმეები აგრეთვე ტოლია $h_c' = h_1 + h_2/2$; ამიტომ ორივე სქემისათვის P_z შემდგენის სიდიდე, (2.74) ფორმულის თანახმად,



ნახ. 2.35.

$$P_z = \gamma h_c' \omega_z = \gamma \left(h_1 + \frac{h_2}{2} \right) h_2 B = 1,0 \left(1,5 + \frac{2,0}{2} \right) \cdot 2,0 \cdot 4,0 = 20 \text{ ტძ.}$$

ახლა გავიხსენოთ, რომ ჯამური P ძალის ვერტიკალური P_z შემდგენის სიდიდე ტოლია ე. წ. წნევის სხეულის შესაბამისი $W_{\text{ს.ს.}}$ მოცულობის მქონე სითხის (წყლის) $G_{\text{ს.ს.}}$ წონისა. წნევის სხეულის ქვემო ფუძეს ორივე a და b სქემის მიხედვით წარმოადგენს თვით ცილინდრული bc ზედაპირი (ნახ. 2.35), ხოლო მის ზემო ფუძეს a სქემისათვის წარმოადგენს bc ზედაპირის გეგმილი სითხის თავისუფალ ზედაპირზე (ჰორიზონტალური მართკუთხედი $[aa'] \cdot B$), b სქემისათვის კი — bc ზედაპირის გეგმილი წყლის თავისუფალი ზედაპირის გაგრძელებაზე ($[aa'] \cdot B$). ორივე სქემაზე სათანადო წნევის სხეულების განივი კრილების ფართობები ($\Omega_{\text{ფ.ს.}} = \Omega_{\text{abc.ს.}}$) დაშტრიხულია ვერტიკალურად. a სქემაზე წნევის სხეული დაკავებულია წყლით და ამიტომ P_z შემდგენი მიმართული იქნება ქვემოთ, ხოლო b სქემის შემთხვევაში, წნევის სხეული ცარიელია და P_z შემდგენი მიმართულია ზემოთ.

(2.75) ფორმულით განვსაზღვროთ ჯამური ძალის ვერტიკალური P_z შემდგენი a სქემისათვის (წნევის სხეული დადებულია)

$$\begin{aligned} P_z &= G_{\Sigma, \Sigma} = \gamma W_{\Sigma, \Sigma} = \gamma Q_{\Sigma, \Sigma} B = \gamma Q_{abca} \cdot B = \\ &= \gamma B [\varphi \cdot (abb'a')_{\text{მართკ.}} + \varphi \cdot (b'bOc)_{\text{ტრაპ.}} - \varphi \cdot (bOc)_{\text{სკვდ.}}] = \\ &= \gamma B \left[\mu_1 (R - R \cos \varphi) + \frac{(R - R \cos \varphi) + R}{2} \mu_2 - \frac{\pi R^2}{360} \varphi \right] = \\ &= 1,0 \cdot 4,0 \left[1,5 (2,3 - 2,3 \cos 60^\circ) + \frac{(2,3 - 2,3 \cos 60^\circ) + 2,3}{2} \times \right. \\ &\quad \left. \times 2,0 - \frac{3,14 \cdot 2,3^2}{360} \cdot 60 \right] = 9,626 \text{ ტძ.} \end{aligned}$$

bc ზედაპირზე რადიალური მიმართულებით მოქმედო ჯამური წნევის P ძალის სიდიდე (a სქემის მიხედვით)

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} = \sqrt{20^2 + 9,626^2} = 22,195 \text{ ტძ.}$$

ამ ძალის წნევის d ცენტრის მდებარეობის განსაზღვრისათვის (წნევის d ცენტრის კოორდინატების განსაზღვრისათვის) კოორდინატთა სათავე ავირჩიოთ bc ცილინდრული ზედაპირის სიმრუდის O ცენტრში, ხოლო x და z ღერძები მიემართოთ ისე, როგორც ეს ნაჩვენებია 2.35 ნახაზის a სქემაზე. ამის შემდეგ შევადგინოთ (2.78) განტოლებათა სისტემა და განვსაზღვროთ წნევის d ცენტრის x და z კოორდინატები (ანალიზური ხერხით)

$$\left. \begin{aligned} x^2 + z^2 &= R^2 \\ z &= x \operatorname{tg} \alpha \end{aligned} \right\}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{P_z}{P_x} = \frac{9,626}{20,0} = 0,4813; \quad (a)$$

ამიტომ $x^2 + (x \cdot 0,4813)^2 = 2,3^2$, საიდანაც $x = 2,072 \text{ მ} \approx 2,1 \text{ მ}$ და $z = 2,072 \cdot 0,4813 = 0,997 \text{ მ} \approx 1,0 \text{ მ}$. ვინაიდან წნევის d ცენტრი, რომლის კოორდინატებია $x = 2,1 \text{ მ}$ და $z = 1,0 \text{ მ}$, ზუსტად თავსდება bc ზედაპირის კონტურზე (ნახ. 2,35 a), ვრწმუნდებით ჩატარებული გაანგარიშების სისწორეში. ცხადია, P ძალა მიმართულია წნევის d ცენტრში გატარებული მხებისადმი მართობულად, ე. ი. რადიალური მიმართულებისაა და მისი მოქმედების წირი გაივლის სიმრუდის O ცენტრში.

2.35 ნახაზზე გამოსახული b სქემის შემთხვევაში ჯამური ძალის P_z შემდგენის სიდიდე განისაზღვრება უარყოფითი ნიშნის წნევის სხეულ-
6. ნ. ქუთათელაძე

ლის წონით, ე. ი. P_z შემდგენი მიმართული იქნება ზემოთ და მისი სი-
დიდე იქნება

$$\begin{aligned} P_z &= G_{\Sigma, \Sigma} = \gamma W_{\Sigma, \Sigma} = \gamma \Omega_{\Sigma, \Sigma} B = \gamma \Omega_{abca} B = \\ &= \gamma B [\vartheta \cdot (abb'a')_{\text{მართ.}} + \vartheta \cdot (bOc)_{\text{სპ.}} - \vartheta \cdot (b'Oc)_{\text{მართ.}}] = \\ &= \gamma B \left[h_1 (R - R \cos \varphi) + \frac{\pi R^3}{360} \varphi - \frac{1}{2} h_2 R \cos \varphi \right] = \\ &= 1,0 \cdot 4,0 \left[1,5 (2,3 - 2,3 \cos 60^\circ) + \frac{3,14 \cdot 2,3^3}{360} \times \right. \\ &\quad \left. \times 60 - \frac{1}{2} \cdot 2,0 \cdot 2,3 \cos 60^\circ \right] = 13,374 \text{ ტდ.} \end{aligned}$$

ჯამური P ძალის სიდიდე

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} = \sqrt{20^2 + 13,374^2} = 24,090 \text{ ტდ.}$$

წნევის d ცენტრის მდებარეობა განსაზღვრულ შემთხვევაში (ნახ. 2.35 *b*) განისაზღვრება ზემოთ განხილული a სქემის ანალოგიურად (კოორდინატთა სათავე ავირჩიოთ სიმრუდის O ცენტრში, ხოლო x და z ღერძები მიემართოთ ისე, როგორც ეს ნაჩვენებია b სქემაზე)

$$x^2 + z^2 = 2,3^2,$$

$$z = x \operatorname{tg} \alpha = x \frac{P_z}{P_x} = x \frac{13,374}{20,0} = x \cdot 0,6687; \quad (b)$$

ამიტომ $x^2 + (x \cdot 0,6687)^2 = 2,3^2$, საიდანაც $x = 1,91$ მ და $z = 1,91 \cdot 0,6687 = 1,28$ მ. ვინაიდან წნევის d ცენტრი, რომლის კოორდინატებია $x = 1,91$ მ და $z = 1,28$ მ, ზუსტად თავსდება bc ზედაპირის კონტურზე (ნახ. 2.35 *b*), ამიტომ ვერწმუნდებით ჩატარებული გაანგარიშების სისწორეში. ცხადია, ჯამური P ძალას ექნება რადიალური მიმართულება (ე. ი. გაივლის bc ზედაპირის სიმრუდის O ცენტრში).

§ 2.11. არძივმდებ კანონი. სხეულების ცუპვის თეორიის საფუძვლები

1. არქიმედეს კანონი. განვიხილოთ სითხეში მთლიანად ჩაძირული, წონასწორობაში მყოფი AB სხეული (ნახ. 2.36). მასში გამოვეყოთ ვერტიკალური Oz ღერძის პარალელური ელემენტარული ცილინდრი, რომლის ფუძეებია $d\omega_1$ და $d\omega_2$. მათი პორიზონტალური გეგმილის ფართობი ავლნიშნოთ $d\omega_{\text{ჰორ.}}$ -ით.

ცილინდრის ზედა ფუძეზე მოქმედი ელემენტარული წნევის ძალის ვერტიკალური შემდგენი ტოლი იქნება $dP_z = \gamma z_1 d\omega_{\text{ჰორ.}}$ -ის (მიმართულია

ქვემოთ), ხოლო ქვედა ფუძეზე — $dP_z = \gamma z_2 d\omega_{xy}$ -ის (მიმართულია ზემოთ). ვინაიდან $z_2 > z_1$, ამიტომ, ცხადია, გამოყოფილ ცილინდრზე იმოქმედებს ელემენტარული ამწევი ძალა

$$dP_z = dP_{z_1} - dP_{z_2} = \gamma(z_2 - z_1) d\omega_{xy} = \gamma h d\omega_{xy} = \gamma dW, \quad (2.83)$$

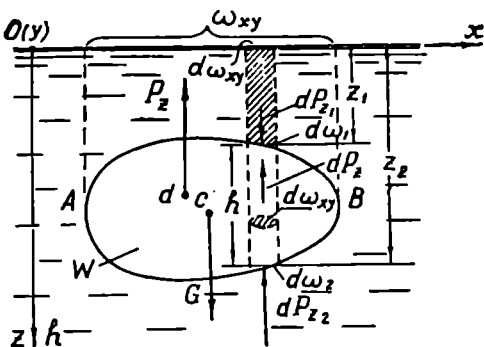
სადაც $h = z_2 - z_1$ არის ელემენტარული ცილინდრის სიმაღლე, ხოლო dW — მისი მოცულობა. (2.83) გამოსახულების ინტეგრირებით AB სხეულის ჰორიზონტალური ω_{xy} ფართობის ფარგლებში (როცა $\gamma = \text{const}$) მივიღებთ მთლიანად AB სხეულზე მოქმედი ამწევი (ამომგდები) P_z ძალის სიდიდეს

$$P_z = \gamma \int_{\omega_{xy}} h d\omega_{xy} = \gamma W, \quad \text{ე. ი.} \quad \boxed{P_z = \gamma W;} \quad (2.84)$$

აქ W არის სითხეში მთლიანად ჩაძირული AB სხეულის სრული მოცულობა. აქვე შენიშვნის სახით აღვნიშნოთ, რომ განსახილველ სხეულზე გარე ძალების ჰორიზონტალური შემდგენების ჯამური ზემოქმედება სხეულის შემომსაზღვრელ ჩაკეტილ ზედაპირზე ნულის ტოლია.

(2.84) გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ სითხეში ჩაძირულ, წონასწორობაში მყოფ სხეულზე მოქმედებს ამწევი (ამომგდები) P_z ძალა (არქიმედესეული ძალა), რომლის სიდიდე განსახილველი სხეულის მიერ გამოდევნილი სითხის წონის (γW) ტოლია და იგი ყოველთვის ვერტიკალურად ზემოთ არის მიმართული. ეს დებულება ატარებს არქიმედეს ცნობილი კანონის სახელწოდებას. დამატებით უნდა აღვნიშნოთ, რომ სხეულზე მოქმედი ამომგდები ძალა არ არის დამოკიდებული სითხის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედ წნევაზე და არც სხეულის ჩაძირვის სიღრმეზე (როცა $\gamma = \text{const}$).

არქიმედეს კანონს ემყარება სხეულების თავისუფალი ცურვის თეორია. ეს კანონი ძალაშია აგრეთვე სითხის ზედაპირზე მოტივტივე სხეულებისათვისაც $P_z = \gamma W'$, სადაც W' სხეულის სითხეში ჩაძირული ნაწილის მოცულობაა და მას მოცულობითი წყალწყვა ეწოდება. P_z



ნახ. 2.36.

ძალის მოდების წერტილი იმყოფება სითხეში ჩაძირული სხეულით გაწოდებული W მოცულობის (ან მოტივტივე სხეულის სითხეში ჩაძირული ნაწილის W' მოცულობის) d ცენტრში, რომელსაც წყალწყვის ცენტრი ეწოდება (ნაწ. 2.36 და 2.37).

არქიმედესეული ძალის გარდა განსახილველ სხეულზე მოქმედებს სხეულის საკუთარი წონის G ძალა; იგი მოდებულია სხეულის სიმძიმის c ცენტრში და მიმართულია ვერტიკალურად ქვემოთ.

წყალწყვის d ცენტრი ზოგად შემთხვევაში არ თანხვდება თვით სხეულის სიმძიმის c ცენტრს, ვინაიდან ხშირ შემთხვევაში განსახილველი მცურავი სხეული არ არის ერთგვაროვანი, ე. ი. მისი ცალკეული ნაწილების წონა მთელ მოცულობაზე განაწილებულია არათანაბრად (წყალქვეშა ნავი, გემი, ბარჯა და სხვ.).

d წყალწყვისა და c სიმძიმის ცენტრების შემაერთებელ OO' წრფეს ცურვის ღერძი ეწოდება და იგი მცურავი სხეულის წონასწორობისას უნდა იყოს ვერტიკალური (ე. ი. d და c ცენტრები უნდა მდებარეობდეს ერთ ვერტიკალზე). მანძილს c და d წერტილებს შორის ეწოდება ექსცენტრისიტეტი და აღინიშნება e ასოთი.

სხეულების ცურვის თეორიაში გამოყენებულია ორი ძირითადი ცნება: სხეულის ცურვადობა და მდგარობა (მდგრადი წონასწორობა). სხეულის ცურვადობა არის სხეულის უნარი ცურავდეს სითხეში მოცემული წონის შემთხვევაში. მდგარობა კი ეწოდება მცურავი სხეულის უნარს, აღიდგინოს გარე ძალების მოქმედებით დარღვეული წონასწორობა ამ ძალების ზემოქმედების შეწყვეტის შემდეგ (ე. ი. მდგარობა ეწოდება მცურავი სხეულის უნარს, აღიდგინოს საწყის მდგომარეობიდან სხეულის გადახრით დარღვეული წონასწორობა გადახრის გამომწვევი გარე ძალების მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ).

ქვემოთ მოკლედ გავეცნოთ სხეულების ცურვის თეორიის ძირითად საკითხებსა და ცნებებს.

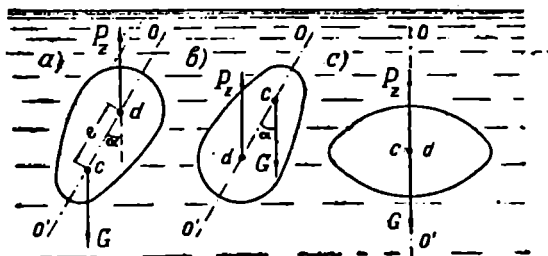
2. სხეულის ცურვადობა. მცურავი სხეულის G წონასა და მასზე მოქმედ ამწევ (ამომგდებ) P_z ძალას შორის თანაფარდობის მიხედვით შესაძლებელია სითხეში ჩაძირული სხეულის ცურვადობის სამი შემთხვევა (მდგომარეობა):

1. როდესაც $G > P_z$, მაშინ სხეული იძირება;

2. როცა $G < P_z$, სხეული ტივტივებს სითხის ზედაპირზე და მხოლოდ ნაწილობრივ არის სითხეში ჩაძირული (W' მოცულობით); ამ დროს დაცულია პირობა $G = P_z' = \gamma W'$ (სადაც P_z' არის სითხეში ნაწილობრივ ჩაძირული სხეულის W' წყალწყვის შესაბამისი ამწვევი ძალა);

3. როცა $G = P_z$, სხეული ცურავს ჩაძირულ მდგომარეობაში; ამ შემთხვევაში იტელისხება, რომ $G = P_z = \gamma W$, სადაც W არის სითხეში მთლიანად ჩაძირული სხეულის სრული წყალწყვა.

პირველ შემთხვევაში G და P_z ძალების ტოლქმედი მიმართულია ქვემოთ და ამიტომ სხეული იძირება. მეორე შემთხვევაში G და P_z ძალების ტოლქმედი მიმართულია ზემოთ და ამიტომ სხეული ამოტივტივდება სითხის ზედაპირზე; მაგრამ სითხის ზედაპირის ზემოთ მისი აწევა გაგრძელდება მანამდე, სანამ ახალი, შემცირებული ამწევი P_z' ძალის სიდიდე არ გახდება სხეულის G წონის ტოლი. მესამე შემთხვევაში, როდესაც $G = P_z$, სითხეში ჩაძირული სხეული შეიძლება იმყოფებოდეს მდგარ, არამდგარ და განურჩეველ წონასწორობაში. როგორც აღვნიშნეთ, მცურავი სხეულის წონასწორობის უზრუნველსაყოფად სხეულის სიმძიმისა (e) და წყალწყვის (d) ცენტრები უნდა მდებარეობდეს ერთ



ნახ. 2.37.

ვერტიკალზე — ცურვის OO' ღერძზე (ნახ. 2.37), წინააღმდეგ შემთხვევაში P_z და G ძალები წარმოქმნის წყვილძალას, რომლის მბრუნავი (გადამყიარებელი) მომენტი გამოიწვევს სხეულის ცურვის ღერძის გადახრას (крен) საწყის ვერტიკალურ მდგომარეობიდან (გარკვეული α კუთხით), რითაც დაირღვევა სხეულის წონასწორობა.

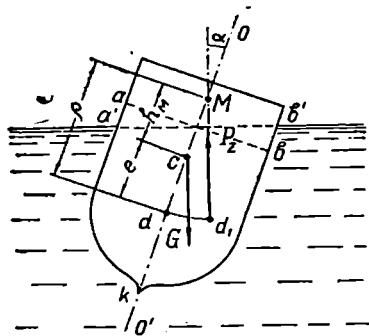
3. სითხის სიღრმეში მცურავი სხეულის მდგარობა. სითხეში მცურავ სხეულზე გარე ძალების ზემოქმედებისას (ქარისა და ტალღების ზემოქმედება გემზე, მკვეთრი მოხვევა და სხვ.) დაირღვევა მისი წონასწორობა, კერძოდ, სხეულის ცურვის OO' ღერძი გადაიხრება ვერტიკალური მიმართულებიდან გარკვეული α კუთხით (ნახ. 2.37 *ა*). როგორც აღვნიშნეთ, მდგარობა ეწოდება სხეულის უნარს, იცუროს სწორ, ნორმალურ მდგომარეობაში და თუ გარე ძალების მოქმედებით იგი გამოყვანილ იქნება ამ მდგომარეობიდან, კვლავ დაუბრუნდეს მას აღნიშნული ძალების მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ.

1. თუ სხეულის სიმძიმის e ცენტრი მდებარეობს წყალწყვის d ცენტრის ქვემოთ, მაშინ საწყის მდგომარეობიდან სხეულის გადახრით წარმოშობილი წყვილძალის მომენტი ეწინააღმდეგება აღნიშნულ გადახრას და გარე ძალების ზემოქმედების შეწყვეტის შემდეგ სხეული აღიდგენს საწყის მდგომარეობას (ნახ. 2.37 *ა*), ე. ი. ცურვის OO' ღერძი

კვლავ დაუბრუნდება ვერტიკალურ მდებარეობას. ϵ და d ცენტრების განხილული მდებარეობა შეესაბამება და უზრუნველყოფს სხეულის ე. წ. მდგარ ცურვას.

2. თუ სხეულის სიმძიმის ϵ ცენტრი მდებარეობს წყალწყვის d ცენტრზე უფრო მაღლა (ნახ. 2.37 ბ), მაშინ ცურვა იქნება არამდგარი, ვინაიდან სხეულის გადახრისას G და P_z ძალები წარმოქმნის გადამბრუნებელ (გადაწყობილებელ) წყვილძალას; გარე ძალებით წონასწორობიდან ერთხელ გამოყვანილი სხეული მათი მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ თავისით აღარ დაუბრუნდება საწყის მდგომარეობას და, პირიქით, სულ უფრო გადაიხრება მისგან.

3. თუ სიმძიმის ϵ ცენტრი და წყალწყვის d ცენტრი შეთავსებულია (ნახ. 2.37 ვ), მაშინ სხეულის ცურვა (წონასწორობა) გაურჩეველია. მოცემულ შემთხვევაში სხეული წონასწორობას ინარჩუნებს ნებისმიერ მდგომარეობაში, ვინაიდან G და P_z ძალები არ წარმოქმნის გადამწყობილებელ წყვილძალას (მაგალითად, სიღრმეში მცურავი სხეულები თანაბრად განაწილებული მასით).



ნახ. 2.38.

4. მოკლე ცნობები ხომალდის (გემის) ცურვის თეორიიდან (წყალზედა ცურვა). წყალზედა ცურვისას განვიხილავთ მხოლოდ სიმეტრიულ სხეულებს (მაგალითად, ხომალდებს), რომელთა ცურვის OO' ღერძი სხეულის სიმეტრიის სიბრტყეში დევს (ნახ. 2.38).

ხომალდის უნარს იცუროს ნაწილობრივად ჩაძირულ მდგომა-

რეობაში ხომალდის ცურვადობა ეწოდება. ხომალდის წყალწყვა ეწოდება ხომალდის ჩაძირული ნაწილის W მოცულობას ან რაც იგივეა — ხომალდით გამოდევნილი წყლის W მოცულობას (ნებისმიერი სხეულისათვის იგი W' -ით იყო აღნიშნული).

უძრავი სითხის ზედაპირზე ცურვადობის (წონასწორობის) აუცილებელ პირობას აქვს შემდეგი სახე

$$G = P_z = \gamma W, \quad (2.85)$$

სადაც G არის ხომალდის წონა ტვირთთან ერთად;

W — ხომალდის წყალწყვა (მოცულობითი წყალწყვა);

γ — წყლის კუთრი წონა.

(2.85) გამოსახულებით შეიძლება დავადგინოთ ხომალდის დასაშვები ტვირთი და დაჯდომა მოცემული წყალწყევისას.

უძრავი წყლის თავისუფალი ზედაპირის გადაკვეთის წირს ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი (გადახრამდე), მაქსიმალურად დატვირთული ხომალდის გვერდით ზედაპირთან ეწოდება საწყისი სატვირთო წყალხაზი (2.38 ნახაზზე საწყის წყალხაზს შეესაბამება ab წირი, ხოლო ე. წ. მოქმედ წყალხაზს — $a'b'$ წირი).

ცურვის სიბრტყე ეწოდება ხომალდის კვეთის სიბრტყეს, რომელიც შემოსაზღვრულია წყალხაზით (ე. ი. ცურვის სიბრტყის კონტურს წარმოადგენს წყალხაზი). ცურვის OO' ღერძი მართობულია ცურვის სიბრტყისადმი.

ხომალდის ცურვადობის მარაგი ხასიათდება განყენებული n კოეფიციენტის სიდიდით

$$n = \frac{\gamma - \gamma_{\text{საშ}}}{\gamma}, \quad (2.86)$$

სადაც γ არის წყლის მოცულობითი წონა;

$\gamma_{\text{საშ}}$ — ხომალდის საშუალო მოცულობითი წონა (ხომალდის კორპუსისა და სასარგებლო ტვირთის).

ცურვადობის უარყოფითი მარაგისას ($n < 0$) ხომალდი იძირება.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ ხომალდის ცურვის (ე. ი. წყალზედა ცურვის) მდგარობის შესანარჩუნებლად აუცილებელი არ არის e ცენტრი წყალწყევის d ცენტრზე დაბლა მდებარეობდეს. 2.38 ნახაზზე წარმოდგენილ შემთხვევაში e წერტილი d წერტილზე მაღლა მდებარეობს, მაგრამ ცურვის მდგარობა მაინც იქნება შენარჩუნებული, ვინაიდან P_z და G წვეტილძალის მომენტი მიმართულია ხომალდის გადახრის საწინააღმდეგო მიმართულებით. ეს იმით აიხსნება, რომ ხომალდის ყოველგვარი გადახრისას ცურვის სიბრტყე ($a'b'$) რჩება პორიზონტალური, ხომალდიდან ჩამოჭრის ჩაძირულ ნაწილს, რომელსაც იგივე W მოცულობა აქვს, რაც ხომალდის გადახრამდე, მაგრამ მისი ფორმა უკვე იცვლება; ამიტომ ახალ, გადახრილ მდგომარეობაში წყალწყევის ცენტრი, რომელიც ადრე d წერტილში იმყოფებოდა, გადაინაცვლებს d_1 წერტილში (ცხადია d_1 წერტილი ახალი, ჩაძირული ნაწილის მოცულობის ცენტრში იქნება მოთავსებული), ხოლო მთელი ხომალდის სიმძიმის e ცენტრის მდებარეობა რჩება უცვლელი. სხეულის სიღრმეში ცურვისას კი როგორც e , ისე d ცენტრების მდებარეობა არ იცვლება.

ცურვის OO' ღერძისა და ამწევი P_z ძალის მიმართულების გადაკვეთის M წერტილს, ხომალდის მცირე ($\alpha \leq 15^\circ$) გადახრისას, ეწოდება მეტაცენტრი. მცირე კუთხეებით გადახრისას M წერტილი პრაქტი-

კულად ინარჩუნებს თავის მდებარეობას ცურვის ღერძზე, ხოლო წყალწყვის d ცენტრი გადაადგილდება p რადიუსიან dd_1 რკალზე (ნახ. 2.38).

მეტაცენტრიდან შემოხაზული წრეხაზის იმ dd_1 რკალის რადიუსს, რომლის გასწვრივ ხდება წყალწყვის d ცენტრის გადაადგილება ხომალდის გადახრისას, ეწოდება მეტაცენტრული რადიუსი და აღინიშნება p -თი (ნახ. 2.38), ე. ი. მეტაცენტრული რადიუსი (p) არის მანძილი მეტაცენტრიდან (M) წყალწყვის d ცენტრამდე. h_M მანძილს M მეტაცენტრიდან ხომალდის სიმძიმის c ცენტრამდე ეწოდება მეტაცენტრული სიმაღლე.

თუ, ზემოთქმულის ანალოგიურად, c და d ცენტრებს შორის მანძილს, ე. ი. ხომალდის ექსცენტრისიტეტს, აღვნიშნავთ e -თი, მაშინ ხომალდის მდგარობის აუცილებელი პირობა შეიძლება გამოისახოს შემდეგი უტოლობით

$$p - e > 0, \text{ ან } h_M > 0. \quad (2.87)$$

თუ c წერტილი d წერტილზე უფრო დაბლაა, მაშინ $h_M = p + e$ და ყოველთვის $h_M > 0$; თუ c ცენტრი მდებარეობს d ცენტრზე უფრო მაღლა, მაშინ $h_M = p - e$ და h_M მეტაცენტრული სიმაღლე შეიძლება იყოს როგორც დადებითი (ნახ. 2.38), ისე უარყოფითიც.

მეტაცენტრული რადიუსის სიდიდე ხომალდის მცირე გადახრისა ($\alpha \leq 15^\circ$) შეიძლება განისაზღვროს ფორმულით

$$p = \frac{I}{W}, \quad (2.88)$$

სადაც I არის ცურვის სიბრტყის ინერციის მომენტი ხომალდის გრძივი ღერძის მიმართ (წყლის თავისუფალი ზედაპირის ღონეზე OO' ღერძის მართობულად გატარებული ღერძის მიმართ); W — ხომალდის წყალწყვა.

ამიტომ მეტაცენტრული სიმაღლისათვის გვექნება

$$h_M = p \pm e = \frac{I}{W} \pm e. \quad (2.89)$$

საბოლოოდ ჩამოვაყალიბოთ ხომალდის მდგარობის (მდგრადი წონასწორობის) შემდეგი პირობები: 1) თუ $h_M > 0$, ხომალდის ცურვა მდგარია; 2) თუ $h_M < 0$, ხომალდის წონასწორობა არამდგარია და 3) თუ $h_M = 0$, ხომალდი იმყოფება განუჩეხელი წონასწორობის მდგომარეობაში.

ამოცანა 2.12. განესაზღვროთ წყალში მცურავი ხის ძელის მდგარობა შემდეგი მონაცემების მიხედვით (ნახ. 2.39): ძელის სიგანე $b = 0,4$ მ, სიმაღლე $h = 0,3$ მ, სიგრძე — $L = 8,0$ მ და კუთრი წონა $\gamma_a = 0,75$ ტ/მ³; წყლის კუთრი წონა — $\gamma = 1,0$ ტ/მ³.

ამოხსნა. 1. წყალში ძელის ჩაძირვის x სიღრმე განესაზღვროთ უძრავი (წყნარი) სითხის ზედაპირზე ცურვადობის აუცილებელ პირობიდან (2.85)

$$G = P_2 = \gamma W,$$

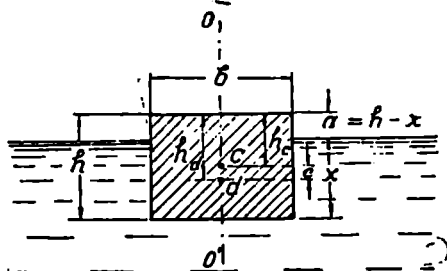
სადაც G არის ხის ძელის წონა, γ — წყლის კუთრი წონა, W — ძელის წყალწყვა (წყალში ჩაძირული ნაწილის მოცულობა) და γW — წყალწყვის წონა. ძელის წონა $G = \gamma_a b h L$; წყალწყვის წონა $\gamma W = \gamma b x L$; მათი გატოლებით განისაზღვრება ძელის ჩაძირული ნაწილის სიღრმე (ჯდომა)

$$x = \frac{\gamma_a}{\gamma} h = \frac{0,75}{1,0} \cdot 0,3 = 0,225 \text{ მ},$$

ე. ი. ძელის წყალზედა ნაწილის სიმაღლე: $a = h - x = 0,3 - 0,225 = 0,075$ მ;

2. ვერტიკალური მანძილი ძელის ზემო წახნაგიდან მისი სიმაღლის c ცენტრამდე

$$h_c = \frac{h}{2} = \frac{0,3}{2} = 0,15 \text{ მ};$$



ნახ. 2.39.

3. ძელის W წყალწყვის d ცენტრი მდებარეობს ძელის ჩაძირული ნაწილის სიმაღლის ცენტრში და ამიტომ ვერტიკალური h_c მანძილი ძელის ზემო წახნაგიდან წყალწყვის d ცენტრამდე

$$h_c = \frac{x}{2} + a = \frac{0,225}{2} + 0,075 = 0,187 \text{ მ};$$

4. ექსცენტრისიტეტი (ვერტიკალური მანძილი c და d ცენტრებს შორის)

$$e = h_c - h_a = 0,187 - 0,15 = 0,037 \text{ მ};$$

5. ძელის ცურვის სიბრტყის (წყალხაზის ფართობის) ინერციის მონენტი ძელის გრძივი ღერძის მიმართ

$$I = \frac{L b^3}{12} = \frac{8,0 \cdot 0,4^3}{12} = 0,043 \text{ მ}^4;$$

6. მეტაცენტრული რადიუსის (ρ) სიდიდე განვსაზღვროთ (2.88) ფორმულით

$$\rho = h_M + e = \frac{I}{W} = \frac{I}{bxL} = \frac{0,043}{0,72} = 0,059 \text{ მ};$$

7. მეტაცენტრული h_M სიმაღლე

$$h_M = \rho - e = 0,059 - 0,037 = 0,022 \text{ მ}.$$

ვინაიდან მეტაცენტრული სიმაღლე დადებითია ($h_M = 0,022 \text{ მ} > 0$), ამიტომ (2.87) უტოლობის თანახმად, მცურავი ძელის მდგარობის აუცილებელი პირობა დატულია.

მესამე თავი

ჰიდროდინამიკის საფუძვლები

§ 3.1. ჰიდროდინამიკის ძირითადი ამოცანა და სითხის მოძრაობის კლასიფიკაცია

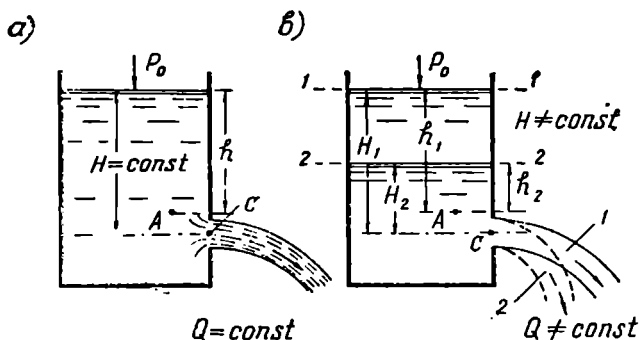
ჰიდროდინამიკა, როგორც ჰიდრავლიკის ნაწილი, შეისწავლის გარე ძალების მოქმედებით გამოწვეულ სითხის მოძრაობას და აგრეთვე სითხესა და მის შემგებ სხეულებს შორის მექანიკური ურთიერთქმედების საკითხებს მათი ფარდობითი მოძრაობისას.

ჰიდროსტატიკის მსგავსად, ჰიდროდინამიკაში ფართოდაა გამოყენებული „იდეალური“ (არაბლანტი) სითხის ცნება. იდეალური სითხისათვის მიღებული ამონახსნები ვრცელდება აგრეთვე რეალურ სითხეზე მის თვისობრივ მახასიათებლებზე სათანადო შესწორებათა შეტანის შემდეგ (პირველ რიგში სიბლანტის თვისებაზე).

ჰიდროდინამიკის ძირითად ამოცანას (ე. წ. შიგა ამოცანას) წარმოადგენს ნაკადის ჰიდროდინამიკური მახასიათებლების, ანუ ე. წ. მოძრაობის ძირითადი კომპონენტების (პარამეტრების) განსაზღვრა. მათ რიცხვს პირველ რიგში მიეკუთვნება: ა) ნაკადის ცალკეულ წერტილებში სითხის ნაწილაკების მოძრაობის u სიჩქარე, რომელსაც ადგილობრივი სიჩქარე ეწოდება, და ბ) ნაკადის ნებისმიერ წერტილში p წნევა, რომელსაც სითხის მოძრაობისას ჰიდროდინამიკური წნევა ეწოდება (მოძრაობის ძირითადი კომპონენტებია აგრეთვე განსახილველი წერტილის სითხეში ჩაძირვის h სიღრმე, ნაკადის საერთო ფორმა და სხვ). u და p კომპონენტების განსაზღვრისას იგულისხმება, რომ მოქმედი გარე ძალები (მასობრივი და ზედაპირული) ცნობილია.

ზოგად შემთხვევაში მოძრაობის u და p კომპონენტების სიდიდეები იცვლება არა მარტო ნაკადის ერთი წერტილიდან მეორეზე გადასვლისას (ე. ი. x, y, z კოორდინატების მიხედვით), არამედ იცვლება აგრეთვე დროის მიხედვითაც (ე. ი. წარმოადგენს აგრეთვე t დროის ფუნქციას). ამასთან დაკავშირებით განასხვავებენ სითხის მოძრაობის ორ ძირითად სახეს (რეჟიმს): დამყარებულ (სტაციონარულ) და დამყარებელ (არასტაციონარულ) მოძრაობას.

სითხის მოძრაობას ეწოდება დამყარებულ, თუ ნაკადის ნებისმიერ წერტილში u სიჩქარე და p წნევა მუდმივი სიდიდეებია, ე. ი. მათი სიდიდე და მიმართულება დროის მიხედვით არ იცვლება. აღნიშ-



ნახ. 3.1.

ნული სიდიდეები შეიძლება შეიცვალოს მხოლოდ ნაკადის ერთი წერტილიდან მეორეზე გადასვლისას.

მაშასადამე, დამყარებული მოძრაობისას u და p სიდიდეები წარმოადგენს მხოლოდ სივრცის წერტილების კოორდინატთა ფუნქციებს

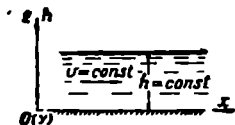
$$u = f_1(x, y, z) \quad \text{და} \quad p = f_2(x, y, z).$$

სითხის დამყარებული მოძრაობის მაგალითებს წარმოადგენს სითხის მოძრაობა მუდმივი კვეთის (პრიზმატულ) ღია არხში მუდმივი სიღრმით (ნახ. 3.2) ან ნაკადის გასწვრივ ცვლადი სიღრმით, მაგრამ ერთსა და იმავე კვეთში მუდმივი სიღრმით (ნახ. 3.4), სითხის მოძრაობა მუდმივ-დიამეტრიან (ნახ. 3.3) ან ცვლადდიამეტრიან (ნახ. 3.5) მილსადენებში, როდესაც მათ საწყის და ბოლო კვეთებს შორის წნევათა სხვაობა (ანუ მილსადენის ე. წ. „მოქმედი დაწნევა“) დროის მიხედვით არ იცვლება, სითხის გამოდინება რეზერვუარის ნახვრეტიდან მუდმივი H დაწნევის დროს (ნახ. 3.1 ა), წყლის მოძრაობა მდინარეში თუ მდინარის ხარჯი უცვლელია და სხვ.

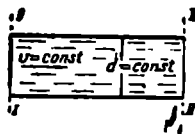
სითხის მოძრაობას ეწოდება დაუწყარებელი, თუ ნაკადის ნებისმიერ წერტილში მოძრაობის ძირითადი u და p მახასიათებლები იცვლება დროის მიხედვითაც, ე. ი. ისინი x , y , z კოორდინატების გარდა წარმოადგენენ აგრეთვე t დროის ფუნქციებს

$$u = f_u(x, y, z, t) \text{ და } p = f_p(x, y, z, t).$$

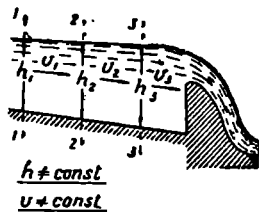
დაუწყარებელი მოძრაობის მაგალითებს წარმოადგენს: ტალღური მოძრაობა ღია არხებსა და წყლით ნაწილობრივ შევსებულ გვირაბებში, „ჰიდრაულიკური დარტყმის“ მოვლენა მილსადენებში, სითხის გამოდინება რეზერვუარის ხვრეტიდან ცვლადი H დაწნევისას (ნახ. 3.1b) და სხვ. რეზერვუარის ნახვრეტიდან სითხის გამოდინებისას, როდესაც ხდება მისი დაცლა (თუ შევწყვეტთ რეზერვუარში სითხის სათანადო რაოდენობით მიწოდებას), დროის მიხედვით მცირდება ხვრეტის H დაწნევა, მცირდება აგრეთვე ნებისმიერი (ფიქსირებული) A წერტილის ჩაძირვის h სიღრმე და ამიტომ აღნიშნულ წერტილში განუწყვეტლივ შემცირდე-



ნახ. 3.2.



ნახ. 3.3.



ნახ. 3.4.

ბა როგორც p წნევა, ისე ადგილობრივი u სიჩქარე (დროის გარკვეულ მომენტში სითხის ღონე დაიწვეს ფიქსირებულ A წერტილზე უფრო დაბლა და u და p კომპონენტები გახდება ნულის ტოლი). მცირდება აგრეთვე ხვრეტიდან გამოდინებული ჰაულის გატყორცნის სიგრძე, იცვლება სითხის ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორია და დროის ერთეულში გამოდინებული სითხის რაოდენობა.

დამყარებული მოძრაობა, თავის მხრივ, იყოფა თანაბარ და არათანაბარ მოძრაობად.

თანაბარი მოძრაობა ეწოდება სითხის დამყარებული მოძრაობის ისეთ სახეს, რომლის დროსაც მოძრაობის ძირითადი კომპონენტები (u , p) არ იცვლება ნაკადის გასწვრივ (x -ის მიმართულებით), ე. ი. აღნიშნული კომპონენტები ინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას ნაკადის განივი კვეთების შესაბამის წერტილებში (ე. ი. u და p სიდიდეები მუდმივია ნაკადის ყოველი განივი კვეთის ტოლი y და z კოორდინატების მქონე წერტილებში).

თანაბარი მოძრაობის მაგალითებს წარმოადგენს წყლის მოძრაობა მუდმივი განიკვეთის მქონე ღია არხში, როდესაც ნაკადის გასწვრივ (x -ის მიმართულებით) წყლის h სიღრმე და ე. წ. საშუალო v სიჩქარე მუდმივია (ნახ. 3.2), სითხის მოძრაობა მუდმივდიამეტრიან (ცილინდრულ) მილსადენში, როდესაც მუდმივია მისი მოქმედი დაწნევა (ნახ. 3.3) და სხვ.

არათანაბარი მოძრაობა ეწოდება დამყარებული მოძრაობის ისეთ სახეს, რომლის დროსაც მოძრაობის ძირითადი კომპონენტები (u, p) იცვლება ნაკადის გასწვრივ (x -ის გასწვრივ), ე. ი. მისი განივი კვეთების მსგავს წერტილებშიც. არათანაბარი მოძრაობისას დინების გასწვრივ იცვლება ნაკადის განივი კვეთის ω ფართობი (ე. წ. „ცოცხალი კვეთის“ ფართობი), მოძრაობის საშუალო v სიჩქარე და ნაკადის h სიღრმე (ან ამ უკანასკნელის ნაცვლად ნაკადის სიგანე).

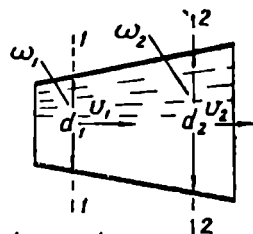
არათანაბარი მოძრაობის მაგალითებს წარმოადგენს წყლის ნაკადის მოძრაობა კაშხალის წინა შეტბორილ უბანზე (ნახ. 3.4), რომლის ფარგლებში $h_1 < h_2 < h_3$ და $v_1 > v_2 > v_3$; სითხის მოძრაობა დახშული მილსადენის კონუსურ უბანზე (ნახ. 3.5), რომლის ფარგლებში $d_1 < d_2$ (ე. ი. $\omega_1 < \omega_2$) და $v_1 > v_2$ და სხვ.

სითხის მოძრაობის გამომწვევი მიზეზებისა და საერთო პირობების მიხედვით განასხვავებენ დაწნევივით და უდაწნეო მოძრაობის რეჟიმებს.

დაწნევივით ეწოდება სითხის ისეთ მოძრაობას დახშულ სადინარებში (მილსადენებში, გვირაბებში), რომლის დროსაც მათი განივი კვეთი მთლიანად შევსებულია სითხით და წნევა ნაკადის ნებისმიერ წერტილში ატმოსფერულზე მეტია (ე. ი. დაწნევითი მოძრაობისას ნაკადს არ აქვს თავისუფალი ზედაპირი).

უდაწნეო მოძრაობა, ანუ ღია დინება, ეწოდება სითხის ისეთ მოძრაობას, რომლის დროსაც ნაკადს აქვს თავისუფალი ზედაპირი (ატმოსფერული წნევით); ასეთ მოძრაობას ვხვდებით როგორც ღია კალაპოტებში, ისე ნაწილობრივ შევსებულ დახშულ სადინარებშიც (გვირაბებში, წყალგამშვებ კოლექტორებში, ღვარსადენებში, საკანალიზაციო მილებში და სხვ.). უდაწნეო რეჟიმისას სითხე მოძრაობს თვითდინებით (სითხის სიმძიმის ძალის მოქმედებით).

სითხის მოძრაობის სახეების კლასიფიკაციის ვრცელი სიიდან გამოვყოფთ: 1) მდოვრედ ცვლად მოძრაობას, ე. ი. სითხის არათანაბარ მოძრაობას, რომლის დროსაც ნაკადის ცალკეული ჰაველები



$$\frac{d}{dx} \neq \text{const}$$

$$\frac{v}{dx} \neq \text{const}$$

ნახ. 3.5.

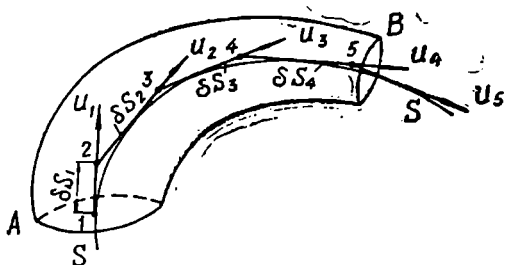
სიმრუდე და მათ შორის კუთხე ძალზე მცირეა და 2) მკვეთრად ცვლად მოძრაობას, ე. ი. სითხის არათანაბარ მოძრაობას, რომლის დროსაც ნაკადის ჰაველების სიმრუდე და მათ შორის კუთხე დიდია.

§ 3-2. სითხის მოძრაობის ბავლისებრი მოდელი. დენის წირი, დენის მილაკი და ელემენტარული ბავლი

„სითხის მოძრაობის ჰაველისებრი მოდელი“ საფუძვლად უდევს პრაქტიკულ ჰიდროდინამიკას და მისი არსი ის არის, რომ სითხის ნაკადი აზრობრივ განიხილება, როგორც შედგენილი ურთიერთგანცალკევებით მოძრავი ელემენტარული ჰაველების (მილაკების) უსასრულოდ დიდი რიცხვისაგან, ე. ი. სითხის ნაკადი წარმოდგენილია როგორც ელემენტარული ჰაველების ერთობლიობა.

ელემენტარული ჰაველის განსაზღვრისა და დახასიათების მიზნით წინასწარ გავეცნოთ ე. წ. დენის წირის ცნებას.

განვიხილოთ დამყარებული რეჟიმით მოძრავი სითხის AB ნაკადი (ნახ. 3.6). ამ ნაკადის ნებისმიერ წერტილში 1 ავაგოთ სიჩქარის u_1 ვექტორი, რომელიც გამოსახავს აღებულ წერტილში ნაკადის სიჩქარის, ანუ ე. წ. აღგებობრივი სიჩქარის სიდიდეს და მიმართულებას (სიჩქარის სიდიდის გრაფიკული გამოსახვისათვის ვიყენებთ გარკვეულ „სიჩქარის მას-



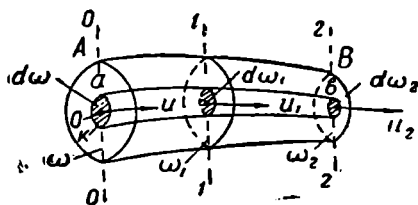
ნახ. 3.6.

შტაბს“). სიჩქარის u_1 ვექტორზე, 1-ლ წერტილიდან მცირე δS_1 მანძილზე დაგნიშნოთ წერტილი 2 და მისგან გავდოთ სიჩქარის u_2 ვექტორი; მე-2 წერტილიდან δS_2 მანძილზე ავირჩიოთ წერტილი 3 და მისგან გავდოთ სიჩქარის u_3 ვექტორი და ა. შ. ნაკადის ბოლომდე. ახლა, თუ აღნიშნულ წერტილებს შორის δS მანძილებს ვამცირებთ ნულამდე და განვაგრძობთ იმავე აგებას, მაშინ ზღვარში 1—2—3—4—5 ტეხილის ნაცვლად მივიღებთ 1-ლ წერტილში გატარებულ $S-S$ მრუდ წირს, რომელსაც დენის წირი ეწოდება. სითხის დაუმყარებელი მოძრაობის ზოგად შემთხვევაში დენის წირი ეწოდება ისეთ წირს, რომლის ყველა წერტილშიც დროის მოცემული მომენტისათვის სიჩქარის ვექტორს ამ წირის მხედის მიმართულება აქვს. სითხის დაუმყარებელი მოძრაობისას ნაკადის ყოველ წერ-

ტორი, რომელიც გამოსახავს აღებულ წერტილში ნაკადის სიჩქარის, ანუ ე. წ. აღგებობრივი სიჩქარის სიდიდეს და მიმართულებას (სიჩქარის სიდიდის გრაფიკული გამოსახვისათვის ვიყენებთ გარკვეულ „სიჩქარის მას-

ტილზე გადის მხოლოდ ერთი დენის წირი, რომელიც დროის მიხედვით (განუწყვეტილად) იცვლის თავის ფორმასა და მდებარეობას. დამყარებული მოძრაობისას კი დენის წირი დროის მიხედვით არ იცვლება და ამიტომ, დამყარებული მოძრაობისას დენის წირი და სათანადო სითხის ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორია ერთმანეთს ემთხვევა (მაგალითად, 3.6 ნახაზზე გამოსახული დენის $\vec{S}$ წირი წარმოადგენს აგრეთვე 1-ლ წერტილში დანიშნული სითხის ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორიასაც).

AB ნაკადის საწყისი კვეთის O წერტილის ირგვლივ გამოვყოთ ელემენტარული $d\omega$ ფართობი (ნახ. 3.7). თუ ამ უსასრულოდ მცირე ფართობის ჩაკეტილი K კონტურის ყოველ წერტილში ავაგებთ (გავატარებთ) დენის წირებს, მაშინ ისინი წარმოქმნიან ზედაპირს, რომელსაც დენის მილაკი ეწოდება. ახლა, თუ $d\omega$ ფართობის ყველა წერტილში ავაგებთ დენის წირებს, მაშინ მივიღებთ ელემენტარულ



ნახ. 3.7.

ტარულ ჰაერს, რომელიც შედგენილია დენის წირების უსასრულოდ დიდი რიცხვისაგან. როგორც ვხედავთ, დენის მილაკი ელემენტარული ჰაერის შემოსაზღვრელი ზედაპირია. ამრიგად, სითხის მოძრაობის „ჰაერისებური მოდელის“ თანახმად, სითხის ნაკადი წარმოადგენს ელემენტარული ჰაერების ერთობლიობას, ხოლო თვით ელემენტარული ჰაერი — დენის წირების ერთობლიობას.

სითხის ელემენტარული ჰაერი ხასიათდება შემდეგი ძირითადი თვისებებით:

1. დამყარებული მოძრაობისას ელემენტარული ჰაერის ფორმა და მდებარეობა დროის მიხედვით არ იცვლება, ვინაიდან დროის მიხედვით უცვლელი რჩება ჰაერის შემადგენელი დენის წირები;

2. ელემენტარული ჰაერის ზედაპირი (დენის მილაკი) „უჟონადია“ მეზობელ ჰაერებში მოძრავი სითხის ნაწილაკებისათვის; მეზობელ ჰაერებს შორის არ ხდება სითხის ნაწილაკების შერევა (ე. ი. დენის წირები დენის მილაკიდან გარეთ არ გამოდის); ჰაერები წარმოადგენს მოძრავი სითხის განცალკევებულ არხებს — მილაკებს;

3. ელემენტარული ჰაერის განივი კვეთის სიმცირის გამო მოძრაობის სიჩქარე (u) მის ყველა წერტილში მიიღება ტოლად (მუდმივად).

§ 3.3. ნაკადის ცოცხალი კვეთი და ხარჯი

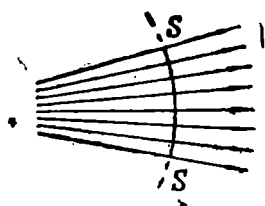
ნაკადის ძირითადი პიდრავლიკური ელემენტების — ცოცხალი კვეთისა და ხარჯის ცნებების განმარტება დავიწყოთ ელემენტარული ჰავლიდან.

ელემენტარული ჰავლის ცოცხალი კვეთი ეწოდება ელემენტარული ჰავლის განივი კვეთის $d\omega$ ფართობს, რომელიც ჰავლის შემადგენელი დენის წირების მართობულია (ნახ. 3.7-ზე $d\omega$, $d\omega_1$, $d\omega_2$).

ელემენტარული ჰავლის ხარჯი (მოცულობითი ხარჯი) ეწოდება სითხის რაოდენობას (მოცულობას), რომელიც დროის ერთეულში გაედინება ჰავლის ცოცხალ კვეთში. ელემენტარული ჰავლის ხარჯი, ანუ ელემენტარული ხარჯი, აღინიშნება dQ -თი. ჰავლის თვისებების საფუძველზე ადვილად მტკიცდება, რომ ელემენტარული ხარჯის სიდიდე ტოლია ჰავლის $d\omega$ ცოცხალი კვეთის ფართობისა და ამ კვეთში მუდმივი u სიჩქარის სიდიდის ნამრავლისა

$$dQ = u d\omega, \left[\frac{L^3}{T} \right]. \quad (3.1)$$

$\frac{dQ}{d\omega} = u$ სიდიდეს ელემენტარული ჰავლის საშუალო სიჩქარე ეწოდება. ნაკადის განხილვისას კი მას სითხის ადგილზე წერტილში აღვადგინოთ სიჩქარე ეწოდება.



ნახ. 3.8.

როგორც აღვნიშნეთ, სითხის ნაკადი წარმოადგენს ელემენტარული ჰავლების ერთობლიობას, ამიტომ ნაკადის ω ფართობის მქონე ცოცხალი კვეთი შეიძლება გამოისახოს, როგორც მისი შემადგენელი ჰავლების ცოცხალი კვეთების $d\omega$ ფართობების ინტეგრალური ჯამი

$$\omega = \int d\omega. \quad (3.2)$$

მკვეთრად ცვლადი დამყარებული მოძრაობის ზოგად შემთხვევაში სითხის ჰავლები (დენის წირები) არ არის ურთიერთპარალელური და ამიტომ ნაკადის ცოცხალი კვეთი (ω) წარმოადგენს ისეთ მრუდწირულ ზედაპირს, რომლის ნებისმიერი წერტილის ნორმალში ემთხვევა იმავე წერტილში დენის წირისადმი გატარებული მხების მიმართულებას (ნახ. 3.8, $\vec{n}$ — $\vec{n}$ ზედაპირი). ცოცხალი კვეთის ცნება შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ სხვაგვარადაც: ნაკადის განივკვეთს, რომელიც გატარებულია ელემენტარული ჰავლების სიჩქარეთა ვექტორების მართობულად და ნაკადის შიგნით

ძეკს, ცოცხალი კვეთი ეწოდება. ცოცხალი კვეთის ფართობი აღინიშნება ω -თი.

ცხადია, სწვრივკვეთური მოძრაობისას ნაკადის ცოცხალი კვეთი წარმოადგენს ნაკადის განივი კვეთის სიბრტყეს, ხოლო მდოვრედ ცვლადი მოძრაობისას იგი უმნიშვნელოდ გაზრდილი და მას ცვლიან ჰეშმარიტი ცოცხალი კვეთისაგან მცირედ განსხვავებული ნაკადის განივი კვეთის სიბრტყით (ბრტყელი კვეთით), ამასთან, ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილებას ამ კვეთის სიბრტყეში ჰიდროსტატიკის ძირითად კანონს უქვემდებარებენ (მკვეთრად ცვლადი მოძრაობისას წნევის განაწილება ნაკადის ცოცხალ კვეთში ჰიდროსტატიკის კანონს აღარ ემორჩილება).

განვმარტოთ ნაკადის ცოცხალ კვეთში საშუალო სიჩქარისა და მასში გავლილი სითხის ხარჯის ცნებები.

სითხის ხარჯი (ნაკადის ხარჯი) ეწოდება სითხის მოცულობას, რომელიც დროის ერთეულში გაედინება ნაკადის ცოცხალ კვეთში. იგი Q -თი აღინიშნება; $[Q] = \left[\frac{L^3}{T} \right]$. ვინაიდან ნაკადი წარმოადგენს ელემენტარული ჰავლების ერთობლიობას, ამიტომ

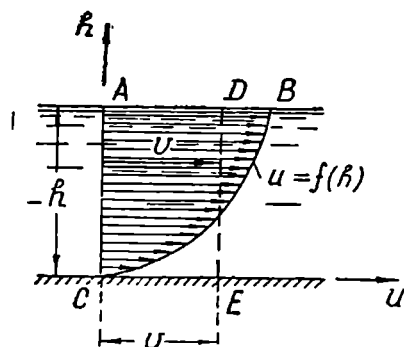
$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_{\omega} u \, d\omega, \quad (3.3)$$

სადაც u არის ნაკადის ადგილობრივი სიჩქარე (სიჩქარე მის ნებისმიერ წერტილში ან ნაკადის შემადგენელი ელემენტარული ჰავლის კვეთში საშუალო სიჩქარე). რეალურ ბლანტ სითხეებში u სიჩქარე ცოცხალი კვეთის სხვადასხვა წერტილებისათვის ცვლიდა, ე. ი. მისი სიდიდით დამოკიდებულია განსახილველი წერტილის მდებარეობაზე ცოცხალ კვეთში და წარმოადგენს y და z კოორდინატების ფუნქციას $u = f(y, z)$; იგულისხმება, რომ x ღერძი მიმართულია ნაკადის გასწვრივ. ნაკადის კვეთში u სიჩქარის განაწილების განზოგადებული ანალიზური კანონი, ე. ი. $f(y, z)$ ფუნქციის სახე, დადგენილი არ არის და ამიტომ არ ხერხდება ხარჯის (3.3) განტოლების უშუალო ინტეგრირება. ამ საკითხის გადასაწყვეტად ჰიდრაულიკაში გამოიყენება ნაკადის ცოცხალ კვეთში საშუალო v სიჩქარის ცნება.

ნაკადის საშუალო სიჩქარე ეწოდება ისეთ თეორიულ (ფიქტიურ) სიჩქარეს, რომლითაც სითხის ყველა ნაწილაკს რომ ემოძრაევა ნაკადის ცოცხალ კვეთში, სითხის ხარჯი იქნებოდა ამ ნაწილაკების ნამდვილი (ჰეშმარიტი) სიჩქარეების შესაბამისი ხარჯის ტოლი.

ნაკადის ცოცხალ კვეთში (ან მის გარკვეულ ვერტიკალზე) ადგი-

ლობრივი μ სიჩქარის (სხვადასხვა სიღრმეზე მდებარე წერტილებში) განაწილების კანონის გრაფიკულ გამოსახულებას სიჩქარის ეპიურა ეწოდება (ნახ. 3.9). ნახაზზე ადგილობრივი μ სიჩქარის ვექტორის სიდიდეები აღებულია სიჩქარის გარკვეულ ხაზოვან მასშტაბში. ნაკადის h ვერტიკალისათვის აგებული სიჩქარის ეპიურის შემომსახვრელი BC წირო, ჩვეულებრივ, პარაბოლური სახის მრუდს წარმოადგენს.



ნახ. 3.9.

თუ ABC ეპიურის ფართობს გავყოფთ ნაკადის h სიღრმეზე, მივიღებთ ამ ეპიურის ტოლი ფართობის მქონე $ADEC$ მართკუთხედის CE სიგანეს, რომელიც გამოსახავს h ვერტიკალზე მუდმივი საშუალო v სიჩქარის სიდიდეს. ცხადია, თანაბარი მოძრაობისას ნაკადის ყველა ცოცხალი კვეთისათვის საშუალო სიჩქარე იქნება მუდმივი; არათანაბარი მოძრაობისას კი — განსხვავებული.

საშუალო სიჩქარის ცნება უფლებას გვაძლევს (3.3) გამოსახულებაში ცოცხალი კვეთის ფარგლებში ცვლადი ადგილობრივი μ სიჩქარე შევცვალოთ მუდმივი v საშუალო სიჩქარით და გამოვიტანოთ იგი ინტეგრალის ნიშნის გარეთ

$$Q = \int_{\omega} u \, d\omega = \int_{\omega} v \, d\omega = v \int_{\omega} d\omega = v\omega,$$

ე. ი. ხარჯის სიდიდე მოცემული ცოცხალი კვეთისათვის გამოისახება ფორმულით

$$Q = v\omega, \left[\frac{L^3}{T} \right]. \quad (3.4)$$

ამრიგად, სითხის ხარჯი ცოცხალი კვეთის ფართობისა და მასში საშუალო სიჩქარის ნამრავლის ტოლია. (3.4) ფორმულით გამოსახული ე. წ. „მოცულობითი ხარჯი“, ჩვეულებრივ, იზომება მ³/წმ-ობით (დიდი ნაკადებისათვის) ან ლ/წმ-ობით (მცირე ნაკადებისათვის).

(3.4) ფორმულის თანახმად, საშუალო სიჩქარე ნაკადის ცოცხალ კვეთში

$$v = \frac{Q}{\omega}, \left[\frac{L}{T} \right]. \quad (3.5)$$

ჰიდრაულიკაში ხშირად გამოიყენება „წონითი G ხარჯის“ ცნება. მოცულობით (Q) და წონით (G) ხარჯებს შორის დამოკიდებულება ასე გამოისახება:

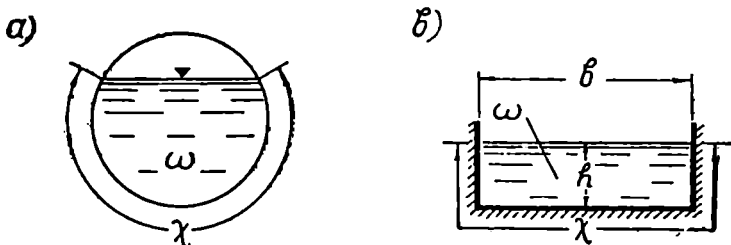
$$G = \gamma Q = \gamma \omega v, \left[\frac{\text{ფ}}{\text{ტ}} \right], \quad (3.6)$$

სადაც γ არის სითხის კუთრი წონა.

წონითი ხარჯი, ჩვეულებრივ, იზომება კგ/წმ, ტ/წმ, ტ/სთ-ით და სხვ.

ახლა განვიხილოთ ნაკადის ცოცხალი კვეთის მახასიათებელი ელემენტების — სველი პერიმეტრისა და ჰიდრაულიკური რადიუსის ცნებები.

სველი პერიმეტრი ეწოდება ნაკადის ცოცხალი კვეთის პერიმეტრის (კონტურის) ნაწილს, რომლის გასწვრივ სითხე ეხება ნაკადის შემომსაზღვრელ მყარ კედელს; იგი χ (ხი) ასოთი აღინიშნება (ნახ. 3.10 ა, ბ). ღია მართკუთხა არხის ცოცხალი კვეთის სველი პერიმეტრის სიგრძე (ნახ. 3.10 ბ) $\chi = b + 2h$; მთლიანად შევსებული r რადიუსიანი წრიული კვეთის შემთხვევაში სველი პერიმეტრი $\chi = 2\pi r = \pi d$ და სხვ.



ნახ. 3.10.

ჰიდრაულიკური რადიუსი ეწოდება ცოცხალი კვეთის ფართობის ფარდობას სველ პერიმეტრთან; იგი R -ით აღინიშნება,

$$\boxed{R = \frac{\omega}{\chi}, [L]}. \quad (3.7)$$

d დიამეტრის მქონე მთლიანად შევსებული წრიული კვეთის სადინარი-სათვის $R = \pi d^2 / 4\pi d = d/4$. როგორც დავინახავთ, ჰიდრაულიკური რადიუსი ახასიათებს ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფორმას.

საინჟინრო პრაქტიკაში ხშირად იყენებენ „ეკვივალენტური დიამეტრის“ ცნებას: $d_{\text{ეკ}} = 4R = 4\omega/\chi$, ე. ი. იგი ტოლია გაოთხედი-

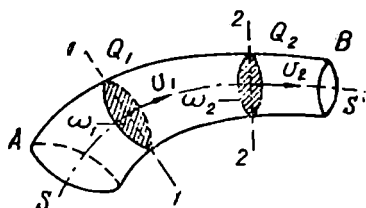
ბული ჰიდრაულიკური რადიუსისა. მთლიანად შევსებული წრიული კვეთისათვის $d_{\text{ჰ}} = 4R = 4d/4 = d$. ღია მართკუთხა არხისათვის (ნახ. 3.10 ბ)

$$d_{\text{ჰ}} = 4R = 4 \frac{\omega}{\gamma} = 4 \frac{bh}{b+2h}.$$

§ 3.4. ხარჯის მუდმივობის განტოლება (ნაკადის უწყვეტობის ჰიდრაულიკური განტოლება)

განვიხილოთ სითხის დამყარებული მოძრაობა ცვლადი კვეთის AB სადინარში (ნახ. 3.11). ავირჩიოთ სადინარის $S-S$ ღერძისადმი მართობული 1—1 და 2—2 კვეთები და განვიხილოთ მათ შორის მოთავსებული ნაკადის უბანი (მოცულობა).

ამ უბანზე 1—1 კვეთიდან Δt დროის განმავლობაში შეედინება სითხის განსაზღვრული M_1 მასა, ხოლო 2—2 კვეთიდან დროის იმავე შედეგში გამოედინება სითხის M_2 მასა. M_1 მასა არ შეიძლება იყოს



ნახ. 3.11.

M_2 მასაზე მეტი, ვინაიდან სითხე უკუმშველია და ნაკადის შემოსაზღვრული კედლები — მყარი. მეორე მხრივ, M_1 მასა არ შეიძლება იყოს M_2 მასაზე ნაკლები, ვინაიდან გველისხმობთ სითხის მოძრაობას მთლიანი, უწყვეტი მასით, როდესაც სითხე მთლიანად ავსებს დაკავებულ სივრცეს (ერთ-ფაზა სითხეში ატმოსფერული წნე-

ვისას არ ხდება ნაკადის მთლიანობის წვეტა, ჰაველების წვეტის შედეგად სიცარიელების წარმოქმნა და სხვ.). მაშასადამე, $M_1 = M_2 = \text{const.}$ განვსაზღვროთ 1—1 და 2—2 კვეთებში Δt დროის განმავლობაში გავლილი სითხის M_1 და M_2 მასები

$$M_1 = \rho_1 Q_1 \Delta t \text{ და } M_2 = \rho_2 Q_2 \Delta t, \quad (3.8)$$

სადაც ρ_1 და ρ_2 სიდიდეები გამოსახავს სითხის სიმკვრივეს ნაკადის სათანადო კვეთებში;

Q_1 და Q_2 კი ნაკადის ხარჯის სიდიდეებია სათანადო კვეთებში.

უკუმშველი ერთგვაროვანი სითხეების შემთხვევაში $\rho_1 = \rho_2 = \text{const}$ და ამიტომ საბოლოოდ მივიღებთ

$$Q_1 = Q_2 = Q = \text{const.} \quad (3.9)$$

(3.9) განტოლებას ხარჯის მუდმივობის განტოლება ეწოდება. ამ განტოლების თანახმად, უკუმშველი სითხის დამყარებული მო-

ძრავის ნაკადის ხარჯი დინების გასწვრივ მუდმივია (ყველა ცოცხალ კვეთში ტოლია). თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $Q = sv$, (3.9) გამოსახულების თანახმად გვექნება

$$\boxed{v_1 a_1 = v_2 a_2 = sv = \text{const.}} \quad (3.10)$$

(3.10) განტოლებას ნაკადის უწყვეტობის პიდრავლიკურ განტოლებას უწოდებენ (იგი მიღებულია ნაკადის უწყვეტობის მოძრავობის პირობისაგან). ამ განტოლების თანახმად, მოძრავობის საშუალო სიჩქარისა და ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობის ნამრავლი მუდმივი სიდიდისა უკუშველი სითხის დამყარებული მოძრავობისა.

(3.10) განტოლებიდან მივიღებთ

$$\boxed{\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_2}{a_1}}, \quad (3.11)$$

ჟ. ი. სითხის დამყარებული მოძრავობის საშუალო სიჩქარეები შესაბამისი ცოცხალი კვეთების ფართობების უკუპროპორციულია. მაგალითად, წრიული კვეთის სადინარებისათვის

$$v_1 = v_2 \left(\frac{a_2}{a_1} \right) = v_2 \left(\frac{d_2^2}{d_1^2} \right)^2,$$

სადაც d_1 და d_2 სათანადო წრიული ცოცხალი კვეთების დიამეტრებია

§ 3.5. ჰიდროდინამიკური მსგავსების თეორიის საფუძვლები. მსგავსების კრიტერიუმები

თანამედროვე საინჟინრო ჰიდრავლიკის განვითარებაში დიდი როლი შეასრულა კვლევის თეორიული და ექსპერიმენტული მეთოდების მჭიდრო დაკავშირებამ და კომპლექსურმა გამოყენებამ. წყლის ნაკადის ფიზიკური არსის შესწავლის მიზნით ექსპერიმენტული კვლევისას ახდენენ ნატურის მსგავსი ჰიდრავლიკური მოვლენების განხორციელებას ლაბორატორიულ პირობებში (მოდელებზე). ექსპერიმენტული მეთოდის საფუძველს წარმოადგენს მექანიკური მსგავსების კანონები და მათზე დამყარებული მოდელების თეორია. მოდელების მეთოდები, თავის მხრივ, იძლევა ლაბორატორიული კვლევის შედეგების ნატურაზე გადართვის საშუალებას. მოდელებზე ჩატარებული გამოკვლევა ნებას გვაძლევს განვაზოგადოთ მიღებული შედეგები ნატურულ მოვლენათა იმ ჯგუფზე, რომლებიც განხილულის მსგავსნი არიან. უნდა აღინიშნოს, რომ ლაბორატორიულ გამოკვლევათა საფუძველზე წარმოებს აგრეთვე თეორიული

კვლევით მიღებული შედეგების დაზუსტება მათი საინჟინრო პრაქტიკაში გამოყენების მიზნით.

ჰიდრავლიკური მოვლენების მოდელირების თანამედროვე თეორია (ჰიდროდინამიკური თეორია) ემყარება ი. ნიუტონის მიერ 1686 წ. დაღვენილ მექანიკური მსგავსების ძირითად კანონს. მოძრავი სითხის მიმართ ეს კანონი შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ შემდეგნაირად: სითხის ნაკადები დინამიკურად (მექანიკურად) მსგავსია, თუ დაცულია შუდმივი თანაფარდობა მათ შესაბამის გეომეტრიულ ელემენტებსა (ზომები, მანძილები, გადაადგილება), სიმკვრივეებსა და შესატყვის წერტილებში ერთი და იმავე მიმართულებით მოქმედ ძალებს შორის.

მოვლენების (ნაკადების) სრული ჰიდროდინამიკური მსგავსების აუცილებელ პირობას წარმოადგენს მათი გეომეტრიული, კინემატიკური და დინამიკური მსგავსება.

ორი ნაკადი (ნატურაში და მოდელზე) გეომეტრიულად მსგავსი იქნება, თუ მათ შესაბამის ხაზოვან l_6 და l_8 ზომებსა, w_6 და w_8 ფართობებსა და W_6 და W_8 მოცულობებს შორის დაცული იქნება შემდეგი საში სახის მუდმივი თანაფარდობა:

$$\frac{l_6}{l_8} = \delta, \quad \frac{w_6}{w_8} = \delta^2 \text{ და } \frac{W_6}{W_8} = \delta^3, \quad (3.12)$$

სადაც δ არის მოდელირების ხაზოვანი მასშტაბი, ანუ სამასშტაბო კოეფიციენტი. იგი გვიჩვენებს, თუ რამდენჯერაა შემცირებული ან გადიდებული მოდელის ზომები ნატურასთან შედარებით; „ნ“ ინდექსით აღნიშნულია ნატურის შესაბამისი ელემენტები, ხოლო „მ“ ინდექსით — მოდელის ელემენტები.

ორი ნაკადი (ნატურა და მოდელი) კინემატიკურად მსგავსი იქნება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ სითხის შესატყვისი ნაწილაკები ნატურაში და მოდელზე შემოხაზავენ გეომეტრიულად მსგავს და სივრცეში მსგავსად ორიენტირებულ ტრაექტორიებს (მსგავსი უნდა იყოს აგრეთვე შესატყვის წერტილებზე გატარებული დენის წირები). აღვნიშნოთ T_6 -ით დროის შუალედი, რომელსაც სითხის ნაწილაკი ანდომებს ნატურაში ტრაექტორიის l_6 მონაკვეთის გავლას, ხოლო T_8 -ით — დროის შუალედი, რომლის განმავლობაში მოდელზე სითხის შესატყვისი ნაწილაკი გაივლის ნატურის მსგავსი ტრაექტორიის l_8 ნაწილს, მაშინ აღნიშნული ნაკადების კინემატიკური მსგავსების აუცილებელი პირობა გამოისახება

$$\frac{T_6}{T_8} = \delta, \quad (3.13)$$

ფარდობის მუდმივობით ნატურისა და მოდელის ნაკადების შესატყვისი ნაწილაკების ნებისმიერი წყვილისათვის. ბ₁-თი აღნიშნულია დროის მუდმივი მასშტაბი. კინემატიკური მსგავსებისა და ცული უნდა იყოს აგრეთვე შემდეგ თანაფარდობათა მუდმივობა:

$$\frac{v_5}{v_3} = \delta, \quad \text{და} \quad \frac{j_5}{j_3} = \delta_j, \quad (3.14)$$

სადაც v_5 და v_3 არის, შესაბამისად, მოძრაობის სიჩქარეები ნატურისა და მოდელის შესატყვის წერტილებში;

j_5 და j_3 — აჩქარებათა სიდიდეები იმავე წერტილებში;

δ , და δ_j — შესატყვისი წერტილების ნებისმიერი წყვილისათვის სიჩქარისა და აჩქარების მოდელირების მუდმივი მასშტაბები.

ნაკადების დინამიკური მსგავსების აუცილებელ პირობას, გარდა მათი გეომეტრიული და კინემატიკური მსგავსებისა, წარმოადგენს ორივე ნაკადის სითხის სიმკვრივეთა ფარდობის მუდმივობა

$$\frac{\rho_5}{\rho_3} = \delta_\rho, \quad (3.15)$$

სადაც ρ_5 და ρ_3 არის, შესაბამისად, ნატურული და მოდელის ნაკადების სიმკვრივეები;

δ_ρ — სიმკვრივის მოდელირების სამასშტაბო კოეფიციენტი.

ჰიდროდინამიკური მსგავსების ნიუტონის კრიტერიუმი. ნატურული ნაკადის W_5 მოცულობის მასა აღნიშნოთ M_5 -ით, ხოლო მოდელის ნაკადის W_3 მოცულობის მასა — M_3 -ით, მაშინ შეიძლება დავწეროთ

$$M_5 = \rho_5 W_5 \quad \text{და} \quad W_3 = \rho_3 W_3$$

და

$$\frac{M_5}{M_3} = \delta_M = \frac{\rho_5 W_5}{\rho_3 W_3} = \delta_\rho \delta^3. \quad (3.16)$$

სიჩქარეებისათვის გვაქვს

$$v_5 = \frac{l_5}{T_5}, \quad \text{და} \quad v_3 = \frac{l_3}{T_3},$$

მაშინ

$$\frac{v_5}{v_3} = \delta_v = \frac{l_5 T_3}{l_3 T_5} = \frac{\delta}{\delta_t}. \quad (3.17)$$

აჩქარებებისათვის შეიძლება დავწეროთ

$$j_6 = \frac{l_6}{T_6^2} \quad \text{და} \quad j_8 = \frac{l_8}{T_8^2},$$

მაშინ

$$\frac{j_6}{j_8} = \delta_j = \frac{l_6 T_8^2}{l_8 T_6^2} = \frac{\hbar}{\hbar_0^2}. \quad (3.18)$$

(3.16)–(3.18) გამოსახულებებით სარგებლობენ მასების, სიჩქარეებისა და აჩქარებათა მოდელირების მასშტაბების განსაზღვრისას.

განსახილველი ნაკადების მოძრაობის გამომწვევი შესატყვისი ძალების მოდელირების მასშტაბის განსაზღვრისათვის ეს ძალები ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$P_6 = M_6 j_6 \quad \text{და} \quad P_8 = M_8 j_8,$$

სადაც P_6 და P_8 —, შესაბამისად, ნატურულ და მოდელის ნაკადებზე მოქმედი ერთი და იმავე ბუნების შესატყვისი ძალებია.

მასებისა და აჩქარებათა მნიშვნელობების შეტანით მივიღებთ

$$P_6 = \frac{\rho_6 W_6 l_6}{T_6^3} = \frac{\rho_6 W_6 l_6^2}{T_6^2 l_6} = \frac{\rho_6 W_6 v_6^2}{l_6}$$

და

$$P_8 = \frac{\rho_8 W_8 l_8}{T_8^3} = \frac{\rho_8 W_8 l_8^2}{T_8^2 l_8} = \frac{\rho_8 W_8 v_8^2}{l_8}.$$

ძალების ფარდობა კი ტოლია

$$\frac{P_6}{P_8} = \frac{\rho_6 W_6 v_6^2 l_8}{l_8 \rho_8 W_8 v_8^2} = \frac{\rho_6 l_6^2 v_6^2}{\rho_8 l_8^2 v_8^2},$$

ვინაიდან

$$\frac{W_6}{W_8} = \delta^3 = \frac{l_6^3}{l_8^3}.$$

ამრიგად, ნაკადების (ნატურული და მოდელის) ჰიდროდინამიკური მსგავსებისათვის უნდა იყოს დაცული შემდეგი თანაფარდობის მუდმივობა:

$$\frac{P_6}{P_8} = \frac{\rho_6 l_6^2 v_6^2}{\rho_8 l_8^2 v_8^2} = \text{const} = N_c. \quad (3.19)$$

(3.19) ტოლობა წარმოადგენს პიდროდინამიკური მსგავსების ძირითადი კანონის მათემატიკურ გამოსახვას: დინამიკურად მსგავს ნაკადებში ერთი და იმავე ბუნების შესატყვისი ძალებს შორის თანაფარდობა უნდა იყოს მუდმივი (ასეთი ძალების ნებისმიერი წყვილისათვის). აღნიშნულ თანაფარდობას (3.19) ნიუტონის კრიტერიუმში, ანუ ნიუტონის რიცხვი ეწოდება და აღინიშნება Ne -თი. ამრიგად, ზარი მოვლენის ან ნაკადის პიდროდინამიკური მსგავსებისათვის აუცილებელია ნიუტონის კრიტერიუმის დაკმაყოფილება ($Ne = idem$).

პიდროდინამიკური მსგავსების ნიუტონის კანონი შეიძლება გამოისახოს მოდელირების სამასშტაბო მამრავლებითაც

$$\frac{P_6}{P_3} = \delta_P = \frac{\rho_6 W_6 j_6}{\rho_3 W_3 j_3} = \delta_\rho \delta^3 j,$$

მაგრამ, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\delta_j = \delta/\delta_i^2$ და $\delta_i = \delta/\delta_i$ (3.18 და 3.17 ტოლობათა თანახმად), მაშინ გვექნება

$$\delta_P = \delta_\rho \frac{\delta^4}{\delta_i^2} = \delta_\rho \delta^2 \delta_i^2$$

და

$$\frac{\delta_P}{\delta_\rho \delta^2 \delta_i^2} = 1. \quad (3.20)$$

მივიღეთ მსგავსების ნიუტონისეული კანონის გამოსახულება სამასშტაბო მამრავლებში (აქ δ_P არის ძალების მოდელირების მასშტაბი).

სითხეებზე მოქმედი ძალების ფიზიკურ თავისებურებათა გამო მსგავსების (3.19) და (3.20) ზოგადი პირობების დაცვა პრაქტიკულად შეუძლებელია, ამიტომ ცდილობენ მსგავსების პირობების, ანუ ე. წ. მსგავსების კრიტერიუმების ჩამოყალიბებას და დადგენას კერძო შემთხვევისათვის, როდესაც სითხეზე მოქმედი ძალებიდან შეიძლება გამოიყოს ერთი რომელიმე, მოძრაობის ბუნების განმსაზღვრელი ძალა.

ქვემოთ განვიხილოთ მსგავსების კრიტერიუმები მოვლენის განმსაზღვრელი ძალების გათვალისწინებით.

ფრუდის კრიტერიუმი (გრავიტაციული მსგავსების კანონი). ნაკადის მოძრაობის ხშირ შემთხვევებში სითხეზე მოქმედი სიმძიმის ძალები მნიშვნელოვნად ჭარბობს სხვა ბუნების ძალებს (მაგალი-

თად, მოძრაობისადმი წინაღობის ძალებს) და ძირითადად განაპირობებს განსახილველ ჰიდრავლიკურ მოვლენას. ამ შემთხვევაში ნატურისა და მოდელის ნაკადებზე მოქმედი შესატყვისი სიმძიმის ძალები განისაზღვრება შემდეგი სახით:

$$P_6 = \gamma_6 W_6 = \rho_6 g_6 W_6 \quad \text{და} \quad P_9 = \gamma_9 W_9 = \rho_9 g_9 W_9,$$

სადაც g_6 და g_9 ნატურისა და მოდელის ნაკადების შესაბამისი სიმძიმის ძალის აჩქარებებია;

ამ ძალების ფარდობა

$$\frac{P_6}{P_9} = \frac{\rho_6 g_6 W_6}{\rho_9 g_9 W_9} = \frac{\rho_6 g_6 l_6^3}{\rho_9 g_9 l_9^3}. \quad (3.21)$$

ვინაიდან, (3.19) ტოლობის თანახმად $P_6/P_9 = \text{const}$, ამიტომ

$$\frac{\rho_6 g_6 l_6^3}{\rho_9 g_9 l_9^3} = \frac{\rho_6 l_6^2 v_6^3}{\rho_9 l_9 v_9^3},$$

საიდანაც

$$\frac{g_6 l_6}{g_9 l_9} = \frac{v_6^2}{v_9^2}$$

ან

$$\frac{v_6^2}{g_6 l_6} = \frac{v_9^2}{g_9 l_9} = \text{const} = Fr. \quad (3.22)$$

(3.22) ტოლობა გამოსახავს ჰიდროდინამიკური მსგავსების კერძო შემთხვევას, როდესაც სჭარბობს სითხეზე მოქმედი სიმძიმის ძალები. მას გრავიტაციული მსგავსების ფრუდის კანონი ეწოდება. მუდმივ, უგანზომელებო Fr სიდიდეს ეწოდება ფრუდის კრიტერიუმი, ანუ ფრუდის რიცხვი.

ამრიგად, სიმძიმის ძალების მოქმედებით მოძრავი სითხის ორი ნაკადის დინამიკური მსგავსებისათვის აუცილებელია ამ ნაკადებისათვის განსაზღვრული ფრუდის რიცხვის ტოლობა.

გრავიტაციული მოდელირების უმრავლეს შემთხვევაში $g_6 = g_9$ და ამიტომ ფრუდის კრიტერიუმი შეიძლება წარმოვადგინოთ უფრო მარტივად

$$\frac{v_6^2}{l_6} = \frac{v_9^2}{l_9} = Fr = \text{const}. \quad (3.23)$$

გრავიტაციული მოდელირების კანონი ფართოდაა გამოყენებული ჰიდრონავიგაციათა ლაბორატორიული გამოკვლევისას.

მოდელებზე მიღებული შედეგებისა და ჰიდრავლიკური ელემ-

მენტების ნატურაზე გადასაანგარიშებლად უნდა გამოვიყენოთ ზემოთ მიღებული გამოსახულებები (3.12), (3.17), (3.19) და (3.22).

1) სიჩქარის გადასაანგარიშებლად (3.23) ტოლობიდან მივიღებთ

$$\frac{v_6^2}{v_8^2} = \frac{l_6}{l_8} = \delta,$$

საიდანაც

$$v_6 = v_8 \sqrt{\delta}; \quad (3.24)$$

2) ხარჯისათვის

$$\frac{Q_6}{Q_8} = \frac{w_6 v_6}{w_8 v_8} = \delta^2 \sqrt{\delta}$$

ან

$$Q_6 = Q_8 \delta^2 \sqrt{\delta} = Q_8 \delta^{2.5}; \quad (3.25)$$

3) დროისათვის გვექნება

$$\frac{l_6}{T_6} = v_6 \quad \text{და} \quad \frac{l_8}{T_8} = v_8;$$

აქედან

$$\frac{l_6 T_8}{T_6 l_8} = \frac{v_6}{v_8} \quad \text{ან} \quad \frac{T_6 l_8}{T_8 l_6} = \frac{v_8}{v_6},$$

ე. ი.

$$\frac{T_6}{T_8} = \frac{l_6 v_8}{l_8 v_6} = \frac{\delta}{\sqrt{\delta}} = \sqrt{\delta}$$

ან

$$T_6 = T_8 \sqrt{\delta}; \quad (3.26)$$

4) ძალის გადასაანგარიშებლად (3.21) გამოსახულებიდან, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $g_6 = g_8$, გვექნება

$$\frac{P_6}{P_8} = \frac{\rho_6 l_6^3}{\rho_8 l_8^3} = \delta^3$$

ან

$$P_6 = P_8 \delta^3; \quad (3.27)$$

5) წნევისათვის

$$\frac{p_6}{p_8} = \frac{P_6 w_8}{P_8 w_6} = \frac{\delta^3 \delta^2}{\delta^2} = \delta^3$$

ან

$$P_6 = P_3 \delta_p \delta; \quad (3.28)$$

6) ქანობისათვის

$$\frac{I_6}{I_3} = \frac{H_6 l_3}{l_6 H_3} = \frac{\delta}{\delta} = 1,0,$$

შ. ი.

$$I_6 = I_3. \quad (3.29)$$

რეინოლდსის კრიტერიუმი (მოძრაობისადმი წინააღმდეგობის ძალებით მოღველიერების კანონი). იმ შემთხვევაში, როდესაც მოძრავ სითხეზე მოქმედ ძალებიდან ჰარბობს სითხის შიგა ხახუნის ძალები (სიბლანტის ძალები), ჰიდროდინამიკური მსგავსების ჰიპოთეზა კანონი (3.19) მოიღებს სხვა სახეს.

როგორც ვიცით, სითხის შიგა ხახუნის ძალა, ნიუტონის ჰიპოთეზის თანახმად, ასე გამოისახება:

$$T = \mu S \frac{du}{dh}, \quad (3.30)$$

სადაც T არის სითხის შიგა ხახუნის ძალა; შემდგომში იგი ნატურისათვის და მოღველისათვის აღვნიშნოთ, შესაბამისად, $T_{\text{ხ.გ}}$ და $T_{\text{ხ.ბ}}$ -ით;

S — სითხის მოძრავ ზრეთა შეხების (სრიალის) ზედაპირის ფართობი.

(3.30) ფორმულაში შემავალ ფიზიკურ სიდიდეთა განზომილებების გათვალისწინებით გვექნება

$$T_{\text{ხ.გ}} = \mu_6 l_6^2 v_6 l_6^{-1} \quad \text{და} \quad T_{\text{ხ.ბ}} = \mu_3 l_3^2 v_3 l_3^{-1};$$

მათი ფარდობა

$$\frac{T_{\text{ხ.გ}}}{T_{\text{ხ.ბ}}} = \frac{\mu_6 l_6 v_6}{\mu_3 l_3 v_3}.$$

მეორე მხრივ, დინამიკურად მსგავს ნაკადებისათვის უნდა იყოს დაცული შესატყვისი ძალების ფარდობის მუდმივობა (3.19), ანუ რაც იგივეა, ნიუტონის რიცხვის მუდმივობა

$$\frac{P_6}{P_3} = \frac{T_{\text{ხ.გ}}}{T_{\text{ხ.ბ}}} = \frac{\rho_6 l_6^2 v_6^2}{\rho_3 l_3^2 v_3^2} = N_e = \text{const.}$$

მაშასადამე,

$$\frac{\mu_6 l_6 v_6}{\mu_3 l_3 v_3} = \frac{\rho_6 l_6^2 v_6^2}{\rho_3 l_3^2 v_3^2} \quad \text{ან} \quad \frac{l_6 v_6}{\mu_6} = \frac{l_3 v_3}{\mu_3},$$

$$\frac{v_6 l_6}{v_8} = \frac{v_8 l_8}{v_8} = \text{const} = R_e, \quad (3.31)$$

სადაც v_6 და v_8 — სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტებია, შესაბამისად, ნატურისა და მოდელის ნაკადებისათვის.

უგანზომილებო R_e სიდიდეს რეინოლდსის კრიტერიუმი, ანუ რეინოლდსის რიცხვი ეწოდება (ხაზოვან l პარამეტრად მილსადენებისათვის განიხილება d დიამეტრი).

ამრიგად, შიგა ხახუნის ძალების სიჭარბისას ორი ნაკადის დინამიკური მსგავსებისათვის აუცილებელია ამ ნაკადებისათვის განსაზღვრული რეინოლდსის რიცხვის ტოლობა.

აღსანიშნავია, რომ შეუძლებელია ისეთი მოდელის განხორციელება, რომელიც ერთდროულად დააკმაყოფილებდა ფრუდისა და რეინოლდსის მოდელირების კანონებს (პირობებს).

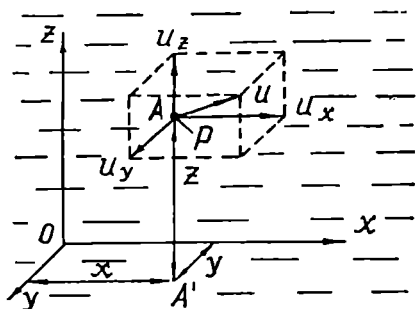
მეოთხე თავი

სითხის მოძრაობის ძირითადი განტოლებები

§ 4.1. იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები

ჰიდროდინამიკის ერთ-ერთი ძირითადი ამოცანაა, როგორც აღინიშნა (§ 3.1), მოძრაობის ძირითადი კომპონენტების — სითხის ნებისმიერ წერტილში ჰიდროდინამიკური წნევისა და სითხის ნაწილაკების მოძრაობის სიჩქარის განსაზღვრა (ცხადია, აქ იგულისხმება აგრეთვე მთელი ნაკადის საშუალო სიჩქარის განსაზღვრის აუცილებლობა). აღნიშნულ ამოცანების გადასაწყვეტად საჭიროა სითხის მოძრაობის ისეთი განტოლებები, რომლებიც კავშირს დაამყარებენ სითხის ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარის, აჩქარებისა და მასზე მოქმედ ძალებს შორის. ამ დანიშნულებას ჰიდროდინამიკაში ასრულებს იდეალური სითხის მოძრაობის ძირითადი დიფერენციალური განტოლებები, რომლებიც პირველად მიიღო ლეონარდ ეილერმა ჯერ კიდევ 1755 წელს. (ეს განტოლებები ეილერმა გამოაქვეყნა უფრო გვიან, 1769 წ. „პეტერბურგის მეცნიერებათა აკადემიის მოაზრებში“).

ამ განტოლებების გამოსაყვანად მოძრავ იდეალურ სითხეში განვიხილოთ x , y და z კოორდინატებიანი ნებისმიერი A წერტილი (ნახ. 4.1). ჰიდროდინამიკური წნევა A წერტილში აღენიშნოთ p -თი, ხოლო დროის განსაზღვრულ მომენტში ამ წერტილში მყოფი სითხის ნაწილაკის სიჩქარე — u -თი. u სიჩქარის (ადგილობრივი სიჩქარის) გეგმილები კოორდინატთა ღერძებზე აღენიშნოთ, შესაბამისად, u_x , u_y და u_z -ით.



ნახ. 4.1.

ჰიდროსტატიკაში მიღებული აღნიშვნების ანალოგიურად X , Y და Z -ით აღენიშნოთ განსახილველი სითხის (სითხის ნაწილაკის) მასის ერთეულზე მოქმედი ჯამური მოცულობითი (მასობრივი) ძალის, ე. ი. მისი ჯამური აჩქარების, გეგმილები სათანადო კოორდინატთა ღერძებზე.

მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები აღვიღებთ მიიღება წონასწორობაში მყოფი სითხის დიფერენციალური განტოლებებიდან, თუ, დალამბერის პრინციპის თანახმად, ამ განტოლებებში დამატებით შევიტანთ სითხის ერთეულ მასაზე მოქმედ გადატანითი მოძრაობის ინერციის ძალის (ე. ი. ინერციის ძალის აჩქარების) გეგმილებს კოორდინატთა ღერძებზე

$$j_x = -\frac{du_x}{dt}; \quad j_y = -\frac{du_y}{dt} \quad \text{და} \quad j_z = -\frac{du_z}{dt}. \quad (4.1)$$

მინუს ნიშანი (4.1) გამოსახულებებში გვიჩვენებს, რომ ინერციის ძალა მიმართულია გადატანითი მოძრაობის აჩქარების საწინააღმდეგოდ.

ამრიგად, თუ სითხის წონასწორობის ეილერის დიფერენციალურ განტოლებებში შევიტანთ ინერციის ძალის აჩქარების გეგმილებს სათანადო ნიშნით, მივიღებთ:

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{du_x}{dt} = 0;$$

$$Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{du_y}{dt} = 0;$$

$$Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{du_z}{dt} = 0.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{du_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \\ \frac{du_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

მივიღეთ ეილერის დიფერენციალური განტოლებები იდეალური სითხის მოძრაობისათვის. ისინი კავშირს ამყარებენ მასობრივ ძალებსა — X , Y და Z აჩქარებათა გვემილებს სახით, სიჩქარეებსა — ინერციის ძალის $\frac{du_x}{dt}$, $\frac{du_y}{dt}$ და $\frac{du_z}{dt}$ აჩქარებების გვემილებს სახით, პიდროდინამიკურ წნევასა — წნევის $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$ და $\frac{\partial p}{\partial z}$ გრადიენტების სახით და სითხის ρ სიმკვრივეს შორის.

§ 4.2. იდეალური სითხის უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლება

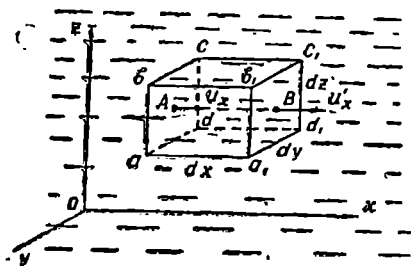
უნდა აღინიშნოს, რომ პიდროდინამიკის ერთ-ერთ ძირითად ამოცანას წარმოადგენს მოძრაობის ოთხი უცნობი კომპონენტის — p , u_x , u_y და u_z -ის განსაზღვრა. მათ დამაკავშირებელ საანგარიშო განტოლებათა (4.2) რიცხვი კი სამია. ამიტომ სისტემის თავსებადობისათვის საჭიროა მეოთხე საანგარიშო განტოლების შემუშავება. ასეთ განტოლებად მიიღება სითხის უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლება; იგი აკავშირებს სითხის ნაწილაკის მოძრაობის u სიჩქარის u_x , u_y და u_z გვემილებს.

უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლების გამოყენებისას განიხილება ისეთი ნაკადი, რომელიც უწყვეტად ავსებს დაკავებულ სივრცეს. ეს განაპირობებს მოძრაობას სითხის მასის რაოდენობრივი ცვლილების გარეშე (იგულისხმება სითხის მოძრაობა ერთიანი — უწყვეტი მასით).

მოძრავ სითხეში გამოვყოთ dx , dy და dz წიბოებიანი უძრავი ელემენტარული $abcd a_1 b_1 c_1 d_1$ პარალელებიპედი (ნახ. 4.2). დავეუშვათ, რომ პარალელებიპედის Ox ღერძისადმი მართობულ $abcd$ წახნაგის ცენტრში მდებარე A წერტილში სიჩქარე u -ს ტოლია, ხოლო მისი გვემილება u_x , u_y და u_z . პარალელებიპედის $a_1 b_1 c_1 d_1$ წახნაგის ცენტრში მდებარე A წერტილიდან dx მანძილით დაშორებულ B წერტილში სიჩქარე

იქნება u სიჩქარისაგან განსხვავებული (ზოგად შემთხვევაში u სიჩქარე სივრცის x, y, z კოორდინატების ფუნქციაა) და იგი აღენიშნოთ u' -ით.

წნევის გრადიენტის ცნების ანალოგიურად, u სიჩქარის (მისი u_x გეგმილის) AB წირის გასწვრივ ცვლილების დახასიათების მიზნით, შე-



ნახ. 4.2.

მოვიღოთ სიჩქარის $\frac{\partial u_x}{\partial x}$ გრადი-

ენტის ცნება. იგი პრაქტიკულად გამოსახავს სითხის მოძრაობა ნაწილაკის სიჩქარის u_x შემდგენის ცვლილებას AB წირის სიგრძის ერთეულზე (კერძო წარმოებული აღებულია იმიტომ, რომ A წერტილიდან B -ში გადასვლისას იცვლება მხოლოდ x კოორდინატი). აღნიშნულის საფუძველზე B წერ-

ტილში სიჩქარის u_x' შემდგენის სიდიდე შეიძლება გამოისახოს ასე

$$u_x' = u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx.$$

იმის გამო, რომ ელემენტარული პარალელებიდის წახნაგების ფართობები წარმოადგენს მეორე რიგის უსასრულოდ მცირე სიდიდეებს, ამიტომ u_x და u_x' სიჩქარეები მივიჩნიოთ სათანადო წახნაგების ყველა წერტილისათვის მუდმივ საშუალო სიჩქარეებად.

გამოვთვალოთ სითხის მასა, რომელიც შეედინება პარალელებიდში $abcd$ წახნაგიდან Ox ღერძის გასწვრივ dt დროის განმავლობაში, და სითხის მასა, რომელიც გამოედინება მისგან $a_1b_1c_1d_1$ წახნაგის გავლით Ox ღერძის გასწვრივ დროის იმავე შუალედში.

dt დროში $dydz$ ფართობის მქონე $abcd$ წახნაგიდან პარალელები-პედში Ox ღერძის გასწვრივ შეედინება სითხის მასა

$$\rho dy dz u_x dt,$$

ხოლო იმავე ფართობის მქონე $a_1b_1c_1d_1$ წახნაგიდან იმავე dt დროში გამოედინება სითხის მასა

$$\rho dy dz \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dt.$$

სითხის მასის ცვლილება (ნამატი) პარალელებიპედში Ox ღერძის მიმართულებით dt დროის განმავლობაში წარმოადგენს ზემოთ განსაზღვრული ორი მასის სხვაობას

$$\rho dy dz \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} dx \right) dt - \rho dy dz u_x dt = \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dy dz dt. \quad (4.3)$$

თუ შევადგენთ მსგავს გამოსახულებებს Oy და Oz ღერძებისადმი მართობულ პარალელუბების წახნაგებისათვის, მივიღებთ მასის ცვლილებათა შესაბამის სიდიდეებს აღნიშნული ღერძების გასწვრივ

$$\rho \frac{\partial u_y}{\partial y} dx dy dz dt \text{ და } \rho \frac{\partial u_z}{\partial z} dx dy dz dt. \quad (4.3')$$

ვინაიდან სითხე ითვლება უკუმშველად და პარალელუბების ფარგლებში იგულისხმება სითხის მოძრაობა ერთიანი — უწყვეტი მასით, ამიტომ პარალელუბებში მოძრაობა სითხის მასის ცვლილებათა საერთო ჯამში (სამივე x , y და z მიმართულებით) უნდა იყოს ნულის ტოლი

$$\rho \frac{\partial u_x}{\partial x} dx dy dz dt + \rho \frac{\partial u_y}{\partial y} dx dy dz dt + \rho \frac{\partial u_z}{\partial z} dx dy dz dt = 0,$$

საიდანაც საბოლოოდ მივიღებთ

$$\boxed{\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0.} \quad (4.4)$$

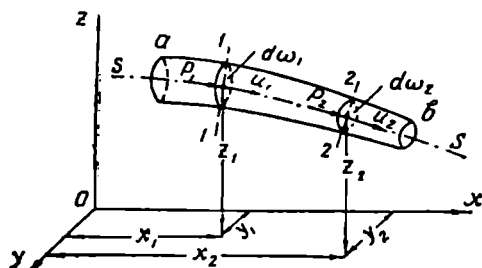
(4.4) გამოსახულებას ეწოდება უკუმშველი იდეალური სითხის ($\rho = \text{const}$) უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლება; იგი თავსებადს ზღის სითხის მოძრაობის დიფერენციალურ განტოლებათა ეილერის სისტემას (ე. ი. წარმოადგენს ჰიდროდინამიკის ძირითად დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის მეოთხე განტოლებას)

§ 4.3. დ. ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ელემენტარული ჰავლისათვის

სითხის მოძრაობის ძირითადი განტოლება, რომელიც აკავშირებს მოძრაობის სიჩქარესა და ჰიდროდინამიკურ წნევას, დ. ბერნულმა მიიღო ჯერ კიდევ 1738 წ. მოძრაობა სითხისადმი „ცოცხალი ძალის კანონის“ გამოყენების საფუძველზე. იგივე განტოლება ლ. ეილერმა გამოიყვანა 1755 წ. მოძრაობის ძირითად დიფერენციალურ განტოლებათა ინტეგრირების გზით. ჩვენ პირველად განვიხილოთ ბერნულის განტოლების გამოყვანის ეილერისეული ხერხი, ვინაიდან იგი ეყრდნობა მკაცრ ანალიზურ მეთოდს; ამ პარაგრაფში გავეცნოთ აგრეთვე ბერნულის განტოლების გამოყვანას ელემენტარული გზით — „ცოცხალი ძალის კანონის“ გამოყენებით.

ჯერ გავეცნოთ დ. ბერნულის განტოლების გამოყვანას იდეალური სითხის ელემენტარული ჰავლისათვის, შემდეგ პარაგრაფებში კი გავავრცელოთ ეს განტოლება რეალური სითხის ელემენტარულ ჰავლზე და აგრეთვე მთელ ნაკადზე.

განვიხილოთ იდეალური სითხის ნაწილაკის (ელემენტის) დამყარებული მოძრაობა ab ელემენტარული ჰაერის ფარგლებში განლაგებული $S-S$ ტრაექტორიის გასწვრივ (ნახ. 4.3). da_1 ფართობის მქონე ჰაერის 1—1 ცოცხალ კვეთში ამ ნაწილაკზე მოქმედი ჰიდროდინამიკური წნევა აღვნიშნოთ p_1 -ით, ხოლო მოძრაობის სიჩქარე — u_1 -ით; განსახილველი



ნახ. 4.3.

ნაწილაკის გადანაცვლების შემდეგ $S-S$ დენის წირის (ტრაექტორიის) გასწვრივ da_2 ფართობის მქონე ჰაერის 2—2 ცოცხალ კვეთში ნაწილაკზე მოქმედი ჰიდროდინამიკური წნევა აღვნიშნოთ p_2 -ით, ხოლო მოძრაობის სიჩქარე — u_2 -ით. განსახილველ 1—1 და 2—2 კვეთებში ნაწილაკის მდებარეობის სიმაღლეები ჰორი-

ზონტალური xOy კოორდინატთა სიბრტყის მიმართ, შესაბამისად, აღვნიშნოთ x_1 და x_2 -ით.

იდეალური სითხის ელემენტარული ჰაერის ფარგლებში სითხის ნაწილაკის მოძრაობა შეიძლება გამოისახოს ეილერის ძირითადი დიფერენციალური განტოლებებით (4.2):

$$\frac{du_x}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{du_y}{dt} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{du_z}{dt} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}.$$

თუ ამ სასტემის თითოეულ განტოლებას გავამრავლებთ, შესაბამისად, dx , dy და dz -ზე და პილებულ შედეგებს შევკრებთ, მივიღებთ

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} dx + \frac{du_y}{dt} dy + \frac{du_z}{dt} dz &= Xdx + Ydy + Zdz - \\ &- \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right). \end{aligned} \quad (4.5)$$

ვინაიდან

$$\frac{dx}{dt} = u_x, \quad \frac{dy}{dt} = u_y, \quad \text{და} \quad \frac{dz}{dt} = u_z,$$

ამიტომ $dx = u_x dt$, $dy = u_y dt$ და $dz = u_z dt$. ამ მნიშვნელობათა (4.5) განტოლების მარცხენა მხარეში შეტანით მივიღებთ

$$\begin{aligned} \frac{du_x}{dt} u_x dt + \frac{du_y}{dt} u_y dt + \frac{du_z}{dt} u_z dt &= u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = \\ &= \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} d(u^2). \end{aligned} \quad (4.6)$$

(4.6) გამოსახულების მიღებისას გავითვალისწინეთ, რომ

$$d(u_x^2) = 2u_x du_x, \quad u_x du_x = \frac{1}{2} d(u_x^2)$$

და

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2.$$

(4.5) გამოსახულების მარჯვენა მხარეში პირველი სამი წევრის ჯამი გამოსახავს ძალური (პოტენციური) U ფუნქციის სრულ დიფერენციალს

$$X dx + Y dy + Z dz = dU. \quad (4.7)$$

გარდა ამისა, ვინაიდან დამყარებული მოძრაობისას p წნევა არ არის დამოკიდებული დროის ფაქტორზე, ამიტომ (4.5) გამოსახულების მარჯვენა მხარეში ფრჩხილებში მოთავსებული სამი წევრის ჯამი გამოსახავს ჰიდროდინამიკური წნევის სრულ დიფერენციალს

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp. \quad (4.8)$$

ამრიგად, (4.6) – (4.8) გამოსახულებათა გათვალისწინებით (4.5) განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\frac{1}{2} d(u^2) = dU - \frac{1}{\rho} dp$$

ან

$$\frac{1}{2} d(u^2) + \frac{dp}{\rho} - dU = 0. \quad (4.9)$$

მიღებული დიფერენციალური განტოლება აკავშირებს $S-S$ ტრაექტორიის გასწვრივ მოძრავი სითხის ენაწილაკის u სიჩქარეს, p წნევასა და შესაბამის ძალურ U ფუნქციას.

(4.9) განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} - U = \text{const.} \quad (4.10)$$

კერძო შემთხვევაში, როდესაც იდეალურ სითხეზე მასობრივი (მოცულობით) ძალებიდან მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა, მასობრივი ძალების აჩქარებების ჯამური გეგმილები ჩვენ მიერ არჩეულ კოორდინატთა ღერძებზე (ნახ. 4.3) იქნება (ოჯ ღერძი ვერტიკალურია)

$$X=0, \quad Y=0, \quad Z=-g;$$

ამიტომ $dU = -gdz$ და $U = -gz + \text{const.}$

თუ ძალური U ფუნქციის მიღებულ მნიშვნელობას შევითანთ (4.10) განტოლებაში, მივიღებთ

$$\frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} + gz = \text{const.} \quad (4.11)$$

(4.11) ფორმულის g -ზე გაყოფით, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\gamma = \rho g$, საბოლოოდ მივიღებთ

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const.} \quad (4.12)$$

ვინაიდან (4.12) განტოლების სამი წევრის ჯამი წარმოადგენს მუდმივ სიდიდეს $S-S$ დენის წირის გასწვრივ მოძრავე სითხის ნაწილაკის ნებისმიერი მდებარეობისათვის, ამიტომ ელემენტარული ჰაელის განსახილველი 1—1 და 2—2 კვეთებისათვის (აღებული ნაწილაკის მდებარეობისათვის ამ კვეთებში) შეიძლება დავწეროთ

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \quad (4.13)$$

სითხის მოძრაობის (4.12) განტოლებას უწოდებენ დ. ბერნულის ინტეგრალს, ხოლო (4.13) განტოლებას — დ. ბერნულის განტოლებას იდეალური სითხის ელემენტარული ჰაელი-სათვის.

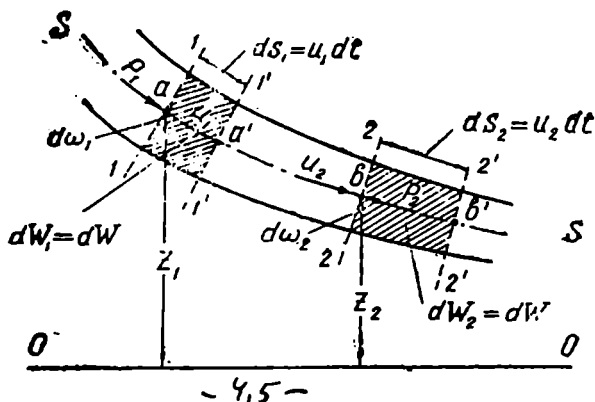
ბერნულის განტოლება, რომელიც ერთმანეთთან აკავშირებს მოძრავე სითხის ნაწილაკზე მოქმედ პიდროდინამიკურ წნევას, მისი მოძრაობის სიჩქარეს და საფარდი (xOy) სიბრტყისადმი მდებარეობის გეომეტრიულ სიმაღლეს, წარმოადგენს წვეთოვანი სითხის დამყარებულ მოძრაობის თეორიის საფუძველს.

ეს განტოლება ჩაწერილია მოძრავე სითხის ერთეული წონისათვის.

ბერნულის განტოლების განსაკუთრებული მნიშვნელობისა და მისი მექანიკური არსის უკეთ გაგებისათვის განვიხილოთ ამ განტოლების გამოყვანის შედარებით მარტივი, მაგრამ თვალსაჩინო მეთოდი, რომელიც ეყრდნობა კინეტიკური ენერგიის („ცოცხალი ძალის“) ცვლილების კანონს.

მოდრავ იდეალურ სითხეში გამოვეყთ $S-S$ ღერძიანი ელემენტარული ჰაელი (ნახ. 4.4). ჰაელის ფარგლებში 1—1 და 2—2 კვეთებით გამოვეყთ სითხის მოცულობა, რომელიც შემოთარგლულია ჰაელის გარე ზედაპირით და სათანადო $d\omega_1$ და $d\omega_2$ ცოცხალი კვეთებით. ამ ცოცხალი კვეთების ცენტრებში, შესაბამისად, აღენიშნოთ a და b -თი, ხოლო მათ შორის მოთავსებული სითხის მოცულობა — ab -თი. a და b წერტილებში სითხის ნაწილაკების მოძრაობის u_1 და u_2 სიჩქარეები შეიძლება მივიჩნიოთ $d\omega_1$ და $d\omega_2$ კვეთების გადაადგილების სიჩქარეებად. პილრდინამიკური წნევა a და b ცენტრებში, შესაბამისად, აღენიშნოთ p_1 და p_2 -თი.

dt დროის განმავლობაში სითხის ab მოცულობა გადაადგილდება და დაიკავებს ახალ $a'b'$ მდებარეობას (1'—1' და 2'—2' კვეთებს შო-



ნახ. 4.4.

რის); ამასთან, a წერტილი ($d\omega_1$ კვეთი) გადაინაცვლებს მისგან $dS_1 = u_1 dt$ მანძილზე მდებარე a' წერტილში, ხოლო b წერტილი ($d\omega_2$ კვეთი) — $dS_2 = u_2 dt$ მანძილზე და დაიკავებს b' მდებარეობას. სითხის უკუ-მშველლობისა და დამყარებული მოძრაობის უწყვეტობის პირობის თანახმად, სითხის მასა და მოცულობა dt დროის განმავლობაში არ შეიცვლება და ამიტომ 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის მოთავსებული სითხის ab მოცულობა და 1'—1' და 2'—2' კვეთებს შორის მოთავსებული სითხის $a'b'$ მოცულობა ერთმანეთის ტოლი იქნება.

ab და $a'b'$ მოცულობათა ტოლობის გამო, რომელთაგან თითოეული შეიძლება $a'b'$ მოცულობას (1'—1' და 2—2 კვეთებს შორის მოთავსებულ მოცულობას) შეიცავს, შეიძლება დავუშვათ, რომ dt დროში გადაადგილდა არა მთელი ab მოცულობა, არამედ $dW_1 = u_1 d\omega_1 dt$ -ის ტოლი aa' მოცულობა და დაიკავა $dW_2 = u_2 d\omega_2 dt$ -ის ტოლი bb' მოცულობა

(bb' მდებარეობა), ხოლო $a'b$ შუალედი მოცულობა თითქოს ადგილზე დარჩა. მაშასადამე, aa' მოცულობა bb' მოცულობის ტოლია, ე. ი. $dW_1 = dW_2 = u_1 d\omega_1 dt = u_2 d\omega_2 dt = dW$.

სითხის გამოყოფილი ab მოცულობის მიმართ ცოცხალი ძალის ცვლილების კანონის (თეორემის) გამოყენების მიზნით, განვსაზღვროთ აღნიშნული გადაადგილებისას სითხეზე მოქმედი გარე ძალების მუშაობათა ჯამი. განსახილველ შემთხვევაში გარე ძალებს წარმოადგენს γdW სიდიდის ტოლი სიმძიმისა და აღებული მოცულობის გარემომცველი სითხის წნევის ძალები.

სიმძიმის ძალის მუშაობა გამოისახება aa' მოცულობის γdW წონის მუშაობით ამ მოცულობის bb' მდებარეობაში გადაადგილებისას, ე. ი. მისი $\chi_1 - \chi_2$ ვერტიკალური მანძილით გადაადგილებისას, სადაც χ_1 და χ_2 , სათანადოდ, $d\omega_1$ და $d\omega_2$ კვეთების a და b ცენტრების გეომეტრიული სიმაღლეებია ჰორიზონტალური $O-O$ საფარის სიბრტყის მიმართ ($\chi_1 - \chi_2$ სხვაობა უსასრულოდ მცირე სიდიდით განსხვავდება aa' და bb' მოცულობათა სიმძიმის ცენტრების გეომეტრიულ სიმაღლეთა სხვაობისაგან). ამრიგად, სიმძიმის ძალის მუშაობა აღნიშნული გადაადგილებისას იქნება

$$A_{b,a} = \gamma dW (\chi_1 - \chi_2). \quad (4.14)$$

ჰაელის შემომსაზღვრელ გვერდით ზედაპირზე მოქმედი გარემომცველი სითხის წნევის ძალების მუშაობა ნულის ტოლია, ვინაიდან ისინი მიმართულია სითხის ნაწილაკების გადაადგილებათა მართობულად, ხოლო ეს ნაწილაკები გამოყოფილი მოცულობის გვერდითი ზედაპირის პარალელურად მოძრაობს.

გამოყოფილი მოცულობის მოსაზღვრე $d\omega_1$ და $d\omega_2$ ცოცხალი კვეთების ფართობებზე მოქმედი ჰიდროდინამიკური წნევის ძალების მუშაობა ასე ჩაიწერება:

$$P_1 \cdot aa' = P_1 dS_1 = p_1 d\omega_1 dS_1 = p_1 d\omega_1 u_1 dt = p_1 dW; \quad (4.15)$$

$$-P_2 \cdot bb' = -P_2 dS_2 = -p_2 d\omega_2 u_2 dt = -p_2 dW. \quad (4.15')$$

წნევის ძალების სრული მუშაობა კი დინების მიმართულებით

$$A_{b,a} = (p_1 - p_2) dW. \quad (4.16)$$

ცოცხალი ძალის (კინეტიკური ენერგიის) ცვლილების კანონის თანახმად, სხეულზე მოქმედი ყველა ძალის მუშაობათა ჯამი დროის რაიმე შუალედში ტოლია ამ სხეულის მასის ცოცხალი ძალის ცვლილებისა (ნამატისა) დროის იმავე შუალედში.

სითხის განსახილველ ab მოცულობის ცოცხალი ძალის ცვლილება.

მისი $a'b'$ მდებარეობაში გადაადგილებისას bb' და aa' მოცულობათა ცოცხალი ძალების სხვაობის ტოლია

$$\frac{p dW(u_2^2 - u_1^2)}{2} = \frac{\gamma dW}{g} \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}. \quad (4.17)$$

თუ (4.17) გამოსახულებას, ზემოაღნიშნული დებულების თანახმად, გავუტოლობთ (4.14) და (4.16) გამოსახულებათა ჯამს, მივიღებთ

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \gamma dW = \gamma dW (z_1 - z_2) + (p_1 - p_2) dW. \quad (4.18)$$

ამ განტოლების თითოეული წევრის γdW წონაზე გაყოფით მივიღებთ ბერნულის (4.13) განტოლებას (სითხის ერთეული წონისათვის)

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}.$$

ვინაიდან a და b წერტილები სითხის ნაწილაკის $S-S$ ტრაექტორიაზე შერჩეული იყო სრულიად ნებისმიერად, ამიტომ მიღებული განტოლება მართებულია სითხის ნებისმიერი წერტილისათვის და ბერნულის ინტეგრალს ექნება (4.12) სახე

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} = \text{const.}$$

იმის გამო, რომ ეს განტოლებები მიღებულია ცოცხალი ძალის ცვლილების კანონის საფუძველზე, ბერნულის განტოლება უნდა განვიხილოთ ცოცხალი ძალის ცვლილების კანონის გამოსახულებად მოძრავი სითხისათვის. ეს არის დ. ბერნულის განტოლების მექანიკური არსი.

§ 4.4. გეგნულის განტოლების გეომეტრიული და მენერგეტიკული (ფიზიკური) არსი

დ. ბერნულის განტოლების გეომეტრიული და ენერგეტიკული არსის გაგების მიზნით განვიხილოთ იდეალური სითხის $S-S$ ლერძიანი ელემენტარული ჰაელი (ნახ. 4.5).

ჯერ გავვცნოთ დ. ბერნულის განტოლების გეომეტრიულ არსს. ჰაელის ფარგლებში ავირჩიოთ ორი ნებისმიერი ცოცხალი კვეთი (1—1 და 2—2). მათი a და a' ცენტრების სიმაღლეები $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ, შესაბამისად, აღენიშნათ z_1 და z_2 -ით. ვივთხისხმოთ, რომ აღნიშნულ წერტილებში დაყენებულია II_1 და II_2 პიეზომეტრული მილაკები. a და a' წერტილებში არსებული p_1 და p_2 მანომეტრულ პიედროდინამიკურ წნევათა ზეგავლენით სითხე პიეზომეტრულ მილაკებში

მოხრილ D მილაკს, რომლის შესასვლელი კვეთის დიამეტრი ნაკლებია თვით მილაკის დიამეტრზე. ნაკადის ნებისმიერ A წერტილში μ სიჩქარის გასაზომად პიტოს მილი ისე უნდა მოვათავსოთ სითხეში, რომ მილის მოხრილი ნაწილის მიმართულება ემთხვეოდეს მოძრავი სითხის შესაბამისი ჰავლის მიმართულებას; ცხადია, მილის შესასვლელი კვეთი უნდა იყოს ორიენტირებული სიჩქარის μ ვექტორის მართობულად, ხოლო მისი ცენტრი უნდა შეუთავსდეს განსახილველ A წერტილს, რომელშიც იზომება μ სიჩქარე. დასაწყისში პიტოს მილი იმოქმედებს როგორც პიეზომეტრული მილი, ე. ი. A წერტილში არსებული p წნევის ზეგავლენით სითხე მასში აიწევს p/γ სიმაღლეზე, მაგრამ დონის აწევის პროცესი კიდევ გაგრძელდება, ვინაიდან μ სიჩქარით მოძრავი სითხის ნაწილაკები ეჯახება პიტოს მილში მოთავსებულ უძრავ სითხეს (ამ მილის შესასვლელი კვეთის ფარგლებში), პიდროდინამიკურ ზემოქმედებას ახდენს აღნიშნულ უძრავ სითხეზე და ზრდის მასში წნევას (p წნევის ზემოთ); ამის გამო პიტოს მილში დონე აიწევს უფრო მაღლა, ვიდრე პიეზომეტრში. პიტოს D მილში სითხის დონის აწევა პიეზომეტრულ Π მილაკში დონის მიმართ აღინიშნება h_{μ} -ით და მას სიჩქარითი დაწნევის სიმაღლე, ანუ სიჩქარითი დაწნევა ეწოდება. ცხადია, h_{μ} სიმაღლე მით უფრო მეტი იქნება, რაც მეტია სითხის ნაწილაკების მოძრაობის μ სიჩქარე ნაკადის განსახილველ A წერტილში (h_{μ} -ს μ სიჩქარის შესაბამისი სიმაღლესაც უწოდებენ).

აკადემიკოსი ნ. პავლოვსკი იძლევა სიჩქარითი დაწნევის ცნების შემდეგ განმარტებას: პიტოს მილში დონის დამყარების შემდეგ უნდა ვიგულისხმოთ, რომ h_{μ} სიმაღლის სითხის სვეტის ცალმხრივი ზემოქმედების გამო სითხე ცდილობს პიტოს მილიდან გამოდინებას გარკვეული μ_0 სიჩქარით, რომელიც იდეალური სითხისათვის შეიძლება განისაზღვროს ტორიჩელის ცნობილი ფორმულით $\mu_0 = \sqrt{2gh_{\mu}}$; მაგრამ, იმავე დროს μ სიჩქარით მოძრავი სითხის ნაწილაკები ცდილობს პიტოს მილში შეღწევას (მილის მოხრილი ნაწილის შესასვლელი კვეთიდან). დინამიკური წონასწორობისას, როდესაც დონე პიტოს მილში უკვე დამყარებულია და სითხე მასში უძრავია, უნდა დავუშვათ, რომ ერთმანეთის პარალელური და, საწინააღმდეგოდ მიმართული μ და μ_0 სიჩქარეების ტოლქმედი ნულის ტოლია, ე. ი. $\mu - \mu_0 = 0$ ან $\mu - \sqrt{2gh_{\mu}} = 0$; მაშასადამე,

$$\mu = \sqrt{2gh_{\mu}} \quad \text{და}$$

$$h_{\mu} = \frac{\mu^2}{2g}.$$

$$(4.19)$$

როგორც ვხედავთ, ბერნულის განტოლების წევრი — $\mu^2/2g$ — გამოსახავს ჩვენ მიერ უკვე განმარტებული სიჩქარითი დაწნევის სიმაღლეს.

სიჩქარითი h_{μ} სიმაღლის გაზომვით (h_{μ} ანათვალის აღებით) განი-
საზღვრება μ სიჩქარე (4.19) იმ წერტილში, სადაც მოთავსებულია პი-
ტოს მილის მოხრილი ნაწილის შესასვლელი კვეთი. უნდა აღინიშნოს,
რომ სიჩქარითი მილით იზომება ჯამური $h_{\mu} + h_{\mu}$ სიმაღლე, ამიტომ ცალ-
კე h_{μ} ანათვალის აღების მიზნით, პიტოს ხელსაწყოში შეთავსებულია
ორივე მილი — პიეზომეტრული და სიჩქარითი-მილები.

სითხის სიბლანტის, ნაკადის შეშფოთებისა და პიტოს მილის კონ-
სტრუქციულ თავისებურებათა გათვალისწინებით μ სიჩქარის განსა-
ზღვრისათვის ვიყენებთ ფორმულას

$$\mu = k\sqrt{2gh_{\mu}}, \quad (4.19')$$

სადაც k შემასწორებელი კოეფიციენტი და განისაზღვრება ხელსაწყო-
ტარირებით (იგი იცვლება $1,0 \pm 1,04$ ფარგლებში).

ახლა დავებრუნდეთ ბერნულის განტოლების გეომეტრიულ
არსის განმარტებას, რისთვისაც ავაგოთ ე. წ. „ბერნულის განტოლე-
ბის დიაგრამა“ (ნახ. 4.5).

ქავლის განსახილველი კვეთების ცენტრების გეომეტრიული
სიმაღლეები საფარდი $O-O$ სიბრტყის მიმართ აღნიშნული იყოს z_1
და z_2 -ით. ამ კვეთების a და a' ცენტრებიდან გადავზომოთ ab და $a'b'$
მონაკვეთები, რომლებიც გამოსახავენ შესაბამის პიეზომეტრულ $h_{p_1} =$
 $= p_1/\gamma$ და $h_{p_2} = p_2/\gamma$ სიმაღლეებს. b და b' წერტილებიდან გადავზომოთ
 bc და $b'c'$ ვეოტიკალური მონაკვეთები, რომლებიც, შესაბამისად, გამო-
სახავენ $h_{u_1} = u_1^2/2g$ და $h_{u_2} = u_2^2/2g$ სიჩქარითს დაწნეებს. იმის გამო,
რომ, ბერნულის განტოლების თანახმად, ზემოთ განხილული სამი წევრის
(სამი სიმაღლის) ჯამი წარმოადგენს მუდმივ სიდიდეს იდეალური სი-
თხის ქავლის გასწვრივ, ამიტომ ცხადია, გადაზომილი მონაკვეთების
ბოლოები (c და c' წერტილები) მოთავსდება $O-O$ საფარდი სიბრტყე-
დან ერთსა და იმავე სიმაღლეზე, ანუ სითხის დონეები პიტოს D_1 და D_2
მილებში მოთავსდება ერთსა და იმავე ჰორიზონტალურ $H'-H'$ სიბრ-
ტყეზე (წირზე), რომელსაც ჰიდროდინამიკური დაწნევის, ანუ,
მარტივად, სადაწნეო სიბრტყე (წირი) ეწოდება. ეს სიბრტყე
მიიღება ჰორიზონტალურად მხოლოდ იდეალური სითხის განხილვისას.

გარდა ამისა, თუ სითხის დონეებს პიეზომეტრულ მილაკებში შე-
ვავერთებთ მდოვრე $p-p$ წირით, მივიღებთ ე. წ. პიეზომეტრულ
წირს (პიეზომეტრული სიმაღლეების გამომსახველ წირს).

ჰიდროდინამიკაში სამი სიმაღლის ჯამს — კვეთის სიმძიმის ცენ-
ტრის გეომეტრიული z სიმაღლის (საფარდი სიბრტყის მიმართ), პიეზო-
მეტრული p/γ სიმაღლის (იმავე კვეთის ცენტრში) და $u^2/2g$ სიჩქარი-
თი დაწნევის სიმაღლეთა ჯამს — სრული ჰიდროდინამიკური დაწ-

ნება, ანუ, მარტივად, სრული დაწნევა ეწოდება და იგი H'_e -ით აღინიშნება¹

$$H'_e = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z. \quad (4.20)$$

როგორც ვხედავთ (ნახ. 4.5), H'_e სიმაღლე (გეომეტრიული თეალსაზრისით) წაქროდგენს ვერტიკალურ მანძილს სა- დაწნეო $H'-H'$ და საფარდ $O-O$ სიბრტყეებს (წირებს). შორის. ბერნულის განტოლების თანახმად, იდეალური სითხის შემთხვევაში სრული დაწნევა ნაკადის გასწვრივ (ჰავლის გასწვრივ) მუდმივი სიდიდეა:

$$H'_e = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const.}$$

ამრიგად, ჩვენ გავეცანით ბერნულის განტოლების გეომეტრიულ არსს (ელემენტარული ჰავლისათვის ჩამოყალიბებული ცნებები და განმარტებანი ძირითადად ძალაშია სითხის ნაკადისათვისაც, ვინაიდან ნაკადი განიხილება როგორც ელემენტარული ჰაულების ერთობლიობა).

ახლა გავეცნოთ ბერნულის განტოლების ენერგეტიკულ არსს (ენერგეტიკულ ინტერპრეტაციას).

განვიხილოთ ჰავლის $S-S$ დენის წირის გასწვრივ მოძრავე სითხის ნაწილაკი (ნახ. 4.5). მისი მოცულობა აღვნიშნოთ δW -თი, ხოლო მასა — $\delta m = \rho \delta W$ -ით. ცხადია, ამ ნაწილაკის წონა იქნება $\delta G = \gamma \delta W = \rho g \delta W = g \delta m$.

განვსაზღვროთ განსახილველი ნაწილაკის სრული ენერგია ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში (სრულ ენერგიაში ვგულისხმობთ კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების ჯამს).

ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში, შესაბამისად, ტოლია $\frac{\delta m u_1^2}{2}$ და $\frac{\delta m u_2^2}{2}$ ცოცხალი ძალებისა.

ნაწილაკის პოტენციური ენერგია საფარდო $O-O$ სიბრტყის მიმართ ტოლია ნაწილაკის δG წონის ნამრავლისა $z + p/\gamma$ სიმაღლეზე, ე. ი. ნაწილაკის სრული პოტენციური ენერგია ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში, შესაბამისად, ტოლი იქნება $g \delta m (z_1 + p_1/\gamma)$ და $g \delta m (z_2 + p_2/\gamma)$ სიდიდეებისა.

¹ H'_e სიმაღლესთან შტრიხი გვიჩვენებს, რომ განიხილება სითხის ელემენტარული ჰავლი.

თუ ნაწილაკის სრულ ენერგიებს ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში შესაბამისად აღვნიშნავთ δE_1 და δE_2 -თი, მაშინ შეგვიძლია დავწეროთ

$$\left. \begin{aligned} \delta E_1 &= \frac{\delta m u_1^2}{2} + g \delta m \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right), \\ \delta E_2 &= \frac{\delta m u_2^2}{2} + g \delta m \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right). \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

(4.21) გამოსახულების თითოეული წევრის გაყოფით ნაწილაკის $g \delta m$ წონაზე განისაზღვრება ერთეული წონის მქონე სითხის სრული ენერგია ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში. თუ გავიხსენებთ, რომ სითხის ერთეული წონის ენერგიას (ენერგიის მარაგს) ეწოდება კუთრი ენერგია და აღვნიშნავთ Θ ასოთი, მაშინ იდეალური სითხის სრული კუთრი ენერგიის სიდიდეები ჰავლის 1—1 და 2—2 ცოცხალ კვეთებში შესაბამისად იქნება

$$\left. \begin{aligned} \Theta_1' &= \frac{\delta E_1}{g \delta m} = \frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1, \\ \Theta_2' &= \frac{\delta E_2}{g \delta m} = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2. \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

(4.22) გამოსახულებაში

$u_1^2/2g$ და $u_2^2/2g$ არის კუთრი კინეტიკური ენერგიის სიდიდეები შესაბამისად ჰავლის 1—1 და 2—2 კვეთებში;

p_1/γ და p_2/γ — წნევის კუთრი პოტენციური ენერგია იმავე კვეთებში (კვეთების ცენტრებში);

z_1 და z_2 — სითხის ერთეული წონის მდებარეობის კუთრი პოტენციური ენერგია იმავე კვეთების ცენტრებში საუარდო $O-O$ სიბრტყის მიმართ.

იდეალური სითხის ჰავლისათვის შედგენილი ბერნულის განტოლების თანახმად, ზემოთ განხილული სამი წევრის (სითხის ერთეული წონის სამი სახის კუთრი ენერგიის) ჯამი წარმოადგენს მუდმივ სიდიდეს და ამიტომ ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ჰავლისათვის შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი შემოკლებული სახით (ენერგეტიკული ინტეგრაციის შესაბამისად)

$$\Theta_1' = \Theta_2' = \text{const.} \quad (4.23)$$

იმის გამო, რომ ჰავლის გასწვრივ 1—1 და 2—2 კვეთები ალბუ-ლი იყო ნებისმიერად, ზოგადად შეგვიძლია დავწეროთ

$$\Theta' = \frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z = \text{const.} \quad (4.23')$$

ამრიგად, ბერნულის განტოლების სამი წევრის ჯამი წარმოადგენს სამი სახის კუთრი ენერგიის ჯამს — კუთრი კინეტიკური, წნევის კუთრი პოტენციური და მდებარეობის კუთრი პოტენციური ენერგიების ჯამს; აღნიშნული სამი წევრის ჯამი გამოსახავს სითხის სრული კუთრი ენერგიის მარაგს ჰაელის (ან ნაკადის) ნებისმიერ კვეთში. ბერნულის განტოლების თანახმად, სრული კუთრი ენერგია იდეალური სითხის ჰაელის (ან ნაკადის) გასწვრივ მუდმივი სიდიდეა, ე. ი. ბერნულის განტოლება გამოსახავს ენერგიის მუდმივობის კანონს იდეალური (არაბლანტი) სითხის მოძრაობის შემთხვევაში.

ბერნულის განტოლების ენერგეტიკული ინტერპრეტაციის დროს სადაწნეო $H' - H'$ სიბრტყეს (წირს) ხშირად აღნიშნავენ $\mathcal{P} - \mathcal{P}'$ -ით და მას ნაკადის კუთრი ენერგიის სიბრტყეს ან წირს უწოდებენ (ნახ. 4.5).

§ 4.5. ბერნულის განტოლება რეალური (ბლანტი) სითხის ელემენტარული ბავლისათვის

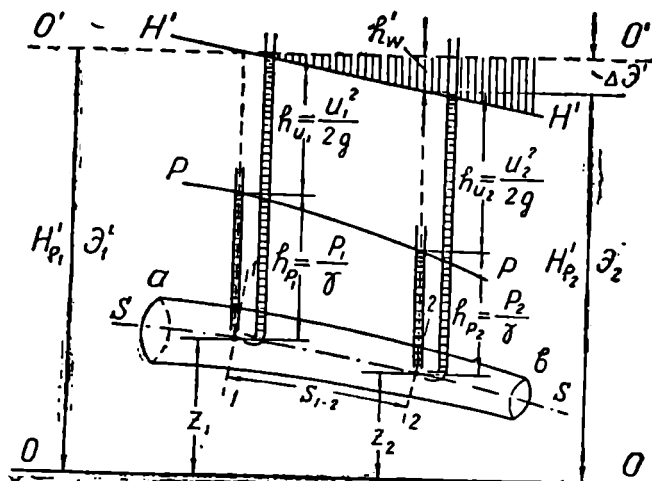
იდეალური (არაბლანტი) სითხის ელემენტარული ჰაელისათვის მიღებული ბერნულის განტოლება გავავრცელოთ რეალური (ბლანტი) სითხის ელემენტარულ ჰაელზე, ხოლო შემდეგ რეალური სითხის მთლიან ნაკადზე, რაც აუცილებელია პრაქტიკული ამოცანების გადასაწყვეტად.

ბლანტი სითხის მოძრაობისას, იდეალური სითხისაგან განსხვავებით, ნაკადის შემადგენელ შრეებს შორის მოქმედებს შიგა ხახუნის ძალები, ხახუნი წარმოიქმნება აგრეთვე საღინარის კედლებსა და მასში მოძრავ სითხის ნაწილაკებს შორის და სხვ. ხახუნი კი თავის მოქმედებას ავლენს მოძრაობისადმი წინაღობის ძალებით და ამიტომ ბლანტი სითხის მოძრაობისას სითხის სრული კუთრი ენერგიის მარაგი (გეომეტრიული გაგებით — სრული დაწნევა) არ შეიძლება დარჩეს მუდმივი; იგი სითხის ღინების გასწვრივ ყოველთვის მცირდება, ვინაიდან ენერგიის (დაწნევის) მარაგის გარკვეული ნაწილი იხარჯება სითხის მოძრაობისადმი არსებულ წინაღობათა გადალახვაზე და გარდაიქმნება სითხურ ენერგიად. პიდრავლიკურ წინაღობათა გადალახვაზე დახარჯული ნაკადის სრული კუთრი ენერგიის (სრული დაწნევის) ნაწილს ენერგიის, ანუ დაწნევის დანაკარგი ეწოდება.

განვიხილოთ რეალური სითხის ელემენტარული ab ჰაელი (ნახ. 4.7). ზემოთ ნათქვამიდან ცხადია, ჰაელის სრული კუთრი ენერგია $2-2$ (მომდევნო) კვეთში ($\mathcal{P}_2$) იქნება ყოველთვის ნაკლები, ვიდრე $1-1$ (წინამდებარე) კვეთში ($\mathcal{P}_1$). იგივე ითქმის ჰაელის სრული დაწნევის მიმართაც — რეალური სითხისათვის ყოველთვის დაცულია უტოლობა.

$H'_{\epsilon_2} < H'_{\epsilon_1}$. ამრიგად, ბლანტი სითხის შემთხვევაში $\varnothing' \neq \text{const}$ და $H_{\epsilon}' \neq \text{const}$.

კუთრი ენერგიის დანაკარგი რეალური სითხის ჰაერის 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის მოთავსებულ S_{1-2} უბანზე აღენიშნოთ $\Delta\varnothing'$ -ით; სიდიდით ტოლი, სრული დაწნევის დანაკარგი იმავე უბანზე აღენიშნოთ



ნახ. 4.7.

h'_W -ით (შტრიხი h_W და $\Delta\varnothing$ სიდიდეებთან მიგვიითობებს იმაზე, რომ ნაკადის ნაცვლად განიხილება ელემენტარული ჰაერის).

ჰაერის 1—1 და 2—2 კვეთებისათვის შეგვიძლია დავწეროთ

$$\varnothing_1' - \varnothing_2' = \Delta\varnothing' \quad \text{და} \quad H'_{\epsilon_1} - H'_{\epsilon_2} = h'_W.$$

შემდგომი განხილვისას, ზედმეტი პირობითი აღნიშვნებისაგან განთავისუფლების მიზნით, კუთრი ენერგიის დანაკარგის ცნებას აიგივებენ დაწნევის დანაკარგის ცნებასთან (მათი რიცხვითი მნიშვნელობები ტოლია) და კუთრი ენერგიის დანაკარგისათვის ინარჩუნებენ დაწნევის დანაკარგის h_W აღნიშვნას. ამრიგად, განსახილველი რეალური სითხის ჰაერის ორი კვეთისათვის გვექნება

$$\varnothing_1' - \varnothing_2' = h'_W \quad \text{და} \quad \varnothing_1' = \varnothing_2 + h'_W \quad (4.24)$$

აბ

$$H'_{\epsilon_1} - H'_{\epsilon_2} = h'_W \quad \text{და} \quad H_{\epsilon_1} = H_{\epsilon_2} + h'_W. \quad (4.24')$$

(4.24) და (4.24') ტოლობები ფაქტობრივად წარმოადგენს ბერნულის განტოლების გამოსახულებებს რეალური სითხის ელემენტარული ჰაელისათვის მისი ენერგეტიკული და გეომეტრიული არსის შესაბამისად.

ამრიგად, დ. ბერნულის განტოლება რეალური სითხის ელემენტარული ჰაელის ორი კვეთისათვის საბოლოო სახით ასე ჩაიწერება

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h'_{\text{წ}} \quad (4.25)$$

კუთრი ენერგიის (დაწნევის) დანაკარგების გამომსახველ $h'_{\text{წ}}$ წევრს ბერნულის განტოლების დამატებით წევრსაც უწოდებენ; ცხადია, მას აიგრძის განზომილება აქვს (ისევე, როგორც ბერნულის განტოლების დანარჩენ წევრებს). საგულისხმოა, რომ დაწნევის დანაკარგის გამომსახველი $h'_{\text{წ}}$ წევრისათვის შემოღებულია ერთმანეთისაგან განსხვავებული პირობითი აღნიშვნა $h_{\text{წ}}$, $h_{\text{წ}1-2}$, $h_{\text{დაწ}}$, $h_{\text{საბ}}$, h_f , h და სხვ.

4.7 ნახაზზე წარმოდგენილი რეალური სითხის ab ჰაელის საწყისი 1—1 ცოცხალ კვეთში სრული კუთრი ენერგიის მარაგი აღნიშნულია $\mathfrak{M}_1$ -ით, ზოლო სიდიდით ტოლი, შესაბამისი სრული დაწნევა — $H_{\text{დ}}$ -ით (საფარდი $O—O$ სიბრტყის მიმართ). საფარდი სიბრტყიდან H'_d სიმაღლეზე განლაგებულია საწყისი 1—1 კვეთის შესაბამისი საწყისი კუთრი ენერგიის, ანუ, რაც იგივეა, საწყისი სრული დაწნევის შესაბამისი ჰორიზონტალური $O'—O'$ სიბრტყე (წირი). საწყისი 1—1 კვეთიდან დაწყებული ჰაელის მომდევნო კვეთებში დაყენებულ პიტოს მილებში სითხის დონეები თანდათანობით დაბლა იწევს (მაგალითად, 2—2 კვეთში დაყენებულ პიტოს მილში დონის აღნიშნული დაწნევა $h'_{\text{წ}}$ დაწნევის დანაკარგის ტოლია). პიტოს მილებში დონეთა შემაერთებელ $H'—H'$ წირს რეალური სითხის შემთხვევაშიც ეწოდება სადაწნეო წირი (სიბრტყე); ვერტიკალური მანძილები კი $H'—H'$ წირსა და საფარდ $O—O$ სიბრტყეს შორის გამოსახავს სრული დაწნევის, ანუ სრული კუთრი ენერგიის სიდიდეს რეალური სითხის ჰაელის შესატყვის ცოცხალ კვეთში (კვეთის ცენტრში). მაგალითად, 2—2 კვეთში ეს სიმაღლე გამოსახავს ჰაელის H'_d სრულ დაწნევას, ანუ $\mathfrak{M}_2$ სრულ კუთრი ენერგიას. რეალური სითხის ჰაელის განსახილველ შემთხვევაში სადაწნეო $H'—H'$ წირს ყოველთვის აქვს პირდაპირი დაქანება (ქანობი), ე. ი. იგი თანდათანობით დაბლდება ჰაელის მოძრაობის მიმართულებით (კუთრი ენერგია კი განუწყვეტლივ მცირდება ჰაელის გასწვრივ).

4.7 ნახაზიდან ჩანს, რომ ვერტიკალური მონაკვეთები $O'—O'$ და

$H'-H'$ სიბრტყეებს შორის გრაფიკულად გამოსახავს დაწნევის $H'W$ და-
ნაკარგებს საწყის 1—1 კვეთიდან განსახილველ კვეთამდე (მაგალითად,
2—2 კვეთამდე).

ბერნულის განტოლების დანარჩენი წევრების გეომეტრიული და-
ენერგეტიკული არსი განმარტებული იყო (4.4) პარაგრაფში.

**§ 4.8. ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილება ნაკადში დაშვადიანი
სწრაფიძვალური და მდოვრედ ცვლადი მოძრაობის
შემთხვევაში**

რეალური სითხის ნაკადისათვის დ. ბერნულის განტოლების გამო-
სყვანად წინასწარ უნდა დაედგინოთ ნაკადის ცოცხალ კვეთში ჰიდრო-
დინამიკური წნევის განაწილების კანონი. გავეცნოთ ამ საკითხის გადა-
წყვეტას ნაკადის სწრაფიძვალური და მდოვრედ ცვლადი მოძრაობისა-
თვის. საკმარისია განვიხილოთ მხოლოდ მდოვრედ ცვლადი მოძრაობა,
ვინაიდან მისთვის მიღებული შედეგი მით უფრო მართებული იქნება
სწრაფიძვალური მოძრაობის შემთხვევაშიც.

თუ კოორდინატთა Ox ღერძს მიემართავთ მდოვრედ ცვლადი ნა-
კადის გასწვრივ, მაშინ ნაკადის ცოცხალი კვეთი, რომელიც მდოვრედ
ცვლადი დინებისას მიიღება განივი კვეთის სიბრტყედ, შეუთავსდება
კოორდინატთა yOz სიბრტყეს. სიჩქარეთა და აჩქარებების ველი ნაკა-
დის ცოცხალ კვეთში გამოსახება შემდეგი ტოლობებით:

$$u_x \approx u; \quad u_y = 0; \quad u_z = 0; \quad \frac{du_y}{dt} = 0; \quad \frac{du_z}{dt} = 0. \quad (4.26)$$

ნედვადგინოთ სითხის მოძრაობის ძირითადი დიფერენციალური გან-
ტოლებები მდოვრედ ცვლადი ნაკადისათვის. მოძრაობის (4.2) განტო-
ლებები (4.26) გამოსახულებათა გათვალისწინებით ჩაიწერება ასე:

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt}, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

როგორც ვხედავთ, ნაკადის მდოვრედ ცვლადი მოძრაობისას (4.27),
სისტემის მეორე და მესამე განტოლებები სითხის წონასწორობის განტო-
ლებებად გარდაიქმნა და იმის გამო, რომ ამ განტოლებებით განისა-
ზღვრება ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილების ხასიათი ნაკადის ცო-

ცხალ yOx კვეთში, შეგვიძლია მივიღოთ შემდეგი მნიშვნელოვანი დასკვნა: რეალური სითხის სწვრივქაველური და მდოვრედ ცვლადი დამყარებული მოძრაობისას ნაკადის ცოცხალი კვეთის სიბრტყეში ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილება ექვემდებარება ჰიდროსტატიკის ძირითად კანონს, ე. ი. ცოცხალი კვეთის ყველა წერტილისათვის დაცულია ჰიდროსტატიკური (პიეზომეტრული) H_p დაწნევის ტოლობა (მუდმივობა)

$$H_p = z + \frac{p}{\gamma} = \text{const.}$$

უნდა აღინიშნოს, რომ რეალურ სითხეში აღქრული წინააღობის ყველა ძალა, როგორი ბუნებისაც არ უნდა იყოს ისინი, მოქმედებს ნაკადის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით და მათი გეგმილები y და z ღერძებზე იქნება ნულის ტოლი (ამით აიხსნება იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებების ანალიზის საფუძველზე მიღებული შედეგის ჰავერცელეების შესაძლებლობა რეალური სითხის ნაკადზე).

მკვეთრად ცვლადი ღინებისას წნევის განაწილება ნაკადის მრუდწირული ფორმის ცოცხალ კვეთში არ ექვემდებარება ჰიდროსტატიკურ კანონს ($z + p/\gamma \neq \text{const.}$).

§ 4.7. ბერნულის განტოლება აბაღუსი (ბლანტი) სითხის მთლიანი ნაკადისათვის

გამოვიყვანოთ ბერნულის განტოლება რეალური სითხის მთლიანი ნაკადისათვის დამყარებული სწვრივქაველური ან მდოვრედ ცვლადი დინებისას.

დავწეროთ ბერნულის განტოლება (4.25), რომელიც მიღებული იყო რეალური სითხის ელემენტარული ჰაველისათვის

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h'_{w'}$$

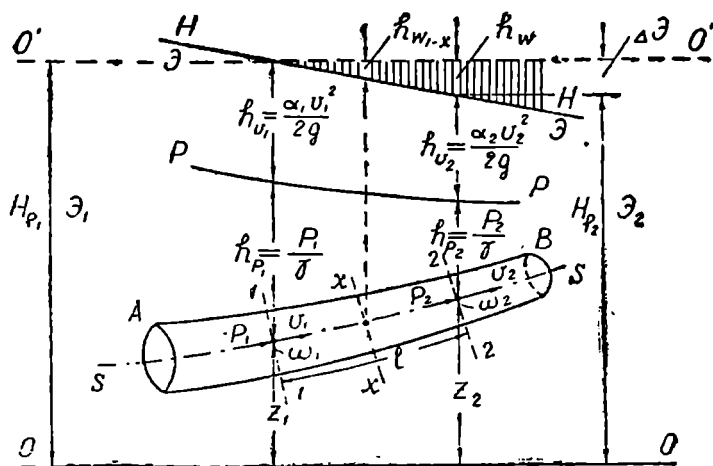
თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ მთლიანი ნაკადი განიხილება როგორც ელემენტარული ჰაველების ერთობლიობა, მაშინ ბერნულის განტოლება მთლიანი ნაკადისათვის შეიძლება მივიღოთ მისი შემადგენელი ყველა ელემენტარული ჰაველის სრული კუთრი ენერგიებისა და თითოეული მათგანის შესაბამისი კუთრი ენერგიის დანაკარგების შეჯამებით (ნახ. 4.8).

ვინაიდან ელემენტარული ჰაველის წონითი ხარჯი $dG = \gamma dQ \left(\frac{v^d}{v^s} \right)$,

ამიტომ ჰაერის სრული ენერგიის სიდიდეები 1—1 და 2—2 კვეთებში, ენერგიის (დაწნევის) დანაკარგის მხედველობაში მიღებით, იქნება

$$\left(\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) \gamma dQ = \left(\frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h' w \right) \gamma dQ. \quad (4.28)$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით AB ნაკადის ω_1 და ω_2 ცოცხალი კვეთების ფართობებზე განისაზღვრება ნაკადის შემადგენელი ელემენტარული ჰაერების ენერგიებისა და ენერგიის დანაკარგების ინტეგრალ-



ნახ. 4.8.

ლური ჯამი; ასეთი გზით მივიღებთ ენერგიის ბალანსის განტოლებას, ანუ ბერნულის განტოლებას ნაკადის 1—1 და 2—2 კვეთებისათვის

$$\int_{\omega_1} \frac{u_1^2}{2g} \gamma dQ + \int_{\omega_1} (p_1 + \gamma z_1) dQ = \int_{\omega_2} \frac{u_2^2}{2g} \gamma dQ + \int_{\omega_2} (p_2 + \gamma z_2) dQ + \int_{\omega_2} h' w \gamma dQ. \quad (4.29)$$

განვსაზღვროთ (4.29) გამოსახულებაში შემავალი სამი სახის ინტეგრალი

$$\int_{\omega} \frac{u^2}{2g} \gamma dQ; \quad \int_{\omega} (p + \gamma z) dQ \quad \text{და} \quad \int_{\omega} h' w \gamma dQ. \quad (4.29')$$

პირველი ინტეგრალი გამოსახავს ნაკადის შემადგენელი ყველა ელემენტარული ჰაერის კინეტიკური ენერგიების ჯამს სათანადო ω ცოცხალ

კვეთში. თუ მივიღებთ მხედველობაში იმას, რომ ჰაერის ხარჯი $dQ = \mu d\omega$, აღნიშნული ინტეგრალი შეიძლება გადაიწეროს შემდეგ სახით:

$$\int_{\omega} \frac{\mu^2}{2g} \gamma dQ = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} \mu^2 d\omega = K_3, \quad (4.30)$$

ვ. ი. მივიღეთ მთლიანი ნაკადის კინეტიკური ენერგიის გამოსახულება განსახილველი ω ცოცხალი კვეთისათვის; იმის გამო, რომ ეს ენერგია განსაზღვრულია ω ცოცხალი კვეთის ფარგლებში ცვლადი, ე. წ. „ჰეშმარიტი“ ადგილობრივი μ სიჩქარეების მიხედვით, ამიტომ მას „ჰეშმარიტი კინეტიკური ენერგია“ ეწოდება და აღინიშნება K_3 -ით.

ცოცხალ კვეთში ცვლადი μ სიჩქარის ნაცვლად თუ განვიხილავთ მუდმივ v საშუალო სიჩქარეს და შევადგენთ (4.30)-ის ანალოგიურ გამოსახულებას, მივიღებთ ნაკადის კინეტიკური ენერგიის სიდიდეს, რომელიც განსხვავებულია ჰეშმარიტისაგან და მას ნაკადის „პირობითი კინეტიკური ენერგია“ ეწოდება

$$K_3 = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} v^2 d\omega = \frac{\gamma}{2g} v^2 Q. \quad (4.31)$$

თუ K_3 და K_2 კინეტიკურ ენერგიებს შევუფარდებთ ერთმანეთს, მივიღებთ

$$\boxed{\frac{K_3}{K_2} = \frac{\int_{\omega} \mu^2 d\omega}{v^2 Q} = \alpha.} \quad (4.32)$$

α კოეფიციენტი, რომელიც წარმოადგენს ზემოაღნიშნული კინეტიკური ენერგიების ფარდობას, ეწოდება ნაკადის ცოცხალ კვეთში სიჩქარის უთანაბრო განაწილების კოეფიციენტი — კორიოლისის კოეფიციენტი. მას, მარტივად, სიჩქარის უთანაბრობის კოეფიციენტი ეწოდებენ (ლიტერატურაში α კინეტიკურობის კოეფიციენტის სახელწოდებითაცაა ცნობილი).

α კოეფიციენტი განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით. თუ წარმოვიდგენთ სადინარის კვეთში სიჩქარის თანაბარ განაწილებას, მაშინ $\alpha = 1$ -ს; კვეთში სიჩქარის არათანაბარი განაწილებისას $\alpha > 1$. დამყარებული მდოვრედ ცვლადი მოძრაობისას არხებსა და მილსადენებში ამ კოეფიციენტის საშუალო მნიშვნელობა მიიღება $\alpha \approx 1,05 \div 1,1$ -ის ტოლად (ე. წ. ტურბულენტური რეჟიმის დროს). წიგნის ავტორის ექსპერიმენტებით, მაგალითად, დადგენილია, რომ ფსკერული წყალშიმღების გისოსზე გადადენილი ნაკადის ცოცხალ კვეთებში $\alpha = 1,0 \div 1,1$. ლამინარული რეჟიმის პირობებში იგი 2-ის ტოლად მიიღება.

(4.32) გამოსახულების თანახმად, ზემოაღნიშნული პირველი სახის ინტეგრალისათვის მივიღებთ შემდეგ ამონახსნს:

$$\int_{\omega} \frac{u^3}{2g} \gamma dQ = \frac{\gamma}{2g} \int_{\omega} u^3 d\omega = \frac{\gamma u^3}{2g} \gamma Q. \quad (4.33)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ იმას, რომ სწვრივქველური და მდოვრედ ცვლადი დინებისას წნევის განაწილება ნაკადის ცოცხალ კვეთში ექვემდებარება ჰიდროსტატიკურ კანონს (§ 4.6), ე. ო. $\gamma + p/\gamma = \text{const.}$ მაშინ მეორე სახის ინტეგრალისათვის მივიღებთ შემდეგ ამონახსნს:

$$\int_{\omega} (p + \gamma z) dQ = \gamma \int_{\omega} \left(\gamma + \frac{p}{\gamma} \right) dQ = \gamma \left(\gamma + \frac{p}{\gamma} \right) \int_{\omega} dQ = pQ + \gamma zQ. \quad (4.34)$$

მესამე სახის ინტეგრალის (4.29') ამოსახსნელად ნაკადის ცოცხალ კვეთში საშუალო სიჩქარის ცნების ანალოგიურად დავუშვათ, რომ ნაკადის შემადგენელ თითოეულ ელემენტარულ ქველში დაწნევის (კუთრი ენერგიის) დანაკარგი ნაკადის განსახილველ უბანზე (1—1 და 2—2 კვეთებს შორის) მუდმივია (ერთი და იგივეა) და ტოლია აღნიშნული ქველების ფაქტობრივი დაწნევის დანაკარგების საშუალო მნიშვნელობისა. ასეთი დაშვება მართებულია, ვინაიდან ქველებისათვის საშუალო დაწნევის დანაკარგის მახედვით გამოთვლილი მთლიანი ნაკადის დაწნევის დანაკარგი ტოლი იქნება მისი ჰეშმარიტი მნიშვნელობისა განსახილველ უბანზე. დაწნევის დანაკარგის საშუალო მნიშვნელობა აღვნიშნოთ $h_{\text{წ}}$ -თი; ცხადია, მიღებული დაშვების საფუძველზე ნაკადის ცოცხალ კვეთში $h'_{\text{წ}} = h_{\text{წ}} = \text{const}$ და ამიტომ მესამე ინტეგრალისათვის გვექნება

$$\int_{\omega} h'_{\text{წ}} \gamma dQ = \int_{\omega} h_{\text{წ}} \gamma dQ = h_{\text{წ}} \gamma \int_{\omega} dQ = h_{\text{წ}} \gamma Q. \quad (4.35)$$

მიღებული (4.33) — (4.35) ამონახსნების საფუძველზე ენერგიის ბალანსის (4.29) განტოლება გადაიწერება შემდეგი სახით

$$\frac{\alpha_1 u_1^3}{2g} \gamma Q + p_1 Q + \gamma_1 \gamma Q = \frac{\alpha_2 u_2^3}{2g} \gamma Q + p_2 Q + \gamma_2 \gamma Q + h_{\text{წ}} \gamma Q. \quad (4.36)$$

მივიღეთ ბერნულის განტოლება 1—1 და 2—2 ცოცხალ კვეთებში დროის ერთეულში (წმ) გადინებული სითხის წონისათვის (განტოლების თითოეულ წევრს აქვს სიმძლავრის განზომილება — კგძ.მ/წმ).

თუ მიღებული განტოლების თითოეულ წევრს გავყოფთ წონითი $\gamma Q \left(\frac{\text{კგძ}}{\text{წმ}} \right)$ ხარჯის სიდიდებზე, მივიღებთ ბერნულის განტოლე-

მას მთლიანი ნაკადის ორ კვეთში გადინებული სითხის ერთეულში წონისათვის

$$\boxed{\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + h_w} \quad (4.37)$$

რეალური სითხის ნაკადისათვის მიღებული ბერნულის განტოლების გეომეტრიული და ენერგეტიკული არსის განმარტება ანალოგიურია ელემენტარული ჰავლისათვის ზემოთ ჩამოყალიბებულ განმარტებებსა (§ 4.4). აღნიშნული განტოლების სტრუქტურა ძირითადად იგივეა, რაც რეალური სითხის ელემენტარული ჰავლისათვის შედგენილი ბერნულის განტოლებისა (4.25) — ელემენტარული ჰავლი თითქმის გავზარდეთ ნაკადის ზომებამდე და ჰავლის ადგილობრივი « სიჩქარე შევცვალებთ ნაკადის ცოცხალ კვეთში საშუალო v სიჩქარისა და სიჩქარის უთანაბრობის (კორიოლისის) α კოეფიციენტის ნამრავლით.

გეომეტრიული თვალსაზრისით ბერნულის განტოლების $\alpha_1 v_1^2/2g$ და $\alpha_2 v_2^2/2g$ წევრები გამოსახავს სიჩქარით დაწნევის სიმაღლეებს სათანადო კვეთებში (ნახ. 4.8), p_1/γ და p_2/γ წევრები კი — პიეზომეტრულ სიმაღლეებს განსახილველ კვეთების ცენტრებში, ხოლო z_1 და z_2 შესაყარებები — აღნიშნული ცენტრების მდებარეობის სიმაღლეებს საფარდო $O-O$ სიბრტყის მიმართ. ბერნულის განტოლების ამ სამი წევრის (საპი სიმაღლის) ჯამი გამოსახავს ჰიდროდინამიკურ დაწნევას, ანუ მარტივად, სრულ დაწნევას ნაკადის განსახილველ კვეთში

$$\boxed{H_E = \frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z}$$

ბერნულის განტოლების გეომეტრიული არსის შესაბამისად, ნაკადის ორ განსახილველ კვეთს შორის დაწნევის დანაკარგი $h_w = H_{E_1} - H_{E_2}$, სადაც H_{E_1} და H_{E_2} სრული დაწნევის სიდიდეებია შესაბამისად ნაკადის 1—1 და 2—2 კვეთებში.

თუ გამოვიყენებთ სრული დაწნევის ცნებას, ბერნულის განტოლება შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი შემოკლებული სახით

$$H_{E_1} = H_{E_2} + h_w \quad (4.37')$$

იმის გამო, რომ რეალური სითხის ნაკადის გასწვრივ ყოველთვის დაცულია უტოლობა $H_{E_1} > H_{E_2}$, ამიტომ სრული დაწნევის $H-H$ წირის (სიბრტყის) ყოველთვის აქვს პირდაპირი დაქანება (დახრილია დინების მიმართულებით).

ენერგეტიკული თვალსაზრისით ბერნულის განტოლების $\frac{a_1 v_1^2}{2g}$ და $\frac{a_2 v_2^2}{2g}$ წევრები გამოსახავს ნაკადის კუთრი კინეტიკური ენერგიის სიდიდეებს სათანადო ცოცხალ კვეთებში; p_1/γ და p_2/γ წევრები — წნევის კუთრ პოტენციურ ენერგიებს განსაზღვრავს კვეთების ცენტრებში, ხოლო შესაკრებები χ_1 და χ_2 — აღნიშნული კვეთების ცენტრების მდებარეობის კუთრ პოტენციურ ენერგიებს საფარდი სიბრტყის მიმართ.

ბერნულის განტოლების აღნიშნული სამი წევრის ჯამი გამოსახავს განსაზღვრულ კვეთში ნაკადის სრულ კუთრ ენერგიას საფარდი სიბრტყის მიმართ

$$\boxed{\mathfrak{E} = \frac{a v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + \chi.}$$

თუ $\mathfrak{E}_1$ და $\mathfrak{E}_2$ -ით აღნიშნავთ სრულ კუთრ ენერგიებს, შესაბამისად, ნაკადის 1—1 და 2—2 კვეთებში, მაშინ სრული დაწნევის ცნების ანალოგიურად (ნახ. 4.8) $\mathfrak{E}_1 > \mathfrak{E}_2$; $\mathfrak{E}_1 - \mathfrak{E}_2 = \Delta \mathfrak{E} = h_{\text{წ}}$ და $\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_2 + \Delta \mathfrak{E}$ ან

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_2 + h_{\text{წ}}. \quad (4.37')$$

რეალური ნაკადის კუთრი ენერგიის მარაგის გარკვეული ნაწილი იხარჯება ჰიდრავლიკურ წინაღობათა დაძლევაზე; სრული კუთრი ენერგიის მარაგი დინების გასწვრივ მცირდება. საწყისი ენერგიის წირი (1—1) კვეთში 4.8 ნახაზზე გამოსახულია $O' - O'$ პორიზონტალური წრფით.

ახლა დავაზუსტოთ ბერნულის განტოლების გამოყენების არე (საზღვრები), ანუ დავადგინოთ ის პირობები, რომლის დროსაც მართებულია ბერნულის განტოლების გამოყენება.

მეორე ინტეგრალის ამონახსნი (4.34) მიღებულია იმ თვალსაზრისით, რომ ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილება ნაკადის ცოცხალ კვეთში ექვემდებარება ჰიდროსტატიკურ კანონს ($\gamma + p/\gamma = \text{const}$); მაგრამ, როგორც ვიცით, ასეთი კანონზომიერება მართებულია მხოლოდ სითხის დამყარებული სწვრივკავალური დაშლადი დინებისას (§ 4.6), ამიტომ ბერნულის განტოლების გამოყენება დასაშვებია მხოლოდ სწვრივკავალური და მდოვრედ ცვლადი ნაკადებისათვის, რომელთა ცოცხალი კვეთები წარმოადგენს ამ ნაკადების განივი კვეთების სიბრტყეებს (ბრტყელ ზედაპირებს).

უნდა აღინიშნოს, რომ სითხის მოძრაობა კვეთებში, რომლების-

თვისაც ვიყენებთ ბერნულის განტოლებას, აუცილებლად სწვრივკავალური ან მდოვრედ ცვლადი უნდა იყოს, ხოლო ამ კვეთებს შორის შუალედში მოძრაობა შეიძლება იყოს მკვეთრად ცვლადიც.

§ 4.8. ნაკადის ჰიდრაულიკური და პიეზომეტრული ძანობები

რეალური სითხის მოძრაობა ხასიათდება დინების გასწვრივ კუთრი ენერგიის, ანუ სრული დაწნევის (ჰიდროდინამიკური დაწნევის) $H-H$ (ან $\Psi-\Psi$) წირის ვარდნით (ნახ. 4.8). ამ ვარდნის გამოსახვის მიზნით, ჰიდრაულიკაში გამოიყენება ჰიდრაულიკური ქანობის ცნება.

ჰიდრაულიკური ქანობი ეწოდება ნაკადის სრული დაწნევის (კუთრი ენერგიის) ვარდნას განსახილველი უბნის სიგრძის ერთეულზე და იგი I (ან j) ასოთი აღინიშნება. სითხის თანაბარი მოძრაობისას სრული დაწნევის წირი თანაბარი ვარდნით ხასიათდება; იგი წარმოადგენს დახრილ წრფეს და ამიტომ ჰიდრაულიკური ქანობი ნაკადის გასწვრივარი იცვლება. ჰიდრაულიკური ქანობის ცნების შესაბამისად შეიძლება დაწეროთ (ნახ. 4.8)

$$I = \frac{H_1 - H_2}{l} = \frac{\left(\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right)}{l} = \frac{h_W}{l}. \quad (4.38)$$

ნაკადის უთანაბრო მოძრაობისას $H-H$ წირის ვარდნა ცვალებადია, ჰიდრაულიკური ქანობი დინების გასწვრივ იცვლება და (4.38) ფარდობა განსახილველ უბანზე უკვე საშუალო ჰიდრაულიკური ქანობის სიდიდეს გამოსახავს

$$\boxed{I_{\text{სა}} = \frac{h_W}{l}}. \quad (4.38')$$

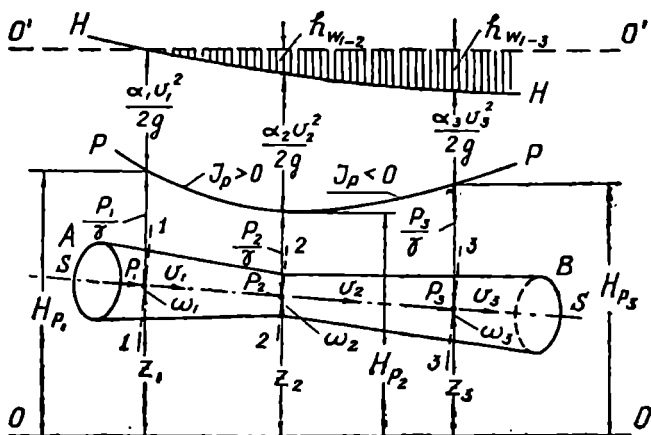
როგორც ვიცით, h_W გამოსახავს სრული დაწნევის დანაკარგს ნაკადის განსახილველ უბანზე.

სითხის უთანაბრო მოძრაობისას სრული დაწნევის $H-H$ წირი ზოგად შემთხვევაში იქნება მრუდე მოხაზულობის და ამიტომ ჰიდრაულიკური ქანობის ნამდვილი მნიშვნელობა ნაკადის ნები სმიერ კვეთში გამოსახება შემდეგი თანადარობით:

$$I = \frac{dh_W}{dl} = - \frac{dH}{dl} = - \frac{d}{dl} \left(\frac{\alpha v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} + z \right). \quad (4.39)$$

დაწნევის h_w დანაკარგით გამოსახული ჰიდრავლიკური ქანობი ყოველთვის დადებითი სიდიდეა, ვინაიდან dl -ის დადებით მნიშვნელობას ყოველთვის შეესაბამება dh_w -ს დადებითი მნიშვნელობა (ცხადია, სრული H დაწნევით გამოსახული ჰიდრავლიკური ქანობი უარყოფითი სიდიდეა).

ახლა გავეცნოთ პიეზომეტრული ქანობის ცნებას. როგორც ვიცით, პიეზომეტრული p — p წირი (ნახ. 4.8) გრაფიკულად გამოსახავს საფარდი O — O სიბრტყისაღმის ნაკადის პიეზომეტრული H_p დაწნევის, ანუ კუთრი პოტენციური ენერგიის (Σ) ცვალებადობას ღინების გასწვრივ. კუთრი პოტენციური ენერგიის სიდიდე ჭვალადი კვეთის მქონე ნაკადებში, ღინების გასწვრივ სრული ენერგიის კინეტიკური ნაწილის ცვალებადობასთან დაკავშირებით, შეიძლება მცირდებოდეს, იზრდებოდეს,



ნახ. 4.9.

დეს, ან კიდეც, უცვლელი რჩებოდეს. ცხადია, მუდმივი კვეთის მქონე ნაკადებში H_p დაწნევის სიდიდე ღინების გასწვრივ ყოველთვის მცირდება. ამრიგად, ცვლადი კვეთის მქონე ნაკადის სხვადასხვა უბანზე p — p წირის შეიძლება ჰქონდეს როგორც პირდაპირი ქანობი (პირდაპირი ვარდნა), ისე ზეაღმავალი უკუქანობი. 4.9 ნახაზზე გამოსახული ნაკადის 1—1 და 2—2 კვეთებით შემოსაზღვრულ უბანზე (აქ $\omega_1 > \omega_2$ და $v_1 < v_2$) p — p წირი აქვს პირდაპირი ქანობი ($H_{p1} > H_{p2}$), ხოლო 2—2 და 3—3 კვეთებს შორის ($\omega_2 < \omega_3$) — უკუქანობი ($H_{p2} < H_{p3}$), ე. ი. პიეზომეტრული დაწნევა ღინების გასწვრივ იზრდება (სიჩქარითი დაწნევის შემცირებასთან დაკავშირებით).

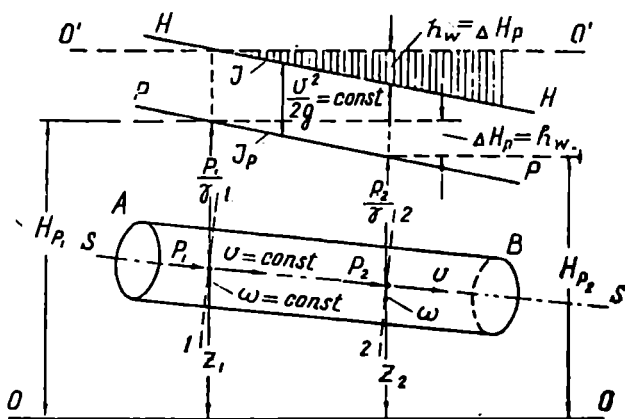
საშუალო პიეზომეტრული ქანობი განსახილველ უბანზე აღინიშნება $I_{p_{\text{საშ}}}$ -თი და განისაზღვრება ტოლობით (ნახ. 4.8)

$$I_{p_{\text{საშ}}} = \frac{H_{p_1} - H_{p_2}}{l} = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right)}{l}. \quad (4.40)$$

თუ $H_{p_1} > H_{p_2}$ (ე. ი. თუ $z_1 + p_1/\gamma > z_2 + p_2/\gamma$), მაშინ $I_{p_{\text{საშ}}} > 0$ (დადებითია) და, პირიქით, თუ $H_{p_1} < H_{p_2}$, მაშინ პიეზომეტრული ქანობი $I_{p_{\text{საშ}}} < 0$ (უარყოფითია), ე. ი. პიეზომეტრული p — p წირის უკუქანობიანი უბანი გამოისახება უარყოფითი ნიშნის პიეზომეტრული ქანობით. პიეზომეტრული ქანობის ნამდვილი მნიშვნელობა ნაკადის განსაზღვრულ კვეთში გამოითვლება თანათარლობით

$$I_p = - \frac{dH_p}{dl} = - \frac{d\left(z + \frac{p}{\gamma}\right)}{dl}. \quad (4.41)$$

მიწის ნიშანი ამ გამოსახულებაში დაწერილია იმ პირობით, რომ p — p წირის უკუქანობიანი უბანზე I_p მივიღოთ უარყოფითი, ხოლო



ნახ. 4.10.

პირდაპირქანობიანი უბანზე—დადებითი. ცხადია, p — p წირის პორიზონტალური განლაგებისას $I_p = 0$.

სითხის ჭთანაბარი მოძრაობისას მუდმივი კვეთის სადინარებში (ნახ. 4.10) მოძრაობის საშუალო სიჩქარე განსახილველ კვეთებში $v_1 = v_2 = v = \text{const}$ და ამიტომ სრული დაწნევის $H-H$ და პიეზომეტრული

p — p წირები იქნება პარალელური ($v^2/2g = \text{const}$); ეს კი, თავის მხრივ, ნიშნავს, რომ ჰიდრავლიკური და პიეზომეტრული ქანობები ტოლია

$$I = I_p = \frac{H_{p1} - H_{p2}}{l} = \frac{h_W}{l} = \frac{H_{p1} - H_{p2}}{l} = \frac{\Delta H_p}{l} = \frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right)}{l} \quad (4.42)$$

ცხადია, განსახილველ შემთხვევაში ნაკადის კუთრი კინეტიკური ენერგია დინების გასწვრივ არ იცვლება და ჰიდრავლიკურ წინაღობათა გადალახვაზე იხარჯება სრული კუთრი ენერგიის მარაგის პოტენციური ნაწილი

$$h_W = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right) \quad (4.43)$$

თუ განვიხილავთ სითხის თანაბარ მოძრაობას პორიზონტალურ მუდმივკვეთიან სადინარში, მაშინ $z_1 = z_2 = z = \text{const}$ და ბერნულის განტოლების თანახმად, მივიღებთ

$$h_W = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{\Delta p}{\gamma} = h_{p1} - h_{p2} = \Delta h_p \quad (4.43')$$

ე. ი. დაწნევის დანაკარგის სიდიდე ნაკადის განსახილველ უბანზე ტოლია ამ უბნის მოსაზღვრე კვეთებში პიეზომეტრულ სიმაღლეთა სხვაობისა (წინაღობათა გადალახვა ხდება წნევის სხვედრითი პოტენციური ენერგიის ხარჯზე).

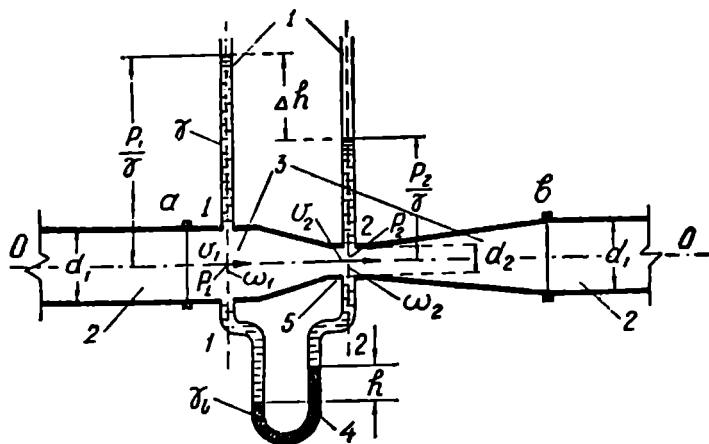
ჰიდრავლიკური და პიეზომეტრული ქანობები გეომეტრიული გაგებით წარმოადგენს განყენებულ სიდიდეებს; ენერგეტიკული გაგებით კი მათ წონის განზომილება აქვთ $\left[\frac{FL}{L} = F \right]$. ჰიდრავლიკური და პიეზომეტრული ქანობების გარდა ჰიდრავლიკაში გვხვდება გეომეტრიული ქანობის ცნებაც, რომელიც გამოსახავს სადინარის ღერძის დახრას მანძილის ერთეულზე დინების მიმართულებით; მას კალაპოტის ქანობაც უწოდებენ $\left(i = \frac{\Delta h}{l} \right)$.

§ 4. 9. ბერნულის განტოლების გამოყენება პრაქტიკული ამოცანების გადასაწყვეტად

მრავალი პრაქტიკული ამოცანის გადასაწყვეტად საჭირო ჰიდრავლიკური გაანგარიშების ჩატარებისას თითქმის ყოველთვის ვიყენებთ სითხის მოძრაობის ძირითად განტოლებას—დ. ბერნულის განტოლებას. ამ პა-

რავრადში გავეცნოთ ბერნულის განტოლების გამოყენების ისეთ კერძო შემთხვევებს, რომელთა განხილვისას დასაშვებია სითხის ენერგიის დანაკარგების უგულებელყოფა (ე. ი. როდესაც ასეთი დაშვებით გამოწვეული ცდომილება ძალზე მცირეა და პრაქტიკულად დასაშვებია მისი უგულებელყოფა).

1. გენტურის ხარჯსაზომი (ნახ. 4.11). სადაწნეო მილსადენებში სითხის ხარჯის გასაზომად გამოიყენება სხვადასხვა ხელსაწყო: ვენტურის ხარჯსაზომი (პიეზომეტრული ხარჯსაზომი), ხარჯსაზომი დიფერაგ-



ნახ. 4.11.

მა, საყელური და სხვ. ჩვენ გავეცნოთ ვენტურის ხარჯსაზომს და მისი მოქმედების პრინციპს.

ვენტურის ხარჯსაზომი წარმოადგენს d_1 დიამეტრიან მილსადენში (2) ჩადგმულ ab მილყელს (3), რომელიც შედგება ორი ფასონური ნაწილისაგან—შევიწროებულ კონფუზორისაგან და განშლადი დიფუზორისაგან; ეს ნაწილები ერთმანეთთან შეერთებულია მცირე d_2 დიამეტრიანი მოკლე ყელით (იგი მოწყობილია წნევის ვარდნის შექმნის მიზნით—კონფუზორის გასწვრივ სიჩქარე იზრდება, ხოლო წნევა მცირდება; ყელში მყარდება მაქსიმალური v_2 სიჩქარე და მინიმალური p_2 წნევა). წნევათა სხვაობა 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის იზომება პიეზომეტრებით (1) ან U -სებრი ვერცხლისწყლის დიფერენციალური მანომეტრით (4) და იგი ცალსახად არის დამოკიდებული v_2 სიჩქარესა და მილსადენის Q ხარჯზე. ეს კავშირი მყარდება ბერნულის განტოლებისა და უწყვეტობის ჰიდრავლიკური განტოლების საფუძველზე.

შევადგინოთ ბერნულის განტოლება d_1 დიამეტრის მქონე 1—1 და

d_2 დიამეტრის მქონე 2—2 კვეთებისათვის $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ ($O-O$ სიბრტყე შეუთავსოთ მილსადენის ღერძს). თუ ამ კვეთებს შორის უგულებელვყოფთ დაწნევის დანაკარგებს და მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\chi_1 = \chi_2 = 0$, გვექნება

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g}.$$

თუ გავითვალისწინებთ აგრეთვე, რომ $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 1,0$ და $\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \Delta h$, მივიღებთ

$$\Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}. \quad (4.44)$$

v_1 სიჩქარე გამოვსახოთ v_2 სიჩქარით, რისთვისაც ვისარგებლოთ უწყვეტობის ჰიდრაულიკური განტოლებით— $\omega_1 v_1 = \omega_2 v_2$, საიდანაც

$$v_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1} v_2;$$

v_1 სიჩქარის ეს მნიშვნელობა შევიტანოთ (4.44) განტოლებაში და განვსაზღვროთ v_2 სიჩქარე

$$\Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}{2g} = \frac{v_2^2 \left[1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \right]}{2g},$$

აქედან კი მივიღებთ

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}}. \quad (4.45)$$

მილსადენის თეორიული ხარჯი (დაწნევის დანაკარგების გაუთვალისწინებლად) ტოლი იქნება

$$Q_{\text{თ}} = v_2 \omega_2 = \omega_2 \sqrt{\frac{2g\Delta h}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}} = \omega_1 \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}} \sqrt{\Delta h}$$

ან

$$Q_{\text{თ}} = A \sqrt{\Delta h}. \quad (4.46)$$

A სიდიდეს ეწოდება ვენტურის ხარჯსაზომის მუდმივა და იგი დამოკიდებულია d_1 და d_2 დიამეტრებს შორის თანაფარდობაზე

$$A = \omega_1 \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2}} = \frac{\pi d_1^2}{4} \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4}}. \quad (4.47)$$

დაწნევის დანაკარგების არსებობის გამო მილსადენის ფაქტობრივი ხარჯი ნაკლები იქნება Q_0 -ზე და გამოითვლება ფორმულით

$$Q = \mu A \sqrt{\Delta h}, \quad (4.48)$$

სადაც μ —ხარჯის კოეფიციენტი და ნაკლებია 1-ზე. μ კოეფიციენტი განისაზღვრება ვენტურის ხარჯსაზომის ტარირებით. პრაქტიკისათვის საკმაო სიზუსტით იგი შეიძლება მივიღოთ $\mu = 0,98$ -ის ტოლი.

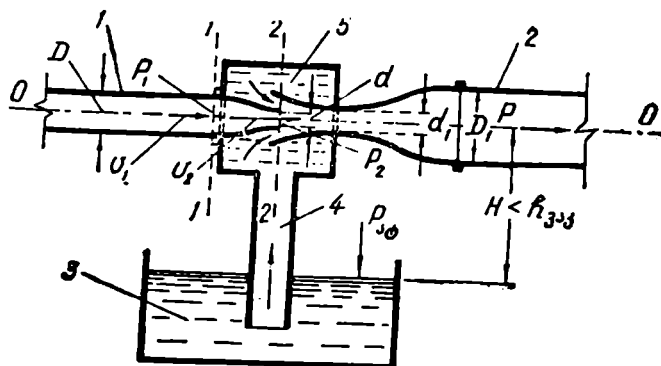
თუ პიეზომეტრების ნაცვლად ხელსაწყოზე დაყენებულია U -სებრი ვერცხლისწყლის დიფერენციალური მანომეტრი (4), რომლის ჩვენება h -ის ტოლია, მაშინ მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ პიეზომეტრების შემთხვევაში $\Delta p = p_1 - p_2 = \gamma \Delta h$, ხოლო დიფერენციალური მანომეტრის შემთხვევაში $\Delta p = h(\gamma_3 - \gamma)$, სადაც γ_3 —ვერცხლის წყლის კუთრი წონაა,

ამიტომ $\gamma \Delta h = h(\gamma_3 - \gamma)$ ტოლობიდან მივიღებთ $\Delta h = h \frac{\gamma_3 - \gamma}{\gamma}$ და h ჩვენებით გამოთვლილი ფაქტობრივი ხარჯის სიდიდე

$$Q = \mu A \sqrt{h \frac{\gamma_3 - \gamma}{\gamma}} \quad (4.49)$$

2. ჰავლური ტუმბო (ეუმეტრი). ასეთი ტუმბოს პრინციპული სქემა მოცემულია 4.12 ნახაზზე. მისი დანიშნულებაა სითხის აწევა გარკვეულ H სიმაღლეზე.

ჰავლური ტუმბო შედგება ორი კონოიდური (ან კონუსური) მილისაგან. პირველი მილი ვიწროვდება (კონფუზორი), ხოლო მეორე—გან-



ნახ. 4.12.

შლადია (დიფუზორი). პირველი მილი ვიწროვდება D დიამეტრიდან უმცირეს d დიამეტრამდე, ხოლო მეორე მილი ფართოვდება მცირე d_1 დიამეტრიდან უდიდეს D_1 დიამეტრამდე ($d_1 > d$ და $D_1 > D$). აღნიშ-

ნული მიღების შეერთების ადგილას, სადაც პირველ მილს აქვს უმცირესი d დიამეტრი, მოწყობილია ტუმბოს ჰერმეტიკული კამერა 5 ვერტიკალური მილით 4. რომელიც ჩაშვებულია მისაწოდებელი სითხით შევსებულ რეზერვუარში 3, მუშა სითხის მიწოდება ჰავლურ ტუმბოში D დიამეტრიანი მილსადენით 1 წარმოებს ცენტრიდანული ტუმბოთი ან სადაწნო რეზერვუარით.

დანადგარის მოქმედების პრინციპი მდგომარეობს შემდეგში: p_1 წნევის მქონე მუშა სითხე D დიამეტრიან მილიდან 1 უმცირეს d დიამეტრიან 2—2 კვეთის გავლით ხვდება კონფუზორის მილყელში; სიჩქარის მკვეთრი გაზრდის შედეგად მუშა სითხის წნევა 2—2 კვეთში (p_2) მცირდება და ეცემა ატმოსფერულ წნევაზე უფრო დაბლა ($p_2 < p_a$); ტუმბოს კამერაში მყარდება ვაკუუმი (გაიშვიათება), რომლის გავლენით სითხე რეზერვუარიდან 3 შეიწოვება ამ კამერაში ვერტიკალური მილის 4 საშუალებით (ე. ი. სითხე აიწევის H სიმაღლეზე); ამის შემდეგ რეზერვუარიდან კამერაში მოხვედრილი სითხე შეიწოვება მილის 2 დიფუზორის შესასვლელ ძაბრისებრ ნაწილში და პირველი მილის კონფუზორიდან გამოტყორცნილი მუშა სითხის ჰავლთან ერთად დიფუზორის გავლით შედის D_1 დიამეტრის მქონე მილსადენში 2 გაზრდილი p წნევით ($p > p_1$).

ცხადია, სითხის აწევის H სიმაღლე დამოკიდებულია ტუმბოში განვითარებული ვაკუუმის სიდიდეზე, ანუ ვაკუუმმეტრულ $h_{\text{ვკ}}$ სიმაღლეზე. ეს უკანასკნელი კი განისაზღვრება ბერნულის განტოლებით.

შევადგინოთ ბერნულის განტოლება 1—1 და 2—2 კვეთებისათვის ტუმბოს ლერძთან შეთავსებული $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ (დაწნევის დანაკარგები არ მიიღება მხედველობაში და ამასთან $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1,0$):

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g}, \quad (4.50)$$

სადაც p_1 და p_2 — აბსოლუტური წნევის სიდიდეებია, შესაბამისად, 1—1 და 2—2 კვეთებში.

ვაკუუმმეტრული სიმაღლე 2—2 კვეთში ტოლია

$$h_{\text{ვკ}} = \frac{p_a - p_2}{\gamma}, \quad \text{საიდანაც} \quad \frac{p_2}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} - h_{\text{ვკ}}.$$

თუ p_2/γ მნიშვნელობას შევითანთ (4.50) ტოლობაში, მივიღებთ

$$h_{\text{ვკ}} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_1}{\gamma};$$

მივიღოთ მხედველობაში, რომ v_1 და v_2 საშუალო სიჩქარეები მილსადენის 1 განსახილველ კვეთებში ტოლია

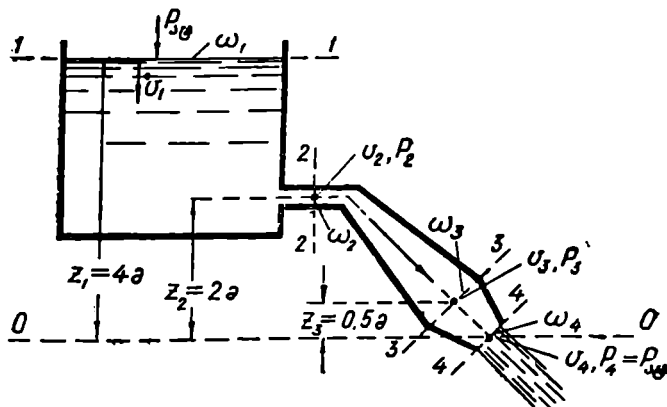
$$v_1 = \frac{4Q}{\pi D^2} \text{ და } v_2 = \frac{4Q}{\pi d^2},$$

სადაც Q არის მილსადენით 1 ტუმბოში მიწოდებული მუშა სითხის ხარჯი, მაშინ ტუმბოს მიერ განვითარებული ვაკუუმეტრული სიმაღლე

$$h_{\text{ვაკ}} = \frac{16Q^2}{\pi^2 2g} \left(\frac{1}{d^4} - \frac{1}{D^4} \right) - \frac{p_1 - p_{\text{ატ}}}{\gamma}. \quad (4.51)$$

ცხადია, სითხის აწევა რეზერვუარიდან 3 H სიმაღლეზე შესაძლებელი იქნება მხოლოდ იმ შემთხვევაში თუ $h_{\text{ვაკ}} \geq H$.

ამოცანა 4.1. რეზერვუარიდან სათავეს იღებს ცვლადი კვეთის მილსადენი (ნახ. 4.13). განვსაზღვროთ მილსადენიდან გამოდინებული წყლის



ნახ. 4.13.

Q ხარჯი და კარბი — მანომეტრული და აბსოლუტური წნევის სიდიდეები მილსადენის 1—1, 2—2, 3—3 და 4—4 კვეთებში შემდეგი მონაცემების მიხედვით: წყლის ღონე რეზერვუარში (1—1 კვეთი) მუდმივია, აბსოლუტური წნევა რეზერვუარის თავისუფალ ზედაპირზე $p_1 = p_{\text{ატ}}$, გამოდინება მილსადენიდან ხდება ატმოსფეროში და ამიტომ $p_4 = p_{\text{ატ}}$, საფარდი $O-O$ სიბრტყე გატარებულია მილსადენის გამოსასვლელი 4—4 კვეთის ცენტრზე, რეზერვუარის თავისუფალი ზედაპირის ფართობი $\omega_1 = 1,0 \text{ მ}^2$, სიმაღლე საფარდი სიბრტყიდან $z_1 = 4,0 \text{ მ}$, დანარჩენი ცვლადი კვეთების ფართობები $\omega_2 = 0,015 \text{ მ}^2$, $\omega_3 = 0,04 \text{ მ}^2$ და $\omega_4 = 0,02 \text{ მ}^2$, ამ კვეთების სიმძიმის ცენტრების სიმაღლეები კი საფარდი სიბრტყიდან.

შესაბამისად, $z_2=2,0$ მ, $z_3=0,5$ მ და $z_4=0$. დაწნევის დანაკარგები მხედველობაში არ მიიღება, ვინაიდან განიხილება მოკლე მილსადენი.

ამოხსნა. 1) შევადგინოთ ბერნულის განტოლება 1—1 და 4—4 კვეთებისათვის $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ

$$z_1 + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_4^2}{2g} \quad (\text{აქ } z_4=0) \quad (4.52)$$

ან

$$\frac{v_4^2}{2g} = \frac{v_1^2}{2g} + z_1,$$

საიდანაც

$$\frac{v_4^2}{2g} \left(1 - \frac{v_1^2}{v_4^2}\right) = \frac{v_1^2}{2g} \left(1 - \frac{v_1^2}{v_4^2}\right) = z_1.$$

თუ ამ გამოსახულებიდან განვსაზღვრავთ ნაკადის v_4 სიჩქარეს მილსადენის გამოსასვლელ 4—4 კვეთში, მივიღებთ

$$v_4 = \sqrt{\frac{2gz_1}{1 - \frac{v_1^2}{v_4^2}}} = \sqrt{\frac{19,62 \cdot 4,0}{1 - \frac{0,02^2}{1,0^2}}} = 8,86 \text{ მ/წმ.}$$

წყლის ხარჯი კი

$$Q = v_4 \omega_4 = 8,86 \cdot 0,02 = 0,1772 \text{ მ}^3/\text{წმ.}$$

2) ბერნულის განტოლებიდან 4—4 და 3—3 კვეთებისათვის გვაქვს

$$\frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_4^2}{2g} = z_3 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{v_3^2}{2g}; \quad (4.53)$$

მაგრამ

$$v_3 = v_4 \frac{\omega_4}{\omega_3} = 8,86 \frac{0,02}{0,04} = 4,43 \text{ მ/წმ} \quad \text{და} \quad \frac{v_4^2}{2g} = \frac{8,86^2}{19,62} = 4,0 \text{ მ,}$$

ამიტომ (4.53) განტოლებიდან მივიღებთ

$$\frac{p_a}{\gamma} + 4,0 = 0,5 + \frac{p_3}{\gamma} + \frac{4,43^2}{19,62} \quad \text{და} \quad \frac{p_3 - p_a}{\gamma} = 2,5 \text{ მ (წყ. სვ.)},$$

ე. ი. პარბი — მანომეტრული წნევა 3—3 კვეთში $p_3(3) = p_3 - p_a = \gamma \cdot 2,5 \text{ მ} = 0,001 \text{ (კგდ/სმ}^2\text{)} \cdot 250 \text{ (სმ)} = 0,25 \text{ კგდ/სმ}^2 = 0,25 \text{ ატ. ხოლო აბსოლუტური წნევა } p_3 = p_3(3) + p_a = 0,25 + 1,0 = 1,25 \text{ ატ} = 1,25 \text{ კგდ/სმ}^2.$

3) 4—4 და 2—2 კვეთებისათვის

$$z_1 + \frac{p_a}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \quad (4.54)$$

$$4,0 + \frac{p_{ab}}{\gamma} = 2,0 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g};$$

მაგრამ

$$v_2 = \frac{\omega_1}{\omega_2} v_1 = \frac{0,02}{0,015} \cdot 8,86 = 11,8 \text{ მ/წმ} \text{ და } \frac{v_2^2}{2g} = \frac{11,8^2}{19,62} = 7,1 \text{ მ},$$

ამიტომ (4.54) განტოლებიდან მივიღებთ

$$\frac{p_{ab} - p_2}{\gamma} = 5,1 \text{ მ, ე. ი. } \frac{p_{ab} - p_2}{\gamma} = \frac{p_{3ab}}{\gamma} = h_{3ab} = 5,1 \text{ მ}.$$

ამრიგად მივიღეთ, რომ ვაკუუმმეტრული წნევა 2—2 კვეთში $p_{3ab} = 0,51$ ატ = $0,51$ კგდ/სმ², ხოლო აბსოლუტური წნევა $p_2 = p_{ab} - p_{3ab} = 1,00 - 0,51 = 0,49$ ატ = $0,49$ კგდ/სმ². ჭარბი მანომეტრული წნევა კი 2—2 კვეთში $p_{\text{ჭრ}} = p_2 - p_{ab} = 0,49 - 1,00 = -0,51$ ატ = $-0,51$ კგდ/სმ² (ე. ი. 2—2 კვეთში განვითარდა $0,51$ ატ-ის ტოლი გაიშვიათება — ვაკუუმი).

4) ცხადია, ჭარბი — მანომეტრული წნევა 4—4 კვეთში $p_{\text{ჭრ}} = 0$, ხოლო აბსოლუტური წნევა $p_4 = p_{ab} = 1,0$ ატ = $1,0$ კგდ/სმ².

§ 4.10. სითხის თანაბარი მოძრაობის ძირითადი განმარტება

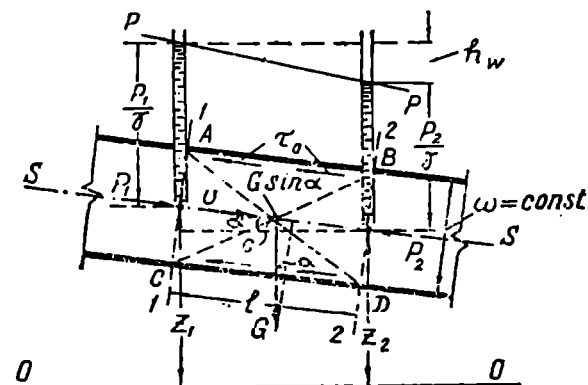
სითხის თანაბარი მოძრაობისას სხვადასხვა დანიშნულების მილსადენებში, გვირბებში, კოლექტორებსა და აგრეთვე ღია კალაოტებში ცოცხალი კვეთები (მათი ფორმა და ფართობი), საშუალო სიჩქარეები და სიღრმეები დინების გასწვრივ არ იცვლება (მუდმივია).

თანაბარი მოძრაობის რეჟიმი ხასიათდება მოძრაობის გამომწვევი გარე ძალებსა და ბლანტი სითხის მოძრაობისადმი წინააღობის ძალების ტოლობით, რადგანაც წარმოუდგენელია სითხის თანაბარი მოძრაობა მასზე მოქმედი ყველა გარე ძალის ურთიერთშეწონასწორების გარეშე.

თანაბარი მოძრაობის აღნიშნული პირობა გამოვიყენოთ თანაბარი მოძრაობის ძირითადი საანგარიშო განტოლების გამოსაყვანად, სახელდობრ, გამოვიყენოთ დებულება: მოძრაობის გამომწვევი ყველა ძალის ნებისმიერ ღერძზე გვემძლეობს ჯამი ტოლი უნდა იყოს მოძრაობისადმი წინააღობის ძალების გვემძლეობს ჯამისა იმავე ღერძზე.

განვიხილოთ ნებისმიერი ფორმის, მუდმივი ა ცოცხალი კვეთის მქონე ნაკადის თანაბარი მოძრაობა პორიზონტისადმი α კუთხით დახრილ სადინარში (ნახ. 4.14). ამ ნაკადში 1—1 და 2—2 კვეთებით გამოვყოთ სითხის Δ სიგრძის მქონე უბანი (ABDC მოცულობა).

ჰიდროდინამიკური წნევის სიდიდეები განსაზღვრული კვეთების ცენტრებში, შესაბამისად, აღენიშნოთ p_1 და p_2 -თი, კვეთების ცენტრების სიმაღლეები საფარდი $O-O$ სიბრტყიდან — z_1 და z_2 -ით, ნაკადის მუდმივი ცოცხალი კვეთის ფართობი — ω -თი, ნაკადის სველი პერიმეტ-



ნახ. 4.14.

რი — χ -თი და ნაკადის განსაზღვრული $ABDC$ მოცულობის წონა — G -თი. განვიხილოთ ძალთა გეგმილები ნაკადის $S-S$ ლერძის მიმართ.

მოძრაობის გამომწვევ ძალებს წარმოადგენს: 1) ჯამური ჰიდროდინამიკური წნევის P_1 და P_2 ძალები, რომლებიც, შესაბამისად, მოქმედებენ 1—1 და 2—2 ცოცხალ კვეთებში

$$P_1 = p_1 \omega \quad \text{და} \quad P_2 = p_2 \omega;$$

აქ უნდა აღენიშნოთ, რომ P_2 ძალა მოქმედებს ნაკადის 2—2 ცოცხალი კვეთის შიგა ნორმალის გასწვრივ და ამიტომ მიმართულია სითხის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ; 2) გამოყოფილი მოცულობის წონა $G = \gamma \omega l$.

მოძრაობისა და წინააღმდეგობის ძალები მოქმედებს სითხის ნაკადისა და სადინარის კედლების შეხების ზედაპირის (სადინარის შიგა ზედაპირის) გასწვრივ, მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით (ე. ი. ხახუნის მხეები ძალები, რომლებიც მოქმედებენ ნაკადისა და სადინარის კედლების საკონტაქტო ზედაპირების გასწვრივ). ნაკადისა და სადინარის კედელს შორის მოქმედი კუთრი ხახუნის ძალა (აღნიშნული საკონტაქტო ზედაპირის ფართობის ერთეულზე მოქმედი ხახუნის ძალა), ანუ ხახუნის მხეები ძაბვა სადინარის კედელთან აღენიშნოთ τ_0 -ით, მაშინ ჯამური ხახუნის T ძალა, რომელიც მოქმედებს ნაკადისა და სადინარის კედლების საკონტაქტო ზედაპირის გასწვრივ l სიგრძეზე, იქნება $T = \tau_0 l \chi$; ცხადია, იგი მიმართულია სითხის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ (ნაკადის მეზობელ შრეებს შორის მოქმედი შიგა ხახუნის ძა-

ლები წარმოადგენს ტოლი სიდიდისა და საწინააღმდეგოდ მიმართულ წვევიძალებს და ამიტომ სადინარის ლერძზე მათი გვეგმილების ჯამი იქნება ნულის ტოლი).

ახლა შევადგინოთ ნაკადში გამოყოფილი $ABDC$ მოცულობის თანაბარი მოძრაობის პირობა, ანუ შევადგინოთ წონასწორობის განტოლება განსახილველ მოცულობაზე მოქმედ ყველა გარე ძალისათვის (ნაკადის $S-S$ ლერძის მიმართ)

$$P_1 - P_2 + G \sin \alpha = T. \quad (4.55)$$

მივიღოთ მხედველობაში, რომ $\sin \alpha = \frac{z_1 - z_2}{l}$ (ნახ. 4.14) და შევიტანოთ (4.55) განტოლებაში აღნიშნული ძალების სათანადო მნიშვნელობები, გვექნება

$$\omega_1 p_1 - \omega p_2 + \frac{\gamma \omega l (z_1 - z_2)}{l} = \tau_0 l \chi;$$

თუ ამ განტოლებას გავყოფთ γ -ს ნამრავლზე, მივიღებთ

$$\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right) = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l \chi}{\omega}. \quad (4.56)$$

მაგრამ სხვაობა (4.56) განტოლების მარცხენა მხარეში სითხის თანაბარი მოძრაობისას, (4.43) გამოსახულების თანახმად, გამოსახავს ნაკადის კუთრი ენერგიების (სრული დაწნევის) სხვაობას $1-1$ და $2-2$ კვეთებს შორის, ანუ დაწნევის დანაკარგს ნაკადის l სიგრძეზე¹

$$\Theta_1 - \Theta_2 = H_{e1} - H_{e2} = H_{r1} - H_{r2} = h_{\text{np}} = \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} \right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \right).$$

ამრიგად, საბოლოოდ გვექნება

$$\boxed{h_{\text{np}} = \frac{\tau_0}{\gamma} \frac{l \chi}{\omega}}. \quad (4.57)$$

(4.57) განტოლებას ეწოდება სითხის თანაბარი მოძრაობის ძირითადი განტოლება და იგი გამოსახავს კუთრი ენერგიის დანაკარგს, ანუ დაწნევის დანაკარგს ნაკადის l სიგრძეზე. ეს განტოლება მართებულია როგორც სითხის საღაწნეო მოძრაობისათვის მილსადენებში და სხვა სახის დახშულ სადინარებში, ისე უდაწნეო მოძრაობისათვის (ლია კალაპოტებში, ნაწილობრივ შევსებულ დახშულ

¹ სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგისათვის პილარელიაში იყენებენ სხვადასხვა აღნიშვნას: h_w , h_i , h_{np} , h_f , $h_{\text{სიგრძ.}}$ და სხვ.

სადინარებში — უდაწნეო გვირაბებში, აკვედუკებში, სანიაღვრო კოლექტორებში და სხვ.).

ძირითადი განტოლება გვიჩვენებს, რომ ბლანტი სითხის თანაბარი მოძრაობისას დაწნევის დანაკარგები პირდაპირპროპორციულია ნაკადის განსახილველი უბნის სიგრძის, სველი პერიმეტრის სიგრძის, მზებში ძაბვისა სადინარის კედელზე და უკუპროპორციულია ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობისა.

საინჟინრო პრაქტიკაში, სითხის მოძრაობისას ხშირად საქმე გვექნება ე. წ. ადგილობრივ წინაღობებით გამოწვეული დაწნევის დანაკარგებთან — დაწნევის ადგილობრივ დანაკარგებთან; ჰიდრაულიკური წინაღობის ეს სახე განხილულია სახელმძღვანელოს მომდევნო მუხურში.

ახლა დავუბრუნდეთ (4.57) განტოლებას და ამ განტოლებიდან განვსაზღვროთ სადინარის კედელთან τ_0 მზები ძაბვის მნიშვნელობა. თუ გავიხსენებთ, რომ ჰიდრაულიკური რადიუსი $R = \omega/\chi$, ხოლო სითხის თანაბარი მოძრაობისას ჰიდრაულიკური ქანობი $I = h_s/l$, მაშინ

$$\tau_0 = \gamma I R. \quad (4.58)$$

მიღებული განტოლება ხშირად გამოიყენება პრაქტიკაში ჯამური ხახუნის T ძალის სიდიდის განსაზღვრისათვის.

უნდა აღინიშნოს, რომ ჰიდრაულიკაში ხშირად ვხვდებით ჰიდრაულიკური რადიუსის (R) ცნებას. იგი ახასიათებს ნაკადის განსახილველი ცოცხალი კვეთის ფორმას. სახელდობრ, კომპაქტური ფორმის ცოცხალი კვეთის მქონე ნაკადისათვის, მაგალითად, d დიამეტრიანი წრიული კვეთის სადაწნეო მილსადენისათვის (ან გვირაბისათვის) ჰიდრაულიკური რადიუსი

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{\pi d^2}{4\pi d} = \frac{d}{4},$$

ხოლო ძალზე დიდი B სიგანისა და მასთან შედარებით მცირე h სიღრმის მქონე ღია კალაპოტისათვის (თუ ცოცხალი კვეთის ფართობისა და სველი პერიმეტრის განსაზღვრისას მხედველობაში არ მივიღებთ კალაპოტის გვერდითი კედლების გავლენას) ჰიდრაულიკური რადიუსი დაახლოვებით ნაკადის h სიღრმის ტოლი იქნება. მართლაც,

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{Bh}{B+2h} \approx h.$$

ამრიგად, ჰიდრაულიკური რადიუსი სადაწნეო მილსადენებისათვის

უმცირესი მნიშვნელობისაა და სიდიდით სადინარის ავსების სიღრმის მფოთხედის ტოლია, ხოლო ძალზე განიერი ღია კალაპოტების (კაჟის ჰიდნარეების) შემთხვევაში ჰიდრაულიკურ რადიუსს აქვს უდიდესი მნიშვნელობა და იგი პრაქტიკულად ნაკადის სიღრმის ტოლია.

მეხუთე თავი

ჰიდრაულიკური წინაღობები და ნაკადის დაწნევის დაწაპარზები

§ 5-1. სითხის მოძრაობის ორი ძირითადი კეჟიმი

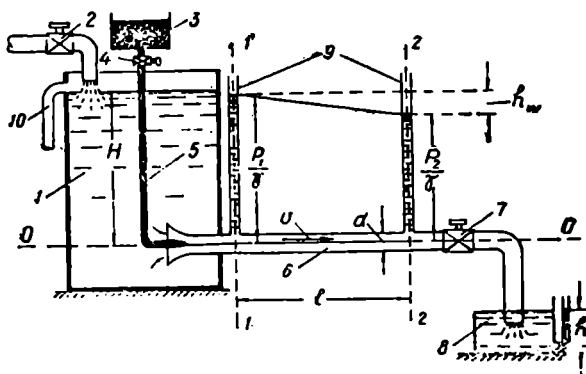
ჰიდრაულიკურ წინაღობათა ფართო ექსპერიმენტული და ნატურული კვლევის საფუძველზე დადგენილია, რომ ნაკადის უმადგენელი სითხის ნაწილაკების ურთიერთის მემართ გადაადგილებისა და მოძრაობის თავისებურებათა მიხედვით, ანუ ნაკადის შიგა სტრუქტურის მიხედვით, ბუნებაში არსებობს ერთმანეთისაგან პრინციპულად განსხვავებული სითხის მოძრაობის ორი ძირითადი რეჟიმი — ლამინარული და ტურბულენტური. ეს რეჟიმები ასახავს არა მარტო ნაკადების სტრუქტურულ თავისებურებებს, არამედ მოძრაობის საშუალო სიჩქარეზე დიფუზივის დანაკარგების დამოკიდებულებისა და ნაკადის ცოცხალ კვეთში აღგილობრივი სიჩქარის განაწილების ერთმანეთისაგან განსხვავებულ კანონზომიერებებსაც.

მოძრაობის ორი ძირითადი რეჟიმის არსებობის იდეა პირველად წამოაყენა დიდმა რუსმა მეცნიერმა დ. მენდელეევა (1880 წ.). უფრო გვიან, 1883 წ., ინგლისელმა ფიზიკოსმა ო. რეინოლდსმა გამოაქვეყნა ნაშრომი, რომელშიც ზუსტად იყო ასახული მოძრაობის აღნიშნული რეჟიმების თავისებურებანი და მათი ფართო ექსპერიმენტული კვლევის შედეგები. განზომილების ანალოზისა და ექსპერიმენტული მონაცემების განზოგადების საფუძველზე მან შემუშავა ჰიდროდინამიკისათვის დიდი მნიშვნელობის მქონე საანგარიშო გამოსახულებანი და კრიტერიუმები.

ექსპერიმენტული კვლევა ო. რეინოლდსმა ჩაატარა სპეციალურ ხელსაწყოზე, რომელიც დღესაც წარმატებით გამოიყენება სამოსწავლო ლაბორატორიებში მოძრაობის რეჟიმების საილუსტრაციოდ.

რეინოლდსის აღნიშნული ხელსაწყოს სქემა მოცემულია 5.1 ნახაზზე. მეშა სითხით შევსებულ დიდი ზომის ავზიდან 1 სათავეს იღებს ძლიამეტრის მქონე პორიზონტალური წრიული კვეთის ცილინდრული მინის საცდელი მილსადენი 6. საცდელ მილში ხდება მოძრაობის რეჟიმების ილუსტრაცია; მის შესასვლელ ნაწილს (მილყელს) აქვს მღოვრე — ძაბრისებრი ფორმა; იგი აღჭურვილია სითხის ხარჯისა და, ე. ი. მისი

სიჩქარის, მარეგულირებელი ონკანით 7 და ერთმანეთისაგან l მანძილით დაშორებულ 1—1 და 2—2 კვეთებში დაყენებული პიეზომეტრული მილაკებით 9. იმის გამო, რომ ჰორიზონტალურ საცდელ მილში სითხის

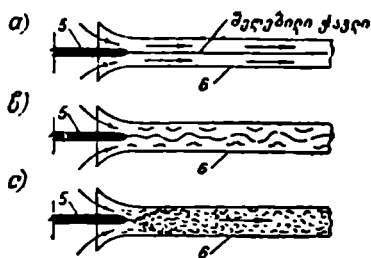


ნახ. 51.

მოძრაობა თანაბარია ($H = \text{const}$, $d = \text{const}$ და $v = \text{const}$), ამიტომ აღნიშნული პიეზომეტრული მილაკების ჩვენებათა სხვაობა იქნება მილსადენის l სიგრძის მქონე უბანზე დაწნევის დანაკარგის (კუთრი ენერგიის დანაკარგის) ტოლი $p_1 - p_2 / \gamma = \Delta p / \gamma = h_{\text{wp}}$. ავზში 1 მუდმივი დონის შენარჩუნება (მუდმივი H დაწნევის შენარჩუნება) ხდება მუშა სითხის მიმწოდებელი მილსადენის ონკანისა 2 და საცდელი მილსადენის ონკანის 7 სათანადო რეგულირებით; აღნიშნულ მიზანს უზრუნველყოფს აგრეთვე ჰარბი სითხის გადამღვრელი მოხრილი მილი 10. მცირე ზომის ავზი 3 შევსებულია მუშა სითხის კუთრი წონის დაახლოებით ტოლი კუთრი წონის მქონე ფერადი სითხით. მისი მიწოდება მილში 6 ხორციელდება ბოლომოხრილი მილაკით 5, რომელიც აღჭურვილია მარეგულირებელი ონკანით 4; ამ მილაკის ბოლო წამახვილებულია და ამიტომ საცდელ მილში შეედინება ფერადი სითხის წვრილი ჰაელი. ხარჯის საზომ ავზში 8 დროის T შუალედში დაგროვილი მუშა სითხის W მოცულობის მიხედვით გამოითვლება ონკანის 7 გარკვეული გაღების შესაბამისი სითხის ხარჯი. საცდელ მილსადენში — $Q = W/T$ და მოძრაობის საშუალო სიჩქარე — $v = Q/\omega = 4Q/\pi d^2$ (ხარჯსაზომი ავზი აღჭურვილია სითხის დონის მზომი პიეზომეტრული მილაკით). ცდი, ჩვეულებრივ, იწყება ონკანის უმცირესი გაღებით, ე. ი. უმცირესი სიჩქარით საცდელ მილსადენში. მილაკიდან გაშვებული საღებავი მოძრაობს მილსადენის კედლების პარალელური, მკაფიოდ გამოკვეთილი ჰაელის სახით; საღებავის ნაწილაკები არ შეერევა მუშა სითხის დანარჩენ მასას და გვეჩვენებს სითხის მოძრაობა განცალკევებული სწვრივი ჰაელების სახით (სწვრივჰაელური მოძრაობა), ანუ

მოძრაობა სითხის განცალკევებული შრეების სახით (ნახ. 5.2 ა). ამაში გვარწმუნებს ის გარემოება, რომ საცდელი მილსადენის შესასვლელი კვეთის ნებისმიერი წერტილიდან გაშვებული საღებავი თუმცა შეიცვლის მდებარეობას, მაგრამ კვლავინდებურად იმოძრაებს გამოკვეთილი და მილსადენის კედლების პარალელური (განცალკევებული) ჰაელის სახით.

თუ მცირე სიდიდით და მღოვრედ გავაღებთ ონკანს 7, მაშინ ხ სიჩქარე საცდელ მილსადენში შესაბამისად გაიზრდება, მაგრამ მოძრაობის ზემოთ აღწერილ სურათი (ნაკადის სტრუქტურა) მაინც არ შეიცვლება. მაგრამ ონკანის გაღების გარკვეული სიდიდით გაზრდისას საღებავის ჰაელი მიიღებს უწყვეტ ტალღისებრ ფორმას და იწყებს პულსირებას, თუმცა სითხის დანარჩენ მასაში იგი



ნახ. 5.2.

მაინც შესამჩნევი (გამოკვეთილი) დარჩება. ონკანის შემდგომი მღოვრე გაღების შედეგად საღებავის ჰაელი ცალკეულ უბნებზე დაიწყებს წყვეტას და იგი ნაკლებად შესამჩნევი გახდება (ნახ. 5.2 ბ). დაბოლოს, ონკანის გაღების გარკვეულ სიდიდემდე გაზრდისას დადგება საღებავის ჰაელის მთლიანად დაშლისა და ჩლევების მომენტი, როდესაც საღებავის შემადგენელი ნაწილაკები მთლიანად შეერევა საცდელ მილში მოძრავ მუშა სითხეს და ეს უკანასკნელი, თავის მხრივ, მთლიანად შეიღებება საღებავის გამოკვეთილ ჰაელზე უფრო ბაცი ფერით (ნახ. 5.2 ც). საერთო გადატანით მოძრაობასთან ერთდროულად სითხის ნაწილაკები გადაადგილდება სადინარის განივი მიმართულებითაც; სითხის მოძრაობის სწვრივ-ჰაელური და შრეობრივი სტრუქტურა ირღვევა, მოძრაობა მიიღებს მოუწესრიგებელ, ქაოსურ ხასიათს; ნაკადში წარმოიქმნება გრიგალური მორევები (ნაკადის მთლიანი მასის გამჟოლი გრიგალები და სხვ.). საცდელ მილსადენში სიჩქარის შემდგომი გაზრდის შედეგად ნაკადის შიგა მექანიზმის მოუწესრიგებლობისა და ქაოსურობის ინტენსივობა განუწყვეტლივ ძლიერდება (შემდგომში დავინახავთ, რომ ასეთ მოძრაობასაც აქვს თავისებური და სავსებით მწყობრი კანონზომიერება და ამიტომ გამოთქმა „მოუწესრიგებელი მოძრაობა“ უნდა ჩაითვალოს პირობითად).

თუ ცუას ჩავატარებთ შებრუნებულ თანამიმდევრობით, ე. ი. თუ დაკვირვებას დავიწყებთ ონკანის მაქსიმალური გაღებიდან (დიდი სიჩქარეებიდან საცდელ მილსადენში), მაშინ აღწერილი მოვლენებიც გამოვლდება შებრუნებული მიმდევრობით, მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ „მოუწესრიგებელი“ მოძრაობა აუცილებლად (მდგრადად) გადავა „მოწესრი-

გებულში“ (სწვრივკავალურში, შრეობრივში) საცდელ მილში იმ სიჩქარეზე საგრძნობლად ნაკლები სიჩქარისას, რომლის დროსაც ხდებოდა „მოუწესრიგებელი“ მოძრაობის აუცილებელი გადასვლა „მოუწესრიგებელში“. როგორც ვხედავთ, მოძრაობა ნაკადის შიგა სტრუქტურის არსებითი ცვლილების პროცესი არ არის შექცევადი.

სითხის მოძრაობის რეჟიმს, რომელიც ხასიათდება სითხის განცალკევებული სწვრივი კავლებითა და შრეებით, ეწოდება ლამინარული (შრეობრივი) რეჟიმი (ეს სახელწოდება შემოღებულია ლათინური სიტყვიდან lamina, რაც ნიშნავს შრეს). სითხის მოძრაობის „მოუწესრიგებელ“ რეჟიმს კი, რომელიც ხასიათდება ნაკადის მოძრავ შრეთა შორის სითხის ნაწილაკების ინტენსიური შერევის მოვლენით, ცალკეული ნაწილაკების მოძრაობით სივრცეში განუწყვეტლივ ცვლადი, რთული მოხაზულობის ტრაექტორიებით (დენის წირებით)— ეწოდება მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმი (ლათინური სიტყვიდან turbulum, რაც ნიშნავს მოუწესრიგებლობას, ქაოსს).

§ 5.2. კინემატიკის ცდები და მისი შედეგები. კინემატიკის რიცხვი და მისი კრიტიკული მნიშვნელობები

ცდების შედეგად დადგენილია, რომ სადინარის მოცემული ზომებისა (მაგალითად, მილსადენის მოცემული d დიამეტრისა) და სითხის მოცემული ν კინემატიკური სიბლანტისას ნაკადის მოძრაობის ერთი რეჟიმიდან გადასვლა მეორე რეჟიმზე ხდება მოძრაობის საშუალო u სიჩქარის სავსებით გარკვეული მნიშვნელობის დროს. სიჩქარეს, რომლის დროსაც ხდება ნაკადის რეჟიმების შეცვლა, ეწოდება კრიტიკული სიჩქარე. რეჟიმების ცვლილების პრაქტიკის ზემოაღწერილი თავისებურების გამო განსახილველ ნაკადს ახასიათებს ორი მნიშვნელობის მქონე კრიტიკული სიჩქარე — ზედა კრიტიკული სიჩქარე — $u_{კ.ზ}$ და ქვედა კრიტიკული სიჩქარე — $u_{კ.ქ}$. ზედა კრიტიკული სიჩქარის მიღწევისას ნაკადში ხდება ლამინარული რეჟიმის აუცილებელი გადასვლა ტურბულენტურში, ხოლო ქვედა კრიტიკული სიჩქარისას — ტურბულენტური რეჟიმის აუცილებელი გადასვლა ლამინარულში; ამასთან ყოველთვის $u_{კ.ზ} > u_{კ.ქ}$. ცხადია, სიჩქარის ცვალებადობის დიაპაზონში — $u_{კ.ქ} < u < u_{კ.ზ}$ — შესაძლებელია მოძრაობის ორივე რეჟიმი; თუ ცდას დავიწყებთ მინიმალური სიჩქარიდან და შემდგომ მას ვზრდით, ნაკადის მოძრაობის ხელსაყრელ პირობებში აღნიშნულ დიაპაზონში შეიძლება ლამინარული რეჟიმის შენარჩუნება, და პირიქით, თუ ცდას დავიწყებთ ტურბულენტური რეჟიმის შესაბამისი დიდი სიჩქარიდან და შემდგომ ვამცირებთ მას, ამ შუალედში შევინარჩუნებთ ტურბულენტურ რეჟიმს. ნაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ მოძრაობის რეჟიმები აღნიშ-

ნულ დიაპაზონში არამდგრადია; განსაკუთრებით არამდგრადია მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი — უმცირესმა შეშფოთებამ (სადინარის შერბევამ, ვიბრაციამ, სადინარის ხორკლიანობის უთანაბრობამ, ნაკადის არამდოვრე შესვლამ, წნევის ცვლილებამ და სხვ.) შეიძლება გამოიწვიოს ლამინარული რეჟიმის მკვეთრი გადასვლა ტურბულენტურში.

ზედა და ქვედა კრიტიკული სიჩქარეებით შემოსაზღვრული სიჩქარის ცვალებადობის დიაპაზონს არამდგრადი, ანუ გაჭრადმავალი ზონა (არე) ეწოდება. იმის გამო, რომ ლამინარული რეჟიმი გარდამავალ ზონაში განსაკუთრებით არამდგრადია, პრაქტიკის ყველა შემთხვევებში, როდესაც ნაკადის სიჩქარე $v > v_{კ.კ.}$, მოძრაობის რეჟიმი მიიღება ტურბულენტურად. ასეთი დაშვება მიზანშეწონილია აგრეთვე იმ თვალსაზრისითაც, რომ ჰიდრავლიკური წინაღობა და მასთან დაკავშირებული ნაკადის ენერგიის დანაკარგები ტურბულენტური რეჟიმის დროს ბევრად მეტია, ვიდრე ლამინარული რეჟიმისას იგივე სადინარში და ამიტომ, გარდამავალ ზონაში ჰიდრავლიკური გაანგარიშების ჩატარებისას აღნიშნული დაშვებით უზრუნველყოფილი იქნება გარკვეული „სიმტკიცის მარაგი“. მართლაც, თუ ჩავთვლით, რომ გარდამავალ ზონაში მოძრაობის რეჟიმი ლამინარულია, ხოლო სინამდვილეში კი იგი ტურბულენტურია, ენერგიის დანაკარგის სიდიდის დადგენისას დავეშვებით უხეშ შეცდომას, სახელდობრ, სათანადო გაანგარიშებით მივიღებთ ენერგიის დანაკარგის, მის კვშმარიტ სიდიდეზე ბევრად „ნაკლებ მნიშვნელობას.

ო. რეინოლდისის ცდებით დადგენილია, რომ კრიტიკული სიჩქარის სიდიდე დამოკიდებულია სითხის სიბლანტეზე, მის სიმკვრივესა და სადინარის განივი კვეთის ზომებზე (მაგალითად, წრიული კვეთის მილსადენის d დიამეტრზე). ამიტომ კრიტიკული სიჩქარის ზემოაღნიშნული მნიშვნელობები ($v_{კ.კ.}$, $v_{კ.გ.}$) ერთსა და იმავე სადინარში სხვადასხვა სითხეების მოძრაობისას სხვადასხვაა; მათი გამოყენება კრიტერიუმების სახით მოძრაობის რეჟიმების დადგენისას მოუხერხებელია.

ცდების შედეგებისა და განზომილებათა ანალიზის საფუძველზე ო. რეინოლდსმა მოგვცა უგანზომილებო კრიტერიუმი (კომპლექსი)

$$Re = \frac{v l}{\nu}, \quad \left[\frac{LT^{-1}L}{L^2T^{-1}} = L^0 T^0 \right], \quad \text{მ(5.1)}$$

სადაც v არის მოძრაობის საშუალო სიჩქარე;

l — სადინარის განივი კვეთის დამახასიათებელი ხაზოვანი პარამეტრი (გრძივი მახასიათებელი);

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი (აქ μ — სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტია, ხოლო ρ — სითხის სიმკვრივე).

უგანზომილებო Re კომპლექსის ეწოდება რეინოლდსის რიცხვი, ანუ რეინოლდსის კრიტერიუმში (როგორც ვიცით, სადაწნეო მოძრაობისას იგი წარმოადგენს აგრეთვე ნაკადების ჰიდროდინამიკური მსგავსების კრიტერიუმსაც).

ნაკადის ცოცხალი კვეთის დამახასიათებელ l ხაზოვან პარამეტრად წრიული კვეთის სადაწნეო სადინარებში მიიღება მათი დიამეტრი (d) ან ზოგჯერ — ჰიდრაული რადიუსი (R), ხოლო ღია უდაწნეო სადინარებში — ყოველთვის ჰიდრაული რადიუსი (R) ან განიერი კალაბრების შემთხვევაში ნაკადის სიღრმე (h); აღნიშნულის შესაბამისად, რეინოლდსის რიცხვისათვის მიიღება შემდეგი გამოსახულებები:

$$Re_d = \frac{v d}{\nu}; \quad Re_R = \frac{v R}{\nu}; \quad Re_h = \frac{v h}{\nu}.$$

მომავალში სადინარის დიამეტრით განსაზღვრულ რეინოლდსის რიცხვს (Re_d მნიშვნელობებს) გამოვსახავთ ინდექსის გარეშე

$$\boxed{Re = \frac{v d}{\nu}} \quad (5.2)$$

ნაკადის მოძრაობის რეჟიმების დასადგენად მოსახერხებელია რეინოლდსის განყენებული რიცხვის გამოყენება, ვინაიდან სხვადასხვა სახის სითხეებისათვის იგი ინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას. კრიტიკული სიჩქარის ცნების ანალოგიურად ჰიდრაულიკაში შემოღებულია რეინოლდსის კრიტიკული რიცხვის ცნება.

ტურბულენტური რეჟიმის აუცილებელი (მდგრადი) გადასვლა ლამინარულში ხდება რეინოლდსის რიცხვის ქვედა კრიტიკული მნიშვნელობის დროს (როცა $v = v_{კ.კ}$)

$$Re_{კ.კ} = \frac{v_{კ.კ} d}{\nu}, \quad (5.3)$$

ხოლო ლამინარული რეჟიმის აუცილებელი გადასვლა ტურბულენტურში — რეინოლდსის რიცხვის ზედა კრიტიკული მნიშვნელობის დროს (როცა $v = v_{კ.ზ}$)

$$Re_{კ.ზ} = \frac{v_{კ.ზ} d}{\nu}. \quad (5.3')$$

გარდამავალ (არამდგრად) ზონას შეესაბამება რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის შემდეგი შუალედი: $Re_{კ.კ} < Re < Re_{კ.ზ}$.

რეინოლდსის რიცხვის ქვედა კრიტიკული მნიშვნელობა სხვადასხვა ელემენტების მონაცემებით სხვადასხვაა, სახელდობრ რეინოლდსის ცდების

მიხედვით (ნ. პავლოვსკის თანახმად) $Re_{კ,კ} \approx 2000$. შილერის უფრო მოგვიანო ცდების თანახმად $Re_{კ,კ} = 2320$, ხოლო ა. ტეპლოვის ცდების მიხედვით $Re_{კ,კ} = 956 \approx 1000$ (შედეგების მიღებული სხვადასხვაობა უთუოდ გამოწვეულია ავტორთა სათანადო ცდების ჩატარების განსხვავებული ნეთოდით).

უნდა აღინიშნოს, რომ საბოლოოდ არ არის დაზუსტებული აგრეთვე რეინოლდსის რიცხვის ზედა კრიტიკული მნიშვნელობა; სხვადასხვა ავტორების მიერ ჩატარებული ცდების თანახმად, იგი იცვლება ფართო დიაპაზონში: $Re_{კ,კ} = 12000 \div 20000$.

ავტორთა უმრავლესობის კვლევის თანახმად, პრაქტიკულად შეგვიძლია მივიღოთ $Re_{კ,კ} = 2320$ (ან 2300) და $Re_{კ,ს} = 13800$ (რეინოლდსის ცდების შედეგების შესაბამისად).

იმის გამო, რომ გარდამავალ ზონაში მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი ადვილად გადადის ტურბულენტურში. მოძრაობის რეჟიმი გარდამავალ ზონაში პრაქტიკულად უნდა ჩაითვალოს ტურბულენტურად. ამასთან დაკავშირებით, განსახილველი ნაკადისათვის განსაზღვრული რეინოლდსის რიცხვის სიდიდე (ფორმულა 5.2) უნდა შევადაროთ რეინოლდსის რიცხვის მხოლოდ ქვედა კრიტიკულ მნიშვნელობას. რეინოლდსის რიცხვის ამ კრიტიკულ მნიშვნელობას მომავალში გამოვსახავთ სათანადო ინდექსის გარეშე $Re_{კ} = 2320$.

ამრიგად, თუ ნებისმიერი სითხის ნაკადისათვის განსაზღვრული რეინოლდსის რიცხვი $Re < Re_{კ} = 2320$, გვექნება მყარი ლამინარული რეჟიმი, ხოლო რეინოლდსის რიცხვის $Re > Re_{კ} = 2320$ მნიშვნელობისას მოძრაობის რეჟიმი უნდა ჩაითვალოს ტურბულენტურად (ყველა სითხისათვის).

ჰიდრავლიკური რადიუსის მიხედვით გამოთვლილი რეინოლდსის კრიტიკული რიცხვის მნიშვნელობა წრიული კვეთის სადაწნეო სადინარებისათვის (თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $R = d/4$) იქნება

$$Re_{R(კ)} = \frac{v_{კ} R}{\nu} = \frac{v_{კ} d}{4\nu} = \frac{Re_{კ}}{4} = \frac{2320}{4} = 580. \quad (5.4)$$

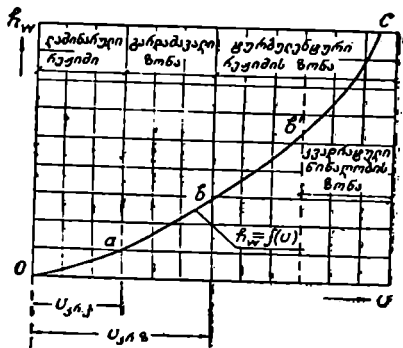
ლია, უდაწნეო სადინარებში ჰიდრავლიკური რადიუსის მიხედვით გამოთვლილი რეინოლდსის კრიტიკული რიცხვისათვის (ქვედა კრიტიკული მნიშვნელობისათვის) სხვადასხვა ავტორების მიერ მიღებულია ერთმანეთისაგან განსხვავებული შემდეგი მნიშვნელობები: ხოპფის მიხედვით — $Re_{R(კ)} \approx 300$, ა. ზეგელას მიხედვით — $Re_{R(კ)} = 900 \div 1000$, ხოლო ავტორთა უმრავლესობის მონაცემებით $Re_{R(კ)} = 500 \div 580$.

კრიტიკული სიჩქარე გამოვსახოთ Re_{cr} -ით, მივიღებთ

$$v_{js} = \frac{v R \theta_{js}}{d}. \quad (5.5)$$

ეს გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ კრიტიკული სიჩქარე პირდაპირპროპორციულია სითხის სიბლანტისა და უკუპროპორციულია სადინარის დიამეტრისა. აქედან კი გამომდინარეობს შემდეგი დებულება: რაც უფრო ნაკლებია მილსადენის დიამეტრი, მით უფრო მეტია კრიტიკული სიჩქარე და მით უფრო იზრდება სითხის ლამინარული რეჟიმის დიაპაზონი (ზონა). ცხადია, ლამინარული რეჟიმის ზონა ფართოვდება აგრეთვე მეტი სიბლანტის მქონე სითხეებისათვის. აღნიშნული დებულებით აიხსნება ის გარემოება, რომ პრაქტიკის უმეტეს შემთხვევებში ლამინარულ რეჟიმს გზღვრებით დიდი სიბლანტის მქონე სითხეების მოძრაობისას მცირე განივი კვეთის სადინარებში (მცირე დიამეტრიან მილსადენებში).

5.1 პარაგრაფში აღინიშნა, რომ ო. რეინოლდსმა თავის ხელსაწყოზე (ნახ. 5.1) ჩატარებული ცდების საფუძველზე კავშირი დაამყარა

**Sub. 5.3.**

საცდელ 6 მილსადენში დაწნევის h_W დანაკარგებსა და ნაკადის მოძრაობის საშუალო v სიჩქარეს შორის, ე. ი. ექსპერიმენტული მონაცემებით მან ააგო $h_W = f(v)$ დამოკიდებულების გრაფიკი (ნახ. 5.3). მისი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ მდგრადი ლამინარული რეჟიმის ზონაში ($v < v_{კ.კ.}$) არსებობს წრფივი დამოკიდებულება დაწნევის დანაკარგსა და მოძრაობის წრფივი უბანი)

$$h_W = Av, \quad (5.6)$$

სადაც A სილინდრ გამოსახავს გრაფიკის Oa წრფის საკუთხო კოეფიციენტს.

გარდამავალი ($\sigma_{კ.კ} < \sigma < \sigma_{კ.ზ}$) და მდგრადი ტურბულენტური რეჟიმის ($\sigma > \sigma_{კ.ზ}$) ზონებში (თუ ზემოთ თქმულის თანახმად ვიგულისხმებთ, რომ გარდამავალ ზონაში მოძრაობის რეჟიმი ტურბულენტურია) აღნიშ-

წელი დამოკიდებულების გრაფიკი გამოსახება პარაბოლური ხასიათის მრუდით. ანალიზურად ეს დამოკიდებულება ჩიწერება შემდეგი სახით (გრაფიკის abc პარაბოლური უბნისათვის):

$$h_{\pi} = Bv^n, \quad (5.7)$$

სადაც B არის მრუდის პარამეტრი;

n — ხარისხის მაჩვენებელი (მრუდის რიგის მაჩვენებელი).

მდგრადი ტურბულენტური რეჟიმის ზონაში (გრაფიკის bc უბანი), ხარისხის n მაჩვენებელი იცვლება $n = 1,75 \div 2,0$ ზღვრებში; ამასთან, განვითარებული ტურბულენტობისას, ე. ი. სიჩქარის დიდი მნიშვნელობისას $n = 2$ (გრაფიკის $b'e$ უბანი); ამ ტურბულენტურ ზონაში დაწნევის დანაკარგი პროპორციულია საშუალო სიჩქარის კვადრატისა და ამიტომ მას წინაღობის კვადრატულ ზონას უწოდებენ (პიდრავლიკურ წინაღობათა და დაწნევის დანაკარგების კანონზომიერებებს ვრცლად გავცნობით მომდევნო პარაგრაფებში).

თუ გარდამავალ ზონაში (გრაფიკის ab უბანი) ტურბულენტური რეჟიმი, მაშინ n ხარისხის მაჩვენებელი დაახლოებით 1,75-ის ტოლია; ცხადია, ამ ზონაში ლამინარული რეჟიმისას $n = 1,0$. ხარისხის n მაჩვენებლის რიცხვითი სიდიდეების განსაზღვრისათვის საკმარისია (5.7) თანადარობის გალოგარიტმება $\lg h_{\pi} = \lg B + n \lg v$; აქ n წარმოადგენს ლოგარიტმულ კოორდინატებში აგებული გრაფიკის საკუთხო კოეფიციენტს, ან უფრო ზუსტად, გრაფიკის სათანადო წრფივი უბნის აბსცისათა $\lg v$ ლერძისადმი დახრის კუთხის ტანგენსს.

ამოცანა 5.1. განვსაზღვროთ სითხის მოძრაობის რეჟიმი და კრიტიკული სიჩქარის მნიშვნელობა წყალსადენის წრითული კვეთის მაგისტრალურ მილსადენში შემდეგი მონაცემების მიხედვით: მილსადენის დიამეტრი $d = 300$ მმ, წყლის ხარჯი მილსადენში $Q = 200$ ლ/წმ $= 0,2$ მ³/წმ და წყლის ტემპერატურა $t = 8^{\circ}\text{C}$.

ამოხსნა. 1) განვსაზღვროთ წყლის საშუალო სიჩქარე მილსადენში

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{4Q}{\pi d^2} = \frac{4 \cdot 0,2}{3,14 \cdot 0,3^2} = 2,82 \text{ მ/წმ} = 282 \text{ სმ/წმ};$$

2) განვსაზღვროთ მილსადენში მოძრავი ნაკადის რეინოლდსის რიცხვი (5.2) ფორმულით (წყლის $t = 8^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურას შეესაბამება სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი $\nu \approx 0,014$ სმ²/წმ)

$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{282 \cdot 30}{0,014} = 64286 > \text{Re}_{\text{კრ}} = 2320;$$

ე. ი. მილსადენში განვითარებულია მდგრადი ტურბულენტური რეჟიმი, ვინაიდან $\text{Re} = 64286 > \text{Re}_{\text{კრ}} = 13800$;

3) განესაზღვროთ ახლა კრიტიკული სიჩქარე მილსადენში (5.5) ფორმულით

$$v_{კრ} = \frac{Re_{კრ} \nu}{d} = \frac{2320 \cdot 0,014}{30} \approx 1,1 \text{ სმ/წმ} = 0,011 \text{ მ/წმ},$$

ე. ი. მდგრადი ლამინარული რეჟიმი მოცემულ მილსადენში შეიძლება დამყარდეს ძალზე მცირე სიჩქარეებისას.

§ 5.3. სითხის მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი მილსადენებში

სითხის მოძრაობის ლამინარული და ტურბულენტური რეჟიმების კანონზომიერებათა შორის არსებითი განსხვავების გამო, რაც გამოისახება ნაკადის სტრუქტურის, ცოცხალ კვეთში სიჩქარის განაწილებისა და დაწნევის დანაკარგების მოძრაობის სიჩქარეზე დამოკიდებულების თავისებურებებით, ჩვენ უნდა გავეცნოთ მოძრაობის ამ ორივე რეჟიმს.

5.2 პარაგრაფში აღინიშნა, რომ მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი მყარდება რეინოლდსის რიცხვის მცირე მნიშვნელობების დროს ($Re < 2320$) და ამიტომ ასეთი სახის მოძრაობას საინჟინრო პრაქტიკაში ვხვდებით იშვიათად; გამონაკლისს შეადგენს დიდი სიბლანტის მქონე სითხეების მოძრაობა მცირე განივი კვეთის სადინარებში და აგრეთვე უამირის წყლების მოძრაობა. ამასთან დაკავშირებით, ამ პარაგრაფში ჩვენ შევისწავლით ლამინარული მოძრაობის მხოლოდ ძირითად კანონზომიერებებს.

სითხის ლამინარული მოძრაობისას მილსადენებში ნაკადის ცალკეული შრეებისა და სითხის ნაწილაკების სიჩქარეები ცოცხალი კვეთის ფარგლებში სადინარის კედლიდან მის ცენტრამდე იცვლება ნულოვანი მნიშვნელობიდან მაქსიმუმამდე (სადინარის კედელთან სიჩქარე მთლიანად ნულის ტოლად იმიტომ, რომ სითხის ნაწილაკები ეკვრის მას).

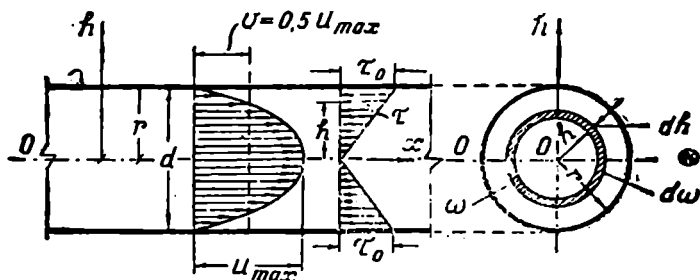
ლამინარული მოძრაობა წრიული კვეთის ცილინდრულ მილსადენში სიმეტრიულია მილსადენის ღერძისადმი, ე. ი. სიმეტრულღერძულია და ამიტომ ნაკადის სტრუქტურის სრულად წარმოდგენისათვის საკმარისია განვიხილოთ ასეთი მილსადენის მხოლოდ ერთ-ერთი რადიალური კვეთი (სახელდობრ, ვერტიკალური გრძივი კვეთი).

ახლა განვიხილოთ წრიული კვეთის r რადიუსიანი მილსადენი (ნახ. 5.4). x ღერძი მივმართოთ დინების გასწვრივ და შევეუთავსოთ იგი მილის ღერძს; h ღერძი მივმართოთ მილის ღერძის მართობულად (რადიალური მიმართულებით). ამის შესაბამისად, მანძილი მილსადენის ღერძიდან სითხის ნებისმიერ შრემდე (წერტილამდე) აღვნიშნოთ h -ით. ცხადია, ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფარგლებში რადიალური h მანძილი შეიძლება იცვლებოდეს 0-დან r -მდე ($h = 0 \div r$).

ლამინარული რეჟიმის შესწავლა დავიწყეთ მილსადენის ცოცხალ კვეთში სიბლანტის მხეები ძაბვის განაწილების საკითხიდან.

სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავ სითხის მეზობელ შრეთა შორის მოქმედი სიბლანტის მხეები ძაბვა განისაზღვრება σ . ნიუტონის ცნობილი ფორმულით (კანონით)

$$\tau = -\mu \frac{dv}{dh}.$$



ნახ. 5.4.

მხეები ძაბვა კი საღინარის კედელთან (სითხისა და კედლის საკონტაქტო ზედაპირზე მოქმედი ძაბვა) განისაზღვრება სითხის თანაბარი მოძრაობის მეორე სახის ძირითადი განტოლებით (4.58)

$$\tau_0 = \gamma R I,$$

სადაც R არის მილსადენის ჰიდრაულიკური რადიუსი, $R = \frac{w}{\chi} =$

$$= \pi d^2 / 4 \pi d = d/4 = r/2;$$

$I = h \mu / l$ — ჰიდრაულიკური ქანობი.

წრიული კვეთის ცილინდრული მილსადენისათვის გვექნება

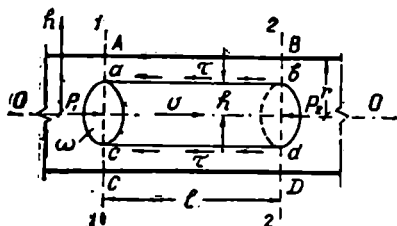
$$\tau_0 = \gamma \frac{r}{2} I.$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ მილსადენის ღერძის მიმართ ნებისმიერი h რადიუსის მქონე სითხის კონცენტრული ცილინდრის ცოცხალი კვეთის ჰიდრაულიკური რადიუსი $R = h/2$, მაშინ ამ მნიშვნელობის შეტანით ძირითად განტოლებაში მივიღებთ სიბლანტის მხეები τ ძაბვის საანგარიშო ფორმულას მილსადენის ღერძიდან ნებისმიერი h მანძილით დაშორებული სითხის შრისათვის, ე. ი. კედელთან მუდმივ τ_0 მხეები ძაბვის ნაცვლად განისაზღვრება ცვლადი τ ძაბვა სითხეში

$$\tau = \gamma \frac{h}{2} I \quad (5.8)$$

$$\tau = -\mu \frac{du}{dh} = \gamma \frac{h}{2} I. \quad (5.8')$$

(5.8) გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ მილსადენის განსახილველ უბანზე ჰიდრავლიკური ქანობის მუდმივი მნიშვნელობისას ($l = \text{const}$) სიბლანტის მხები ძაბვა მილსადენის (სადინარის) ცოცხალ კვეთში იცვლება წრფივი კანონით (h -ის ცვლილებასთან დაკავშირებით). (5.4) ნახაზზე გამოსახულია სიბლანტის τ მხები ძაბვის წრფივი ეპიურა მილსადენის რადიალური კვეთისათვის. (5.8) ფორმულის თანახმად, სადინარის ღერძზე ნულოვანი ძაბვაა $\tau_{\min} = \tau_0 = 0$, ვინაიდან ცენტრალური ჰაელისათვის $h_{\min} = 0$; სადინარის კედელთან კი მხები ძაბვა მაქსიმალურ-



ნახ. 5.5.

რია $\tau_{\max} = \tau_r = \gamma \frac{r}{2} I$ (კედელთან $h_{\max} = r$).

ახლა დავადგინოთ მილსადენის ცოცხალ კვეთში სიჩქარის განაწილების კანონი. განვიხილოთ r რადიუსიანი პორიზონტალური ცილინდრული მილსადენი (ნახ. 5.5).

ამ მილსადენში 1—1 და 2—2 ცოცხალი კვეთებით გამოვყოთ ნაკადის l სიგრძის მქონე $ABCD$ მოცულობა. აღნიშნული ცოცხალი კვეთების ცენტრებში ჰიდროდინამიკური წნევის სიდიდეები, შესაბამისად, აღვნიშნოთ p_1 და p_2 -ით. თვით $ABCD$ მოცულობაში გამოვყოთ ნებისმიერი h რადიუსის მქონე სითხის კონცენტრიული $abcd$ ცილინდრი და ამ უკანასკნელისათვის შევადგინოთ თანაბარი მოძრაობის პირობა (დინამიკური წონასწორობის განტოლება) სადინარის $O—O$ ღერძის მიმართ

$$P_1 - P_2 = T, \quad (a)$$

სადაც $P_1 = p_1 \omega$ და $P_2 = p_2 \omega$ არის გამოყოფილი ცილინდრის ფუძეებზე მოქმედი ჰიდროდინამიკური წნევის ძალების სიდიდეები;

ω — აღნიშნული ფუძეების ფართობი, $\omega = \pi h^2$;

T — გამოყოფილ ცილინდრსა და გარემომცველი სითხის საკონტაქტო ზედაპირის გასწვრივ მოძრაობის საწინააღმდეგოდ მოქმედი სიბლანტის ჯამური მხები ძალა (h

რადიუსის მქონე ცილინდრულ ზედაპირზე მოქმედი სი-
ბლანტის ჯამური ხახუნის ძალა)

$$T = \tau 2\pi h l = -2\pi h l \mu \frac{du}{dh}.$$

(ა) განტოლებაში სათანადო სიდიდეების შეტანის შედეგად გვექნება

$$p_1 \pi h^3 - p_2 \pi h^3 = -2\pi h l \mu \frac{du}{dh};$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა $\Delta p = p_1 - p_2$, მაშინ

$$h \Delta p = -2l \mu \frac{du}{dh}$$

და

$$du = - \frac{\Delta p h dh}{2l \mu}. \quad (b)$$

ამ გამოსახულების პრიცხველი და მნიშვნელი გავამრავლოთ სი-
თხის γ კუთრ წონაზე; გარდა ამისა, მივიღოთ მხედველობაში, რომ სი-
თხის თანაბარი მოძრაობისას $\Delta p / \gamma = h \gamma$ ($h \gamma$ — დაწნევის დანაკარგია ნა-
კადის l სიგრძეზე) და $h \gamma / l = I$ (I — საშუალო ჰიდრაულიკური ქანობია
ნაკადის l უბანზე), მაშინ (b) გამოსახულებიდან მივიღებთ

$$du = - \frac{\Delta p \gamma h dh}{\gamma 2l \mu} = - \frac{h \gamma \gamma h dh}{l 2\mu} = - \frac{\gamma I}{2\mu} h dh.$$

მიღებული დიფერენციალური განტოლების ინტეგრირების შედე-
გად გვექნება

$$u = - \frac{\gamma I}{4\mu} h^2 + C. \quad (c)$$

ინტეგრირების მუდმივა განესაზღვროთ სასაზღვრო პირობიდან.
სახელდობრ, სადინარის კედელთან, სადაც $h = r$, მოძრაობის სიჩქარე
 $u = 0$, ამიტომ

$$C = \frac{\gamma I}{4\mu} r^2.$$

მოძრაობის ადგილობრივი u სიჩქარის განსაზღვრისათვის (c) გამო-
სახულებიდან საბოლოოდ მივიღებთ

$$\boxed{u = \frac{\gamma I}{4\mu} (r^2 - h^2)}. \quad (5.9)$$

მიღებული განტოლება u , h მართკუთხა კოორდინატა სისტემაში

წარმოადგენს კვადრატული პარაბოლის განტოლებას, რაც იმას ნიშნავს, რომ ადგილობრივი სიჩქარის ეპიურის შემომსაზღვრელი წირი მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას ცილინდრულ მილსადენში წარმოადგენს კვადრატულ პარაბოლას. ამრიგად, ცილინდრული მილსადენის ცოცხალ კვეთში ადგილობრივი სიჩქარეები განაწილებულია პარაბოლური კანონით (ნახ. 5.4). ცხადია, მთლიანი ცოცხალი კვეთისათვის სიჩქარის სივრცითი ეპიურის შემოსაზღვრელი ზედაპირი წარმოადგენს ბრუნვითს პარაბოლოიდს.

მაქსიმალური სიჩქარე მყარდება საღინარის ღერძზე, სადაც $h=0$ და ამიტომ მისი სიდიდე (5.9) ფორმულის თანახმად, იქნება

$$u_{max} = \frac{\gamma I}{4\mu} r^2 = \frac{\gamma I}{16\mu} d^2. \quad (5.10)$$

(5.10) ფორმულის თანახმად, (5.9) განტოლება შეიძლება გადაიწეროს ასე

$$u = u_{max} \left[1 - \left(\frac{h}{r} \right)^2 \right]. \quad (5.10')$$

განვსაზღვროთ სითხის ხარჯი, რომელიც გაივლის ნაკადის ცოცხალ კვეთში ლამინარული რეჟიმის დროს; ამ მიზნით დავადგინოთ ელემენტარული dQ ხარჯი, რომელიც გაივლის მილსადენის ღერძიდან ნებისმიერ h მანძილით დაშორებულ dh სისქის ელემენტარულ კონცენტრულ რგოლში (5.4 ნახაზზე ეს რგოლი დაშტრიხულია)

$$dQ = u d\omega = 2\pi h dh \frac{\gamma I}{4\mu} (r^2 - h^2) = \frac{\pi \gamma I}{2\mu} (r^2 - h^2) h dh;$$

ცოცხალი კვეთის სრული Q ხარჯი კი გამოითვლება უკანასკნელი გამოსახულების ინტეგრირებით

$$Q = \int_0^r dQ = \frac{\pi \gamma I}{2\mu} \int_0^r (r^2 - h^2) h dh = \frac{\pi \gamma I}{2\mu} \left(\frac{r^4}{2} - \frac{r^4}{4} \right) = \frac{\pi \gamma I}{8\mu} r^4;$$

ამრიგად, ნაკადის ხარჯი მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას

$$Q = \frac{\pi \gamma I}{8\mu} r^4. \quad (5.11)$$

მოძრაობის საშუალო სიჩქარე კი ნაკადის ცოცხალ კვეთში

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{Q}{\pi r^2} = \frac{\gamma I}{8\mu} r^2 = \frac{\gamma I}{32\mu} d^2. \quad (5.12)$$

(5.12) და (5.10) ფორმულების შედარებიდან ვღებულობთ

$$\boxed{v=0,5 u_{max}} \quad (5.13)$$

ე. ი. სითხის ლამინარული მოძრაობისას წრიული კვეთის მილსადენში საშუალო სიჩქარე მაქსიმალურის სიჩქარის სიდიდის ნახევრის ტოლია.

ახლა გამოვიყენოთ მილსადენის l სიგრძის პროპორციული დაწნევის დანაკარგების (ე. წ. დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგების) საანგარიშო ფორმულა სითხის მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისათვის (ნახ. 5.5).

მივიღოთ მხედველობაში, რომ ჰიდრავლიკური ქანობი — $I = h_W/l$ და დაწნევის დანაკარგი სითხის თანაბარი მოძრაობისას სადინარის l სიგრძეზე — $h_W = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \Delta p / \gamma$, მაშინ (5.12) გამოსახულებიდან მივიღებთ

$$v = \frac{\gamma h_W d^2}{32 \mu},$$

საიდანაც

$$h_W = \frac{32 \mu v}{\gamma d^2} = \frac{32 \mu v}{\rho g d^2} = \frac{32 \nu l v}{g d^2}. \quad (5.14)$$

დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო (5.14) გამოსახულებას პუანზეილ-გაგენის ფორმულა ეწოდება.

(5.14) გამოსახულების მრიცხველი და მნიშვნელი გავამრავლოთ 2ν -ზე და მივიღოთ მხედველობაში, რომ რეინოლდსის რიცხვი $Re = \frac{vd}{\nu}$, მაშინ გვექნება

$$h_W = \frac{64 \nu l v^2}{vd d 2g} = \frac{64}{Re} \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}. \quad (5.15)$$

ჰიდრავლიკაში $64/Re$ სიდიდე, ჩვეულებრივ, აღინიშნება λ -თი და მას წინააღობის დარსის კოეფიციენტი ეწოდება (მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისათვის)

$$\boxed{\lambda = \lambda_{lam} = \frac{64}{Re}} \quad (5.16)$$

λ კოეფიციენტი ჰიდრავლიკური ხახუნის დარსის კოეფიციენტსაც უწოდებენ (ან კიდევ, სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების კოეფიციენტი). ზოგჯერ (5.16) გამოსახულებას პუანზეილის ფორმულას უწოდებენ.

ამრიგად, სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრისათვის საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას

$$h_W = h_{W_1} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g} \quad (5.17)$$

ამ ფორმულას დარსი-ვეისბახის ფორმულას უწოდებენ; მას ხშირად წყალსადენის (მილსადენის) პირველ ძირითად ფორმულასაც უწოდებენ; პრაქტიკაში ზოგჯერ d დიამეტრის ნაცვლად განიხილება ჰიდრავლიკური R რადიუსი და ამიტომ, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ წრიული კვეთის მილსადენისათვის $d=4R$, (5.17) ფორმულა გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$h_W = \lambda \frac{l}{4R} \frac{v^3}{2g} \quad (5.17')$$

წინასწარ აღვნიშნოთ, რომ (5.17) და (5.17') ფორმულები ძალაშია აგრეთვე სითხის მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისთვისაც, მაგრამ განსხვავებულად უნდა განისაზღვროს λ კოეფიციენტი. სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგები ხშირად აღინიშნება h_{W_1} -ით ან h_i -ით.

საშუალო ჰიდრავლიკური ქანობი მილსადენის განსახილველ l უბანზე (5.17) და (5.17') ფორმულების თანახმად, ტოლია

$$I = \frac{h_W}{l} = \frac{\lambda}{d} \frac{v^3}{2g} = \frac{\lambda}{4R} \frac{v^3}{2g} \quad (5.18)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ დარსის λ კოეფიციენტი უკუპროპორციულ დამოკიდებულებაშია რეინოლდსის რიცხვთან (5.16) და ე. ი. მოძრაობის საშუალო v სიჩქარესთან, შეგვიძლია გამოვიტანოთ დასკვნა, რომ მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას დაწნევის დანაკარგი სადინარის სიგრძეზე პროპორციულია საშუალო სიჩქარის პირველი ხარისხისა (და არა კვადრატისა, როგორც ეს ფორმალურად ჩანს 5.17 ფორმულაში). ეს დასკვნა ეთანადება 5.2 პარაგრაფში განხილული რეინოლდსის ცდების შედეგებს (ექსპერიმენტულ $h_W = f(v)$ დამოკიდებულებას ლამინარული რეჟიმის ზონაში).

საბოლოოდ, (5.15) ფორმულის განხილვის საფუძველზე შეგვიძლია აღვნიშნოთ, რომ დაწნევის h_W დანაკარგები მოძრაობის ლამინარული რეჟიმის დროს დამოკიდებულია სითხის ფიზიკურ თვისებებზე (სითხის ν სიბლანტეზე), პირდაპირპროპორციულია საშუალო v სიჩქარის პირველი ხარისხისა და არ არის დამოკიდებული სადინარის კედლების მდგომარეობაზე.

შირეობაზე (ხორკლიანობაზე). უკანასკნელი დასკვნა იმით დასტურდება, რომ *h_{xy}*-ს საანგარიშო ფორმულები არ შეიცავენ სადინარის ხორკლიანობის რაიმე მახასიათებელს.

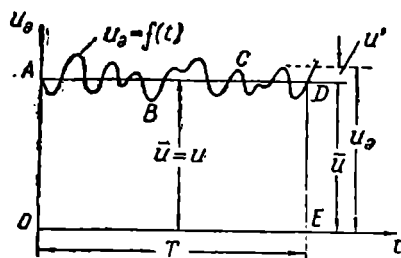
§ 5.4. სითხის თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობის რეჟიმი ვილსადენებში

სითხის მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას, რომელიც აღწერილი იყო 5.1 პარაგრაფში, ნაკადის შემადგენელი ნაწილაკები ნაკადის ძირითადი (ლერძული) მიმართულებით მოძრაობასთან ერთად გადაადგილდება აგრეთვე განივი მიმართულებითაც (ნაკადის ლერძისადმი მართობული მიმართულებით) და ამიტომ ტურბულენტური ნაკადი ხასიათდება სითხის ნაწილაკებისა და ცალკეული მასების განუწყვეტელი და ინტერსიური შერევის პროცესით. აღნიშნულის გამო ნაკადის ნებისმიერ ფიქსირებულ წერტილში მოძრავი სითხის ნაწილაკების სიჩქარის ვექტორის სიდიდე და მიმართულება მყისიერად იცვლება დროის მიხედვით (განუწყვეტლივ იცვლება). ტურბულენტური ნაკადის აღებულ წერტილში სიჩქარის სიდიდისა და მიმართულების მყისიერ ცვლილების მოვლენას სიჩქარის პულსაცია ეწოდება.

ამრიგად, მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი ხასიათდება ნაკადის აღებულ წერტილში მუდმივი სიჩქარით (ადგილობრივი სიჩქარის მუდმივობით), ხოლო ტურბულენტური რეჟიმი — ადგილობრივი სიჩქარის პულსაციით, ე. ი. განუწყვეტლივ ცვლადი მყისიერი (მყისი) u სიჩქარეებით განსახილველ წერტილში.

სიჩქარის პულსაციის თავისებურება ის არის, რომ დამყარებული ნაკადის აღებულ წერტილში განუწყვეტლივ ცვლადი მყისიერი სიჩქარე ირჩევა ადგილობრივი სიჩქარის გარკვეულ მუდმივი მნიშვნელობის ირგვლივ, რომელსაც გასაშუალოებული ადგილობრივი სიჩქარე ეწოდება ნაკადის განსახილველ წერტილში. გასაშუალოებული ადგილობრივი სიჩქარე, რომელიც აღინიშნება $\bar{u}$ -ით, ნაკადის ცოცხალ კვეთში საშუალო $\bar{u}$ სიჩქარისაგან განსხვავებით წარმოადგენს დროის მიხედვით გასაშუალოებულ მყისიერ სიჩქარეს ნაკადის განსახილველ წერტილში. მყისი სიჩქარის გასაშუალოება ხდება აგრეთვე მიმართულებითაც, ე. ი. იგულისხმება, რომ გასაშუალოებული ადგილობრივი $\bar{u}$ სიჩქარის ვექტორი მიმართულია ნაკადის ლერძის გასწვრივ (ე. ი. აქვს ლერძული მიმართულება). გასაშუალოებული ადგილობრივი $\bar{u}$ სიჩქარე შეინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ მყისიერი სიჩქარის გასაშუალოების

დრო (ინტერვალი) საკმაო ხანგრძლივობისაა (ე. ი. მყისიერი სიჩქარეების გაზომვისა და გასაშუალოების დრო არ უნდა იყოს ძალზე მცირე). დროის ამ ინტერვალს, ჩვეულებრივ, ადგენენ ცდების საფუძველზე და ზგი შეადგენს რამდენიმე წუთს. მყისიერი სიჩქარეები იზომება ძალზე მგრძნობიარე ხელსაწყოებით — თერმოპილრომეტრებით, მიკროტრიპლებით და სხვ. ამ სიჩქარეების მყისიერი ცვლილების რეგისტრირება წარმოებს ოსცილოგრაფებით. სიჩქარის პულსაციის მოვლენა შესწავლილია მრავალი მეცნიერის მიერ თეორიული და ექსპერიმენტული გზით.



ნახ. 5.6.

განვიხილოთ ნაკადის აღებული წერტილში სიჩქარის ლერძული შემდგენის პულსაციის

$ABCD$ გრაფიკი, ანუ $u_3 = f(t)$ პულსოგრაფი (ნახ. 5.6). ავირჩიოთ დროის საკმაოდ ხანგრძლივი T ინტერვალი და განვიხილოთ ინტეგრალი

$$\int_0^T u_3 dt = \int_0^T f(t) dt.$$

ამ ინტეგრალით განისაზღვრება $ABCD$ მრუდით, ე. ი. $u_3 = f(t)$ პულსოგრაფით, T დროის ინტერვალის ტოლი აბსცისათა ღერძის OE მონაკვეთით და დროის T ინტერვალის შესაბამისი OA და ED ორდინატებით შემოსაზღვრული $OABCDE$ მრუდწირული ნაკეთის ფართობი. ამ ინტეგრალის T დროზე გაყოფით კი განისაზღვრება აღნიშნული $OABCDE$ ნაკეთის ტოლი ფართობის მქონე $OADE$ მართკუთხედის სიმაღლე, რომელიც გამოსახავს ნაკადის განსახილველ წერტილში მუდმივი გასაშუალოებული ადგილობრივი $\bar{u}$ სიჩქარის სიდიდეს

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u_3 dt. \quad (5.19)$$

წერტილში გასაშუალოებული სიჩქარის სიდიდე პრაქტიკულად განისაზღვრება გაზომვის შედეგად მიღებული მყისი სიჩქარის სიდიდეების ჩანდებით, შემდეგი გამოსახულებიდან:

$$\bar{u} = \frac{u_{31} \Delta t_1 + u_{32} \Delta t_2 + \dots + u_{3n} \Delta t_n}{T}, \quad (5.20)$$

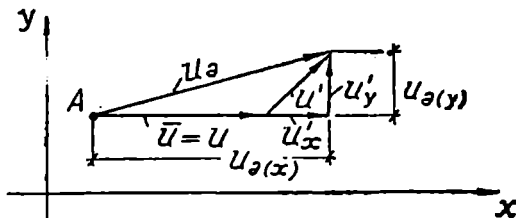
სადაც $u_1, u_2, \dots, u_n$ — მყისი სიჩქარის სიდიდეებია შესაბამის, ძალზე
 მცირე $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_n$ დროის შუალედებში;
 T — მყისი სიჩქარეების გაზომვის სრული პერიო-
 დია (სრული დროის შუალედი).

მყისი და გასაშუალოებული სიჩქარეების სიდიდეთა სხვაობას
 პულსაციის სიჩქარე (პულსაციური სიჩქარე) ეწოდება და იგი
 u' -ით აღინიშნება

$$u' = u_g - \bar{u}.$$

ცხადია, პულსაციური სიჩქარე გასაშუალოებული სიჩქარის მიმართ
 ნიშანცვლად სიდიდეს წარმოადგენს (იგი ლებულობს აგრეთვე ნულოვან
 მნიშვნელობას).

ახლა განვიხილოთ ნაკადის განსახილველ A წერტილში დროის ნე-
 ბისმიერი მომენტისათვის მყისი, გასაშუალოებული და პულსაციური
 სიჩქარეების გამარტი-
 ვებული ვექტორული
 გამოსახულება (ნახ.
 5.7). მყისი სიჩქარე
 (u_g) სქემაზე წარმოდ-
 გენილია გასაშუალოე-
 ბული ($\bar{u}$) და პულსა-
 ციური (u') სიჩქარე-
 ების ვექტორული ჯა-
 მის სახით. თვით პულ-



ნახ. 5.7.

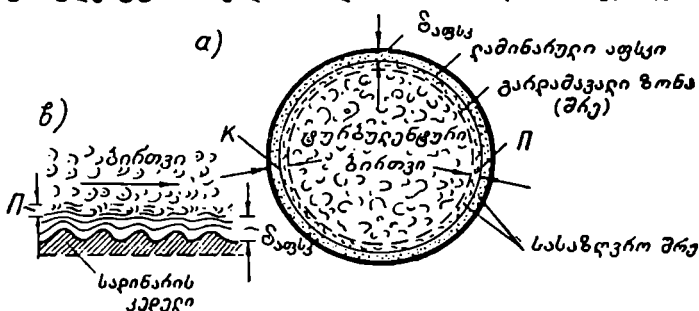
საციური u' სიჩქარე კი წარმოდგენილია გრძივი (ლერძული) u'_x და გა-
 ნივი u'_y ე. წ. პულსაციური შემდგენების ვექტორული ჯამის
 სახით. $u_g(x)$ და $u_g(y)$ -ით, შესაბამისად, აღნიშნულია მყისი სიჩქარის ლერ-
 ძული და განივი გეგმილები (შემდგენები).

იმის გამო, რომ დროში მუდმივი, გასაშუალოებული ადგილობრი-
 ვი u სიჩქარე მიმართულია დინების გასწვრივ, შესაძლებელი გახდა არა-
 დამყარებული მყისი სიჩქარეების ველის შეცვლა დამყარებული, გასა-
 შუალოებული ადგილობრივი სიჩქარეების პირობითი ველით (ე. ი. არა-
 დამყარებული და არასწვრივკავალური ტურბულენტური მოძრაობის ნა-
 ცვლად შეიძლება პარობით განვიხილოთ გასაშუალოებული სიჩქარეებით
 შეცვლილი დამყარებული და სწვრივკავალური მოძრაობა). ტურბულენ-
 ტური ნაკადის ასეთი პირობითი მოდელის შემოღებამ შესაძლებელი გა-
 ხდა მის მიმართ ბერნულის ძირითადი განტოლების გა-
 მოყენება.

ზემოაღნიშნულის საფუძველზე ტურბულენტური ნაკადის ნების-
 მიერ წერტილში გასაშუალოებულ $\bar{u}$ სიჩქარეს მარტივად

ადგილობრივ სიჩქარეს უწოდებენ და აღნიშნავენ μ ასოთი (ხაზის გარეშე). ამრიგად, მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას ადგილობრივ μ სიჩქარეში უნდა ვიგულისხმოთ გასაშუალოებული ადგილობრივი სიჩქარე (μ).

ლ. პრანდტლის, ი. ნიკურაძისა და სხვა მეცნიერების ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევის საფუძველზე დადგენილია, რომ ტურბულენტურ ნაკადებში სადინარის კედლებს უშუალოდ ეკვრის ძალზე მცირე სისქის შრე, რომლის ფარგლებშიც შენარჩუნებულია მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი. ასეთ კედლისპირა შრეს ლამინარული შრე ეწოდება. გ. გურგენიანის შემდგომი კვლევის შედეგად გამოიკვია, რომ თვით „ლამინარული შრე“ შედგება ძალზე მცირე სისქის კედლისპირა ლამინარული აფსკისაგან და გარდამავალი შრისაგან (ზონისაგან), რომლის ფარგლებშიც ხდება ლამინარული რეჟიმის გადასვლა ტურბულენტურში (ლამინარული აფსკის ზედა სისქე იზომება მილიმეტრის ნაწილებში). ძალზე მცირე სისქისაა აგრეთვე გარდამავალი ზონა II. ლამინარული აფსკი და გარდამავალი ზონა ერთად შეადგენს ე. წ. სასაზღვრო შრეს (ნახ. 5.8 ა, ბ). სასაზღვრო შრის შემდეგ განლაგებულ ტურბულენტური ნაკადის მთლიან, ძირითად მასას ეწოდება ტურ-



ნახ. 5.8.

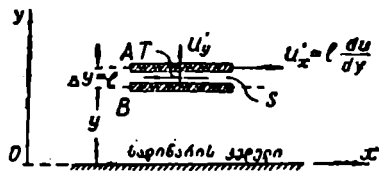
ბულენტური მოძრაობის ბირთვი. ქვემოთ დავინახავთ, რომ ლამინარული აფსკის არსებობა ტურბულენტურ ნაკადში დიდ გავლენას ახდენს სადინარების კედლების ხორკლიანობით გამოწვეულ ხახუნზე, საერთოდ ჰიდრაულიკურ წინააღობაზე და მასთან დაკავშირებული დაწნევის დანაკარგების სიდიდეზე.

ახლა განვიხილოთ ჰიდრაულიკურ წინააღობათა საკითხი მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის დროს.

მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის აღნიშნულ თავისებურებათა გათვალისწინების საფუძველზე ლ. პრანდტლმა, თ. კარმანმა და ი. ნიკურაძემ შექმნეს და დაამუშავეს ჰიდრაულიკური წინააღობისა და

შესაბამისი დაწნევის დანაკარგების ნახევრად ემპირიული თეორია. ეს ფართოდ ცნობილი თეორია ეფუძნება ნაკადში ტურბულენტური შერევის პროცესით გამოწვეული დამატებითი ინერციული მხები ძაბვების განსაზღვრის იდეას. ჭეშმით, მოკლედ გავეცნოთ ამ თეორიის საფუძვლებს.

ტურბულენტურ ნაკადში ავირჩიოთ მცირე სისქის ორი, A და B შრე (ნახ. 5.9). მათი ზედაპირის ფართობები (ნახაზის მართობულ სიბრტყეში) აღენიშნოთ Δ -ით; მანძილი სადინარის კედლიდან B შრემდე — y -ით; შრეთა ღერძებს შორის მანძილი კი Δy -ით. x ღერძი მივმართოთ სითხის დინების გასწვრივ. B შრის ადგილობრივი (გასაშუალოებული) სიჩქარე აღენიშნოთ u -თი ($u_B = u$), მაშინ სიჩქარის du/dy გრადიენტის ცნების თანახმად, A შრის ადგილობრივი სიჩქარე შეიძლება განისაზღვროს შემდეგი ტოლობიდან:



ნახ. 5.9.

$$u_A = u + \frac{du}{dy} \Delta y. \quad (5.21)$$

შეიძლება აგრეთვე ვიგულისხმოთ, რომ სითხის ნაწილაკებისა და ელემენტარული მასების (მოლეკულების) გადაადგილება და გადატყორცნა განივი მიმართულებით (y მიმართულებით) B შრიდან A შრეში გამოწვეულია პულსაციური სიჩქარის განივი u_y' შემდგენის ზემოქმედებით, ე. ი. მივიღოთ, რომ სითხის ელემენტარული მასების განივი გადაადგილების სიჩქარე ტოლია პულსაციური u_y' შემდგენისა. შევარჩიოთ შრეების ღერძებს შორის ისეთი $\Delta y = l$ მანძილი, რომლის დროსაც B შრიდან A შრეში გადასული სითხის მოლი, როცა შეერევა A შრის მოლებს, მოასწრებს A შრის სიჩქარის (ღერძული $u + \frac{du}{dy} l$ სიჩქარის) შეძენას.

l სიდიდეს ნაწილაკების განივი შერევის მანძილი ეწოდება (იგი გამოსახავს მთლიანი, დაუშლელი მოლეკულების განივი გადაადგილების აშპლიტუდას). ცხადია, ნაწილაკების განივი გადაადგილების პროცესი ნაკადის უწყვეტობის თვისების გამო შექცევადია (ე. ი. ნაწილაკების B შრიდან A შრეში გადაადგილებასთან ერთად ხდება მათი გადაადგილება A შრიდან B -ში). იმის გამო, რომ განივი მიმართულებით გადაადგილებული მოლეკულების ღერძული სიჩქარეები განსხვავებულია, აღნიშნული მოლების განივი გადაადგილების შედეგად შეიცვლება სითხის განსახილველი შრეების მოძრაობის რაოდენობა. სახელდობრ, მეტი ღერძული სიჩქარის

ქართ მოძრავი A შრის მოძრაობის რაოდენობა შემცირდება, ხოლო ნაკლები სიჩქარით მოძრავი B შრისა — გაიზრდება. განსახილველი შრის მოსაზღვრე ზედაპირზე აღიძვრება მხები (ინერციული) T ძალა, რომლის იმპულსი ტოლი იქნება განსახილველი შრის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილებისა.

B შრიდან A შრეში განივი პულსაციური u_y' სიჩქარით დროის ერთეულში გადაადგილება სითხის მასა

$$\Delta m = \rho S u_y'.$$

აღნიშნული თეორიის თანახმად, განსახილველი შრეების ღერძულ-სიჩქარეთა $l \frac{du}{dy}$ სხვაობა (ფარდობითი სიჩქარე) გაიგივებულია პულსაციური სიჩქარის გრძივ (ღერძულ) შემდგენთან (მის სიდიდესთან), ე. ი. მიიღება

$$u_x' = l \frac{du}{dy}.$$

მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების თეორემის თანახმად, განსახილველი A შრის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილება წამში ტოლია მისი დამამუხრუჭებელი ინერციული T ძალისა (ამ ძალის იმპულსისა წამში), ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ

$$T = \Delta m u_x' = \rho S u_y' u_x' = \rho S u_y' l \frac{du}{dy}.$$

ამ გამოსახულებიდან შეიძლება განისაზღვროს ის დამატებითი ინერციული მხები ძალები, რომელიც აღიძვრება ტურბულენტურ ნაკადში სითხის მასების შერევის პროცესის შედეგად

$$\tau_{ღაფ} = \frac{T}{S} = \rho u_y' l \frac{du}{dy}.$$

ლ. პრანდტლის ჰიპოთეზის თანახმად, განივი პულსაციური u_y' შემდგენი პროპორციულია ფარდობითი $l \frac{du}{dy}$ სიჩქარის სიდიდისა. ამიტომ, თუ პროპორციულობის კოეფიციენტის სიდიდეს ჩავრთავთ შერევის l სიგრძის მნიშვნელობაში, საბოლოოდ დამატებითი ტურბულენტური ძაბვისათვის მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას

$$\boxed{\tau_{ღაფ} = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2} \quad (5.22)$$

ძალებისა და ძაბვების დამოუკიდებელი მოქმედების პრინციპის თანახმად, $\tau_{\text{სიბლ}}$ ძაბვის სიდიდე უნდა დავუმატოთ იმ წმინდა სიბლანტი-სიეულ მხებ $\tau_{\text{სიბლ}}$ ძაბვას, რომელიც მოქმედებს გასაშუალოებული ტურბულენტური ნაკადის განსხვავებული სიჩქარით მოძრავ სითხის შრეებს შორის. მიღებული აღნიშვნების შესაბამისად, სიბლანტის მხები ძაბვა ნოტონის ცნობილი ფორმულის (კანონის) თანახმად, ჩაიწერება ასე

$$\tau_{\text{სიბლ}} = \mu \frac{du}{dy}.$$

ამრიგად, ნაკადის მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის დროს სითხეში მოქმედი ჯამური მხები ძაბვა განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$\tau = \tau_{\text{სიბლ}} + \tau_{\text{ლაზ}} = \mu \frac{du}{dy} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (5.23)$$

პრანდტლ-კარმანის თეორიის საფუძველზე მიღებულ (5.23) გამოსახულებას დიდი მნიშვნელობა აქვს მოძრავ სითხეში არსებულ მხები ძაბვების ფიზიკური არსის გაგებისათვის.

მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას შრეთა შორის არ ხდება სითხის მასების შერევა, ამიტომ $l=0$ და მხები ძაბვა

$$\tau_{\text{ლაზ}} = \tau_{\text{სიბლ}} = \mu \frac{du}{dy}, \quad (5.24)$$

ე. ი. ლამინარული რეჟიმის დროს მხები ძაბვა პროპორციულია სიჩქარის გრადიენტისა, ანუ მოძრაობის სიჩქარის პირველი ხარისხისა.

განვითარებული ტურბულენტური მოძრაობისას, რომელიც ხასიათდება სითხის მასების ინტენსიური შერევის პროცესით, მეორე შესაყრებაში (5.23) ფორმულის მარჯვენა მხარეში (ე. ი. $\tau_{\text{ლაზ}}$ ძაბვა) ბევრად აღემატება პირველ შესაყრებს (ე. ი. სიბლანტისიეულ $\tau_{\text{სიბლ}}$ ძაბვას) და ამიტომ პრაქტიკულად დასვებით დასაშვებია ამ სიბლანტისიეული წევრის უგულებელყოფა; მაშინ (5.23) განტოლების ნაცვლად შეიძლება დავწეროთ

$$\tau = \tau_{\text{ლაზ}} = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (5.25)$$

ეს გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ განვითარებული ტურბულენტური რეჟიმისას მხები ძაბვა (ე. ი. ჰიდრავლიკური წინაღობა) პროპორციულია მოძრაობის სიჩქარის კვადრატისა. ამით აიხსნება ის გარემოება, რომ საინჟინრო პრაქტიკაში ყვე-

ლაზე გავრცელებულ განვითარებულ ტურბულენტობას წინააღობის კვადრატულ ზონას (არეს) უწოდებენ.

იმ შემთხვევებში კი, როდესაც $\tau_{\text{ლაზ}}$ და $\tau_{\text{ლაზ}}$ ძაბვები ერთისა და იმავე რიგის სიდიდეებია, ჯამური მხები ძაბვა, (5.23) ფორმულის თანახმად, პროპორციულია მოძრაობის სიჩქარის ორხედავობის ხარისხისა. აღნიშნული შემთხვევები მიეკუთვნება ე. წ. წინააღობის გარდამავალ ზონას (არეს).

როგორც ვხედავთ, მხები ძაბვების საანგარიშო გამოსახულებათა განხილვის შედეგად ჩამოყალიბებული დასკვნები კარგად ეთანხმება წინააღობათა (დაწნევის დანაკარგების) ექსპერიმენტული კვლევის შედეგებს (§ 5.2).

(5.25) განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\tau = \left(\rho l^2 \frac{du}{dy} \right) \frac{du}{dy} = \epsilon \frac{du}{dy},$$

სადაც

$$\epsilon = \rho l^2 \frac{du}{dy}. \quad (5.26)$$

ϵ -ის მნიშვნელობა შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მხოლოდ ჩვენ წარმოდგენაში არსებული ე. წ. „ტურბულენტური სიბლანტის“ კოეფიციენტი. ამიტომ ϵ -ის სიდიდეს ხშირად ტურბულენტური შერევის კოეფიციენტს ან ე. წ. ვირტუალური სიბლანტის კოეფიციენტს უწოდებენ (ცხადია, ϵ კოეფიციენტი, სიბლანტის μ კოეფიციენტისაგან განსხვავებით, არ აქვს შუდმივი მნიშვნელობა და არ ახასიათებს განსახილველი სითხის ფიზიკურ თვისებებს; იგი მკვეთრად იცვლება სადინარის ცოცხალი კვეთის ფარგლებში).

ახლა განვიხილოთ მილსადენის ცოცხალ კვეთში ადგილობრივი ϵ სიჩქარის განაწილების საკითხი მოძრაობის განვითარებული ტურბულენტური რეჟიმის დროს. ამ საკითხის თეორიული შესწავლის მიზნით, ვისარგებლოთ პრანდტლისა და კარმანის მიერ დამატებითი ტურბულენტური მხები ძაბვისათვის მიღებული (5.25) ფორმულით

$$\tau = \tau_{\text{ლაზ}} = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

პირობით მივიღოთ ლ. პრანდტლის დაშვება იმის შესახებ, რომ სითხის მასების შერევის l მანძილსა და განსახილველი წერტილიდან მილსადენის კედლამდე y მანძილს შორის არსებობს წრფივი დამოკიდებულება: $l \propto xy$, სადაც x — გარკვეული სიდიდის, მუდმივი პროპორციულობის კოეფიციენტი და იგი ი. ნიკურადის მიერ ხელოვნური თა-

ნაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობის მქონე მილსადენებში ჩატარებული ცდების თანახმად, ტურბულენტური ბირთვისათვის შეიძლება საშუალოდ მივიღოთ $\alpha=0,4$ -ის ტოლი; ეს კოეფიციენტი (პრანდტლის მუდმივა) ფაქტობრივად იცვლება როგორც აღებული ცოცხალი კვეთის ფარგლებში, ისე რეინოლდსის რიცხვის სიდიდის მიხედვითაც.

l -ის მნიშვნელობა ნულის ტოლია სადინარის კედელზე ($y=0$), ვინაიდან კედელი ზღუდავს სითხის მასების განივ გადაადგილებას, და მილსადენის ღერძზე ($y=r$), ვინაიდან სადინარის ღერძის გასწვრივ მოძრავ სითხის ნაწილაკზე ერთსა და იმავე ზემოქმედებას ახდენს მის ირგვლივ მოძრავი სითხის ნაწილაკები (როცა $y \leq 2/3 r$, მაშინ $l=l_{max}$).

აღნიშნული დაშვების საფუძველზე მზები ძაბვის ფორმულა მიიღებს სახეს

$$\tau = \rho \alpha^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$$

აწ

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \alpha y \frac{du}{dy},$$

საიდანაც

$$du = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \frac{dy}{y}.$$

მილსადენის კედლის მახლობელი (კედლისპირა) ზონისათვის, ცვლადი τ ძაბვა შეიძლება შეიცვალოს მუდმივი მზები τ_0 ძაბვის მნიშვნელობით სადინარის კედელზე (კედლის შიგა პირეულზე მოქმედი τ_0 ძაბვით); მაშინ გვექნება

$$du = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dy}{y}. \quad (5.27)$$

$\sqrt{\tau_0/\rho}$ სიდიდეს აქვს სიჩქარის განზომილება

$$\left[\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \right] = \sqrt{\frac{\text{კგძ.მ}^2}{\text{მ}^3 \cdot \text{კგძ.წმ}^2}} = \frac{\text{მ}}{\text{წმ}}.$$

ამიტომ ამ სიდიდემ ჰიდრაულიკაში „დინამიკური სიჩქარის“, ანუ სადინარის კედელთან „ძვრის სიჩქარის“ სახელწოდება მიიღო და აღინიშნება u_* -ით, ე. ი.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}, \quad \left[\frac{L}{T} \right]. \quad (5.28)$$

დავამყაროთ კავშირი დინამიკურ სიჩქარესა და დაწნევის დანაკარგებს შორის, რისთვისაც გამოვიყენოთ სითხის თანაბარი მოძრაობის მეორე სახის ძირითადი განტოლება (4.58)

$$\tau_0 = \gamma IR = \rho g IR,$$

მაშინ დინამიკური სიჩქარისათვის (5.28) ტოლობიდან მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას

$$u_* = \sqrt{gIR}, \quad (5.29)$$

სადაც I და R , შესაბამისად, ჰიდრაულიკური ჯანობი და რადიუსია.

დიფერენციალური (5.27) განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$du = \frac{u_*}{x} \frac{dy}{y};$$

ამ განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ

$$u = \frac{u_*}{x} \ln y + C. \quad (5.30)$$

მაშასადამე, ნაკადის კედლის მახლობელ არეში მოძრაობის ადგილობრივი u სიჩქარე იცვლება ლოგარიტმული კანონით.

სიჩქარის განაწილების ლოგარიტმული კანონი, საკმაო სიზუსტით, შეიძლება გავევრცელოთ ნაკადის მთელ ტურბულენტურ ბირთვზე, თუ ი. ნიკურაძის ცდების თანახმად, პრანდტლის x მუდმივას მივიღებთ 0,40-ის ტოლად.

ახლა (5.30) გამოსახულებაში განვსაზღვროთ ინტეგრირების C მუდმივა შემდეგი სასაზღვრო პირობიდან: როცა $y=r$ (მილსაღენის ლერძზე), ადგილობრივი სიჩქარე $u=u_{max}$, და ამიტომ

$$C = u_{max} - \frac{u_*}{x} \ln r.$$

C -ს მიღებული მნიშვნელობა შევიტანოთ (5.30) გამოსახულებაში, მივიღებთ

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_*}{x} \ln y + u_{max} - \frac{u_*}{x} \ln r = u_{max} + \frac{u_*}{x} (\ln y - \ln r) = \\ &= u_{max} + \frac{u_*}{x} \ln \frac{y}{r} = u_{max} - \frac{u_*}{x} \ln \frac{r}{y}. \end{aligned}$$

თუ მივიღებთ $x=0,40$ და გადავალთ ნატურალურიდან ათობით ლოგარიტმზე, მაშინ ადგილობრივი სიჩქარის განსაზღვრისათვის ნაკადის ნებისმიერ წერტილში (მთელი ტურბულენტური ბირთვის ფარგლებში) საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას

$$u = u_{max} - 5,75 u_* \lg \frac{r}{y}. \quad (5.31)$$

მაქსიმალური u_{max} სიჩქარე შეიძლება განისაზღვროს ლ. პრანდტლის შემდეგი ფორმულით

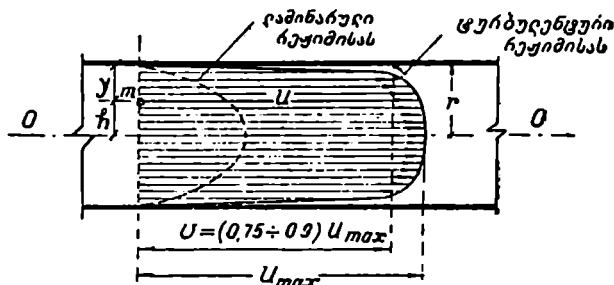
$$u_{max} = Du_* + v; \quad (5.32)$$

აქ v — ნაკადის საშუალო სიჩქარეა, ხოლო D — ე. წ. საშუალო სიჩქარის ფარდობითი დეფიციტი

$$D = \frac{u_{max} - v}{u_*}$$

ლ. პრანდტლისა და ი. ნიკურაძის მიხედვით, პრაქტიკისათვის საკმარის სიზუსტით, შეიძლება მივიღოთ $D = 4,05$ (თ. შეველევის მიხედვით $D = 3,75$).

(5.31) და (5.32) ფორმულების საფუძველზე განისაზღვრება მოძრაობის ადგილობრივი სიჩქარე ნაკადის ცოცხალი კვეთის ნებისმიერ წერტილში (კედლიდან y მანძილზე მდებარე წერტილში). ცხადია, მილსა-



ნახ. 5.10.

დენში ტურბულენტური მოძრაობისას სიჩქარის ეპიურის აგება (5.31) ფორმულით სიძნელეს არ წარმოადგენს.

5.10 ნახაზზე გამოსახულია მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისათვის დამახასიათებელი სიჩქარის ეპიურა, რომელიც აგებულია ცილინდრული მილსადენის დიამეტრული კვეთისათვის. ტურბულენტური ბირთვის ფარგლებში სიჩქარის ეპიურა შემოსაზღვრულია ლოგარიტმული მრუდით (ფ-ლა 5.31). ტურბულენტურ ნაკადში მოძრავე შრეთა შორის სითხის ნაწილაკებისა და მასების ინტენსიური შერევის პროცესის გამო სიჩქარის ეპიურა მნიშვნელოვნად აათანაბრებულია ცენტრალურ რეჟიმთან შედარებით (შედარების მიზნით 5.10 ნახაზზე პუნქტირით ნაჩვენებია ლამინარული რეჟიმისათვის დამახასიათებელი სიჩქარის ეპიურა).

ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევის საფუძველზე დადგენილია: 1) სადინარის კედელზე სიჩქარე ნულის ტოლია იმიტომ, რომ სი-

თხის ნაწილაკები ეკერის მას; ლამინარული აფსკის ფარგლებში სიჩქარე იცვლება ნულიდან გარკვეულ სასრულო მნიშვნელობამდე აფსკის საზღვარზე ($\mu_{ფსკ}$); 2) კედლის ზედაპირიდან მცირე მანძილზე, ტურბულენტური ბირთვის ფარგლებში, სიჩქარე აღწევს დიდ მნიშვნელობას (ნახ. 5.10); 3) კედლის ზედაპირიდან მოშორებულ წერტილებში სიჩქარე იცვლება მცირე სიდიდით (მდოვრედ), ვინაიდან ეპიურა გათანაბრებულია.

ექსპერიმენტული კვლევით დადგენილია, რომ ტურბულენტური მოძრაობისას ნაკადის საშუალო სიჩქარის სიდიდე უახლოვდება მაქსიმალური სიჩქარის მნიშვნელობას $v = (0,75 \div 0,9) v_{max}$ (ნახ. 5.10); მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას კი $v = 0,5 v_{max}$. ა. ალტშულის კვლევის მიხედვით, მანძილ მილსადენის კედლიდან იმ შრემდე, სადაც სიჩქარე ტურბულენტური ნაკადის საშუალო სიჩქარის ტოლია ($u = v$), განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით

$$y_* \cong 0,223 r. \quad (5.33)$$

§ 5.5. ჰიდრავლიკურად გლუვი და ხოჩალიანი მილსადენების (ხადინარების) ცნება

წინა პარაგრაფში აღინიშნა, რომ მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის დროს კედლისპირა, ძალზე მცირე სისქის ლამინარული აფსკის ფარგლებში შენარჩუნებულია მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი და ასეთი აფსკის არსებობა მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ჰიდრავლიკურ წინაღობაზე და შესაბამის დაწნევის დანაკარგების ხასიათსა და სიდიდეზე.

ი. ნიკურაძის ცდების შედეგების დამუშავების საფუძველზე მილსადენებისათვის მიღებულია თანაფარდობა, რომელიც აკავშირებს ლამინარული აფსკის სისქეს ($\delta_{ფსკ}$) და რეინოლდსის რიცხვს ($Re = Re_{\delta}$)

$$\delta_{ფსკ} = \frac{30d}{Re\sqrt{\lambda}} = \frac{60r}{Re\sqrt{\lambda}}, \quad (5.34)$$

სადაც d არის მილსადენის დიამეტრი;

r — მილსადენის რადიუსი, ხოლო

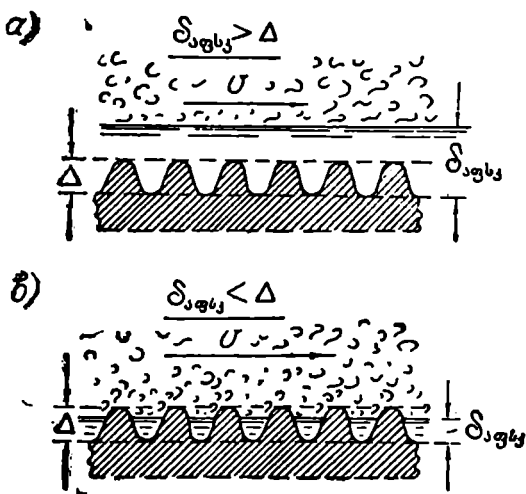
λ — წინაღობის დარსის კოეფიციენტი.

(5.34) ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ლამინარული აფსკის სისქესა და რეინოლდსის რიცხვს შორის არსებობს უკუპროპორციული დამოკიდებულება, ე. ი. რაც მეტია ნაკადის რეინოლდსის რიცხვი და, მაშასადამე, ნაკადის მოძრაობის სიჩქარე, მით ნაკლებია ლამინარული აფსკის სისქე. განვითარებული ტურბულენტური მოძრაობისას (წინაღობის კვადრატულ ზონაში) ლამინარული

აფსკი ან მთლიანად დაშლილია ($\Delta_{\text{ფსკ}} = 0$), ან მისი სისქე გაცილებით ნაკლებია სადინარის კედლის ზორკლიანობის Δ სიმაღლეზე ($\Delta_{\text{ფსკ}} \ll \Delta$) და იგი შეიძლება მივიღოთ ნულის ტოლად ($\Delta_{\text{ფსკ}} \approx 0$).

ნაკადის შემომსაზღვრელი სადინარის კედლების შიგა ზედაპირი ყოველთვის ხასიათდება ამა თუ იმ სახისა და სიდიდის ზორკლიანობით (გეომეტრიული ზორკლიანობა), რომელიც დამოკიდებულია კედლების მასალაზე, მათი დამუშავების ხარისხსა და სადინარის ექსპლუატაციის პირობებზე.

შემდგომი განხილვისათვის მიზანშეწონილია სადინარის კედლის ზორკლიანობის ცნების გამარტივება; იგი შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ საშუალო Δ სიმაღლის მქონე ერთგვაროვანი „ზორკლიანობის“ შეერილების“ სახით (ნახ. 5.11). ასეთ იდეალიზირებულ ზორკლიანობას თანა-



ნახ. 5.11.

ბარ მარცვლოვანი ზორკლიანობა ეწოდება. თანაბარმარცვლოვანი ზორკლიანობის შეერილების საშუალო Δ სიმაღლეს აბსოლუტური ზორკლიანობა ეწოდება. აბსოლუტური Δ ზორკლიანობის ფარდობას ნაკადის ცოცხალი კვეთის დამახასიათებელ ზომასთან ფარდობითი ზორკლიანობა ეწოდება: მაგალითად, წრიული კვეთის მილსადენის ფარდობით ზორკლიანობას გამოსახავს $\frac{\Delta}{r}$ უგან-

ზომილებო ფარდობა (r მილსადენის შიგა რადიუსია). ფარდობითი ზორკლიანობა შეიძლება გამოისახოს აგრეთვე მილსადენის დამეტრითაც—

$\frac{\Delta}{d}$ ფარდობით. ფარდობითი ხორკლიანობის შებრუნებულ სიდიდეს ფარდობითი სიგლუვე ეწოდება; მაგალითად, მილსადენის ფარდობითი სიგლუვე გამოისახება $\frac{\tau}{\Delta}$ ან $\frac{d}{\Delta}$ ფარდობებით.

აბსოლუტური Δ ხორკლიანობისა და ლამინარული აფსკის მაჟს სისქის სიდიდეთა შორის თანაფარდობის მიხედვით არსებითად იცვლება ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობის პირობები (დინების ჭასწვრივ ჰიდრაულიკური წინაღობისა და დაწნევის დანაკარგების ხასიათი). სახელდობრ, აღნიშნული თანაფარდობის მიხედვით შეიძლება განვასხვაოთ ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობის სამი ძირითადი შემთხვევა:

1. თუ განსახილველ სადინარში რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის გარკვეულ დიაპაზონში ლამინარული აფსკის სისქე მეტია აბსოლუტურ Δ ხორკლიანობაზე (ხორკლიანობის შეერილების საშუალო Δ სიმაღლეზე), ე. ი. თუ $\text{მაჟს} > \Delta$ (ნახ. 5.11 ა), მაშინ კედლის ხორკლიანობა მთლიანად დაფარულია სითხის ლამინარული აფსკით და ხორკლიანობა გავლენას ვერ ახდენს ნაკადის დაწნევის დანაკარგების სიდიდესა და ხასიათზე, ვინაიდან, ხდება ნაკადის ტურბულენტური ბირთვის სრული (ხახუნი) ლამინარული აფსკის შიგა ზედაპირის გასწვრივ (სითხის ხახუნი სითხეზე). ლამინარული აფსკის ფარგლებში მცირე სიჩქარეებით მოძრაი სითხის ნაწილაკები მდოგრედ გარსშემოედინება ხორკლიანობის ცალკეულ შეერილებს და მოძრაობის ჰავლური რეჟიმი არ ირღვევა (არ ხდება გრიგალური წარმონაქმნების მოწყვეტა ხორკლიანობის შეერილების ზედაპირებიდან). აღწერილ შემთხვევაში სადინარს ჰიდრაულიკურად გლუვი (გლუვკედლიანი) ეწოდება.

2. თუ რეინოლდსის რიცხვის მეტი მნიშვნელობებისას განსახილველ სადინარში (ნაკადში) $\text{მაჟს} < \Delta$ -ზე და მაჟს -ის სიდიდე იმავე რიგისაა, რაც Δ სიმაღლე (ნახ. 5.11 ბ), მაშინ კედლის ხორკლიანობა მხოლოდ ნაწილობრივად დაფარული ლამინარული აფსკით და კედლის ხორკლიანობა უკვე გავლენას ახდენს ჰიდრაულიკური წინაღობისა და დაწნევის დანაკარგების სიდიდეზე, სახელდობრ, მკვეთრად ზრდის მათ. ლამინარული აფსკიდან ნაწილობრივ ამოშვერილი ცალკეული ხორკლიანობის გარსდენისას ტურბულენტურ ბირთვში დიდი სიჩქარით მოძრაი სითხის ნაწილაკები წყდება მათ ზედაპირებს და წარმოშობს გარკვეული ინტენსიობის გრიგალურ წარმონაქმნებს (ნაკადის გამჭოლ გრიგალებს); უკანასკნელი კიდევ უფრო ამძაფრებს ნაკადში ტურბულენტური შერევის პროცესს და ზრდის დამატებითი რაჟა ძაბვების სიდიდეებს (ტურბულენტურ მოძრაობასთან შედარებით იგივე სადინარში ჰიდრაულიკუ-

რად გლუვი კედლებისას). განსახილველ სადინარს (მის კედლებს) აღწერილ შემთხვევაში ჰიდრაულიკურად ხორკლიანი, ან უფრო ზუსტად, ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიან ეწოდება.

3. განსახილველ სადინარში ნაკადის სიჩქარისა და რეინოლდსის რიცხვის კიდევ უფრო მეტი მნიშვნელობებისას ქლამინარული აფსკის ზღვას სისქე ძალზე მცირდება აბსოლუტური ხორკლიანობის Δ სიმაღლესთან შედარებით ($\delta_{ფსკ} \ll \Delta$) და იგი პრაქტიკულად შეიძლება ნულის ტოლად ჩაითვალოს ($\delta_{ფსკ} \approx 0$). წინაღობის კვადრატულ ზონაში ინტენსიური შერევის პროცესის გამო ლამინარული აფსკი, როგორც წესი, მთლიანად დაშლილია, ე. ი. $\delta_{ფსკ} = 0$; აქ, აღნიშნულ შემთხვევებში ხდება ხორკლიანობის ცალკეული შეერილების ზედაპირებიდან ინტენსიური გრიგალური წარმონაქმნების გამუდმებით მოწყვეტა; მკვეთრად იზრდება როგორც ხახუნი ტურბულენტურ ბირთვისა და სადინარის კედლებს შორის, ისე ტურბულენტური განივი შერევის ინტენსიურობა. ყოველივე ამის გამო მკვეთრად იზრდება აგრეთვე ნაკადის დაწნევის დანაქარგები ზემოთ განხილულ მოძრაობის ორივე ძირითად შემთხვევასთან შედარებით. სადინარს (მის კედლებს) აღწერილ შემთხვევაში ჰიდრაულიკურად ხორკლიანი, ან უფრო ზუსტად, ჰიდრაულიკურად სავსებით ხორკლიანი ეწოდება.

ამრიგად, ნათქვამის საფუძველზე შეიძლება აღვნიშნოთ, რომ მოძრაობის ორი ძირითადი ლამინარული და ტურბულენტური რეჟიმის გარდა თვით ტურბულენტურ რეჟიმში დაწნევის დანაქარგების ხასიათისა და ნაკადის მოძრაობის პირობების მიხედვით კიდევ განიხილება სამი შუალედური რეჟიმი: ტურბულენტური მოძრაობა ჰიდრაულიკურად გლუვ, ნაწილობრივად ხორკლიან და სავსებით ხორკლიან სადინარებში.

„ჰიდრაულიკურად გლუვი“ და „ჰიდრაულიკურად ხორკლიანი“ სადინარების ცნებები პირობითია, ვინაიდან ლამინარული აფსკის სისქე განსახილველ სადინარში იცვლება ნაკადის მოძრაობის სიჩქარისა და რეინოლდსის რიცხვის ცვლილებასთან დამოკიდებით. სახელდობრ, რეინოლდსის რიცხვის გარკვეულ მნიშვნელობამდე გაზრდით ჰიდრაულიკურად გლუვი სადინარი გადაიქცევა ჰიდრაულიკურად ხორკლიან სადინარად და პირიქით.

მოძრაობის მეორე ძირითადი შემთხვევა (ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანი სადინარის შემთხვევა) შუალედურია პირველ (ჰიდრაულიკურად გლუვი სადინარების) და მესამე (ჰიდრაულიკურად სავსებით ხორკლიანი სადინარების) შემთხვევებს შორის. ტურბულენტური მოძრაობის აღნიშნულ არეს გარდამავალი არე (ზონა) ეწოდება.

იმის გამო, რომ განსახილველ სადინარში ტურბულენტური მოძრაობას აღნიშნული ზონები (არეები) განსაზღვრავს ჰიდრაულიკური წინა-

ლობის ბასიათსა და სიდიდეს, ამიტომ მომავალში მოძრაობის ამ ზონებს შეიძლება წინააღობის სამი ძირითადი ზონა ეუწოდოთ: პირველი კუთხედით გლუვი სადინარების, გარდამავალი და პირველი კუთხედით სავსებით ხორკლიანი სადინარების, ე. ი. კვადრატული წინააღობის, ზონები.

§ 5.6. შეზღუდული და სადინარის სიგრძეზე დაწნვის დანაკარგების განსაზღვრა მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის დროს

ცნობილია, რომ პირველი კუთხედით წინააღობა და შესაბამისი დაწნვის დანაკარგები განვითარებული ტურბულენტური მოძრაობისას პირველი კუთხედით სავსებით ხორკლიან სადინარებში პროპორციულია ნაკადის მოძრაობის სიჩქარის (საშუალო სიჩქარის) კვადრატისა. ცნობილია აგრეთვე, რომ მოძრაობის სიჩქარისა და რეინოლდსის რიცხვის ცვლილებების იმ არეს, რომლის ფარგლებში სადინარი შეიძლება განვიხილოთ როგორც პირველი კუთხედით სავსებით ხორკლიანი, ეწოდება წინააღობის კვადრატული ზონა.

აღნიშნულის საფუძველზე სადინარის კედელთან მხები τ_0 ძაბვა წინააღობის კვადრატულ ზონაში ზოგადად შეიძლება ჩაიწეროს ასე

$$\tau_0 = \gamma B v^2, \quad (5.35)$$

სადაც B მამრავლი განიხილება როგორც ექსპერიმენტული ან თეორიული გზით განსაზღვრული პროპორციულობის კოეფიციენტი (გარკვეული სახის ფუნქცია).

როგორც ვიცით, სადინარის კედელთან მხები τ_0 ძაბვის მნიშვნელობა შეიძლება განისაზღვროს აგრეთვე სითხის თანაბარი მოძრაობის მეორე სახის ძირითადი განტოლებით (4.56)

$$\tau_0 = \gamma I R.$$

მხები τ_0 ძაბვის აქ მოყვანილ გამოსახულებათა გატოლებით მივიღებთ

$$\gamma B v^2 = \gamma R I$$

ან

$$v = \sqrt{\frac{1}{B}} \sqrt{R I}.$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას $\sqrt{1/B} = C$, მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ თანაბარი ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობის საშუალო სიჩქარის

ქარის საანგარიშო განტოლებას, რომელიც ცნობილია შეზის ფორმულის სახელწოდებით

$$v = C \sqrt{RI} \frac{\partial}{\partial z}, \quad \gamma \quad (5.36)$$

სადაც C კოეფიციენტს სიჩქარითი მაშრავლი ანუ, მარტივად, შეზის კოეფიციენტი ეწოდება; მისი განზომილებაა $[C] = \frac{L^{0.5}}{T}$ (ან $\frac{m^{0.5}}{s}$); R — პიდრავლიკური რადიუსია, ხოლო I — პიდრავლიკური ქანობი.

შეზის ფორმულით განისაზღვრება საშუალო სიჩქარე ნაკადის თანაბარი მოძრაობისას მილსადენებში, არხებში, ნიაღვარსადენებში, წყალგამშვებ მილებში, კოლექტორებში, ბუნებრივ კალაპოტებში (მდინარეებში) და სხვ.

თანაბარი ტურბულენტური ნაკადის ხარჯის ფორმულა მოიღება შეზის (5.36) განტოლებიდან

$$Q = \omega v = \omega C \sqrt{RI} \frac{\partial}{\partial z}, \quad \gamma \quad (5.37)$$

სადაც ω — ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობია.

შეზის C კოეფიციენტის გაანგარიშებისათვის არსებულ მრავალ ფორმულიდან ყველაზე მეტად ცნობილია განვილიე-კუტერის, მანინგის, ბაზენის, ფორხჰეიმერისა და ნ. პავლოვსკის ემპირიული ფორმულები. ი. საბანეევის მიერ ჩატარებულ კვლევის საფუძველზე გამოირკვა, რომ იმ თეორიულ სტრუქტურას, რომელიც უნდა ჰქონდეს C -ს საანგარიშო ფორმულას, ყველაზე უკეთ ეთანადება აკად. ნ. პავლოვსკის შემდგომი მაჩვენებლიანი ფორმულა (1925 წ.):

$$C = \frac{1}{n} R^{\frac{2}{3}} \frac{\partial^{0.5}}{\partial z}, \quad \gamma \quad (5.38)$$

ნ. პავლოვსკის ფორმულა სხვა ფორმულებთან შედარებით უფრო ზუსტ მნიშვნელობებს იძლევა პიდრავლიკური რადიუსის ცვალებადობის დიაპაზონში; $0,1 \leq R \leq 3,0$ მ.

(5.38) ფორმულაში n არის სადინარის (კალაპოტის) ხორკლიანობის კოეფიციენტი; R — პიდრავლიკური რადიუსი, ხოლო ცვა-

დი y ხარისხის მაჩვენებელი განისაზღვრება 6. პავლოვსკის შემდეგი ემპირიული გამოსახულებით

$$y = 2,5\sqrt{n} - 0,13 - 0,75\sqrt{R} (\sqrt{n} - 0,10). \quad (5.39)$$

როგორც ვხედავთ, y ხარისხის მაჩვენებელი n და R სიდიდეების ფუნქციაა: $y = f(n, R)$. პრაქტიკული გამოთვლებისას შეიძლება ვისარგებლოთ შემდეგი ემპირიული ფორმულებით:

$$\left. \begin{array}{l} \text{თუ } R < 1 \text{ მ, მაშინ } y \approx 1,5\sqrt{n}, \\ \text{თუ } R > 1 \text{ მ} \quad \text{—} \quad y \approx 1,3\sqrt{n}. \end{array} \right\} \quad (5.40)$$

ბორკლიანობის n კოეფიციენტის სიდიდეები სხვადასხვა მასალის, კონსტრუქციის, ტიპისა და შესრულების ხარისხის მქონე სადინარებისათვის (აგრეთვე მდინარეებისათვის) მოცემულია (5.1) ცხრილში (ეს ცხრილი ეყრდნობა განგილიე-კუტერის სკალას და დამუშავებულია 6. პავლოვსკის მიერ).

ც ხ რ ი ლ 5.1

ბორკლიანობის n კოეფიციენტის მნიშვნელობათა ცხრილი

სადინარის კატეგორიის №	სადინარის კედლების სახეობა და მდგომარეობა	n	$\frac{1}{n}$
1	2	3	4
I	ძალზე გლუვი ზედაპირები; მინანქრით დაფარული და მოჭიქული ზედაპირები	0,009	111
II	ძალზე გულდისმით გარანდული და მორგებული (მიქრობილი) ფიცრები; ცემენტის საუკეთესო სუფთა შელესვა.	0,010	100
III	ცემენტის საუკეთესო შელესვა ($1/3$ ქვიშით); კარგად ჩაწყობილი და შეერთებული სუფთი (ახალი) თუნის (თიხის), თუჯისა და ფოლადის მილები. კარგად გარანდული ფიცრები	0,011	90,9
IV	კარგად მორგებული (გაწყობილი) გაურანდავი ფიცრები; ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი წყალსადენის მილები შესამჩნევი ინკრუსტაციის გარეშე; ძალზე სუფთა წყალგამშვები მილები; ძალზე კარგი ბეტონირება	0,012	83,3
V	თლილი ქვის წყობა საუკეთესო პირობებში; კარგი იგურის წყობა. ნორმალურ პირობებში მყოფი წყალგამშვები მილები; მცირედ გაქუქვიანებული წყალსადენის მილები	0,013	76,9
VI	წყალსადენისა და წყალგამშვები გაქუქვიანებული მილები; საშუალო პირობებში დაბეტონებული არხები	0,014	71,4

1	2	3	4
VII	საშუალო ხარისხის აგურის წყობა. თლილი ქვის წყობა საშუალო პირობებში. მნიშვნელოვნად გაქუქიანებული წყალგამშვებები. ბრეზენით გადაკრული ხის ლარტყები (ან ძელები)	0,015	66,7
VIII	კარგი ხარისხის ყორექვის წყობა; აგურის ძველი წყობა; შედარებით უხეში ბეტონირება. განსაკუთრებით გლუვი, ძალზე კარგად დამუშავებული კლდოვანი ყამირი	0,017	58,8
IX	სქელი და მდგრადი ლამით დაფარული არხები; მთლიანი ლამოვანი აფსკით დაფარული არხები მკვრივ ლიოსებში და მკვრივ წერილობრივ ლიოსებში (არხების უნაკლო მდგომარეობისას)	0,018	55,6
X	საშუალო (სავსებით დამაკმაყოფილებელი) ყორექვის წყობა; რაყეფენილი; კლდში ძალზე სუფთად გაყვანილი არხები. ლამოვანი აფსკით დაფარული, ლიოსში გაყვანილი არხები (ნორმალურ მდგომარეობაში)	0,020	50,0
XI	მკვრივ თიხაში, ლიოსებში, ხრეშოვან გრუნტებსა და მიწაში გაყვანილი არხები, რომელთა ზედაპირები მთლიანად არ არის დაფარული ლამოვანი აფსკით (ზოგან აფსკი წყდება)	0,0225	44,4
XII	კარგი მშრალი წყობა. მიწის დიდი არხები მოვლისა და რემონტის საშუალო პირობებში და კარგად მოვლილი და შეკეთებული მიწის მცირე არხები. მდინარეები ძალზე ხელსაყრელ პირობებში (სუფთა და სწორი კალაპოტები თავისუფალი დინებით, ჩამოშვებებისა და ღრმულების გარეშე)	0,025	40,0
XIII	მიწის არხები: დიდი არხები — საშუალო ნორმაზე ნაკლები მოვლისა და შეკეთების პირობებში, მცირე არხები — საშუალო პირობებში	0,0275	36,4
XIV	მიწის არხები შედარებით ცუდ პირობებში (ზოგ ადგილებში წყალმცენარეებით, ფსკერზე რიყის ქვებით ან ხრეშით), შესამჩნევად ამოსული ბალახით, ფერდობების ადგილობრივი ჩამოშვებებით და სხვ. მდინარეები დინების ხელსაყრელ პირობებში	0,030	33,3
XV	ძალზე ცუდ პირობებში მყოფი არხები (უსწორო პროფილი, შესამჩნევად დახეგრული ქვებით, წყალმცენარეებით და სხვ.). შედარებით ხელსაყრელ პირობებში მყოფი მდინარეები, მაგრამ კალაპოტში ქვებისა და წყალმცენარეების გარეკვეული რაოდენობით	0,035	28,6

1	2	3	4
XVI	განსაკუთრებით ცუდ პირობებში მყოფი არხები (მნიშვნელოვანი ღრმულებით და ფერდობების ჩამოშვებებით, კალაპოტში ამოსული ღერწმის ჯაგნარით, ხშირი ფესვებით, დიდი ქვებით და სხვ.), მდინარეები დინების პირობების შემდგომი გაუფრესებით (წინა კატეგორიასთან შედარებით ქვებისა და წყალმცენარეების მეტო რაოდენობით, კლანილი კალაპოტით, ღრმულებისა და თავთხელი წარმონაქმნების მცირე რაოდენობით და სხვ.)	0,040 და მეტი	25,0 და ნაკლები

გაანგარიშების გადავიღების მიზნით, ნ. პავლოვსკის (5.38) ფორმულით განსაზღვრული შეზის C კოეფიციენტის მნიშვნელობები მოცემულია სპეციალურ ცხრილში (დანართი I). ამ ცხრილის შედგენისას ყ ხარისხის მაჩვენებელი განსაზღვრული იყო (5.39) ფორმულით.

ქვემოთ, ქრონოლოგიური რიგით გავეცნოთ შეზის C კოეფიციენტის არსებულ საანგარიშო ფორმულებს, ვინაიდან მათ მთლიანად არ დაუპარგავთ თავიანთი მნიშვნელობა (წინააღმდეგობის კვადრატული ზონი. სათვის) და ზოგჯერ წარმატებით იყენებენ ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისათვის.

1. განგილიე-კუტერის შემოკლებული ფორმულა (1869 წ.)

$$C = \frac{23 + \frac{1}{n}}{1 + \frac{23n}{\sqrt{R}}} \cdot 30.5, \quad (5.41)$$

სადაც n არის კალაპოტის ხორკლიანობის კოეფიციენტი (ცხრილი 5.1);

R — ჰიდრაულიკური რადიუსი.

ამ ფორმულას იყენებენ თანაბარი მოძრაობისას ღია კალაპოტებში (უდაწნეო მოძრაობისას), როდესაც მათი ფსკერის ქანობი $\varepsilon \geq 0,0005$ -ზე;

2. მანინგის მაჩვენებლიანი ფორმულა (1890 წ.)

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6}, \quad (5.42)$$

სადაც n არის ხორკლიანობის იგივე კოეფიციენტი (ცხრილი 5.1).

მანინგის ფორმულას უმეტესად იყენებენ სადაწნეო მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას;

3. ბაზენის ფორმულა (1897 წ.)

$$C = \frac{87}{1 + \frac{\gamma}{\sqrt{R}}}, \quad (5.43)$$

ზადაც γ არის ხორკლიანობის კოეფიციენტი ბაზენის სკალის მიხედვით და მისი მნიშვნელობები აიღება (5.1) ცხრილის ანალოგიური ცხრილიდან (იხ. ჰიდრაულიკური ცნობარები).

ბაზენის ფორმულას იყენებენ ღია კალაპოტებში თანაბარი უდაწნეო მოძრაობისას.

4. ფორმული მანქანების ფორმულა (1923 წ.)

$$C = \frac{1}{n} R^{1/3}, \quad (5.44)$$

ზადაც ხორკლიანობის n კოეფიციენტი აიღება იმავე (5.1) ცხრილიდან.

ფორმული მანქანის ფორმულას იყენებენ ღია კალაპოტების გაანგარიშებისათვის.

განგილიე-კუტერიისა და ბაზენის ფორმულებს სადღეისოდ თითქმის აღარ იყენებენ და ჩვენ ისინი მოვიყვანეთ ისტორიული მიმოხილვის მიზნით.

შეზის (5.36) განტოლებიდან მიიღება სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების გაანგარიშო ფორმულები სიბრტყის თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობისას ყველა სახის სადინარებში (ღია კალაპოტებში, უდაწნეო დახშულ სადინარებში და წრიული კვეთის ცილანდრულ სადაწნეო სადინარებში, ე. ი. სადაწნეო გვირაბებსა და მილ-სადენებში).

მივიღოთ მხედველობაში, რომ ჰიდრაულიკური ჯანობი $I = h_W/l$ და წრიული ფორმის ცოცხალი კვეთის ჰიდრაულიკური რადიუსი $R = d/4$, მაშინ შეზის ფორმულა შეიძლება გადაიწეროს შემდეგი სახით:

$$v = C\sqrt{RI} = C\sqrt{R\frac{h_W}{l}},$$

საიდანაც

$$\boxed{h_W = h_{W1} = \frac{v^2 l}{C^2 R}} \quad \text{მ.} \quad (5.45)$$

(5.45) ფორმულის გამოყენება მიზანშეწონილია სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების გაანგარიშებისათვის ნებისმიერი ფორმის მქონე განივი კვეთის სადინარებში — უმთავრესად ღია კალაპოტებსა და უდაწნეო ჰიდროტექნიკურ გვირაბებში.

წრიული კვეთის სადინარებისათვის (5.45) ფორმულიდან მივიღებთ

$$h_W = \frac{4v^2 l}{C^2 d}. \quad (5.46)$$

თუ ამ გამოსახულების მრიცხველსა და მნიშვნელს გავამრავლებთ $2g$ -ზე, მივიღებთ

$$h_W = \frac{8g}{C^3} \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g}.$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$\lambda = \frac{8g}{C^3}. \quad (5.47)$$

λ სიდიდეს, ლამინარული რეჟიმის ანალოგიურად, ჰიდრაულიკური წინააღობის, ანუ, მარტივად, დარსის კოეფიციენტი ეწოდება.

ამრიგად, წრიული კვეთის ცილინდრული მილსადენების სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრისათვის მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის თეორიიდან მივიღეთ უკვე ცნობილი დარსი-ვეისბახის ფორმულა, ანუ წყალსადენის პირველი ფორმულა (5.17), რომელიც 5.3 პარაგრაფში გამოყვანილი იყო სითხის მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისათვის

$$h_W = h_{W1} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g}. \quad (5.48)$$

ფორმალურად (5.48) და (5.17) ფორმულები იდენტურია, მაგრამ წინასწარ უნდა აღვნიშნოთ, რომ ლამინარული და ტურბულენტური რეჟიმებისათვის დამახასიათებელი ჰიდრაულიკური წინააღობის კანონების სხვადასხვაობა ამ ფორმულაში გათვალისწინებული იქნება წინააღობის λ კოეფიციენტის სათანადო რაოდენობრივი მნიშვნელობებით (ე. ი. რეჟიმების სპეციფიკა აღინუსხება λ კოეფიციენტით).

(5.47) დამოკიდებულება ერთმანეთთან აკავშირებს შეზის C და დარსის λ კოეფიციენტებს; აღნიშნული გამოსახულებიდან

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}, \quad \frac{v^3}{2g}. \quad (5.49)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ წინააღობის λ კოეფიციენტი უგანზომილებო სიდიდეა, ხოლო შეზის C კოეფიციენტი — განზომილებიანი ($v^3/2g$).

(5.47) გამოსახულებაში C კოეფიციენტის მნიშვნელობა შევითანოთ ნ. პაელოვსკის (5.38) ფორმულის მიხედვით და მივიღოთ მხედველობაში, რომ მილსადენებისათვის $R = d/4$, მაშინ λ კოეფიციენტისათვის მივიღებთ

$$\lambda = \frac{8g n^2}{\left(\frac{d}{4}\right)^{2y}}. \quad (5.50)$$

ახლა გამოვიყენოთ მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო სხვა სახის ფორმულა, რომელსაც წყალსადენის მეორე ფორმულა ეწოდება; მოძრაობის საშუალო სიჩქარე გამოვსახოთ მილსადენში სითხის ხარჯით: $v=Q/\omega$, სადაც $\omega=\pi d^2/4$ არის მილსადენის ცოცხალი კვეთის ფართობი; ამ მნიშვნელობათა (5.45) ფორმულაში შეტანით მივიღებთ

$$h_W = \frac{Q^2 l}{\omega^2 C^2 R} = \frac{Q^2 l}{\frac{\pi^2 d^4}{16} C^2 \frac{d}{4}} = \frac{64 Q^2 l}{C^2 \pi^2 d^5};$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$a = \frac{64}{C^2 \pi^2} = \frac{64 \pi^2}{\pi^2 \left(\frac{d}{4}\right)^{2\gamma}}, \quad (5.51).$$

მაშინ წყალსადენის მეორე ფორმულა ჩაიწერება შემდეგი საბოლოო სახით

$$h_W = h_{W1} = a l \frac{Q^2}{d^5}. \quad (5.52)$$

ამ ფორმულას იყენებენ მილსადენის მახასიათებლის, ე. ი. $h_W = f(Q)$ სახის დამოკიდებულების ასაგებად (სატუმბო დინამღარების ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას). a კოეფიციენტის საანგარიშო (5.51) გამოსახულებაში C კოეფიციენტი განსაზღვრული იყო ნ. პავლოვსკის (5.38) ფორმულით. ვინაიდან a კოეფიციენტი დაკავშირებულია C კოეფიციენტთან და საბოლოოდ, (5.49) გამოსახულების თანახმად, წინალობის λ კოეფიციენტთან, მას შეიძლება წინალობის კოეფიციენტი ვუწოდოთ წყალსადენის მეორე ფორმულაში.

(5.50) და (5.51) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ მოცემული π -ისათვის λ და a კოეფიციენტები წარმოადგენს მილსადენის d დიამეტრის შესაბამის ფუნქციებს: $\lambda = f_1(d)$ და $a = f_2(d)$, ვინაიდან γ ცვლადი ხარისხის მაჩვენებელიც, (5.39) ფორმულის თანახმად (მოცემული π -ისათვის), წარმოადგენს ჰიდრაულიკური R რადიუსისა და ე. ი. d დიამეტრის ფუნქციას. ამიტომ (5.48) და (5.52) ფორმულებით გაანგარიშების გაადვილების მიზნით, მილსადენების სტიმდარტული დიამეტრებისათვის (5.50) და (5.51) ფორმულების მიხედვით სხვადასხვა π -ისათვის შედგენილია, შესაბამისად, $\lambda = f_1(d)$ და $a = f_2(d)$ კოეფიციენტების მნიშვნელობათა ცხრილები (იხ. ჰიდრაულიკური ცნობარები). მაგალითის სახით მოგვყავს C , λ და a კოეფიციენტების მნიშვნელობათა ცხრილი ხორკლიანობის კოეფიციენტის $\pi=0,012$ მნიშვნელობისათვის (დანართი II). π -ის ეს მნიშვნელობა შეესაბამება ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფ წყალსადენის ლითონის მილსადენებს.

**§ 5.7. წინაღობის λ კოეფიციენტის განსაზღვრა მილსადენებში
ტურბულენტური მოძრაობისას**

როგორც ვიცით, წრიული კვეთის ცილინდრული მილსადენის სიგრძეზე დაწვევის დანაკარგის განსაზღვრისათვის მიზანშეწონილია დარსი-ვეისბახის ან ე. წ. წყალსადენის პირველი ძირითადი ფორმულის გამოყენება (5.48). მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ ამ ფორმულაში შემავალი ჰიდრაულიკური წინაღობის λ კოეფიციენტის განსაზღვრის საკითხი მილსადენებში სითხის მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას ითვლება სითხის მექანიკის ერთ-ერთ ურთულეს ამოცანად, რომლის ზოგადი თეორიული გადაწყვეტა დღემდე არ არსებობს.

ჰიდრაულიკური წინაღობისა და კერძოდ, დარსის λ კოეფიციენტის განსაზღვრის საკითხში ბოლო ათეული წლების განმავლობაში ფართო მასშტაბის ექსპერიმენტული და თეორიული გამოკვლევა ჩაატარა მრავალმა უცხოელმა და საბჭოთა მეცნიერმა (გ. ბლაზიუსი, ლ. პრანდტლი, თ. კარმანი, ი. ნიკურაძე, ა. ზეგელა, კოლბრუკი, ი. აგროსკინი, პ. კონაკოვი, ნ. ფრენკელი, თ. შეველევი, ნ. აბრამოვი, გ. მურინი, ა. ალტშული, ა. ტეპლოვი, ბ. შიფერსონი და სხვ.).

მილსადენების აბსოლუტური (Δ) და ფარდობითი ($\frac{\Delta}{d}$) ხორკლიანობის ცნებათა მიმართ (§ 5.5.) უნდა აღინიშნოს, რომ ერთსა და იმავე აბსოლუტური Δ ხორკლიანობის გავლენა ჰიდრაულიკური წინაღობის სიდიდეზე სხვადასხვა დიამეტრის მქონე მილსადენებში განსხვავებულია (მცირდება დიამეტრის ზრდასთან დაკავშირებით და პირიქით); ეს დასკვნა მიღებულია სათანადო ექსპერიმენტული კვლევის შედეგად. მილსადენის d დიამეტრის (ან r რადიუსის) გავლენა ჰიდრაულიკური წინაღობის სიდიდეზე გამოირიცხება, თუ აბსოლუტური Δ ხორკლიანობის ნაცვლად განვიხილავთ ფარდობით Δ/d (ან Δ/r) ხორკლიანობას.

განზომილებათა თეორიის საფუძველზე დადგენილია, რომ λ კოეფიციენტის სიდიდე მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას დამოკიდებულია ჩვენთვის ცნობილ ორ უგანზომილებო პარამეტრზე: Re — რეინოლდსის რიცხვზე და Δ/d — ფარდობით ხორკლიანობაზე (აქ იგულისხმება თანაბარმარცვლოვანი ხელოვნური ხორკლიანობა, ე. ი. აბსოლუტური Δ ხორკლიანობა). აღნიშნული დამოკიდებულება ზოგადად გამოისახება ასე

$$\lambda = f \left(Re, \frac{\Delta}{d} \right). \quad (5.53)$$

მრავალრიცხოვანი და ზუსტი ცდების საფუძველზე (ი. ნიკურაძე, თ. შეველევი, ა. ალტშული, ა. ზეგელა და სხვ.) გამოირკვა λ კოეფიციენტის სიდიდეზე აღნიშნული პარამეტრების გავლენის სხვადასხვაობა

ტურბულენტური წინაღობის სამი ძირითადი ზონისათვის (განსახილველ მილსადენში ჰიდრავლიკურად გლუვკედლიანი, გარდამავალი და კვადრატული წინაღობის ზონებისათვის). სახელდობრ გამოირკვა, რომ განსახილველ მილსადენში ჰიდრავლიკურად გლუვკედლიანი წინაღობის ზონაში ($\delta_{\text{ფს}} > \Delta$) დარსის λ კოეფიციენტის სიდიდე დამოკიდებულია მხოლოდ რეინოლდსის რიცხვზე, ვინაიდან მილსადენის კედლების ხორკლიანობა დაფარულია ლამინარული აფსკით და იგი გავლენას ვერ ახდენს ჰიდრავლიკური წინაღობის ხასიათსა და სიდიდეზე (ლამინარული აფსკის და სიბლანტის ძალების გავლენა წინაღობაზე ტურბულენტური მოძრაობის ამ ზონაში მნიშვნელოვანია).

ამრიგად, წინაღობის ჰიდრავლიკურად გლუვკედლიანი მილების ზონაში

$$\lambda = \lambda_{\text{გლ}} = f_1(\text{Re}).$$

განსახილველ მილსადენში წინაღობის ჰიდრავლიკურად ნაწილობრივ ხორკლიან ზონაში, ანუ გარდამავალ ზონაში, როდესაც ლამინარული აფსკის სისქე ნაკლებია აბსოლუტური ხორკლიანობის შევარილების სიმაღლეზე, მაგრამ უქანასკნელთან შედარებით იგი იმავე რიგის სიდიდეა ($\delta_{\text{ფს}} < \Delta$). მილსადენის გეომეტრიული ხორკლიანობა უკვე ნაწილობრივ გავლენას ახდენს ჰიდრავლიკური წინაღობის ხასიათსა და სიდიდეზე, ხოლო ლამინარული აფსკისა და სიბლანტის ძალების გავლენა, შესაბამისად, მცირდება. λ კოეფიციენტის სიდიდე ამ შუალედურ ზონაში უკვე დამოკიდებულია ზემოაღნიშნულ ორივე პარამეტრზე

$$\lambda = \lambda_{\text{გ.ხ}} = f_2\left(\text{Re}, \frac{\Delta}{d}\right).$$

განსახილველ მილსადენში წინაღობის ჰიდრავლიკურად სავსებით ხორკლიანი სადინარის ზონაში, ანუ წინაღობის კვადრატულ ზონაში, როდესაც ლამინარული აფსკი მთლიანად დაშლილია ($\delta_{\text{ფს}} = 0$) ან ძალზე მცირე სისქისაა ($\delta_{\text{ფს}} \ll \Delta$), ლამინარული აფსკი (თუ იგი მაინც არსებობს) და სიბლანტის ძალები უკვე ვეღარ ახდენს არსებით გავლენას ჰიდრავლიკური წინაღობის სიდიდეზე და ამიტომ λ კოეფიციენტის მნიშვნელობა წინაღობის ამ ზონაში განისაზღვრება მხოლოდ ფარდობითი ხორკლიანობის პარამეტრით (მილსადენის ხორკლიანობით).

$$\lambda = \lambda_{\text{ხ}} = f_3\left(\frac{\Delta}{d}\right).$$

გაეხსენოთ, რომ მოძრაობის ლამინარული რეჟიმისას (იგივე მილ-

სადენში) λ კოეფიციენტი დამოკიდებულია მხოლოდ რეინოლდსის რიცხვზე (ფ-ლა 5.16)

$$\lambda = \lambda_{\text{Re}} = \frac{64}{\text{Re}} = f(\text{Re}).$$

ქვემოთ მოგვყავს λ კოეფიციენტის პრაქტიკაში ყველაზე უფრო გავრცელებული ემპირიული და ნახევრად ემპირიული საანგარიშო ფორმულები.

1. წინალობის პიდრავლიკურად გლუვკედლიანი ზონა ($\text{Re} > \Delta$) შეიძლება განისაზღვროს რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის შემდეგი შუალედით

$$2320 < \text{Re} \leq 27 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7} \quad (5.54)$$

თუ რეინოლდსის რიცხვი $\text{Re} < 100000$ (ზემოთ აღნიშნულ შუალედში), მაშინ წინალობის $\lambda = \lambda_{\text{Re}}$ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის მიზანშეწონილია ბლახიუსის ცნობილი ფორმულის გამოყენება

$$\lambda_{\text{Re}} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}}. \quad (5.55)$$

ამ ფორმულით განსაზღვრული λ კოეფიციენტის მნიშვნელობის შეტანით დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო დარსი-ვისბახის (5.48) ფორმულაში, ვრწმუნდებით იმაში, რომ წინალობის პიდრავლიკურად გლუვკედლიან ზონაში მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის h_w დანაკარგი პროპორციულია მოძრაობის საშუალო სიჩქარისა $1,75$ ხარისხში (ე. ი. $n = 1,75$), რაც შეესაბამება რეინოლდსის ცდების შედეგებს (§ 5.2). როგორც ვხედავთ, (5.55) ფორმულა წარმოადგენს $\lambda_{\text{Re}} = f_1(\text{Re})$ სახის გამოსახულებას.

თუ იმავე შუალედში ნაკადის რეინოლდსის რიცხვი $\text{Re} > 100000$ -ზე, მაშინ ბლახიუსის (5.55) ფორმულა უკვე აღარ იძლევა λ კოეფიციენტის ისეთსავე ზუსტ მნიშვნელობებს და რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის შუალედისათვის — $100000 < \text{Re} \leq 27 (d/\Delta)^{8/7}$ — წინალობის λ კოეფიციენტის განსაზღვრა უკვე მიზანშეწონილია კოლბრუკის ფორმულით (1939 წ.)

$$\lambda_{\text{Re}} = \frac{1}{(1,8 \lg \text{Re} - 1,52)^8}. \quad (5.56)$$

ამ ფორმულის მიხედვითაც $\lambda_{\text{Re}} = f_1(\text{Re})$. კოლბრუკის ფორმულისაგან

მცირედ განსხვავდება პ. კონაქოვისა და გ. ფილონენკოს ფორმულები და ამიტომ მათ არ განვიხილავთ.

(5.56) ფორმულით განსაზღვრული $\lambda = \lambda_{\text{კლ}}$ კოეფიციენტის მნიშვნელობები ჩვენს მიერ მოყვანილია ცხრილში (დანართი III).

2. წინაღობის გარდამავალი ზონა, ანუ პიდრავლიკურაღ ნაწილობრივ ხორკლიანი მილსადენების წინაღობის ზონა ($\delta_{\text{ფსკ}} < \Delta$), განსაზღვრება რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის შუალედით

$$27 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7} \leq \text{Re} \leq 383 \frac{d}{\Delta} (k + \lg R), \quad (5.57)$$

აღაც R არის მილსადენის პიდრავლიკური რადიუსი;

k — მილსადენის სიგლუვის პარამეტრი. თუჯისა და ფოლადის ახალი მილებისათვის იგი მიიღება 4,45 ÷ 4,50-ის ტოლი, ხოლო ექსპლუატაციაში მყოფი იგივე მილებისათვის — 4,00 ÷ 4,05.

სიგლუვის k პარამეტრი, ი. აგროსკინის რეკომენდაციის თანახმად, შეიძლება განისაზღვროს სადინარის ხორკლიანობის n კოეფიციენტის მიხედვით

$$k = \frac{0,056}{n}. \quad (5.57')$$

$\lambda = \lambda_{\text{კლ}}$ კოეფიციენტის განსაზღვრა გარდამავალ ზონაში მიზანშეწონილია ნ. ფრენკელის ფორმულით

$$\left| \frac{1}{\sqrt{\lambda_{\text{კლ}}}} = -2 \lg \left[0,27 \frac{\Delta}{d} + \left(\frac{6,81}{\text{Re}} \right)^{0,9} \right] \right|. \quad (5.58)$$

ამ ფორმულიდან ეხედავთ, რომ $\lambda_{\text{კლ}}$ დამოკიდებულია უკვე არა მარტო Re -ს მნიშვნელობაზე, არამედ მილსადენის კედლების ხორკლიანობაზეც (თანაბარმარცვლოვან ფარდობით Δ/d ხორკლიანობაზე), ე. ი. $\lambda_{\text{კლ}} = f_2(\text{Re}, \Delta/d)$. მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის $h_{\text{ფ}}$ დანაკარგი წინააღობის გარდამავალ ზონაში პროპორციულია მოძრაობის საშუალო სიჩქარისა 1,75-დან 2-მდე ხარისხში.

გარდამავალ ზონაში λ კოეფიციენტის განსაზღვრა თანაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობის მიხედვით შეიძლება აგრეთვე კოლბრუკ-უაიტის ფორმულითაც, მაგრამ ამ ფორმულის გამოყენებისას უნდა მივმართოთ შერჩევის ხერხს, რაც ართულებს გაანგარიშებას და ამიტომ კოლბრუკ-უაიტის ფორმულის განხილვა მიზანშეწონილად არ ვეცანით.

3. პიდრავლიკურად სავსებით ხორკლიანი მილების ($\delta_{\text{ფსკ}} = 0$ ან

$\beta_{\text{ფსკ}} \ll \Delta$), ანუ წინაღობის კვადრატული ზონა განისაზღვრება პირაობით

$$Re \geq 383 \frac{d}{\Delta} (k + \lg R). \quad (5.59)$$

ამ ზონაში λ კოეფიციენტის სიდიდეზე გადამწვევტ გავლენას ახდენს მხოლოდ მილის კედლების ხორკლიანობა (Re -ის სიდიდეზე იგი აღარ არის დამოკიდებული).

წინააღობის კვადრატულ ზონაში $\lambda = \lambda_k$ კოეფიციენტი (თანაბარ-მარცვლოვანი აბსოლუტური Δ ხორკლიანობის მიხედვით) განისაზღვრება ი. ნიკურაძის ცნობილი ფორმულით

$$\lambda_k = \frac{1}{\left(2 \lg \frac{r}{\Delta} + 1,74\right)^2}, \quad (5.60)$$

სადაც r/Δ სიდიდე არის მილსადენის ფარდობითი სიგლუვე; r — მილსადენის შიგა რადიუსი.

როგორც ვხედავთ, (5.60) ფორმულა არ შეიცავს რეინოლდსის რიცხვს და λ -ს სიდიდე დამოკიდებულია მხოლოდ მილსადენის ხორკლიანობაზე (r/Δ ფარდობითის სიგლუვეზე). ე. ი. $\lambda_k = f_3(r/\Delta)$. სადინარის სიგრძეზე დაწნევის $h_{\text{ფ}}$ დანაკარგი ამ ზონაში საშუალო სიჩქარის კვადრატის პროპორციულია (ამიტომაც ეწოდა ამ ზონას წინააღობის კვადრატული ზონა).

წინააღობის კვადრატულ ზონაში $\lambda = \lambda_k$ კოეფიციენტის მიახლოებითი მნიშვნელობები თუჯის მილებში ($d < 0,5$ მ) სითხის მოძრაობისას შეიძლება განისაზღვროს პრაქტიკაში გავრცელებული დარსის ფორმულით

$$\lambda = \lambda_k = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40d}\right), \quad (5.61)$$

სადაც d არის მილის დიამეტრი (მ-ობით).

თანაბარმარცვლოვანი აბსოლუტური Δ ხორკლიანობის დადგენის მიზნით მოვიყვანოთ ვ. ლობაჩევის ემპირიული ფორმულა, რომელიც კავშირს ამყარებს ხორკლიანობის n კოეფიციენტსა და აბსოლუტურ Δ ხორკლიანობას შორის

$$n \approx 0,0395 \sqrt[6]{\Delta}. \quad (5.62)$$

n -ის მნიშვნელობები შეიძლება ავიღოთ (5.1) ცხრილიდან. ამრიგად, საორიენტაციო გაანგარიშებისას მილსადენის ხელოვნური თანაბარმარცვლოვანი აბსოლუტური Δ ხორკლიანობა შეიძლება განისაზღვროს ხორ-

კლიანობის π კოეფიციენტის მიხედვით (5.62) გამოსა¹ულებიდან და ამის შემდეგ λ კოეფიციენტის დასადგენად უკვე შეგვიძლია (5.58) და (5.60) ფორმულების გამოყენება.

უახლესმა გამოკვლევებმა გვიჩვენა, რომ λ კოეფიციენტის განსაზღვრისას თანაბარმარცვლოვანი აბსოლუტური ხორკლიანობის ცნების გამოყენება იწვევს გარკვეულ უზუსტობას და სიძნელებებს. ცდებით დადგენილია, რომ ერთსა და იმავე აბსოლუტური ხორკლიანობისას (ხორკლიანობის შვერილების ერთი და იმავე საშუალო Δ სიმაღლის დროს) სხვადასხვა მასალიდან დამზადებული მილების წინალობის λ კოეფიციენტების სიდიდეები განსხვავდება ერთმანეთისაგან, ვინაიდან განსხვავებულია ხორკლიანობის ცალკეული შვერილების ფორმა, მილის ზედაპირზე მათი განაწილების სიხშირე, განლაგების ხასიათი და სხვ. ცხადია, აღნიშნული ფაქტორების მხედველობაში მიღება პრაქტიკულად შეუძლებელია და ამიტომ ჰიდრაულიკური გაანგარიშების პრაქტიკაში შემოღებულია ე. წ. ეკვივალენტური თანაბარმარცვლოვანი აბსოლუტური ხორკლიანობის ($\Delta_{\text{კ}}$) ცნება (სინამდვილეში არსებული არათანაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობის ნაცვლად). ეკვივალენტური აბსოლუტური ხორკლიანობა ეწოდება ისეთი ხელოვნური თანაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობის შვერილების სიმაღლეს (ტოლი ზომის ყველა შვერილის სიმაღლეს), რომელიც სათანადო ფორმულებით გაანგარიშებისას იძლევა მოცემული (ფაქტობრივი) ხორკლიანობის შესაბამისი წინალობის λ კოეფიციენტის მნიშვნელობას. ამრიგად, სხვადასხვა მასალისაგან დამზადებული ე. წ. ტექნიკური მილსადენების ეკვივალენტური აბსოლუტური ხორკლიანობა განისაზღვრება არა ხორკლიანობის შვერილების უშუალო გაზომვით, არამედ ამ მილსადენების სათანადო ექსპერიმენტული გამოცდის საფუძველზე.

უკანასკნელი წლების განმავლობაში საბჭოთა კავშირში ჩატარდა სხვადასხვა მასალისაგან დამზადებული ტექნიკური მილსადენების ჰიდრაულიკური წინალობის ექსპერიმენტული კვლევა (ი. ისაევი, გ. მურინი, თ. შეველევი და სხვ.). ამ კვლევათა საფუძველზე განსაზღვრულია სხვადასხვა ტექნიკური მილსადენის ეკვივალენტური ($\Delta_{\text{კ}}$) ხორკლიანობა. ეკვივალენტური აბსოლუტური ხორკლიანობის სიდიდეები ტექნიკური მილსადენებისათვის შეგვიძლია დავადგინოთ (5.2) ცხრილის მიხედვით (ამ ცხრილში მოგვყავს $\Delta_{\text{კ}}$ -ის საშუალო მნიშვნელობები).

ხედახსხეა მახალის მიღსადენების ეკვივალენტური აბსოლუტური ზორკლიანობის
ხაშუალო მნიშვნელობათა ცხრილი

მიღები	მიღის მდგომარეობა	Δკ-ის საშუალო მნიშვნელობა, მმ
1	2	3
მინის და ფერადი ლითონის	ახალი, ტექნიკურად გლუვი	0,001
ფოლადის — ნაქერების გარეშე	1) ახალი და სუფთა, გულდასმით ჩაწყობილი	0,014
	2) რამდენიმე წლის ექსპლუატაციის შემდეგ	0,20
ფოლადის — შეღებულის	1) ახალი და სუფთა	0,06
	2) გაწმენდის შემდეგ უმნიშვნელო კოროზიით	0,15
	3) ზომიერად დაჟანგული	0,50
	4) ძველი, დაჟანგული	1,00
	5) ძალზე დაჟანგული ან დიდი ნაღებებით (ნალექებით)	3,00
ფოლადის — დამოკლებული	1) მსუბუქად დამოკლებული	0,5—3,0
	2) ძალზე დამოკლებული	90-მდე
რკინის — მოთუთიანებული	1) ახალი და სუფთა	0,15
	2) რამდენიმე წლის ექსპლუატაციის შემდეგ	0,50
თუჯის	1) ახალი, ასფალტირებული (ან ბეტონირებული)	0,12
	2) ახალი, დაფარვის გარეშე	0,30
	3) ხმარებაში მყოფი	1,0
	4) ძალზე ძველი	3,0-მდე
ხის	1) ხის მოკლებით, სუფთად გარანდული	0,15
	2) ხის მოკლებით, ჩვეულებრივი	0,50
	3) გაურანდავი ფიცრებისაგან	2,0
ფანერის	ახალი	0,08

1	2	3
ასპესტცემენტის	ახალი	0,085
ბეტონის	1) ახალი, წინასწარდაძებული ბეტონისაგან	0,03
	2) ახალი, ცენტრიდანული	0,20
	3) ხმარებაში მყოფი	0,50
	4) შეუღესავი, ბეტონისაგან	1—3
კერამიკული	მოჭიმული	1,40

ტექნიკური მილსადენების ეკვივალენტური აბსოლუტური Δ_{Σ} ზო-
კლიანობის მიხედვით λ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის მიზანშეწო-
ნილია ა. ალტშულის მაჩვენებლიანი ფორმულის გამოყენება

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta_{\Sigma}}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} \quad (5.63)$$

ეს ფორმულა მართებულია პიდრავლიკური წინაღობის ყველა ზონისათვის ტურბულენტური მოძრაობისას ტექნიკურ მილსადენებში (წყალსადენის, თბო და გაზის სისტემების მილსადენებში და სხვ.). სახელდობრ, წინაღობის პიდრავლიკურად გლუვ-კედლიან ზონაში ა. ალტშულის (5.63) ფორმულა ლეზულობს ბლაზიუსის ცნობილ (5.55) ფორმულის სახეს

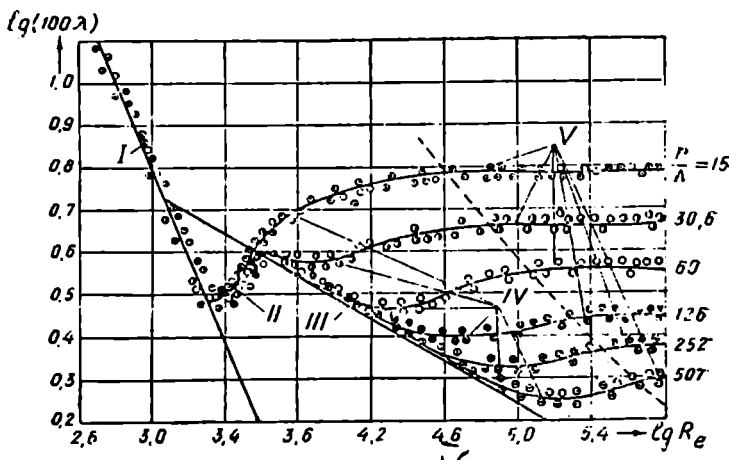
$$\lambda_{\text{BL}} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}};$$

წინაღობის კვადრატული ზონისათვის კი (5.63) ფორმულა მარტივდება და ემთხვევა ბ. შიფერსონის ცნობილ ფორმულას

$$\lambda_0 = 0,11 \left(\frac{\Delta_{\Sigma}}{d} \right)^{0,25} \quad (5.64)$$

რაიმე განსაკუთრებული მასალისაგან დამზადებული მილსადენებისათვის ან იმ მილსადენებისათვის, რომლებითაც ხდება წყლისაგან განსხვავებული სითხეების ტრანსპორტირება, λ კოეფიციენტი განისაზღვრება სპეციალურად შემუშავებული ემპირიული ფორმულებით (იხ. პიდრავლიკური ცნობარები).

სხვადასხვა ხელოვნური თანაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობის მქონე წრიული კვეთის მილსადენებში წინაღობის λ კოეფიციენტის ფართო მასშტაბში ცვალებადობის დიდი და ამომწურავი ექსპერიმენტული გამოკვლევა ჩაატარა ი. ნიკურაძემ მიმდინარე საუკუნის 30-იან წლებში (გერმანიაში, გეტინგენის ცნობილ ჰიდრაულიკურ ლაბორატორიაში). ცდების შედეგების დამუშავების საფუძველზე მან ააგო გრაფიკი, რომელიც თვალსაჩინოდ და სრულად ასახავს ჰიდრაულიკური წინაღობის



ნახ. 5.12.

კანონზომიერებათა რთულ შინაგან დინამიკას მიღებში სითხის მოძრაობისას და ამიტომ მას ნიკურაძის კლასიკურ გრაფიკს უწოდებენ (ნახ. 5.12).

საცდელი მილსადენების ხელოვნური თანაბარმარცვლოვანი ხორკლიანობა იქმნებოდა სხვადასხვა ფრაქციის გაცრილი ქვიშით, ამასთან ქვიშის ცალკეული მარცვლის სიმაღლე მიღებული იყო ხორკლიანობის შევირის Δ სიმაღლის საზომად.

ცდებისათვის წინასწარ დაშაღდა სხვადასხვა თანაბარმარცვლოვანი ფარდობითი Δ/r ხორკლიანობის, ან რაც უიგივეა, სხვადასხვა ფარდობითი r/Δ სიგლუვის მქონე მილსადენების მთელი სერია: $r/\Delta = 15, 30.6, 60, 126, 252$ და 507 (ყველაზე მეტად ხორკლიანი მილსადენის ფარდობითი სიგლუვე ტოლია 15-ის, ხოლო ყველაზე ნაკლებად ხორკლიანისა — 507-ის).

ცდების დროს თითოეულ საცდელ მილსადენში დაწნევის დანა-
 კარგების გაზომვა და მათი შესაბამისი წინაღობის λ კოეფიციენტის
 მნიშვნელობათა დადგენა წარმოებდა ნაკადის მოძრაობის საშუალო სიჩ-
 ქარისა (v) და შესაბამისი რეინოლდსის რიცხვის (Re) ცვალებადობის
 ფართო დიაპაზონში—დაწყებული მათი უმცირესი მნიშვნელობებიდან
 ლამინარული რეჟიმისას, მათ ძალზე დიდ (შესაძლო) მნიშვნელობამდე
 ტურბულენტური რეჟიმისას (წინაღობის კვლრატულ ზონაში), ე. ი.
 ჩატარებული ცდების დიაპაზონი მოიცავდა მოძრაობის როგორც ლამი-
 ნარულ, ისე ტურბულენტურ რეჟიმს (პიდრავლიკურად გლუვკედლიანი,
 გარდამავალი და კვადრატული წინაღობის ზონების ჩათვლით ტურბუ-
 ლენტური რეჟიმის დროს).

მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემების მკაფიო გამოსახვის მიზ-
 ნით, აღნიშნული გრაფიკი აგებულია ლოგარიტმულ კოორდინატებში:
 აბსცისათა ღერძზე გადაზომილია $\lg Re$ -ის მნიშვნელობები, ხოლო ორ-
 დინატთა ღერძზე— $\lg(100\lambda)$ -ის (ნახ. 5.12). გრაფიკზე წინასწარ დატა-
 ნილია ორი წრფე: I—რომელიც შეესაბამება მოძრაობის ლამინარულ
 რეჟიმს და მისი განტოლებაა $\lambda = \lambda_{ლა} = \frac{64}{Re}$ და III—რომელიც შეესა-

ბამება მოძრაობის ტურბულენტურ რეჟიმს წინაღობის პიდრავლიკურად
 გლუვკედლიანი მილების ზონაში და მისი განტოლებაა $\lambda = \lambda_{ლ} =$
 $= 0,3164 / Re^{0,25}$ (ბლაზიუსის ფორმულა). გრაფიკის დანარჩენი მრუდები
 (II, IV და V) შეესაბამება სხვადასხვა ფარდობითი r/Δ სიგლუვის მქო-
 ნე საცდელ მილსადენებს. ეს მრუდები ასახავს λ კოეფიციენტის ექს-
 პერიმენტულ მნიშვნელობათა დამოკიდებულებას რეინოლდსის რიცხვთან.

ი. ნიკურაძის გრაფიკის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ $\lg Re \leq 3,32$
 (ე. ი. $Re \leq 2320$) მნიშვნელობამდე, ყველა საცდელი მილისათვის მიღე-
 ბული ექსპერიმენტული წერტილები ჯგუფდება ლამინარული რეჟიმის
 შესაბამის I წრფეზე და ექვემდებარება $\lambda_{ლა} = 64/Re$ ფორმულით ასა-
 ზული წინაღობის კანონს, მიუხედავად საცდელი მილსადენების განს-
 ზეაგებული ხორკლიანობისა (სიგლუვისა), ე. ი. ლამინარულ I ზონაში
 $\lambda_{ლა} = f(Re)$ და მილსადენების სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგები პრო-
 პორციულია საშუალო სიჩქარის პირველი ხარისხისა.

შემდგომ, რეინოლდსის რიცხვის ზრდის მცირე დიაპაზონში
 ($3,32 < \lg Re < 3,5$) ხდება ექსპერიმენტული წერტილების ჯგუფური
 გადასვლა I-დან III წრფეზე, ე. ი. ყველა მილსადენში მოძრაობის რე-
 ჟიმი ლამინარულიდან ტურბულენტურში გადადის. რეჟიმების შეცვლის
 II ზონაშიც $\lambda = f(Re)$ და მილსადენის საგლუვე (ხორკლიანობა) გავ-
 ლენას ვერ ახდენს წინაღობის კანონზე (რეჟიმების შეცვლის პროცესი
 ვითარდება ნაკადების ბირთვში, ხოლო მილის ხორკლიანობას მაინც ფა-
 რავს კედლისპირა ლამინარული სისაზღვრო შრე).

რეინოლდსის რიცხვის შემდგომი ზრდისას ($\lg Re > 3,5$) ცალკეული ფარდობითი r/Δ სიგლუვის მქონე საცდელი მილსადენისათვის წინალობის კანონი აღინიშნება თავისებური სახით (ე. ი. მილსადენის ხორკლიანობა უკვე გავლენას ახდენს ჰიდრაულიკური წინალობის ხასიათსა და სიდიდეზე).

განვიხილოთ გრაფიკის ყველაზე ზემოთ განლაგებული მრუდი, რომელიც აგებულია ყველაზე ნაკლები ფარდობითი სიგლუვის ($r/\Delta = 15$) მქონე მილსადენის (ე. ი. ყველაზე მეტად ხორკლიანი მილსადენის) ექსპერიმენტული მონაცემებით. რეინოლდსის რიცხვის შემდგომით მცირე მნიშვნელობებისას ($\lg Re \geq 3,5$) მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი განსახილველ მილსადენში უკვე გადასულია ტურბულენტურში, მაგრამ ნაკადის ტურბულენტური ბირთვიდან გამოყოფილი კედლისპირა ლამინარული აფსკი თავიდანვე ვერ ფარავს ძალზე ხორკლიანი მილსადენის მაღალ შვერილებს ($\delta_{\text{ფსკ}} < \Delta$) და ტურბულენტური რეჟიმის დამყარებიდანვე განსახილველი მილსადენი უკვე ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანია (მილის მუშაობა ხასიათდება წინალობის გარდამავალი ზონით). ეს იქიდან ჩანს, რომ განსახილველი მრუდი ($r/\Delta = 15$) კი არ მიყვება ჰიდრაულიკურად გლუვი მილების წინალობის კანონის ამსახველ III წრფეს, არამედ თავიდანვე გადაკვეთს მას (ამ მილის ექსპერიმენტული წერტილები გამოეყოფა დანარჩენი საცდელი მილების ანალოგიური წერტილების საერთო ჯგუფს). ლ კოეფიციენტის სიდიდე თანდათან იზრდება (მრუდის ზეღმავალი ამოზნექილი IV ნაწილი) და $\lg Re \approx 4,6$ მნიშვნელობიდან დაწყებული იგი პრაქტიკულად აღარ არის დამოკიდებული Re -ის სიდიდეზე. ე. ი. ლამინარული აფსკი მთლიანად დაშლილია და წინალობა დამოკიდებულია მხოლოდ ხორკლიანობაზე (ამოზნექილი მრუდი გადადის აბსცისათა ლერძის პარალელურ V წირში). $3,5 < \lg Re \leq 4,6$ ინტერვალში მოძრაობა განსახილველ მილსადენში განისაზღვრება ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანი მილსადენის წინალობის კანონით (წინალობის გარდამავალი ზონით). ამრიგად, ნიკურაძის გრაფიკითაც დასტურდება, რომ $\lambda = \lambda_{\text{ფსკ}} = f_2(Re, r/\Delta)$ და ამიტომ დაწნევის $h_{\text{ფ}}$ დანაკარგი პროპორციულია მოძრაობის საშუალო v სიჩქარისა $1,75$ -დან 2 -მდე ხარისხში; ამ ინტერვალის ზემოთ, ე. ი. $\lg Re > 4,6$ მნიშვნელობებისას, მოძრაობა განსახილველ მილსადენში განისაზღვრება ჰიდრაულიკურად სავსებით ხორკლიანი მილსადენების წინალობის კანონით. წინალობის კოეფიციენტი აღარ არის დამოკიდებული რეინოლდსის რიცხვზე და წარმოადგენს მხოლოდ ხორკლიანობის ფუნქციას $\lambda = \lambda_{\text{ფ}} = f_2(r/\Delta)$; ცხადია, დაწნევის დანაკარგი ამ ზონაში საშუალო სიჩქარის კვადრატის პროპორციულია.

დანარჩენი საცდელი მილებისათვის აგებული ექსპერიმენტული მრუდების მიმართ უნდა აღინიშნოს, რომ თითოეული მილსადენისათვის

არსებობს რეინოლდსის რიცხვის ცვალებადობის მით უფრო დიდი ინტერვალი, რაც უფრო მეტია მილის ფარდობითი სიგლუვე, რომლის ფარგლებშიც ექსპერიმენტული მრუდი მიყვება წინალობის ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიანი მილსადენების კანონის ამსახველ III წრფეს (ნახ. 5.12); ცხადია, ამ ინტერვალების ფარგლებში მოძრაობა განისაზღვრება წინალობის ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიანი მილსადენების კანონით, როდესაც ლამინარული აფსკი მთლიანად ფარავს კედლების ხორკლიანობას ($\delta_{\text{ფსკ}} > \Delta$), წინალობის კოეფიციენტი $\lambda = \lambda_{\text{კლ}} = f_1(R\epsilon)$, ე. ი. არ არის დამოკიდებული მილის ხორკლიანობაზე (სიგლუვეზე) და დაწნევის დანაკარგი მილის სიგრძეზე საშუალო სიჩქარის 1,75 ხარისხის პროპორციულია.

აღნიშნული ექსპერიმენტული მრუდები ცილდება ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიანი მილების III წრფეს რეინოლდსის რიცხვის მით უფრო მეტი მნიშვნელობებისას, რაც უფრო მეტია განსახილველი მილების ფარდობითი სიგლუვე და გადადის წინალობის გარდამავალ ზონაში, ანუ გადადის ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანი მილსადენების წინალობის ზონაში, სადაც $\delta_{\text{ფსკ}} < \Delta$, $\lambda = \lambda_{\text{კლ}} = f_2(R\epsilon, r/\Delta)$ და $h_{\text{ფ}}$ პროპორციულია სიჩქარისა 1,75-დან 2,0-მდე ხარისხში (გრაფიკზე ეს ზონა წარმოდგენილია ცვლადი სიმრუდის IV წირებით).

ექსპერიმენტული მრუდები გარდამავალი ზონიდან გადადის წინალობის კვადრატულ ზონაში რეინოლდსის რიცხვის მით უფრო მეტი მნიშვნელობებისას, რაც უფრო მეტია სათანადო მილსადენების ფარდობითი სიგლუვე (ე. ი. რაც უფრო ნაკლებია მათი ხორკლიანობა). კვადრატულ ზონაში $\delta_{\text{ფსკ}} = 0$ (ან $\delta_{\text{ფსკ}} \ll \Delta$), $\lambda = \lambda_{\text{კ}} = f_3(r/\Delta)$ და $h_{\text{ფ}}$ პროპორციულია სიჩქარის კვადრატისა (გრაფიკზე ეს ზონა წარმოდგენილია აბსცისათა ღერძის დაახლოებით პარალელური V წირებით).

როგორც ვხედავთ, ნიკურაძის კლასიკურ გრაფიკზე მკაფიოდ აღიბეჭდა მოძრაობისადმი წინალობის ყველა ძირითადი და შუალედური ზონა: I—ლამინარული რეჟიმის, II—ლამინარულიდან ტურბულენტურ რეჟიმში გადასვლის, III—ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიანი მილსადენების, IV—გარდამავალი (ნაწილობრივ ხორკლიანი მილსადენების) და V—კვადრატული წინალობის (ჰიდრაულიკურად სავსებით ხორკლიანი მილსადენების) ზონები (არეები).

გავიხსენოთ, რომ ტურბულენტური რეჟიმის III ზონაში λ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის მიზანშეწონილია ბლაზიუსის (5.55) ან კოლბრუკის (5.56) ფორმულების გამოყენება; IV ზონისათვის—ფრენკელის (5.58) ან ალტშულის (5.63) ფორმულებისა, ხოლო V ზონისათვის—ნიკურაძის (5.60) ან შიფერსონის (5.64) ფორმულების გამოყენება.

λ კოეფიციენტის ექსპერიმენტული გამოკვლევა ღია მართკუთხა

ღარებში უდაწნეო მოძრაობისას ჩაატარა ა. ზეგელამ (1938 წ.). მის მიერ აგებული $\lambda = f(\text{Re}, r/\Delta)$ სახის გრაფიკი ი. ნიკურადის კლასიკური გრაფიკის სავესებით ანალოგიური აღმოჩნდა. ზეგელას ცდები ჩატარდა აგრეთვე ზელოფური თანაბარმარცვლოვანი ზორკლიანობის მქონე ღარებში. მანვე მოგვცა λ კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა წინაღობის კვადრატული ზონისათვის, რომელიც სტრუქტურულად (ხარისხობრივი მანკენებლებით) სავესებით ანალოგიურია ი. ნიკურადის (5.60) ფორმულით (ა. ზეგელას კვლევის შედეგებს შეიძლება გავეცნოთ სპეციალურ ლიტერატურაში და ჰიდრაულიკის ზოგიერთ სახელმძღვანელოში).

§ 59. ადგილობრივი დაწინააღმდეგის განსაზღვრა ადგილობრივი წინააღმდეგობით დაქვემდებარებული (ადგილობრივი ადგილობრივი დაწინააღმდეგის გათვალისწინება)

(5.6) პარაგრაფში ჩვენ შევისწავლეთ სადინარის სიგრძის პროპორციული ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობის და მათ მიერ გამოწვეული ნაკადის დაწინააღმდეგის დაწინააღმდეგობის სადინარის სიგრძეზე. ახლა მოკლედ გავეცნოთ ე. წ. ადგილობრივი ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობის და მათთან დაკავშირებულ დაწინააღმდეგის ადგილობრივი დაწინააღმდეგობის.

ადგილობრივი ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობის წარმოადგენს მილსადენების ქსელებისა და ცალკეული ჰიდრაულიკური დანადგარების ფასონური ნაწილები, არმატურა და სხვა სპეციალური მოწყობილობები. ამ წინააღმდეგობათა ფარგლებში ნაკადის მოძრაობა იქნეს მკვეთრად ცვლად ხასიათს, ვინაიდან მკვეთრად იცვლება სითხის მიერ გარსშემოღებული ზედაპირების კონფიგურაცია, მკვეთრად იცვლება აგრეთვე ნაკადის მოძრაობის სიჩქარის სიდიდე და მიმართულება, ირღვევა ნაკადის სწვრივ-ქველური სტრუქტურა (მხედველობაში გვაქვს ტურბულენტური ნაკადის გასაშუალოებული ადგილობრივი სიჩქარეების ველი), წარმოიქმნება სადინარის კედლებიდან ქველების მოწყვეტის გრიგალური ზონები, რასაც თან ახლავს ნაწილაკების შერევა ამ ზონებსა და ძირითად ნაკადს შორის და სხვ. ეს მოვლენები ვითარდება ნაკადის მკვეთრი გაფართოების ან შევიწროებისას, მოხვევების, დიფრაქციების, ონკანების, საკეტებისა და რაიმე სხვა მოწყობილობათა ფარგლებში სითხის მოძრაობისას. ცხადია, ასეთი ლოკალური სახის წინააღმდეგობათა დაძლევაზე იხარჯება ნაკადის ენერგიის მარაგის გარკვეული ნაწილი, რომელიც შეადგენს დაწინააღმდეგის დამატებით დაწინააღმდეგობებს — ე. წ. დაწინააღმდეგის ადგილობრივი დაწინააღმდეგის სიგრძეზე დაწინააღმდეგის (h_{W_1}) ანალოგიურად დაწინააღმდეგის ადგილობრივი დაწინააღმდეგის აღნიშნით $h_{W_{\text{ადგილობრივი}}}$ -ით (ან მარტივად $h_{\text{ადგილობრივი}}$).

საგულისხმოა, რომ მილსადენების სისტემების ანალოგიურად ჰიდრაულ-ტექნიკური ნაგებობათა სისტემების ღია და დახშულ სადინარებში (არ-

ხებში და გვირაბებში) წყლის უდაწნეო მოძრაობისას დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების გამოწვევს წინალობებს წარმოადგენს: გადასასვლელი უბნები და მოხვეულობანი, არხების კვეთის შემზღუდავი და შემავიწროვებელი რეგულატორები (მათი ბურჯები), ზღურბლები, წყალმიმღებების გისოსები, თევზდამცველი ბადეები, კაულების მოწყვეტის გრიგალური მორევები, ნაკადების შეერთებისა და გაყოფის უბნები და სხვ. ქვემოთ ჩვენ ძირითადად განვიხილავთ დაწნევის ადგილობრივ დანაკარგებს სითხის სადაწნეო მოძრაობისას მილსადენებში.

წყალსადენის მაგისტრალურ მილებში დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები შედარებით მცირეა; იგი შეადგენს დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგებს 10 ÷ 20%-ს. მაგრამ ჰაერის სავენტილაციო, პნევმოსატრანსპორტო და საქვებზე დანადგარების ჰაერის მიმწოდებელ მილსადენებში დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები ზოგ შემთხვევაში უფრო მეტია, ვიდრე სიგრძეზე დანაკარგები (ვიდრე დანაკარგები „პიდრავლიკურ ხახუნზე“). დაწნევის დიდი ადგილობრივი დანაკარგებით ხასიათდება აგრეთვე ორთქლსადენები.

ფართო ექსპერიმენტული კვლევის შედეგად გამოიკვეა, რომ დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები ექვემდებარება დაწნევის დანაკარგების ზოგად კანონს, სახელდობრ, ტურბულენტური მოძრაობისას ადგილობრივი დანაკარგი პროპორციულია მოძრაობის საშუალო სიჩქარის კვადრატისა, ხოლო ლამინარული რეჟიმის დროს—სიჩქარის ორზე ნაკლები ხარისხისა (ადგილობრივი წინალობის ფარგლებში ლამინარული რეჟიმი პრაქტიკულად იშვიათია).

ნებისმიერი ადგილობრივი წინალობით გამოწვეული დაწნევის დანაკარგი მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას, ჩვეულებრივ, განისაზღვრება სიჩქარით დაწნევის მიხედვით (მის ნაწილებში) ვეისბახის ცნობილი ფორმულით

$$h_{\text{ფაგ}} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (5.65)$$

სადაც $\zeta = \zeta_{\text{ფაგ}}$ არის ე. წ. ადგილობრივი წინალობის უგანზომილებო კოეფიციენტი, ან მარტივად—ვეისბახის კოეფიციენტი; წინალობის უმეტესი სახეობებისათვის იგი განისაზღვრება ცდებით;

v — ნაკადის მოძრაობის საშუალო სიჩქარე ან ადგილობრივი წინალობის წინ, ან უშუალოდ მის შემდეგ (პიდრავლიკური გაანგარიშების უმეტეს შემთხვევებში მოსახერხებელია წინალობის შემდეგ არსებული საშუალო სიჩქარის განხილვა).

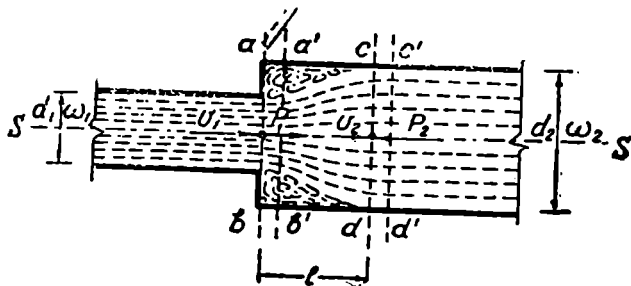
დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები შეიძლება დავყოთ შემდეგ ძირითად ჯგუფებად:

1) ნაკადის ცოცხალი კვეთისა და მოძრაობის საშუალო სიჩქარის ცვლილებასთან დაკავშირებული დანაკარგები. ამ ჯგუფს ეკუთვნის ნაკადის უეცარი (შეკვეთი) გაფართოების, უეცარი შევიწროების, თანდათანობითი (მდოვრე) გაფართოებისა და შევიწროების შემთხვევები;

2) ნაკადის მიმართულების ცვლილებით გამოწვეული დანაკარგები. ასეთ დანაკარგებს ვხვდებით სითხის მოძრაობისას მილსადენების სხვადასხვა სახის მუხლებში, კუთხოვანებში, განშტოების უბნებში და სხვ.;

3) დანაკარგები, რომლებიც დაკავშირებულია სითხის მოძრაობასთან სხვადასხვა ტიპის საარმატურო ნაწილებით აღჭურვილ მილსადენებში (ვენტილებში, ონკანებში, ურდულებში, უკუ სარქველებში, გისოსებში და ბადეებში, სადროსელო სარქველებში და სხვ.);

4) ნაკადისაგან ერთი ნაწილის გამოყოფით ან, პირიქით, ორი ნაკადის შერთვით (ერთ ნაკადად შერწყმით) გამოწვეული ადგილობრივი



ნახ. 5.13.

ვი დანაკარგები. ასეთი სახის დანაკარგებს პრაქტიკულად ვხვდებით სითხის მოძრაობისას სამკაპა და ჯვარედ განმანაწილებლებში, მილსადენის გვერდითი კედლების ნახვრეტებიდან გამოდინების დროს, სატრანზიტო ხარჯით მოძრაობისას და სხვ.

განვიხილოთ ადგილობრივი წინაღობის პრაქტიკაში გავრცელებული შემთხვევა, სახელდობრ ნაკადის უეცარი გაფართოების შემთხვევა. იგი წარმოადგენს ადგილობრივი წინაღობის იმ შედარებით იშვიათ სახეობას, რომლისთვისაც შესაბამისი დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი (ადგილობრივი დანაკარგის კოეფიციენტი) შეიძლება განისაზღვროს თეორიულად (ანალოგიური ამონახსნი მიიღება ნაკადის უეცარი შევიწროებისა და ზოგიერთი სხვა შემთხვევისთვისაც).

განვიხილოთ სითხის მოძრაობა წრიული კვეთის პორიზონტალურ ცილინდრულ მილსადენში, რომელიც d_1 დიამეტრიდან უეცრად ფართოვდება d_2 დიამეტრამდე (ნახ. 5.13). ცდები გვიჩვენებს, რომ მცირე

კვეთის მილიდან გამოდინებული ნაკადი უცხად ვერ ავსებს დიდი კვეთის მილის მთლიან განივკვეთს; მილის მკვეთრი გაფართოების ab კვეთში სითხე წყდება სადინარის კედლებს და განაგრძობს მოძრაობას ფართო კვეთის მილის საწყის უბანზე თავისუფალი, მდოვრედ განშლადი (განღვრილი) ჰაელის სახით მანამდე, სანამ აღნიშნულ კვეთიდან გარკვეულ l მანძილზე მთლიანად არ შეავსებს ფართო მილის ცოცხალ კვეთს. განშლადი ჰაელის ზედაპირსა და ფართო მილის კედლებს შორის მოქცეულ თავისუფალ რგოლურ სივრციდან განშლადი ჰაელის აერაციის უნარის გამო ხდება ჰაერის გაწოვა და ამიტომ აღნიშნული თავისუფალი რგოლური სივრცე შეივსება ჰაელიდან მოწყვეტილი სითხის გრიგალური წარმონაქმნებით, რომლებიც განაპირობებენ სითხის მასების მოუწყვრისებელ, გრიგალურ მოძრაობას ამ რგოლურ ზონაში (ჰაელების მოწყვეტის ამ სივრცეს ხშირად „მკვდარ ზონას“ ან „გრიგალურ მორეცს“ უწოდებენ). სითხის მასები ცენტრალურ განშლად ჰაელიდან გადადის გრიგალურ ზონაში და პირიქით, ე. ი. ხდება მოძრაობა ცვლადი მასით (ხარჯით); მკვეთრად გაზრდილი „ჰიდრაულიკური ხახუნი“ გრიგალური და ცენტრალური ზონების საკონტაქტო ზედაპირის გასწვრივ; ნაკადის გაფართოების უბანზე სითხის ჰაელების მკვეთრი გამრუდების გამო წარმოიქმნება დამატებითი, ინერციული ძალები და სხვ. ამით აიხსნება ის ფაქტი, რომ ნაკადის უეცარი გაფართოებით გამოწვეულ ჰიდრაულიკურ წინაღობათა დამღევაზე იხარჯება ნაკადის ენერგიის მარაგის საგრძნობი ნაწილი, ე. ი. ნაკადის უეცარი გაფართოებისას დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების სიდიდე მნიშვნელოვანია.

ნაკადის უეცარ გაფართოებაზე დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგის თეორიული გზით განსაზღვრის მიზნით (ბელანეის მიხედვით) გამოვიყენოთ მექანიკის ცნობილი თეორემა მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების შესახებ (იმპულსების თეორემა).

ნაკადის უეცარი გაფართოების უბანზე გამოვეყთ სითხის $abcd$ მოცულობა (ნახ. 5.13), ამასთან cd ცოცხალი კვეთი ავირჩიოთ მილსადენის მკვეთრი გაფართოების ab კვეთიდან l მანძილზე, ე. ი. იქ, სადაც ცენტრალური განშლადი ჰაელი უკვე მთლიანად ავსებს ფართო მილის კვეთს და სითხის ჰაელების პარალელობის გამო ჰიდროდინამიკური წნევის განაწილება ექვემდებარება ჰიდროსტატიკის ძირითად კანონს. აღვნიშნოთ ω_1 და ω_2 -ით ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობები, შესაბამისად, მილის გაფართოებამდე და გაფართოების შემდეგ, v_1 და v_2 -ით — სითხის მოძრაობის საშუალო სიჩქარეები იმავე კვეთებში, ხოლო p_1 და p_2 -ით — ჰიდროდინამიკური წნევის სიდიდეები ω_1 და ω_2 ცოცხალი კვეთების ცენტრებში.

დავუშვათ, რომ dt დროის შუალედში სითხის $abcd$ მოცულობა გადაადგილდება ახალ $a'b'c'd'$ მდებარეობაში; მაშინ სითხის უწყვეტობის

თვისების გამო $aba'b'$ და $cdc'd'$ მოცულობები იქნება ერთმანეთის ტოლი $W = W_{aba'b'} = W_{cdc'd'} = Qdt$ (აქ Q -თი აღნიშნულია ნაკადის ხარჯი). გვემილთა ღერძად ავირჩიოთ ნაკადის პორიზონტალური $S-S$ ღერძი და განვსაზღვროთ გამოყოფილი მოცულობის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილება dt დროში. მთელი გამოყოფილი მოცულობის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილება შეიძლება გამოისახოს $cdc'd'$ და $aba'b'$ მოცულობების მოძრაობის რაოდენობათა სხვაობით (შუალედური $a'b'cd$ მოცულობა თითქმის ადგილზე დარჩა და ამიტომ, მისი მოძრაობის რაოდენობა უნდა ჩავთვალოთ უცვლელად). $aba'b'$ და $cdc'd'$ მოცულობების მოძრაობის რაოდენობა შესაბამისად აღვნიშნოთ K_{ab} და K_{cd} -თი, მაშინ გვექნება

$$K_{ab} = m \alpha_1' v_1 = \rho W_{aba'b'} \alpha_1' v_1 = \rho Q dt \alpha_1' v_1,$$

$$K_{cd} = m \alpha_2' v_2 = \rho W_{cdc'd'} \alpha_2' v_2 = \rho Q dt \alpha_2' v_2.$$

ამ გამოსახულებებში ρ — სითხის სიმკვრივეა, ხოლო α_1' და α_2' — მოძრაობის რაოდენობის ე. წ. ბუსინესკის კოეფიციენტის მნიშვნელობებია, შესაბამისად, α_1 და α_2 ცოცხალ კვეთებში (α' კოეფიციენტი ასახავს განსახილველ კვეთში ქვემარტივ ადგილობრივი სიჩქარეებით განსაზღვრული მოძრაობის რაოდენობის ფარდობას იმავე კვეთში საშუალო სიჩქარის მიხედვით განსაზღვრულ მოძრაობის რაოდენობასთან).

მოძრაობის რაოდენობის აღნიშნული ცვლილება ჩაიწერება შემდეგი სხვაობის სახით:

$$\Delta K = K_{cd} - K_{ab} = \rho Q (\alpha_2' v_2 - \alpha_1' v_1) dt.$$

ცხადია, მოძრაობის რაოდენობის ეს ცვლილება $S-S$ ღერძზე დაგვემილდება ნატურალური სიდიდით, ვინაიდან v_1 და v_2 სიჩქარეების ვექტორები გვემილთა ამ ღერძის პარალელურია.

ახლა განვსაზღვროთ გამოყოფილ მოცულობაზე მოქმედი ყველა გარე ძალის ჯამური იმპულსის გვემილი იმავე $S-S$ ღერძზე. სადინარის კედელსა და მოძრავ სითხეს შორის მოქმედი ხახუნის ძალა შეიძლება უგულვებელყოთ სითხის განსახილველი მოცულობების კედლებთან შეხების ფართობის (მანძილის) სიმცირის გამო; იმპულსთა ჯამურ გვემილში არ შევა აგრეთვე შრეთა შორის მოქმედი სიბლანტის მხები წყვილძაღების, ტურბულენტური შერევით გამოწვეული ინერციული წყვილძაღებისა (ეს ძალები აღიძვრება, როგორც ძირითად განშლად ჰავლში, ისე გარემომცველ გრივალურ ზონაში) და $S-S$ ღერძისადმი მართობული სიმძიმის ძალის იმპულსები. ამრიგად, გარე ძალების ჯამური იმპულსი განისაზღვრება მხოლოდ ჯამური ჰიდროდინამიკური წნევის ძალებით

$P_1 = p_1 \omega_1$ და $P_2 = p_2 \omega_2$ (P_2 ძალის იმპულსი $S-S$ ღერძზე დაგეგმილდება ნატურალური სიდიდით, მაგრამ „—“ ნიშნით).

ამრიგად, მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების თეორემის თანახმად,

$$\Delta K = P_1 dt - P_2 dt$$

ან

$$\rho Q (\alpha_2' v_2 - \alpha_1' v_1) dt = p_1 \omega_1 dt - p_2 \omega_2 dt.$$

ეს განტოლება გავყოთ $\gamma Q dt = \rho g Q dt$ -ზე და მივიღოთ $\alpha_1' = \alpha_2' = 1, 0$, მაშინ გვექნება

$$\frac{v_2 - v_1}{g} = \frac{p_1 \omega_1}{\rho g Q} - \frac{p_2 \omega_2}{\rho g Q} = \frac{p_1}{\gamma v_2} - \frac{p_2}{\gamma v_1} = \frac{1}{v_2} \left(\frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma} \right);$$

მაშასადამე,

$$\frac{v_2 (v_2 - v_1)}{g} = \frac{p_1}{\gamma} - \frac{p_2}{\gamma}.$$

თუ ამ განტოლების ორივე მხარეს მივუმატებთ სიჩქარითი დაწნევის.

$\frac{v_1^2 - v_2^2}{2g}$ სხვაობას, გამარტივების შემდეგ მივიღებთ

$$\begin{aligned} \frac{v_1^2}{2g} - \frac{v_2^2}{2g} + \frac{v_2^2}{g} - \frac{v_1 v_2}{g} &= \frac{v_1^2}{2g} - \frac{2v_1 v_2}{2g} + \frac{v_2^2}{2g} = \\ &= \left(\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \right). \end{aligned} \quad (5.66)$$

მივიღოთ მხედველობაში, რომ ბერნულის განტოლების თანახმად, ჰორიზონტალური მილსადენის შემთხვევაში დაწნევის დანაკარგი მილის განსახილველ l უბანზე, სახელდობრ, დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი ნაკადის უეცარ გაფართოებაზე (ამ უბანზე დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგის უგულებელყოფისას) ტოლია

$$h_{W_{3.6}} = \left(\frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} \right),$$

მაშინ ნაკადის უეცარ გაფართოებაზე დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგის განსაზღვრისათვის (5.66) გამოსახულებიდან საბოლოოდ მივიღებთ

$$\boxed{h_{W_{3.6}} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}}. \quad (5.67).$$

სიჩქარეთა $v_1 - v_2$ სხვაობა განვიხილოთ ნაკადის უეცარი გაფართოების შემდეგად დაკარგულ სიჩქარედ ($v_1 - v_2 = \Delta v$), მაშინ მიღებული

(5.67) ფორმულა ასე შეიძლება ჩამოვაყალიბოთ: დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი ნაკადის უეცარი გაფართოებისას ტოლია გაფართოების შედეგად დაკარგული სიჩქარის შესაბამისი სიჩქართი დაწნევის სიდიდისა (ბორდას ცნობილი თეორემა).

(5.67) ფორმულა მიიღო ფრანგმა მეცნიერმა ბორდამ 1766 წ. არაღრეკად თხევად სხეულებს შორის დარტყმის თეორიის საფუძველზე, რომელიც ზუსტად არ ასახავს განსახილველ მოვლენას. ბორდა გულისხმობდა, რომ ნაკადის უეცარი გაფართოებისას ხდება სითხის მასებს შორის არაღრეკადი დარტყმა ($\Delta v = v_1 - v_2$ სიჩქარით) და რომ ასეთი დარტყმით გამოწვეული დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი ტოლია კუთრი კინეტიკური ენერგიის დანაკარგისა ($\Delta v^2/2g$).

მივცეთ (5.67) ფორმულას ვეისბახის ზოგადი (5.65) ფორმულის სახე, რისთვისაც გამოვიყენოთ სითხის უწყვეტობის ჰიდრაულიკური განტოლება და შემოვიღოთ ადგილობრივი წინაღობის ζ კოეფიციენტისათვის სათანადო აღნიშვნები. ბორდას ფორმულა გადავწეროთ შემდეგი ორი სახით (ფრჩხილებს გარეთ გამოვიტანოთ ჯერ v_1 და შემდეგ v_2 სიჩქარეები):

$$h_{W_{3.8}} = \left(1 - \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \frac{v_1^3}{2g} = \left(1 - \frac{w_1}{w_2}\right)^2 \frac{v_1^3}{2g}$$

და

$$h_{W_{3.8}} = \left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right)^2 \frac{v_2^3}{2g} = \left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)^2 \frac{v_2^3}{2g}.$$

ეს გამოსახულებები გვაძლევს ვეისბახის კოეფიციენტისა და უეცარ გაფართოებაზე დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო თეორიულ ფორმულებს (ბორდას სახეშეცვლილ ფორმულებს); სახელდობრ, თუ ავირჩევთ ნაკადის გაფართოებამდე არსებულ v_1 სიჩქარეს, გვექნება

$$\zeta'_{3.8} = \left(1 - \frac{w_1}{w_2}\right)^2 \quad (5.68)$$

და

$$h_{W_{3.8}} = \zeta'_{3.8} \frac{v_1^3}{2g}. \quad (5.69)$$

თუ გაანგარიშებას ჩავატარებთ გაფართოების შემდეგ არსებულ v_2 სიჩქარეზე, მაშინ

$$\zeta''_{3.8} = \left(\frac{w_2}{w_1} - 1\right)^2 \quad (5.70)$$

და

$$h_{W_{3.8}} = \zeta''_{3.8} \frac{v_2^3}{2g}. \quad (5.71)$$

პრაქტიკის უმეტეს შემთხვევებში გამოიყენება (5.70) და (5.71) ფორმულები (v_s სიჩქარის გამოყენებით).

უნდა აღინიშნოს, რომ დაწნევის კეშმარიტი დანაკარგები ნაკადის უეცარ გაფართოებაზე რამდენადმე აღემატება ბორდას (5.69) და (5.71) ფორმულებით გამოთვლილ მნიშვნელობებს და ამიტომ ამ ფორმულებში შეაქვთ შემასწორებელი k კოეფიციენტი. ამრიგად, დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო ფორმულა ჩაიწერება შემდეგი ზოგადი სახით:

$$h_{W_{\Sigma}} = k \zeta_{\Sigma} \frac{v^3}{2g} \quad (5.72)$$

შემასწორებელი k კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა და $\frac{w_2}{\omega_1}$ ფარდობის მიხედვით გამოთვლილი და შემდგომ შესწორებული წინალობის ζ''_{Σ} კოეფიციენტის მნიშვნელობები მოცემულია IV დანართის 1 პუნქტში (ფორმულა IV.2 და ცხრილი IV.1).

ადგილობრივი წინალობის ζ კოეფიციენტი წინალობის სხვა სახეობებისათვის უმეტეს შემთხვევაში განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით კეისბახის ფორმულიდან

$$\zeta = \frac{h_{W_{\text{ადგ}}} 2g}{v^3} \quad (5.73)$$

აქ დაწნევის $h_{W_{\text{ადგ}}}$ დანაკარგი განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით. თუ მილსადენი პირიზონტალურია და მისი დიამეტრი წინალობის წინ და მის შემდეგ უცვლელია, მაშინ $\zeta_1 = \zeta_2$, $v_1 = v_2$ და ბერნულის განტოლების თანახმად, დაწნევის დანაკარგი

$$h_{W_{\text{ადგ}}} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{\Delta p}{\gamma};$$

p_1/γ და p_2/γ პიეზომეტრული სიმაღლეები იზომება წინალობის წინ და მის შემდეგ მილსადენზე დაყენებული პიეზომეტრული მილაკებით.

მილსადენებში ადგილობრივ წინალობათა ძირითად სახეობებისათვის წინალობის ζ კოეფიციენტების მნიშვნელობები მოცემულია IV დანართში. დანართში მოყვანილი ζ კოეფიციენტების მნიშვნელობები უმეტესად დადგენილია წინალობის შემდეგ არსებული საშუალო სიჩქარის მიხედვით ($v = v_2$).

5. ფრენკელის ლაბორატორული ცდებით გამოირკვა, რომ ლამინარული მოძრაობის პირობებში დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები პროპორციულია საშუალო სიჩქარის $n < 2$ -ზე ხარისხისა (იმის მიხედვით, თუ რამდენადაა დარღვეული ლამინარული რეჟიმი თვით ადგილობრივი

წინალობის ფარგლებში). ლამინარული რეჟიმისას ζ კოეფიციენტი დამოკიდებულია რეინოლდსის რიცხვზე

$$\zeta = \frac{A}{\text{Re}}, \quad (5.74)$$

სადაც A არის წინალობის სახეობაზე დამოკიდებული მუდმივი კოეფიციენტი.

თუ ადგილობრივი წინალობის ფარგლებში დარღვეულია მდგრადი ლამინარული რეჟიმი, მაშინ ენერგიის დანაკარგი პროპორციულია საშუალო სიჩქარის $n=1,73$ ხარისხისა, სახელდობრ

$$\zeta = \frac{B}{\text{Re}^{0,37}}. \quad (5.75)$$

A და B კოეფიციენტების მნიშვნელობები წინალობის სხვადასხვა სახეობებისათვის მოცემულია ჰიდრავლიკურ ცნობარებსა და სხვა სპეციალურ ლიტერატურაში.

§ 5.10. დაწნევის დანაკარგების შეჯამების პრინციპი და სისტემის წინალობის კომპოზიციონტი

თუ მილსადენს აქვს რიგი ადგილობრივი წინალობებისა (მუხლები, საკეტები, მოხვეულობანი, დიფრაგმები, ონკანები და სხვ.), რომლებიც ხასიათდება ადგილობრივი წინალობის $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$ კოეფიციენტებით და მილსადენის განსახილველ უბანზე სითხის ხარჯი მუდმივია, მაშინ დაწნევის საერთო დანაკარგი ამ უბანზე შეიძლება განისაზღვროს მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგისა და ყველა სახის ადგილობრივი დანაკარგების არითმეტიკული ჯამით. ასეთი შეჯამების უფლება გვაქვს მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილობრივ წინალობათა შორის მოთავსებული მილსადენის წრფივ უბნებზე ნაკადი სტაბილიზებულია, ე. ი. ნაკადი ამ უბნებზე უნდა ხასიათდებოდეს ადგილობრივი სიჩქარის განაწილების ნორმალური ეპიურით და სწვრივკველური სტრუქტურით. წინააღმდეგ შემთხვევაში, თუ მილსადენის რომელიმე უბანზე მის დასაწყისში არსებული წინალობის ზემოქმედების შედეგად მოძრაობის სიჩქარეები გადანაწილებულია და საერთოდ დარღვეულია ნაკადის ნორმალური სტრუქტურა (ე. ი. თუ ამ უბანზე არ მოხდა ნაკადის სტაბილიზაცია), მაშინ ნაკადის მოძრაობა მილსადენის აღწეშულ არასტაბილიზებულ უბანზე წარმოქმნის დაწნევის დამატებით დანაკარგებს და ამიტომ დაწნევის დანაკარგების არითმეტიკული შეჯამების პრინციპი უკვე აღარ იქნება მართებული. საერთო ჯამური დანაკარგების განსაზღვრისათვის ასეთ შემთხვევებში მიმართავენ ლაბორატორულ ცდებს.

დავუშვათ, რომ l სიგრძის სტაბილიზებულ მილსადენზე, რომლის d დიამეტრი და Q ხარჯი მუდმივია, მოწყობილია სხვადასხვა სახის n წინალობა. თუ დავადგენთ $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \dots, \zeta_n$ წინალობის სათანადო კოეფიციენტების მნიშვნელობებს, მაშინ სიჩქარითი $v^2/2g$ დაწნევის მიხედვით შეიძლება განვსაზღვროთ ცალკეული დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების სიდიდეები. დაწნევის დანაკარგი მილსადენის განსახილველ უბნის სიგრძეზე განისაზღვრება წყალსადენის პირველი ფორმულით (5.48)

$$h_W = h_{W_1} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}.$$

ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას ხშირად იყენებენ მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგის ζ_1 კოეფიციენტის ცნებას

$$\zeta_1 = \lambda \frac{l}{d}, \quad (5.76)$$

მაშინ სიგრძეზე დანაკარგის (5.48) ფორმულა შეიძლება გადავწეროთ შემდეგი შემოკლებული სახით (ვეისბახის ფორმულის მსგავსად):

$$h_{W_1} = \zeta_1 \frac{v^2}{2g}. \quad (5.77)$$

დანაკარგების შეჯამების პრინციპის საილუსტრაციოდ ჩამოვწეროთ შემდეგი საანგარიშო თანაფარდობები:

$$h_{W_1} = \zeta_1 \frac{v^2}{2g},$$

$$h_{W_2} = \zeta_2 \frac{v^2}{2g},$$

$$h_{W_n} = \zeta_n \frac{v^2}{2g},$$

$$h_{W_1} = \zeta_1 \frac{v^2}{2g}.$$

ამ სისტემის წევრ-წევრა შეკრებით მივიღებთ გამოსახულებას დაწნევის ჯამური დანაკარგისათვის

$$\sum h_W = (\zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n + \zeta_n) \frac{v^2}{2g}. \quad (5.78)$$

ფრჩხილებში მოთავსებულ ადგილობრივ წინალობათა და სიგრძეზე

დანაკარგების კოეფიციენტების ჯამს სისტემის წინაღობის კოეფიციენტი ეწოდება

$$\zeta_{\text{სისტ}} = \zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n + \zeta_i = \sum \zeta_{\text{ად}} + \zeta_i \quad (5.79)$$

ამრიგად, სისტემის ჯამური დაწნევის დანაკარგი

$$\boxed{\sum h_{\text{წ}} = \zeta_{\text{სისტ}} \frac{v^2}{2g}} \quad (5.80)$$

ამოცანა 5.2. განვსაზღვროთ წყლის ნაკადის დაწნევის დანაკარგი $l=20$ მ სიგრძისა და $d=0,2$ მ დიამეტრის მქონე ბეტონის მილსადენში მოძრაობის საშუალო სიჩქარის ორი მნიშვნელობისას: 1) $v=0,1$ მ/წმ და 2) $v=0,8$ მ/წმ; წყლის ტემპერატურა $t=10^\circ\text{C}$; მილსადენის შიგა ზედაპირი ძალზე გლუვია — საუკეთესო ცემენტის შელესვით; მისი აბსოლუტური ხორკლიანობა $\Delta=0,5$ მმ (იხ. ცნობარები).

ამოხსნა. 1) მილსადენში ნაკადის საშუალო სიჩქარე $v=0,1$ მ/წმ.

პირველ რიგში დავადგინოთ მილსადენში მოძრაობის რეჟიმი, რისთვისაც განვსაზღვროთ ნაკადის რეინოლდსის რიცხვი. წყლის სიბლანტის კინემატიკური ν კოეფიციენტი წყლის $t=10^\circ\text{C}$ ტემპერატურისას $\nu=0,0131$ სმ²/წმ (იხ. ცხრილი 1.5). ამიტომ რეინოლდსის რიცხვი

$$\text{Re} = \frac{vd}{\nu} = \frac{10,0 \cdot 20,0}{0,0131} = 15252.$$

ვინაიდან $\text{Re}=15252 > \text{Re}_{\text{კ}}=2320$, მოძრაობის რეჟიმი მილსადენში ტურბულენტურია.

დაწნევის დანაკარგის განსაზღვრისათვის წინასწარ უნდა დავადგინოთ წინაღობის კანონი (წინაღობის ზონა), რომელსაც ექვემდებარება განსახილველი ტურბულენტური ნაკადი. ამ მიზნით განვსაზღვროთ ლამინარული აფსკის ბაფს სისქე (5.34) ფორმულით. მაგრამ ამ ფორმულაში შედის ჩვენთვის ჯერჯერობით უცნობი წინაღობის λ კოეფიციენტი და ამიტომ უნდა მივმართოთ თანდათანობითი მიახლოების ხერხს. პირველ მიახლოებაში ჩავთვალოთ, რომ ნაკადის მოძრაობა ექვემდებარება პიდრაველიკურად გლუვკედლიანი მილსადენების წინაღობის კანონს და $\lambda=\lambda_{\text{გლ}}$ კოეფიციენტი განვსაზღვროთ ბლაზიუსის (5.55) ფორმულით

$$\lambda = \lambda_{\text{გლ}} = \frac{0,3164}{\text{Re}^{0,25}} = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{15252}} = 0,028,$$

მაშინ ლამინარული აფსკის სისქე (5.34 ფორმულით)

$$\delta_{\text{აფსკ}} = \frac{30d}{\text{Re}\sqrt{\lambda}} = \frac{30 \cdot 200}{15252 \cdot 0,028} = 2,6 \text{ მმ}.$$

ვინაიდან, ლამინარული აფსკის სისქე ბევრად აღემატება აბსოლუტურ ხორკლიანობას ($\delta_{\text{ფსკ}} = 2,6 \text{ მმ} \gg \Delta = 0,5 \text{ მმ}$), ამიტომ მოცემულ პირობებში ტურბულენტური მოძრაობა ექვემდებარება ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიანი მილსადენების კანონს (წინალობის გლუვკედლიანი ზონა), λ კოეფიციენტის განსაზღვრა ბლაზიუსის ფორმულით მართებულია და $\delta_{\text{ფსკ}}$ -ის შემდგომი გაანგარიშება მიახლოების ხერხით საჭირო აღარ არის.

იმავე შედეგის მიღება შეიძლება უფრო ადვილად გლუვკედლიანი ზონის ზედა ზღვრის უშუალო დადგენის გზით (5.54)

$$\text{Re}_{\text{ზღ}} = 27 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{8/7} = 27 \left(\frac{200}{0,5} \right)^{0,143} = 25418.$$

რადგანაც $\text{Re} = 15252 < \text{Re}_{\text{ზღ}} = 25418$, ვერშენდებით ზემოთ ჩამოყალიბებული დასკვნის სისწორეში და იმის გამო, რომ $\text{Re} = 15252 < 100000$, საესებით მართებული იყო λ კოეფიციენტის განსაზღვრა ბლაზიუსის ფორმულით ($\lambda = 0,028$).

ახლა განესაზღვროთ მილსადენის სიგრძეზე საძიებელი დაწნევის დანაკარგის სიდიდე (5.48) ფორმულით

$$h_{W1} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} = 0,028 \frac{20,0}{0,2} \frac{0,1^3}{19,62} = 0,0014 \text{ მ} = 0,14 \text{ სმ}.$$

ე. ი. მივიღეთ ძალზე მცირე სიდიდის დაწნევის დანაკარგი.

2) თუ მოძრაობის საშუალო სიჩქარე იმავე მილსადენში $v = 0,8 \text{ მ/წმ}$, მაშინ რეინოლდსის რიცხვი

$$\text{Re} = \frac{80 \cdot 20}{0,0131} = 122000.$$

რეინოლდსის რიცხვის მიღებულ მნიშვნელობისას განსახილველ მილსადენში მოსალოდნელია ტურბულენტური მოძრაობა წინალობის გარდაშვალ ზონაში (ჰიდრაულიკურად ნაწილობრივ ხორკლიან მილსადენში) და ამიტომ დავადგინოთ ამ ზონის ზედა ზღვარი შემდეგი გამოსახულებით (5.59):

$$\text{Re}_{\text{ზღ}} = 383 \frac{d}{\Delta} (k + \lg R).$$

სიგლუვის k პარამეტრი ცემენტით წმინდად შელესილი ბეტონის მიღებისათვის შეიძლება მივიღოთ $k = 4,7$ -ის ტოლი¹; ჰიდრაულიკური რადიუსი $R = d/4 = 0,2/4 = 0,05 \text{ მ}$, ამიტომ

$$\text{Re}_{\text{ზღ}} = 383 \frac{200}{0,5} (4,7 + \lg 0,05) = 520722.$$

¹ Н. И. Агроскин. Гидравлика. М.-Л, 1964, таблица 1 (в приложениях).

ვინაიდან განსახილველ ტურბულენტური ნაკადის რეინოლდსის რიცხვის მნიშვნელობა შეესაბამება წინალობის გარდამავალ ზონას

$$Re_{ac} = 25418 < Re = 122000 < Re_{cs} = 520722,$$

ამიტომ $\lambda = \lambda_{cs}$ კოეფიციენტის სიდიდე განისაზღვრება ნ. ფრენკელის (5.58) ფორმულით

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\lambda_{cs}}} &= -2 \lg \left[0,27 \frac{\Delta}{d} + \left(\frac{6,81}{Re} \right)^{0,9} \right] = \\ &= -2 \lg \left[0,27 \frac{0,5}{200} + \left(\frac{6,81}{122000} \right)^{0,9} \right] = -2 \lg 0,0000824 = 6,168, \end{aligned}$$

საიდანაც მივიღებთ $\lambda = \lambda_{cs} = 0,0263$.

თუ განვსაზღვრავთ $\Delta_{ფს}$ -ის სიდიდეს, დავრწმუნდებით, რომ მოძრაობის განსახილველ პირობებში მილსადენი მართლაც ჰიდრავლიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანია

$$\Delta_{ფს} = \frac{30 \cdot 200}{122000 \sqrt{0,0263}} = 0,303 \text{ მმ.}$$

როგორც ვხედავთ, $\Delta_{ფს} = 0,303 < \Delta = 0,5$ მმ, და იმის გამო, რომ $\Delta_{ფს}$ და Δ ერთსა და იმავე რიგის სიდიდეებია, მილსადენი უნდა განვიხილოთ როგორც ჰიდრავლიკურად ნაწილობრივ ხორკლიანი.

საბოლოოდ, დაწნევის დანაკარგი მილსადენის სიგრძეზე ($v = 0,8$ მ/წმ სიჩქარისას) განისაზღვრება დარსი-ვეისბახის (5.48) ფორმულით

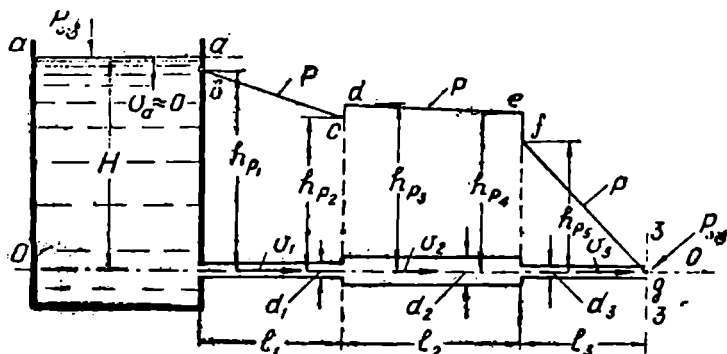
$$h_{wi} = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g} = 0,0263 \frac{20}{0,2} \frac{0,8^3}{19,62} = 0,086 \text{ მ} = 8,6 \text{ სმ.}$$

მივიღეთ ბევრად მეტი სიდიდის დაწნევის დანაკარგი, ვიდრე პირველ შემთხვევაში (როცა საშუალო სიჩქარე მილსადენში იყო $v = 0,1$ მ/წმ-ის ტოლი).

ამოცანა 5.3. განვსაზღვროთ სამი სხვადასხვა დიამეტრის მქონე უბნისაგან შედგენილი ჰორიზონტალური თუჯის მილსადენიდან წყლის გამოდინების სიჩქარე, ხარჯი და კარბო—მანომეტრული წნევის განაწილება ამ მილსადენის გასწვრივ. მილსადენი სათავეს იღებს (გამოდის) ღია რეზერვუარიდან, რომელშიც შენარჩუნებულია წყლის მუდმივი დონე (სიღრმე); გამოდინება ხდება ატმოსფეროში (ნახ. 5.14).

მოცემულია წყლის მუდმივი დაწნევა მილსადენის $O-O$ ღერძის მიმართ (რეზერვუარის მხრიდან)— $H = 7,0$ მ, მილსადენის ცალკეული უბნების სიგრძეები— $l_1 = 40$ მ, $l_2 = 50$ მ და $l_3 = 35$ მ და ამ უბნების შესაბამისი დიამეტრები— $d_1 = 0,08$ მ, $d_2 = 0,2$ მ და $d_3 = 0,06$ მ.

ამოგსნა. ამ ამოცანის გადასაწყვეტად უნდა შევადგინოთ ბერნულის განტოლება სისტემის ორი დამახასიათებელი კვეთისათვის სათანადოდ შერჩეული საფარდი სიბრტყის მიმართ. გაანგარიშების გასაადვილებლად ხელსაყრელია ორი ისეთი კვეთის შერჩევა, რომლებშიც აბსოლუტური წნევა ტოლია; მიზანშეწონილია აგრეთვე საფარდი სიბრ-



ნახ. 5.14.

ტყის გატარება ერთ-ერთი საანგარიშო კვეთის სიმძიმის ცენტრში (მაშინ, ამ კვეთის ცენტრის მდებარეობის χ სიმაღლე საფარდი სიბრტყის მიმართ იქნება ნულის ტოლი).

განსახილველ შემთხვევაში საანგარიშო კვეთებად ავირჩიოთ წყლის თავისუფალი ზედაპირი რეზერვუარში, ე. ი. $a-a$ პორიზონტალური კვეთი და მილსადენის მესამე უბნის გამოსასვლელი $3-3$ კვეთი; საფარდი $O-O$ სიბრტყე შევუთავსოთ პორიზონტალური მილსადენის ღერძს, ე. ი. იგი გაივლის $3-3$ კვეთის ცენტრში.

ჩაადის ორი განსახილველი კვეთისათვის ბერნულის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\chi_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \chi_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \sum h_W, \quad (5.81)$$

სადაც $\sum h_W$ არის ყველა სახის ადგილობრივი და სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგის ჯამი ($\sum h_W = \sum h_{W1} + \sum h_{W2}$);

p_1 და p_2 — აბსოლუტური წნევის სიდიდეები განსახილველ კვეთებში.

გავარკვეოთ (5.81) განტოლების თითოეული წევრის მნიშვნელობა: $\chi_1 = \chi_2 = H$, $v_1 = v_2 \approx 0$, $p_1 = p_2 = p_a$, $p_3 = p_3 = p_a$, $\chi_3 = \chi_3 = 0$, $v_3 = v_3$ და $\alpha_2 \approx \alpha_3 \approx 1,0$. ამ მნიშვნელობათა შეტანით (5.81) განტოლებაში საბოლოოდ მივიღებთ

$$H = \frac{v_3^2}{2g} + \sum h_W. \quad (5.82)$$

ამ ძირითადი განტოლების საფუძველზე უნდა გავიანგარიშოთ განსახილველი მილსადენი.

განვსაზღვროთ ყველა სახის დაწნევის დანაკარგები ცვლადი კვეთის განსახილველ მილსადენში.

დაწნევის დანაკარგები გამოვსახოთ მილსადენიდან გამოდინების v_2 სიჩქარის შესაბამისი სიჩქარითი დაწნევით, რისთვისაც ვისარგებლოთ სითხის უწყვეტობის პიდრავლიკური განტოლებით $v_1 a_1 = v_2 a_2$, $v_1 = v_2 a_2 / a_1$ და $v_1^3 / 2g = (a_2 / a_1)^3 v_2^3 / 2g$. წინააღმდეგობის λ კოეფიციენტი, განვსაზღვროთ გაადვილების მიზნით, განვსაზღვროთ დარსის (5.61) მიახლოებითი ფორმულით (მისი განსაზღვრა შეიძლება აგრეთვე ცნობარეზიდან), დაწნევის დანაკარგები მილსადენის თითოეული უბნის სიგრძეზე — დარსი-ვეისბახის (5.48) ფორმულით, ხოლო ადგილობრივი დანაკარგები — ვეისბახის (5.65) ფორმულით. წინასწარ გამოვთვალოთ მილსადენის ცალკეული უბნების ცოცხალი კვეთის ფართობები $a_1 = \pi d_1^2 / 4 = 0,005 \text{ მ}^2$, $a_2 = \pi d_2^2 / 4 = 0,0314 \text{ მ}^2$ და $a_3 = \pi d_3^2 / 4 = 0,0028 \text{ მ}^2$.

1) დაწნევის დანაკარგი მილსადენის პირველი უბნის l_1 სიგრძეზე.

$$h_{W_{l_1}} = \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \frac{v_1^3}{2g} = 0,026 \frac{40}{0,08} \frac{v_1^3}{2g} = 13,0 \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^2 \frac{v_2^3}{2g} = 13,0 \left(\frac{0,0028}{0,005} \right)^2 \frac{v_2^3}{2g} = 4,08 \frac{v_2^3}{2g};$$

აქ λ_1 კოეფიციენტი განვსაზღვრეთ (5.61) ფორმულით

$$\lambda_1 = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40 d_1} \right) = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40 \cdot 0,08} \right) = 0,026;$$

2) დაწნევის დანაკარგი მილსადენის მეორე უბნის l_2 სიგრძეზე (დარსის ფორმულიდან $\lambda_2 = 0,0225$)

$$h_{W_{l_2}} = \lambda_2 \frac{l_2}{d_2} \frac{v_2^3}{2g} = 0,0225 \frac{50}{0,2} \frac{v_2^3}{2g} = 5,625 \frac{v_2^3}{2g} = 5,625 \left(\frac{a_3}{a_2} \right)^2 \frac{v_3^3}{2g} = 5,625 \left(\frac{0,0028}{0,0314} \right)^2 \frac{v_3^3}{2g} = 0,0447 \frac{v_3^3}{2g};$$

3) დაწნევის დანაკარგი მილსადენის მესამე უბნის l_3 სიგრძეზე ($\lambda_3 = 0,028$)

$$h_{W_{l_3}} = \lambda_3 \frac{l_3}{d_3} \frac{v_3^3}{2g} = 0,028 \frac{35}{0,06} \frac{v_3^3}{2g} = 16,33 \frac{v_3^3}{2g};$$

4) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი რეზერუარიდან მილსადენში შესვლაზე ($\zeta_{\text{ვკ}}=0,5$)

$$h_{W_{\text{ვკ}}} = \zeta_{\text{ვკ}} \frac{v_1^2}{2g} = 0,5 \left(\frac{0,0028}{0,005} \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = 0,1568 \frac{v_2^2}{2g}.$$

$\zeta_{\text{ვკ}}$ — კოფიციენტის მნიშვნელობა დავადგინეთ IV დანართიდან;

5) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი უეცარ გაფართოებაზე მილსადენის პირველ უბნიდან მეორეზე გადასვლისას ($\zeta'_{\text{ვკ}}$ განისაზღვრება ბორდას ფორმულის მიხედვით, შესწორების გარეშე)

$$\begin{aligned} h_{W_{\text{ვკ}}} &= \zeta'_{\text{ვკ}} \frac{v_1^2}{2g} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \left(\frac{\omega_3}{\omega_2} \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \\ &= \left(\frac{0,0314}{0,005} - 1 \right)^2 \left(\frac{0,0028}{0,0314} \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = 0,2217 \frac{v_2^2}{2g}; \end{aligned}$$

6) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი უეცარ შევიწროებაზე მილსადენის მეორე უბნიდან მესამეზე გადასვლისას ($\zeta_{\text{ვკ-ს}}$ საანგარიშო ფორმულა და წინასწარ გამოთვლილი მნიშვნელობები მოცემულია IV დანართის მე-2 პუნქტში)

$$\begin{aligned} h_{W_{\text{ვკ-ს}}} &= \zeta_{\text{ვკ-ს}} \frac{v_3^2}{2g} = 0,5 \left(1 - \frac{\omega_3}{\omega_1} \right) \frac{v_3^2}{2g} = \\ &= 0,5 \left(1 - \frac{0,0028}{0,0314} \right) \frac{v_3^2}{2g} = 0,4550 \frac{v_3^2}{2g}. \end{aligned}$$

ყველა სახის დანაკარგის ჯამი

$$\begin{aligned} \Sigma h_W &= \zeta_{\text{სიბ}} \frac{v_3^2}{2g} = (4,08 + 0,0447 + 16,33 + 0,1568 + 0,2217 + \\ &+ 0,4550) \frac{v_3^2}{2g} = 21,2882 \frac{v_3^2}{2g}. \end{aligned} \quad (5.83)$$

აქ სისტემის წინააღობის კოეფიციენტი $\zeta_{\text{სიბ}} = 21,2882$ განსაზღვრულია მილსადენიდან გამოღინების v_3 სიჩქარის მიხედვით.

(5.83) გამოსახულების შეტანით ძირითად საანგარიშო (5.82) განტოლებაში მივიღებთ

$$H = \frac{v_3^2}{2g} + 21,2882 \frac{v_3^2}{2g} = 22,2882 \frac{v_3^2}{2g},$$

ანუ

$$H = (1 + \zeta_{\text{სიბ}}) \frac{v_3^2}{2g};$$

აქედან ატმოსფეროში გამოდინების v_s სიჩქარე

$$v_s = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{\text{სისტ}}}} \sqrt{2gH} = \varphi_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}; \quad (5.84)$$

აქ $\varphi_{\text{სისტ}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{\text{სისტ}}}}$ ე. წ. სისტემის სიჩქარის კოეფიციენტი (იგი სისტემის ხარჯის $\mu_{\text{სისტ}}$ კოეფიციენტის ტოლია)

$$\varphi_{\text{სისტ}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 21,2882}} = 0,2118;$$

ამრიგად,

$$v_s = \varphi_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH} = 0,2118 \sqrt{19,62 \cdot 7,0} = 2,4834 \text{ მ/წმ.}$$

მილსადენის ხარჯი კი

$$Q = v_s \omega_s = \omega_s \mu_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}; \quad (5.85)$$

მივიღეთ ხარჯის ფორმულა მილსადენიდან ატმოსფეროში გამოდინებისას ($\mu_{\text{სისტ}} = \varphi_{\text{სისტ}}$); (5.85)-ში სათანადო მნიშვნელობათა შეტანით მივიღებთ

$$Q = 0,0028 \cdot 0,2118 \sqrt{19,62 \cdot 7,0} = 0,00695 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 6,95 \text{ ლ/წმ.}$$

მილსადენის გასწვრივ პარბი — მანომეტრული წნევის განაწილების დადგენის მიზნით, ავაგოთ პიეზომეტრული $p-p$ წირი (ნახ. 5.14).

წინასწარ განვსაზღვროთ სიჩქარითი დაწნევის სიმაღლეები მილსადენის ცალკეულ უბნებზე

$$\frac{v_s^2}{2g} = \frac{2,4834^2}{19,62} = 0,314 \text{ მ,}$$

$$\frac{v_1^2}{2g} = \left(\frac{\omega_s}{\omega_1} \right)^2 \frac{v_s^2}{2g} = \left(\frac{0,0028}{0,005} \right)^2 \cdot 0,314 = 0,0985 \text{ მ,}$$

$$\frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{\omega_s}{\omega_2} \right)^2 \frac{v_s^2}{2g} = \left(\frac{0,0028}{0,0314} \right)^2 \cdot 0,314 = 0,0025 \text{ მ.}$$

ახლა განვსაზღვროთ ცალკეული სახის დაწნევის დანაკარგების რიცხვითი მნიშვნელობები:

$$1) h_{W_{\text{პეს}}} = 0,5 \frac{v_1^2}{2g} = 0,5 \cdot 0,0985 = 0,04925 \text{ მ;}$$

$$2) h_{W_{l_1}} = 13,0 \frac{v_1^2}{2g} = 13,0 \cdot 0,0985 = 1,2805 \text{ მ;}$$

$$3) h_{W_{\text{ვ.ბ}}} = \left(\frac{0,0314}{0,005} - 1 \right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = 27,8784 \cdot 0,0025 = 0,0696 \text{ მ;}$$

$$4) h_{W_{I_2}} = 5,625 \frac{v_1^2}{2g} = 5,625 \cdot 0,0025 = 0,0141 \text{ მ};$$

$$5) h_{W_{3,3}} = 0,4550 \frac{v_3^2}{2g} = 0,4550 \cdot 0,314 = 0,1429 \text{ მ};$$

$$6) h_{W_{I_3}} = 16,33 \frac{v_3^2}{2g} = 16,33 \cdot 0,314 = 5,1276 \text{ მ}.$$

ყველა სახის დაწნევის დანაკარგების ჯამი ტოლია

$$\Sigma h_W = 6,6840 \text{ მ}.$$

ჩატარებული გაანგარიშების . სისწორე შევამოწმოთ ძირითადი (5.82) განტოლებით (მხედველობაში მივიღოთ, რომ $H=7,0$ მ მოცემული სიდიდეა)

$$H = \frac{v_3^2}{2g} + \Sigma h_W = 0,314 + 6,6840 = 6,998 \approx 7,0 \text{ მ}.$$

ამრიგად ვოწმუნდებით, რომ გაანგარიშება ჩატარებულია საკმაო სიზუსტით, ვინაიდან ცდომილების სიდიდე ძალზე მცირეა (0,002 მ, ანუ 2 მმ).

პიეზომეტრული $p-p$ წირის ასაგებად დავადგინოთ პიეზომეტრული სიმაღლის სიდიდეები მილსადენის სათანადო კვეთებში

1) მილსადენის შესასვლელ კვეთში

$$h_{p_1} = \frac{p_1 - p_{at}}{\gamma} = H - \frac{v_1^2}{2g} - h_{W_{3,3}} = 7,0 - 0,0985 - 0,04925 = 6,852 \text{ მ};$$

2) პირველი უბნის ბოლო კვეთში

$$h_{p_2} = h_{p_1} - h_{W_{I_1}} = 6,852 - 1,2805 = 5,572 \text{ მ};$$

3) მეორე უბნის საწყის კვეთში

$$h_{p_3} = H - \frac{v_3^2}{2g} - h_{W_{3,3}} - h_{W_{I_1}} - h_{W_{3,3}} = 7,0 - 0,0025 - 0,04925 - 1,2805 - 0,0696 = 5,598 \text{ მ};$$

4) მეორე უბნის ბოლო კვეთში

$$h_{p_4} = h_{p_3} - h_{W_{I_2}} = 5,598 - 0,0141 = 5,584 \text{ მ};$$

5) მესამე უბნის საწყის კვეთში

$$h_{p_3} = H - \frac{v_3^{2.1}}{2g} - h_{W_{3\alpha}} - h_{W_{L_1}} - h_{W_{3\beta}} - h_{W_{L_2}} - h_{W_{3\gamma}} = 7,0 - 0,314 - 0,04925 - 1,2805 - 0,0696 - 0,0141 - 0,1429 = 5,13 \text{ მ};$$

6) მესამე უბნის ბოლო კვეთში (მილსადენის გამოსასვლელ კვეთში)

$$h_{p_6} = h_{p_3} - h_{W_{L_3}} = 5,13 - 5,128 = 0,002 \text{ მ} \approx 0.$$

უკანასკნელი შედეგი ადასტურებს ჩატარებულ გაანგარიშების სიზუსტეს (ცდომილება ტოლია 2 მმ-ისა).

პიეზომეტრული $p-p$ წირი გამოსახულია 5.14 ნახაზზე (*abcdefg* ტეხილი). უნდა აღვნიშნოთ, რომ 5.14 ნახაზი შესრულებულია უმასშტაბოდ.

$p-p$ წირი გვიჩვენებს, რომ მილსადენის გაფართოებისას წნევა იზრდება მიუხედავად დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგისა უეცარ გაფართოებაზე (ეს ხდება სიჩქარითი დაწნევის შემცირების ხარჯზე). ვხედავთ აგრეთვე, რომ მილსადენის შევიწროებით წნევა ეცემა.

ჰიდროდინამიკური დაწნევის $H-H$ წირის ასაგებად საკმარისია პიეზომეტრული $p-p$ წირის ზემოთ გადავზომოთ სათანადო სიჩქარითი დაწნევის სიმაღლეები (I უბანზე — $v_1^2/2g$, II უბანზე — $v_2^2/2g$ და III უბანზე — $v_3^2/2g$).

ამოცანა 5.4. მიმდევრობით შეერთებული ორი სხვადასხვა დიამეტრის მქონე პორიზონტალური თუჯის მილსადენით წყალი მიედინება დაბნული სადაწნეო A რეზერვუარიდან ღია B რეზერვუარში (გამოდინება ღონის ქვეშ); ამ რეზერვუარებში შენარჩუნებულია წყლის მუდმივი დონეები (ნახ. 5.15).

განვსაზღვროთ ამ მილსადენების Q ხარჯი და ავავოთ ჰიდროდინამიკური დაწნევის (სრული დაწნევის) $H-H$ და პიეზომეტრული $p-p$ წირები შემდეგი მონაცემების მიხედვით: წყლის დაწნევა (სიღრმე) სადაწნეო A რეზერვუარში მილსადენების პორიზონტალური $S-S$ ღერძის მიმართ $H_A = 2,0$ მ, აბსოლუტური წნევა A რეზერვუარში წყლის თავისუფალ ზედაპირზე $p_1 = 2,4$ ატ, წყლის დაწნევა (სიღრმე) ღია B რეზერვუარში ($S-S$ ღერძის მიმართ) $H_B = 6,0$ მ, პირველი მილსადენის სიგრძე (ან შედგენილი მილსადენის პირველი უბნის სიგრძე) $L_1 = 30$ მ და დიამეტრი $d_1 = 0,15$ მ (150 მმ), ხოლო მეორე მილსადენის (მეორე უბნის) სიგრძე $L_2 = 40$ მ და დიამეტრი $d_2 = 0,30$ მ (300 მმ). თუჯის შედგენილი მილსადენი დიდი ხანია ექსპლუატაციაში.

ამოცანა 5.4. ბერნულის განტოლების გამოყენების მიზნით, საანგარიშო კვეთებად, შესაბამისად, ავირჩიოთ A და B რეზერვუარებში

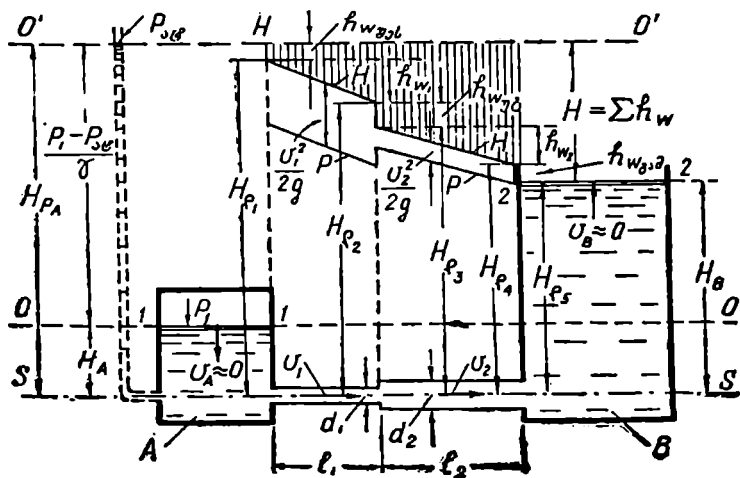
წყლის თავისუფალ ზედაპირებთან შეთავსებული 1—1 და 2—2 კვეთები. საფარდი $O-O$ სიბრტყის მაღლივი მდებარეობა შეეკუთვნება A რეზერვუარში წყლის თავისუფალ ზედაპირს, ე. ი. იგი გავატაროთ 1—1 კვეთზე (ნახ. 5.15).

ბერნულის განტოლება აღნიშნული კვეთებისათვის (1—1 და 2—2). საფარდი $O-O$ სიბრტყის მიმართ ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \sum h_w, \quad (5.86).$$

სადაც $\sum h_w$ — ყველა სახის დაწნევის დანაკარგების ჯამია.

დავადგინოთ (5.86) განტოლების თითოეული წევრის მნიშვნელობა $z_1 = 0$, $p_1/\gamma = \frac{2,4 \text{ (კგდ/სმ}^3\text{)}}{0,001 \text{ (კგდ/სმ}^3\text{)}} = 2400 \text{ სმ} = 24 \text{ მ}$, მოძრაობის სიჩქარე-



ნახ. 5.15.

ებო 1—1 და 2—2 კვეთებში (A და B რეზერვუარებში წყლის თავისუფალ ზედაპირებზე) $v_1 = v_A \approx 0$ და $v_2 = v_B \approx 0$, $z_2 = H_B - H_A$ და $p_1/\gamma = p_{აბ}/\gamma = \frac{10 \text{ (ტდ/მ}^3\text{)}}{1,0 \text{ (ტდ/მ}^3\text{)}} = 10 \text{ მ}$. ამ მნიშვნელობათა შეტანით (5.86) განტოლებაში მივიღებთ

$$\frac{p_1}{\gamma} = (H_B - H_A) + \frac{p_{აბ}}{\gamma} + \sum h_w$$

$$\left(H_A + \frac{p_1 - p_{\text{ატ}}}{\gamma}\right) - H_B = \Sigma h_w;$$

მაგრამ (იხ. ნახ. 5.15)

$$\left(H_A + \frac{p_1 - p_{\text{ატ}}}{\gamma}\right) - H_B = H,$$

სადაც H არის პიეზომეტრულ დაწნევათა სხვაობა A და B რეზერვუარებს შორის მილსადენის $S-S$ ღერძთან შეთავსებული საფარდი სიბრტყის მიმართ $H = H_{p_A} - H_{p_B}$, სადაც $H_{p_B} = H_B$.

ამრიგად, (5.86) განტოლებიდან საბოლოოდ მივიღებთ შემდეგ ძირითად საანგარიშო ფორმულას:

$$H = \Sigma h_w. \quad (5.87)$$

დაწნევათა სხვაობა (ე. წ. მოქმედი დაწნევა)

$$\begin{aligned} H &= H_{p_A} - H_{p_B} = \left(H_A + \frac{p_1 - p_{\text{ატ}}}{\gamma}\right) - H_B = \\ &= \left(\frac{24 - 10}{1,0} + 2,0\right) - 6,0 = 10 \text{ მ, ე. ი. } H = 10 \text{ მ} \end{aligned}$$

(აქ მივიღეთ $p_1 = 24$ ტძ/მ², $p_{\text{ატ}} = 10$ ტძ/მ² და $\gamma = 1,0$ ტძ/მ³).

ძირითადი (5.87) განტოლება გვიჩვენებს, რომ დაწნევათა H სხვაობა მთლიანად იხარჯება ჰიდრავლიკურ წინაღობათა დაძლევაზე მილსადენში წყლის მოძრაობისას A -დან B რეზერვუარამდე.

ახლა განვსაზღვროთ ყველა სახის დაწნევის დანაკარგები განსახილველ მილსადენებში (შედგენილი მილსადენის ორივე უბანზე). დაწნევის დანაკარგები გამოვსახოთ მილსადენის მეორე უბანზე მოძრაობის საშუალო v , სიჩქარის მიხედვით, რისთვისაც მხედველობაში მივიღოთ, რომ სითხის უწყვეტობის ჰიდრავლიკური განტოლების თანახმად,

$$\frac{v_1^2}{2g} = \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \frac{v_2^2}{2g} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4 \frac{v_2^2}{2g};$$

აქ w_1 და w_2 -ით აღნიშნულია შედგენილი მილსადენის შესაბამისი უბნების ცოცხალი კვეთის ფართობები ($w_1 = \pi d_1^2/4$ და $w_2 = \pi d_2^2/4$).

დაწნევის დანაკარგი მილსადენის თითოეული უბნის სიგრძეზე განსაზღვრით დარსი-ვეისბახის (5.48) ფორმულით, დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები — ვეისბახის (5.65) ფორმულით, ხოლო λ კოეფიციენტი — დარსის (5.61) მიახლოებითი ფორმულით.

1) დაწნევის დანაკარგი მილსადენის პირველი უბნის l_1 სიგრძეზე

$$h_{W_{l_1}} = \lambda_1 \frac{l_1}{d_1} \frac{v_1^3}{2g} = 0,023 \frac{30}{0,15} \frac{v_1^3}{2g} = 4,60 \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4 \frac{v_2^3}{2g} =$$

$$= 4,60 \left(\frac{0,3}{0,15} \right)^4 \frac{v_2^3}{2g} = 73,60 \frac{v_2^3}{2g};$$

აქ λ_1 კოეფიციენტი განესაზღვრეთ (5.61) ფორმულით

$$\lambda_1 = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40 \cdot 0,15} \right) = 0,023;$$

2) დაწნევის დანაკარგი მილსადენის მეორე უბნის l_2 სიგრძეზე, ($\lambda_2 = 0,022$)

$$h_{W_{l_2}} = 0,022 \frac{40}{0,3} \frac{v_2^3}{2g} = 2,93 \frac{v_2^3}{2g};$$

3) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი A რეზერვუარიდან ნაკადის მილსადენში შესვლაზე ($\zeta_{\text{ავს}} = 0,5$)

$$h_{W_{\text{ავს}}} = \zeta_{\text{ავს}} \frac{v_1^3}{2g} = 0,5 \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4 \frac{v_2^3}{2g} = 0,5 \cdot 16,0 \frac{v_2^3}{2g} = 8,0 \frac{v_2^3}{2g};$$

4) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი უეცარ გაფართოებაზე მილსადენის პირველ უბნიდან მეორეზე გადასვლისას ($\zeta''_{\text{გაფ.}}$ განისაზღვრება ბორდას ფორმულის მიხედვით, შესწორების გარეშე)

$$h_{W_{\text{გაფ.}}} = \zeta''_{\text{გაფ.}} \frac{v_2^3}{2g} = \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} - 1 \right)^2 \frac{v_2^3}{2g} = \left[\left(\frac{d_2}{d_1} \right)^2 - 1 \right]^2 \frac{v_2^3}{2g} =$$

$$= \left[\left(\frac{0,30}{0,15} \right)^2 - 1 \right]^2 \frac{v_2^3}{2g} = 9,0 \frac{v_2^3}{2g};$$

5) დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი ნაკადის გამოსვლაზე მილსადენის მეორე უბნიდან B რეზერვუარში ($\zeta_{\text{გაგ}} = 1,0$):

$$h_{W_{\text{გაგ}}} = \zeta_{\text{გაგ}} \frac{v_2^3}{2g} = 1,0 \frac{v_2^3}{2g}.$$

ყველა სახის დაწნევის დანაკარგების ჯამი

$$\Sigma h_{W'} = \zeta_{\text{სისტ}} \frac{v_2^3}{2g} = (73,60 + 2,93 + 8,0 + 9,0 + 1,0) \frac{v_2^3}{2g} =$$

$$= 94,53 \frac{v_2^3}{2g}. \quad (5.88)$$

აქ სისტემის წინაღობის კოეფიციენტი $\zeta_{\text{სისტ}} = 94,53$ განსაზღვრულია

მილსადენის მეორე უბანზე მოძრაობის საშუალო v_2 სიჩქარის მიხედვით (შესაბამისი სიჩქარიით დაწნევის მიხედვით).

(5.87) გამოსახულება გადავწეროთ (5.88)-ის მხედველობაში მიღებით, გვექნება

$$H = \zeta_{\text{სისტ}} \frac{v_2^3}{2g}.$$

აქედან განისაზღვრება მილსადენის მეორე უბნიდან B რეზერვუარის ღონის ქვეშ ნაკადის გამოღინების v_2 სიჩქარე

$$v_2 = \frac{1}{\sqrt{\zeta_{\text{სისტ}}}} \sqrt{2gH} = \varphi_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}; \quad (5.89)$$

აქ $\varphi_{\text{სისტ}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_{\text{სისტ}}}} = \frac{1}{\sqrt{\sum \zeta_i + \sum \zeta_{\text{დფ}}}}$, ე. წ. სისტემის სიჩქარის კოეფიციენტი (იგი ამ სისტემის ხარჯის $\mu_{\text{სისტ}}$ კოეფიციენტის ტოლია).

(5.89)-ში შევიტანოთ სიდიდეთა სათანადო მნიშვნელობები, მივიღებთ

$$v_2 = \frac{1}{\sqrt{94,53}} \sqrt{19,62 \cdot 10,0} = 1,441 \text{ მ/წმ},$$

მილსადენის ხარჯი კი

$$Q = v_2 \omega_2 = \omega_2 \mu_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}, \quad (5.90)$$

ე. ი. მივიღეთ (5.85) ფორმულის ანალოგიური ხარჯის ფორმულა მილსადენიდან ღონის ქვეშ გამოღინების შემთხვევისათვის; ამრიგად,

$$Q = v_2 \omega_2 = 1,441 \frac{\pi d_2^3}{4} = 1,441 \cdot 0,07065 = 0,102 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 102 \text{ ლ/წმ}.$$

ჰიდროდინამიკური დაწნევის $H-H$ წირის აგების მიზნით, განვსაზღვროთ სიჩქარიით დაწნევის სიმაღლეები მილსადენის ორივე უბნისათვის და ცალკეულ დაწნევის დანაკარგების რიცხვითი მნიშვნელობები. სიჩქარიით დაწნევის სიმაღლეები

$$\frac{v_2^3}{2g} = \frac{1,441^3}{19,62} = 0,106 \text{ მ}$$

და

$$\frac{v_1^3}{2g} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4 \frac{v_2^3}{2g} = 16,0 \cdot 0,106 = 1,69 \text{ მ}.$$

ცალკეული დაწნევის დანაკარგების რიცხვითი მნიშვნელობები ტოლია

$$1) h_{W_{l_1}} = 73,60 \frac{v_1^3}{2g} = 73,60 \cdot 1,69 = 124,38 \text{ მ};$$

$$2) h_{W_{l_1}} = 2,93 \frac{v_2^2}{2g} = 2,93 \cdot 0,106 = 0,311 \text{ მ};$$

$$3) h_{W_{\text{ავს}}} = 8,0 \frac{v_1^2}{2g} = 8,0 \cdot 0,106 = 0,848 \text{ მ};$$

$$4) h_{W_{\text{კა}}} = 9,0 \frac{v_2^2}{2g} = 9,0 \cdot 0,106 = 0,954 \text{ მ};$$

$$5) h_{W_{\text{გაგ}}} = 1,0 \frac{v_2^2}{2g} = 1,0 \cdot 0,106 = 0,106 \text{ მ}.$$

ყველა სახის დაწნევის დანაკარგების ჯამი

$$\Sigma h_W = 10,021 \text{ მ}.$$

ჩატარებული გაანგარიშების სისწორე შევამოწმოთ ძირითადი (5.87) განტოლებით, რისთვისაც მხედველობაში მივიღოთ, რომ პიეზომეტრულ დაწნევათა სხვაობა განსაზღვრულ რეზერვუარებს შორის $H=10$ მ მოცემული სიდიდეა. ამრიგად, (5.87) გამოსახულების მიხედვით

$$H = \Sigma h_W = 10,021 \approx 10 \text{ მ}.$$

შემოწმებამ გვაჩვენა, რომ გაანგარიშება ჩატარებულია საკმაოდ პრაქტიკული სიზუსტით, ვინაიდან ცდომილება (0,021 მ, ან 2,1 სმ) ძალზე მცირე სიდიდისაა (0,21 %);

ჰიდროდინამიკური დაწნევის $H-H$ წირის ასაგებად განესაზღვროთ დაწნევის სიდიდეები ცვლადი დიამეტრის მქონე მილსადენის სათანადო კვეთებში

1) ჰიდროდინამიკური დაწნევა მილსადენის შესასვლელ კვეთში მილსადენის $S-S$ ღერძის მიმართ (ამ ღერძთან შეთავსებული საფარდი სფერტყის მიმართ)

$$H_{\text{ე}_1} = \left(H_A + \frac{p_1 - p_{\text{ატ}}}{\gamma} \right) - h_{W_{\text{ავს}}} = 16,0 - 0,848 = 15,152 \text{ მ};$$

2) დაწნევა მილსადენის პირველი უბნის ბოლო კვეთში

$$H_{\text{ე}_2} = H_{\text{ე}_1} - h_{W_{l_1}} = 15,152 - 7,802 = 7,35 \text{ მ};$$

3) დაწნევა მილსადენის მეორე უბნის საწყის კვეთში

$$H_{\text{ე}_3} = H_{\text{ე}_2} - h_{W_{\text{კა}}} = 7,350 - 0,954 = 6,396 \text{ მ};$$

4) დაწნევა მილსადენის მეორე უბნის ბოლო (გამოსასვლელ) კვეთში

$$H_{\text{ე}_4} = H_{\text{ე}_3} - h_{W_{l_2}} = 6,396 - 0,311 = 6,085 \text{ მ};$$

5) დაწნევა მილსადენის მეორე უბნის გამოსასვლელ კვეთში B რეზერვუარის მხრიდან

$$H_{\text{ვ}_2} = H_{\text{ვ}_1} - h_{\text{ვ}_2} = 6,085 - 0,106 = 5,979 \text{ მ} \approx H_B = 6,0 \text{ მ},$$

ე. ი. მივიღეთ იგივე ცდომილება (0,021 მ), რაც ზემოთ ჩატარებული შემოწმებისას (ვინაიდან $H_B = 6,0$ მ მოცემული სიდიდეა).

ჰიდროდინამიკური დაწნევის $H-H$ ტეხილი წირი გამოსახულია. 5.15 ნახაზზე (ეს ნახაზი შესრულებულია უმასშტაბოდ).

პიეზომეტრული $p-p$ წირის ასაგებად განვსაზღვროთ მილსადენის $S-S$ ღერძის მიმართ პიეზომეტრული სიმაღლეები მილსადენის სათანადო კვეთებში:

$$1) h_{p_1} = H_{\text{ვ}_1} - \frac{v_1^2}{2g} = 15,152 - 1,69 = 13,462 \text{ მ};$$

$$2) h_{p_2} = H_{\text{ვ}_2} - \frac{v_2^2}{2g} = 7,350 - 1,69 = 5,660 \text{ მ};$$

$$3) h_{p_3} = H_{\text{ვ}_3} - \frac{v_3^2}{2g} = 6,396 - 0,106 = 6,290 \text{ მ};$$

$$4) h_{p_4} = H_{\text{ვ}_4} - \frac{v_4^2}{2g} = 6,085 - 0,106 = 5,979 \approx H_B = 6,0 \text{ მ}.$$

პიეზომეტრული $p-p$ ტეხილი წირი გამოსახულია 5.15 ნახაზზე.

პიეზომეტრი

სადაწნეო მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება

საინჟინრო პრაქტიკის უმეტეს შემთხვევებში სითხის სადაწნეო მოძრაობა ცილინდრულ მილსადენებში დამყარებული (მოქმედი დაწნევა $H = \text{const}$) და თანაბარია (მის მთელ სიგრძეზე ან ცალკეულ უბნებზე, $d = \text{const}$); მოძრაობის რეჟიმი ასეთ მილსადენებში უმეტესად ტურბულენტურია და ექვემდებარება წინაღობის კვადრატულ ზონას (კანონს). ამიტომ განსახილველ თავში ჩვენ შევეხებით სადაწნეო მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საკითხებს ძირითადად იმ შემთხვევებისათვის, როდესაც დამყარებული და თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობა მილსადენებში უპასუხებს წინაღობის კვადრატულ კანონს.

თუ მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმი მილსადენში უპასუხებს წინაღობის გარდამავალ ან ჰიდრაულიკურად გლუვკედლიან ზონებს, მა-

თი ჰიდრაულიკური გაანგარიშების მეთოდითაა არსებითად დარჩება იგივე, რაც წინალობის კვადრატული ზონისათვის, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ დაწნევის დანაკარგების დადგენისას უკვე აღარ იქნება მართებული შეზის განტოლებაზე დაყრდნობა და ეს დანაკარგები უნდა განისაზღვროს მხოლოდ დარსი-ვეისბახის (5.48) ფორმულით (ცხადია, ლკოფეციენტის სათანადო ფორმულებით განსაზღვრის შემდეგ).

ლამინარული მოძრაობა ცალკეულ მილსადენებში და მათ სისტემებში იშვიათად გვხვდება და ამიტომ მას ამ თავში არ შეეხებით.

§ 6.1. მილსადენების კლასიფიკაცია

სადაწნეო მილსადენების დაპროექტებისათვის აუცილებელია მათი ჰიდრაულიკური გაანგარიშება. იგი ძირითადად მდგომარეობს მოცემული ხარჯის შემთხვევაში მილსადენის დიამეტრისა და დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრაში ან მილსადენის მოცემული ზომებისას მისი გამტარობის (ხარჯის) დადგენაში.

დაწნევის საერთო (ჯამური) დანაკარგები მილსადენებში განისაზღვრება მათ სიგრძეზე და ადგილობრივ წინალობებზე დანაკარგების ართმეტიკული შეჯამებით (თუ ადგილობრივ წინალობათა შორის უბნებზე ნაკადი ასწრებს სტაბილიზებას). აღნიშნული დანაკარგების სიდიდეებს შორის თანაფარდობის მიხედვით ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას განსხვავებენ მოკლე და გრძელ მილსადენებს.

მოკლე ეწოდება მცირე სიგრძის მილსადენებს, რომელთაც აქვთ ადგილობრივ წინალობათა საკმაოდ დიდი რიცხვი და დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები შეადგენს სიგრძეზე დანაკარგების არა ნაკლებ $5 \div 10\%$ -ს. გრძელი ეწოდება შედარებით დიდი სიგრძის მილსადენებს, რომლებშიც დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები სიგრძეზე დანაკარგებთან შედარებით პრაქტიკულად უმნიშვნელოა და შეადგენს ამ უკანასკნელის 5% -ზე ნაკლებ სიდიდეს. გრძელ მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას ადგილობრივი დანაკარგები ცალკე არ განიხილება და მათი სიდიდე ჯამურ დანაკარგებში აიღება სიგრძეზე დანაკარგების გარკვეული პროცენტის სახით ($5 \div 10\%$ -მდე); ზოგ შემთხვევაში (ძალზე გრძელ წყალსადენის მაგისტრალურ მილსადენებში) დასაშვებია ადგილობრივი დანაკარგების სრული უგულებელყოფა.

მოკლე მილსადენებს მიეკუთვნება ტუმბოების შემწოვი მილები, სიფონები, დიუქერები, სხვადასხვა ტიპის ჰიდრაულიკური დანადგარების ზეთის სადინარები და სხვ. გრძელ მილსადენებს — წყალსადენის მაგისტრალური მილები, ნავთობისა და გაზის სადინარები, ენერგეტიკული სადაწნეო გვირაბები და სხვ.

გრძელი მილსადენები, მუშაობის ჰიდრაულიკური სქემისა და პი-

რობების მიხედვით, იყოფა მარტივ და რთულ მილსადენებად. მარტივ მილსადენებს არ აქვს განშტოებანი და ხასიათდება მუდმივი დიამეტრით და სითხის სატრანზიტო ხარჯით; განსხვავებული დიამეტრის მქონე, მიმდევრობით შეერთებული ცილინდრული მილებისაგან შედგენილი მილსადენი აგრეთვე ჩაითვლება მარტივ მილსადენად. რთულ მილსადენებს აქვს განშტოებანი და ამიტომ მილსადენის გასწვრივ სითხის ხარჯი ცვლადია. რთულ მილსადენებს ეკუთვნის აგრეთვე მილსადენი, რომელიც შეიცავს პარალელურად შეერთებულ რამდენიმე ხაზს (მილსადენის განშტოებას); ასეთი მილსადენის პარალელურ ხაზებად განშტოებისა და შეერთების საკვანძო წერტილებში (კვეთებში) სითხის ხარჯი მუდმივია. მარტივი და რთული მილსადენების ცალკეულ სახეებს განვიხილავთ მომდევნო პარაგრაფებში.

საინჟინრო პრაქტიკაში გავრცელებულია რთული მილსადენების ქსელების ორი ძირითადი სახეობა: ჩიხური მილსადენები, რომლებიც შეიცავს მაგისტრალურ მილებს გვერდითი განშტოებებით, და რგოლური მილსადენები, რომლებიც შეიცავს მილსადენების ერთ ან რამდენიმე ჩაკეტილ (დახშულ) რგოლს. რგოლური მილსადენის უპირატესობაა განსახილველ ობიექტზე სითხის მიწოდების შესაძლებლობა რამდენიმე ხაზით (ძაფით). ცხადია, რგოლური მილსადენის რომელიმე ხაზის დაზიანების ან შეკეთების შემთხვევებში წყლის მიწოდება ობიექტზე არ შეწყდება (წყალი მიეწოდება დანარჩენი ხაზებიდან).

უნდა აღინიშნოს, რომ სითხის მოძრაობა სადაწნეო მილსადენებში შეიძლება ხდებოდეს როგორც მუდმივი, ე. წ. სატრანზიტო ხარჯით, ისე ცვლადი ხარჯით, ანუ ხარჯის გაცემით (ან შემოერთებით) მილის გასწვრივ.

§ 6.2. გრძელი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საფუძვლები (საანგარიშო განტოლებები და პარამეტრები)

გრძელი სადაწნეო მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისათვის მოძრაობის თანაბარი ტურბულენტური რეჟიმისას (წინალობის კვადრატულ ზონაში) ფართოდ გამოიყენება ბერნულის (4.37) და შეზის (5.36) განტოლებები. შეზის განტოლების მიხედვით განისაზღვრება სითხის ხარჯი მილსადენში (5.37)

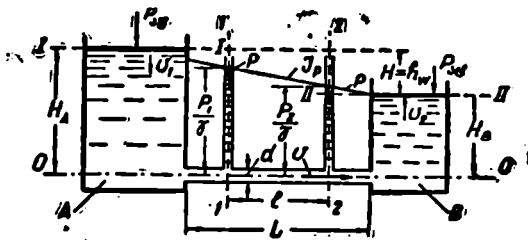
$$Q = \omega v = \omega C \sqrt{RI}.$$

გრძელი მილსადენების გაანგარიშებისას ცალკეული სახის დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების განსაზღვრა მათი შედარებითი სიმცირის გამო საკირო არ არის. დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგების საანგარიშოდ

გამოიყენება, როგორც დარსი-ვეისბახის, ე. ი. წყალსადენის პირველი (5.48), ისე წყალსადენის მეორე (5.52) ფორმულები

$$h_W = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g} \quad \text{და} \quad h_W = \alpha l \frac{Q^3}{d^5}.$$

განვიხილოთ სითხის დამყარებული და თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობა A და B რეზერვუარების შემაერთებელ მუდმივი d დიამეტრის მქონე გრძელ მარტივ მილსადენში (ნახ. 6.1). შევადგინოთ ბერნულის განტოლება რეზერვუარებში სითხის დონეებთან შეთავსებული I—I და II—II კვეთებისათვის მილსადენის ღერძზე გატარებული $O—O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ



ნახ. 6.1.

$$H_A + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = H_B + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_W.$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ იმას, რომ რეზერვუარების თავისუფალი ზედაპირების ფართობების მნიშვნელოვანი სიდიდისას $\alpha_1 v_1^2/2g \approx 0$, $\alpha_2 v_2^2/2g \approx 0$ და $H_A - H_B = H$ — ღონეთა სხვაობაა რეზერვუარებს შორის, მაშინ ბერნულის განტოლებიდან მივიღებთ

$$H = h_W. \quad (6.1)$$

ამრიგად, ღონეთა H სხვაობა, ანუ ე. წ. მილსადენის მოქმედი დაწნევა, მილსადენიდან სითხის დონის ქვეშ (არათავისუფალი) გამოდინებისას, მთლიანად იხარჯება მილსადენში ჰიდრავლიკურ წინააღობათა დაძლევაზე, ე. ი. მოქმედი H დაწნევა სითხის დონის ქვეშ გამოდინებისას დაწნევის ჯამური h_W დანაკარგის ტოლია (სახელდობრ, სიგრძეზე დანაკარგის ტოლია).

(6.1) განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$H = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g} = \zeta_l \frac{v^3}{2g},$$

მაშინ გრძელი მილსადენიდან სითხის ღონის ქვეშ გამოდინებისას მილსადენში საშუალო სიჩქარისათვის მივიღებთ

$$v = \frac{1}{\sqrt{\lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_1}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH},$$

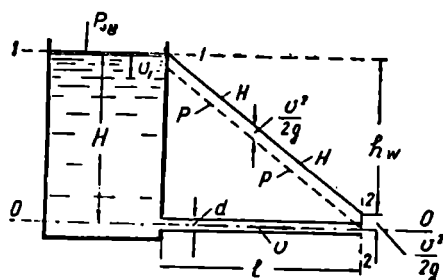
სადაც სიჩქარის კოეფიციენტი

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{\zeta_1}}.$$

მილსადენის ხარჯი Q ($Q = v\omega$)

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}, \quad (6.1')$$

სადაც $\mu = \varphi$ არის ხარჯის კოეფიციენტი.



ნახ. 6.2.

გრძელი მილსადენიდან სითხის ატმოსფეროში გამოდინების (თავისუფალი გამოდინების) შემთხვევაში (ნახ. 6.2) მიზანშეწონილია ბერნულის განტოლების შედგენა რეზერვუარის 1—1 და მილსადენის გამოსასვლელი 2—2 კვეთებისათვის მილსადენის ღერძთან შეთავსებული ჰორიზონტალური O—O საფარდი სიბრტყის მიმართ, ე. ი.

$$H + \frac{p_{at}}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = 0 + \frac{p_{at}}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_w;$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\alpha_1 v_1^2 / 2g \approx 0$, $\alpha_2 \approx 1,0$ და $v_2 = v$ — საშუალო სიჩქარის სიდიდეა მუდმივი დამტკიცების მილსადენში, საბოლოოდ მივიღებთ

$$H = h_w + \frac{v^2}{2g}. \quad (6.2)$$

როგორც ვხედავთ, მილსადენიდან ატმოსფეროში სითხის გამოდინებისას მილსადენის სრული H დაწნევა იხარჯება როგორც ჰიდრავლიკურ წინააღობათა დაძლევაზე, ისე საშუალო v სიჩქარის შესაბამისი

სიჩქარითი დაწნევის განვითარებაზე მილსადენში (მის გამო-
სასვლელ 2—2 კვეთში).

(6.2) განტოლება გადავწეროთ გაშლილი სახით

$$H = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^3}{2g} + \frac{v^3}{2g} = \left(1 + \lambda \frac{l}{d}\right) \frac{v^3}{2g},$$

აქედან ატმოსფეროში გამოდინების შემთხვევისათვის მივიღებთ

$$v = \frac{1}{\sqrt{1 + \lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_i}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH},$$

სადაც

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_i}}.$$

ხარჯისათვის კი გვექნება

$$Q = \mu a \sqrt{2gH},$$

სადაც $a = \pi d^2/4$ არის მილსადენის ცოცხალი კვეთის ფართობი, ხოლო $\mu = \varphi$ — ხარჯის კოეფიციენტი.

ახლა დავუბრუნდეთ (6.1) ნახაზზე გამოსახულ სქემას და შევადგინოთ ბერნულის განტოლება მილსადენის 1—1 და 2—2 კვეთებისთვის $O—O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ (მივიღოთ მხედველობაში, რომ $v_1 = v_2 = v$)

$$\frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} + h_W$$

აქ

$$h_W = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}.$$

ეს გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ პიეზომეტრულ სიმაღლეთა (დაწნევათა) სხვაობა მილსადენის მუდმივდიამეტრიან l უბანზე იხარჯება ჰიდრაულიკურ წინაღობათა დაძლევაზე. გარდა ამისა, თუ მივიღებთ მხედველობაში იმას, რომ მილსადენისათვის, რომლის დიამეტრი $d = \text{const}$ და სითვის ხარჯი $Q = \text{const}$, წყალსადენის მეორე ფორმულაში შემავალი გამოსახულება $a Q^2/d^5 = A$ წარმოადგენს შუღმივ სიდიდეს, მაშინ გვექნება

$$h_W = a l \frac{Q^2}{d^5} = A l, \quad (6.3)$$

ხოლო საშუალო პიეზომეტრული ქანობი, რომელიც თანაბარი მოძრაობისას ჰიდრაულიკური ქანობის ტოლია, გამოისახება შემდეგი თანაფარდობით:

$$J_p = \frac{p_1 - p_2}{\gamma l} = \frac{h_W}{l} = A = \text{const}. \quad (6.4)$$

(6.4) გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ გრძელ მილსადენებში დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების უგულვებელყოფისას წნევის განაწილება მილსადენის გასწვრივ ექვემდებარება წრფივ კანონს, ე. ი. პიეზომეტრული I , p კანობი მუდმივია და პიეზომეტრული $p-p$ წირი წარმოადგენს წრფეს (ნახ. 6.1 და 6.2). თუმარტივი გრძელი მილსადენი შედგება მიმდევრობით შეერთებული განსხვავებული დიამეტრის მილებისაგან, მაშინ შედგენილი მილსადენის გასწვრივ დაწნევის ჯამური Σh_w დანაკარგი განაწილება არათანაბრად და პიეზომეტრული წირი გამოსახება წრფივუბნებიანი ტეხილი წირით.

დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრისათვის გრძელი მილსადენების ცალკეულ უბნების სიგრძეზე და აგრეთვე სხვა ჰიდრავლიკური გაანგარიშებისას ფართოდაა გამოყენებული ხარჯის მახასიათებლისა (ხარჯის მოდულის) და მილსადენის გამტარობის ცნებები (საანგარიშო პარამეტრები).

შეზის განტოლებიდან ვღებულობთ

$$\frac{Q}{\sqrt{I}} = \omega C \sqrt{R}.$$

მუდმივი ω კვეთის მილსადენისათვის მუდმივია აგრეთვე C და R სიდიდეები; ამიტომ მუდმივი იქნება აგრეთვე სიდიდე

$$K = \frac{Q}{\sqrt{I}} = \omega C \sqrt{R}, \quad (\text{მ}^3/\sqrt{\text{მ}}). \quad (6.5)$$

K სიდიდეს მილსადენის ხარჯის მახასიათებელი, ანუ ხარჯის მოდული ეწოდება. ვინაიდან I კანობი უგანზომილებო სიდიდეა, ამიტომ ხარჯის მახასიათებლებს აქვს სითხის ხარჯის განზომილება, იგი გამოსახავს განსაზღვრული მილსადენის ხარჯს, როცა $I = 1,0$ (ე. ი. ახასიათებს მილსადენის გამტარობას).

მიღებულ ალნიშვნის თანახმად,

$$Q = K \sqrt{I}. \quad (6.6)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ იმას, რომ წრიული კვეთის მილსადენისათვის $\omega = \pi d^2/4$, $R = d/4$, ხოლო C კოეფიციენტს განესაზღვრავთ ნ. პავლოვსკის ფორმულით, მაშინ ხარჯის მახასიათებლისათვის მივიღებთ

$$K = \omega C \sqrt{R} = \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{d}{4}} \frac{1}{n} R^{\frac{1}{2}};$$

თუ გავიხსენებთ აგრეთვე იმასაც, რომ y ხარისხის მაჩვენებელი, ნ. პავლოვსკის (5.39) ფორმულის თანახმად, დამოკიდებულია ხორკლიანობის

(სიმქისის) π კოეფიციენტსა და ჰიდრაულიკურ R რადიუსზე და ე. ი. მილსადენის d დიამეტრზე— $y=f(\pi, d)$, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ კონკრეტული $\pi=\text{const}$ მნიშვნელობისას, ხარჯის K მახასიათებელი ფუნქციაა მხოლოდ მილსადენის d დიამეტრისა

$$K=f_1(d).$$

V დანართის ცხრილში მოცემულია K -ს მნიშვნელობები მილსადენების პრაქტიკაში ყველაზე მეტად გავრცელებული სტანდარტული დიამეტრებისათვის, როდესაც $\pi=0,012$. ამავე ცხრილში, გარდა C , λ , a და K მნიშვნელობებისა, მოცემულია $b=a/d^5=h_W/lQ^3=I/Q^3=1/K^3$ მნიშვნელობები (6.3), რომლებიც აგრეთვე გამოიყენება ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას. აღნიშნული პარამეტრების წიდილებები π -ის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის მოცემულია სპეციალურ ცხრილებში (იხ. ჰიდრაულიკური ცნობარები).

ხარჯის K მახასიათებელის გამოსახულება შევიტანოთ წყალსადენის მეორე ფორმულაში, რომელიც ასე შეიძლება გადავწეროთ

$$h_W=aI\frac{Q^3}{d^5}, \quad \frac{h_W}{l}=I=a\frac{Q^3}{d^5} \quad \text{და} \quad \frac{d^5}{a}=\frac{Q^3}{I}=K^3.$$

ამრიგად, მილსადენის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგის განსაზღვრისათვის წყალსადენის მეორე ფორმულის ნაცვლად მივიღებთ

$$h_W=\frac{lQ^3}{K^3}=blQ^3. \quad (6.7)$$

ამ ფორმულის გამოყენება ზოგჯერ მოსახერხებელია შემდეგი სახით:

$$h_W=\frac{l}{K^3}Q^3=SQ^3, \quad (6.8)$$

სადაც $S=l/K^3$ სიდიდე ახასიათებს l სიგრძის მილსადენის ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობას და მას წინააღმდეგობის ჰიდრაულიკური პარამეტრი იწოდება.

ამრიგად, (6.7) ფორმულიდან ხარჯისათვის გვაქვს

$$Q=K\sqrt[3]{\frac{h_W}{l}}, \quad (6.9)$$

ხოლო (6.8) ფორმულიდან

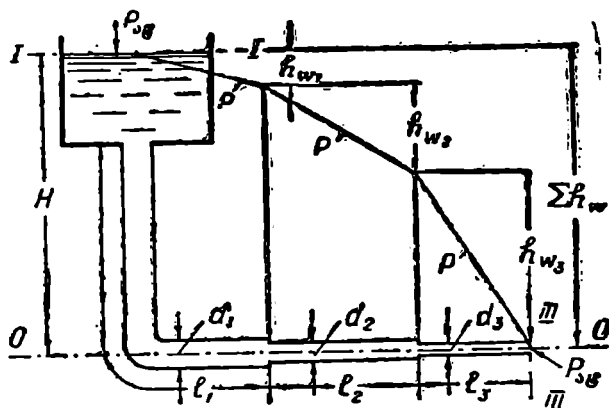
$$Q=\sqrt[3]{\frac{1}{S}}\sqrt[3]{h_W}=\frac{K}{\sqrt[3]{l}}\sqrt[3]{h_W}=P\sqrt[3]{h_W}, \quad (6.10)$$

სადაც $P = \sqrt{\frac{1}{S}} = \frac{K}{\sqrt{I}}$ სილიღე ახასიათებს მილსადენის გამტარობას და მას გამტარობის ჰიდრაულიკური პარამეტრი ეწოდება.

§ 6.3. მიმდევრობით შემერთებული გარეული პარტივი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება

მიმდევრობითი ეწოდება გრძელი პარტივი მილსადენების ისეთ შემერთებას (სისტემას), რომლის დროსაც სითხის მუდმივი ხარჯი მიედინება ერთი ძაფის სახით მიმდევრობით შემერთებული სხვადასხვა დიამეტრის მქონე მილებში (ნახ. 6.3).

ასეთი მილსადენის ცალკეული უბნების სიგრძეები (l_1 , l_2 და l_3) და სათანადო დიამეტრები (d_1 , d_2 და d_3) ცნობილია; ამიტომ შეგვიძლია



ნახ. 6.3.

განესაზღვროთ მილსადენის ამ უბნების ხარჯის მახასიათებლები (K_1 , K_2 და K_3).

მილსადენის თითოეული უბნის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრისათვის ვსარგებლობთ (6.7) ფორმულით

$$h_{w1} = \frac{l_1 Q^3}{K_1^3} ; h_{w2} = \frac{l_2 Q^3}{K_2^3} ; h_{w3} = \frac{l_3 Q^3}{K_3^3} .$$

შედგენილი მილსადენის მთელ სიგრძეზე დაწნევის ჯამური დანაკარგები განისაზღვრება მის ცალკეულ უბნებზე დაწნევის დანაკარგების შეჯამებით (აღვილობრივ დანაკარგებს მხედველობაში არ ვღებულობთ)

$$\Sigma h_{\Psi} = h_{\Psi_1} + h_{\Psi_2} + h_{\Psi_3}$$

ახ

$$\Sigma h_{\Psi} = \frac{l_1 Q^2}{K_1^3} + \frac{l_2 Q^2}{K_2^3} + \frac{l_3 Q^2}{K_3^3} = Q^2 \left(\frac{l_1}{K_1^3} + \frac{l_2}{K_2^3} + \frac{l_3}{K_3^3} \right), \quad (6.11)$$

საიდანაც

$$Q = \sqrt{\frac{1}{\frac{l_1}{K_1^3} + \frac{l_2}{K_2^3} + \frac{l_3}{K_3^3}}} \sqrt{\Sigma h_{\Psi}}. \quad (6.12)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ იმას, რომ $l/K^3 = S$ და $\sqrt{\frac{1}{S}} = P$, (6.12) გამოსახულება შეიძლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$Q = \sqrt{\frac{1}{S_1 + S_2 + S_3}} \sqrt{\Sigma h_{\Psi}} = \sqrt{\frac{1}{S_{\text{სიბ}}}} \sqrt{\Sigma h_{\Psi}} = P_{\text{სიბ}} \sqrt{\Sigma h_{\Psi}},$$

სადაც $S_{\text{სიბ}}$ და $P_{\text{სიბ}}$ არის მიმდევრობით შეერთებული მილსადენების სისტემის, შესაბამისად, წინალობა და გამტარობა.

ამრიგად, საბოლოოდ სითხის ხარჯისათვის გვაქვს

$$\boxed{Q = P_{\text{სიბ}} \sqrt{\Sigma h_{\Psi}}}. \quad (6.13)$$

სადინარის სიგრძეზე დაწნევის ჯამური დანაკარგებისათვის კი მივიღებთ

$$\Sigma h_{\Psi} = S_{\text{სიბ}} Q^2 = \frac{Q^2}{P_{\text{სიბ}}^2}, \quad (6.14)$$

სადაც

$$S_{\text{სიბ}} = \frac{l_1}{K_1^3} + \frac{l_2}{K_2^3} + \frac{l_3}{K_3^3}$$

და

$$P_{\text{სიბ}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{l_1}{K_1^3} + \frac{l_2}{K_2^3} + \frac{l_3}{K_3^3}}} = \sqrt{\frac{1}{S_{\text{სიბ}}}}.$$

მახლოებითი პიეზომეტრული წირის აგებისას უგულებელვყოფთ ცალკეული სახის დაწნევის ადგილობრივ დანაკარგებს და სიჩქარიით დაწნევის სიმალლეს მიმდევრობით შეერთებული მილსადენის სათანადო უბნებზე ($v_1^2/2g$, $v_2^2/2g$ და $v_3^2/2g$) მათი სიმცირის გამო; პიეზომეტრულ $p-p$ წირს, ჩვეულებრივ, უთავსებენ სრული დაწნევის $H-H$ წირს და

მას, გრძელი მილსადენების შემთხვევაში, პიეზომეტრულ წირს უწოდებენ. ასეთი მიახლოებითი პიეზომეტრული $p-p$ წირი გამოსახულია 6.3 ნახაზზე.

§ 6.4. გრძელი მარტივი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების პაპალითები

როგორც აღვნიშნეთ, გრძელი მარტივი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმისას (წინააღმდეგობის კვადრატულ კონიაში) მიზანშეწონილია ჩავატაროთ წყალსადენის მეორე ძირითადი ფორმულის გამოყენებით.

მილსადენის l სიგრძე, ჩვეულებრივ, ცნობილია, ხოლო ხორკლიანობის n კოეფიციენტის დასადგენად შეიძლება ვისარგებლოთ (5.1) ცხრილით. (5.52) ფორმულა ერთმანეთთან აკავშირებს h_w , d და Q სიდიდეებს და ამიტომ ერთ-ერთი მათგანის განსაზღვრისათვის უნდა იყოს ცნობილი ან უნდა დავეუშვათ ორი დანარჩენი სიდიდე. აღნიშნულის შესაბამისად ჰიდრაულიკური გაანგარიშების პრაქტიკაში გვხვდება შემდეგ სამი ძირითადი ამოცანა:

1) განისაზღვროს l სიგრძის მილსადენში სითხის Q ხარჯი, თუ ცნობილია მილსადენის d დიამეტრი და მის სიგრძეზე დაწნევის h_w დანაკარგი;

2) l სიგრძის მილსადენში უნდა განისაზღვროს დაწნევის h_w დანაკარგი, თუ ცნობილია Q და d სიდიდეები;

3) განისაზღვროს მილსადენის d დიამეტრი, რომელიც უზრუნველყოფს მოცემული Q ხარჯის გატარებას წინასწარ ცნობილი h_w და l სიდიდეებისას.

ამ ძირითადი ამოცანების გადაწყვეტა შეგვიძლია V დანართში მოცემული ცხრილის დახმარებით. თვალსაჩინოებისათვის განვიხილოთ რამდენიმე კონკრეტული მაგალითი.

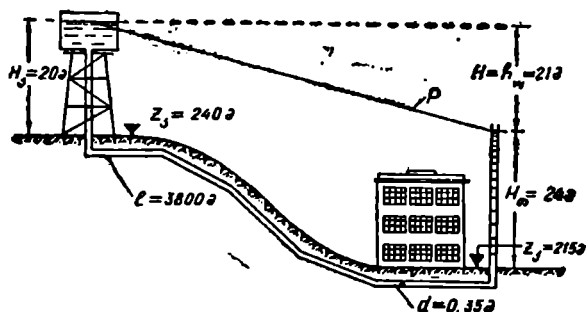
ამოცანა 6.1. სადაწნეო კოშკის რეზერვუარიდან $l=3800$ მ-ის სიგრძისა და $d=350$ მმ-ის სადაწნეო მილსადენით წყალი უნდა მივაწოდოთ ქარხანას, რომლის ტერიტორიაზე წყლის საჭირო დაწნევა, ანუ ე. წ. თავისუფალი დაწნევა (H_0) უნდა იყოს $H_0=24,0$ მ-ის ტოლი. განვსაზღვროთ მილსადენის Q ხარჯი შემდეგი მონაცემების მიხედვით (ნახ. 6.4): მიწის ზედაპირის ნიშნული სადაწნეო კოშკთან $z_1=240$ მ, წყლის ღონის სიმაღლე სადაწნეო კოშკის რეზერვუარში მიწის ზედაპირიდან $H_2=20,0$ მ, მიწის ზედაპირის ნიშნული ქარხნის ტერიტორიაზე $z_2=215$ მ, მილსადენის ხორკლიანობის კოეფიციენტი $n=0,012$.

ამოხსნა. Q ხარჯის განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ (6.9) ძირითადი ფორმულა.

V დანართის ცხრილიდან $d=350$ მმ-ისა და $n=0,012$ მნიშვნელობებისათვის დავადგინოთ ხარჯის K მახასიათებლის სიდიდე; ვპოულობთ $K=1,684$ (მ³/წმ).

დაწნევის h_w დანაკარგი (6.1) გამოსახულების საფუძველზე ტოლია სისტემის სრული მოქმედი დაწნევისა (დაწნევითა H სხვაობისა)

$$h_w = H = (z_a + H_a) - (z_b + H_b) = (240 + 20) - (215 + 24) = 21,0 \text{ მ};$$



ნახ. 6.4.

წყლის საძიებელი ხარჯი (6.9) ფორმულის თანახმად,

$$Q = K \sqrt{\frac{h_w}{l}} = 1,684 \sqrt{\frac{21,0}{3800}} = 0,125 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 125 \text{ ლ/წმ}.$$

ამოცანა 6.3. განესაზღვროთ (6.1) ამოცანის მონაცემების მიხედვით (ნახ. 6.4) სადაწნეო რეზერვუარში წყლის ღონის ისეთი H_3 სიმაღლე, რომელიც უზრუნველყოფს ქარხნისათვის $Q=140$ ლ/წმ წყლის ხარჯის მიწოდებას.

ამოხსნა. ვინაიდან მილსადენის დიამეტრი $d=350$ მმ და $n=0,012$, კვლავ $K=1,684$. დაწნევის h_w დანაკარგი მილსადენის სიგრძეზე (ანუ H მოქმედი დაწნევა) განესაზღვროთ (6.7) ფორმულით

$$h_w = H = \frac{lQ^2}{K^2} = \frac{3800 \cdot 0,140^2}{1,684^2} = 26,3 \text{ მ}.$$

ამრიგად, წყლის ღონის საძიებელი სიმაღლე წყალსადაწნეო კოშკში

$$H_3 = (z_b + H_b + H) - z_a = (215 + 24 + 26,3) - 240 = 25,3 \text{ მ}.$$

ამოცანა 6.8. შევარჩიოთ მილსადენის ისეთი d დიამეტრი, რომელიც მილსადენის $l=3000$ მ სიგრძისა და მოქმედი $H=h_w=26,0$ მ

დაწნევისას უზრუნველყოფს $Q=60$ ლ/წმ წყლის ხარჯის მიწოდებას მომხმარებელზე. დანარჩენი მონაცემები იგივეა, რაც (6.1) ამოცანაში (ნახ. 6.4).

ამოხსნა. (6.7) გამოსახულების მიხედვით განესაზღვროთ b სი-
დიდე

$$b = \frac{h_{\text{წ}}}{lQ^2} = \frac{26,0}{3000 \cdot 0,06^2} = 2,41.$$

V დანართის ცხრილის საშუალებით განესაზღვროთ b სიდიდის უახლოესი მნიშვნელობები (როგორც ვიცით, $b=d/d^2=f(d)$)

$$b=6,78, \text{ როცა } d=200 \text{ მმ.}$$

$$b=2,11, \text{ როცა } d=250 \text{ მმ.}$$

მოცემული $Q=60$ ლ/წმ წყლის ხარჯის გატარების უზრუნველყოფის მიზნით უნდა შევარჩიოთ მილსადენის სტანდარტული დიამეტრის უახლოესი მეტი მნიშვნელობა, სახელდობრ მივიღოთ $d=250$ მმ.

ამოცანა 6.4. წყლის მიწოდება მომხმარებელზე ხორციელდება მილსადენით, რომელიც შედგენილია სხვადასხვა სიგრძისა და დიამეტრის მქონე მიმდევრობით შეერთებული სამი მილსაგან (ნახ. 6.3): I— $l_1=1200$ მ და $d_1=350$ მმ, II— $l_2=800$ მ და $d_2=300$ მმ, III— $l_3=600$ მ და $d_3=250$ მმ. განესაზღვროთ დაწნევის ჯამური დანაკარგები მილსადენში (სიგრძეზე დანაკარგები), თუ მილსადენის წყლის ხარჯი $Q=60$ ლ/წმ, ხორკლიანობის კოეფიციენტი $\eta=0,012$.

ამოხსნა. მიმდევრობით შეერთებული მილებისაგან შედგენილი სისტემის წინალობა განესაზღვროთ ფორმულით

$$S_{\text{სისტ}} = \frac{l_1}{K_1^2} + \frac{l_2}{K_2^2} + \frac{l_3}{K_3^2}.$$

ხარჯის K_1 , K_2 და K_3 მახასიათებლები განესაზღვროთ V დანართის ცხრილის დახმარებით სათანადო d_1 , d_2 და d_3 დიამეტრების მიხედვით ($\eta=0,012$): $K_1=1,684$, $K_2=1,121$ და $K_3=0,692$, მაშინ

$$S_{\text{სისტ}} = \frac{1200}{1,684^2} + \frac{800}{1,121^2} + \frac{600}{0,692^2} = 2312,3.$$

დაწნევის საძიებელი ჯამური დანაკარგი განისაზღვრება (6.14) ფორმულით

$$\Sigma h_{\text{წ}} = S_{\text{სისტ}} \cdot Q^2 = 2312,3 \cdot 0,06^2 = 8,32 \text{ მ.}$$

განსახილველ მილსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება შეიძლება ჩატარდეს დაწნევის ე. წ. „ეკვივალენტური“ დანაკარგების

მეთოდითაც. სახელდობრ, მილსადენი, რომელიც შედგება სხვადასხვა დიამეტრის უბნებისაგან, პირობით უნდა შეიცვალოს მუდმივად. ე. წ. „ეკვივალენტური“ დიამეტრის მქონე ერთი მილსადენით ისე, რომ დაწნევის დანაკარგების სიდიდე ამ უკანასკნელში ტოლი იყოს (ეკვივალენტური) განსახილველი შედგენილი მილსადენის დაწნევის დანაკარგებისა.

გრძელი მარტივი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება იმ შემთხვევებში, როცა არ გვაქვს ცხრილები (V დანართის ცხრილის ანალოგიური), შეიძლება შემდეგი მეთოდით:

1) მილსადენის Q ხარჯის განსაზღვრისათვის მოცემული l , n , d და h_w სიდიდეებისას წინასწარ უნდა დავადგინოთ წინალობის a კოეფიციენტის მნიშვნელობა (5.51) ფორმულით

$$a = \frac{64n^3}{\pi^3 \left(\frac{d}{4}\right)^{2y}}$$

სადაც y ხარისხის მაჩვენებელი განისაზღვრება ნ. პავლოვსკის (5.39) ან. (5.40) ფორმულებით.

წყლის ხარჯი კი (5.52) ფორმულის თანახმად,

$$Q = \sqrt{\frac{h_w d^5}{al}}$$

2) დაწნევის h_w დანაკარგის განსაზღვრისათვის უშუალოდ ვიყენებთ წყალსადენის მეორე (5.52) ფორმულას; ცხადია, წინასწარ უნდა გამოვთვალოთ წინალობის a კოეფიციენტი (პირველი პუნქტის ანალოგიურად)

$$h_w = al \frac{Q^2}{d^5}$$

თუ გამოვიყენებთ წყალსადენის პირველ (5.48) ფორმულას, მაშინ წინასწარ უნდა განვსაზღვროთ წინალობის λ კოეფიციენტი (ი. ნიკურაძის ან ა. ალტშულის ფორმულებით).

3) მილსადენის d დიამეტრის განსაზღვრისათვის მოცემული l , Q და h_w სიდიდეების მიხედვით უნდა გამოვიყენოთ შემდეგი გრაფიკული ანალიზური ხერხი. როგორც ვიცით, b სიდიდისათვის გვაქვს

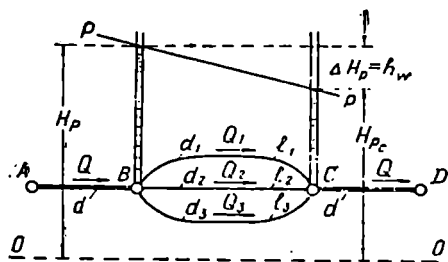
$$b = \frac{a}{d^5} = \frac{h_w}{lQ^2}$$

თუ დავუშვებთ d -ს რიგ მნიშვნელობებს და გამოვთვალოთ a/d^5 სი-

დიდის შესაბამის მნიშვნელობებს, შეგვიძლია ავაგოთ $d/d^* = f(d)$ გრაფიკი. ამ გრაფიკის საშუალებით $d/d^* = h_w/lQ^*$ მუდმივი (კერძო) მნიშვნელობისათვის განისაზღვრება მილსადენის საძირბელი d დიამეტრი.

§ 6.5. პარალელურად შემართებული ზრდილი რთული მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება

განვიხილოთ სამი პარალელური ძაფისაგან (ხაზისაგან) შედგენილი რთული მილსადენის სქემა (ნახ. 6.5). სითხის მოცემული მუდმივი Q ხარჯი უნდა მივაწოდოთ A პუნქტიდან D პუნქტს. გარკვეულ შუალედურ B წერტილში (კვანძში) ხდება საწყისი d დიამეტრის მქონე მილ-



ნახ. 6.5.

სადენის (მაგისტრალის) განშტოება სხვადასხვა დიამეტრისა (d_1, d_2, d_3) და სიგრძის (l_1, l_2, l_3) მქონე სამ პარალელურ ძაფად; C კვანძში ეს ძაფები იკრიბება და უერთდება საწყისი d დიამეტრის მქონე მილსადენს (CD მილსადენს).

განსახილველი სისტემის ჰიდრავლიკური გაანგა-

რიშების ერთ-ერთი ძირითადი ამოცანაა სითხის სატრანზიტო Q ხარჯის განაწილების განსაზღვრა პარალელურ ძაფებში (განშტოებებში), ე. ი. უნდა განვსაზღვროთ Q_1, Q_2 და Q_3 ხარჯების სიდიდეები.

იმის გამო, რომ პიეზომეტრული დაწნევის სიდიდეები საკვანძო B და C წერტილებში, ე. ი. H_{pB} და H_{pC} სიმაღლეები ყველა ძაფისათვის ერთი და იგივეა და როგორც ვიცით, ამ დაწნევათა სხვაობა (მოქმედი დაწნევა) $\Delta H_p = H_{pB} - H_{pC} = h_w$ გამოსახავს დაწნევის დანაკარგს B და C კვანძებს შორის (ნახ. 6.5), შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ დაწნევის დანაკარგი სისტემის თითოეულ ძაფში არის აგრეთვე ერთმანეთის ტოლი. ამრიგად, თუ მხედველობაში მივიღებთ (6.9) ფორმულას, შეგვიძლია შევადგინოთ განტოლებათა შემდეგი სისტემა:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= K_1 \sqrt{\frac{h_w}{l_1}}; & Q_2 &= K_2 \sqrt{\frac{h_w}{l_2}}; & Q_3 &= K_3 \sqrt{\frac{h_w}{l_3}}; \end{aligned} \right\} \quad (6.15)$$

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3,$$

სადაც K_1, K_2 და K_3 — განსახილველი პარალელური ძაფების სათანადო ხარჯის მახასიათებლებია.

(6.15) სისტემის საფუძველზე, მოცემული ჯამური სატრანზიტო Q ხარჯისათვის გვექნება

$$Q = K_1 \sqrt{\frac{h_W}{l_1}} + K_2 \sqrt{\frac{h_W}{l_2}} + K_3 \sqrt{\frac{h_W}{l_3}} = \left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right) \sqrt{h_W},$$

საიდანაც დაწნევის h_W დანაკარგისათვის მივიღებთ

$$h_W = \frac{Q^2}{\left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right)^2} = \frac{Q^2}{(P_1 + P_2 + P_3)^2} = \frac{Q^2}{P_{\text{სისტ}}^2}, \quad (6.16)$$

ზადაც $P_{\text{სისტ}}$ არის მილსადენის განსახილველი სისტემის გამტარობა.

(6.16) განტოლებით განისაზღვრება დაწნევის დანაკარგის საკვანძო B და C წერტილებს შორის, თუ ცნობილია თითოეული პარალელური ძაფის ხარჯის მახასიათებელი და ჯამური სატრანზიტო ხარჯი. ცხადია, თითოეული ძაფის ხარჯი განისაზღვრება (6.9) ფორმულით ზემოთ განსაზღვრული სიდიდის მიხედვით

$$Q_i = K_i \sqrt{\frac{h_W}{l_i}}.$$

თუ მილსადენის სისტემა შედგენილია ორი პარალელური, ერთი და იმავე d დიამეტრის, მაგრამ განსხვავებული l_1 და l_2 სიგრძეების მქონე ძაფებისაგან, მაშინ ასეთი მილსადენის გაანგარიშებისას მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ პარალელური ძაფების ხარჯის მახასიათებლები ტოლია (ვინაიდან $d = \text{const}$ და $K = f(d)$)

$$Q_1 = K \sqrt{\frac{h_W}{l_1}}, \quad Q_2 = K \sqrt{\frac{h_W}{l_2}};$$

ჯამური ხარჯი კი

$$Q = Q_1 + Q_2 = K \sqrt{h_W} \left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}} \right), \quad (6.17)$$

საიდანაც დაწნევის დანაკარგისათვის მივიღებთ

$$h_W = \frac{Q^2}{K^2 \left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}} \right)^2} \quad (6.18)$$

ცხადია, თითოეული ძაფის ხარჯი განისაზღვრება (6.9) ფორმულით, ცნობილი K , h_W და l სიდიდეების მიხედვით.

პირდავლიკური გაანგარიშების პრაქტიკაში შეიძლება დაგვეყრდეს პარალელური ძაფების ისეთი დიამეტრების განსაზღვრა, რომლებიც უზრუნველყოფენ თითოეული ძაფის მიერ წინასწარ მოცემული ტოლი ხარჯის გატარებას (ე. ი. $Q_{აფ} = Q/3$ ხარჯის გატარებას)

$$Q_1 = Q_2 = Q_3 = Q_{აფ}.$$

ასეთ შემთხვევაში თითოეული ძაფისათვის

$$Q_{აფ} = \frac{K_1}{\sqrt{l_1}} \sqrt{h_{\mathcal{W}}}$$

აქ

$$\frac{Q_{აფ}}{\sqrt{h_{\mathcal{W}}}} = \frac{K_1}{\sqrt{l_1}} = \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} = \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} = \text{const.} \quad (6.19)$$

ეს ამოცანა გადაწყდება შერჩევის ხერხით, თუ გამოვიყენებთ $K = f(d)$ მნიშვნელობათა ცხრილს (დანართი V).

ამოცანა 6.6. მაგისტრალური მილსადენის საკვანძო B და C წერტილები შეერთებულია მილსადენის სამი პარალელურად განშტოებული ძაფით (ნახ. 6.5). ჯამური სატრანზიტო ხარჯი (ე. ი. ხარჯი B და C კვანძებში) $Q = 300$ ლ/წმ. განვსაზღვროთ დაწნევის $h_{\mathcal{W}}$ დანაკარგი მილსადენის განშტოების BC უბანზე და ცალკეული ძაფების Q_1 , Q_2 და Q_3 ხარჯები (ე. ი. ჯამური სატრანზიტო ხარჯის განაწილება ძაფებს შორის) შემდეგი მონაცემების მიხედვით: $d_1 = 400$ მმ, $d_2 = 350$ მმ, $d_3 = 300$ მმ და $l_1 = 900$ მ, $l_2 = 500$ მ, $l_3 = 700$ მ. ხორკლიანობის კოეფიციენტი $\pi = 0,012$.

ამოხსნა. V დანართის ცხრილის მიხედვით განვსაზღვროთ თითოეული ძაფის ხარჯის მახასიათებელი $K_1 = 2,397$, $K_2 = 1,684$ და $K_3 = 1,121$. სისტემის გამტარობა

$$P_{\text{სისტ}} = \frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} = \frac{2,397}{\sqrt{900}} + \frac{1,684}{\sqrt{500}} + \frac{1,121}{\sqrt{700}} = 0,1976.$$

დაწნევის დანაკარგი განვსაზღვროთ (6.16) ფორმულით

$$h_{\mathcal{W}} = \frac{Q^3}{P_{\text{სისტ}}^2} = \frac{0,3^3}{0,1976^2} = 2,305 \text{ მ}.$$

საბოლოოდ განვსაზღვროთ მილსადენის თითოეული ძაფის ხარჯი (6.9) ფორმულის მიხედვით:

$$Q_1 = K_1 \sqrt{\frac{h_{\mathcal{W}}}{l_1}} = 2,397 \sqrt{\frac{2,305}{900}} = 0,1213 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 121,3 \text{ ლ/წმ}.$$

$$Q_2 = K_2 \sqrt{\frac{h_w}{l_2}} = 1,684 \sqrt{\frac{2,305}{500}} = 0,1145 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 114,5 \text{ ლ/წმ};$$

$$Q_3 = K_3 \sqrt{\frac{h_w}{l_3}} = 1,121 \sqrt{\frac{2,305}{700}} = 0,0642 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 64,2 \text{ ლ/წმ}.$$

პარალელურ ძაფებში ჯამური ხარჯის ($Q=300$ ლ/წმ) განაწილება გაანგარიშებულია სწორად, ვინაიდან

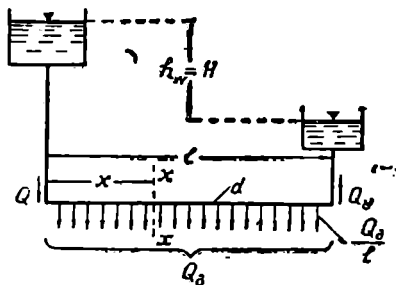
$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = 121,3 + 114,5 + 64,2 = 300 \text{ ლ/წმ},$$

რაც ზუსტად ეთანადება მოცემული ჯამური სატრანზიტო ხარჯის სიდიდეს ($Q=Q_0=300$ ლ/წმ).

§ 6.6. რთული მილსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება მის განუწყვეტელ ხარჯის განუწყვეტელი და თანაბარი გაცემისას

განვიხილოთ მუდმივი d დიამეტრისა და l სიგრძის მქონე მილსადენის უბანი, რომლის გასწვრივ ხდება სითხის ხარჯის განუწყვეტელი და თანაბარი გაცემა (ნახ. 6.6). ასეთი გამართივებული სქემა, ჩვეულებრივ, მიიღება წყალსადენის მაგისტრალის გასწვრივ განლაგებულ შენობებში წყლის მიწოდებისას.

წყლის ხარჯი მილსადენის განსახილველი უბნის დასაწყისში (საწყის კვეთში) აღენიშნოთ Q -თი; გაცემის (განაწილების) შემდეგ უბნის ბოლოში დარჩენილი ხარჯის სიდიდე აღენიშნოთ Q_0 -ით და მას სატრანზიტო ხარჯი ვუწოდოთ. განსახილველი უბნის მთელ l სიგრძეზე გაცემული ხარჯის სიდიდე აღენიშნოთ Q_0 -ით. ვინაიდან გაცემული ხარჯი l სი-



ნახ. 6.6.

გრძის უბანზე მიღებულია თანაბრად განაწილებულად, ამიტომ გაცემული ხარჯის სიდიდე უბნის ერთეულ სიგრძეზე შეიძლება მივიღოთ Q_0/l -ის ტოლად. ამრიგად, საწყისი ხარჯი — $Q = Q_0 + Q_0$, ხოლო წყლის ხარჯი უბნის დასაწყისიდან ნებისმიერ x მანძილით დაშორებულ $x-x$ კვეთში იქნება

$$Q_x = Q - \frac{Q_0}{l} x = (Q_0 + Q_0) - \frac{Q_0}{l} x. \quad (6.20)$$

მილსადენის ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითად მიზანს განსახილველ შემთხვევაში შეადგენს დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრა უბნის l სიგრძეზე.

თუ მხედველობაში მივიღებთ (6.7) ფორმულას, მაშინ ჰიდრაულიკური ქანობისათვის მილსადენის ნებისმიერ $x-x$ კვეთში მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას:

$$I = \frac{dh_w}{dx} = \frac{Q_x^2}{K^3},$$

სადაც K არის d დიამეტრის მქონე მილსადენში სითხის ხარჯის მახასიათებელი.

მილსადენის უსასრულოდ მცირე dx მანძილზე დაწნევის dh_w დანაკარგი (წინალობის კვადრატულ ზონაში)

$$\begin{aligned} dh_w &= \frac{Q_x^2}{K^3} dx = \frac{1}{K^3} \left[(Q_0 + Q_0) - \frac{Q_0 x}{l} \right]^2 dx = \\ &= \left[\frac{(Q_0 + Q_0)^2}{K^3} - \frac{2Q_0}{lK^3} (Q_0 + Q_0) x + \frac{Q_0^2}{l^2 K^3} x^2 \right] dx. \end{aligned}$$

ამ დიფერენციალური განტოლების ინტეგრირებით 0-დან l -მდე, იმ დაშვებით, რომ $K = \text{const}$, მივიღებთ მილსადენის მთელ განსახილველ უბანზე დაწნევის დანაკარგების საანგარიშო განტოლებას

$$h_w = H = \frac{l}{K^3} \left(Q_0 + Q_0 Q_0 + \frac{1}{3} Q_0^2 \right). \quad (6.21)$$

კერძო შემთხვევაში, როდესაც საწყისი Q ხარჯი მთლიანად გაიციმა (მთლიანად ნაწილდება) მილსადენის l სიგრძის მქონე უბანზე, ე. ი. როდესაც $Q_0 = 0$, გვექნება

$$h_w = \frac{1}{3} \frac{Q_0^2}{K^3} l. \quad (6.22)$$

(6.22) და (6.7) ფორმულების შედარებიდან ვღებულობთ, რომ დაწნევის დანაკარგები ხარჯის სრული განუწყვეტელი გაცემისას 3-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე იმავე ხარჯის სრული ტრანზიტის დროს (ე. ი. როცა $Q_0 = 0$).

დავუბრუნდეთ (6.21) ფორმულას და შევნიშნოთ, რომ პრაქტიკისათვის საკმაოდ სიზუსტით შეიძლება მივიღოთ

$$Q_0^2 + Q_0 Q_0 + \frac{1}{3} Q_0^2 \approx (Q_0 + 0,55 Q_0)^2,$$

ჰმიტომ, გაანგარიშების გამარტივების მიზნით, შემოღებულია ე. წ. „სა-
ანგარიშო ხარჯის“ ცნება

$$Q_{\text{საანგ}} = Q_0 + 0,55 Q_0, \quad (6.23)$$

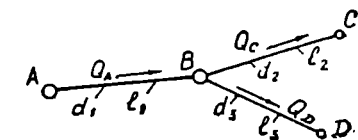
ხოლო (6.21) ფორმულის ნაცვლად გვექნება

$$h_W = H = \frac{Q_{\text{საანგ}}^2 l}{K^3}. \quad (6.24)$$

ეს ფორმულა მართებულია ხარჯის განაწილების ნებისმიერი ტი-
პისათვის — სატრანზიტო, განუწყვეტლივი გაცემის, ან კიდევ, შერეული
განაწილებისათვის.

§ 6.7. განშტოებული (ჩიხური) რთული მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება

განვიხილოთ განშტოებული რთული მილსადენი, რომელიც სათა-
ვეს იღებს A პუნქტში, ხოლო B პუნქტში იყოფა ორ, BC და BD ძა-
ფად (ნახ. 6.7). სრული დაწნევა A წერტილში (H), ცალკეული უბნე-
ბის (AB , BC და BD) დიამეტრები (d_1 , d_2 და d_3) და სიგრძეები (l_1 , l_2
და l_3) წინასწარ ცნობილია. მილ-
სადენის ამ სისტემის ჰიდრავლი-
კური გაანგარიშების მიზანია რო-
გორც მისი ცალკეული უბნების,
ისე მთელი სისტემის გამტარობის
განსაზღვრა, ე. ი. უნდა განისა-
ზღვროს ხარჯები Q_A (AB უბნის),
 Q_C (BC ძაფის) და Q_D (BD
ძაფის).



ნახ. 6.7.

განშტოებული მილსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება, ჩვეუ-
ლებრივ, ტარდება გრაფიკულ-ანალიზური ხერხით; სახელდობრ, უნდა
აიგოს ე. წ. მილსადენის მახასიათებლები როგორც სისტემის
ცალკეული უბნებისათვის (ძაფებისათვის), ისე მილსადენის მთელი სის-
ტემისათვის (ჯამური მახასიათებელი).

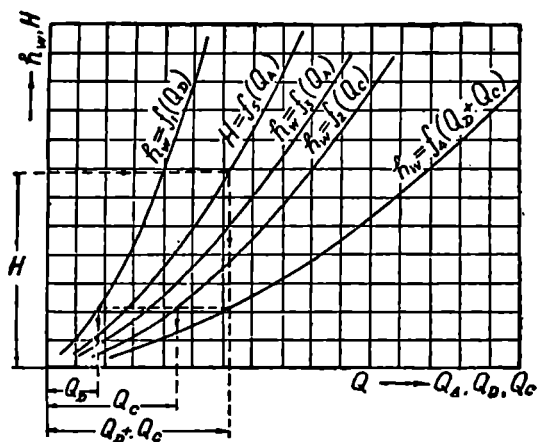
მილსადენის მახასიათებელი ეწოდება $h_W = f(Q)$ ტიპის დამოკიდე-
ბულებას (გრაფიკს), როდესაც განსაზღვრულ უბანზე ხარჯის მახასიათე-

ბელი $K = \text{const}$ და უბნის სიგრძე $l = \text{const}$. დაწნევის h_w დანაკარგები განისაზღვრება წყალსადენის მეორე ფორმულით

$$h_w = al \frac{Q^2}{d^5} = \frac{Q^2}{K^2} l.$$

მახასიათებლები უნდა ავაგოთ შემდეგი თანამიმდევრობით: ჯერ ვაგებთ ცალკეული განშტოებების (BD და BC ძაფების) მახასიათებლებს $h_w = f_1(Q_D)$ და $h_w = f_2(Q_C)$ და მილსადენის საწყისი AB უბნის $h_w = f_3(Q_A)$ მახასიათებელს (ნახ. 6.8).

იმის გამო, რომ დაწნევა BC და BD უბნების დასაწყისში (ე. ი. B წერტილში) ერთი და იმავე სიდიდისაა, აღნიშნული ძაფების (გან-



ნახ. 6.8.

შტოებების) საერთო $h_w = f_4(Q_D + Q_C)$ მახასიათებლის აგებას. შევძლებთ იმ შემთხვევაში, თუ დაწნევის h_w დანაკარგის რიგი მნიშვნელობებისათვის შევაჯამებთ $h_w = f_1(Q_D)$ და $h_w = f_2(Q_C)$ მრუდების სათანადო ხარჯების გამომსახველ აბსცისებს (ნახ. 6.8).

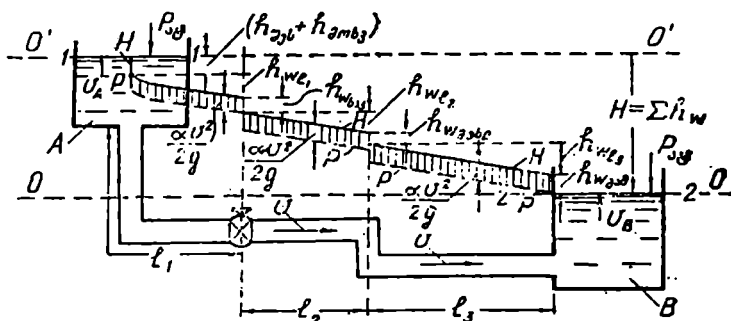
ვინაიდან საწყისი AB უბნის ხარჯი ტოლია BC და BD უბნების ხარჯების ჯამისა ($Q_A = Q_D + Q_C$), მილსადენის მთელი სისტემის ჯამური $H = f_4(Q_A)$ მახასიათებლის ასაგებად საკმარისია Q ხარჯის რიგი მნიშვნელობებისათვის განშტოებული ძაფების საერთო $h_w = f_4(Q_D + Q_C)$ მახასიათებელი მრუდისა და მილსადენის საწყისი უბ-

ნის $h_W = f_3(Q_A)$ მახასიათებელი მრუდის ორდინატების შეჯამება (ნახ. 6.8). ჯამური $H = f_3(Q_A)$ მახასიათებელი მრუდის საშუალებით კი განისაზღვრება მილსადენის დასაწყისში (A წერტილში) არსებული H დაწნევის შესაბამისი მილსადენის მთელი სისტემისა და მისი ცალკეული ძაფების გამტარობა (ე. ი. Q_A , Q_D და Q_C ხარჯები).

აღნიშნული მიზნისათვის, მთელი სისტემის ჯამური მახასიათებელი მრუდით უნდა განისაზღვროს მოცემული H დაწნევის შესაბამისი $Q_A = Q_D + Q_C$ ხარჯი, ხოლო ამის შემდეგ BC და BD ძაფების საერთო $h_W = f_4(Q_D + Q_C)$ მახასიათებელი დადგენილ იქნეს Q_A ხარჯის განაწილება ცალკეული ძაფების მიხედვით, ე. ი. განისაზღვროს Q_D და Q_C ხარჯები სათანადო მახასიათებელი მრუდებით — $h_W = f_1(Q_D)$ და $h_W = f_2(Q_C)$ მრუდებით (6.8 ნახაზზე პუნქტირით მითითებულია მილსადენის გამტარობის განსაზღვრის თანამიმდევრობა).

§ 6.8. მოკლე მარტივი მილსადენების პილარულიაჟი განახილვისათვის

განვიხილოთ მოკლე მარტივ მილსადენებში სითხის დამყარებული და თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობის ორი შემთხვევა: I — როდესაც მუდმივ d დიამეტრის მილსადენი აერთებს ორ A და B რეზერ-



ნახ. 6.9.

ვუარს და ამიტომ მილსადენიდან სითხის გამოდინება ხდება დონის ქვეშ (ნახ. 6.9), და II — როდესაც სითხის გამოდინება ხდება ატმოსფეროში (ნახ. 6.10).

(6.1) პარაგრაფში აღვნიშნეთ, რომ მოკლე მილსადენების პილარე-

ლიკური გაანგარიშებისას მხედველობაში უნდა მივიღოთ დაწნევის როგორც სიგრძეზე (h_W), ისე ადგილობრივი ($h_{W_{\text{ადგ}}}$) დანაკარგები.

(6.9) და (6.10) ნახაზებზე გამოსახული მილსადენების გაანგარიშებისას დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგები შეიძლება განისაზღვროს როგორც მათ ცალკეულ l_1 , l_2 და l_3 სიგრძეების მქონე უბნებზე ($h_{W_{l_1}}$, $h_{W_{l_2}}$ და $h_{W_{l_3}}$), ისე მთელ სიგრძეზე, ე. ი. $L=l_1+l_2+l_3$ სიგრძეზე ($\Sigma h_W=h_{W_L}$); სრული დაწნევისა და პიეზომეტრული წირების აგებისათვის მოსახერხებელია დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგების განსაზღვრა შემოადინებულ ცალკეულ უბნებზე. დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგები უნდა განისაზღვროს A რეზერვუარიდან სითხის მილსადენში შესვლაზე, მილსადენის მოხვეულობაზე, საკეტში და მუხლში გავლაზე და ბოლოს, სითხის B რეზერვუარში გამოსვლაზე (ნახ. 6.9). ცხადია, ატმოსფეროში გამოდინებისას (ნახ. 6.10) გამოირიცხება ადგილობრივი დანაკარგი ნაკადის რეზერვუარში გამოსვლაზე.

განსაზღვროთ სითხის Q ხარჯი მილსადენიდან დონის ქვეშ გამოდინებისას (ნახ. 6.9). ამ მიზნით შევადგინოთ ბერნულის განტოლება 1—1 და 2—2 ცოცხალი კვეთებისათვის (ე. ი. რეზერვუარებში სითხის თავისუფალ ზედაპირებთან შეთავსებული კვეთებისათვის) 2—2 კვეთზე გატარებული საფარდი $O—O$ სიბრტყის მიმართ; მხედველობაში მივიღოთ, რომ $\alpha_1=H$ (დონეთა სხვაობას — მოქმედ დაწნევას), $p_1/\gamma = p_0/\gamma$, $\alpha_1 v_1^2/2g = \alpha_1 v_A^2/2g \approx 0$, $\alpha_2 = 0$, $p_2/\gamma = p_0/\gamma$, $\alpha_2 v_2^2/2g = \alpha_2 v_B^2/2g \approx 0$ და დაწნევის ჯამური დანაკარგი აღვნიშნოთ Σh_W -ით, მაშინ ბერნულის განტოლების საფუძველზე საბოლოოდ მივიღებთ

$$H = \Sigma h_W. \quad (6.25)$$

როგორც ვხედავთ, H მოქმედი დაწნევა (დონეთა სხვაობა რეზერვუარებს შორის) მილსადენიდან დონის ქვეშ გამოდინებისას მთლიანად იხარჯება ჰიდრავლიკურ წინაღობათა დაძლევაზე (იხ. § 6.2).

(6.25) განტოლება გადავწეროთ გაშლილი სახით

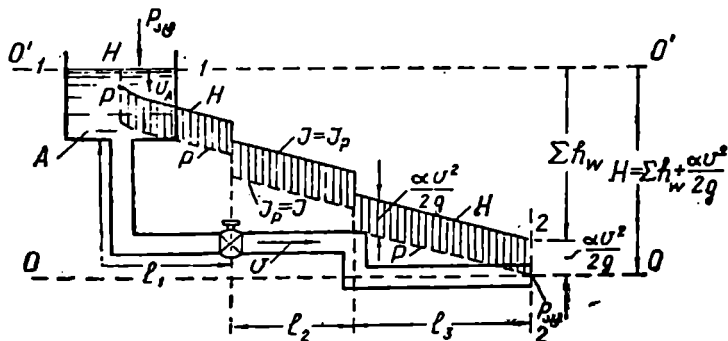
$$\begin{aligned} H &= h_{W_{\text{ავს}}} + h_{W_{l_1}} + h_{W_{\text{მოხვ}}} + h_{W_{\text{საკ}}} + h_{W_{l_2}} + h_{W_{\text{მუხლ}}} + h_{W_{l_3}} + h_{W_{\text{გამ}}} = \\ &= \left(\lambda \frac{l_1}{d} + \lambda \frac{l_2}{d} + \lambda \frac{l_3}{d} + \zeta_{\text{ავს}} + \zeta_{\text{მოხვ}} + \zeta_{\text{საკ}} + \zeta_{\text{მუხლ}} + \zeta_{\text{გამ}} \right) \frac{v^2}{2g} = \\ &= \left(\lambda \frac{L}{d} + \Sigma \zeta_{\text{ადგ}} \right) \frac{v^2}{2g} = (\zeta_L + \Sigma \zeta_{\text{ადგ}}) \frac{v^2}{2g}, \end{aligned}$$

სადაც L არის d დიამეტრის მქონე მილსადენის სრული სიგრძე ($L = l_1 + l_2 + l_3$).

მოძრაობის საშუალო v სიჩქარისათვის ($v = \text{const}$) მივიღებთ

$$v = \frac{1}{\sqrt{\zeta_L + \sum \zeta_{\text{ადგ}}}} \sqrt{2gH} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_{\text{სისტ}}}} \sqrt{2gH} = \mu_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}, \quad (6.26)$$

სადაც $\mu_{\text{სისტ}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_{\text{სისტ}}}}$ არის მილსადენის სისტემის სიჩქარის კოეფიციენტი, განსაზღვრული $\zeta_{\text{სისტ}} = \zeta_L + \sum \zeta_{\text{ადგ}}$ — სისტემის წინაღობის კოე-



ნახ. 6.10.

ფიციენტის მიხედვით. გრძელ მილსადენებში μ კოეფიციენტი განისაზღვრება მხოლოდ სადინარის სიგრძეზე დანაკარგის ζ_L კოეფიციენტით.

ამრიგად, სითხის ხარჯისათვის საბოლოოდ მივიღებთ

$$Q = \mu_{\text{სისტ}} \omega \sqrt{2gH} = \frac{\pi d^3}{4} \mu_{\text{სისტ}} \sqrt{2gH}, \quad (6.27)$$

სადაც $\mu_{\text{სისტ}} = \mu_{\text{სისტ}}$ არის სისტემის ხარჯის კოეფიციენტი.

ახლა განვიხილოთ მოკლე მილსადენიდან ატმოსფეროში გამოღების შემთხვევა (ნახ. 6.10).

შევადგინოთ ბერნულის განტოლება 1—1 და 2—2 კვეთებისათვის $O—O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ; მხედველობაში მივიღოთ, რომ $z_1 = H$, $p_1/\gamma = p_{\text{ატ}}/\gamma$, $v_1 = v_A \approx 0$, $z_2 = 0$, $p_2/\gamma = p_{\text{ატ}}/\gamma$ და $\alpha_2 v_2^2/2g = v^2/2g$ ($\alpha_2 \approx 1.0$), მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ

$$H = \frac{v^2}{2g} + \sum h_w. \quad (6.28)$$

როგორც ვხედავთ, სრული H დაწნევა მილსადენიდან

ატმოსფეროში სითხის გამოდინებისას მთლიანად იხარჯება როგორც ჰიდრავლიკურ წინაღობათა დაძლევაზე, ისე სიჩქარითი დაწნევის წარმოქმნაზე მილსადენის გამოსასვლელ 2—2 ცოცხალ კვეთში (§ 6.2).

(6.28) განტოლებაში შევიტანოთ დაწნევის ჯამური დანაკარგების მნიშვნელობა, მივიღებთ

$$H = \frac{v^2}{2g} + (\zeta_L + \Sigma \zeta_{ad}) \frac{v^2}{2g} = (1 + \zeta_L + \Sigma \zeta_{ad}) \frac{v^2}{2g} = (1 + \zeta_{სისტ}) \frac{v^2}{2g};$$

აქედან მოძრაობის საშუალო სიჩქარისათვის შეგვიძლია დავწეროთ

$$v = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{სისტ}}} \sqrt{2gH} = \varphi_{სისტ} \sqrt{2gH}, \quad (6.29)$$

სადაც $\varphi_{სისტ} = \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta_{სისტ}}}$ არის მილსადენის სისტემის სიჩქარის კოეფიციენტი.

ამრიგად, სითხის ხარჯისათვის საბოლოოდ მივიღებთ (6.27) ფორმულის იდენტურ გამოსახულებას

$$Q = \mu_{სისტ} w \sqrt{2gH}, \quad (6.30)$$

სადაც $\mu_{სისტ} = \varphi_{სისტ}$ — სისტემის ხარჯის კოეფიციენტია.

მოკლე მარტივი მილსადენების ჰიდრავლიკური გაინგარიშებისას ვხვდებით შემდეგ სამ ძირითად ამოცანას:

1) მილსადენის მოცემული დიამეტრის, ხარჯისა და ადგილობრივი წინაღობების სახეობების მიხედვით უნდა განისაზღვროს მილსადენში დაწნევის ჯამური დანაკარგი (Σh_w);

2) მილსადენის მოცემული დიამეტრისა და დაწნევის დანაკარგების მიხედვით უნდა განისაზღვროს მისი ხარჯი;

3) უნდა განისაზღვროს მილსადენის საჭირო დიამეტრი მოცემული ხარჯისა და დაწნევის დანაკარგების მიხედვით.

დაწნევის ჯამური დანაკარგის განსაზღვრისათვის გვაქვს

$$\Sigma h_w = \zeta_{სისტ} \frac{v^2}{2g} = \zeta_{სისტ} \frac{Q^2}{2g w^2} = \zeta_{სისტ} \frac{8Q^2}{g \pi^2 d^4}. \quad (6.31)$$

მეორე ამოცანის გადაწყვეტას ჩვენ უკვე გავცანით ამ პარაგრაფში.

მესამე ამოცანა უნდა ამოვხსნათ (6.31) ფორმულის საფუძველზე შერჩევის მეთოდით, ვინაიდან სისტემის წინააღობის კოეფიციენტი, თა-

ვის მხრივ, დამოკიდებულია მილსადენის d დიამეტრზე (მაგალითად, კოეფიციენტი $\zeta = \lambda l/d$, რომელიც ითვალისწინებს დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგს). მიზანშეწონილია შერჩევის ჩატარება გრაფიკულ-ანალიზური ხერხით. სახელდობრ, უნდა ავაგოთ $\zeta_{\text{სიბ}}/d^4 = f(d)$ გრაფიკი (იხ. 6.31 ფორმულა), რომლის მიხედვითაც განისაზღვრება მილსადენის საჭირო d დიამეტრი $f(d)$ ფუნქციის კერძო მნიშვნელობისათვის

$$\frac{\zeta \Sigma h_W \pi^2}{8Q^3} = \frac{\zeta_{\text{სიბ}}}{d^4}.$$

დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგებს თუ უგულებელვყოფთ, მაშინ მილსადენის საჭირო d დიამეტრი განისაზღვრება უშუალოდ (6.31) ფორმულიდან:

$$d = \sqrt[4]{\frac{\partial \zeta_{\text{სიბ}} Q^2}{g \pi^3 \Sigma h_W}}. \quad (6.32)$$

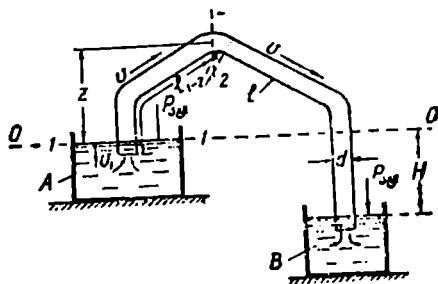
§ 6.9. სიფონის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება

6.11 ნახაზზე გამოსახულია სიფონის (სიფონური მილსადენის) სქემა. სიფონი აგრეთვე მიეკუთვნება მოკლე მარტივ მილსადენებს.

სიფონს ვიყენებთ თვითღინებით სითხის მისაწოდებლად A -დან B რეზერვუარში, ამასთან A რეზერვუარის ღონიდან სითხის გარკვეულ სიმაღლეზე აწევით. სიფონის უმაღლეს 2—2 კვეთში ვითარდება ვაკუუმი, რომელიც უზრუნველყოფს როგორც სითხის აწევას $O-O$ საფარდი სიბრტყის ზემოთ Z სიმაღლეზე, ისე სითხის მოძრაობას სიფონში.

სიფონის ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითადი ამოცანებია სითხის აწევის ზღვრული Z სიმაღლისა და სიფონის გამტარობის (ხარჯის) განსაზღვრა.

ვინაიდან სიფონი მიეკუთვნება მოკლე მილსადენებს, ამიტომ მისი გამტარობა განისაზღვრება (6.27) ფორმულით. თუ სიფონი გამოყენებულია სითხის გადასაღვრელად ატმოსფეროში (სიფონური წყალსაგდები), მაშინ სათანადოდ უნდა განისაზღვროს სისტემის წინალობის $\zeta_{\text{სიბ}} = \zeta_{\text{სიფ}}$ კოეფიციენტი (§ 6.8).



ნახ. 6.11.

Z სიმაღლის ზღვრული მნიშვნელობის განსაზღვრისათვის შევადგინოთ ბერნულის განტოლება $1-1$ და $2-2$ ცოცხალი კვეთებისათვის. A რეზერვუარში სითხის თავისუფალ $1-1$ ზედაპირთან შეთავსებული $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ ($z_1=0$, $v_1 \approx 0$ და $z_3=Z$)

$$\frac{p_0}{\gamma} = Z + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} + \Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}} \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{l_{1-2}}{d} \frac{v^2}{2g},$$

სადაც p_2 არის ჰიდროდინამიკური წნევა $2-2$ კვეთში;

v — სითხის მოძრაობის საშუალო სიჩქარე სიფონურ მილსადენში;

l_{1-2} — სიფონური მილსადენის სიგრძე $1-1$ და $2-2$ კვეთებს შორის;

$\Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}}$ — ადგილობრივი წინაღობების ჯამური კოეფიციენტი სიფონის $1-1$ და $2-2$ კვეთებს შორის მოთავსებულ უბანზე.

თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$\frac{p_0 - p_2}{\gamma} = h_{\text{ჰაჰ}},$$

ბერნულის განტოლებიდან მივიღებთ

$$h_{\text{ჰაჰ}} = Z + \left(1 + \Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}} + \lambda \frac{l_{1-2}}{d} \right) \frac{v^2}{2g}, \quad (6.33)$$

საიდანაც საბოლოოდ გვექნება

$$Z = h_{\text{ჰაჰ}} - \left(1 + \Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}} + \lambda \frac{l_{1-2}}{d} \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (6.34)$$

აქ ადგილობრივი წინაღობის ჯამური $\Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}}$ კოეფიციენტი (განსახილველი სქემის მიხედვით) სიფონის $1-1$ და $2-2$ კვეთებს შორის მოთავსებული უბნისათვის

$$\Sigma \zeta_{\text{ადგ. 1-2}} = \zeta_{\text{კავ. 1}} + \zeta_{\text{კავ. 2}}.$$

თუ გავიხსენებთ, რომ ზღვრული ვაკუუმმეტრული სიმაღლე წყლისათვის შეადგენს $h_{\text{ჰაჰ. ლღრ}} \approx 10$ მ. წყ. სვ. და მხედველობაში მივიღებთ სიფონის მაქსიმალური გაიშვიათების ზონაში ($2-2$ კვეთში) კავიტაციის არასასურველი მოვლენის განვითარების შესაძლებლობას, სითხის აწევის ზღვრული Z სიმაღლე უნდა მივიღოთ ისეთი სიდიდის, რომ ვაკუუმმეტრული $h_{\text{ჰაჰ}}$ სიმაღლე არ აღემატებოდეს $h_{\text{ჰაჰ. ლღრ}} \approx 7,0$ მ. აღვნიშნოთ, რომ კავიტაციის მოვლენის დროს გაიშვიათებულ ზონაში მოცემული ტემპერატურისას იწყება ორთქლადქცევა, ირღვევა ნაკადის მთლიანობა და ვითარდება დიდი ინტენსიურობის ადგილობრივი ჰიდრაულიკური

დარტყმები, რაც იწვევს მილსადენის კედლების დაზიანება-დაშლას, ეცემა სიფონის გამტარობა და საერთოდ ირღვევა მისი მუშაობის ნორმალური რეჟიმი.

ამოცანა 6.6. განვსაზღვროთ 6.11 სქემაზე გამოსახული სიფონური მილსადენის გამტარობა, ე. ი. წყლის Q ხარჯი, წყლის მოძრაობის საშუალო v სიჩქარე და ვაკუუმმეტრული $h_{\text{ვ.კ}}$ სიმაღლის მნიშვნელობა. ($2-2$ კვეთში), თუ $H=5,0$ მ, $l=200$ მ, $d=0,25$ მ, $n=0,012$ და წყლის აწვევის სიმაღლე $Z=4,5$ მ.

ამოხსნა. პირველ რიგში განვსაზღვროთ წყლის საშუალო v სიჩქარე სიფონურ მილსადენში. ვინაიდან გამოდინება მილსადენიდან ხდება B რეზერვუარის დონის ქვეშ, ამიტომ (6.25) განტოლების თანახმად,

$$H = \Sigma h_{\text{წ}},$$

სადაც $\Sigma h_{\text{წ}}$ დაწნევის ჯამური დანაკარგებია (სიგრძეზე და ადგილობრივი) სიფონურ მილსადენში.

განსახილველი სიფონი ხასიათდება შემდეგი სახის ადგილობრივი წინაღობებით: ნაკადის შესვლა მილსადენში ბადისა და მიმღები უქუსარქელის გავლით, სამი მდოვრე მოხვეულობა (ნახ. 6.11) და წინაღობა სიფონიდან გამოსვლისას (B რეზერვუარში). ამრიგად, სიფონის ჯამური წინაღობის კოეფიციენტი

$$\zeta_{\text{სიფ}} = \lambda \frac{l}{d} + \zeta_{\text{შეს}} (\text{სარკე}) + 3\zeta_{\text{მოხვ}} + \zeta_{\text{გამ.}}$$

წინაღობის λ კოეფიციენტი განისაზღვრება II დანართის ცხრილიდან $d=250$ მმ მნიშვნელობისათვის: $\lambda=0,0247$.

ადგილობრივი წინაღობის კოეფიციენტი მილსადენში (სიფონში) შესვლაზე ბადისა და უქუსარქელის გავლით ($\zeta_{\text{შეს}} = \zeta_{\text{სარკე}}$) განისაზღვრება IV დანართის IV.7 ცხრილით $d=250$ მმ მნიშვნელობის მიხედვით $\zeta_{\text{შეს}} = \zeta_{\text{სარკე}} = 5,0$.

წინაღობის $\zeta_{\text{მოხვ}}$ კოეფიციენტი მდოვრე მოხვეულობისათვის, როდესაც ცენტრალური კუთხე $\alpha \geq 90^\circ$, განისაზღვრება IV დანართის IV.5 ცხრილიდან $d=250$ მმ მნიშვნელობის მიხედვით $\zeta_{\text{მოხვ}} = 0,40$.

წინაღობის კოეფიციენტი მილსადენიდან (სიფონიდან) B რეზერვუარში ნაკადის გამოსვლაზე $\zeta_{\text{გამ.}} = 1$ (IV დანართი, ფორმულა IV.5).

ამრიგად, სიფონის ჯამური წინაღობის კოეფიციენტი

$$\zeta_{\text{სიფ}} = 0,0247 \frac{200}{0,25} + 5,0 + 1,2 + 1,0 = 26,96.$$

(6.25) განტოლების თანახმად, მოქმედი დაწნევა

$$H = \Sigma h_{\text{წ}} = \zeta_{\text{სიფ}} \frac{v^2}{2g},$$

მაიდანაც მოძრაობის საშუალო სიჩქარე

$$v = \sqrt{\frac{1}{\zeta_{\text{სიფ}}} \sqrt{2gH}} = \frac{1}{\sqrt{26,96}} \sqrt{19,62 \cdot 5,0} = 1,91 \text{ მ/წმ};$$

სიფონის გამტარობა q

$$Q = v\omega = 1,91 \frac{3,14 \cdot 0,25^2}{4} = 0,0936 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 93,6 \text{ ლ/წმ}.$$

სიფონის 2—2 კვეთში ვაკუუმის მაქსიმალური სიდიდის განსაზღვრისათვის ვიყენებთ (6.33) ფორმულას. სიფონური მილსადენის სიგრძე 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის — $l_{1-2} = 70 \text{ მ}$, მაშინ

$$\zeta_{h_{1-2}} = \lambda \frac{l_{1-2}}{d} = 0,0247 \frac{70}{0,25} = 6,916.$$

ადგილობრივი წინაღობებიდან მხედველობაში უნდა მივიღოთ დანაკარგი მილსადენში შესვლაზე ბადისა და უკუსარქელის გავლით და დანაკარგი ერთ მდოვრე მოხვეულობაზე; ადგილობრივი წინაღობების ჯამური კოეფიციენტი

$$\Sigma \zeta_{\text{სიფ } 1-2} = \zeta_{\text{შეს}} (\text{სარქე}) + \zeta_{\text{მოხვე}} = 5,0 + 0,4 = 5,4.$$

ვაკუუმმეტრული $h_{\text{ვაკ}}$ სიმაღლე განისაზღვრება (6.33) ფორმულით

$$h_{\text{ვაკ}} = Z + \left(1 + \Sigma \zeta_{\text{სიფ } 1-2} + \lambda \frac{l_{1-2}}{d} \right) \frac{v^2}{2g} = 4,5 + (1 + 5,4 + 6,916) \times \frac{1,91^2}{19,62} = 4,5 + 2,48 = 6,98 \text{ მ}.$$

ამრიგად, მივიღეთ ვაკუუმმეტრული სიმაღლის საკვებით დასაშვები სიდიდე, რადგანაც $h_{\text{ვაკ}} = 6,98 \text{ მ} < h_{\text{ვაკ. დას}} = 7,0 \text{ მ}$.

§ 6.10. ჰიდრაულიკური დაბრუნება სადაწნეო მილსადენებში

1. ზოგადი ცნობები. სადაწნეო მილსადენში სითხის დაუმყარებელი მოძრაობის დამახასიათებელ სახეს წარმოადგენს ე. წ. ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენა (უდაწნეო სადინარებში დაუმყარებელი რეჟიმის ძირითადი და დამახასიათებელი სახეობაა სითხის ტალღური მოძრაობა). ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენას ხშირად ვხვდებით ჰიდროელსადგურების სადაწნეო მილსადენებში, როდესაც სადგურის დატვირთვის მკვეთრ ცვლილებასთან დაკავშირებით სრულდება სატურბინო საკეტების (ან ტურბინის მიმმართველი აპარატის) სწრაფი მანევრირება (დახურვა ან გაღება); ჰიდრაულიკური დარტყმა წარმოიქმნება აგრეთვე ტუმბოს სადაწნეო მილსადენში ტუმბოს მუშაობიდან ამორთვისას.

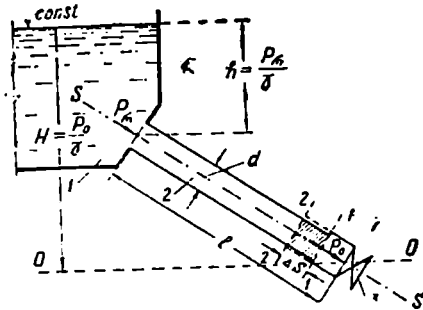
შედგად, წყალსადენის მაგისტრალეებში ურღულები მკვეთრი რეგულირებისა და სხვ. ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენა იწვევს წნევის მკვეთრ გაზრდას (ან შემცირებას) ძალზე დიდი სიდიდით, რაც ხშირად იწვევს მილსადენის დაზიანებას (სახელდობრ, მისი კედლები შეიძლება გასკდეს). ცხადია, ჰიდრაულიკური დარტყმის საშიში მოვლენის თავიდან აცილების ან შესუსტების მიზნით, საინჟინრო პრაქტიკაში იყენებენ მრავალ სპეციალურ ღონისძიებას.

ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენა პირველად შეისწავლა ცნობილმა რუსმა მეცნიერმა ნ. ეუკოვსკიმ, რომელმაც ჯერ კიდევ 1898 წ. შექმნა ჰიდრაულიკური დარტყმის თეორია და შეიმუშავა ჰიდრაულიკური დარტყმის გაანგარიშების სათანადო მეთოდები. ნ. ეუკოვსკის ნაშრომებს ამ დარგში დღემდე არ დაუკარგავს თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა.

სადაწნეო მილსადენში სითხის სიჩქარის მკვეთრი ცვლილების შედეგად დროის მიხედვით წნევის მკვეთრი ცვლილების მოვლენას ჰიდრაულიკური დარტყმა ეწოდება.

სადაწნეო მილსადენში 2 მოძრაობის სიჩქარის მკვეთრ ცვლილებას (მუდმივი H დაწნევისას) იწვევს მისი საკეტის 3 სწრაფი (ან მყისიერი) მანევრირება—დახურვა, ე. ი. მილის გადაკეტვა ან კიდევ გაღება (ნახ. 6.12).

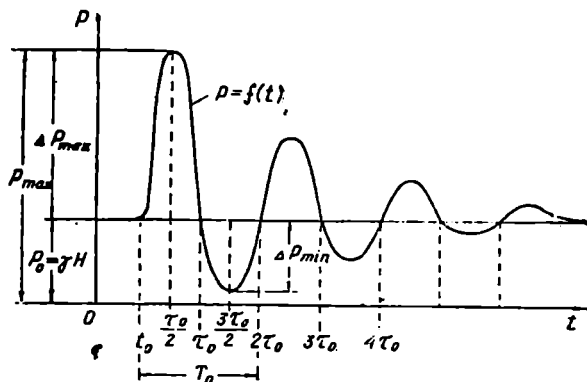
განვიხილოთ სადაწნეო მილსადენი 2, რომელიც სათავეს იღებს ღია რეზერვუარიდან 1. გაღებული საკეტისას 3 სითხის სიჩქარე მილსადენში ალგნიშნოთ v_0 -ით, დაწნევა საკეტთან H -ით, ხოლო წნევა საკეტთან (ე. წ. სტატიკური წნევა) p_0 -ით ($p_0 = \gamma H$); წნევა მილსადენის შესასვლელ კვეთში (რეზერვუარიდან) $p_a = \gamma h$ (ნახ. 6.12 და 6.14 ა).



ნახ. 6.12.

მილსადენის მყისიერი გადაკეტვის მომენტში დახურულ საკეტთან უახლოესი სითხის შრე ჩერდება, განიცდის მომდევნო შრეების (სითხის დანარჩენი მასის) ჰიდროდინამიკურ ზემოქმედებას და მისი კინეტიკური ენერგია სწრაფად გადადის შეკუმშული სითხის წნევის პოტენციურ ენერგიაში (ხდება ენერგიის ტრანსფორმაცია). ცხადია, წნევა პირველ რიგში მკვეთრად იზრდება საკეტთან, მასთან მდებარე სითხის შრის გაჩერებისა და შეკუმშვის შედეგად. სითხის მომდევნო შრეების გაჩერების,

მათი კუმშვისა და წნევის მკვეთრი ზრდის პროცესი სწრაფად ვრცელდება მილსადენის შესასვლელი კვეთისაკენ, ე. ი. რეზერვუარისაკენ, რაც წარმოქმნის წნევის მკვეთრი მატების ტალღას, ანუ ე. წ. დარტყმით დარტყმით ტალღას. წნევის ზრდის ტალღა, რომელიც ვრცელდება მილსადენის მთელ სიგრძეზე ძალზე დიდი სისწრაფით (წამის ნაწილებში), იწვევს სითხის შეკუმშვას და მილსადენის კედლების დრეკად გაფართოებას. სითხისა და მილსადენის დრეკადი დეფორმაციები მილსადენის გასწვრივ გადაეცემა წნევის ზრდის დადებითი ტალღის გავრცელების სიჩქარით და ამიტომ დრეკადი დეფორმაციების გავრ-



ნახ. 6.13.

ცელების სიჩქარეს უწოდებენ დარტყმითი ტალღის გავრცელების სიჩქარეს (ნ. ჟუკოვსკის მიხედვით); აღენიშნოთ იგი a ასოთი.

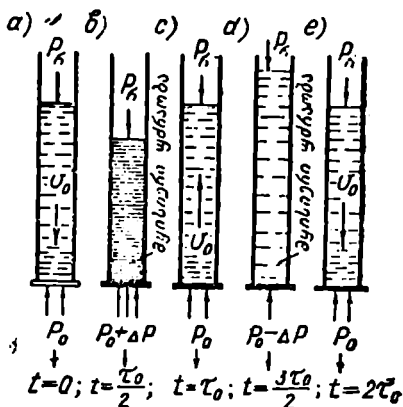
მილსადენში სითხის უკანასკნელი შრის (მილსადენის შესასვლელ კვეთში, რეზერვუართან) შეჩერების შემდეგ შეკუმშული სითხის მთელი მასა მილსადენში აღმოჩნდება მყისიერ უძრაობაში (ნახ. 6.14 ბ), ხოლო წნევა საკეტთან (წნევის Δp ნამატი) მიაღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას (Δp_{max}). საკეტთან სითხის წნევის ცვლილების ხასიათი ℓ დროის მიხედვით, ე. ი. $p=f(t)$ დამოკიდებულება, სქემატურად გამოსახულია ე. წ. „დარტყმით დიაგრამაზე“ (ნახ. 6.13). მას ინდიკატორულ დიაგრამასაც უწოდებენ.

ჰიდრაულიკური დარტყმის შედეგად მილსადენში სითხის მასის მოძრაობის სხვადასხვა ფაზა სქემატურად გამოსახულია (6.14) ნახაზზე.

ვინაიდან შეკუმშული სითხის მყისიერი უძრაობისას წნევა მილსადენში (სახელდობრ, მის შესასვლელ კვეთში) გაცილებით მეტია, ვიდრე რეზერვუარში (p_0), ე. ი. ვიდრე იმავე კვეთში რეზერვუარის მხრიდან,

ამიტომ სითხის მასა მილსადენში დაიწყებს მოძრაობას (გაფართოებას) რეზერვუარის მიმართულებით, რის გამოც დაიწყება წნევის მკვეთრი შემცირება (დაცემა) მილსადენში. წნევის დაცემას, რომელიც გადაეცემა შრიდან შრეს და ვრცელდება რეზერვუარიდან საკეტისაკენ, ეწოდება შებრუნებული (არეკლილი) დარტყმითი ტალღა. მილსადენის გასწვრივ დადებითი და შებრუნებული დარტყმითი ტალღების გარბენის დროს ჰიდრაული დარტყმის ფაზა (ხანგრძლიობა) ეწოდება. იგი აღნიშნოთ τ_0 -ით; ზემოხსენებულის თანახმად,

$$\tau_0 = \frac{2l}{a}. \quad (6.35)$$



ნახ. 6.14.

6.13 ნახაზზე გამოსახული დიაგრამა გვიჩვენებს, რომ საკეტის მყისიერი დახურვის t_0 მომენტიდან დაწყებული $t=l/a=\tau_0/2$ დროის მომენტი წნევა საკეტთან აღწევს მაქსიმუმს (წნევის Δp ნამატი მაქსიმალურია), ხოლო შებრუნებული ტალღის საკეტამდე მიღწევისას, ე. ი. დარტყმის ერთი τ_0 ფაზის გავლის შემდეგ, საკეტთან მყარდება პირველსაწყისი სტატიკური p_0 წნევა და v_0 სიჩქარე, თუმცა ავ უკანასკნელს ექნება საწყისი სიჩქარის საწინააღმდეგო მიმართულება, ვინაიდან სითხე ინერციით განაგრძობს მოძრაობას (გაფართოებას) საკეტიდან რეზერვუარისაკენ (ნახ. 6.14 c). τ_0 მომენტიდან, ისე როგორც წნევის მატებისას, წნევის შემცირების ტალღაც ვრცელდება ზემოთ — დინების საწინააღმდეგოდ (საკეტიდან რეზერვუარისაკენ) და $3/2\tau_0=3l/a$ მომენტისათვის აღწევს რეზერვუარამდე; ისევ მყარდება გაფართოებული სითხის მყისიერი უძრაობა (ნახ. 6.14 d), წნევა მილსადენში, და კერძოდ საკეტთან, ეცემა მინიმუმამდე; საკეტთან წნევის უარყოფითი ნამატი (6.13) ნახაზზე აღნიშნულია $\Delta p_{\min}$ -ით. აღნიშნულ მომენტში წნევა რეზერვუარში მეტია, ვიდრე მილსადენში და ამიტომ მყისვე დაიწყება სითხის მოძრაობა შებრუნებული მიმართულებით, ე. ი. რეზერვუარიდან საკეტისაკენ საწყისი v_0 სიჩქარით. წნევის აღდგენის პროცესი გაგრძელდება საკეტისაკენ და $2\tau_0$ დროის მომენტისათვის საკეტთან მყარდება პირველსაწყისი p_0 წნევა და v_0 სიჩქარე

(ნახ. 6.14 ე), რითაც მთავრდება მილსადენში სითხის მასის რხევის ერთი T_0 პერიოდი

$$T_0 = 2\tau_0 = \frac{4l}{a}. \quad (6.36)$$

ამ პერიოდის შემდეგ, ვინაიდან σ_0 სიჩქარე მიმართულია დახურული საკეტისაკენ, წარმოიქმნება მეორე ჰიდრაულიკური დარტყმა და რეზერვუარისაკენ გავრცელება წნევის ზრდის სათანადო დადებითი ტალღა, მაგრამ მეორე დარტყმის დროს წნევის ნამატი იქნება ნაკლები, ვიდრე პირველი დარტყმისას, მესამე დარტყმისას — ნაკლები, ვიდრე მეორე დარტყმის დროს და ა. შ. იმის გამო, რომ სითხის მასის რხევით მოძრაობას თან ახლავს ენერგიის დანაკარგები სათანადო წინაღობათა დაძლევაზე. დარტყმითი ტალღების ჩახშობის პროცესი ვითარდება ძალზე სწრაფად, ვინაიდან ძალზე დიდი სიდიდისაა ამ ტალღების გავრცელების სიჩქარეები. 6.13 ნახაზზე გამოსახული დარტყმითი დიაგრამა დამახასიათებელია (ტიპურია) წნევის მიღებული რხევისათვის. იგივე დიაგრამა გვიჩვენებს, რომ საკეტის მყისიერი დახურვისას ჰიდრაულიკური დარტყმით გამოწვეული წნევის მაქსიმალური ნამატი (Δp_{max}) შეიძლება ბევრად აღემატებოდეს სტატიკური H დაწნევის პირობებში არსებულ p_0 წნევას მილსადენში (ნახ.6.12).

როგორც აღინიშნა, მილსადენში ჰიდრაულიკური დარტყმის შედეგად სითხის მასის მოძრაობის (რხევის) აღწერილი ფაზები სქემატურად გამოსახულია (6.14) ნახაზზე.

მილსადენის საკეტის დახურვის დროისა და დარტყმის ფაზას შორის თანაფარდობის მიხედვით განასხვავებენ პირდაპირ და არაპირდაპირ ჰიდრაულიკურ დარტყმას. თუ საკეტის დახურვის τ_0 დრო (მილსადენის გადაკეტვის დრო) ნაკლებია დარტყმის ფაზაზე, ე. ი. $\tau_0 \leq \tau_0 = 2l/a$, ჰიდრაულიკურ დარტყმას პირდაპირი ეწოდება. წინააღმდეგ შემთხვევაში, როცა $\tau_0 > \tau_0$, დარტყმას არაპირდაპირი ეწოდება. პირდაპირი დარტყმისას უარყოფით (არეკლილ) ტალღას ხვდება მილსადენის მთლიანად დახურული საკეტი და გადატანითი მოძრაობა მილსადენში შეწყვეტილია ($v=0$); მილსადენში ვითარდება მაქსიმალური ძალის ჰიდრაულიკური დარტყმა. არაპირდაპირი დარტყმისას კი, ფაზის გავლის შემდეგ საკეტი მთლიანად არ არის დახურული და $v \neq 0$, ამიტომ დარტყმის ინტენსიურობა ამ შემთხვევაში იქნება ნაკლები, ვიდრე პირდაპირი დარტყმის დროს.

2. ჰიდრაულიკური დარტყმის 6. ჟუკოვსკის თეორიის საფუძვლები. ჰიდრაულიკური დარტყმის ძირითად საანგარიშო განტოლებათა გამოყენებისას 6. ჟუკოვსკიმ გამოიყენა თეორიულ მექანიკაში ცნობილი მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების კანონი.

განვიხილოთ სადაწნეო მილსადენში 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის მოთავსებული ΔS სიგრძის სითხის გაჩერებული მოცულობა — შრე (ნახ. 6.12); ვგულისხმობთ, რომ ამ შრის მოძრაობის შეწყვეტა, მისი კუმშვა, წნევის მკვეთრი გაზრდა და მის ფარგლებში მილსადენის კედლების გაფართოება გამოწვეულია მილსადენის საკეტის მყისიერი დახურვით (გაფართოებული კედლები ნახაზზე ნაჩვენებია პუნქტებით). ცხადია, გამოყოფილი მოცულობის ΔS სიგრძე (მანძილი 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის) განისაზღვრება ძალზე მცირე დროის Δt შუალედით და დარტყმითი ტალღის გავრცელების (დრეკადი დეფორმაციების გავრცელების) a სიჩქარით

$$\Delta S = a \Delta t.$$

საწყისი წნევა (ე. ი. წნევა ჰიდრავლიკურ დარტყმამდე) 1—1 და 2—2 კვეთებს შორის მოთავსებული სითხის მოცულობაში აღვნიშნოთ p -თი, ხოლო ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობი მილსადენის გაფართოებამდე ω -თი. გამოყოფილი შრის საწყისი მასა (დარტყმამდე)

$$m = \rho a \Delta S. \quad (6.37)$$

ჰიდრავლიკური დარტყმის შედეგად (მილსადენის კედლების გაფართოების დამთავრების შემდეგ) წნევა განსაზღვრულ მოცულობაში გაიზრდება $p' = p + \Delta p$ სიდიდემდე, სითხის მოცულობითი (კუთრი) წონა გაიზრდება $\gamma' = \rho' g = \rho g + \Delta \rho g = (\rho + \Delta \rho) g$ მნიშვნელობამდე, სიმკვრივე — $\rho' = \rho + \Delta \rho$ მნიშვნელობამდე და ცოცხალი კვეთის ფართობი — $\omega' = \omega + \Delta \omega$ მნიშვნელობამდე. ცხადია, გაიზრდება აგრეთვე განსაზღვრული მოცულობის მასა შემდეგ მნიშვნელობამდე:

$$\begin{aligned} m' &= m + \Delta m = \rho a \Delta S + [(\rho + \Delta \rho)(\omega + \Delta \omega) \Delta S - \rho a \Delta S] = \\ &= (\rho + \Delta \rho)(\omega + \Delta \omega) \Delta S; \end{aligned}$$

სითხის მასის Δm ნამატისათვის შეიძლება. დავწეროთ

$$\begin{aligned} \Delta m &= m' - m = (\rho + \Delta \rho)(\omega + \Delta \omega) \Delta S - \rho a \Delta S = \Delta S (\rho \omega + \rho \Delta \omega + \\ &+ \Delta \rho \omega + \Delta \rho \Delta \omega - \rho \omega) = \Delta S (\rho \Delta \omega + \Delta \rho \omega + \Delta \rho \Delta \omega). \end{aligned}$$

თუ უგულებელვყოფთ $\Delta \rho \Delta \omega$ ნამრავლის უსასრულოდ მცირე სიდიდეს, საბოლოოდ მასის ნამატისათვის მივიღებთ

$$\Delta m = \rho a \Delta S \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \omega}{\omega} \right) = m \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \omega}{\omega} \right);$$

გამოყოფილი მოცულობის მასის ფარდობითი ნამატი კი იქნება

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (6.38)$$

(6.38) ტოლობიდან გამომდინარეობს, რომ წნევის Δp სიდიდით გაზრდისას სითხის მასის ფარდობითი ნამატი ტოლია სითხის სიმკვრივის (კუთრი წონის) და ნაქადის ცოცხალი კვეთის ფარდობითი ნამატების ჯამისა.

ჰუკის კანონის თანახმად

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \frac{\Delta \rho}{E_0}, \quad (6.39)$$

სადაც E_0 არის სითხის ნორმალური დრეკადობის მოდული (1.3 პარაგრაფში იგი აღნიშნული იყო E ასოთი).

მილსადენის d დიამეტრის ფარდობითი $\Delta d/d$ ნამატისათვის, ჰუკის შესაბამისი კანონის თანახმად, შეგვიძლია დავწეროთ

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \sigma}{E}, \quad (6.40)$$

სადაც $\Delta \sigma$ არის მილსადენის კედლებში მოქმედი გამჭიმვი ძაბვის ნამატი, რომელიც გამოწვეულია წნევის Δp ნამატით;

E — მილსადენის კედლების (კედლების მასალის) ნორმალური დრეკადობის მოდული.

წნევის Δp სიდიდით გაზრდისას მილსადენის Δl ელემენტზე (Δl სიგრძის მილსადენის კედლის გრძივ დიამეტრალურ კვეთში) მოქმედი ჯამური ჰიდროსტატიკური წნევის ძალის ΔP ნამატი, რომლის ზემოქმედებით მილსადენი შეიძლება გასკდეს, განისაზღვრება (2.79) ფორმულის მიხედვით

$$\Delta P = d \Delta l \Delta p.$$

მილსადენის კედლების Δl ელემენტის გრძივ დიამეტრალურ კვეთში გამჭიმვი ძაბვის $\Delta \sigma$ ნამატი განისაზღვრება მარიოტის (2.80) ფორმულის ანალოგიური გამოსახულებით

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta P}{2 \Delta l \delta} = \frac{d \Delta l \Delta p}{2 \Delta l \delta} = \frac{d \Delta p}{2 \delta}, \quad (6.41)$$

სადაც δ არის მილსადენის კედლის სისქე.

ამ უკანასკნელის გათვალისწინებით (6.40) გამოსახულება გადაიწერება ასე

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta p d}{2 E \delta}. \quad (6.42)$$

განვსაზღვროთ ცოცხალი კვეთის ფარდობითი ნამატი

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\frac{\pi}{4} (d + \Delta d)^2 - \frac{\pi d^2}{4}}{\frac{\pi d^2}{4}} = \frac{d^2 + 2d\Delta d + (\Delta d)^2 - d^2}{d^2};$$

თუ უგულებელვყოფთ მეორე რიგის უსასრულოდ მცირე $(\Delta d)^2$ სიდიდეს და მხედველობაში მივიღებთ (6.42) გამოსახულებას, შეგვიძლია დავწეროთ

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = 2 \frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta p d}{E \delta} . \quad (6.43)$$

გამოყოფილი მოცულობის მასის ფარდობითი $\Delta m/m$ ნამატი გამოვსახოთ მილსადენის განივი კვეთის ზომების, მისი კედლების სისქისა და მასალის დრეკადობის, წნევის ნამატისა და სითხის დრეკადობის დამახასიათებელი სიდიდეებით. ამისათვის შესაკრებები (6.38) გამოსახულების მარჯვენა მხარეში შევცვალოთ მათი სათანადო (6.39) და (6.43) მნიშვნელობებით, მივიღებთ

$$\frac{\Delta m}{m} = \Delta p \left(\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E \delta} \right) . \quad (6.44)$$

მოძრაობის საწყისი საშუალო სიჩქარე მილსადენში (მის გაფართოებამდე) აღენიშნოთ v -თი; $1-1$ და $2-2$ კვეთებს შორის უბანზე კი მილსადენის გაფართოების შექდეგ სიჩქარე გახდება $v + \Delta v$ სიდიდის ტოლი. გამოყოფილი მოცულობის მასის ცვლილება Δf დროის განმავლობაში გამოვსახოთ სიჩქარით (S ლერძის მიმართულება მივიღოთ სითხის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ), მაშინ გვექნება

$$\Delta m = \rho S \Delta f - \rho (v + \Delta v) \Delta f = -\rho \Delta v \Delta f .$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ (6.37) გამოსახულებას მასის ფარდობითი ნაშატისათვის, გვექნება

$$\frac{\Delta m}{m} = - \frac{\rho \Delta v \Delta f}{\rho a \Delta S} = - \frac{\Delta v \Delta f}{\Delta S} .$$

მაგრამ, ვინაიდან $\Delta S = a \Delta f$, ამიტომ

$$\frac{\Delta m}{m} = - \frac{\Delta v \Delta f}{a \Delta f} = - \frac{\Delta v}{a} . \quad (6.45)$$

სითხის მასის მიმართ მილსადენის ΔS სიგრძის მქონე უბანზე გამოვიყენოთ მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების თეორემა. ჯერ განვსაზღვროთ სითხის აღნიშნულა მასის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების გვეგმილი S ლერძზე Δf დროის შუალედში (ρ და a სიდიდეების ძალზე მცირე ცვლილება შეიძლება არ მივიღოთ მხედველობაში)

$$-m \Delta v = -\rho a \Delta S \Delta v = -\rho a \Delta f \Delta v . \quad (6.46)$$

წნევის ძალების ჯამური იმპულსის გვეგმილი S ლერძზე იმავე Δf დროის შუალედში ტოლია

$$\begin{aligned} (w + \Delta w)(p + \Delta p) \Delta f - w p \Delta f &= (w p + w \Delta p + p \Delta w + \\ &+ \Delta p \Delta w - w p) \Delta f = \Delta p \Delta f . \end{aligned} \quad (6.47)$$

წნევის ძალების ჯამური იმპულსის ეს მნიშვნელობა მივიღეთ უსასრულოდ მცირე $\Delta p \Delta x$ და $p \Delta x$ სიდიდეების უგულებელყოფის შედეგად ($p \Delta x \ll \hbar \Delta p$).

მოძრაობის რაოდენობის თეორემის თანახმად, ერთმანეთს გავუტოლოთ (6.46) და (6.47) გამოსახულებები

$$\hbar \Delta p \Delta t = -p \hbar \Delta t \Delta v,$$

საიდანაც

$$\frac{\Delta p}{p} = -\Delta v. \quad (6.48)$$

გადავამრავლოთ (6.44) და (6.48) განტოლებები წევრწევრად და მივიღოთ მხედველობაში (6.45) გამოსახულება, გვექნება

$$\frac{\Delta m}{m} \frac{\Delta p}{p} = -\frac{\Delta v \Delta p}{ap} = -\Delta p \Delta v \left(\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E\delta} \right),$$

საიდანაც

$$a^2 = \frac{\frac{1}{p}}{\frac{1}{E_0} + \frac{d}{E\delta}} = \frac{\frac{E_0}{p}}{1 + \frac{E_0 d}{E\delta}}.$$

ამ ტოლობიდან მივიღებთ 5. უეკოვსკის ცნობილ ფორმულას პირადიკური დარტყმის ტალღის გავრცელების a სიჩქარისათვის

$$a = \frac{\sqrt{\frac{E_0}{p}}}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E\delta}}}. \quad (6.49)$$

$\sqrt{E_0/p} = a_0$ სიდიდე გამოსახავს p სიმკვრივისა და E_0 დრეკადობის მოდულის მქონე სითხეში დრეკადი დეფორმაციების გავრცელების სიჩქარეს, რაც სითხეში ბგერის გავრცელების სიჩქარის ტოლია. წყლისათვის $a_0 = 1425$ მ/წმ.

ამრიგად, თუ სადაწნეო მილსადენში მოძრაობს წყალი, დარტყმათი ტალღის გავრცელების სიჩქარისათვის მივიღებთ შემდეგ ფორმულას:

$$a = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E\delta}}}, \quad (\text{მ/წმ}). \quad (6.50)$$

a -ს მნიშვნელობები წყლის მოძრაობის შემთხვევაში თუჯის სტან-

დარტული დიამეტრის მქონე მილსადენებში მოცემულია (6.1) ცხრილში (ა სიჩქარე გამოთვლილია $E_0 = 21000$ კგ/სმ² და $E = 10^6$ კგ/სმ² მნიშვნელობებისათვის).

ცხრილი 6.1

დარტებით ტალღის გავრცელების ა სიჩქარის მნიშვნელობები თუჯის მილსადენებისათვის

მილის დ დიამეტრი, მმ	კედლის მ სისქე, მმ	ა, მ/წმ	მილის დ დიამეტრი, მმ	კედლის მ სისქე, მმ	ა, მ/წმ
1	2	3	1	2	3
50	7,0	1328	250	11,5	1187
100	8,5	1289	300	12,5	1167
150	9,5	1255	600	18,0	913
250	10,5	1209			

ჰიდრავლიკური დარტემისას წნევის ნამატის განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ (6.48) გამოსახულება, რომელშიც Δp და Δv ნამატები შევცვალოთ მათი დიფერენციალებით

$$\frac{dp}{\rho} = -a dv \quad \text{ან} \quad dp = -\rho a dv.$$

ამ განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ

$$p = -\rho a v + C.$$

განესაზღვროთ C შემდეგი საწყისი პირობიდან: როცა $v = v_0$, მაშინ $p = p_0$, ე. ი. $C = p_0 + \rho a v_0$ და ამიტომ წნევის საძიებელი ნამატისათვის მივიღებთ ნ. ე უ კ ვ ს კ ის შემდეგ ფორმულას

$$\Delta p = p - p_0 = \rho a (v_0 - v). \quad (6.51)$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ჰიდრავლიკური დარტემით გამოწვეული წნევის მაქსიმალური ნამატი მილსადენში განვითარდება მილსადენის საკეტის მყისიერი დახურვისას, როდესაც მილსადენში მოძრაობის v სიჩქარე მცირდება ნულამდე (ე. ი. როცა $v = 0$). ამრიგად, ჰიდრავლიკური დარტემისას წნევის მაქსიმალური ნამატის საანგარიშოდ საბოლოოდ მივიღებთ

$$\Delta p_{\max} = p_{\max} - p_0 = \rho v_0 a = \frac{\gamma}{g} v_0 a. \quad (6.52)$$

ეს ფორმულა მართებულია პირდაპირი ჰიდრავლიკური დარტემის შემთხვევისათვის.

(6.50) ფორმულის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ჰიდრაულიკური დარტყმის ტალღის გავრცელების სიჩქარე და დარტყმის ძალა მეტია უფრო მცირე დიაპეტრისა და მაღალი დრეკადობის ზოლულის მქონე მილსადენებში.

ვინაიდან პირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმისას მილსადენში ვითარდება სტატიკურ წნევაზე რამდენჯერმე მეტი წნევა, რომელიც საშიშოა მილსადენის სიმტკიცისა და მთლიანობისათვის, ამიტომ საინჟინრო პრაქტიკაში შემუშავებულია მასთან ბრძოლის მრავალი მეთოდი. მაგალითად, პირველ რიგში ცდილობენ პირდაპირი დარტყმის შეცვლას არაპირდაპირი დარტყმით; სახელდობრ, სპეციალური ჩამკეტ-პარეგულირებელი მოწყობილობით ზრდიან მილსადენის საკეტის დახურვის τ_0 დროს იმდენად, რომ იგი მნიშვნელოვნად აღემატებოდეს დარტყმის τ_0 ფაზის ხანგრძლივობას ($\tau_0 \gg \tau_0$); ცხადია, ასეთ შემთხვევებში ჰიდრაულიკური დარტყმა უკვე იქნება არაპირდაპირი და მისი ძალა სათანადოდ შესუსტდება.

სადაწნეო მილსადენში არაპირდაპირი დარტყმისას წარმოქმნილი წნევის ნამატის განსაზღვრისათვის შეგვიძლია ვისარგებლოთ შემდეგი მიახლოებითი ფორმულით:

$$\Delta p = p - p_0 = \rho v_0 a \frac{\tau_0}{\tau_0} = \frac{2\rho v_0}{\tau_0} . \quad (6.53)$$

როგორც ვხედავთ, წნევის ნამატი (დარტყმის ძალა) პირდაპირ-პროპორციულია მილსადენის l სიგრძისა და უკუპროპორციულია საკეტის დახურვის τ_0 ხანგრძლივობისა.

$$\begin{aligned} & \text{წყლის სიმკვრივისათვის შეგვიძლია მივიღოთ } \rho = \frac{1000}{9,81} \approx \\ & \approx 102 \frac{\text{კგდ.წმ}^3}{\text{მ}^3} . \end{aligned}$$

არაპირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმის გაანგარიშების ზუსტი მეთოდები მოცემულია სპეციალურ ლიტერატურაში.

ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ ზოგ შემთხვევაში შეუძლებელია პირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმის გამომწვევი მიზეზების თავიდან აცილება; მაგალითად, ჰიდროელექტროსადგურების დატვირთვის მკვეთრი მოხსნისას სწრაფად იკეტება ტურბინის მიმმართებელი აპარატი და სადაწნეო მილსადენში ვითარდება პირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმა; სატუმბო სადგურებზე ელექტროენერგიის მიწოდების შეწყვეტისას ტუმბოს უეცარი შეჩერების შედეგად წნევა სადაწნეო მილსადენში მკვეთრად ეცემა სტატიკურ წნევაზე უფრო დაბლა, მაგრამ შეზღუდვით იგი სწრაფად იზრდება და ვითარდება პირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმა. ამიტომ სადაწნეო მილსადენებზე ეწყობა ავტომატიკური მოქმედების სხვადასხვა კონსტრუქციის დარტყმის ჩამქრობი სარგებლები და საპაერო ხუფები (უკანასკნელნი ასრულებენ საპაერო ამორტიზატორების

როლს). ჰიდროელსადგურებში ეწყობა სპეციალური განმათანაბრებელი რეზერვუარები და შახტები.

ჰიდრაულიკური დარტყმის არასასურველი მოვლენა გამოყენებულია სასარგებლო მიზნით; სახელობრ, ჯერ კიდევ 1796 წ. გამოგონებულ იქნა წყლის ამწე მანქანა „ჰიდრაულიკური ტარანი“, რომლის მოქმედება ემყარება ჰიდრაულიკური დარტყმის მოვლენას.

ამოცანა 6.7. განესაზღვროთ სადაწნეო მილსადენში საკეტის უეცარი დახურვით გამოწვეული წნევის მაქსიმალური ნამატის მნიშვნელობა (პირდაპირი ჰიდრაულიკური დარტყმისას) შემდეგი მონაცემების მიხედვით: ფოლადის მილსადენის დიამეტრი $d=250$ მმ, მისი კედლების სისქე $\delta=8$ მმ, სიგრძე $l=400$ მ, წყლის მოძრაობის საწყისი სიჩქარე $v_0=3,4$ მ/წმ, წყლის დრეკადობის მოდული $E_0=2,1 \cdot 10^4$ კგძ/სმ², ფოლადისა კი — $E=2 \cdot 10^6$ კგძ/სმ².

ამოხსნა. დარტყმითი ტალღის გავრცელების სიჩქარე განესაზღვროთ (6.50) ფორმულით

$$a = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E \delta}}} = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{2,1 \cdot 10^4 \cdot 0,25}{2 \cdot 10^6 \cdot 0,008}}} = 1237 \text{ მ/წმ.}$$

წნევის მაქსიმალური ნამატი მილსადენში განესაზღვროთ (6.52) ფორმულით

$$\Delta p_{\max} = \rho v_0 a = 102 \cdot 3,4 \cdot 1237 \approx 429000 \text{ კგძ/მ}^2 = 42,9 \text{ კგძ/სმ}^2 = 42,9 \text{ ატ.}$$

დარტყმის ფაზის ხანგრძლივობა განესაზღვროთ (6.35) ტოლობიდან

$$\tau_0 = \frac{2l}{a} = \frac{2 \cdot 400}{1237} = 0,65 \text{ წმ.}$$

ჰიდრაულიკური დარტყმით გამოწვეული წნევის ნამატი შევამოწმოთ საკეტის დახურვის ხანგრძლივობის გაზრდით. განესაზღვროთ საკეტის დახურვის ისეთი ხანგრძლივობა, რომ წნევის ნაზრდი მილსადენში არ აღემატებოდეს $\Delta p = 15$ ატ = 15 კგძ/სმ² სიდიდეს. ამ მიზნით გამოვიყენოთ (6.53) ფორმულა (არაპირდაპირი დარტყმისათვის). ამ ფორმულიდან განისაზღვრება მილსადენის საკეტის დახურვის საძიებელი დრო (ხანგრძლივობა)

$$\tau_k = \frac{\rho a v_0 \tau_0}{\Delta p} = \frac{102 \cdot 1237 \cdot 3,4 \cdot 0,65}{150000} = 1,87 \approx 2 \text{ წმ.}$$

სითხის გამოდინება ნახვრეტებიდან და ნაცმებიდან. წყალსაშვები

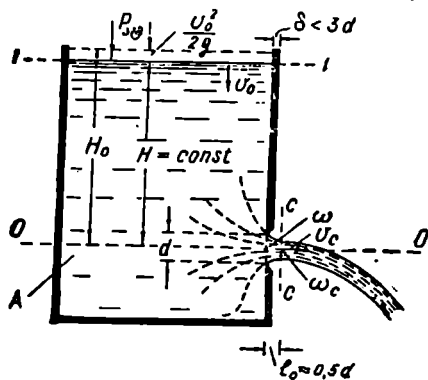
§ 7.1. ნახვრეტების კლასიფიკაცია და სითხის გამოდინების ძირითადი მახასიათებლები

საინჟინრო პრაქტიკაში ხშირად ვხვდებით სითხის გამოდინების შემთხვევებს სხვადასხვა ფორმისა და ზომის ნახვრეტებიდან ან კიდე ნახვრეტებთან მიერთებულ სხვადასხვა ფორმის მოკლე მილებიდან, რომლებსაც ნაცმებს უწოდებენ (ნახვრეტები და ნაცმები ეწყობა როგორც სხვადასხვა ტიპისა და კონსტრუქციის ჰიდრაულიკურ და ნაღვარებში, ისე ჰიდრონაგებობებში).

ჯერ გავეცნოთ ნახვრეტების კლასიფიკაციას და მათი ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითად საკითხებს. ნახვრეტებისა და ნაცმების გარდა, ამ თავში მოკლედ შევისწავლით წყალსაშვების თეორიის საფუძვლებსაც. წყალსაშვებს ფართოდ იყენებენ ჰიდრომელიორაციულ და ჰიდროტექნიკურ ნაგებობებში; ე. წ. თხელკედლიან წყალსაშვებს იყენებენ ხარჯსაზომებად ჰიდროლაბორატორიებსა და საირიგაციო ქსელებში.

სითხის გამოდინება ნახვრეტებიდან და ნაცმებიდან შეიძლება იყოს თავისუფალი (ე. ი. დაუტბორავი გამოდინება ატმოსფეროში) და არათავისუფალი (ე. ი. დატბორილი გამოდინება ღონის ქვეშ) როგორც მუდმივი, ისე ცვლადი დაწნევის.

ჰიდრაულიკაში განასხვავებენ სითხის გამოდინებას მცირე და დიდი ნახვრეტებიდან. ნახვრეტი ჩაითვლება მცირედ, თუ მაგალითად, წრიული ნახვრეტის d დიამეტრი (ან სხვა ფორმის ნახვრეტის უდიდესი მდომი ზომა) ნაკლებია $0,1H$ -ზე, სადაც H არის ნახვრეტის მოქმედი დაწნევა, ანუ მისი ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან (ნახ. 7.1); ე. ი. ნახვრეტი მცირეა, თუ $d \leq 0,1H$ და პირიქით. მცირე ნახვრეტის შემთხვევაში დაწნევა მის ნებისმიერ



ნახ. 7.1.

ფალი (ე. ი. დატბორილი გამოდინება ღონის ქვეშ) როგორც მუდმივი, ისე ცვლადი დაწნევის.

ჰიდრაულიკაში განასხვავებენ სითხის გამოდინებას მცირე და დიდი ნახვრეტებიდან. ნახვრეტი ჩაითვლება მცირედ, თუ მაგალითად, წრიული ნახვრეტის d დიამეტრი (ან სხვა ფორმის ნახვრეტის უდიდესი მდომი ზომა) ნაკლებია $0,1H$ -ზე, სადაც H არის ნახვრეტის მოქმედი დაწნევა, ანუ მისი ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან (ნახ. 7.1); ე. ი. ნახვრეტი მცირეა, თუ $d \leq 0,1H$ და პირიქით. მცირე ნახვრეტის შემთხვევაში დაწნევა მის ნებისმიერ

წერტილში შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად, ე. ი. H -ის ტოლად, ხოლო დიდი ნახვრეტის შემთხვევაში ასეთი დაშვება უკვე აღარ არის მართებული.

ნახვრეტს ეწოდება თხელკედლიანი, თუ მისი კიდეები (წიბოები) მახვილია (ნახ. 7.1) და კედელი, რომელშიც მოწყობილია ნახვრეტი, გავლენას არ ახდენს გამოდინებულ კავლის ფორმასა და მოძრაობის პირობებზე. ნახვრეტი ჩაითვლება თხელკედლიანად, თუ კედლის სისქე $\delta < 3d$. ასეთი ნახვრეტიდან გამოდინებისას დაწნევის დანაკარგს იწვევს მხოლოდ ნაკადის უეცარი შევიწროების ანალოგიური ადგილობრივი წინაღობა (სივრცეზე დაწნევის დანაკარგი აქ გამოირიცხება).

სითხის გამოდინების პირობები ე. წ. სქელკედლიანი ნახვრეტიდან (როცა $\delta \geq 3d$) საესვბით ანალოგიურია ნაცმიდან გამოდინებისა. ამის დასადასტურებლად მოვიყვანოთ შემდეგი მაგალითი: სპი-ს პილროლაბორატორიაში წიგნის ავტორის მიერ ჩატარდა ნამახვანის პილროლადგურის თაღოვანი კაშხალის წყალგამშვები ნახვრეტების გამტარობის ექსპერიმენტული გამოკვლევა. აღნიშნული ნახვრეტების ხარჯის კოეფიციენტის ცდებით მიღებული საშუალო მნიშვნელობა ზუსტად დაემთხვა ვენტურის ტიპის გარეგანი ცილინდრული ნაცმის ხარჯის კოეფიციენტის საცნობარო მნიშვნელობას ($\mu_{\text{ნახვ}} = \mu_{\text{ნაც}} = 0,82$), ვინაიდან კაშხალის ე. წ. „სქელკედლიანი ნახვრეტის“ ფარდობითი ზომები აკმაყოფილებდა ვენტურის ნაცმისათვის დადგენილ პირობებს (ზღვრებს).

განვიხილოთ წრიული ფორმის თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტი, რომელიც მოწყობილია Δ ჭერჭლის (რეზერვუარის) ვერტიკალურ კედელში (ნახ. 7.1). ნახვრეტის დიამეტრი აღვნიშნოთ d -თი, ხოლო ფართობი — ω -თი. ვივსლისხმით, რომ დაწნევა ნახვრეტის ცენტრზე $H = \rho \omega v^2$ და გამოდინება თავისუფალია.

ვინაიდან სითხის ნაწილაკები ნახვრეტისაკენ მოძრაობს მრუდწირულ ტრაექტორიებზე, ამიტომ სითხის ჰაველები (დენის წირები) თვით ნახვრეტის სიბრტყეში (კვეთში) არ არის ურთიერთპარალელური, სახელდობრ, ნაკადის სტრუქტურა ნახვრეტის კვეთში გამოსახება კრებადი მრუდწირული ჰაველებით. ნახვრეტის კვეთიდან გარკვეულ l_0 მანძილზე, რომელიც მიიღება $l_0 \approx 0,5d$ -ს ტოლად, ჰაველის სიმრუდე მცირდება და ნაკადის სტრუქტურა პრაქტიკულად შეიძლება ჩაითვალოს სწვრივ-ჰაველურად. ამასთან, მნიშვნელოვნად მცირდება ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰაველის ცოცხალი კვეთი (ე. ი. ჰაველი იკუმშება). ნახვრეტიდან უმცირესი l_0 მანძილით დაშორებულ ჰაველის $C-C$ კვეთს, რომელშიც სითხის მოძრაობა უკვე განიხილება როგორც სწვრივჰაველური ან მდოვრედ ცვლადი; „შეკუმშული კვეთი“ ეწოდება. თუ შეკუმშული ცოცხალი კვეთის ფართობს აღვნიშნავთ ω_c -თი, მაშინ ნახვრეტიდან გა-

მოდინებული ჰაერის კუმშვის ხარისხი შეიძლება დავახასიათოთ ფარ-
ლობით

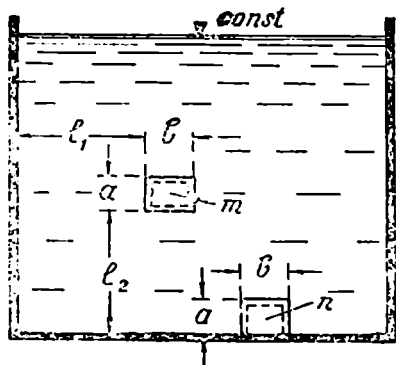
$$\varepsilon = \frac{\omega_c}{\omega}, \quad (7.1)$$

სადაც ε არის ე. წ. ჰაერის კუმშვის კოეფიციენტი;
 ω — ნახვრეტის ფართობი.

უნდა აღინიშნოს, რომ ზედაპირული დაჭიმულობის ძალების მოქ-
მედების გამო მცირე ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰაერი არ ინარჩუ-
ნებს საწყის (ნახვრეტის) ფორმას და განიცდის დეფორმაციას; ამ მოვ-
ლენას ჰაერის ინვერსია ეწოდება. მაგალითად, სამკუთხა ნახვრეტიდან
გამოდინებული ჰაერი მიიღებს სამკუთხიანი ვარსკვლავის ფორმას, წრიული
ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰაერი—ელიფსურ ფორმას და სხვ.

ჰაერის კუმშვის ხასიათი და სიდიდე განისაზღვრება მისი კიდურა-
ნაწილაკების მოძრაობის ტრაექტორიების (სათანადო დენის წირების)
სიმრუდით. ჭურჭლის მიმმართველი კედლებიდან დიდი მანძილით და-
შორებული ნახვრეტიდან გამოდინებისას მოძრავი ნაწილაკების ტრაექ-
ტორიების სიმრუდე და გამოდინებული ჰაერის კუმშვა მაქსიმალურია.
ასეთ პირობებში, ჰაერის კუმშვას ეწოდება სრულყოფილი, თვით-
ნახვრეტს კი—სრულყოფილ კუმშვას ნახვრეტი. ნახვრეტი-

დან გამოდინებული ჰაერის კუმ-
შვა ჩაითვლება სრულყოფილად,
თუ მანძილი ნახვრეტის კონტუ-
რის ნებისმიერი ნაწილიდან ჭურ-
ჭლის უახლოეს მიმმართველ კედ-
ლამდე (ან ფსკერამდე) ნახვრე-
ტის გასამკეცებელ განივ ზომაზე
მეტია; მაგალითად, 7.2 ნახაზზე
გამოსახული m ნახვრეტის ჰაერს
ექნება სრულყოფილი კუმშვა; თუ
 $l_1 > 3b$ და $l_2 > 3a$. როცა ეს პი-
რობები არ არის დაცული
($l_1 < 3b$ და $l_2 < 3a$), მაშინ ნახვრე-
ტიდან გამოდინებული ჰაერის
კუმშვა ჩაითვლება არასრულ-



ნახ. 7.2.

ყოფილად და თვით ნახვრეტს ამ შენთხვევაში ეწოდება არასრულ-
ყოფილ კუმშვას ნახვრეტი.

თუ ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰაერი განიცდის ყოველმხრივ
კუმშვას (სრულყოფილის ან არასრულყოფილის), მაშინ მას ეწოდება სრულ-
კუმშვას ნახვრეტი (მაგალითად, m ნახვრეტი 7.2 ნახაზზე).

თუ ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰავლი არ განიცდის კუმშვას ნახვრეტის კონტურის რომელიმე ნაწილის წხრიდან, მაშინ ჰავლის კუმშვა იქნება არასრული და თვით ნახვრეტს ეწოდება არასრულკუმშვიათი ნახვრეტი. ასეთი კუმშვისას, ნახვრეტის კონტური ეპიჯნება ჰურკლის ერთ ან რამდენიმე მიმართველ კედელს. (7.2) ნახვრეტი გამოსატულია მართკუთხა არასრულკუმშვიათი n ნახვრეტი (იგი ეპიჯნება ჰურკლის; ფსკერს); ნახვრეტიდან გამოდინებული ჰავლი ფსკერის გასწვრივ არ იკუმშება, ვინაიდან სათანადო სითხის ნაწილაკები ნახვრეტისაკენ მოძრაობს ფსკერის პარალელური წრფივი ტრაექტორიებით (ჰავლი განიცდის კუმშვას ნახვრეტის კონტურის სამი დანარჩენი მხრიდან).

უნდა აღვნიშნოთ, რომ ტოლი ზომების, დაწნევისა და მსგავსი ფორმის ნახვრეტებიდან მეტი გამტარობით ხასიათდება არასრულკუმშვიათი ნახვრეტები (სრული კუმშვის მქონე ნახვრეტებთან შედარებით); ანალოგიურად, სრული კუმშვის მქონე ნახვრეტებიდან მეტი გამტარობით (სითხის ხარჯით) ხასიათდება არასრულყოფილი ნახვრეტები (სრულყოფილ ნახვრეტებთან შედარებით). ამრიგად, ერთსა და იმავე პირობებში მაქსიმალური გამტარობით ხასიათდება არასრულკუმშვიათი ნახვრეტები; მინიმალური გამტარობით — სრულკუმშვიათი სრულყოფილი ნახვრეტები.

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული კვლევის შედეგად დადგენილია, რომ წრიული და კვადრატული ფორმის მცირე ნახვრეტების სრულყოფილი კუმშვის ε კოეფიციენტების საშუალო მნიშვნელობები საკმაოდ სტაბილურია და შეიძლება მივიღოთ

$$\varepsilon = 0,64 \div 0,60;$$

ამასთან, უფრო მცირე ზომის ნახვრეტებს შეესაბამება ε -ის მეტი სიდიდეები და პირიქით.

დიდი ნახვრეტებისათვის ($d > 0,1H$) კუმშვის ε კოეფიციენტის მნიშვნელობები დამოკიდებულია მთელ რიგ ფაქტორებზე (H დაწნევაზე, d/H ფარდობაზე, ნახვრეტის ზომებზე და სხვ.) და მცირე ნახვრეტებთან შედარებით იცვლება ფართო დიაპაზონში.

§ 7.2. სითხის თავისუფალი (დაუბეზრავი) გამომდინება თხელკედლიანი ნახვრეტიდან მუდმივი დაწნევისას

1. სითხის თავისუფალი გამოდინება თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტებიდან. ნახვრეტის პილრაულიკური გაანგარიშების ძირითადი მიზანია სითხის ჰავლის გამოდინების სიჩქარისა და ხარჯის განსაზღვრა.

შევადგინოთ ბერნულის განტოლება რეზერვუარში სითხის ზედაპირთან შეთავსებული 1—1 და შეკუმშული C—C კვეთებისათვის, ნახ-

ვრეტისა და შეკუმშული კვეთის ცენტრებზე გატარებული საფარდი $O-O$ სიბრტყის მიმართ (ნახ. 7.1). მოძრაობის სიჩქარე სითხის თავისუფალ ზედაპირთან აღენიშნოთ v_0 -ით, ხოლო აბსოლუტური წნევა სითხის თავისუფალ ზედაპირზე და შეკუმშული კვეთის ცენტრში მივიღოთ ატმოსფერული წნევის ტოლი (გამოდინებული ჰავლის განივი კვეთის სიმცირის გამო $C-C$ კვეთის ცენტრში წნევა $p_e \approx p_a$). მიღებული აღნიშვნების შესაბამისად, ბერნულის განტოლებიდან მივიღებთ

$$\frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} + H = \frac{\alpha_e v_e^2}{2g} = h_{W_{\text{მ.ე}}} \quad (7.2)$$

დაწნევის დანაკარგი განსახილველ შემთხვევაში გამოწვეულია მხოლოდ ნახვრეტში შესვლაზე ადგილობრივი წინაღობით, რომელიც ანალოგიურია ნაკადის უეცარი შევიწროებით გამოწვეული წინაღობისა

$$h_{W_{\text{მ.ე}}} = \zeta_{\text{მ.ე}} \frac{v_e^2}{2g}, \quad (7.3)$$

სადაც $\zeta_{\text{მ.ე}} = \zeta_{\text{კ.ა}}$ არის თხელკედლიანი ნახვრეტის წინაღობის კოეფიციენტი (ვეისბახის კოეფიციენტი).

აღენიშნოთ H_0 -ით სრული მოქმედი დაწნევა ნახვრეტის ცენტრზე ან ე. წ. მოსვლის v_0 სიჩქარით შესწორებული დაწნევა ნახვრეტის ცენტრზე

$$H_0 = H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g}. \quad (7.4)$$

მაშინ (7.2) განტოლებიდან (7.3) და (7.4) გამოსახულებების გათვალისწინებით მივიღებთ

$$H_0 = (\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ე}}) \frac{v_e^2}{2g}.$$

შეკუმშულ $C-C$ კვეთში v_e სიჩქარისათვის კი გვექნება

$$v_e = \frac{1}{\sqrt{\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ე}}}} \sqrt{2gH_0} = \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (7.5)$$

სადაც $\varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ე}}}}$ — ნახვრეტის სიჩქარის კოეფიციენტი.

თუ ნაკადის ე. წ. მოსვლის v_0 სიჩქარე (სიჩქარე თავისუფალ ზედაპირთან) ძალზე მცირეა და შეიძლება მისი უკულებელყოფა ($v_0 \approx 0$), მაშინ v_e სიჩქარე შეიძლება განესაზღვროთ უფრო მარტივად H დაწნევის მიხედვით

$$v_e = \varphi \sqrt{2gH}. \quad (7.5')$$

თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტებისათვის ექსპერიმენტული გზით დადგენილია სიჩქარის კოეფიციენტის საკმაოდ სტაბილური მნიშვნელობა $\varphi = 0,97$. მაშინ, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ $\alpha_c \approx 1,0$, წინალობის $\zeta_{\text{თ.ე}}$ კოეფიციენტისათვის შეგვიძლია დავწეროთ

$$\zeta_{\text{თ.ე}} = \frac{1}{\varphi^2} - 1 = \frac{1}{0,97^2} - 1 = 0,06. \quad (7.6)$$

თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტიდან გამოდინებული სითხის ხარჯი მუდმივი დაწნევისას ($H = \text{const}$), თუ მხედველობაში მივიღებთ (7.1) თანათარლობას, იქნება

$$Q = \omega v_c = \varepsilon \omega v_c,$$

სადაც ω — ნახვრეტის ფართობია, ხოლო ε — ქაელის კუმშვის კოეფიციენტი.

ამრიგად, ნახვრეტის ხარჯი

$$Q = \omega \varepsilon \varphi \sqrt{2gH_0}.$$

კუმშვის (ε) და სიჩქარის (φ) კოეფიციენტების ნამრავლს სითხის ხარჯის კოეფიციენტი ეწოდება და აღინიშნება μ -ით

$$\mu = \varepsilon \varphi. \quad (7.7)$$

ამიტომ მუდმივდაწნევიანი თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტიდან გამომდინებული სითხის ხარჯის ფორმულას ექნება შემდეგი საბოლოო სახე:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_0}. \quad (7.8)$$

მოსვლის v_0 სიჩქარის უგულებელყოფის შემთხვევაში სითხის ხარჯი განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH} \quad (7.8')$$

თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტებისათვის, რომლებიც ხასიათდებიან ქაელის სრულყოფილი კუმშვით, ხარჯის μ კოეფიციენტების მნიშვნელობები იცვლება ძალზე მცირე დიაპაზონში (სტაბილურია) და ნებისმიერი ფორმის ნახვრეტისათვის მიაღება $\mu = 0,59 \div 0,63$ და $\mu_{\text{თ.ე}} = 0,62$ -ის ტოლად.

ხარჯის განსაზღვრის დიდი სიზუსტის გამო თხელკედლიან მცირე ნახვრეტებს იყენებენ ხარჯსაზომებად.

არასრულყოფილი და არასრული კუმშვის შემთხვევებში ხარჯის კოეფიციენტების მნიშვნელობები იზრდება (იზრდება სათანადო ნახვრეტების გამტარობა).

სრული, მაგრამ არასრულყოფილი კუმშვის შემთხვევაში

ბარჯის μ -სრულ კოეფიციენტი მეტია სრულყოფილი კუმშვის შესაბამის ბარჯის μ კოეფიციენტზე და თანაფარდობა მათ შორის გამოისახება შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$\mu_{\text{სრული}} = \mu \left[1 + 0,64 \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 \right], \quad (7.9)$$

სადაც ω არის ნახვრეტის ფართობი, ხოლო Ω — იმ კედლის ფართობი, რომელშიც მოწყობილია არასრულყოფილი კუმშვის მქონე ნახვრეტი.

არასრული კუმშვის ბარჯის μ -სრული კოეფიციენტის საანგარიშოდ გვაქვს

$$\mu_{\text{სრული}} = \mu \left(1 + c \frac{n}{\lambda} \right), \quad (7.10)$$

სადაც λ არის ნახვრეტის კონტურის მიეწილი სიგრძე (ნახვრეტის პერიმეტრი);

n — ნახვრეტის კონტურის იმ ნაწილის სიგრძე, რომლის გასწვრივ გამოდინებული ჰავლი არ იკუმშება;

c — ნახვრეტის ფორმაზე დამოკიდებული კოეფიციენტი; წრიული ნახვრეტისათვის $c = 0,13$, ხოლო კვადრატულისათვის — $c = 0,15$.

ამოცანა 7.1. ცილინდრული ღია რეზერვუარის ფსკერის ცენტრში მოწყობილია წრიული ფორმის ნახვრეტი. განვსაზღვროთ წყლის ასეთი სიღრმე (დაწნევა) რეზერვუარში, რომ გამოდინებული ჰავლის ბარჯი იყოს $Q = 80$ ლ/წმ-ის ტოლი. რეზერვუარის დიამეტრი — $d_{\text{რვ}} = 1,0$ მ, ნახვრეტის დიამეტრი $d_{\text{ნახვრ}} = 0,1$ მ.

ამოხსნა. გერ განვსაზღვროთ გამოდინებული ჰავლის კუმშვის ხასიათი. ამ მიზნით უნდა დავადგინოთ მანძილი ნახვრეტის კონტურიდან რეზერვუარის კედლამდე; გვაქვს

$$\frac{d_{\text{რვ}}}{2} - \frac{d_{\text{ნახვრ}}}{2} = \frac{1,0 - 0,1}{2} = 0,45 \text{ ს};$$

ჰავლის კუმშვა იქნება სრულყოფილი, ვინაიდან

$$\frac{d_{\text{რვ}} - d_{\text{ნახვრ}}}{2} = 0,45 \text{ მ} > 3d_{\text{ნახვრ}} = 0,3 \text{ მ};$$

ამიტომ, ნახვრეტის ბარჯის კოეფიციენტი შეიძლება მივიღოთ $\mu = 0,62$ -ის ტოლი. საძიებელი H სიღრმე კი რეზერვუარში განისაზღვრება (7.8') ფორმულის მიხედვით

$$H = \frac{Q^2}{\mu^2 \omega_{\text{ნახვრ}}^2 2g} = \frac{0,08^2}{0,62^2 \frac{3,14^2 \cdot 0,1^4}{4} 19,62} = 1,4 \text{ მ}.$$

მიღებულ მნიშვნელობათა ჩასმით (7.11) გამოსახულებაში მივიღებთ

$$Q = \frac{2}{3} \mu_0 b \sqrt{2g} H_0^{3/2} \left[\left(1 + \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} \right]. \quad (7.12).$$

ამ ფორმულის მრგვალ ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულებები გავშალოთ ნიუტონის ბინომის მწკრივებად და შემოვიისაზღვროთ. მათი პირველი ოთხ-ოთხი წევრით, გვექნება

$$\left(1 \pm \frac{a}{2H_0}\right)^{3/2} = 1 \pm \frac{3}{2} \frac{a}{2H_0} + \frac{3}{8} \frac{a^2}{4H_0^2} \pm \frac{1}{16} \frac{a^3}{8H_0^3}.$$

მიღებული მწკრივების გათვალისწინებით (7.12) გამოსახულებიდან მარტივი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ

$$\begin{aligned} Q &= \frac{2}{3} \mu_0 b \sqrt{2g} H_0^{3/2} \left(\frac{3}{2} \frac{a}{H_0} - \frac{1}{64} \frac{a^3}{H_0^3} \right) = \\ &= \mu_0 b a \sqrt{2gH_0} \left(1 - \frac{1}{96} \frac{a^2}{H_0^2} \right). \end{aligned}$$

ვინაიდან $\frac{a^2}{96H_0^2}$ წევრი გაცილებით მცირეა ერთზე, მას, ჩვეულებრივ, უგულებელყოფენ და თხელკედლიანი დიდი ნახვრეტიდან სითხის გამოდინების შემთხვევისათვის ხარჯის ფორმულა საბოლოო სახით ჩაიწერება ასე

$$Q = \mu_0 a b \sqrt{2gH_0}$$

ახ

$$\boxed{Q = \mu_0 a \sqrt{2gH_0}}, \quad (7.13).$$

სადაც $a = ab$ -- თხელკედლიანი მართკუთხა დიდი ნახვრეტის ფართობია.

თუ ნაკადის მოსვლის v_0 სიჩქარე ძალზე მცირეა ($v_0 \approx 0$), მაშინ ხარჯის ფორმულა მიიღებს უფრო მარტივ სახეს

$$Q = \mu_0 a \sqrt{2gH} \quad (7.13').$$

დიდი ნახვრეტების ხარჯის μ_0 კოეფიციენტის მნიშვნელობები იცვლება ფართო დიაპაზონში მრავალი ფაქტორისაგან დამოკიდებულებით (ნახვრეტის ზომები და ფორმა, დაწნევა, ნახვრეტის ფარდობითი a/H სიმაღლე, ნახვრეტთან ნაკადის მოსვლის პირობები, ჰაერის არასრულყოფილი და არასრული კუმშვის ხარისხი, ნახვრეტის კიდეების დამუშავების ხასიათი და სხვ.).

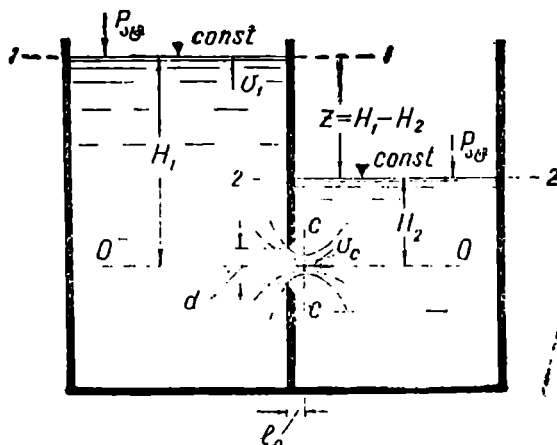
VI დანართში მოცემულია μ_0 კოეფიციენტის მნიშვნელობები (ეს მონაცემები დამუშავებული და რეკომენდებულია აკად. ნ. პავლოვსკის.

მიერ). დიდი ნახვრეტების ხარჯის კოეფიციენტის მნიშვნელობები იც-
ვლება $\mu_0 = 0,65 \div 0,90$ დიაპაზონში.

სითხის გამოდინების ლამინარული რეჟიმის დროს თხელკედლიანი
მცირე ნახვრეტების ხარჯის μ კოეფიციენტის სიდიდეები დამოკიდებუ-
ლია რეინოლდსის რიცხვზე (Re). მისი მნიშვნელობები სხვადასხვა სა-
ხის ნახვრეტებისათვის განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით და მოცე-
მულია ცნობარებში.

§ 7.3. სითხის არათავისუფალი (დაბჯობილი) გამოდინება თხელკედლიანი ნახვრეტიდან მუდმივმოქმედი დაწნევისას

თხელკედლიანი ნახვრეტიდან სითხის არათავისუფალი (ღონის ქვეშ)
გამოდინებისას, თავისუფალი გამოდინების ანალოგიურად, ნახვრეტიდან
გარკვეულ l_0 მანძილზე მყარდება ჰაერის შეკუმშული $C-C$ კვეთი
(ნახ. 7.4). შემდეგ ჰაერის განიცდის განღვრას სითხეში. ვინაიდან $C-C$
კვეთში ჰაერის სტრუქტურა მდოვრედ ცვლადია (ე. ი. პრაქტიკულად
სწვრივჰაერულია), შეიძლება დავუშვათ, რომ წნევის განაწილება ამ



ნახ. 7.4.

კვეთში ექვემდებარება ჰიდროსტატიკის ძირითად კანონს და მის მიმართ
მართებულია ბერნულის განტოლების გამოყენება.

დაწნევის ადგილობრივ დანაკარგს ნახვრეტიდან გამოდინებისას
ახასიათებს თხელკედლიანი ნახვრეტის წინაღობის (ან უეცარი შევიწ-
როების) $\zeta_{0.5}$ კოეფიციენტი (თავისუფალი გამოდინების ანალოგიურად).
ჰაერის განღვრაზე (ანუ მის შეღარებით მდოვრე გაფართოებაზე) დაწ-
18. 6. ქუთათელაძე

ნების ადგილობრივი დანაკარგი სიმცირის გამო შეიძლება უგულებელვყოთ.

შევედგინოთ ბერნულის განტოლება $1-1$ და $C-C$ კვეთებისათვის ნახვრეტის ცენტრზე გამავალი $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ; გვექნება

$$H_1 + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_e}{\gamma} + \frac{\alpha_e v_e^2}{2g} + h_{W_{\text{მ.ნ.}}}$$

მხედველობაში მივიღოთ, რომ $\alpha_1 v_1^2/2g \approx 0$, $p_e = p_a + \gamma H_2$ და $h_{W_{\text{მ.ნ.}}} = \zeta_{\text{მ.ნ.}} v_e^2/2g$, მაშინ ბერნულის განტოლებიდან მივიღებთ

$$H_1 + \frac{p_a}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} + H_2 + (\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ნ.}}) \frac{v_e^2}{2g}$$

აბ

$$(\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ნ.}}) \frac{v_e^2}{2g} = H_1 - H_2.$$

ნახვრეტის წინ და მის ქვემოთ ღონეთა სხვაობა (მოქმედი დაწნევა) აღვნიშნოთ Z -ით, ე. ი. $Z = H_1 - H_2$, მაშინ შეიკუმშულ $C-C$ კვეთში v_e სიჩქარისათვის მივიღებთ

$$v_e = \frac{1}{\sqrt{\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ნ.}}}} \sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \varphi \sqrt{2gZ}, \quad (7.14)$$

სადაც $\varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha_e + \zeta_{\text{მ.ნ.}}}}$ — ნახვრეტის სიჩქარის კოეფიციენტი ($\varphi \approx 0,97$).

სითხის ხარჯისათვის, თუ მივიღებთ მხედველობაში (7.1) და (7.7) გამოსახულებებს, გვექნება

$$Q = \omega_e v_e = \omega \varphi v_e = \omega \varphi \sqrt{2gZ} = \mu \omega \sqrt{2gZ},$$

ე. ი. დატბორილი თხელკედლიანი ნახვრეტიდან გამომდინებული სითხის ხარჯი განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gZ}, \quad (7.15)$$

სადაც $\mu = \omega \varphi$ არის ხარჯის კოეფიციენტი, ω — ნახვრეტის ფართობი და $Z = H_1 - H_2$ — ნახვრეტის მოქმედი დაწნევა.

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული გამოკვლევები გვიჩვენებს, რომ დატბორილი ნახვრეტის ხარჯის μ კოეფიციენტის სიდიდეები თითქმის არ განსხვავდება დაუტბორავი ნახვრეტის ანალოგიური სიდიდეებისაგან. სახელდობრ, გამომდინებული ჰავლის სრულყოფილი კუმშვისას შეიძლება მივიღოთ $\mu_{\text{ჰა}} = 0,62$, ხოლო დანარჩენ შემთხვევებში (არა-

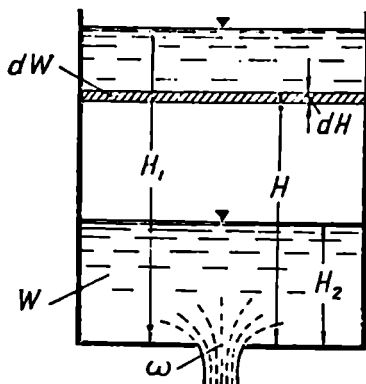
სრულყოფილი ან არასრული კუმშვისას) μ კოეფიციენტის დასადგენად შეიძლება ვისარგებლოთ (7.9) და (7.10) ფორმულებით.

განსხვავება (7.8) და (7.15) ფორმულებს შორის მხოლოდ ის არის, რომ (7.15) ფორმულაში H (ან H_0) დაწნევის ნაცვლად განიხილება სითხის ღონეთა Z სხვაობა.

§ 7.4. სითხის გამოდინება მცირე თხილქედლიანი ნახვრებიდან ცვლადი დაწნევის შემთხვევაში

სითხის გამოდინება რეზერვუარის ნახვრეტიდან ცვლადი დაწნევით გვექნება იმ შემთხვევებში, როდესაც ნახვრეტიდან თავისუფალი გამოდინებისას იცვლება სითხის ღონე რეზერვუარში ან ნახვრეტიდან არათავისუფალი (დატბორილი) გამოდინებისას, იცვლება ღონეთა სხვაობა (მოქმედი დაწნევა) აღნიშნული ნახვრეტიდან დაკავშირებულ ზიარ რეზერვუარებში. ორივე შემთხვევაში ღრის მიხედვით იცვლება ნახვრეტის მოქმედი დაწნევა და ზარჯი, რის გამოც ნახვრეტიდან სითხის გამოდინების რეჟიმი იქნება დაუმყარებელი. ქვემოთ ჩვენ განვიხილავთ ნახვრეტიდან გამოდინების დაუმყარებელი რეჟიმის მარტივ შემთხვევებს, როდესაც მოქმედი დაწნევა იცვლება შედარებით მდოერედ და სათანადო ამონახსნების მიღებისათვის დასაშვებია მოძრაობის დამყარებული რეჟიმის განტოლებებზე დაყრდნობა (პრაქტიკული გამოყენებისათვის საკმაო სიზუსტით).

1. რეზერვუარის დაცლა. განვიხილოთ სითხით შევსებული რეზერვუარი, რომლის პოზიზონტალური კვეთის Q ფართობი მუდმივია რეზერვუარის სიმაღლის გასწვრივ. რეზერვუარის ფსკერში მოწყობილია ω ფართობის მქონე ახელქედლიანი ნახვრეტი. ნახვრეტიდან გამოდინება თავისუფალია (ნახ. 7.5).



ნახ. 7.5.

რეზერვუარის დაცლისას საწყისი დაწნევა ნახვრეტზე (საწყისი სიღრმე რეზერვუარში) აღნიშნოთ H_1 -ით, ხოლო გარკვეული შუალედური დაწნევა — H_2 -თი. ვიგულისხმობთ აგრეთვე, რომ სითხის მიწოდება რეზერვუარში მისი დაცლისას არ ხდება. ნახვრეტის გაანგარიშების ძირითადი მიზანია რეზერვუარის დაცლის ღრის განსაზღვრა.

ღია ნახვრეტზე ნებისმიერი H დაწნევისას რეზერვუარიდან dt ღრის შუალედში გამოდინებული სითხის dW მოცულობა იქნება

$$dW = Q dt = \mu \omega \sqrt{2gH} dt,$$

სადაც H არის დაწნევა ნახვრეტის ცენტრზე დროის dt შუალედის საწყის მომენტში; Q — სითხის ხარჯი დროის იმავე მომენტში.

დროის dt პერიოდში ღონე რეზერვუარში დაიწვეს $dH = -dW/Q$ სიმაღლეზე (მინუს ნიშანი მიგვითითებს H დაწნევის შემცირებაზე). ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ

$$-Q dH = \mu \alpha \sqrt{2gH} dt,$$

საიდანაც

$$dt = - \frac{Q dH}{\mu \alpha \sqrt{2gH}}.$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით H_1 -დან H_2 -მდე მივიღებთ

$$t = - \int_{H_1}^{H_2} \frac{Q dH}{\mu \alpha \sqrt{2gH}} = \frac{Q}{\mu \alpha \sqrt{2g}} \int_{H_1}^{H_2} H^{-1/2} dH = \frac{Q}{\mu \alpha \sqrt{2g}} \left| 2H^{1/2} \right|_{H_1}^{H_2}$$

აქედან კი საბოლოოდ მივიღებთ

$$t = \frac{2Q(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})}{\mu \alpha \sqrt{2g}}. \quad (7.16)$$

ამ გამოსახულებით განისაზღვრება H_1 -დან H_2 სიღრმემდე რეზერვუარის დაცლის ხანგრძლივობა (ნახ. 7.5).

რეზერვუარის სრული დაცლის t დრო მიიღება (7.16) ფორმულიდან, თუ H_2 სიღრმეს ჩავთვლით ნულის ტოლად; ე. ი. გვექნება

$$t = \frac{2Q\sqrt{H_1}}{\mu \alpha \sqrt{2g}}. \quad (7.17)$$

(7.17) ფორმულა წარმოადგინოთ შემდეგი სახით:

$$t = \frac{2QH_1}{\mu \alpha \sqrt{2gH_1}} = 2 \frac{W}{Q_0}, \quad (7.18)$$

სადაც W არის სითხის საწყისი მოცულობა რეზერვუარში;

Q_0 — ნახვრეტიდან გამოდინებული სითხის ხარჯი მუდმივი საწყისი H_1 დაწნევისას.

მაშასადამე, რეზერვუარის სრული დაცლის ხანგრძლივობა ცვლადი დაწნევისას ორჯერ მეტია იმ დროზე, რომელიც დაკვირდებოდა სითხის იმავე მოცულობის გამოდინებას რეზერვუარის ნახვრეტიდან საწყისი H_1 დაწნევის ტოლი მუდმივი დაწნევისას.

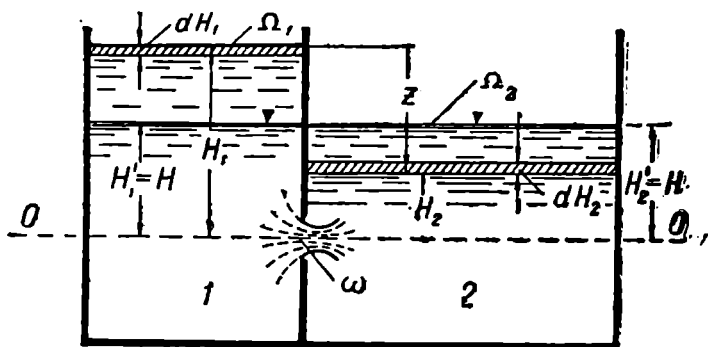
2. ღონეთა გათანაბრება ზეარ რეზერვუარებში. დავუშვათ, რომ დროის საწყის მომენტში ღონეთა სხვაობა თხელკედლიანი ნახვრე-

ტით დაკავშირებულ 1-ლ და მე-2 რეზერვუარებს შორის ტოლია Z სიმაღლისა (ნახ. 7.6); ე. ი. Z -ით აღნიშნოთ დატბორილი ნახვრეტის მოქმედი დაწნევა დროის საწყის მომენტში (ნახვრეტიდან გამოდინების დაწყებამდე).

განვსაზღვროთ t დრო, რომლის განმავლობაში დონეები რეზერვუარებში გათანაბრდება (ე. ი. როდესაც $H_1' = H_2' = H$).

რეზერვუარების ჰორიზონტალური კვეთების მუდმივი ფართობები აღნიშნოთ შესაბამისად Ω_1 და Ω_2 -ით; საწყისი დაწნევები ნახვრეტის ხიშიძის ცენტრზე (სათანადო რეზერვუარების მხრიდან) სათანადოდ H_1 და H_2 -ით, მათი სხვაობა კი Z -ით.

სითხის გამოდინების შედეგად რეზერვუარიდან 1 რეზერვუარში 2 dt დროის განმავლობაში დაწნევა ნახვრეტის ცენტრზე რეზერვუარიდან



ნახ. 7.6.

1 შემცირდება dH_1 სიდიდით, ხოლო რეზერვუარიდან 2 — გაიზრდება dH_2 სიდიდით. მაშასადამე, სითხის მოცულობა რეზერვუარში 1 dt დროის განმავლობაში შემცირდება $\Omega_1 dH_1$ სიდიდით, ე. ი.

$$-\Omega_1 dH_1 = Q_0 dt = \mu a \sqrt{2gZ} dt,$$

საიდანაც

$$dt = - \frac{\Omega_1}{\mu a \sqrt{2gZ}} dH_1. \quad (7.19)$$

იმავე dt დროის შუალედში სითხის მოცულობა რეზერვუარში 2 გაიზრდება $\Omega_2 dH_2$ სიდიდით, ამასთან

$$-\Omega_1 dH_1 = \Omega_2 dH_2,$$

ე. ი.

$$dH_2 = - \frac{\Omega_1}{\Omega_2} dH_1.$$

ვინაიდან $Z=H_1-H_2$, ამიტომ $dZ=dH_1-dH_2$ ან $dZ=dH_1+\frac{\Omega_1}{\Omega_2}dH_2=\frac{\Omega_1+\Omega_2}{\Omega_2}dH_1$ და $dH_1=\frac{\Omega_2}{\Omega_1+\Omega_2}dZ$. თუ ამ მნიშვნელობას შევიტანთ (7.19) ფორმულაში, მივიღებთ

$$dt = - \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \frac{dZ}{\mu \alpha \sqrt{2gZ}}.$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით ღონეთა სხვაობის გარკვეულ $Z=Z_1$ და $Z=Z_2$ ზღვრებში მივიღებთ ღონეთა გათანაბრების პროცესის ხანგრძლივობას გარკვეული Z_1 ღონეთა სხვაობის შემცირებისას Z_2 ღონეთა სხვაობამდე

$$\begin{aligned} t &= - \frac{1}{\mu \alpha \sqrt{2g}} \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{dZ}{\sqrt{Z}} = \frac{1}{\mu \alpha \sqrt{2g}} \frac{\Omega_1 \Omega_2}{\Omega_1 + \Omega_2} \int_{Z_2}^{Z_1} \frac{dZ}{\sqrt{Z}} = \\ &= \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\mu \alpha \sqrt{2g} (\Omega_1 + \Omega_2)} (\sqrt{Z_1} - \sqrt{Z_2}). \end{aligned} \quad (7.20)$$

თუ ამ გამოსახულებაში მივიღებთ, რომ $Z_2=0$, მაშინ ზიარ რეზერვუარებში (1 და 2) ღონეთა სრული გათანაბრებისათვის საჭირო დრო განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$\boxed{t = \frac{2\Omega_1 \Omega_2 \sqrt{Z}}{\mu \alpha \sqrt{2g} (\Omega_1 + \Omega_2)}}; \quad (7.21)$$

აქ $Z=Z_1$ — საწყისი ღონეთა სხვაობა განსახილველ ზიარ რეზერვუარებს შორის.

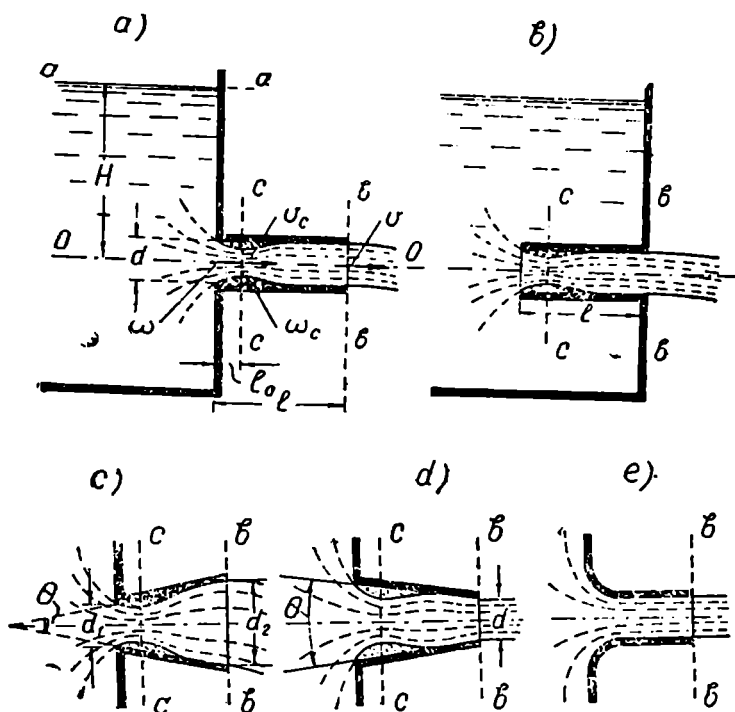
ღონეთა გათანაბრებისას $Z=0$, $H_1'=H$ და $H_2'=H$ (ნახ. 7.6).

§ 7.5. სითხის გამოდინება ნაცმებიდან

1. ნაცმების კლასიფიკაცია და გამოყენების არეები. ნაცმები ეწოდება თხელკედლიან ნახვრეტებთან მიერთებულ სხვადასხვა ფორმის მოკლე მილებს (ნახ. 7.7). ნაცმის l სიგრძე (მილის სიგრძე), ჩვეულებრივ, მიაღწევს $l=(3 \div 4)d$ -ის ტოლად; აქ d -თი აღნიშნულია ნახვრეტის დიამეტრი, ან რაც იგივეა, ნაცმის შიგა დიამეტრი.

ფორმისა და ნახვრეტთან მიერთების ხასიათის მიხედვით განასხვავებენ ნაცმების შემდეგ ტიპებს: გარე ცილინდრულ (ნახ. 7.7 *a*), შიგა ცილინდრულ (ნახ. 7.7 *b*), კონუსურ ბოლოგაშლილ (ნახ. 7.7 *c*), კონუსურ ბოლოშევიწროებულ (ნახ. 7.7 *d*) და კონოიდურ (ნახ. 7.7 *e*) ნაცმებს.

სითხის მოძრაობა ნაწილაკების ტრაექტორიების გამრუდების გამო ნაცმის შესასვლელ კვეთიდან (რეზერვუარის ნახვრეტიდან) გარკვეულ l_c მანძილზე ნაცმში შესული ჰავლი მაქსიმალურად იკუმშება და წარმოქმნის ა. ფართობის მქონე ე. წ. „შეკუმშულ კვეთს“ (ნახ. 7.7 ა, ბ), ხოლო შემდგომ იგი ფართოვდება და უკვე მთლიანად ავსებს ნაცმის ა განივკვეთს. ა. სიჩქარით მოძრაობს სითხის ჰავლი ჰაერს გაიწოვს შე-



ნახ. 7.7.

კუმშული კვეთის ირგვლივ მოქცეული ჰაერების მოწყვეტის რგოლური ზონიდან და ეს ზონა ივსება სითხის გრიგალური წარმონაქმნებით (ნახ. 7.7 ა), ე. ი. შეკუმშული კვეთის ირგვლივ წარმოიქმნება ე. წ. „გრიგალური მორევი“, რომლის ფარგლებში წნევა ეცემა H დაწნევის შესაბამის მანომეტრულ წნევაზე უფრო დაბლა. თუ ნაცმიდან გამოდინება ხდება ატმოსფეროში, მაშინ აღნიშნულ გრიგალურ ზონაში წარმოიქმნება ვაკუუმი, რომელიც „იწოვს“ სითხეს რეზერვუარიდან (ვაკუუმი ფაქტობრივად ზრდის ხერხის მოქმედ H დაწნევის) და ამიტომ მნიშვნელოვ-

ნად იზრდება ნაცმის გამტარობა (q ხარჯი) იმავე დიამეტრის მქონე თხელკედლიან ნახერეთთან შედარებით. ჰაერის ატმოსფეროში გამოდინებისას $C-C$ კვეთის არეში ვაკუუმის არსებობის ფაქტს ადვილად დამტკიცებთ, თუ შევადგენთ ბერნულის განტოლებას შეკუმშული $C-C$ და ჰაერის გამოსასვლელი $b-b$ კვეთებისათვის $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ (დაწნევის მცირე დანაკარგებს $C-C$ და $b-b$ კვეთებს შორის მხედველობაში არ ვღებულობთ); გვექნება

$$\frac{v_c^2}{2g} + \frac{p_c}{\gamma} = \frac{v^2}{2g} + \frac{p_a}{\gamma} \quad \text{ან} \quad \frac{v_c^2 - v^2}{2g} = \frac{p_a - p_c}{\gamma};$$

ვინაიდან $v_c > v$, ამიტომ $\frac{v_c^2 - v^2}{2g} > 0$ და $\frac{p_a - p_c}{\gamma} > 0$; ეს კი იმას

ნიშნავს, რომ $p_c < p_a$, რაც ადასტურებს ვაკუუმის არსებობას $C-C$ კვეთში (v_c და p_c -თი აღვნიშნეთ, შესაბამისად, სიჩქარე და წნევა $C-C$ კვეთში, ხოლო v და $p_a = p_a$ -ით — სიჩქარე და წნევა გამოსასვლელ $b-b$ კვეთში).

უნდა აღინიშნოს, რომ ვაკუუმის არსებობა $C-C$ კვეთის არეში თუმცა ზრდის v_c სიჩქარეს და ნახერეთის ხარჯს თხელკედლიან ხერეთთან შედარებით, მაგრამ თხელკედლიანი ხერეთის წინალობის გარდა, ე. ი. ნაკადის უეცარი შევიწროების ანალოგიური წინალობის გარდა (რომელსაც ახასიათებს წინალობის $\zeta_{\text{ფკოეფიციენტი}}$) ნაცმის ფარგლებში $C-C$ კვეთის ქვემოთ ნაკადმა დამატებით უნდა დაძლიოს წინალობა ჰაერის უეცარ გაფართოებაზე (ა-დან ა კვეთამდე გაფართოებაზე) და წინალობა ნაცმის l სიგრძეზე. ცხადია, თანაფარდობა ვაკუუმის ეფექტსა და აღნიშნულ ჰიდრაულიკურ წინალობათა გავლენას შორის (ნაცმის გამტარობის თვალსაზრისით) დამოკიდებულია ნაცმის l სიგრძეზე. ქვემოთ დავინახავთ, რომ ვაკუუმის ფაქტორი მოკლე ნაცმებში ($l = 3 \div 4d$) უფრო ძლიერ გავლენას ახდენს მათ გამტარობაზე, ვიდრე დამატებითი ჰიდრაულიკური წინალობები და ამიტომ ასეთი ნაცმების ხარჯი (გამტარობა) მნიშვნელოვნად აღემატება იმავე დიამეტრის მქონე თხელკედლიანი ხერეთების ხარჯს (აქ ლაპარაკი იყო ცილინდრულ ნაცმებზე). ნაცმის მნიშვნელოვანი სიგრძისას ვაკუუმის ეფექტი უკვე ვეღარ ახდენს დამატებითი წინალობების კომპენსაციას და ამიტომ ასეთი ნაცმის სითხის ხარჯი ნაკლები იქნება, ვიდრე იმავე დიამეტრის თხელკედლიანი ნახერეთის ხარჯი.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ სითხის მოძრაობის პირობები გარე და შიგა ცილინდრულ ნაცმებში თითქმის ანალოგიურია (განსხვავებულია მხოლოდ ნაცმში ნაკადის შესვლის პირობები).

კონუსური ბოლოგაშლილი ნაცმიდან თავისუფალი გამოდინებისას (ნახ. 7.7 ე), შეკუმშული $C-C$ კვეთის არეში აგრეთვე წარ-

მოიქმნება ვაკუუმში, მაგრამ მისი სიდიდე მეტი იქნება, ვიდრე ცილინ-
დრულ ნაცმში ($v_e \gg v$ და ამიტომ $p_e \ll p_a$); ამასთან, ვაკუუმის სიდიდე
იზრდება კონუსურობის Θ კუთხის ზრდასთან ერთად. მაგრამ Θ -ს დიდი
მნიშვნელობისას (ნაცმის მკვეთრი გაშლისას) სითხის ჰაველები შეიძლე-
ბა მოწყდეს ნაცმის კედლებს, რის გამოც მოწყდება აგრეთვე ვაკუუმი და
ასეთი ნაცმიდან გამოდინების პირობები გახდება თხელკედლიანი ნახერე-
ტიდან გამოდინების ანალოგიური. ცდებით დადგენილია კონუსურობის
კუთხის ოპტიმალური მნიშვნელობა: $\Theta = 5 \div 7^\circ$. კონუსური ბოლოგაშ-
ლილი ნაცმი ხასიათდება დაწნევის მნიშვნელოვანი ადგილობრივი დანა-
კარგით ჰაველის უეცარ გაფართოებაზე ($C-C$ და $b-b$ კვეთებს შორის)
და $b-b$ კვეთში გამოდინების მცირე სიჩქარეებით (ნაცმის კვეთის მკვეთ-
რი გაფართოების გამო). ამრიგად, განსახილველი ნაცმის განმასხვავებელ
თავისებურებებს შეადგენს: მნიშვნელოვანი ვაკუუმი, დიდი გამტარობა
(გამოდინების დიდი ხარჯი) და გამოდინების მცირე სიჩქარეები. აღნიშ-
ნული თვისებების გამო ბოლოგაშლილ კონუსურ ნაცმებს იყენებენ ისეთ
დანადგარებში, სადაც საჭიროა ან მნიშვნელოვანი ვაკუუმის შექმნა
(ჰაველურ ტუმბოებში, ეექტორებსა და ინექტორებში), ან კიდევ გამო-
დინების მცირე სიჩქარეები (შხაპებისათვის და დაწვების აპარატებში).

კონუსური ბოლოშევიწროებული ნაცმი გამოსახულია
7.7 *დ*-ნახაზზე. სითხის მოძრაობა ასეთ ნაცმში ხასიათდება ჰაველების
კრებადობით ნაცმის გამოსასვლელი კვეთისაკენ, რის გამოც იგი ხასიათ-
დება გამოდინების დიდი სიჩქარეებითა და დიდი კინეტიკური ენერგიის
მქონე გამოდინებული ჰაველის კომპაქტურობით — გამოდინებული ჰაველი
ინარჩუნებს თავის ფორმას დიდ მანძილზე (ე. ი. დიდ მანძილზე არ
ხდება ჰაველის დაშლა და აერირება). აღნიშნული თვისებების გამო
კონუსურ ბოლოშევიწროებულ ნაცმებს იყენებენ ჰიდრომონიტორებისა
და აქტიური ჰიდროტურბინების საქშენებად, სახანძრო ბრანდსპოიტე-
რების საქშენებად და სხვ.

განსახილველი ნაცმის ხარჯის μ კოეფიციენტი დამოკიდებულია
კონუსურობის Θ კუთხეზე და მაქსიმალურ სიდიდეს იგი აღწევს $\Theta =$
 $= 13^\circ 24'$ მნიშვნელობისას. ასეთ ნაცმში შეკუმშული კვეთის ω , ფართო-
ბი პრაქტიკულად გამოსასვლელი კვეთის ω ფართობის ტოლია (Θ -ს
შემდგომი ზრდა იწვევს დამატებით დანაკარგს ჰაველის შევიწროებაზე
და ამიტომ ნაცმის ხარჯის კოეფიციენტი და გამტარობა მცირდება).
ვინაიდან $C-C$ და $b-b$ კვეთებში მოძრაობის სიჩქარეები თითქმის ტო-
ლია ($v_e \approx v$), კონუსურ ბოლოშევიწროებულ ნაცმში ვაკუუმი არ წარმო-
იქმნება, მისი გამტარობა თხელკედლიან ნახერეტთან შედარებით თით-
ქმის არ იზრდება, მიუხედავად წინალობის კოეფიციენტის ძალზე მცირე
მნიშვნელობისა (ასეთ ნაცმში პრაქტიკულად არ არის დაწნევის ადგი-

ლობრივი დანაკარგები ჰაელის უეცარ გაფართოებაზე და შემცირებულ-
ლია აგრეთვე დანაკარგი რეზერვუარიდან ნაცმში სითხის შესვლაზე).

კონოიდური ნაცმი (ნახ. 7.7 ე) წარმოადგენს სრულყოფილ
კონუსურ ბოლოშევიწროებულ ნაცმს. მისი შიგა ზედაპირის მოხაზულო-
ბა დაახლოებით ემთხვევა სითხის მოძრაივი კიდეურა ჰაელების ფორმას.
აღნიშნულის გამო ნაცმში ჰაელი არ იკუმშება (არ წარმოიქმნება შე-
კუმშული კვეთი) და მინიმუმამდეა დაყვანილი ყველა სახის დაწნევის და-
ნაკარგი. ცხადია, კონოიდური ნაცმების გამოყენების არე იგივეა, რაც
კონუსური ბოლოშევიწროებული ნაცმებისა, მაგრამ მათი ტექნიკური
მაჩვენებლები უფრო მაღალია.

ვინაიდან სითხე გამოიძინება ნაცმებიდან სრული კვეთით, ამიტომ
კუმშვის ε კოეფიციენტების მნიშვნელობები მათთვის მიიღება ერთის
ტოლად ($\varepsilon=1$).

თხელკედლიანი ნახვრეტისა და სხვადასხვა ტიპის ნაცმების კუმშვის
(ε), სიჩქარის (φ) და ხარჯის (μ) კოეფიციენტების ცდების შედეგად ზი-
ღებული მნიშვნელობები მოცემულია (7.1) ცხრილში. ამ ცხრილში მო-
ყვანილი ყველა სიდიდე განკუთვნილია ნაცმების გამოსასვლელი $b-b$
კვეთებისადმი (ე. ი. განსაზღვრულია α ფართობით).

ეს ცხრილი გვიჩვენებს, რომ ყველაზე მცირე მნიშვნელობა აქვს
კონუსური ბოლოგაშლილი ნაცმის ხარჯის კოეფიციენტს, თუმცა ზემოთ
აღნიშნეთ, რომ ეს ნაცმი ხასიათდება ყველაზე მეტი გამტარობით; საქ-
მე ის არის, რომ ბოლოგაშლილ ნაცმს აქვს ყველაზე მეტი გამოსასვლე-
ლი კვეთი ($\alpha_{\text{კ}} = \alpha$) და ამიტომაც იგი, საერთო ჯამში, ხასიათდება
ყველაზე მეტი გამტარობით.

ცხრილი 7.1

თხელკედლიანი ნახვრეტისა და სხვადასხვა ნაცმების ε , φ და μ კოეფიციენტების
მნიშვნელობები

ხე- რი რიგზე	ნახვრეტისა და ნაცმის ტიპი	ε	φ	μ
1	წრიული თხელკედლიანი ნახვრეტი	0,64	0,97	0,62
2	გარე ცილინდრული ნაცმი ($l/d=3 \div 4d$)	1,00	0,82	0,82
3	შიგა ცილინდრული ნაცმი „	1,00	0,71	0,71
4	კონუსური ბოლოგაშლილი ($\theta=5 \div 7^\circ$)	1,00	$0,45 \div 0,50$	$0,45 \div 0,50$
5	კონუსური ბოლოშევიწროებული ($\theta=13^\circ 24'$)	0,93	0,96	0,94
6	კონოიდური ნაცმი	1,00	0,98	0,93

2. ნაცმების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება. განვიხილოთ გარე ცი-
ლინდრული მოკლე ნაცმი ($l/d=3 \div 4$), რომლის სქემა გამოსახულია (7.8)
ნახაზზე. სითხის გამოღინება ნაცმიდან თავისუფალია (დაუტბორავია).

შევადგინოთ ბერნულის განტოლება $a-a$ და $b-b$ კვეთებისათვის ნაცმის ღერძთან შეთავსებული $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ. წინასწარ შემოვიღოთ შემდეგი აღნიშვნები: $v_a = v_0$, $v_b = v$ და მივიღოთ $\alpha_a = \alpha_b = 1,0$; მაშინ გვექნება

$$H + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} = \frac{p_b}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} + \Sigma \zeta \frac{v^2}{2g}$$

ან

$$H_0 = (1 + \Sigma \zeta) \frac{v^2}{2g}, \quad (7.22)$$

სადაც H_0 არის მოსვლის v_0 სიჩქარით შესწორებული სრული დაწნევა ნაცმის ღერძზე (სრული კუთრი ენერგია ნაცმის შესასვლელი კვეთის ცენტრში);

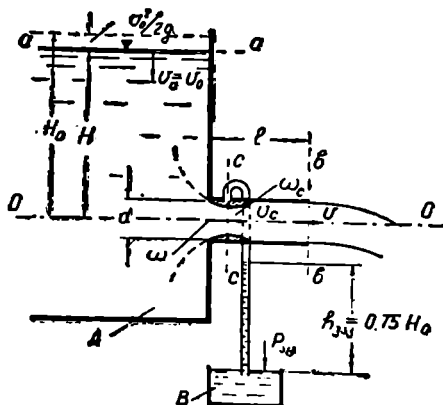
v — ქავლის საშუალო სიჩქარე ნაცმის გამოსასვლელ $b-b$ კვეთში;

$\Sigma \zeta$ — წინალობის ჯამური კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს ყველა სახის ჰიდრაულიკურ წინალობას სითხის მოძრაობისას ნაცმში.

ნაცმში ნაკადმა უნდა დაძლიოს შემდეგი სახის ჰიდრაულიკური წინალობები: 1) ადგილობრივი წინალობა სითხის მოძრაობისას $a-a$ კვეთიდან $C-C$ კვეთამდე, ანუ წინალობა ნაკადის უეცარ შევიწროებაზე თხელკედლიან ნახერცში შესვლისას, რომელიც ხასიათდება წინალობის $\zeta_{0.5}$ კოეფიციენტით (§ 7.2); 2) ადგილობრივი წინალობა ქავლის უეცარ გაფართოებაზე შემკუმშულ $C-C$ კვეთიდან მოძრავი ქავლით მთლიანად შევსებული ნაცმის განივკვეთამდე, რომელიც ხასიათდება წინალობის $\zeta_{3.6}$ კოეფიციენტით; 3) ნაცმის l სიგრძეზე ჰიდრაულიკური ხახუნით გამოწვეული წინალობა, რომელსაც ითვალისწინებს წინალობის $\zeta_1 = \lambda l/d$ კოეფიციენტი (5.76 გამოსახულების თანახმად).

შემაღნიშნულის თანახმად გვექნება

$$\Sigma \zeta = \zeta_{0.5} + \zeta_{3.6} + \zeta_1. \quad (7.23)$$



ნახ. 7.8.

წინალობის ყველა აღნიშნული კოეფიციენტი უნდა განისაზღვროს ერთი და იმავე გამოდინების v სიჩქარის მიხედვით.

თხელკედლიანი ნახერეთის $\zeta_{0.6}$ კოეფიციენტი განსაზღვრული იყო შეკუმშული კვეთის v , სიჩქარის მიხედვით (§ 7.2) და მისი მნიშვნელობა, (7.6) გამოსახულების თანახმად, $\zeta_{0.6} = \zeta'_{0.6} = 0,06$ -ის ტოლია (აქ „ c “ ინდექსი მიგვითითებს იმას, რომ $\zeta_{0.6}$ კოეფიციენტი განსაზღვრული იყო $C-C$ კვეთში v , სიჩქარის მიხედვით; ქვემოთ „ b “ ინდექსით პირობით აღნიშნოთ გამოსასვლელ $b-b$ კვეთში v სიჩქარის მიხედვით განსაზღვრული იმავე კოეფიციენტის მნიშვნელობა). ახლა განვსაზღვროთ $\zeta_{0.6} = \zeta'_{0.6}$ კოეფიციენტის მნიშვნელობა (გამოსასვლელი v სიჩქარის მიხედვით). თხელკედლიანი ნახერეტიდან გამოდინებისას დაწნევის დანაკარგი

$$h_{W_{0.6}} = \zeta'_{0.6} \frac{v^2}{2g} = \zeta'_{0.6} \frac{v^2}{2g},$$

ამიტომ (თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ჰაერის კუმშვის კოეფიციენტი $\varepsilon = \frac{w_s}{w} = 0,64$)

$$\zeta_{0.6} = \zeta'_{0.6} = \zeta''_{0.6} \left(\frac{v_c}{v} \right)^2 = \zeta''_{0.6} \left(\frac{w}{w_c} \right)^2 = \zeta''_{0.6} \frac{1}{\varepsilon^2} = \frac{0,06}{0,64^2} = 0,15; \quad (7.24)$$

ე. ი. ნაცმის გამოსასვლელი $b-b$ კვეთის მიმართ $\zeta_{0.6} = 0,15$.

ჰაერის უეცარ გაფართოებაზე წინალობის კოეფიციენტი გამოსასვლელი v სიჩქარის მიხედვით განისაზღვრება (5.70) ფორმულით

$$\begin{aligned} \zeta_{0.6} = \zeta''_{0.6} &= \left(\frac{w}{w_s} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)^2 = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 = \\ &= \left(\frac{1-0,64}{0,64} \right)^2 = 0,32. \end{aligned} \quad (7.25)$$

ამრიგად,

$$\Sigma \zeta = 0,15 + 0,32 + \lambda \frac{l}{d} \approx 0,5 + \lambda \frac{l}{d}. \quad (7.26)$$

ჯამურ კოეფიციენტს

$$\zeta_{\Sigma} = \zeta_{0.6} + \zeta_{0.8} = 0,15 + 0,32 \approx 0,5 \quad (7.27)$$

ეწოდება წინალობის კოეფიციენტი ნაცმში შესვლაზე.

წინალობის ჯამური კოეფიციენტი, თუ მივიღებთ მხედველობაში (7.25) გამოსახულებას, შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახითაც:

$$\Sigma \zeta = \zeta_{0.6} + \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d}. \quad (7.28)$$

ახლა დავუბრუნდეთ (7.22) გამოსახულებას და განვსაზღვროთ ნაც-
მიდან ჭავლის გამოდინების v სიჩქარე, გვექნება

$$v = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{ავ}} + \lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH_0} = \sqrt{\frac{1}{1,5 + \lambda \frac{l}{d}}} \sqrt{2gH_0}$$

ან

$$v = \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (7.29)$$

სადაც სიჩქარის კოეფიციენტი

$$\varphi = \sqrt{\frac{1}{1,5 + \lambda \frac{l}{d}}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_{\text{თ.გ}} + \zeta_{\text{კ.გ}} + \zeta_i}}. \quad (7.30)$$

ვინაიდან სითხე გამოდინება ნაცმიდან სრული კვეთით (გამოსას-
ვლელ $b-b$ კვეთში კუმშვის კოეფიციენტი $\varepsilon=1$), ნაცმის ხარჯის კოე-
ფიციენტი მისი სიჩქარის კოეფიციენტის ტოლია

$$\mu = \varepsilon \varphi = \varphi = \sqrt{\frac{1}{1,5 + \lambda \frac{l}{d}}}. \quad (7.31)$$

ამრიგად, ხარჯის საანგარიშოდ საბოლოოდ მივიღებთ

$$Q = \sigma a = \mu a \sqrt{2gH_0}. \quad (7.32)$$

ცხადია, იმ შემთხვევაში, როდესაც დასაშვებია მოსვლის v_0 სიჩქა-
რის უგულებელყოფა, ხარჯი განისაზღვრება უფრო მარტივად

$$Q = \mu a \sqrt{2gH}, \quad (7.32')$$

სადაც H — დაწნევა ნაცმის ლერძზე (ნახ. 7.8).

ხარჯის კოეფიციენტი ($\mu = \varphi$) მცირდება ნაცმის l სიგრძის ზრდას-
თან დაკავშირებით (იზრდება ζ_i კოეფიციენტი), ამიტომ ცდილობენ ნაც-
მების სიგრძე აიზოიონ მინიმალური, სახელდობრ, ცილინდრული ნაცმი-
სათვის ის მინიმალური სიგრძე, რომლის დროსაც ნაცმი ჯერ კიდევ
მუშაობს სრული კვეთით და ვაკუუმის წარმოქმნით (ე. წ. „ვენტურის“
ტიპის ნაცმის სიგრძე), $l = (3 \div 4)d$. ასეთი ცილინდრული ნაცმის ხარ-
ჯის კოეფიციენტი (ცხრილი 7.1) $\mu = \varphi = 0,82$.

თუ წინააღობის λ კოეფიციენტის მნიშვნელობას დაახლოებით მივი-
ღებთ 0,02-ის ტოლად, მაშინ ცილინდრული ნაცმის ხარჯის კოეფიციენ-

ტი შემცირდება იმავე დიამეტრის მქონე თხელკედლიანი ნახვრეტის ზარჯის კოეფიციენტის $\mu=0,62$ მნიშვნელობამდე იმ შემთხვევაში, როცა მილის სიგრძეს გავზრდით $l \approx 55d$ მნიშვნელობამდე (ეს მონაცემი შეტყველებს ნაცმის გამოყენების ეფექტურობაზე იმავე დიამეტრის მქონე თხელკედლიან ნახვრეტთან შედარებით).

უნდა აღინიშნოს, რომ (7.32) ფორმულა და სათანადო კოეფიციენტების მნიშვნელობები მართებულია არა მარტო ცილინდრული ნაცმებისათვის, არამედ სქელკედლიანი მუდმივდიამეტრიანი ნახვრეტებისთვისაც.

ახლა განვსაზღვროთ ცილინდრულ ნაცმში წარმოქმნილი ვაკუუმის სიდიდე. ამ მიზნით შევადგინოთ ბერნულის განტოლება $C-C$ და $b-b$ კვეთებისათვის $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ (ნახ. 7.8). თუ მივიღებთ $\alpha_r = \alpha_s = 1,0$, აღნიშნულ განტოლებიდან გვექნება

$$\frac{p_e}{\gamma} + \frac{v_e^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} + \Sigma \zeta' \frac{v^2}{2g}, \quad (7.33)$$

სადაც p_e არის ჰიდროდინამიკური წნევა $C-C$ კვეთში;

$\Sigma \zeta'$ — წინალობის ჯამური კოეფიციენტი, რომელიც მხედველობაში იღებს დაწნევის (ენერგიის) დანაკარგებს ნაცმის $C-C$ და $b-b$ კვეთებს შორის.

ნაცმის მცირე სიგრძის გამო ($l/d=3 \div 4$) შეიძლება უგულებელვყოთ დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგი, მაშინ $\Sigma \zeta'$ კოეფიციენტით მხედველობაში მიიღება მხოლოდ დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგი $C-C$ კვეთის შემდეგ ჰავლის უეცარ გაფართოებაზე. მაშასადამე, (7.25) გამოსახულების თანახმად,

$$\Sigma \zeta' = \zeta_{\text{კ.გ.}} = \zeta''_{\text{კ.გ.}} = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2.$$

(7.33) განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{p_a - p_e}{\gamma} = h_{\text{კ.გ.}} = \frac{v_e^2}{2g} - \frac{v^2}{2g} - \Sigma \zeta' \frac{v^2}{2g};$$

მხედველობაში მივიღოთ, რომ $v_e = v \cdot a/a_e$, მაშინ

$$h_{\text{კ.გ.}} = \frac{v^2}{2g \varepsilon^2} - \frac{v^2}{2g} - \Sigma \zeta' \frac{v^2}{2g} = \frac{v^2}{2g} \left(\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' \right); \quad (7.34)$$

გარდავქმნათ მრგვალ ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულება

$$\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' = \frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 = 2 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon},$$

$$h_{\text{კა}} = 2 \frac{v^2}{2g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{v^2}{g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (7.34')$$

მოძრაობის სიჩქარე გამოსასვლელ $b-b$ კვეთში გამოვსახოთ (7.29) ფორმულის მიხედვით, გვექნება

$$h_{\text{კა}} = \frac{\varphi^2 2g H_0}{g} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} = 2\varphi^2 H_0 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (7.35)$$

გარე ცილინდრული ნაცმისათვის $\varphi=0,82$ (ცხრილი 7.1), ხოლო კუმშვის ε კოეფიციენტის მნიშვნელობა თხელკედლიანი ნახვრეტების ანალოგიურად შეგვიძლია მივიღოთ $\varepsilon=0,64$ -ის ტოლი; მაშინ

$$h_{\text{კა}} = 2\varphi^2 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} H_0 = 2 \cdot 0,82^2 \frac{1-0,64}{0,64} \approx 0,75 H_0. \quad (7.36)$$

როგორც ვხედავთ, ნაცმში წარმოქმნილი ვაკუუმის სიდიდე (ნახ. 7.8) მნიშვნელოვანია (აღწევს სრული H_0 დაწნევის $\sim 75\%$ -ს), მაგრამ ცდების მონაცემებით დადგენილია, რომ ვაკუუმმეტრული სიმაღლის მნიშვნელობისას $h_{\text{კა}} > 8,0$ მ. წყ. სვ., იწყება ნაცმში ჰაერის შეწოვა გამოსასვლელი $b-b$ კვეთიდან; ეს კი იწვევს ვაკუუმის მთლიან ან ნაწილობრივ მოწყვეტას, ე. ი. ნაცმი იმტეხება როგორც ჩვეულებრივი თხელკედლიანი ნახვრეტი ან როგორც შემცირებული გამტარობის ნაცმი (ნაცმის კედლებიდან ჰაერის ნაწილობრივი მოწყვეტით). აღნიშნულის საფუძველზე დავადგინოთ სრული H_0 დაწნევის ის ზღვრული მნიშვნელობა, რომლის გადაჭარბებისას ნაცმში ვაკუუმი მოწყდება. (7.35) გამოსახულების თანახმად,

$$H_{0\text{ზღვრ}} = h_{\text{კა.ზღვრ}} \frac{1}{2\varphi^2} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}, \quad (7.37)$$

სადაც $h_{\text{კა.ზღვრ}}$ არის ვაკუუმმეტრული სიმაღლის ზღვრული (დასაშვები) სიმაღლე, რომელიც დაახლოებით 8,0 მ-ის ტოლია. ამიტომ გარე ცილინდრული ნაცმისათვის ზღვრული დაწნევის მნიშვნელობა დაახლოებით ტოლია

$$H_{0\text{ზღვრ}} = 8,0 \frac{1}{2 \cdot 0,82^2} \cdot \frac{0,64}{1-0,64} \approx 10 \text{ მ.}$$

ნაცმის მნიშვნელოვანი სიგრძისას დაწნევის სიგრძეზე დანაკარგები იზრდება და ჰაერის შეკუმშული კვეთის არეში ვაკუუმი შეიძლება არც წარმოიქმნეს. (7.34) გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ ვაკუუმი წარმოიქმნება (ე. ი. გვექნება $h_{\text{კა}} > 0$) იმ შემთხვევაში, თუ

$$\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' > 0 \quad \text{ან} \quad \frac{1}{\varepsilon^2} > 1 + \Sigma \zeta'$$

ლა ვაკუუმი არ წარმოიქმნება, ე. ი. გვექნება ქარბი წნევა ($h_{33} < 0$), თუ

$$\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 - \Sigma \zeta' < 0 \quad \text{ან} \quad \frac{1}{\varepsilon^2} < 1 + \Sigma \zeta'.$$

ამ გამოსახულებათა საფუძველზე შეგვიძლია განვსაზღვროთ ნაცმის ისეთი ზღვრული λ სიგრძე, რომლის დროსაც ვაკუუმი უკვე აღარ წარმოიქმნება; ზღვრული λ სიგრძისას

$$\frac{1}{\varepsilon^2} = 1 + \Sigma \zeta',$$

სადაც $\Sigma \zeta'$ არის წინალობის ჯამური კოეფიციენტი ნაცმის სიგრძეზე, ლაწნევის დანაკარგების გათვალისწინებით

$$\Sigma \zeta' = \zeta''_g + \zeta_l = \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l}{d};$$

მაშასადამე,

$$\frac{1}{\varepsilon^2} = 1 + \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \lambda \frac{l_{\text{ზღვ}}}{d},$$

საიდანაც საბოლოოდ მივიღებთ

$$l_{\text{ზღვ}} = 2 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \frac{d}{\lambda}. \quad (7.38)$$

ახლა დავრწმუნდეთ იმაში, რომ ნაცმის გამტარობა ნახვრეტთან შედარებით იზრდება მხოლოდ შეკუმშულ კვეთში ვაკუუმის წარმოქმნის გამო. შევადგინოთ ბერნულის განტოლება $a-a$ და $C-C$ კვეთებისათვის $O-O$ საფარდი სიბრტყის მიმართ (ნახ. 7.8), გვექნება

$$\frac{p_{a0}}{\gamma} + H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \zeta_{\text{თ.ე}} \frac{v_c^2}{2g}$$

ან

$$(\alpha_c + \zeta_{\text{თ.ე}}) \frac{v_c^2}{2g} = H_0 + \frac{p_{a0} + p_c}{\gamma} = H_0 + h_{33},$$

საიდანაც

$$v_c = \sqrt{\frac{1}{\alpha_c + \zeta_{\text{თ.ე}}} \sqrt{2g(H_0 + h_{33})}} = \varphi \sqrt{2g(H_0 + h_{33})}.$$

სითხის ხარჯი კი

$$Q = \omega_c v_c = \varepsilon \omega \varphi \sqrt{2g(H_0 + h_{33})} = \mu \omega \sqrt{2g(H_0 + h_{33})}. \quad (7.39)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $h_{33} \approx 0,75 H_0$, მაშინ

$$Q = \mu \omega \sqrt{2g(H_0 + 0,75 H_0)} \approx 1,33 \mu \omega \sqrt{2g H_0}. \quad (7.40)$$

მიღებულ (7.40) ფორმულას თუ შევადარებთ თხელკედლიან ნახვრეტის ხარჯის (7.8) ფორმულას, დავრწმუნდებით იმაში, რომ თხელკედლიან ნახვრეტთან შედარებით ცილინდრული ნაცმის გამტარობა ვაკუუმის წარმოქმნის გამო იზარდება 33%-ით (ამასთან, ნაცმიდან გამოდინების სიჩქარე მცირდება ~15%-ით).

ამოცანა 7.2. 1) განვსაზღვროთ რეზერვუარის კედელში მოწყობილი წრიული ფორმის სრულყოფილი კუმშვის მქონე თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტიდან გამოდინებული წყლის ხარჯი, თუ ნახვრეტის დიამეტრი $d=0,2$ მ, ზოლო დაწნევა მის ცენტრზე $H=6,0$ მ; 2) განვსაზღვროთ რეზერვუარიდან გამოდინებული წყლის ხარჯი იმავე ნახვრეტზე მიერთებული $l=0,7$ მ-ის სიგრძის გარე ცილინდრული ნაცმიდან.

მოსვლის v_0 სიჩქარის შესაბამისი სიჩქარიით დაწნევა უგულებელვყოთ მისი სიმცირის გამო.

ამოხსნა. 1) სრულყოფილი კუმშვის მქონე თხელკედლიანი მცირე ნახვრეტის ხარჯის კოეფიციენტი $\mu=0,62$ (ცხრილი 7.1). მაშინ წყლის Q ხარჯი (7.8') ფორმულის თანახმად,

$$Q = \mu a \sqrt{2gH} = 0,62 \frac{3,14 \cdot 0,2^2}{4} \sqrt{19,62 \cdot 6,0} = 0,211 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 211 \text{ ლ/წმ}.$$

2) იმავე ნახვრეტზე მიერთებული გარე ცილინდრული ნაცმის სიკრძე აკმაყოფილებს პირობას $l/d=0,7/0,2=3,5$, ამიტომ ხარჯის μ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის ვიყენებთ (7.31) ფორმულას

$$\mu = \varphi = \varphi = \sqrt{\frac{1}{1,5 + \lambda \frac{l}{d}}}.$$

λ კოეფიციენტი განვსაზღვროთ ღარსის მიახლოებითი (5.61) ფორმულით

$$\lambda = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40d} \right) = 0,02 \left(1 + \frac{1}{40 \cdot 0,2} \right) = 0,0225;$$

მაშინ ხარჯის კოეფიციენტი

$$\mu = \sqrt{\frac{1}{1,5 + 0,0225 \frac{0,7}{0,2}}} \approx 0,80;$$

ნაცმიდან გამოდინებული წყლის ხარჯი კი (7.32') ფორმულის თანახმად,

$$Q = \mu a \sqrt{2gH} = 0,80 \cdot 0,0314 \sqrt{19,62 \cdot 6,0} = 0,273 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 273 \text{ ლ/წმ}.$$

ამრიგად, თხელკედლიან ნახვრეტზე გარე ცილინდრული ნაცმის მიერთების შედეგად გამოდინებული ხარჯი 211 ლ/წმ-დან გაიზარდა 273 ლ/წმ-მდე, ე. ი. 29,4%-ით.

§ 7.6. წაბლსაშვები

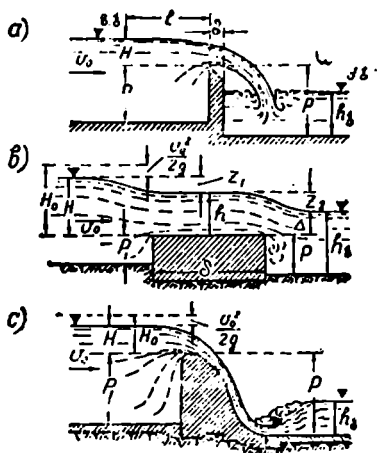
წყალსაშვი ეწოდება კალაპოტის გადამღობ განივ ნაგებობას (კედელს) ან სხვა სახის სპეციალურ მოწყობილობას (კონსტრუქციას), რომლის ზღურბლზე (ან ქიმზე) გადადინება კალაპოტში მოძრავი სითხე. წყალსაშვების სხვადასხვა ტიპები ფართოდაა გავრცელებული სამდინარო ჰიდროტექნიკურ ნაგებობებში (წყალსაშვიანი კაშხალები, კაშხალების ფარებიანი ღიობები), ირიგაციულ ნაგებობებში (წყალმიმღებ ნაგებობათა კვანძები, განმანაწილებელი რეგულატორები), ჰიდროლაბორატორიებში (სხვადასხვა ტიპის თხელკედლიანი ხარჯსაზომი წყალსაშვები) და აგრეთვე ტექნიკის მრავალ სხვა დარგებში.

ნაკადისა და შესაბამის ნაგებობათა უბანს წყალსაშვის წინ (მისი ღერძის ზემოთ — სითხის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით) ეწოდება ზედა ბიეფი (დატბორილი ბიეფი), ხოლო უბანს წყალსაშვის ქვემოთ (უკან) — ქვედა ბიეფი. წყალსაშვის ზღურბლიდან (ან თხელკედლიანი წყალსაშვის ქიმიდან) დატბორილი ნაკადის თავისუფალ ზედაპირამდე სიმაღლეს, გაზომილს იმ კვეთში, სადაც ღონის დაცემა პრაქტიკულად არ შეიმჩნევა, წყალსაშვის ზღურბლზე (ქიმზე) სტატიკური დაწნევა (H) ეწოდება. ღონის დაცემა პრაქტიკულად არ შეიმჩნევა წყალსაშვის ზღურბლიდან $l = (3 \div 4) H$ მანძილით დაშორებულ კვეთში (ნახ. 7.9 ა).

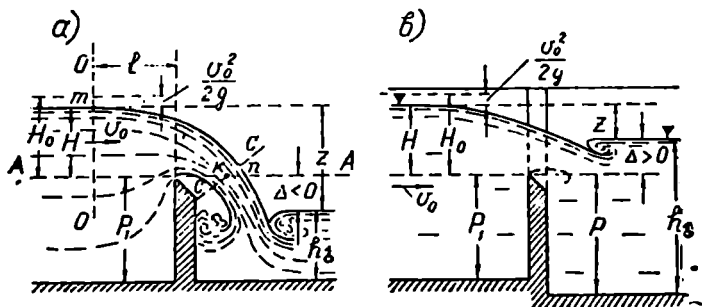
1. წყალსაშვების კლასიფიკაცია. წყალსაშვის კედლის (ზღურბლის) პროფილის მიხედვით განასხვავებენ: 1) თხელკედლიან წყალსაშვებს (ნახ. 7.9 ა), როცა ზღურბლის სიგანე (სისქე) — $\delta \leq 0,67H$; 2) ფართო ზღურბლიან წყალსაშვებს (ნახ. 7.9 ბ), როცა — $2H \leq \delta < 8H$ (თუ $\delta > 8H$ — წყალსაშვი ფაქტობრივად არხს ან ღარს წარმოადგენს) და 3) პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვებს (ნახ. 7.9 ც). უკანასკნელის ზღურბლის სიგანე შუალედურია თხელკედლიან და ფართო ზღურბლიან წყალსაშვებს შორის $0,67H \leq \delta < 2H$.

წყალსაშვზე გადადინებული ჰავლის ქვედა ბიეფის ნაკადთან შეუღლების ტიპის მიხედვით განასხვავებენ: 1) დაუტბორავ (ან დაუძირავ) წყალსაშვებს (ნახ. 7.10 ა) და 2) დატბორილ (დაძირულ) წყალსაშვებს (ნახ. 7.10 ბ). წყალსაშვი დაუტბორავია, როცა წყლის დონე უშუალოდ კედლის შემდეგ (ქვედა ბიეფში) წყალსაშვის ზღურბლზე დაბალია და ამიტომ იგი გავლენას ვერ ახდენს წყალსაშვის ხარჯზე (არ ამცირებს მას) და ნაკადის გადადინების ჰიდრაულიკურ პირობებზე.

წყალსაშვი შეიძლება ჩაითვალოს დაუტბორავად მიუხედავად იმისა, რომ წყლის დონე უშუალოდ წყალსაშვის შემდეგ მის ზღურბლზე უფრო მაღალია, ე. ი. როცა $h_a > P$ და $\Delta > 0$ (ნახ. 7.10 ბ), მაგრამ ასეთ შემთხვევებში დონეთა ფარდობითი χ/P ვარდნილი (ბიეფებს შორის ფარდობითი დონეთა სხვაობა) უნდა აკმაყოფილებდეს პირობას $\chi/P > 0,7$. აქ h_a — წყლის სიღრმეა ქვედა ბიეფში, P — წყალსაშვის ზღურბლის სიმაღლეა ქვედა ბიეფის მხრიდან, χ — დონეთა ვარდნილია (სხვაობა) ბიეფებს შორის, ხოლო Δ — წყალსაშვის ზღურბლის დატბორვის სიმაღლეა (ქვედა ბიეფის მხრიდან). თუ $h_a < P$, Δ -ს თვლიან უარყოფითად ($\Delta < 0$), თუ $h_a > P$, მაშინ იგი ითვლება დადებითად ($\Delta > 0$). წყალსაშვის დატბორვისას მისი გამტარობა (ხარჯი) მცირდება და იცვლება მის ზღურბლზე სითხის გადადინების ხასიათი. ცხადია, წყალსაშვი შეიძლება ჩაითვალოს დატბორილად იმ შემთხვევაში, თუ დატულია შემდეგი ორი პირობა:



ნახ. 7.9.



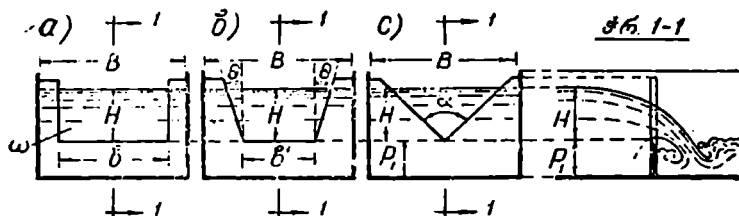
ნახ. 7.10.

$h_a > P$ და $\chi/P < 0,7$ (აქ იგულისხმება, რომ h_a სიღრმე მყარდება უშუალოდ წყალსაშვის ზღურბლთან).

ნაკადის გადამლობი ნაგებობის კედელში ჭრილის ფორმის მიხედვით განასხვავებენ: 1) მარტოეზობა (ნახ. 7.11 ა), 2) ტრაპეციული (ნახ. 7.11 ბ), 3) სამკუთხეობა (ნახ. 7.11 ც), 4) წრიული და

5) პარაბოლური ფორმის წყალსაშვებს. უმეტეს შემთხვევებში სხვა-დისხვა ფორმის კრილი აქვს თხელკედლიან წყალსაშვებს. ფართოზღურ-ბლიანი და პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვებს, როგორც წესი, აქვს მართკუთხა ფორმა.

წყალსაშვზე გადადინებული ნაკადის (ჰავლის) გვერდითი კუმ-შვის პირობების მიხედვით განასხვავებენ: 1) წყალსაშვს გვერ-დითი კუმშვის გარეშე (როცა კალაპოტის B სიგანე წყალსაშვის b სიგანეს ტოლია და მათი განივკვეთის ფორმა ერთნაირია) და



ნახ. 7.11.

2) გვერდითკუმშვიან წყალსაშვს (ნახ. 7.11), როცა წყალსაშვის b სიგანე კალაპოტის (არხის, ლარის) B სიგანეზე ნაკლებია ან მათი კვე-თების ფორმა განსხვავებულია.

აგრეთვე უნდა აღინიშნოს, რომ გვერდითკუმშვით მოხაზულობისა და ნაკა-დის ლერძის მიმართ განლაგების მიხედვით განასხვავებენ: პირდაპირ, ირიბ, ტეხილ და მრუდწირულ წყალსაშვებს.

2. დაუტბორავი წყალსაშვების ხარჯის ძირითადი ფორმულა. გამო-ვიყენოთ ბერნულის განტოლება დაუტბორავ წყალსაშვზე, სითხის გადა-დინების შემთხვევისათვის (ნახ. 7.10 a). საფარდი $A-A$ სიბრტყე გავა-ტაროთ წყალსაშვის კიბის ღონეზე; $C-C$ კვეთი გავატაროთ $A-A$ სი-ბრტყისა და წყალსაშვზე გადადინებული ჰავლის ლერძის გადაკვეთის k წერტილზე (გადადინებული ჰავლის მართობულად); ვერტიკალური $O-O$ კვეთი გავატაროთ ზედა ბიფფში წყალსაშვის ზღურბლიდან l მანძილზე, სახელდობრ, შევუთავსოთ იგი იმ კვეთს, სადაც შეტბორილი ბიფფის ღონის დაცემა პრაქტიკულად არ შეიმჩნევა. ბერნულის განტოლება ჯერ შევადგინოთ ზედაპირული m ჰავლის $O-O$ და $C-C$ სიბრტყეებთან შეთავსებული კვეთებისათვის (d_m და d_c კვეთებისათვის) $A-A$ საფარ-დი სიბრტყის მიმართ, ხოლო შემდგომ, მიღებული შედეგი პირობით გაავრცელოთ მთელ $O-O$ და $C-C$ ცოცხალ კვეთებზე (ვგულისხმობთ, რომ მოძრაობის სტრუქტურა $O-O$ და $C-C$ კვეთებში მდოვრედ ცვლა-ლია); მივიღებთ

$$\frac{p_0}{\gamma} + H + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = \frac{p_c}{\gamma} + \frac{\alpha_c v_c^2}{2g} + \zeta \frac{v_c^2}{2g}, \quad (II)$$

სადაც v_0 არის წყალსაშუთან ნაკადის „მოსვლის სიჩქარე“; თუ კალაპოტის კვეთი ზედა ბიეფში დაახლოებით მართკუთხა ფორმისაა, მაშინ

$$v_0 = \frac{Q}{B(P_1 + H)};$$

აქ B არის კალაპოტის სიგანე ზედა ბიეფში; Q —წყალსაშუთის ხარჯი;

v_0 — გადადინებული ჰავლის საშუალო სიჩქარე $C-C$ კვეთში;

ζ — წინაღობის კოეფიციენტი, რომელიც მხედველობაში იღებს წყალსაშუთზე გადადინებული ნაკადის დაწნევის დანაკარგებს: $O-O$ და $C-C$ კვეთებს შორის მოთავსებულ უბანზე.

მოსვლის v_0 სიჩქარით შესწორებული დაწნევა წყალსაშუთის ზღურბლზე ან ე. წ. სრული დაწნევა (სრული კუთრი ენერგია) აღვნიშნოთ H_0 -ით

$$H_0 = H + \frac{v_0^2}{2g};$$

მაშინ, (ა) განტოლების თანახმად, შეგვიძლია დავწეროთ

$$H_0 = \frac{v_0^2}{2g} (\alpha_0 + \zeta),$$

საიდანაც

$$v_0 = \sqrt{\frac{1}{\alpha_0 + \zeta}} \sqrt{2gH_0} = \varphi \sqrt{2gH_0} \quad (7.41)$$

სიითხის ხარჯი $C-C$ კვეთში

$$Q = \omega v_0 = \omega \varphi \sqrt{2gH_0}, \quad (7.42)$$

სადაც ω — ჰავლის ცოცხალი კვეთის ფართობია $C-C$ კვეთში.

ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობი ზედა ბიეფში $A-A$ საფარდი სიბრტყის ზემოთ ($O-O$ კვეთში) აღვნიშნოთ ω -თი; მაშინ ნახვრეტებიდან გამომდინარე ანალოგიურად შემოვიღოთ ჰავლის კუმშვის ϵ კოეფიციენტის ცნება და მივიღოთ

$$\omega_0 = \epsilon \omega;$$

მაშინ (7.42) ფორმულის ნაცვლად მივიღებთ

$$Q = \epsilon \varphi \omega \sqrt{2gH_0}$$

ან

$$Q = m \omega \sqrt{2gH_0}. \quad (7.43)$$

სადაც $m = \mu$ არის წყალსაშვის ხარჯის კოეფიციენტი; იგი ძირითადად განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით და მისი სიდიდეები სხვადასხვა ტიპის წყალსაშვებისათვის მნიშვნელოვნად განსხვავდება ერთმანეთისაგან.

(7.43) ფორმულით განისაზღვრება ნებისმიერი ფორმის დაუტბორავ წყალსაშვზე გადადინებული სითხის ხარჯი ნაკადის გვერდითი კუმშვის მხედველობაში მიღების გარეშე (ა ფართობი განისაზღვრება წყალსაშვის კედელში ჰრილის მიხედვით H დაწნევისას).

მართკუთხა ფორმის წყალსაშვის შემთხვევაში $a = bH$, სადაც b — მართკუთხა წყალსაშვის სიგანეა (ნახ. 7.11 ა). თუ დაეშვებით, რომ $H \approx H_0$, ე. ი. $a = bH_0$, მაშინ (7.43) ზოგადი ფორმულიდან მივიღებთ მართკუთხა ფორმის დაუტბორავი წყალსაშვის ხარჯის ძირითად ფორმულას

$$Q = mb \sqrt{2g} H_0^{3/2}. \quad (7.44)$$

ბერნულის განტოლების საფუძველზე (7.43) და (7.44) ფორმულების გამოყენების დროს მიღებული იყო ზოგიერთი დაშვება (საანგარიშო კვეთების პირობითი შერჩევა, H -ის გატოლება H_0 -სადმი და სხვ.), რასაც შეეძლო გამოეწვია არსებითი ცდომილება ხარჯის გაანგარიშებისას, მაგრამ აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ ზემოაღნიშნული ფორმულებით უზრუნველყოფილია საკმაო პრაქტიკული სიზუსტე, ვინაიდან საჭირო კორექტივებს მექანიკურად შეიცავს ექსპერიმენტული გზით დადგენილი ხარჯის m კოეფიციენტი.

3. დაუტბორავი თხელკედლიანი წყალსაშვის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება. განვიხილოთ მართკუთხა ფორმის დაუტბორავი თხელკედლიანი წყალსაშვი გვერდითი კუმშვის გარეშე და თავისუფალი გადადინებული ჰავლით (ნახ. 7.9 ა და 7.10 ა). გადადინებულ ჰავლს ეწოდებთ „თავისუფალს“, როცა ჰავლსა და წყალსაშვის კედელს შორის მოთავსებულ სივრცეში ჰაერი თავისუფლად აღწევს და წნევა მასში ატმოსფერული ტოლია (ასეთ პირობებში წყალსაშვს სრულყოფილსაც ეწოდებენ).

მართკუთხა ფორმის თხელკედლიანი წყალსაშვის ხარჯის ფორმულას (გვერდითი კუმშვის გარეშე) აქვს ძირითადი (7.44) ფორმულის იდენტური სახე

$$Q = m_0 b \sqrt{2g} H^{3/2}, \quad (7.45)$$

სადაც m_0 არის ხარჯის კოეფიციენტი, რომელიც დამატებით მხედველობაში ღებულობს ნაკადის მოსვლის v_0 სიჩქარის გავლენას. წყალსაშვის გამტარობაზე (7.45 ფორმულა სრული H_0 დაწნევის ნაცვლად შეიცავს H დაწნევას);

b — წყალსაშვის სიგანე (ნახ. 7.11 *a*), რომელიც განსაზღვრავს შემთხვევაში ზედა ბიფფის კალაპოტის *B* სიგანის ტოლია.

მართკუთხა თხელკედლიანი წყალსაშვის ხარჯის m_0 კოეფიციენტი შეიძლება განისაზღვროს ბაზენის შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$m_0 = \left(0,405 + \frac{0,0027}{H} \right) \left[1 + 0,55 \frac{H^3}{(H + P_1)^2} \right]. \quad (7.46)$$

ამ ფორმულაში მოსვლის v_0 სიჩქარის გავლენა გათვალისწინებულია კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული მამრავლით.

ტრაპეციული ფორმის თხელკედლიანი წყალსაშვი გამოიყვლია ჩიპოლეტიმ და ამიტომ ასეთ წყალსაშვს ხშირად ჩიპოლეტის წყალსაშვს უწოდებენ (ნახ. 7.11 *b*).

ტრაპეციული წყალსაშვის ხარჯის m' კოეფიციენტის სიდიდე არ არის დამოკიდებული H დაწნევის სიდიდეზე, თუ $\xi \theta = 0,25$. ამასთან, ხარჯის კოეფიციენტის სტაბილური მნიშვნელობა $m' = 0,42$ -ის ტოლია. დაუტბორავი ტრაპეციული წყალსაშვის ხარჯი (გვერდითი კუმშვის გარეშე) განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = m' b' \sqrt{2g} H^{3/2} = 0,42 b' \sqrt{2g} H^{3/2}, \quad (7.47)$$

სადაც b' — ტრაპეციული კედლის კრილის ქვედა ფუძის სიგანეა.

ტრაპეციული წყალსაშვი ხშირად გამოიყენება ირსავაციულ არხებში (სისტემებში) ხარჯსაზომებად.

სამკუთხა ფორმის თხელკედლიანი წყალსაშვი გამოიყვლია ტომსონმა და მას ტომსონის წყალსაშვსაც უწოდებენ (ნახ. 7.11 *c*).

დაუტბორავი თხელკედლიანი სამკუთხა წყალსაშვის ხარჯის m_1 კოეფიციენტის მნიშვნელობა, როდესაც $\alpha = 90^\circ$, ტოლია: $m_1 = 0,316$ (იგი სტაბილურია H -ის ცვალებადობის მიმართ). წყალსაშვის ხარჯი განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = m_1 \sqrt{2g} H^{3/2} = 0,316 \sqrt{2g} H^{3/2} \quad (7.48)$$

ან

$$Q = 1,4 H^{3/2}, \text{ (მ}^3/\text{წმ)} \text{ და } Q = 4,427 H^{3/2}, \text{ (ლ/წმ)}. \quad (7.48')$$

ეს ფორმულები კარგ შედეგებს იძლევა, როცა $H = 0,05 \div 0,25$ მ.

ხარჯის განსაზღვრის დიდი სიზუსტის გამო (ცდომილება არ აღემატება 1%-ს) თხელკედლიან სამკუთხა წყალსაშვებს უარყოფით იყენებენ ჰიდროლაბორატორიებში.

თუ თხელკედლიანი წყალსაშვის *b* სიგანე ნაკლებია ზედა ბიფფის კალაპოტის *B* სიგანეზე (ნახ. 7.11), მაშინ გადაღინებული ჰელი განიცდის გვერდითს კუმშვას და ასეთ პირობებში დაუტბორავი წყალსაშვის ხარჯი შემცირდება (სრულყოფილ წყალსაშვთან შედარებით).

ხარჯის კოეფიციენტი, რომელიც გაითვალისწინებს მართკუთხა ფორმის თხელკედლიანი წყალსაშვის გვერდით კუმშვას, აღენიშნოთ m_e -თი (m_0 -ის ნაცვლად 7.45 ფორმულაში). ამასთან, ყოველთვის $m_e < m_0$ (ერთი და იმავე პირობებში). m_e კოეფიციენტის სიდიდე განისაზღვრება შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$m_e = \left[0,405 + \frac{0,003}{H} - 0,03 \frac{B-b}{B} \right] \times \left[1 + 0,35 \left(\frac{b}{B} \right)^2 \left(\frac{H}{H+P_1} \right)^2 \right]. \quad (7.49)$$

ანალოგიურად ხდება გვერდითი კუმშვის გავლენის გათვალისწინება სხვა ფორმის მქონე თხელკედლიანი წყალსაშვებისათვის.

4. დაუტბორავე ფართოზღურბლიანი წყალსაშვის პიდრაფლიკური გაანგარიშება. სითხის გადაღინება დაუტბორავე ფართოზღურბლიან წყალსაშვზე (ნახ. 7.9 ბ) ხასიათდება ნაკადის თავისუფალი ზედაპირის ორი ვარდნილით: z_1 ვარდნილი წარმოიქმნება ზღურბლის წინ, ხოლო z_2 — ზღურბლის ქვემოთ (გამოსასვლელ კვეთთან). თვით ზღურბლის ფარგლებში (ზღურბლზე) აღინიშნება პრაქტიკულად სწვრივკველური მოძრაობა და წნევის პიდროსტატიკური განაწილება.

წყალსაშვი დაუტბორავეა, თუ დატბორვის Δ სიმაღლე ნაკლებია ნაკადის h სიღრმეზე, რომელიც მყარდება წყალსაშვის ზღურბლზე

$$\Delta < h. \quad (7.50)$$

იგივე პირობა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახითაც:

$$h_0 < P + h, \quad (7.50')$$

სადაც h_0 არის ნაკადის სიღრმე ქვედა ბიეფში;

h — წყლის სიღრმე, რომელიც მყარდება დაუტბორავე წყალსაშვის ზღურბლზე (მისი სიდიდე უახლოვდება ე. წ. კრიტიკული სიღრმის მნიშვნელობას; ეს ისეთი სიღრმეა, რომლის დროსაც კვეთის სრული კუთრი ენერგია, ანუ ნაკადის ცოცხალი კვეთის უდაბლეს წერტილზე გატარებული საფარდი სიბრტყის მიმართ განსაზღვრული სრული კუთრი ენერგია, მინიმალურია).

დაუტბორავე მართკუთხა ფართოზღურბლიანი წყალსაშვის ხარჯი, ჰავლის გვერდითი კუმშვის გათვალისწინებით, განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$Q = \epsilon m b \sqrt{2g H_0^{3/2}}, \quad (7.51)$$

სადაც ε არის ე. წ. გვერდითი კუმშვის კოეფიციენტი და მისი საშუალო მნიშვნელობა დაახლოებით შეიძლება მივიღოთ $\varepsilon = 0,85 \div 0,95$ -ის ტოლი (ε კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულის განვიხილავთ შემდეგ პუნქტში);

m — ხარჯის კოეფიციენტი; ფართოზღურბლიანი წყალსაშვები-სათვის იგი განისაზღვრება ექსპერიმენტული და თეორიული გზით; მისი მნიშვნელობები დამოკიდებულია ზღურბლის წესასვლელი წიბოს კონსტრუქციაზე (ფორმაზე) და იცვლება $m = 0,31 \div 0,38$ ფარგლებში; m -ის საშუალო მნიშვნელობა მიიღება 0,35-ის ტოლი (ცხრილი 7.2);

b — მართკუთხა წყალსაშვის სიგანე.

5. დაუტოვრავი პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვის პილარული გაანგარიშება. ასეთი წყალსაშვები ფართოდ გამოიყენება პილაროტექნიკაში (ნახ. 7.9 ე). პრაქტიკაში უხვდებით მართკუთხა, ტრაპეციული, პოლიგონური და მრუდწირული პროფილების მქონე წყალსაშვებს. პრაქტიკული წყალსაშვის შესაბამისი კედლის ლიობის (ხერტის) ფორმა, როგორც წესი, მართკუთხაა. მისი ხარჯი განისაზღვრება (7.44) ფორმულით, ამასთან, აუცილებლად უნდა გავითვალისწინოთ ნაკადის მოსვლის α_0 სიჩქარისა და გვერდითი კუმშვის გავლენა წყალსაშვის გამტარობაზე. სახელდობრ

$$v_0 = \frac{Q}{B(P_1 + H)}$$

და

$$H_0 = H + \frac{v_0^2}{2g}.$$

აქ მიღებულია იგივე აღნიშვნები, რაც ამ პარაგრაფის მე-2 პუნქტში.

გვერდითი კუმშვის ε კოეფიციენტი შეიძლება განვსაზღვროთ შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$\varepsilon = 1 - 0,2 \frac{\zeta_n + (n+1)\zeta_b}{n} \frac{H_0}{b}, \quad (7.52)$$

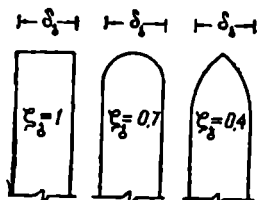
სადაც ζ_n არის ე. წ. შემცირების კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს წყალსაშვის ვერტიკალური გვერდითი კედლების (სანაპირო ფრთების) ფორმის გავლენას ნაკადის გვერდით კუმშვაზე;

ζ_b — წყალსაშვის ცალკეული ლიობების გამყოფი ბურჯების ფორმის კოეფიციენტი (მრავალმალიანი წყალსაშვების შემთხვევაში);

ა — წყალსაშვის ცალკეული ღიობების (მაღლების) რიცხვი (ორმაგ კუმშვითა რიცხვი);

ბ — წყალსაშვის გეომეტრიული სიგანე ან პრავალმალიანი წყალსაშვის შემთხვევაში — მაღების ჯამური გეომეტრიული სიგანე.

გა — კოეფიციენტის მნიშვნელობები (ა. ოფიცეროვის მიხედვით). იცვლება 1-დან (გვერდითი კედლები მომრგვალების გარეშე) 0,7-მდე (მომრგვალებული გვერდითი კედლებისას).



ნახ. 7.12.

გა — კოეფიციენტის მნიშვნელობები (კრიგერის მიხედვით) გეგმაში მართკუთხა ბურჯებისათვის 1-ის ტოლია, ბურჯის თავის ნახევრადცირკულური მოხაზულობისას — 0,7-ის, ხოლო წამახვილებულთაგან ბურჯებისათვის — 0,4-ის ტოლი. (ნახ. 7.12).

ხარჯის განსაზღვრისათვის ვიყენებთ (7.51) ფორმულის იდენტურ გამოსახულებას

$$Q = \epsilon m b \sqrt{2g} H_0^{3/2}.$$

პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვების ხარჯის m კოეფიციენტების მნიშვნელობები იცვლება 0,4-დან 0,49-მდე (ცხრილი 7.2). მნიშვნელობა $m=0,49$ მიიღება ე. წ. კრიგერ-ოფიცეროვის უეაქუუმო I პროფილის წყალსაშვისათვის (წყალსაშვის ასეთი პროფილი სქემატურად გამოსახულია (7.9 ე ნახაზზე).

ცხრილი 7.2

დაუტბორავი წყალსაშვების ხარჯის m კოეფიციენტების საშუალო მნიშვნელობათა ცხრილი

№ რიგზე	წყალსაშვის ტიპი	m
1	ფართობიდან წყალსაშვი	0,35
2	მართკუთხა, ტრაპეციული და პოლიგონური პროფილის წყალსაშვები (პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვები)	0,40
3	თხელკედლიანი წყალსაშვები	0,42
4	მრუდწირული პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვები	0,45 ÷ 0,49

უფრო ვრცელი და ზუსტი მონაცემები ხარჯის m კოეფიციენტების მნიშვნელობათა შესახებ მოცემულია პიდრაველიკურ ცნობარებში.

6. ხითხის გადადინება დატბორილ წყალსაშვებზე. დატბორილი

წყალსაშვის ხარჯის განსაზღვრისათვის იყენებენ დაუტბორავი წყალსაშვის ხარჯის ფორმულას, რომელშიც დამატებით შეყავთ ე. წ. დატბორვის σ_e კოეფიციენტი; იგი ითვალისწინებს წყალსაშვის გამტარობის შემცირებას წყალსაშვის დატბორვის შედეგად ($\sigma_e < 1$).

თხელკედლიანი დატბორილი წყალსაშვი გამოსახულია $7.10 b$ ნახაზზე (უშუალოდ წყალსაშვის კედლის ქვემოთ $h_b > P$, ე. ი. დატბორვის სიმაღლე დადებითია — $\Delta > 0$).

ზემოაღნიშნულის საფუძველზე დატბორილი თხელკედლიანი მართკუთხა წყალსაშვის ხარჯის ფორმულა გვერდითი კუმშვის გათვალისწინებით ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$Q = \sigma_e m_e b \sqrt{2g} H^{3/2}, \quad (7.53)$$

სადაც m_e არის წყალსაშვის ხარჯის კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს გვერდითი კუმშვის გავლენას.

სხვადასხვა ფორმის დატბორილი თხელკედლიანი წყალსაშვებისათვის დატბორვის σ_e კოეფიციენტი შეიძლება განისაზღვროს ბაზენის ემპირიული ფორმულით

$$\sigma_e = 1,05 \left(1 + 0,2 \frac{\Delta}{P} \right)^3 \sqrt{\frac{\chi}{H}}; \quad (7.54)$$

აქ χ — დონეთა სხვაობა (სითხის ზედაპირის ვარდნილია) ბიეფებს შორის (ნახ. 7.10 b).

პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვების დატბორვის σ_e კოეფიციენტის სიდიდე დამოკიდებულია ფარდობით χ/H ვარდნილზე და მისი მნიშვნელობები მოცემულია 7.3 ცხრილში.

ცხრილი 7.3

პრაქტიკული პროფილის წყალსაშვების დატბორვის σ_e კოეფიციენტის მნიშვნელობები

χ/H	σ_e	χ/H	σ_e	χ/H	σ_e
1,00	1,000	0,78	0,940	0,62	0,756
0,95	0,999	0,76	0,930	0,60	0,719
0,94	0,997	0,75	0,921	0,55	0,699
0,92	0,994	0,74	0,906	0,50	0,677
0,90	0,990	0,72	0,899	0,45	0,629
0,88	0,986	0,70	0,869	0,40	0,575
0,86	0,981	0,68	0,838	0,30	0,515
0,85	0,970	0,66	0,846	0,20	0,449
0,84	0,960	0,65	0,820	0,10	0,412
0,82	0,955	0,63	0,790	0,00	0,000
0,80	0,950				

ფართოზღურბლიანი დატბორილი წყალსაშვების დატბორვის σ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის არსებობს სათანადო ფორმულები, რომლებსაც შეგვიძლია გავეცნოთ სპეციალურ ლიტერატურაში (მაგალითად, ი. აგროსკინი — ჰიდრაულიკა, 1964, გვ. 249).

ამოცანა 7.3. განესაზღვროთ მართკუთხა ფორმის დაუტბორავი თხელკედლიანი წყალსაშვის ხარჯი, თუ მისი სიგანე $b=1,4$ მ, წყალსაშვის კედლის სიმაღლე $P_1=0,8$ მ, ხოლო დაწნევა $H=0,6$ მ.

ამოხსნა. ჯერ განესაზღვროთ წყალსაშვის ხარჯის m_0 კოეფიციენტი ბაზენის (7.46) ფორმულით

$$m_0 = \left(0,405 + \frac{0,0027}{0,6} \right) \left[1 + 0,55 \frac{0,6^3}{(0,6 + 0,8)^3} \right] = 0,45.$$

წყალსაშვის ხარჯი კი, (7.45) ფორმულის თანახმად, იქნება

$$Q = 0,45 \cdot 1,4 \sqrt{19,62} \cdot 0,6^{3/2} = 1,28 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 1280 \text{ ლ/წმ}.$$

ამოცანა 7.4. განესაზღვროთ მრუდწირული (უვაკუუმო) პრაქტიკული პროფილის დაუტბორავი წყალსაშვის საჭირო b სიგანე, თუ $Q=120$ მ³/წმ, $H=2,0$ მ, $P_1=6,0$ მ და წყალსაშვის ხარჯის კოეფიციენტი $m=0,49$ (კრიგერ-ოფიცეროვის I პროფილისათვის). მოსვლის v_0 სიჩქარის გავლენა შეიძლება უგულებელვყოთ; წყლის გადადინება წყალსაშვზე ხდება გვერდითი კუმშვის გარეშე.

ამოხსნა. ხარჯის (7.44) ფორმულის თანახმად, ($H_0 \approx H$) წყალსაშვის საჭირო სიგანე

$$b = \frac{Q}{m \sqrt{2g} H^{3/2}} = \frac{120}{0,49 \sqrt{19,62} \cdot 2^{3/2}} = 19,5 \text{ მ}.$$

ახლა დავადგინოთ, რამდენად შემცირდება წყალსაშვის გამტარობა, თუ სიღრმე ქვედა ბიეფში უშუალოდ წყალსაშვთან $h_2=7,0$ მ (ნახ. 7.10 ბ).

განსახილველ შემთხვევაში წყალსაშვი დატბორილია, ვინაიდან $h_2=7,0$ მ $> P_1=6,0$ მ ($\Delta=1,0$ მ > 0). ბიეფებს შორის წყლის ზედაპირის ვარდნილი $\chi = P_1 + H - h_2 = 6 + 2 - 7 = 1$ მ; ფარდობითი ვარდნილი კი $\chi/H = 1,0/2,0 = 0,5$; მიღებულ მნიშვნელობას შეესაბამება დატბორვის σ კოეფიციენტის მნიშვნელობა $\sigma = 0,677$ (ცხრილი 7.3); წყლის ხარჯი წყალსაშვზე დატბორვის გათვალისწინებით

$$Q = \sigma m b \sqrt{2g} H^{3/2} = 0,677 \cdot 0,49 \cdot 19,5 \sqrt{19,62} \cdot 2^{3/2} = 81,12 \text{ მ}^3/\text{წმ}.$$

სითხის თანაბარი მოძრაობა ღია კალაპოტებში

§ 8.1. ღია კალაპოტებში სითხის თანაბარი მოძრაობის
თავისებურებანი. ძირითადი საანგარიშო ფორმულები

ღია კალაპოტები იყოფა ბუნებრივ და ხელოვნურ კალაპოტებად: ასეთი კალაპოტებისათვის დამახასიათებელია სითხის მოძრაობის უდაწნეო რეჟიმი. ბუნებრივ ღია კალაპოტებს მიეკუთვნება მდინარეების, რუებისა და ნაკადულების კალაპოტები, ხელოვნურს — სხვადასხვა დანიშნულების არხები, ღარები და თხრილები, სითხით ნაწილობრივ შევსებული უდაწნეო მილები (წყალგამწეები კოლექტორები, ღვარსადენი-საგზაო მილები, საკანალიზაციო და სადრენაჟო კოლექტორები), უდაწნეო ჰიდროტექნიკური გვირაბები და სხვ.

ღია კალაპოტებში სითხის მოძრაობის თავისებურება ის არის, რომ ნაკადი არ არის შემოსაზღვრული ყოველი მხრიდან სადინარის კედლებით და მას აქვს თავისუფალი ზედაპირი, რომლის ყველა წერტილი განიცდის მუდმივ გარე წნევას — ატმოსფერულ წნევას.

განსახილველ თავში ჩვენ შევისწავლით ღია კალაპოტებში სითხის თანაბარი მოძრაობის რეჟიმს. ღია კალაპოტებში სითხის თანაბარი მოძრაობა შესაძლებელია მხოლოდ გარკვეული პირობების დაცვისას; სახელობრ, ნაკადის გასწვრივ მუდმივი უნდა იყოს სითხის ხარჯი ($Q = \text{const}$), ცოცხალი კვეთის ფორმა და ფართობი ($\omega = \text{const}$), მოძრაობის საშუალო და ადგილობრივი სიჩქარეები ($v = \text{const}$, $u = \text{const}$), ჰიდრაულიკური, პიეზომეტრული და კალაპოტის ფსკერის ქანობები (I , I_p და i), ნაკადის გასწვრივ პრაქტიკულად არ უნდა იცვლებოდეს კალაპოტის სველი ზედაპირის ხორკლიანობის ხასიათი, სიდიდე ($n = \text{const}$ ან $\Delta = \text{const}$) და ამასთან, კალაპოტს არ უნდა ჰქონდეს რაიმე ადგილობრივი წინაღობა.

ცხადია, ზემოაღნიშნული პირობების დაცვა შესაძლებელია მხოლოდ ხელოვნურ ღია კალაპოტებში — არხებსა და უდაწნეო დანშულ სადინარებში; ამიტომ განსახილველ თავში ჩვენ ძირითადად შევისწავლით ხელოვნურ ღია კალაპოტების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საკითხებს.

ხელოვნურ ღია კალაპოტებში სითხის თანაბარი მოძრაობის ძირითად განტოლებას წარმოადგენს შეზის (5.36) ფორმულიდან მიღებული ნაკადის ხარჯის (კალაპოტის გამტარობის) საანგარიშო (5.37) ფორმულა

$$Q = \omega C \sqrt{R I} \quad (8.1)$$

ღია კალაპოტებში თანაბარი მოძრაობისას პიდრავლიკური (I), პიეზომეტრული (I_p) და კალაპოტის ფსკერის (i) ქანობები ერთმანეთის ტოლია; მათი მნიშვნელობები განისაზღვრება შეზის განტოლებიდან

$$I = I_p = i = \frac{v^2}{C^2 R} = \frac{Q^2}{\omega^2 C^2 R} = \frac{Q^2}{K^2}, \quad (8.2)$$

სადაც K არის ღია კალაპოტში ნაკადის ხარჯის მახასიათებელი.

შეზის C კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის ფართოდ გამოიყენება ნ. პავლოვსკის მაჩვენებლიანი (5.38) ფორმულა, ხოლო y ხაოისხის მაჩვენებლის განსაზღვრისათვის — (5.39) ფორმულა. კალაპოტის პიდრავლიკური R რადიუსისა და ხორკლიანობის n კოეფიციენტის მიხედვით ნ. პავლოვსკის ფორმულებით გამოთვლილი შეზის C კოეფიციენტის მნიშვნელობები მოცემულია ცხრილში (იხ. დანართი I). ხორკლიანობის n კოეფიციენტის მნიშვნელობები ღია კალაპოტებისათვის შეგვიძლია დავადგინოთ 5.1 ცხრილიდან (იხ. § 5.6).

სადრენაჟო კოლექტორების პიდრავლიკური გაანგარიშებისას C კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის ხშირად იყენებენ მანინგის (5.42) ფორმულას

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6}.$$

საკანალიზაციო მილების პიდრავლიკური გაანგარიშებისას C კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის იყენებენ ი. აგროსკინის ცნობილ ფორმულას

$$C = \frac{1}{n} + 17,72 \lg R, \quad (8.3)$$

სადაც R არის ნაკადის ცოცხალი კვეთის პიდრავლიკური რადიუსი.

საინჟინრო პრაქტიკის ზოგ შემთხვევაში C კოეფიციენტი განისაზღვრება არა მარტო n -ისა და R -ის მიხედვით, არამედ კალაპოტის ფსკერის i ქანობის მიხედვითაც; ასეთ დამოკიდებულებას გამოსახავს. ა. ალტ-შელის ფორმულა

$$C = 20 \lg \frac{R}{\varepsilon + \frac{0,004}{(Ri)^{0,5}}}, \quad (8.4)$$

სადაც ε არის დაყვანილი ხაზოვანი ხორკლიანობა, მმ;

R — პიდრავლიკური რადიუსი, მმ.

ε კოეფიციენტის მნიშვნელობები სხვადასხვა სახისა და შესრულების ხარისხის მქონე კალაპოტებისათვის მოცემულია (8.1) ცხრილში.

კალაპოტისა და მისი მოპირკეთების სახეობა	ა, მმ
ქალზე გლუვი ზედაპირები (მინანქრით დაფარული, მოჭიქული და სხვ.)	0 (0,02-მდე)
ცემენტის წმინდა შეღესვა	0,04 (0,02—0,06)
ლითონის გლუვი ლარები	0,1 (0,02—1)
ხის ლარები	0,3 (0,03—1,5)
ბეტონის მოპირკეთება (მოსახვა)	0,3 (0,05—1,5)
აგურის წყობა	0,5 (0,08—1,25)
თლილი ქვის წყობა	0,5 (0,12—1,25)
მიწის კედლები	10 (1—50)
ყორექვის წყობა	10 (0,5—20)
რიყეფენილი	20 (10—30)
ბუნებრივი კალაპოტები	20 (10—30)
კლდოვან გრუნტში გაკრილი არხები	30 (3—80)

ა. ალტშულის განზოგადებული (8.4) ფორმულა მართებულია ტურბულენტური რეჟიმისას წინააღობის მთელი არისათვის (გლუვკედლიანი, გარდამავალი და კვადრატული წინააღობის ზონებისათვის).

ღია კალაპოტებში ნაკადის l სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრისათვის მიზანშეწონილია (5.45) ფორმულის გამოყენება

$$h_W = \frac{v^3 l}{C^2 R}.$$

§ 8.2. სიჩქარის განაწილება ღია ნაკადის ცოცხალ ძვეთში. მოძრაობის დახაზვები სიჩქარეში

ღია კალაპოტებში სითხის მოძრაობის სიჩქარე იზრდება კალაპოტის ფსკერიდან ზედაპირისაკენ და ნაპირებიდან (არხის ფერდოდან) ნაკადის ღერძისაკენ. მაქსიმალური სიჩქარე მყარდება ღია ნაკადის თავისუფალ ზედაპირზე, მისი ღერძის გასწვრივ (ნახ. 8.1).

8.1 ნახაზზე გამოსახულია ადგილობრივი სიჩქარეების განაწილების ეპიურა, რომელიც აგებულია ნაკადის H სიღრმის მქონე ვერტიკალი-სათვის.

განიერ ღია კალაპოტებში აღებული ვერტიკალის გასწვრივ სითხის მოძრაობის ადგილობრივი სიჩქარის განაწილების კანონს კარგად ასახავს ბაზენის ემპირიული ფორმულა

$$u = u_{\text{სედ}} - 24 \frac{v}{C} \left(\frac{H-y}{H} \right)^2, \quad (8.5)$$

სადაც u არის ადგილობრივი სიჩქარე კალაპოტის ფსკერიდან y მანძილზე (სიმაღლეზე) ან h სიღრმეზე ზედაპირიდან (ნახ. 8.1):

v — საშუალო სიჩქარე ნაკადის H სიღრმის ვერტიკალზე;

C — შეზის კოეფიციენტი;

$u = u_{max}$ — მაქსიმალური სიჩქარის ტოლი ზედაპირული სიჩქარე.

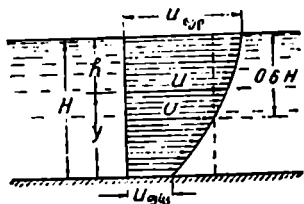
(8.5) ფორმულის ანალიზის შედეგად მიიღება ზედაპირული ($u_{ზედ}$) და ფსკერული ($u_{ფსკ}$) სიჩქარეების განსაზღვრისათვის საჭირო ემპირიული თანათარღობები

$$\frac{u}{u_{ზედ}} = \frac{C}{C+8} \quad (8.6)$$

და

$$\frac{u_{ფსკ}}{u} = \frac{C-16}{C} \quad (8.7)$$

ფსკერულ $u_{ფსკ}$ სიჩქარეში ვგულისხმობთ მოძრაობის სიჩქარეს. ფსკერისპირა ე. წ. სასაზღვრო შრისა და ნაკადის ტურბულენტური-



ნახ. 8.1.

ბირთვის საკონტაქტო ზედაპირის გასწვრივ (უშუალოდ ფსკერზე მოძრაობის სიჩქარე ნულის ტოლია — სითხის ნაწილაკები ეკვრის ფსკერს და კედლებს). ჰიდრომეტრული გაზომვები გვიჩვენებს, რომ ბუნებრივი კალაპოტებისა და არხების წრფივ უბნებზე ადგილობრივი სიჩქარე თავისუფალი ზედაპირიდან $0,6H$ -ის სიღრმეზე ($u_{0,6H}$) პრაქ-

ტიკულად ნაკადის საშუალო v სიჩქარეს უტოლდება.

არხებში, უდაწნეო გვირაბებსა და მილებში ნაკადის საშუალო სიჩქარე უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ ორ ძირითად მოთხოვნას: 1) საშუალო სიჩქარის მოცემული მნიშვნელობისას არ უნდა ხდებოდეს ნაკადის მიერ კალაპოტის (მისი მოპირკეთების) წარეცხვა; 2) ნაკადის მიერ შემოტანილი შეწონილი მყარი ნატანი ხელოვნურ კალაპოტში არ უნდა დაილექოს, ე. ი. მოძრაობის სიჩქარე და მასთან დაკავშირებული ნაკადის მიერ მყარი ნატანის ტრანსპორტირების უნარი არ უნდა შემცირდეს იმდენად, რომ მოხდეს ნაკადიდან შეწონილი ნატანის გამოყოფა და დალექვა. ზემოაღნიშნულის შესაბამისად, სითხის მოძრაობის საშუალო სიჩქარე არ უნდა აღემატებოდეს კალაპოტის სველი ზედაპირის წამრეცხ, მაქსიმალურად დასაშვებ სიჩქარეს (v_{max}) და არ უნდა იყოს ნაკლები მინიმალურ, ე. წ. დამლექ სიჩქარეზე (v_{min} ან $v_{დამლ}$), ე. ი. ნაკადის სიჩქარე „არადამლექი“ უნდა იყოს.

ამრიგად, განსახილველ ღია კალაპოტში ნაკადის მოძრაობის საშუალო v სიჩქარე უნდა შემოისაზღვროს $v_{min} < v < v_{max}$ ინტერვალით. არაწამრეცხი მაქსიმალური სიჩქარეების მნიშვნელობები არჩევისათვის (ა. უგინჩუსის მიხედვით) მოცემულია 8.2 ცხრილში.

ცხრილი 8.2

არაწამრეცხი v_{max} სიჩქარის მნიშვნელობები არჩევისათვის

არხის გრუნტი ან მოპირკეთების სახეობა	v_{max} -ის მნიშვნელობები h სიღრმის მიხედვით		
	$h=0,5$ მ	$h=1,0$ მ	$h=3,0$ მ
1. ქვიშოვანი და მსხვილმარცვლოვანი ჩამოშვებულ გრუნტები (ფრაქციების საშუალო დიამეტრებისათვის: $0,25 \div 30$ მმ)	0,97—1,58	0,39—1,76	0,41—2,1
2. თიხოვანი გრუნტი (საინგარიშო კუთრი შეჰიდულობით $0,005 \div 0,2$ კგ/სმ ³)	0,39—1,28	0,43—1,4	0,49—1,6
3. კლდოვანი გრუნტი (ღრობითი წინალობით $25 \div 1000$ კგ/სმ ³)	1,79—8,9	2,1—10,9	2,7—14,1
4. ბეტონის ან რკინაბეტონის მოპირკეთება (ბეტონის 100 მარკამდე)	12,5—15,6	13,5—17,8	16—20
5. ქვარიყული შემონაკირწყული ($15 \div 30$ მ ზომის ქვებისათვის)	3—3,1	3,5—3,7	4,3—4,7

8.2 ცხრილის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ დასაშვები v_{max} სიჩქარის მნიშვნელობები დამოკიდებულია როგორც არხის გრუნტის ან მისი მოპირკეთების ხასიათზე, ისე არხის აგების სიღრმეზე (არხში სიღრმის გაზრდისას იზრდება დასაშვები v_{max} სიჩქარის სიდიდე).

არხის არადამლექი v_{min} სიჩქარის სიდიდე შეიძლება განისაზღვროს ე. ზამარინის ფორმულით

$$v_{min} = \frac{N^{0,666}}{\sqrt{Ri}}, \quad (8.8)$$

სადაც R არის არხის ჰიდრავლიკური რადიუსი;

i — ფსკერის ქანობი.

N კოეფიციენტის სიდიდე განისაზღვრება შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$N = p \frac{w_0 w^{0,5}}{0,022}; \quad (8.9)$$

აქ p (კგ/მ³, გ/ლ) არის ნაკადის ე. წ. სიმღვრიე, ანუ შეწონილი ნატანის მაქსიმალური ტრანსპორტირების უნარი; w_0 , მ/წმ — ნატანის ჰიდრავლიკური სისხოს ზღვრული მნიშვნელობა; w , მ/წმ — შეწონილი ნატანის საშუალო-შეწონილი ჰიდრავლიკური სისხო (იგი მდგარ წყალში 20. ნ. ქუთათელაძე 335

მოცემული ზომის ნატანის ნაწილაკის ვარდნის სიჩქარის ტოლია). ზღვრული ჰიდრავლიკური სისხო: $w_0 = w$, თუ $w > 0,002$ მ/წმ და $w_0 = 0,002$ მ/წმ, თუ $w < 0,002$.

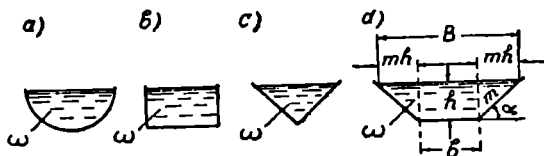
§ 8.8. არხის ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი კვეთი

არხის (კალაპორტის) განივ კვეთს, რომელიც სხვა ფორმის მქონე, მაგრამ იმავე ცოცხალი კვეთის w ფართობის, ფსკერის i ქანობისა და კალაპორტის კედლების n ზორკლიანობისას ატარებს სითხის უდიდეს ხარჯს (ე. ი. ხასიათდება უდიდესი გამტარობით), ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთი ეწოდება. ცხადია, ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთი კალაპორტის დადგენილი ქანობისას მოცემულ ხარჯს გაატარებს ნაკადის ცოცხალი კვეთის უმცირესი ფართობით; ეს კი იმას ნიშნავს, რომ არხის გაყვანისას შესრულებული იქნება მიწისა და მოსაპირკეთებელი სამუშაოების უმცირესი მოცულობა და დანახარჯები არხის მშენებლობაზე იქნება მინიმალური.

ხარჯის (8.1) ფორმულა გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$Q = wC \sqrt{\frac{w}{\chi}} i \quad (8.10)$$

w , i , n და, მაშასადამე, C სიდიდეების მუდმივი მნიშვნელობებისას (წინალობის კვადრატულ ზონაში) სითხის ხარჯი დამოკიდებულია მხო-



ნახ. 8.2.

ლოდ სველი პერიმეტრის (χ) სიდიდეზე; ეს კი იმაზე მეტყველებს, რომ არხის ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთის სველი პერიმეტრის სიგრძე უნდა იყოს მინიმალური (სხვა კვეთებთან შედარებით).

8.2 ნახაზზე გამოსახული სხვადასხვა ფორმის არხის კვეთებიდან, ერთი და იმავე ცოცხალი კვეთის w ფართობისას, უმცირესი სველი პერიმეტრით ხასიათდება ნახევრადწრიული ფორმის კვეთი (ნახ. 8.2 a), ამიტომაც იგი ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესია. მაგრამ, სამშენებლო სამუშაოებისა და ექსპლუატაციის სირთულის გამო ნახევრადწრიული და მართკუთხა კვეთის დიდი არხები არ შენდება. საინჟინრო პრაქტიკაში არხის განივ კვეთს, ჩვეულებრივ, ეძლევა ტრაპეციული ფორმა (ნახ. 8.2 d).

ტრაპეციული არხის ცოცხალი კვეთის ω ფართობი არხის ავსების h სიღრმისას ტოლია

$$\omega = bh + mh^2 = h(b + mh), \quad (8.11)$$

სადაც $m = mh/h = \text{ctg } \alpha$ არის არხის ფერდოს ქვედებულის კოეფიციენტი (ან მარტივად, ფერდოს კოეფიციენტი);

α — ფერდოს პორიზონტისადმი დახრის კუთხე;

b — არხის ფსკერის სიგანე.

სველი პერიმეტრი

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = b + m'h, \quad (8.12)$$

სადაც $m' = 2\sqrt{1+m^2}$.

თავისუფალი ზედაპირის B სიგანე

$$B = b + 2mh. \quad (8.13)$$

პიდრავლიკური რადიუსი

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{h(b + mh)}{b + 2h\sqrt{1+m^2}} = \frac{h(b + mh)}{b + m'h}. \quad (8.14)$$

არხის ფერდოს m კოეფიციენტისათვის (გრუნტის ან არხის მოპირკეთების ხასიათის მიხედვით) მიიღება შემდეგი მნიშვნელობები:

წვრილი ქვიშა (სილა)	3—3,5
მცირე სიმკვრივის თიხა და თიხნარი	2—2,5
საშუალო სიმკვრივის თიხა	1,5
მკვრივი თიხა	1—1,5
წვრილი ხრეში	1,5
გამოფიტული კლდოვანი გრუნტი	0,25—0,5
მკვრივი კლდოვანი გრუნტი	0,1—0,25
ქვარიყული შემონაკირწყლი	1,0
ბეტონის ფილები	0,5—1,0

ვიპოვოთ თანაფარდობა, რომლითაც განისაზღვრება ტრაპეციული არხის პიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთი; ამ მიზნით, პირველ რიგში განესაზღვროთ ტრაპეციული კვეთის მინიმალური სველი პერიმეტრი (χ).

არხის ფსკერის b სიგანე განესაზღვროთ (8.11) გამოსახულებიდან

$$b = \frac{\omega}{h} - mh,$$

მაშინ სველი პერიმეტრისათვის (8.12) ფორმულიდან მივიღებთ

$$\chi = \frac{\omega}{h} + 2h\sqrt{1+m^2} - mh. \quad (8.15)$$

ეს ტოლობა გვიჩვენებს, რომ არხის ცოცხალი კვეთის მუდმივი ω ფართობისას სველი χ პერიმეტრი დამოკიდებულია მხოლოდ არხის აესების h სიღრმეზე, ე. ი. $\chi = f(h)$.

სველი პერიმეტრის მინიმალური მნიშვნელობის განსაზღვრის მიზნით, (8.15) ფუნქციის წარმოებული h -ით გაუტოლოთ ნულს, ე. ი.

$$\frac{d\chi}{dh} = -\frac{\omega}{h^2} - m + 2\sqrt{1+m^2} = 0. \quad (a)$$

შემოვიღოთ არხის ფსკერის ფარდობითი სიგანის $\beta = b/h$ ცნება; მაშინ $b = \beta h$ და (8.11) ფორმულის თანახმად, $\omega = h^2(\beta + m)$. თუ ω -ს ამ მნიშვნელობას შევიტანთ (a) გამოსახულებაში, მარტივი გარდაქმნებით მივიღებთ ტრაპეციული არხის ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთის შესაბამის $\beta_0 = b/h$ ფარდობის მნიშვნელობას

$$\beta_0 = \frac{b}{h} = 2(\sqrt{1+m^2} - m) = m' - 2m. \quad (8.16)$$

თუ (8.14) გამოსახულებაში შევიტანთ β_0 -ის მნიშვნელობას (8.16) ფორმულიდან, ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთის ჰიდრავლიკური რადიუსისათვის (R_0) მივიღებთ

$$R_0 = \frac{\omega_0}{\chi_0} = \frac{h^2(\beta_0 + m)}{h(\beta_0 + m')} = h \frac{m' - m}{2(m' - m)} = \frac{h}{2},$$

ე. ი.

$$R_0 = \frac{h}{2}. \quad (8.17)$$

ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი მართკუთხა კვეთის არხისათვის, თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ ასეთი არხის ფერდოს დახრილობის კოეფიციენტი $m = 0$, ფსკერის ფარდობითი სიგანე, (8.16) ფორმულის თანახმად,

$$\beta_0 = \frac{b}{h} = 2. \quad (8.18)$$

ტრაპეციული არხის ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთისათვის ფერდოს m კოეფიციენტის მიხედვით (8.16) ფორმულით გამოთვლილი β_0 -ის მნიშვნელობები მოყვანილია 8.3 ცხრილში.

ცხრილი 8.3

ფერდოს m კოეფიციენტების შესაბამისი $\beta_0 = b/h$ ფარდობის მნიშვნელობათა ცხრილი

m	0	0,25	0,5	1	1,5	2	2,5	3
$\beta_0 = \frac{b}{h}$	2	1,56	1,24	0,89	0,61	0,47	0,385	0,325

ეს ცხრილი გვიჩვენებს, რომ ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთი აქვს დიდი ავსების h სიღრმისა და მცირე ფსკერის b სიგანის მქონე ვიწრო ტრაპეციულ არხებს.

§ 8.4. არხების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების ძირითადი აზოცანები

არხების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება ტარდება თანაბარი მოძრაობის (5.36) და (5.37) ფორმულების საფუძველზე

$$v = C\sqrt{Ri} \quad \text{და} \quad Q = \omega C\sqrt{Ri}.$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები

$$W = C\sqrt{R} \quad (8.19)$$

და

$$K = \omega C\sqrt{R}, \quad (8.20)$$

მევიღებთ

$$v = W\sqrt{i} \quad (8.21)$$

და

$$Q = K\sqrt{i}, \quad (8.22)$$

სადაც W და K , შესაბამისად, სიჩქარითი და ხარჯის მახასიათებლებია.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ W და K მახასიათებლები გარკვეული ფორმისა (პროფილის) და ზომების მქონე არხებისათვის, რომლებიც შესრულებულია გარკვეული მასალისაგან ან გაყვანილია გარკვეულ გრუნტში, წარმოადგენს მუდმივ სიდიდეებს. აღნიშნული მახასიათებლების გამოყენება საგრძნობლად აადვილებს არხების ჰიდრავლიკურ გაანგარიშებას.

არხებში სითხის თანაბარი მოძრაობის გაანგარიშებისას ძირითადად ვხვდებით შემდეგი ოთხი ტიპის ამოცანას:

1. მოცემულია არხის ფსკერის i ქანობი, ფსკერის b სიგანე, ნაკადის h სიღრმე, ფერდოს ქვედებულის m კოეფიციენტი და არხის კედლების ხორკლიანობის n კოეფიციენტი. უნდა დავადგინოთ არხის გამტარობა, ე. ი. სითხის Q ხარჯი.

შემოგანხილული ფორმულებით უნდა განვსაზღვროთ ω , χ , R და K სიდიდეები, რის შემდეგაც (8.22) გამოსახულებით უშუალოდ გამოითვლება არხის საძიებელი გამტარობა: $Q = K\sqrt{i}$

2. მოცემულია ნაკადის Q ხარჯი, ტრაპეციული არხის ფსკერის b სიგანე, ნაკადის h სიღრმე, ფერდოს m კოეფიციენტი და კალაპოტის ხორკლიანობის n კოეფიციენტი. უნდა განვსაზღვროს არხის ფსკერის i ქანობი.

ω , χ , R , C და K სიდიდეების დადგენის შემდეგ (8.2) ფორმულით უშუალოდ განისაზღვრება არხის საძიებელი ქანობი

$$i = \frac{Q^2}{K^2}.$$

3. მოცემულია Q ხარჯი, ფსკერის i ქანობი, ფერდოს m და ხორკლიანობის n კოეფიციენტები. უნდა განისაზღვროს ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი კვეთის (პროფილის) მქონე ტრაპეციული არხის ფსკერის b სიგანე და ავსების h სიღრმე.

ეს ამოცანა შეიძლება გადაწყდეს მხოლოდ შერჩევის ხერხით. (8.16) ფორმულით განისაზღვრება ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი ფარდობა $\beta_0 = b/h$ (იხ. 8.3 ცხრილი). ამის შემდეგ უნდა დავუშვათ h სიღრმის რიგი მნიშვნელობები და განვსაზღვროთ მათი შესაბამისი ფსკერის b სიგანის სიდიდეები (ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი კვეთისათვის $b = \beta_0 h$) და ხარჯის K მახასიათებლები (8.20 ფორმულით). შიღებული მონაცემების საფუძველზე ვაგებთ $K = f(h)$ დამოკიდებულების გრაფიკს. საძიებელი h სიღრმე განისაზღვრება აღნიშნული გრაფიკიდან მოცემული Q და i სიდიდეების შესაბამისი ხარჯის K მახასიათებლის მიხედვით; (8.22) ფორმულიდან

$$K = \frac{Q}{\sqrt{i}}. \quad (8.22')$$

ფსკერის საძიებელი b სიგანე კი იქნება $b = \beta_0 h$ სიდიდის ტოლი.

4. მოცემულია წყლის Q ხარჯი, i ქანობი, დასაშვები v სიჩქარე, ფერდოს m და ხორკლიანობის n კოეფიციენტები. უნდა განისაზღვროს არხის ავსების h სიღრმე და ფსკერის b სიგანე.

ავსების h სიღრმის მიმართ (8.11) და (8.12) გამოსახულებების ერთობლივი ამოხსნის შედეგად მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულებს:

$$h = -\frac{\chi}{2(m' - m)} - \sqrt{\frac{\chi^2}{4(m' - m)^2} - \frac{\omega}{m' - m}} \quad (8.23)$$

და

$$b = \chi - m'h, \quad (8.24)$$

სადაც $m' = 2\sqrt{1+m^2}$ და $\omega = Q/v$.

სველი χ პერიმეტრის სიდიდე აღვიღად განისაზღვრება სიჩქარითი $W = v/\sqrt{i} = C\sqrt{R} = f(R)$ მახასიათებლის მნიშვნელობათა ცხრილიდან; ეს ცხრილი შედგენილია n კოეფიციენტის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის და მოცემულია VII დანართში. ამ ცხრილიდან $W = v/\sqrt{i}$ სიჩქარითი მახასიათებლის სიდიდის მიხედვით განისაზღვრება სათანადო

პილრაველიკური R რადიუსი (მოცემული n კოეფიციენტისათვის), ხოლო ამის შემდეგ — სველი პერიმეტრი $\chi = \omega/R$ და საძიებელი h და b სიდიდეები (8.23 და 8.24 ფორმულებით).

ამოცანა 8.1. განესაზღვროთ ბეტონის მოპირკეთების მქონე ტრაპეციული არხის ავსების h სიღრმე შემდეგი მონაცემების მიხედვით: წყლის ხარჯი $Q = 40$ მ³/წმ, ფსკერის სიგანე $b = 20$ მ, ფერდოს კოეფიციენტი $m = 0,5$, არხის ქანობი $i = 0,0003$ და ხორკლიანობის კოეფიციენტი $n = 0,017$.

ამოხსნა. (8.22') ფორმულით განესაზღვროთ ამოცანის პირობის შესაბამისი ხარჯის მაჩასიათებელი

$$K = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{40}{0,0003} = 2310 \text{ მ}^3/\sqrt{\text{მ}}.$$

ახლა დავუშვათ ავსების h სიღრმის რიგი მნიშვნელობები და (8.20) ფორმულით გამოვთვალოთ მათი შესაბამისი ხარჯის K მაჩასიათებლის სიდიდეები; ა განესაზღვროთ (8.11) ფორმულით, χ — (8.12) ფორმულით, $R = \omega/\chi$, ხოლო C კოეფიციენტი განესაზღვროთ ნ. პავლოვსკის (5.38) ფორმულით, რისთვისაც ვისარგებლოთ I დანართის ცხრილით. გაანგარიშების მსვლელობა და მიღებული შედეგები შევიტანოთ 8.4 ცხრილში.

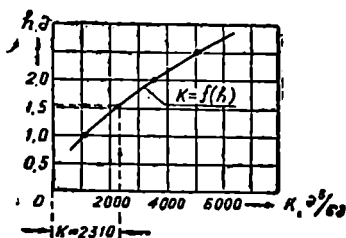
ცხრილი 8.4

$h, \text{ მ}$	$\omega, \text{ მ}^2$	$\chi, \text{ მ}$	$R, \text{ მ}$	$C, \text{ მ}^{0,5}/\sqrt{\text{წმ}}$	$K, \text{ მ}^3/\sqrt{\text{წმ}}$
1,0	20,50	22,24	0,92	57,78	1136
1,5	31,125	23,354	1,39	61,71	2216
2,0	42,00	24,472	1,72	64,40	3547
2,5	53,06	25,590	2,10	66,35	5102

8.4 ცხრილის მონაცემების მიხედვით ვაგებთ $K = f(h)$ დამოკიდებულების გრაფიკს (ნახ. 8.3). ამ გრაფიკიდან $K = 2310$ მ³/წმ მოცემული სიდიდის მიხედვით განისაზღვრება $Q = 40$ მ³/წმ წყლის ხარჯის შესაბამისი არხის ავსების სიღრმის საძიებელი მნიშვნელობა $h = 1,55$ მ.

ამოცანა 8.2. თიხნარ გრუნტში გაყვანილია ტრაპეციული ქვეთის არხი (მოსახვის გარეშე). განესაზღვროთ წყლის ხარჯი და მოძრაობის საშუალო სიჩქარე არხში

შემდეგი მონაცემების მიხედვით: $b = 8$ მ, $h = 3$ მ, $i = 0,0016$ და $m = 1,5$.



ნახ. 8.3.

ამოხსნა. (5.1) ცხრილიდან ვაღგენთ მიწის არხის ხორკლიანობის კოეფიციენტს $\pi=0,025$.

არხის გამტარობა განისაზღვრება ძირითადი (8.1) ფორმულით, რისთვისაც წინასწარ გამოვთვალოთ ω , χ და R სიდიდეები, შესაბამისად (8.11), (8.12) და (8.14) ფორმულებით:

$$\omega = h(b + mh) = 3(8 + 1,5 \cdot 3) = 37,5 \text{ მ}^3;$$

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} = 8 + 2 \cdot 3 \cdot \sqrt{1+1,5^2} = 18,82 \text{ მ};$$

$$R = \frac{\omega}{\chi} = \frac{37,5}{18,82} = 1,99 \text{ მ}.$$

I დანართის ცხრილიდან განვსაზღვროთ $R=1,99$ მ და $\pi=0,025$ სიდიდეების შესაბამისი შეზის C კოეფიციენტის მნიშვნელობა; ამ ცხრილიდან ვპოულობთ $C=45,96 \text{ მ}^{0,5}/\text{წმ}$.

წყლის ხარჯი

$$Q = \omega C \sqrt{Ri} = 37,5 \cdot 45,96 \cdot \sqrt{1,99 \cdot 0,0016} = 97,25 \text{ მ}^3/\text{წმ}.$$

ამ ხარჯის შესაბამისი მოძრაობის საშუალო სიჩქარე არხში

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{97,25}{37,5} = 2,59 \text{ მ/წმ}.$$

8.2 ცხრილის მონაცემების მიხედვით თიხნარ გრუნტში გაყვანილი არხისათვის $h=3$ მ ავსების სიღრმისას არაწამრეცი, მაქსიმალურად დასაშვები სიჩქარის სიდიდე $v_{\max}=1,6 \text{ მ/წმ}$ და იმის გამო, რომ $v=2,59 \text{ მ/წმ} > v_{\max}=1,6 \text{ მ/წმ}$, მიწის არხის კედლები წაირეცება ნაკადის მიერ.

თუ საჭიროა არხის ცოცხალი კვეთის ფართობის შენარჩუნება, ე. ი. h და b ზომების შენარჩუნება, მაშინ არხში დასაშვები არაწამრეცი სიჩქარის დამყარებისათვის უნდა შევამციროთ არხის i ქანობი. ამ მიზნით, ქანობის საანგარიშო (8.2) ფორმულაში შევიტანოთ საშუალო სიჩქარის არაწამრეცი მნიშვნელობა $v=v_{\max}=1,6 \text{ მ/წმ}$; გვექნება

$$i = \frac{v^2}{C^2 R} = \frac{1,6^2}{45,96^2 \cdot 1,99} = 0,00061.$$

ასეთი ქანობის მქონე არხის გამტარობა კი იქნება

$$Q = \omega v = 1,6 \cdot 37,5 = 60 \text{ მ}^3/\text{წმ}.$$

ამოცანა 8.8. განვსაზღვროთ ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი ტრაპეციული კვეთის ბეტონის არხის ფსკერის b სიგანე და ავსების h სიღრმე შემდეგი მონაცემების მიხედვით: $Q=120 \text{ მ}^3/\text{წმ}$, $i=0,003$, $\pi=0,017$ და $m=1,0$.

ამოხსნა. ეს ამოცანა ამოიხსნება შერჩევის ხერხით. (8.22') ფორმულით განვსაზღვროთ მოცემული Q და i სიდიდეების შესაბამისი ხარჯის მახასიათებელის მნიშვნელობა

$$K = \frac{Q}{\sqrt{i}} = \frac{120}{\sqrt{0,003}} = 2191 \text{ მ}^3/\text{წმ}.$$

ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი არხის კვეთის საძიებელი ზომების დასადგენად აუგაოთ $K = f(b)$ დამოკიდებულების გრაფიკი, რისთვისაც დაუშვათ b სიგანის რიგი მნიშვნელობები და გამოვთვალოთ მათი შესაბამისი ჰიდრაულიკური ელემენტები (იხ. ცხრილი 8.5).

8.3 ცხრილიდან $m = 1,0$ მნიშვნელობისათვის განისაზღვრება ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი კვეთის ფარდობითი ფსკერის სიგანე $\beta_0 = b/h = 0,83$; მაშინ ავსების სიღრმე $h = b/0,83$. (8.5) ცხრილის შედგენისას ჰიდრაულიკური რადიუსი უნდა განვსაზღვროთ (8.17) თანათარღობის მიხედვით: $R = R_0 = h/2$. შეზის C კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის შეგვიძლია გამოვიყენოთ I დანართის ცხრილი (მივიღოთ მხედველობაში, რომ $n = 0,017$).

ცხრილი 8.5

ბ. პ	$h = b/0,83$ მ	m , პ	$R = h/2$, მ	C , $\text{მ}^{0,5}/\text{წმ}$	$\sqrt{R}$	K , $\text{მ}^3/\text{წმ}$
1,0	1,20	2,64	0,600	53,7	0,775	110
1,5	1,81	5,99	0,905	57,6	0,951	328
2,0	2,41	10,63	1,206	60,74	1,098	709
2,5	3,01	16,58	1,505	62,93	1,227	1280
3,0	3,61	23,96	1,805	64,83	1,344	2079
3,5	4,22	32,59	2,110	66,40	1,453	3145

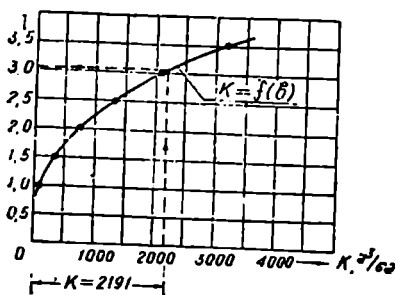
8.5 ცხრილის მონაცემების მიხედვით ვაგებთ $K = f(b)$ დამოკიდებულების გრაფიკს (ნახ. 8.4).

ამ გრაფიკით მოცემული $K = 2191 \text{ მ}^3/\text{წმ}$ სიდიდის მიხედვით განისაზღვრება $Q = 120 \text{ მ}^3/\text{წმ}$ წყლის ხარჯის შესაბამისი ჰიდრაულიკურად უხელსაყრელესი კვეთის შეონე ტრაპეციული არხის ფსკერის b სიგანე და ავსების h სიღრმე. გრაფიკიდან ვპოულობთ $b = 3,05 \text{ მ}$ და $h = b/0,83 = 3,05/0,83 = 3,67 \text{ მ}$.

იმავე ამოცანის გადაწყვეტა შეიძლება $K = f(h)$ გრაფიკის აგების გზით (h -ის რიგი მნიშვნელობებისათვის განისაზღვრება $b = 0,83 \cdot h$ და K -ს შესაბამისი მნიშვნელობები; აღნიშნული გრაფიკიდან ვიპოვიოთ h -ის საძიებელ მნიშვნელობას, რის შემდეგ განისაზღვრება აგრეთვე არხის ფსკერის b სიგანე).

ამოცანა 8.4. განესაზღვროთ ტრაპეციული კვეთის არხის ფსკერის i ქანობი შემდეგი მონაცემების მიხედვით: $Q=30$ მ³/წმ, $b=3$ მ, $h=3,5$ მ, $m=2$ და $n=0,02$.

ამოხსნა. განესაზღვროთ არხის ცოცხალი კვეთის ფართობი



ნახ. 8.4.

$$a = h(b + mh) =$$

$$= 3,5(3 + 2 \cdot 3,5) = 35 \text{ მ}^2.$$

სველი პერიმეტრი

$$\chi = b + 2h\sqrt{1+m^2} =$$

$$= 3 + 2 \cdot 3,5\sqrt{1+2^2} = 18,65 \text{ მ}.$$

ჰიდრაულიკური რადიუსი

$$R = \frac{a}{\chi} = \frac{35}{18,65} = 1,88 \text{ მ}.$$

შეზის C კოეფიციენტის სიდიდე განესაზღვროთ I დანართის ცხრილიდან $R=1,88$ მ და $n=0,02$ მნიშვნელობების მიხედვით; გვექნება $C=56,0$ მ^{0,5}/წმ.

ხარჯის მახასიათებელი

$$K = aC\sqrt{R} = 35 \cdot 56 \cdot \sqrt{1,88} = 2687 \text{ მ}^3/\text{წმ}.$$

არხის ფსკერის საძიებელი i ქანობი განისაზღვრება (8.2) ფორმულით

$$i = \frac{Q^3}{K^2} = \frac{30^3}{2687^2} = 0,000125.$$

ამოცანა 8.5. განესაზღვროთ დასაშვები არაწამრეცხი $v=v_{\max}=1,0$ მ/წმ სიჩქარის შესაბამისი ტრაპეციული კვეთის მქონე არხის ფსკერის b სიგანე და ავსების h სიღრმე, თუ მოცემულია $Q=60$ მ³/წმ, $i=0,00011$, $n=0,025$ და $m=1,5$.

ამოხსნა. განესაზღვროთ არხის ავსების h სიღრმე (8.23) ფორმულით, რისთვისაც წინასწარ გამოვთვალოთ ცოცხალი კვეთის a ფართობი და χ სველი პერიმეტრი.

სიჩქარითი W მახასიათებელი, (8.21) ტოლობის თანახმად,

$$W = \frac{v}{\sqrt{i}} = \frac{1,0}{\sqrt{0,00011}} = 95,24 \text{ მ/წმ}.$$

VII დანართის ცხრილის მიხედვით განისაზღვრება $W=95,24$ მ/წმ და $n=0,025$ მნიშვნელობების შესაბამისი ჰიდრაულიკური R რადიუსის

სიდიდე; აღნიშნული ცხრილიდან ეპოულობთ $R=3,57$ მ. ცოცხალი ქვე-
თის ფართობი

$$\omega = \frac{Q}{v} = \frac{60}{1,0} = 60 \text{ მ}^3,$$

მაშინ სველი პერიმეტრის სიდიდე

$$\chi = \frac{\omega}{R} = \frac{60}{3,57} = 16,81 \text{ მ}.$$

ავსების h სიღრმის გამოსათვლელად გამოვიყენოთ (8.23) ფორმუ-
ლა, რისთვისაც წინასწარ განვსაზღვროთ $m' = 2\sqrt{1+m^2} = 2 \cdot \sqrt{1+1,5^2} =$
 $= 3,606$; მიღებული მნიშვნელობების გათვალისწინებით (8.23) ფორმუ-
ლიდან მივიღებთ

$$\begin{aligned} h &= \frac{\chi}{2(m'-m)} - \sqrt{\frac{\chi^2}{4(m'-m)^2} - \frac{\omega}{m'-m}} = \\ &= \frac{16,81}{2(3,606-1,5)} - \sqrt{\frac{16,81^2}{4(3,606-1,5)^2} - \frac{60}{3,606-1,5}} = \\ &= 3,991 - \sqrt{15,93-28,49} = 3,991 - \sqrt{-12,56}. \end{aligned}$$

როგორც ვხედავთ, ფესვქვეშ მივიღეთ უარყოფითი სიდიდე, ეს კი
იმას ნიშნავს, რომ მოცემულ პირობებში შეუძლებელია ისეთი ცოცხალი
ქვეთის შერჩევა, რომელიც დააკმაყოფილებს მის მიმართ წამოყენებულ
მოთხოვნას. არხის ისეთი კალაპოტის განხორციელება, რომელიც მოცე-
მულ $Q=60$ მ³/წმ ხარჯს გაატარებს $v=1$ მ/წმ სიჩქარით, შესაძლებელი
იქნება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ გავზრდით არხის ფსკერის ქანობს.
მივიღოთ, მაგალითად, $\epsilon=0,00018$ და ჩავატაროთ გაანგარიშება ქვემოთ
მოყვანილი თანამიმდევრობით

$$W = \frac{v}{\sqrt{\epsilon}} = \frac{1,0}{\sqrt{0,00018}} = 74,54 \text{ მ/წმ}.$$

VII დანართის ცხრილიდან W -ს მიხედვით ეპოულობთ $R=2,45$ მ,
მაშინ

$$\chi = \frac{60}{2,45} = 24,49 \text{ მ}$$

და

$$\begin{aligned} h &= \frac{24,49}{2(3,606-1,5)} - \sqrt{\frac{24,49^2}{4(3,606-1,5)^2} - \frac{60}{3,606-1,5}} = \\ &= 5,814 - \sqrt{33,81-28,49} = 5,814 - \sqrt{5,32} = 3,51 \text{ მ}. \end{aligned}$$

ავსების სიღრმის $h=3,51$ მ მნიშვნელობას (8.24) ფორმულის მიხედვით შეესაბამება არხის ფსკერის სიგანე

$$b = \chi - m'h = 24,49 - 3,606 \cdot 3,51 = 11,83 \text{ მ.}$$

ახლა შევამოწმოთ ჩატარებული გაანგარიშების სისწორე. განვსაზღვროთ $h=3,51$ მ და $b=11,83$ მ-ის შესაბამისი არხის ცოცხალი კვეთის ფართობი

$$\omega = h(b + mh) = 3,51(11,83 + 1,5 \cdot 3,51) = 60 \text{ მ}^2.$$

მაშასადამე, გაანგარიშება ჩატარებულია სწორად, ვინაიდან

$$\omega = \frac{Q}{v} = \frac{60}{1,0} = 60 \text{ მ}^2.$$

§ 8.5. უდაწნეო მილების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საფუძვლები

საკანალიზაციო ქსელების, სადრენაჟო სისტემების, სანიაღვრო კოლექტორებისა და სხვა სახის უდაწნეო მილების განივი კვეთის ფორმა შეიძლება იყოს წრიული, ოვოიდალური, ლარსებრი, ვარცლოვანი და სხვ. საკანალიზაციო კოლექტორებში სითხე მოძრაობს მათი ცოცხალი კვეთების ნაწილობრივი შევსებით, ამიტომ მოძრაობის რეჟიმში ამ სადინარებში უდაწნეოა. აღნიშნულის გამო, საკანალიზაციო კოლექტორებისა და ღია არხების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება ერთმანეთისაგან არსებითად არ განსხვავდება და ანალოგიურია (ვიყენებთ ერთსა და იმავე ძირითად საანგარიშო ფორმულებს), თუმცა გაანგარიშება რამდენადმე ძნელდება ნაკადის ძირითადი ჰიდრაულიკური ელემენტების (ω , χ , R) განსაზღვრის სირთულის გამო.

უდაწნეო მილების მრუდწირული კვეთების ჰიდრაულიკური თავისებურება მდგომარეობს იმაში, რომ სითხის მაქსიმალური ხარჯი და მოძრაობის სიჩქარე ამ მილებში მყარდება სათანადო განივი კვეთების არა მთლიანი, არამედ ნაწილობრივი შევსებისას. ამასთან, მაქსიმალურ გამტარობას (Q_{max}) შეესაბამება ნაკადის ავსების h სიღრმის ერთი გარკვეული მნიშვნელობა, ხოლო მაქსიმალურ სიჩქარეს (v_{max}) — სიღრმის სხვა მნიშვნელობა. წრიული კვეთის უდაწნეო მილებისათვის აღნიშნულ თვისებას თვალსაჩინოდ გამოსახავს 8.5 ნახაზზე წარმოდგენილი გრაფიკები.

A მრუდი ასახავს ხარჯის ცვალებადობას, ხოლო B მრუდი — საშუალო სიჩქარის ცვალებადობას კვეთის ავსების h სიღრმის ცვალებადობასთან დაკავშირებით.

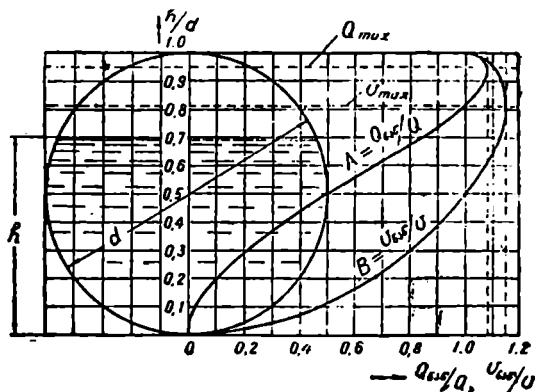
საკანალიზაციო კოლექტორების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების გა-

ადგილების მიზნით იყენებენ დამხმარე A და B კოეფიციენტების ცნებებს.

A კოეფიციენტი წარმოადგენს სითხით ნაწილობრივ შევსებული კვეთის ხარჯის ($Q_{\text{ნაწ}}$) ფარდობას მთლიანად შევსებული იმავე კვეთის ხარჯთან (Q)

$$A = \frac{Q_{\text{ნაწ}}}{Q} . \quad (8.25)$$

B კოეფიციენტი კი გამოსახავს ნაწილობრივ შევსებულ კვეთში ნაკადის



ნახ. 8.5.

მოდრაობის საშუალო სიჩქარის ($v_{\text{ნაწ}}$) ფარდობას ნაკადის მოძრაობის საშუალო სიჩქარესთან (v) იმავე კვეთის სითხით მთლიანად შევსებისას

$$B = \frac{v_{\text{ნაწ}}}{v} . \quad (8.26)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ (8.21) და (8.22) ტოლობებს, მაშინ ნაწილობრივ შევსებულ უდაწნეო მილებში (მაგალითად, საკანალიზაციო კოლექტორებში) ნაკადის საშუალო სიჩქარისა და ხარჯის საანგარიშო ფორმულებს ექნება შემდეგი სახე:

$$v_{\text{ნაწ}} = BW\sqrt{i} \quad (8.27)$$

და

$$Q_{\text{ნაწ}} = AK\sqrt{i} , \quad (8.28)$$

სადაც W და K —, შესაბამისად, მილის მთლიანად შევსებული კვეთის (მილის მთლიანი განივეკეთის) სიჩქარითი და ხარჯის მახასიათებლებია.

A და B კოეფიციენტების თავისებურება ის არის, რომ მათი სიდიდეები დამოკიდებულია მხოლოდ მილის (კოლექტორის) ფარდობითი ავსების h/d სიღრმეზე.

8.5 ნახაზზე გამოსახული მრუდები გვიჩვენებს, რომ მილის მაქსიმალური ხარჯი (Q_{max}) და მაქსიმალური საშუალო სიჩქარე (v_{max}) შეესაბამება ნაკადით მის ნაწილობრივ შევსებას. ეს თვისება იმით აიხსნება, რომ მილის კვეთის ზემო ნაწილის შევსებისას ნაკადის ცოცხალი კვეთის სველი პერიმეტრი იზრდება უფრო სწრაფად, ვიდრე თვით ცოცხალი კვეთი და ამიტომ ჰიდრაულიკური R რადიუსი იწყებს შემცირებას (h -ის შემდგომ ზრდასთან დაკავშირებით), რაც, თავის მხრივ, იწვევს საშუალო v სიჩქარისა და Q ხარჯის შემცირებას. აღნიშნული თავისებურებით ხასიათდება ნებისმიერი ფორმის განივკვეთის მქონე დახშული სადინარები.

თეორიულად დამტკიცებული და ექსპერიმენტულად დასაბუთებულია ის, რომ წრიული კვეთის მილში მაქსიმალური საშუალო სიჩქარე შეესაბამება $h=0,81d$ შევსების სიღრმეს, ხოლო მაქსიმალური ხარჯი (გამტარობა) — $h=0,95d$ შევსებას (ნახ. 8.5); აქასთან, კოეფიციენტები $A=1,087$ და $B=1,16$.

ცხადია, წრიული კვეთის უდაწნეო მილებისათვის α , χ და R პარამეტრების მნიშვნელობები დამოკიდებულია მათი კვეთების შევსების h სიღრმეზე. აღნიშნული მილების ცოცხალი კვეთის ფაოთობისა და ჰიდრაულიკური რადიუსის ფარდობითი სიდიდეები, რომლებიც გამოთვლილია ფარდობითი ავსების h/d სიღრმის რიგი მნიშვნელობებისათვის, მოცემულია (8.6) ცხრილში.

ცხრილი 8.6

α და R პარამეტრების ფარდობითი მნიშვნელობების ცხრილი

h/d	α/d^2	R/d	h/d	α/d^2	R/d
0,05	0,0147	0,0326	0,55	0,4426	0,2649
0,15	0,0759	0,0929	0,65	0,5404	0,2881
0,25	0,1575	0,1466	0,75	0,6319	0,3017
0,35	0,2460	0,1935	0,85	0,7115	0,3033
0,45	0,3428	0,2331	0,95	0,7707	0,2865
0,50	0,3927	0,2500	1,00	0,7854	0,2500

უახლესი ექსპერიმენტული კვლევებით დადგენილია, რომ საკანალიზაციო კოლექტორებში ჩამონადენი წყლების მოძრაობის რეჟიმი შესაბამემა არა მარტო წინააღობის კვადრატულ არეს (კანონს), არამედ წინააღობის გარდამავალ არესაც (ზონასაც); წინააღობის ამ ზონაში შეზის C კოეფიციენტი უკვე დამოკიდებულია როგორც ჰიდრაულიკურ რა-

დღესსა და ხორკლიანობის კოეფიციენტზე, ისე რეინოლდის რიცხვზეც ამიტომ საკანალიზაციო ქსელების ჰიდრაულიკური გაანგარიშებისას C კოეფიციენტისათვის რეკომენდებულია (8.3) ტიპის განზოგადებული ფორმულების გამოყენება, ამასთან, მიიღება n კოეფიციენტის შემდეგი მუდმივი მნიშვნელობები: $n=0,013$, თუ $d \leq 0,6$ მ, და $n=0,014$, თუ $d > 0,6$ მ. ხორკლიანობის n კოეფიციენტი მიიღება მუდმივად იმატომ, რომ ჩამონადეხი წყლების ტრანსპორტირებისას საკანალიზაციო მილების კედლების ხორკლიანობა იფარება ნალექით, რაც მილსადენს ხდის გლუვკედლიანს (მიუხედავად მილსადენების კედლების მასალისა).

საკანალიზაციო ქსელების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების გასაადვილებლად სარგებლობენ სპეციალური ცხრილებითა და გრაფიკებით (6. ფედოროვისა და ლ. ვოლკოვის გრაფიკები).

წრიული კვეთის უდაწნეო საკანალიზაციო მილების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითადი ამოცანები ანალოგიურია ღია არხების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ამოცანებისა; სახელდობრ, მილსადენის მოცეპული დიამეტრის, შევსების სიღრმისა და ქანობის მიხედვით უნდა განისაზღვროს ნაკადის საშუალო სიჩქარე და ხარჯი, ან კიდევ, მილსადენის მოცეპული გამტარობისა და ქანობის მიხედვით უნდა განისაზღვროს მისი დიამეტრი და სხვ.

საკანალიზაციო კოლექტორების გაანგარიშებისას მიიღება არადაშლელი, მინიმალური სიჩქარეების შემდეგი მუდმივი მნიშვნელობები: $v_{\min}=0,7$ მ/წმ, თუ $d \leq 0,5$ მ, და $v_{\min}=0,8$ მ/წმ, თუ $d > 0,5$ მ.

წყალმომარაგების მიზნებისათვის საინჟინრო პრაქტიკაში ხშირად იყენებენ დახურულ სადრენაჟო მილსადენებს—დახურულ სადრენაჟო სისტემებს. ასეთ სისტემებში ფართოდაა გამოყენებული იაფი თუნის მილები. უკანასკნელ წლებში დრენაჟის მოსაწყობად თუნის მილების გარდა ფართოდ იყენებენ აგრეთვე პოლიეთილენის პერფორირებულ და გოფირებულ მილებს ($d=45 \div 110$ მმ).

დახურული სადრენაჟო სისტემა შედგება შემკრებ კოლექტორები-საგან და დამშრობ (საწრეტ) ღრენებისაგან. დამშრობი ღრენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება არ ტარდება, ვინაიდან მათი ხარჯები ძალზე მცირეა და ამიტომ ღრენებს ახორციელებენ კონსტრუქციული მოსაზრებების საფუძველზე. სადრენაჟო სისტემების დაპროექტებისას ძირითადი ყურადღება ექცევა დახურული წყალშემკრები კოლექტორების ჰიდრაულიკურ გაანგარიშებას.

დახურული სადრენაჟო კოლექტორების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითად ამოცანას წარმოადგენს მათი კვეთების ზომების დადგენა წინასწარ მოცემული გამტარობისა (Q ხარჯისა) და ქანობის მიხედვით.

სადრენაჟო და საკანალიზაციო მილების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება თითქმის ერთმანეთის ანალოგიურია; განსხვავება მდგომარეობს

მხოლოდ იმაში, რომ მხედველობაში უნდა იყოს მიღებული სადრენაჟო მილების განივი კვეთების სრული შევსება. ხარჯის განსაზღვრისათვის ვიყენებთ ძირითად (8.1) ფორმულას; C კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის — 5. პავლოვსკის ფორმულას (თუნის მილების შემთხვევაში უნდა მივიღოთ $\pi = 0,012$). ხარჯის K მაზასიათებელის მნიშვნელობების განსაზღვრისას ვგულისხმობთ, რომ თუნის მილების კვეთები მთლიანადაა შევსებული წყლით, ხოლო C კოეფიციენტი შეიძლება განვსაზღვროთ პანინგის ფორმულით ($C = 1/0,012 R^{1/6}$).

დახურული სადრენაჟო კოლექტორების გაანგარიშებისას მინიმალური, არაღამლეკი სიჩქარის სიდიდე მიიღება $v_{min} = 0,2$ მ/წმ-ის ტოლი; არაწამრეცხი, მაქსიმალურად დასაშვები სიჩქარის სიდიდე კი — $v_{max} = 1,0$ მ/წმ-ის ტოლი.

შეცხრე თავი

გრუნტის წყლების მოძრაობა

§ 9.1. გრუნტებში წყლის მოძრაობის ძირითადი სახეები

მიწისქვეშა წყლების მოძრაობა ფოროვან გარემოში სითბების მოძრაობის კერძო შემთხვევაა. ჰიდროდინამიკის ამ მნიშვნელოვანმა ნაწილმა მიწისქვეშა ჰიდრავლიკის სახელწოდება მიიღო. სითხის მოძრაობას ფოროვან გარემოში ფილტრაციის ეწოდება.

გრუნტის წყლები ეწოდება მიწის ზედაპირიდან პირველი წყალშეუღწევი ფენის ზემოთ განლაგებულ მიწისქვეშა წყლებს. მათი კვება წარმოებს ატმოსფერული ნალექებისა და ზედაპირული წყლების ინფილტრაციის ხარჯზე.

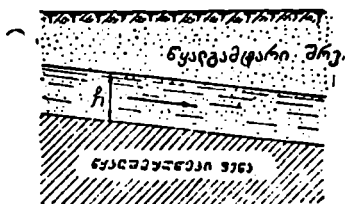
ბუნებაში არსებობს უძრავი და მოძრავი გრუნტის წყლები. უძრავი გრუნტის წყლები წარმოიქმნება მიწისქვეშა ქვაბულებში მათი დაგროვების შედეგად და მათ გრუნტის წყლების აუზებს უწოდებენ. მოძრავი გრუნტის წყლები, ანუ გრუნტის წყლების ნაკადები, წარმოიქმნება დაბრალ წყალშეუღწევი ფენებს ზემოთ. გრუნტის წყლების აუზებში წყლის თავისუფალი ზედაპირი, ანუ გრუნტის წყლების საკე, ჰორიზონტალურია, ხოლო ფილტრაციულ ნაკადებში — დახრილი.

გრუნტის წყლების მოძრაობის შემთხვევებს ხშირად ვხვდებით წყალშეღწევის, ჰიდროტექნიკის, მეღორაპროდუქციისა და ტექნიკის სხვა დარგების პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტისას.

გარდა ზემოხსენებული ბუნებრივი ფილტრაციული ნაკადებისა, არსებობს ხელოვნურიც. ხელოვნური ფილტრაციული ნაკადები წარ-

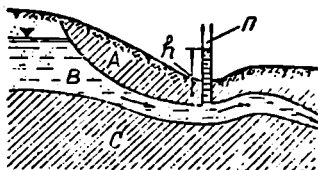
მოიქმნება სხვადასხვა საინჟინრო ნაგებობებში და დანადგარებში წყლის ფილტრაციის შედეგად; მაგალითად, წყალსადენის ფილტრებში, სამშენებლო კვაბულებიდან წყლის ამოტუბვისას, მიწის კაშხალებში, სხვადასხვა სადრენაჟო სისტემების ფარგლებში წყლის ფილტრაციისა და სხვ.

მიწისქვეშა წყლები ავსებს გრუნტის ფორებს და მოძრაობს სიმძიმის ძალის გავლენით ან გარკვეული დაწნევის ზეოქმედებით, ამასთან, მათი მოძრაობა შეიძლება იყოს პრაქტიკული თვალსაზრისით როგორც თანაბარი, ისე არათანაბარი. მიწისზედა წყლების ანალოგიურად, მიწისქვეშა წყლების მოძრაობა იყოფა დამყარებული და დამყარებელი მოძრაობის სახეებად. მაგალითად, საწყის პერიოდში ფილტრაციული წყლების მოძრაობა მიწის კაშხალის ტანში დამყარებულია, მაგრამ გარკვეული დროის გასვლის შემდეგ, მოძრაობის რეჟიმი მასში გახდება დამყარებული.



ნახ. 9.1.

თუ წყალგამტარი შრე შემოსაზღვრულია წყალშეუღწევი ფენით მხოლოდ ქვემოდან, მაშინ მიწისქვეშა ნაკადს აქვს თავისუფალი ზედაპირი ატმოსფერული წნევით და ფილტრაციულ ნაკადს ასეთ შემთხვევაში უდაწნეო ეწოდება (ნახ. 9.1). უდაწნეო მოძრაობის მაგალითს წარმოადგენს წყლის ფილტრაცია მიწის კაშხალის ტანში. 9.1 ნახაზზე გამოსახულია პრაქტიკულად თანაბარი უდაწნეო ნაკადი.



ნახ. 9.2.

იმ შემთხვევაში, როდესაც გრუნტის წყლები მოძრაობს ქვემოდან და ზემოდან წყალშეუღწევი ფენებით შემოსაზღვრულ წყალგამტარ ფენაში, ე. ი. როდესაც ფილტრაციულ ნაკადს არ აქვს

თავისუფალი ზედაპირი, მიწისქვეშა წყლების მოძრაობას სადაწნეო ეწოდება. ასეთი მოძრაობის მაგალითს წარმოადგენს არტეზიული წყლების მოძრაობა.

9.2 ნახაზზე გამოსახულია მიწისქვეშა წყლების სადაწნეო მოძრაობა A და C წყალშეუღწევი ფენებით შემოსაზღვრულ B წყალგამტარ ფენაში. ასეთი ნაკადის ყველა წერტილში წნევა ატმოსფერულზე მეტია; თუ წყალგამტარ ფენას გაეხსნით ჰაბურლით, მაშინ ეს უკანასკნელი

შეასრულებს პიეზომეტრის (II) როლს და წყალი მასში აიწვევს გარკვეულ h სიმაღლეზე.

ბუნებრივი და ხელოვნური ფილტრაციული წყლების მოძრაობის რეჟიმი უმეტეს შემთხვევებში ლამინარულია. მხოლოდ მსხვილნაპრალოვან და კარსტულ ქანებში ფილტრაციული ნაკადის დიდი სიჩქარეებისას ეხედებით მოძრაობის ტურბულენტურ რეჟიმს.

მიწისქვეშა წყლების მოძრაობის თეორიას საფუძვლად უდევს დარსის, დიუპუისის, ფორხჰეიმერის, სლიხტერის, ეუჟოვსკის, პავლოვსკის, ლეიბენზონისა და სხვა მეცნიერების ფუნდამენტური გამოკვლევები. ფილტრაციის თეორია იძლევა ისეთი მნიშვნელოვანი საინჟინრო-პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტის საშუალებას, როგორიცაა: შახტურ კებასა და გალერეებში გრუნტის წყლების მოდინების გაანგარიშება, მიწის მასივების ამოშრობის მიზნით გრუნტის წყლების დონის დაწვევის, მიწის კაშხალის ტანში და ბეტონის კაშხალების ფლიუტბეტების ქვეშ წყლის ფილტრაციის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება და მრავალი სხვა.

§ 9.2. ფილტრაციის ძირითადი კანონი

მიწისქვეშა ფილტრაციული ნაკადების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების ძირითად ამოცანას წარმოადგენს ფილტრაციული ნაკადის v სიჩქარისა და Q ხარჯის განსაზღვრა.

ქვემოთაა გრუნტებში ჩატარებული მრავალრიცხოვანი ცდების შედეგების ანალიზის საფუძველზე დარსიმ 1856 წ. ჩამოაყალიბა ფილტრაციის ძირითადი კანონი, რომელიც შემდგომში დადასტურდა თეორიულად და მას დარსის კანონი ეწოდა. ეს კანონი მათემატიკურად გამოისახება შემდეგი მარტივი ფორმულით:

$$v = kI, \quad (9.1)$$

სადაც v არის ფილტრაციის სიჩქარე; იგი ტოლია ფილტრაციული ნაკადის ხარჯის ფარდობისა ცოცხალი კვეთის ფართობთან და ქვემართ საშუალო სიჩქარისაგან განსხვავებით წარმოადგენს ფიქტიურ სიდიდეს;

k — ფილტრაციის კოეფიციენტი, რომელიც ახასიათებს გრუნტის წყალშედწევადობას (წყალგამტარობას); მისი მნიშვნელობები საინჟინრო პრაქტიკის უმეტეს შემთხვევებში, როგორც წესი, განისაზღვრება ექსპერიმენტული გზით;

I — ფილტრაციული ნაკადის პიეზომეტრული ქანობი; მას ხშირად ფილტრაციული ნაკადის ჰიდრაულიკურ გრადიენტისაც უწოდებენ.

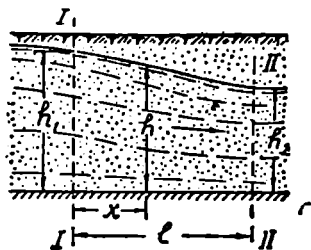
დარსის 9.1 ფორმულა გვიჩვენებს, რომ ფილტრაციის k კოეფიციენტის სიდიდე ტოლია ფილტრაციული ნაკადის v სიჩქარისა, როცა ჰიდრაულიკური გრადიენტი ერთის ტოლია; k კოეფიციენტს აქვს სიჩქარის განზომილება (სმ/წმ, მ/წმ, მ/დღ). ეს ფორმულა გამოსახავს წრფივ დამოკიდებულებას ფილტრაციის სიჩქარესა და ჰიდრაულიკურ გრადიენტს შორის.

ფილტრაციული ნაკადის ხარჯი განისაზღვრება ფორმულით

$$Q = v\omega = kI\omega, \quad (9.2)$$

სადაც ω არის ფილტრაციული ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობი.

1857 წ. ფრანგმა მეცნიერმა დიუპუიმ თეორიულად დასაბუთა დარსის კანონი; ამ კანონზე დაყრდნობით განიხილა ჰორიზონტალურ წყალშეღწევ ფენაზე უდაწნეო ფილტრაციული ნაკადის მოძრაობა (ნახ. 9.3) და მიიღო ფილტრაციული ნაკადის ხარჯისა და დეპრესიის წირის, ასე ფილტრაციული ნაკადის თავისუფალი ზედაპირის, ცნობილი განტოლებები.



ნახ. 9.3.

ფილტრაციული ნაკადის ხარჯი განისაზღვრება ფორმულით

$$q = k \frac{h_1^2 - h_2^2}{2l}; \quad (9.3)$$

დეპრესიის წირის განტოლება კი გამოისახება ასე

$$h = \sqrt{h_1^2 - \frac{h_1^2 - h_2^2}{l} x}, \quad (9.4)$$

სადაც q არის ფილტრაციული ნაკადის ერთეულ სიგანეზე მოსული წყლის ხარჯი, ე. ი. ფილტრაციული ნაკადის კუთრი ხარჯი;

h_1 და h_2 — ფილტრაციული ნაკადის სიღრმეები (სიმძლავრეები), შესაბამისად, I—I და II—II კვეთებში (ნახ. 9.3);

h — ფილტრაციული ნაკადის სიმძლავრე ნებისმიერ კვეთში (I—I კვეთიდან x მანძილზე);

l — ჰორიზონტალური მანძილი I—I და II—II კვეთებს შორის.

(9.1)—(9.4) ფორმულები იძლევა წყალგამტარ ფენებში სითხის

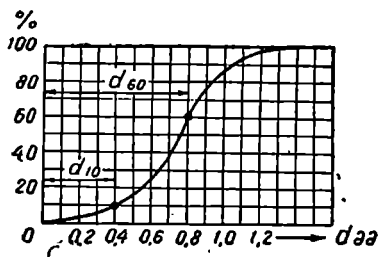
ფილტრაციასთან დაკავშირებული მრავალი პრაქტიკული ამოცანის გადაწყვეტის საშუალებას. მომდევნო პარაგრაფებში განვიხილავთ ამ ფორმულების გამოყენების მაგალითებს.

§ 9.3. ფილტრაციის კოეფიციენტის განსაზღვრა

ფილტრაციის k კოეფიციენტი, რომელიც ახასიათებს გრუნტის წყალშედწევადობას, დამოკიდებულია გრუნტის შემადგენელი ნაწილაკების სიდიდესა (ზომებსა) და ფორმაზე, მათი ერთგვაროვნების ხარისხზე, გრუნტის ფორიანობასა და წყლის ტემპერატურაზე.

გრუნტის შემადგენელი მარცვლების განაწილება მოცემულ გრუნტში მათი სისხოს მიხედვით (გრუნტის შემადგენელი მარცვლების წონითი შემცველობა განსახილველი გრუნტის ალბელ სინჯში) ხასიათდება გრუნტის გრანულომეტრიული შემადგენლობის მრუდით. ეს მრუდი მიიღება ლაბორატორიულ ან საველე პირობებში ჩატარებულ გრუნტის მექანიკური ანალიზის საფუძველზე (ნახ. 9.4).

გრანულომეტრიული მრუდის ასაგებად აბსცისათა ღერძზე გადაიზომება გრუნტის შემადგენელი მარცვლების (ფრაქციების) დიამეტრები (მმ-ობით), ხოლო ორდინატთა ღერძზე — მოცემულ დიამეტრზე ნაკლები ზომის მქონე მარცვლების წონითი შემცველობა გრუნტის ალბელ სინჯში ($\%$ -ობით).



ნახ. 9.4.

გრუნტის მარცვლების იმ დიამეტრს, რომელზეც უფრო ნაკლები ზომის მარცვლების წონითი შემცველობა ალბელი გრუნტის სინჯში შეადგენს 10% -ს, ეწოდება ეფექტური (მოქმედი) დიამეტრი და აღინიშნება $d_{10}=d_{\text{ფე}}$ -ით (ნახ. 9.4); ამის ანალოგიურად, მარცვლების 60% -იანი შემცველობის განმსაზღვრელი დიამეტრი აღინიშნება d_{60} -ით; ხოლო d_{60}/d_{10} ფარდობას ეწოდება ფოროვანი გარემოს არაერთგვაროვნების კოეფიციენტი. ეფექტური დიამეტრის განსაზღვრის განხილული მეთოდი მართებულია იმ შემთხვევაში, თუ არაერთგვაროვნების კოეფიციენტი არ აღემატება ხუთს. გარდა ამისა, ეფექტური დიამეტრი უნდა იმყოფებოდეს $0,01 \text{ მმ} \leq d_{10} \leq 0,3 \text{ მმ}$ შუალედში.

9.4 ნახაზზე გამოსახული გრანულომეტრიული მრუდის მიხედვით მოცემული ფოროვანი გარემოსათვის გვაქვს: $d_{10}=0,4 \text{ მმ}$, $d_{60}=0,8 \text{ მმ}$ და, მაშასადამე, არაერთგვაროვნების კოეფიციენტი 2-ის ტოლია.

მოცემული ფორმები გარემოს მოცულობითი ფორიანობა (m) ეწოდება ფორების ჯამური W_{Φ} მოცულობის ფარდობას განსახილველი ფორიანი გარემოს მთლიან W მოცულობასთან

$$m = \frac{W_{\Phi}}{W} = 1 - \frac{W_{\Delta}}{W}, \quad (9.5)$$

სადაც W_{Δ} არის გრუნტის შემაღგენელი ნაწილაკების (მარცვლების) ჯამური მოცულობა ($W_{\Phi} = W - W_{\Delta}$).

ერთგვაროვანი ქვიშის, ხრეშისა და კენჭნარის მოცულობითი ფორიანობა საშუალოდ $m = 0,3-0,4$ -ის ტოლია. ქვიშისა და ხრეშის ტოლი მოცულობების ნარევის ფორიანობა $m \approx 0,2$. ნარევის ფორიანობის შემცირება აიხსნება იმით, რომ ხრეშის ფორები ნაწილობრივ შევსებულია ქვიშით.

ცნობილია ფილტრაციის k კოეფიციენტის განსაზღვრის შემდეგი ხერხები: 1) სპეციალური ფორმულებით; 2) გრუნტის სინჯების (ნიმუშების) ლაბორატორიული გამოკვლევით სათანადო ხელსაწყოების მეშვეობით; 3) საპასუხისმგებლო დიდი ნაგებობების განხორციელების შემთხვევებში ფილტრაციის კოეფიციენტის სიდიდის დასადგენად ტარდება საველე გამოკვლევა (მოცემული გრუნტების ფილტრაციული თვისებების შესწავლის მიზნით); საველე პირობებში წარმოებს კაბურდილებიდან წყლის ამოტუმბვა ან მათში წყლის დაჰორხენა (ან ჩასხმა).

ქვემოთ მოვიყვანთ ფილტრაციის k კოეფიციენტის საანგარიშო მიახლოებით ფორმულებს.

კოზენის ფორმულა (ქვიშოვანი გრუნტებისათვის)

$$k = 7,94 \frac{m^3}{(1-m)^3} \tau d_{10}, \quad (9.6)$$

სადაც m არის გრუნტის მოცულობითი ფორიანობის კოეფიციენტი;

$d_{10} = d_{\Phi 0}$ — გრუნტის შემაღგენელი მარცვლების ეფექტური დიამეტრი, მმ;

τ — ტემპერატურული კოეფიციენტი; მისი მნიშვნელობები მოცემულია (9.1) ცხრილში.

ცხრილი 9.1

ტემპერატურული τ კოეფიციენტის მნიშვნელობები

t	τ	t	τ	t	τ	t	τ
0	0,588	8	0,766	16	0,950	24	1,156
1	0,612	9	0,786	17	0,975	25	1,180
2	0,635	10	0,807	18	1,000	30	1,319
3	0,658	11	0,827	19	1,025	40	1,620
4	0,676	12	0,854	20	1,051	50	1,926
5	0,698	13	0,878	21	1,080	60	2,231
6	0,721	14	0,902	22	1,107	—	—
7	0,744	15	0,926	23	1,131	—	—

ზაუერბრეის ფორმულა

$$k = 3,49 \frac{m^2}{(1-m)^2} \tau d_{17}, \quad (9.7)$$

სადაც d_{17} არის გრუნტის მარცვლობის მოქმედი (ეფექტური) დიამეტრი, რომელიც აიღება მოცემული გრუნტის გრანულომეტრიული მრუდიდან (იხ. ზემოთ).

ზაუერბრეის ფორმულა მართებულია ქვიშოვანი და ქვიშათიხოვანი გრუნტებისათვის, რომელთა შემადგენელი მარცვლების უდიდესი დიამეტრი $d \leq 0,5$ მმ.

თიხოვანი და სხვა დანარჩენი გრუნტებისათვის ფილტრაციის კოეფიციენტი უნდა განისაზღვროს ლაბორატორიული ცდებით.

მიახლოებითი გაანგარიშებისას შეიძლება ვისარგებლოთ ფილტრაციის კოეფიციენტის შემდეგი მნიშვნელობებით (სმ/წმ):

მსხვილმარცვლოვანი ქვიშა (სილა) .	$= (1 \div 9) \cdot 10^{-3}$
წვრილმარცვლოვანი ქვიშა	$= (1 \div 9) \cdot 10^{-3}$
ფხვიერი ქვიშნარი .	$= (1 \div 9) \cdot 10^{-3}$
მკვრივი ქვიშნარი .	$= (1 \div 9) \cdot 10^{-4}$
თიხნარი	$= (1 \div 6) \cdot 10^{-5}$
თიხა .	$= (1 \div 9) \cdot 10^{-6}$

ფილტრაციის კოეფიციენტის პოყვანილი მნიშვნელობები გვიჩვენებს, რომ ერთსა და იმავე გრუნტისათვის ეს კოეფიციენტი იცვლება ფართო დიაპაზონში.

§ 9.4. გრუნტის წყლმების მოდინება ჰიზში (ჰაბურდილმეზში)

განვიხილოთ ფილტრაციული წყლების უდაწნეო მოძრაობა წყლოვან შრეში ჰორიზონტალურ წყალშეუღწვე ფენამდე გაყვანილი ჰისკენ (ე. წ. სრულყოფილი ჰისკენ) ამ უპიანასკნელიდან წყლის ამოტუმბვისას (ნახ. 9.5).

სქემაზე მიღებულია შემდეგი აღნიშვნები:

H — არის წყლოვანი შრის სიმაღლე (სიღრმე);

r_0 — ჰის (ჰაბურდილის) რადიუსი;

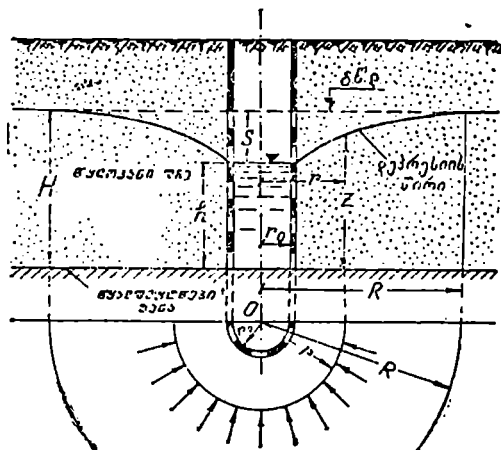
h — წყლის სიღრმე ჰაში;

s — წყლის ამოტუმბვის შედეგად ღონის დაწევის სიღრმე (ამოტუმბვის სიღრმე).

ჰიდან წყლის ამოტუმბვის შედეგად წყლის ღონე როგორც ჰაში, ისე წყლოვან შრეში დაიწევს, ამასთან ჰისკენ დაიწყება გრუნტის წყლების მოძრაობა, რასაც თან ახლავს ჰის მიმართ სიმეტრიული დეპრესიუ-

ლი ძაბრის წარმოქმნა (დებრესიული ძაბრი ჰის ღერძის მიმართ იქნება სიმეტრიული მხოლოდ ერთგვაროვანი წყლოვანი გრუნტის შემთხვევაში). დავუშვათ, რომ დაღმა ისეთი მომენტი, როცა გრუნტის წყლების მოდინება ჰაში გაუტოლდა ტუმბოს მწარმოებლურობას (ტუმბოს ხარჯს). ამ მომენტიდან გრუნტის წყლების მოძრაობა გახდება დამყარებული, რასაც შეესაბამება ჰაში წყლის დონისა და ფილტრაციული ნაკადის დებრესიის წირის სტაბილური ნიშნულები.

გრუნტში პირობით გამოვეყთ r -რადიუსიანი ცილინდრული ზედაპირი (ნახ. 9.5). ფილტრაციული ნაკადის გრადიენტი წყალშეღწევი



ნახ. 9.5.

ფენიდან z სიმაღლეზე მდებარე და ჰის ღერძიდან r მანძილზე კონცენტრულად განლაგებულ წერტილებში ტოლია

$$I = \frac{dz}{dr}.$$

წყლის ხარჯი კი, რომელიც მოედინება ჰისკენ ზემოაღნიშნული r რადიუსიანი ცილინდრული ფორმის ა ცოცხალი კვეთის გავლით, (9.2) ფორმულის თანახმად, ტოლია

$$Q = \omega s = 2\pi r z k \frac{dz}{dr}, \quad (9.8)$$

სადაც $\omega = 2\pi r z$ არის გრუნტში გამოყოფილი r რადიუსიანი ცილინდრული ზედაპირის ფართობი (ჰისკენ მოედინებული ნაკადის r რადიუსით განსაზღვრული ცოცხალი კვეთის ფართობი).

თუ მოვახდენთ ცვლადთა განცალგებას (9.8) განტოლებაში, გვექნება

$$r dr = \frac{Q}{2\pi k} \frac{dr}{r}.$$

ამ განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ

$$r^2 = \frac{Q}{\pi k} \ln r + C.$$

ინტეგრირების C მუდმივა განვსაზღვროთ იმ პირობიდან, რომ ცილინდრის რადიუსის $r=r_0$ მნიშვნელობისას ორდინატა $z=h$, ე. ი. z ორდინატა z -ში წყლის h სიღრმის ტოლია; მაშინ

$$h^2 = \frac{Q}{\pi k} \ln r_0 + C$$

ლა

$$C = h^2 - \frac{Q}{\pi k} \ln r_0.$$

მაშასადამე,

$$r^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi k} \ln r - \frac{Q}{\pi k} \ln r_0.$$

ან

$$\boxed{r^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi k} \ln \frac{r}{r_0}} \quad (9.9)$$

მიღებული (9.9) განტოლება წარმოადგენს ჰისკენ მოდინებული ნაკადის დებარესიის წირის (ძაბრისებური ფორმის თავისუფალი ზედაპირის) განტოლებას; იგი გამოიყენება აღნიშნული დებარესიის წირის ასაგებად.

შემოვიღოთ ე. წ. ჰის გავლენის R რადიუსის ცნება, ე. ი. R -ით აღვნიშნოთ მაქსიმალური მანძილი ჰის ღერძიდან ფილტრაციული ნაკადის იმ წერტილებამდე (იმ კონცენტრულ ცოცხალ კვეთამდე), რომლებშიც ჰის გავლენა გრუნტის წყლების დონის მდებარეობაზე ჯერ კიდევ არ შეიმჩნევა (R მანძილზე $z=H$). ამრიგად, R რადიუსიანი ზედაპირისათვის, (9.9) ფორმულის თანახმად, შეგვიძლია დავწეროთ

$$R^2 - h^2 = \frac{Q}{\pi k} \ln \frac{R}{r_0}; \quad (9.10)$$

თუ გადავალთ ნატურალურიდან ათობით ლოგარითმზე, ხარჯისათვის მივიღებთ

$$\boxed{Q = 1,36 \frac{k(H^2 - h^2)}{\lg \frac{R}{r_0}}} \quad (9.11)$$

მიღებულ (9.11) ფორმულას სრულყოფილი კის ღებიტის განტოლება ეწოდება.

მივიღოთ მხედველობაში, რომ კიდან წყლის ამოტუმბვის სიღრმე $s=H-h$ და (9.11) განტოლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$Q = 1,36 \frac{k(H-h)(H+h)}{\lg \frac{R}{r_0}} = \frac{1,36 ks(H+H-H+h)}{\lg \frac{R}{r_0}} =$$

$$= \frac{1,36 ks(2H-s)}{\lg \frac{R}{r_0}} = \frac{1,36 k(2Hs-s^2)}{\lg \frac{R}{r_0}}$$

ამრიგად, კის ღებიტის განტოლება საბოლოო სახით ასე ჩაიწერება

$$Q = \frac{1,36 k(2Hs-s^2)}{\lg \frac{R}{r_0}}. \quad (9.12)$$

ეს განტოლება გამოსახავს სრულყოფილი კის ღებიტის დამოკიდებულებას ამოტუმბვის s სიღრმესთან.

კის გავლენის R რადიუსის განსაზღვრისათვის არსებობს სათანადო ემპირიული ფორმულები; ყველაზე გავრცელებულია

1) ვ. ზიხარდის ფორმულა

$$R = 3000 s \sqrt{k}; \quad (9.13)$$

2) ნ. პოტელონოვის ფორმულა

$$R = \sqrt{\frac{3Qt}{\pi\phi(2H-h)}}, \quad (9.14)$$

სადა t არის ამოტუმბვის დრო (ხანგრძლივობა), წმ;

ϕ — ემპირიული კოეფიციენტი;

h — წყლის სიღრმე კაში;

H — წყლოვანი შრის სიმძლავრე (სიღრმე).

თუ განვიხილავთ (9.12) განტოლებას, დავინახავთ, რომ აღებული კისათვის k , r_0 და R სიდიდეები პრაქტიკულად ცნობილია და მუდმივი, სახელდობრ, r_0 განისაზღვრება კონსტრუქციული მოსაზრებებით, ხოლო k და R სიდიდეები — ჰიდროგეოლოგიური პირობებით. ზემოთქმულის თანახმად, შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$\frac{1,36k}{\lg \frac{R}{r_0}} = a, \quad (9.15)$$

მაშინ კის დებიტის განტოლება მიიღებს მარტივ სახეს

$$Q = a(2Hs - s^2). \quad (9.16)$$

ამ ფორმულით კის Q დებიტი განისაზღვრება უშუალოდ წყლის ამოტუმბვის s სიღრმით და წყალშემცველი შრის H სიმძლავრით.

(9.16) გამოსახულებას ფართოდ იყენებენ არჩეული ტიპის კების დაპროექტებისა და ექსპლუატაციისას.

თუ ვისარგებლებთ (9.11) ფორმულით, ფილტრაციის k კოეფიციენტისათვის მივიღებთ

$$k = \frac{Q \lg \frac{R}{r_0}}{1,36(H^2 - h^2)}; \quad (9.17)$$

ამ გამოსახულებაში r_0 და H სიდიდეები ცნობილია, ხოლო Q , h და R სიდიდეები შეიძლება დავადგინოთ კიდან წყლის საცდელი ამოტუმბვის შედეგად. სახელდობრ, კის გავლენის R რადიუსის დადგენა შეიძლება საკონტროლო ბურღილებში გრუნტის წყლების ღონეებზე დაკვირვებით ან (9.14) ფორმულით.

ამოცანა 9.1. განვსაზღვროთ კაბურღილის დებიტი შემდეგი მონაცემების მიხედვით: კის გავლენის რადიუსი $R=200$ მ, კაბურღილის რადიუსი $r_0=0,2$ მ, წყლოვანი შრის სიმძლავრე $H=12$ მ, წყლის ამოტუმბვის სიღრმე $s=4$ მ, ფილტრაციის კოეფიციენტი $k=0,008$ სმ/წმ $=0,00008$ მ/წმ.

ამოხსნა. კაბურღილის დებიტის განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ (9.12) ფორმულით

$$Q = \frac{1,36 k (2Hs - s^2)}{\lg \frac{R}{r_0}} = \frac{1,36 \cdot 0,00008 (2 \cdot 12 \cdot 4 - 4^2)}{\lg \frac{200}{0,2}} = 0,0029 \text{ მ}^3/\text{წმ} = 2,9 \text{ ლ/წმ}.$$

§ 9.5. გრუნტის წყლების მოღინება ჰორიზონტალურ წყალშემპყრებ გაღმავებასა და ღრმანაშებში

განვიხილოთ ჰორიზონტალურ წყალშეუღწევ ფენაზე მოწყობილი წყალშემპყრები გაღერეის სქემა (ნახ. 9.6).

სქემაზე მიღებულია შემდეგი აღნიშვნები:

h არის წყლის სიღრმე გაღერეაში;

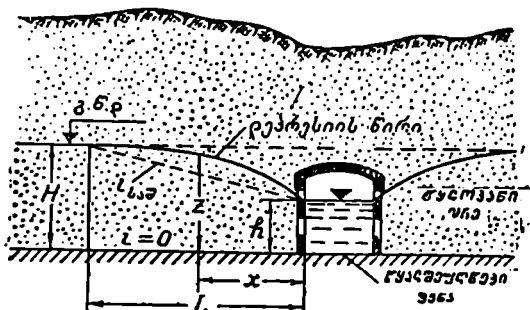
H — წყლოვანი შრის სიმძლავრე;

L — გაღერეის მოქმედების ზღვრული მანძილი (კაბურღილის გავლენის R რადიუსის ანალოგიური).

განსახილველ შემთხვევაში ვისარგებლოთ დიუპუის (9.3) განტოლებით

$$q = \frac{k(H^2 - h^2)}{2L}, \quad (9.18)$$

სადაც q არის გაღერების 1 გრძივ მეტრზე მოსული ფილტრაციული ნაკადის ხარჯი, ე. ი. გაღერების კუთრი წყლის ხარჯი.



ნახ. 9.6.

ფილტრაციული ნაკადის (დეპრესიის წირის) საშუალო გრადიენტი (საშუალო პიეზომეტრიული ქანობი) აღენიშნოთ $i_{\text{საშ}}$ -თი;

$$i_{\text{საშ}} = \frac{H - h}{L};$$

აქედან

$$L = \frac{H - h}{i_{\text{საშ}}}. \quad (9.19)$$

თუ ამ გამოსახულებას შევიტანთ კუთრი ფილტრაციული ხარჯის (დებიტის) საანგარიშო (9.18) ფორმულაში, საბოლოოდ მივიღებთ

$$q = \frac{k}{2} (H + h) i_{\text{საშ}}. \quad (9.20)$$

მიახლოებითი გაანგარიშებისას შეიძლება ვისარგებლოთ ფილტრაციული ნაკადის (დეპრესიის წირის) საშუალო გრადიენტის ($i_{\text{საშ}}$) 9.2 ცხრილში მოყვანილი მნიშვნელობებით.

ამოცანა 9.2. განესაზღვროთ გრუნტის წყლების მოდინების Q ხარჯი $l=300$ მ-ის სიგრძის პორიზონტალურ წყალშემკრებ გაღერებაში (ნახ. 9.6) შემდეგი მონაცემების მიხედვით: წყლის სიღრმე გაღერებაში $h=0,8$ მ, წყლოვანი ფენის სიმაღლე $H=7$ მ, ფილტრაციის კოეფი-

გრუნტის წყლების ნაკადის საშუალო გრადიენტის მნიშვნელობათა
ცხრილი

გრუნტი	ი _{სა}
მსხვილმარცლოვანი ქვიშა და ხრეში .	0,003—0,005
ქვიშა	0,005—0,015
ქვიშნარი	0,03
თიხნარი	0,05—0,1
თიხა .	0,15

ციენტი $k=0,0085$ სმ/წმ $=0,000085$ მ/წმ. წყლოვანი ქვიშნარის შრე და წყალშემკრები გალერეა ეყრდნობა ჰორიზონტალურ წყალშეუღწევ ფენას.

ამოხსნა. გალერეის ერთი მხრიდან მოდინებული ფილტრაციული ნაკადის კუთრი ხარჯი განისაზღვრება (9.20) ფორმულით. ფილტრაციული ნაკადის საშუალო გრადიენტი შეიძლება დავადგინოთ 9.2 ცხრილიდან; გვაქვს $i_{სა}=0,03$.

გალერეის ცალმხრივი კუთრი ხარჯი

$$q = \frac{k}{2}(H+h) i_{სა} = \frac{0,000085}{2} (7+0,8) 0,03 \cdot 1000 = 0,009945 \text{ ლ/წმ.}$$

ფილტრაციული წყლების მოდინების დებიტი გალერეის მთელ $L=300$ მ-ის სიგრძეზე ორივე მხრიდან

$$Q = 2Lq = 2 \cdot 300 \cdot 0,009945 = 5,97 \text{ ლ/წმ.}$$

დღელაშური მოდინება გალერეაში

$$Q_{დღ} = 86400 \cdot Q = 86400 \cdot 5,97 = 515810 \text{ ლ/დღ} \approx 516 \text{ მ}^3/\text{დღ.}$$

მეათე თავი

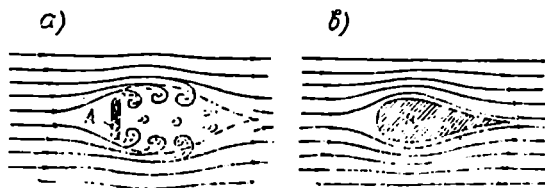
**ხითხისა და სხეულმგის ფარდობითი მოძრაობა.
ჰიდრაგლიკური ჭაღლის შემოქმედება ზღუდვებზე**

§ 10.1. სხეულმგის ნაკადით გასხვმოდენის ძირითადი მოვლენები

სითხისა და მყარი სხეულის ფარდობითი მოძრაობისას მათ შორის აღიძვრება ძალური ურთიერთქმედება, რომელიც ზოგად შემთხვევაში გამოწვეულია სიბლანტისა და ინერციის ძალების მოქმედებით. ცხადია, აღნიშნული ურთიერთქმედება განსხვავებული იქნება როგორც თანაბარი და არათანაბარი ფარდობითი მოძრაობებისათვის, ისე დამყარებული

და დაუშვარებელი მოძრაობებისათვისაც. ამ ძალურ ურთიერთქმედებაზე არსებით გავლენას ახდენს აგრეთვე სითხის კუმშვადობა და სხულის ლეფორმაციის უნარი.

თუ სითხის ნაკადში მისი ღერძის მართობულად მოვათავსებთ A ფირფიტას (ბრტყელ ზღუდეს), მაშინ ნაკადით ამ ფირფიტის გარსშემოდენის სურათი (გეგმაში) შეიძლება აისახოს შემდეგი გამარტივებული



ნახ. 10.1.

სქემით (ნახ. 10.1 *a*): ფირფიტის უკან (ზურგის მხარეს) წარმოიქმნება აგრიგალეული ჰაველების ზონა (არე), ხოლო ნაკადის მთლიანობა, რომელიც ხასიათდება სწვრივი ჰაველების გადატანითი მოძრაობით, კვლავ აღდგება ფირფიტიდან ნაკადის მხოლოდ გარკვეული მანძილით მოშორებულ კვეთში (გრიგალური ზონის სიგრძე შეიძლება რამდენჯერმე აღემატებოდეს ფირფიტის სიგანეს). უშუალოდ ფირფიტის უკან წარმოიქმნება დახშული არე, რომლის ფარგლებში წნევა გარკვეული სიდიდით მცირდება ფირფიტის წინა უბანზე არსებული ნაკადის წნევასთან შედარებით.

თუ სითხის ნაკადში მოვათავსებთ მდოვრე მოხაზულობის B სხეულს (ნახ. 10.1 *b*), მაშინ ამ სხეულის გარსშემოდენის სურათი თვისობრივად განსხვავებული იქნება ზემოვანხილული A ფირფიტის გარსშემოდენისაგან; სახელდობრ, ნაკადი მჭიდროდ ეკვრის B სხეულს, მდოვრედ გარსშემოდენდება მას (მთელ სიგრძეზე). სითხის ჰაველები და ნაწილაკები არ წყდება სხეულის ზედაპირს და არ ხდება მათი აგრიგალეობა. სხეულის ასეთ ფორმას მდოვრედ გარსშემოდენილობის მქონე ფორმა ეწოდება.

ცდები გვიჩვენებს, რომ სითხეში მოძრავი სხეული განიცდის მთ უფრო ნაკლებ წინააღობას, რაც უფრო მცირეა სითხის გრიგალური არე მის უკან.

ძალას, რომლითაც ნაკადი მოქმედებს მასში ჩაძირულ სხეულზე (დამყარებული მოძრაობისას) შუბლური წინააღობა ეწოდება. შუბლური წინააღობის ძალა აღინიშნება F -ით, აღნიშნული წინააღობის სიდიდე დამოკიდებულია სხეულის ფორმაზე, მისი ზედაპირის ხორკლიანობაზე, მოძრაობის სიჩქარეზე, სითხის სიმკვრივესა და სიბლანტეზე.

შებლური წინაღობის სიდიდე განისაზღვრება ფორმულით

$$F = C_x \frac{\rho v^2 w}{2} = C_x \gamma w \frac{v^2}{2g}, \quad (10.1)$$

მაღაც F არის შებლური წინაღობის ძალა; γ

ρ — სითხის სიმკვრივე;

v — სხეულის (ან ნაკადის) სიყარდობითი სიჩქარე;

w — აღებული სხეულისათვის დამახასიათებელი ფართობი; უმეტეს შემთხვევებში იგი მიაღება ე. წ. „მიღელის კვეთის“ ფართობის, ანუ სხეულის უდიდესი განივი კვეთის ფართობის, ტოლად;

C_x — უგანზომილებო კოეფიციენტი, რომელიც დამოკიდებულია სხეულის ფორმაზე, მისი ზედაპირის უხორკლიანობაზე, ფრუდის რიცხვსა (Fr) და რეინოლდსის რიცხვზე (Re) .

შებლური წინაღობის ძირითადი კომპონენტებია χ ხახუნისა და წნევის წინაღობები.

ხახუნის წინაღობა განისაზღვრება სხეულის ზედაპირისადმი მხევი წინაღობის ძალების ტოლქმედის გეგმილით სხეულის მოძრაობის მიმართულეზე (ან ნაკადის ღერძზე), რომლის სიდიდე დამოკიდებულია სითხის სიბლანტეზე.

წნევის წინაღობა კი განისაზღვრება სხეულის ზედაპირზე მოქმედი წნევის ძალების ტოლქმედის გეგმილით მოძრაობის მიმართულეზე.

ხახუნისა და წნევის წინაღობათა ჯარდა საინჟინრო პრაქტიკაში განიხილება შებლური წინაღობის სხვა კომპონენტებიც (მაგალითად, ტალღური ზემოქმედება).

შებლური წინაღობის სხვადასხვა სახეობის დახასიათების მიზნით იყენებენ ტერმინებს „ხახუნის წინაღობის კოეფიციენტი“, „წნევის წინაღობის კოეფიციენტი“ და სხვ.

უნდა აღინიშნოს, რომ შებლური წინაღობა წარმოიქმნება აგრეთვე სხეულებისა და აირების ფარდობითი მოძრაობისას. შენობებსა და ნაგებობებზე ქარისმიერი დატვირთვის (დაწნევის) გაანგარიშებისას ვიყენებთ (10.1) ფორმულას, რომლის თანახმად, ეს დატვირთვა პირდაპირპროპორციულია ქარის სიჩქარის კვადრატისა.

ამოცანა 10.1. განვსაზღვროთ ქარისმიერი დატვირთვა (ზემოქმედების ძალა) ცილინდრული ფორმის საკვამლე მილზე შემდეგი მონაცემების მიხედვით: მილის დიამეტრი $D = 1,02$ მ, სიმაღლე $H = 20$ მ, ქარის სიჩქარე $v = 50$ მ/წმ და ჰაერის სიმკვრივე $\rho = 1,29$ კგ/მ³ $= 0,1315$ კგდ. წმ³/მ³.

ამოხსნა. ცნობარებიდან ვირჩევთ უგანზომილებო C_x კოეფიციენტის მნიშვნელობას; გვაქვს $C_x = 1,2$.

ქარისმიერი დატვირთვა მიღზე (ქარისადმი მიღის შებლური წინა-
ლობის ძალა) განისაზღვრება (10.1) ფორმულით

$$F = C_x \frac{\rho v^2 w}{2} = 1,2 \frac{0,1315 \cdot 50^3 \cdot 1,0 \cdot 20}{2} = 3945 \text{ კგძ.}$$

§ 10.2. მჟარი სხეულებიზ პარღნა ხითხეში

განვიხილოთ მჟარი ნაწილაკის თანაბარი ვარდნის შემთხვევა
უ მოცულობითი წონის, ρ სიმკვრივისა და μ სიბლანტის მქონე უძრავ
უკუმშველ სითხეში.

მჟარი ნაწილაკი ვარდება სითხეში მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ
მისი სიმკვრივე აღემატება სითხის სიმკვრივეს. მჟარი ნაწილაკის ვარდ-
ნის სიჩქარეს $t = 10^\circ\text{C}$ ტემპერატურის მქონე უძრავ სითხეში ნაწილა-
კის ჰიდრავლიკური სისხო ეწოდება; იგი აღინიშნება w მმ/წმ.

მჟარი ნაწილაკის ზომისა და უძრავ სითხეში მისი ვარდნის სიჩქა-
რეს (ჰიდრავლიკური სისხოს) შორის კავშირი ასე შეიძლება აიხსნას:
დავუშვათ, რომ მჟარ ნაწილაკს აქვს d დიამეტრის მქონე სფერული
ფორმა. უძრავ სითხეში ჩაშვების შემდეგ ეს ნაწილაკი დაიწყებს ვარდ-
ნას სითხეში სიმძიმის ძალის ზეგავლენით; ეს უკანასკნელი განისაზღვრე-
ბა შემდეგი გამოსახულებით:

$$G = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho_s - \rho), \quad (10.2)$$

სადაც g არის სიმძიმის ძალის აჩქარება;

ρ_s — მჟარი ნაწილაკის სიმკვრივე;

ρ — სითხის სიმკვრივე.

ნაწილაკის ვარდნას წინალობას გაუწევს F ძალა (რეაქციის ძალა);
ინერციის ძალა ნაწილაკზე იმოქმედებს მხოლოდ ვარდნის საწყის პე-
რიოდში, შემდგომში კი, ნაწილაკის თანაბარი ვარდნისას, ინერციის ძა-
ლა გაუტოლდება ნულს და ამიტომ იგი მხედველობაში არ მიიღება.

წინალობის F ძალა განისაზღვრება ფორმულით

$$F = \phi \rho w^2 d^2, \quad (10.3)$$

სადაც w არის ნაწილაკის ჰიდრავლიკური სისხო (მმ/წმ);

ϕ — ე. წ. წინალობის კოეფიციენტი.

სითხეში ნაწილაკის თანაბარი ვარდნა შესაძლებელია მხოლოდ G
და F ძალების ტოლობის შემთხვევაში; ამიტომ (10.2) და (10.3) გამო-
სახულებების მარჯვენა მხარეების გატოლებით მივიღებთ

$$\frac{\pi d^3}{6} g (\rho_s - \rho) = \phi \rho w^2 d^2,$$

საიდანაც სითხეში ვარდნილი მყარი სფერული ნაწილაკის ჰიდრავლიკური სისხოსათვის მივიღებთ შემდეგ საანგარიშო ფორმულას:

$$\boxed{w = \sqrt{\frac{\pi d}{6} g \frac{\rho_s - \rho}{\phi \rho}}} \quad (10.4)$$

ეს ფორმულა მართებულია უძრავ სითხეში მყარი ნაწილაკების დალექვის ნებისმიერი რეჟიმისათვის (ნაწილაკების სითხით გარსშემოედენის ლამინარული, გარდამავალი და ტურბულენტური რეჟიმებისათვის).

ნაწილაკების დალექვის ლამინარული რეჟიმისას (გარსშემოედენის ასეთ რეჟიმს ვხვდებით სალექრებში და სხვა ხელოვნურ ნაგებობებში), როცა გარსშემოედენის დამახასიათებელი რეინოლდსის რიცხვი $Re = wd/\nu < 1$, წინაღობის ϕ კოეფიციენტი განისაზღვრება სტოქსის მიხედვით

$$\phi = \frac{3\pi}{Re} = \frac{3\pi\nu}{wd}, \quad (10.5)$$

ხოლო ჰიდრავლიკური სისხოსათვის (10.4) ფორმულიდან მივიღებთ სტოქსის შემდეგ ცნობილ ფორმულას:

$$\boxed{w = \frac{d^2}{18} g \frac{\rho_s - \rho}{\nu \rho}} \quad (10.6)$$

სადაც ν არის სითხის სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი. იგი გავლენას ახდენს მყარი ნაწილაკის დალექვის სიჩქარეზე.

ცდების საფუძველზე დადგენილია, რომ (10.6) ფორმულა მართებულია $d < 0,1$ მმ-ის ზომის ნაწილაკების დალექვისას. თუ ნაწილაკების დიამეტრი $d > 0,1$ მმ-ზე, აღნიშნული ფორმულა უკვე იძლევა საგრძნობ ცდომილებას.

10.1 ცხრილში მოყვანილია ცდების საფუძველზე დადგენილი w სიდიდის რიცხვითი მნიშვნელობები (ცდები ჩატარებულ იქნა $\rho_s = 2,65$ გ/სმ³ სიმკვრივის მქონე მყარი ნაწილაკების მდგარ წყალში დალექვის პირობებში).

(10.4) ფორმულაში ϕ კოეფიციენტის განსაზღვრისათვის უნდა მივმართოთ სათანადო ფორმულებს, რომლებიც მართებულია რეინოლდსის რიცხვის გარკვეული მნიშვნელობებისათვის (ϕ კოეფიციენტი თეორიულად განისაზღვრება დალექვის მხოლოდ ლამინარული რეჟიმისათვის — სტოქსის ფორმულით).

ჰიდრაულიკური ზ ხისხის მნიშვნელობათა ცხრილი

ნაწილაკების ლაშქარი მ. მმ	ზ (სმ/წმ) მნიშვნელობები წყლის სხეულისზე ტემპერა- ტურისას				ნაწილაკების ლაშქარი მ. მმ	ზ (სმ/წმ) მნიშვნელობები წყლის სხეულისზე ტემპერა- ტურისას			
	5°C	10°C	15°C	20°C		5°C	10°C	15°C	20°C
0.01	0,0043	0,0049	0,0055	0,0064	1.0	10,506	10,671	10,836	11,002
0,015	0,0059	0,0115	0,0132	0,0149	1.2	12,746	12,911	13,076	13,242
0.02	0,0170	0,0198	0,0216	0,0236	1.5	16,105	16,271	16,436	16,602
0.03	0,0397	0,0460	0,0506	0,0547	1.75	17,80	17,90	17,90	17,90
0,04	0,0705	0,0820	0,0940	0,106	2.0	19,00	19,00	19,00	19,00
0.05	0,106	0,123	0,141	0,160	2.5	21,25	21,25	21,25	21,25
0.06	0,159	0,184	0,212	0,249	3.0	23,25	23,25	23,25	23,25
0.07	0,216	0,251	0,288	0,325	4.0	26,5	26,85	26,85	26,85
0.08	0,282	0,328	0,377	0,424	5.0	30,00	30,00	30,00	30,00
0.09	0,357	0,414	0,477	0,537	6.0	32,90	32,90	32,90	32,90
0.10	0,441	0,512	0,588	0,669	7.0	35,50	35,50	35,50	35,50
0.12	0,635	0,737	0,847	0,956	8.0	38,00	38,00	38,00	38,00
0.15	0,990	1,150	1,325	1,490	9.0	40,30	40,30	40,30	40,30
0.2	1,545	1,711	1,876	2,042	10.0	42,50	42,50	42,50	42,50
0.3	2,665	2,831	2,996	3,162	12.5	47,70	47,70	47,70	47,70
0.4	3,785	3,951	4,116	4,292	15.0	52,00	52,00	52,00	52,00
0.5	4,905	5,071	5,236	5,402	17.5	56,20	56,20	56,20	56,20
0.6	6,025	6,191	6,356	6,522	20.0	60,20	60,20	60,20	60,20
0.7	7,145	7,311	7,476	7,642	22.5	63,70	63,70	63,70	63,70
0.8	8,265	8,431	8,596	8,762	25.0	77,20	77,20	77,20	77,20
0.9	9,405	9,571	9,736	9,902	30.0	63,60	73,60	73,60	73,60

§ 10.3. ჰიდროტრანსპორტისა და პნევმოტრანსპორტის ცნება

სამშენებლო ღარებში ხშირად გვხვდება გრუნტისა და წყლის ნა-
რევის, ე. წ. ჰიდრონარევის, მილსადენებში ან სპეციალურ ღარებ-
ში მოძრაობის შემთხვევებს. წყალთან ერთად მყარი ნაწილაკების ტრან-
სპორტირებას ჰიდროტრანსპორტი ეწოდება. ჰიდრონარევი (პულ-
პა) არაერთგვაროვანი ორფაზა სითხეა, რომელიც ხასიათდება ნაკად-
ში შეწონილი მყარი ნაწილაკების (გრუნტის) კონსისტენციით და სის-
ხოთი.

ჰიდრონარევის კონსისტენციაში იგულისხმება მყარი ნაწილაკების
შემცველობა სითხის (ჰიდრონარევის) ერთეულ მოცულობაში. იგი განი-
საზღვრება ჰიდრონარევის აღებულ მოცულობაში მყარი ნაწილაკების წო-
ნითი შემცველობის (G_6) ფარდობით წყლის წონით შემცველობასთან
($G_{6\text{ყ}}$); მას წონითი კონსისტენცია ეწოდება (P) და, ჩვეულებრივ, გამოი-
სახება პროცენტებში, ე. ი.

$$P = \left(\frac{G_6}{G_{6\text{ყ}}} \right) 100\%.$$

ჰიდრონარევის შეწონილი ნაწილაკების სისხო (ზომა) განისაზღვრება აღნიშნული ნაწილაკების საშუალო $d_{\text{სა}}$ დიამეტრით (გეომეტრიული სისხო). ხშირად გეომეტრიული სისხოს ნაცვლად გამოიყენება 10.2 პარაგრაფში განმარტებული ჰიდრაულიკურა სისხოს (w) ცნება.

ჰიდრონარევის მოძრაობისას ნაკადის დაწნევის დანაკარგები განისაზღვრება მყარი ნაწილაკების მოძრაობის ხასიათით — იმის მიხედვით, შეწონილ მდგომარეობაში მოძრაობენ ისინი, თუ სადინარის ფსკერის გასწვრივ.

ჰიდრონარევიში მყარი ნაწილაკების შეწონისა და შეტივტივების მიზეზად უნდა ჩაითვალოს ნაწილაკზე ამწე ძალის მოქმედება, რომელიც წარმოიქმნება ნაკადის მიერ ამ ნაწილაკის ტურბულენტური გარსშემოდენის პროცესში. აღნიშნულ ძალას „ტურბულენტურ ამწე ძალასაც“ უწოდებენ.

თუ ტურბულენტური ამწე ძალა და მისი შესაბამისი სიჩქარის აღმავალი ტურბულენტური შემდგენი (u') მეტია ჰიდრონარევის ყველაზე მეტი ზომის (დიამეტრის) მყარი ნაწილაკის ჰიდრაულიკურ სისხოზე, მაშინ ყველა მყარი ნაწილაკი ჰიდრონარევიში იმოძრაებს შეწონილ მდგომარეობაში. თუ ეს პირობა არ იქნება დაცული, მაშინ სადინარის ფსკერზე დაილექება ჰიდრონარევიდან გამოყოფილი მსხვილი მყარი ნაწილაკები, რომლებიც წარმოიქმნიან დალექილი ნაწილაკების მოძრავ ან უძრავ ფსკერისპირა შრეს. ცხადია, მყარი ნალექის ფსკერისპირა შრის არსებობა ჰიდრონარევის მოძრაობისას დიდ გავლენას ახდენს ჰიდრაულიკურ წინაღობათა და ნაკადის დაწნევის დანაკარგების სიდიდეზე.

ტურბულენტური ამწე ძალის სიდიდე დამოკიდებულია ჰიდრონარევის მოძრაობის სიჩქარეზე, სახელდობრ სიჩქარის გაზრდა იწვევს ამწე ძალის ზრდას.

ჰიდრონარევის იმ მინიმალურ სიჩქარეს, რომლის დროსაც ჯერ კიდევ არ ხდება მყარი ნაწილაკების გამოყოფა და დალექვა სადინარის ფსკერზე, არაღამლექი კრიტიკული სიჩქარე ეწოდება; იგი აღინიშნება $v_{\text{კ.ღ-ი}}$ (მას ჰიდრონარევიში ნაწილაკის „შეტივტივების“ ზღვრულ სიჩქარესაც უწოდებენ).

საინჟინრო პრაქტიკაში ცნობილია სადაწნეო და უდაწნეო ჰიდროტრანსპორტი. უდაწნეო ჰიდროტრანსპორტისათვის, ჩვეულებრივ, იყენებენ სპეციალურ ხის ღარებს, ხოლო სადაწნეოსათვის — ფოლადის მილსადენებს.

უდაწნეო ჰიდროტრანსპორტის შემთხვევაში არაღამლექი კრიტიკული $v_{\text{კ.ღ}}$ სიჩქარე შეიძლება განისაზღვროს ვ. კნოროზის შემდეგი ფორმულით:

$$v_{\text{კ.ღ}} = 3 \left[\sqrt{g d_{\text{სა}}} \lg \frac{R}{4 d_{\text{სა}}} + w_{\text{სა}} P^{0.25} \left(\frac{R}{d_{\text{სა}}} \right)^{0.4} \right], \quad (10.7)$$

სადაც R არის ნაკადის ჰიდრავლიკური რადიუსი;

$w_{\text{სა}}$ — მყარი ნაწილაკების საშუალო $d_{\text{სა}}$ დიამეტრის შესაბამისი ჰიდრავლიკური სისხო;

P — ჰიდრონარევის წონითი კონსისტენცია, %.

თუ ჰიდრონარევის მოძრაობის სიჩქარე $v > v_{\text{ა.ღ.}}$, ჰიდრავლიკური გაანგარიშება ტარდება სუფთა წყლისათვის მიღებული ფორმულებით.

უნდა აღინიშნოს, რომ მყარი მასალის ტრანსპორტირება შეწონილ მდგომარეობაში (უდაწნეო ჰიდროტრანსპორტისას) მიზანშეწონილია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ ამ მასალის შემადგენელი მარცვლების ზომები მცირეა ან მცირეა მსხვილმარცვლოვანი მასალის სიმკვრივე. წინააღმდეგ შემთხვევაში, მსხვილი მყარი მასალის შეწონილ მდგომარეობაში უდაწნეო ჰიდროტრანსპორტისათვის საჭირო იქნება ნაკადში ძალზე დიდი სიჩქარეების განვითარება და ამ მიზნით ძალზე დიდი ენერგიის მოხმარების განხორციელება, რაც ხშირად პრაქტიკულად შეუძლებელია.

სადაწნეო ჰიდროტრანსპორტის შემთხვევაში, არადაშლად კრიტიკული სიჩქარის განსაზღვრისათვის მიზანშეწონილია ვ. კნოროზის სხვა ფორმულის გამოყენება

$$v_{\text{ა.ღ.}} = 1,02 w_{\text{სა}} \sqrt[6]{P \left(\frac{D}{d_{\text{სა}}} \right)^{3,5}} \quad (10.8)$$

სადაც D არის მილსადენის დიამეტრი, სმ.

თუ ჰიდრონარევის სიჩქარე $v > v_{\text{ა.ღ.}}$, დაწნევის დანაკარგების გაანგარიშება სადაწნეო ჰიდროტრანსპორტის შემთხვევაში ტარდება იმავე საანგარიშო ფორმულებით, რაც სუფთა წყლისათვის, მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ დაწნევის დანაკარგების სიმაღლეები აქ გამოსახული იქნება ჰიდრონარევის სვეტებში. წყლის სვეტის სიმაღლეებზე გადასასვლელად სუფთა წყლისათვის მიღებული შედეგები უნდა გადავამრავლოთ $\rho_{\text{ა.ღ.}}/\rho$ ფარდობაზე, სადაც $\rho_{\text{ა.ღ.}}$ არის არაერთგვაროვანი ჰიდრონარევის სიმკვრივე, ხოლო ρ — წყლის სიმკვრივე.

თუ ჰიდრონარევის სიჩქარე $v < v_{\text{ა.ღ.}}$, მაშინ მილსადენის ფსკერზე წარმოიქმნება დაღეკილი ნაწილაკების შრე და მილსადენის გამტარობა შემცირდება, ვინაიდან შემცირდება მისი ცოცხალი კვეთი, გაიზრდება სადინარის ხორკლიანობა და ნაწილაკების ფსკერის გასწვრივ გადაადგილებაზე დაიხარჯება მეტი ენერგია, ვიდრე მათი მოძრაობისას შეწონილ მდგომარეობაში.

სადაწნეო ჰიდროტრანსპორტის ჰიდრავლიკურ გაანგარიშებას უფრო

ერცლად და ამომწურავად შეგვიძლია გავცნოთ სპეციალურ ლიტერატურაში¹.

პნევმატიკური ტრანსპორტის (პნევმოტრანსპორტის) მოქმედება სადაწნეო ჰიდროტრანსპორტის ანალოგიურია. ფხვიერი მასალის ტრანსპორტირება მილსადენებში ხორციელდება ჰაერის ნაკადით.

პნევმოტრანსპორტი დიდად განვითარდა სახალხო მეურნეობის სხვადასხვა დარგში (განსაკუთრებით სამთამადნო დარგში); ტექნიკის ამ დარგის განვითარებაში დიდი ღვაწლი მიუძღვის ქართველ ინჟინერებსა და მეცნიერებს.

§ 10.4. საშენი ხსნარების მოძრაობა მილსადენებში

1.3 პარაგრაფის მე-5 პუნქტში აღინიშნა, რომ ზოგიერთი სითხე არ ექვემდებარება სიბლანტის ნიუტონისეულ კანონს და მათ არანიუტონისეული (ანომალიური) სითხეები ეწოდება. ასეთ სითხეებს მიეკუთვნება სხმული ბეტონი, თიხის ხსნარი, რომელიც გამოიყენება წაღისეული ფენების ბურღვისას, გამყარების ტემპერატურასთან მიახლოებული ნავთობის პროდუქტები, პლასტმასები, კოლოიდური ხსნარები და სხვ.

არანიუტონისეული სითხეების (საშენი ხსნარების) მოძრაობა იწყება მხოლოდ მას შემდეგ, რაც მხები ძაბვა მიაღწევს გარკვეულ ზღვრულ მინიმალურ მნიშვნელობას — ე. წ. ძვრის საწყის ძაბვას. ნაკლები ძაბვებისას ასეთი სითხეები არ მოძრაობს და განიცდის მხოლოდ დრეკად დეფორმაციას.

მხები ძაბვა არანიუტონისეულ სითხეებში განისაზღვრება ბინგამის (1.15) ფორმულით

$$\tau = \tau_0 + \mu \frac{du}{dh},$$

სადაც τ_0 არის ძვრის საწყისი ძაბვა, ანუ ძაბვის ის ზღვრული მნიშვნელობა, რომლის დაძლევის შემდეგ ანომალიური სითხე იწყებს მოძრაობას.

ამრიგად, არანიუტონისეულ სითხეებში (სტრუქტურულ სითხეებში) მხები ძაბვა წარმოიქმნება ჯერ კიდევ წონასწორობის (უძრაობის) მდგომარეობაში, როდესაც ისინი მიისწრაფიან მოძრაობის დაწყებისაკენ.

საშენი ხსნარების, სხმული ბეტონისა და სხვა პლასტიკური (სტრუქტურული) სითხეების მოძრაობისას მილსადენებში დაწნევის დანაკარგები განისაზღვრება სუფთა წყლის ჰიდრაულიკისაგან განსხვავებული ფორ-

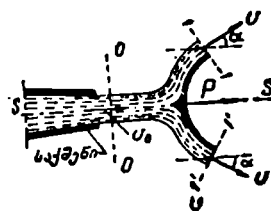
¹ Н. Е. Офенгенден, А. Г. Джваршеншвили — „Технология гидродобычи и гидротранспортирования угля“, Москва „Недра“, 1980 г.

მულებით და მათ შეიძლება გავეცნოთ სპეციალურ ტექნიკურ ლიტერატურაში (მაგალითად, გ. ევიანსკი — საშენი ხსნარების ტრანსპორტირება მილებში, Госстройиздат, 1957).

§ 10.5. ჰიდრავლიკური ხაზლის აბტიური და კინეტიკური ზემოქმედება უძრავ და მოძრავ მყარ ზღუდეზე

1. ჰიდრავლიკური ჰაზლის აბტიური ზემოქმედება მყარ ზღუდეზე. ლითხის ნაკადს, რომელიც არ არის შემოსაზღვრული მყარი კედლებით, ჰიდრავლიკური ჰაზლი ეწოდება; მას ზოგჯერ თავისუფალ ჰაზლსაც უწოდებენ. თავისუფალი ჰაზლის ჰიდროდინამიკური თვისებები ფართოდაა გამოყენებული ტექნიკაში. საკმარისია დავასახელოთ სახანძრო ბრანდსპოიტებიდან, გრუნტების დამშლელი და გამაფხვიერებელი ჰიდრომონიტორებიდან, დაწვიმების აპარატებისა და აბტიური ჰიდრავლიკური ტურბინების საქშენებიდან და სხვადასხვა ტიპის ნაცებიდან გამომდინებული ჰაზლების გამოყენების მრავალრიცხოვანი მაგალითები.

ჰაზლსა და მყარ ზღუდეს შორის აბტიური ურთიერთქმედების მაგალითს წარმოადგენს საქშენიდან გამომდინებული თავისუფალი ჰაზლის ჰიდროდინამიკური ზემოქმედება უძრავ ამოზნექილ ფირფიტაზე (ნახ. 10.2).



ნახ. 10.2.

საქშენის ღერძისადმი სიმეტრიულად მოთავსებულ ფირფიტაზე ჰაზლის დაცემის შემდეგ იგი განიღვრება ფირფიტის ზედაპირის გასწვრივ v სიჩქარის მქონე ორი სიმეტრიული ნაკადის სახით. ფირფიტის ცენტრში წარმოიქმნება ნაკადის გრიგალური ზონა (ნახ. 10.2). ფირფიტის გარსშემოღენის შედეგად ჰაზლი თავისი საწყისი $S-S$ მიმართულებიდან გადაიხრება α კუთხით, რის გამოც ფირფიტაზე, საქშენის $S-S$ ღერძის გასწვრივ, ჰაზლი იმოქმედებს წნევის P ძალით. ამ P ძალას უძრავ ფირფიტაზე (ზღუდეზე) მოქმედი ჰაზლის აბტიური ჰიდროდინამიკური წნევის ძალა ეწოდება.

ცხადია, თვით ზღუდე ჰაზლზე იმოქმედებს P ძალის ტოლი სიდიდისა და საწინააღმდეგოდ მიმართული რეაქციის R ძალით.

უძრავ ზღუდეზე მოქმედი ჰაზლის აბტიური წნევის ძალის განსაზღვრის მიზნით, $0-0$, $1-1$ და $1'-1'$ კვეთებით შემოსაზღვრული ნაკადის მასის მიმართ გამოვიყენოთ მოძრაობის რაოდენობის ცვლილების თეორემა. გვემართა ღერძად ავირჩიოთ საქშენის $S-S$ ღერძი. განვსაზღვროთ Δt დროის შუალედისათვის მოძრაობის რაოდენობის ცვლილე-

ბისა და მოქმედი P ძალის იმპულსის გეგმილები $S-S$ ლერძზე და გაუტოლოთ ისინი ერთმანეთს; გვექნება

$$mv_0 \Delta t - \frac{m}{2} v \cos \alpha \Delta t - \frac{m}{2} v \cos \alpha \Delta t = P \Delta t, \quad (10.9)$$

სადაც m არის ნაკადის განსახილველ მოცულობაში $0-0$ კვეთიდან დროის ერთეულში შემოდინებული სითხის მასა.

თუ უგულებელვყოფთ ენერგიის მცირე დანაკარგებს ნაკადის განსახილველ უბანზე, შეგვიძლია მივიღოთ $v = v_0$. მაშინ (10.9) განტოლება გადაიწერება შემდეგი სახით:

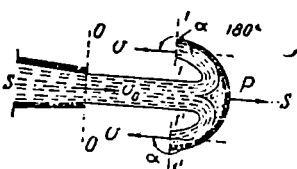
$$P \Delta t = mv_0 (1 - \cos \alpha) \Delta t.$$

თუ ჩავთვლით $\Delta t = 1$ წმ და გავიხსენებთ, რომ $m = \rho Q = \gamma Q / g$, საბოლოოდ მივიღებთ

$$P = \frac{\gamma Q}{g} v_0 (1 - \cos \alpha), \quad (10.10)$$

სადაც Q — საქმენიდან გამომდინებული ჰაერის ხარჯია.

(10.10) ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ ჰაერის აქტიური წნევის ძალა ჩაზნექილ ფირფიტაზე (ნახ. 10.3) მეტი იქნება, ვიდრე ჩვენ მიერ განხილულ ამოზნექილ ფირფიტაზე, ვინაიდან ჩაზნექილი ზღუდის შემთხვევაში $\alpha > 90^\circ$ და $\cos \alpha < 0$. საქმენის ღერძისადმი მართობული ბრტყელი ფირფიტის შემთხვევაში $\alpha = 90^\circ$, $\cos \alpha = 0$ და აქტიური წნევის ძალის სიდიდე, (10.10) ფორმულის თანახმად, იქნება ტოლი



ნახ. 10.3.

$$P = \frac{\gamma Q}{g} v_0. \quad (10.11)$$

თუ ფირფიტა ჩაზნექილია და $\alpha = 180^\circ$ (ნახ. 10.3), მაშინ $\cos \alpha = -1$ და აქტიური წნევის ძალა იქნება ორჯერ მეტი, ვიდრე ბრტყელ ფირფიტაზე

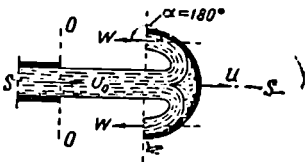
$$P = 2 \frac{\gamma Q}{g} v_0. \quad (10.12)$$

თუ $\alpha = 0$, მაშინ ჰაერის აქტიური ჰიდროდინამიკური ზემოქმედების ძალა $P = 0$ (ე. ი. ჰაერი სრიალებს ზღუდის გასწვრივ).

ახლა დავუშვათ, რომ საქშენის გამოსასვლელი კვეთის ფართობი ω -ს ტოლია და საქშენი დახურულია ბრტყელი საკეტით. თუ H -ით აღვნიშნავთ დაწნევის საქშენის სიმაღლის ცენტრზე, მაშინ საკეტზე მოქმედი ჰარბი—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალა $P_{წონ} = \gamma H \omega$. მეორე მხრივ, საკეტის გაღების შემთხვევაში $v_0 = \sqrt{2gH}$ (გულისხმობთ, რომ $\varphi \approx 1$) და ჰავლის ხარჯი $Q = \omega v_0$. საქშენიდან გამოსასვლელი ჰავლის აქტიური წნევის ძალა კი ω ფართობის მქონე ბრტყელ ფირფიტაზე, (10.11) ფორმულის თანახმად, იქნება ტოლი

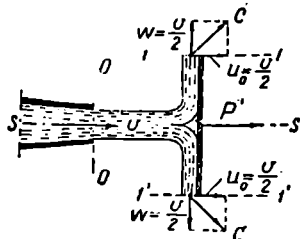
$$P = \frac{\gamma Q}{g} v_0 = \frac{\gamma \omega v_0^2}{g} = \frac{\gamma \omega 2gH}{g} = 2\gamma H \omega = 2P_{წონ}. \quad (10.13)$$

მაშასადამე, ჰავლის აქტიური წნევის ძალა, რომელიც მოქმედებს საქშენის გამოსასვლელი კვეთის ტოლი ფართობის მქონე ბრტყელ ფირფიტაზე (ზღუდვზე), ორჯერ მეტია იმ წონით ჰიდროსტატიკურ წნევის ძალაზე, რომლითაც სითხე იმოქმედებდა საქშენის დახურულ საკეტზე v_0 სიჩქარის შესაბამისი H დაწნევისას. ეს შედეგი მიგვიჩვენებს მყარ ზღუდვზე თავისუფალი ჰიდრაულიკური ჰავლის აქტიური ჰიდროდინამიკური ზემოქმედების ეფექტურობაზე (თავისუფალი ჰავლების ამ ჰიდროდინამიკური თვისების გამო მათ ფართოდ იყენებენ ტექნიკაში).



ნახ. 10.4.

ახლა განვიხილოთ ჰავლის აქტიური ზემოქმედება ω სიჩქარით მოძრავი ფირფიტების (მყარი ზღუდვების) სისტემაზე. ასეთი ურთიერთქმედების მაგალითს წარმოადგენს საქშენიდან გამოსასვლელი ჰავლის ზემოქმედება აქტიური ჰიდრაულიკური ტურბინის (ე. წ. პელტონის ტიპის ტურბინის) მუშა თვალის ჩამჩვებზე (ნახ. 10.6).



ნახ. 10.5.

ω სიჩქარით მოძრავი ჩაზნექილი ფირფიტის (ჩამჩვის) შიგა ზედაპირის ნაკადის მიერ გარსშემოედნის სიჩქარე აღვნიშნოთ u -თი (ნახ. 10.4). მაშასადამე, განსახილველ შემთხვევაში სითხე მოძრაობს ფირფიტასთან ერთად ω სიჩქარით და ამავე დროს გარსშემოედნება ფირფიტას ფარლობითი u სიჩქარით. იმის გამო, რომ v_0 და ω სიჩქარეები ერთი და იმავე მიმართულებისაა, ამიტომ ფირფიტის გასწვრივ ნაკადის მოძრაობის ფარლობითი u სიჩქარე იქნება $u = v_0 - \omega$ სიდიდის ტოლი.

სიმარტივისათვის ჯერ განვიხილოთ ω სიჩქარით მოძრავი ბრტყელი ფირფიტა (ნახ. 10.5).

საქმენიდან გამოდინებული ჰაელის აქტიური წნევის P' ძალა, რომელიც მოქმედებს ბრტყელ ფირფიტაზე, (10.11) ფორმულის თანახმად,

$$P' = \frac{\gamma Q}{g} \omega = \frac{\gamma Q}{g} (v_0 - u). \quad (10.14)$$

ფირფიტაზე მოსული სიმძლავრე, თუ მივიღებთ აღნიშვნას $v_0 = v$,

$$N = P' u, \left[\frac{FL}{T} \right] = \frac{\gamma Q}{g} (v - u) u = \frac{\gamma Q}{g} v u - \frac{\gamma Q}{g} u^2; \quad (10.15)$$

(10.15) განტოლება გამოსახავს $N = f(u)$ ფუნქციას, როცა $Q = \text{const}$ და $v = v_0 = \text{const}$. თუ $u = 0$ (უძრავი ფირფიტის შემთხვევაში), აქტიური წნევის P' ძალა იქნება მაქსიმალური, მაგრამ N სიმძლავრე გახდება ნულის ტოლი. თუ $u = v$, აქტიური წნევის ძალაც და სიმძლავრეც იქნება ნულის ტოლი. აღნიშნულთან დაკავშირებით განვსაზღვროთ $N = f(u)$ ფუნქციის მაქსიმუმი, რისთვისაც მისი წარმოებული u -თი გავუტოლოთ ნულს, გვექნება

$$\frac{dN}{du} = \frac{\gamma Q}{g} v - \frac{2\gamma Q}{g} u = \frac{\gamma Q}{g} (v - 2u) = 0.$$

აქედან

$$v - 2u = 0$$

და

$$\boxed{u = \frac{v}{2}}. \quad (10.16)$$

მაშასადამე, ფირფიტაზე განვითარებული სიმძლავრე იქნება მაქსიმალური ($N = N_0 = N_{\text{max}}$), როცა ფირფიტის მოძრაობის სიჩქარე $u = u_0 = v/2$ („0“ ინდექსით აღვნიშნეთ მაქსიმალური სიმძლავრის შესაბამისი სიდიდეები, ანუ ამ სიდიდეების ოპტიმალური მნიშვნელობები).

ამრიგად, მაქსიმალური სიმძლავრე

$$N_0 = P' u_0 = P' \frac{v}{2} = \frac{\gamma Q}{g} \left(v - \frac{v}{2} \right) \frac{v}{2} = \frac{\gamma Q}{g} \frac{v^2}{4},$$

ე. ო.

$$\boxed{N_0 = \frac{\gamma Q}{g} \frac{v^2}{4}}. \quad (10.17)$$

საქმენიდან გამოდინებული ჰაელის კინეტიკური ენერგია

$$E_{\text{კინ}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{\gamma Q}{g} \frac{v^2}{2}. \quad (10.18)$$

(10.18) და (10.17) გამოსახულებების შედარებიდან ვღებულობთ, რომ საქშენიდან გამოდინებული ჰავლის აქტიური ზემოქმედების შედეგად u_0 სიჩქარით მოძრავი ვერტიკალური ბრტყელი ფირფიტების სისტემაზე გამოყენებულია ჰავლის საწყისი ენერგიის მხოლოდ ნახევარი.

განვსაზღვროთ, ოუ სად არის კონცენტრირებული საქშენიდან გამოდინებული ჰავლის კინეტიკური ენერგიის მეორე ნახევარი.

ფირფიტებიდან გამოდინებული ნაკადის სიჩქარე $w = v - u_0 = v/2$, ვინაიდან $u_0 = v/2$, მაშინ ამ ნაკადის აბსოლუტური c სიჩქარე

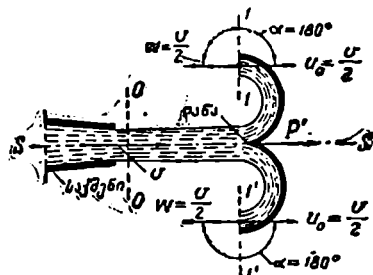
$$c = \sqrt{w^2 + u_0^2} = \sqrt{\frac{v^2}{4} + \frac{v^2}{4}} = \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

ხოლო ფირფიტებიდან გამოდინებული ნაკადის კინეტიკური ენერგია

$$\frac{mc^3}{2} = \frac{\gamma Q v^3}{2g \cdot 2} = \frac{\gamma Q}{g} \frac{v^3}{4},$$

ე. ი. მივიღეთ ენერგიის ის მნიშვნელობა, რომელიც განისაზღვრება (10.17) ტოლობით; ეს კი იმაზე მიგვითითებს, რომ ჰავლის კინეტიკური ენერგიის გამოყენებული ნაწილი კონცენტრირებულია ბრტყელ ფირფიტებიდან გადმოდინებულ ნაკადში.

საქშენიდან გამოდინებული ჰავლის კინეტიკური ენერგიის სრული გამოყენებისათვის, ანუ მის სრულად გარდაქმნისათვის მოძრავი ზღუდის სიმძლავრეში, საჭიროა რათა ზღუდის გარსშემოედნის შემდეგ ნაკადის აბსოლუტური c სიჩქარე იყოს ნულის ტოლი.



ნახ. 10.6.

ამ პირობას აკმაყოფილებს აქტიური პილარული ტურბინის მუშა თვალის ჩამჩები (ნახ. 10.6). ეს ჩამჩები შედგება ე. წ. „დანით“ გაყოფილი „ნახევარსფეროებისაგან“. საქშენიდან გამოდინებული ჰავლი ამ დანით იყოფა ორ ტოლ ნაწილად, ამასთან, თითოეული მათგანი გარსშემოედნება სათანადო „ნახევარსფეროებს“. თითოეული გარსშემოედნებული ნაკადის მობრუნების კუთხე $\alpha = 180^\circ$.

ახლა დავამტკიცოთ, რომ განსახილველ შემთხვევაშიც მაქსიმალური სიმძლავრე ჩამჩებზე მიიღება მათი $u_0 = v/2$ სიჩქარით მოძრაობისას.

მაქსიმალურად შესაძლო სიმძლავრე ჩამჩებზე უნდა იყოს ტოლი

$$N_0 = P' u_0 = P' \frac{v}{2}.$$

მეორე მხრივ, უძრავ ჩამჩაზე მოქმედი აქტიური წნევის ძალა, (10.11) ფორმულის თანახმად,

$$P = \frac{\gamma Q}{g} v (1 - \cos 180^\circ) = 2 \frac{\gamma Q}{g} v;$$

მოდრავი ჩამჩისათვის კი შეგვიძლია დავწეროთ

$$P' = 2 \frac{\gamma Q}{g} w = 2 \frac{\gamma Q}{g} (v - u_0) = 2 \frac{\gamma Q}{g} \left(v - \frac{v}{2} \right) = \frac{\gamma Q}{g} v$$

და

$$N_0 = P' \frac{v}{2} = \frac{\gamma Q}{g} \frac{v^2}{2}.$$

მიღებული ენერგიის შედარებით საქშენიდან გამოდინებულო ჰავლის (10.18) ფორმულით განსაზღვრულ სრულ კინეტიკურ ენერგიასთან დავასკვნით, რომ საქშენიდან გამომდინებულო ჰავლის აქტიური ზემოქმედებისას აქტიური ჰიდროტურბინის მუშა თვალის ჩამჩებზე, რომლებიც მოძრაობენ (ბრუნავენ) ჰავლის ნახევარი სიჩქარის ტოლი გადატანითი (წრიული) სიჩქარით, გამოყენებულია აღნიშნული ჰავლის სრული საწყისი ენერგია (თეორიულად). ცხადია, რეალურ პირობებში გამოყენებული ენერგია თეორიულზე რამდენადმე ნაკლებია ჩამჩების გარსშემოდენისას ენერგიის დანაკარგების არსებობის გამო.

ვუჩვენოთ, რომ ჩამჩების გარსშემოდენის შემდეგ ნაკადის კინეტიკური ენერგია ნულის ტოლია. მართლაც, თუ $u_0 = v/2$, მაშინ $w = v - u_0 = v/2$ და ჩამჩებიდან გადმოსული ნაკადის აბსოლუტური სიჩქარის ვექტორი $c = w + u_0 = v/2 - v/2 = 0$ და ნაკადის კინეტიკური ენერგია $mc^2/2 = 0$.

2. ჰიდრავლიკური ჰავლის რეაქტიული ზემოქმედება მყარ სხეულზე. აღნიშნული ზემოქმედება წარმოიქმნება რეზერვუარის ნახვრეტიდან ან ნაცმიდან თავისუფალი ჰავლის გამომდინებისას. სახელდობრ, ნაცმის (ნახვრეტის) მოპირდაპირე მხარეზე, ჭურჭლის (რეზერვუარის) კედელზე ზემოქმედებას ახდენს რეაქტიული R ძალა, რომელიც ცდილობს ჭურჭლის გადაადგილებას ჰავლის მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით (ნახ. 10.7).

რეაქტიული R ძალის განსაზღვრისათვის $0-0$ და $1-1$ კვეთებით შემოსაზღვრულ სითხის მოცულობის მიმართ გამოვიყენოთ მოძრაობის

რაოდენობის ცვლილების თეორემა. გეგმილთა ღერძად ავიჩაიოთ ნაც-
მის $S-S$ ღერძი; ჰურკელში შესული სითხის მასის მოძრაობის რაოდენ-
ობა შეიძლება ნულის ტოლად მივიღოთ, ვინაიდან v_0 სიჩქარე ძალზე
მცირეა ნაცმიდან გამოდინებული
ჰავლის v სიჩქარეზე, ე. ი. მივი-
ღოთ $v_0 \approx 0$, გარდა ამისა დროის
 Δt შუალედისათვის მივიღოთ
მნიშვნელობა $\Delta t = 1$ წმ. აღნიშ-
ნულის საფუძველზე, მოძრაობის
რაოდენობის თეორემის თანახმად,

$$mv_0 - mv = R, \text{ и } 0 - mv = R,$$

3. 9.

სადაც Q არის ნაცმის ხარჯი H დაწნევისას;

მეორე მხრივ, $v = \sqrt{2gH}$ (აქ მივიღოთ $\varphi \cong 1$) და $v^2 = 2gH$, ამიტომ (10.19) ფორმულა გადაიწერება შემდეგი სახით:

სადაც $P_{\text{ნონ}}$ არის ა თვართობის მქონე ბრტყელ ზედაპირზე (ნაემის და-
ხურულ საეკტზე) მოქმედი, H დაწნევის შესაბამისი ჭარბი—
—წონითი ჰიდროსტატიკური წნევის ძალა.

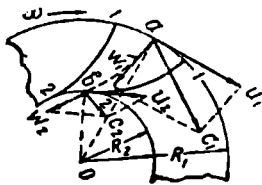
ზემოგანხილულ კურკელს (ნახ. 10.7) ხშირად რეაქტულ კურკელს უწოდებენ. თუ რეაქტიულ კურკელს აქვს გადაადგილების საშუალება, მაშინ ჰაელისა და კურკლის ურთიერთქმედების შედეგად შესრულებული იქნება გარკვეული სიდიდის მუშაობა.

ნის ტიპის მბრუნავფრთებიანი და სხვ.) მოქმედების პრინციპი. სახელ-
დობრ, ასეთი ტურბინების მუშა თვლების ფრთებს შორის მოთავსებულ
„არხებიდან“ გამოდინებული წყლის ჰაველები რეაქტიულ ზემოქმედებას
ახდენს ფრთების ზედაპირებზე, რის შედეგადაც ტურბინის ღერძის მი-
მართ წარმოიქმნება მბრუნავი მომენტი და მუშა თვალი იწყებს ბრუნ-
ვითს მოძრაობას.

§ 10.6. დ. გენერატორის განტოლება სითხის ფარდობითი მოძრაობისათვის

განვიხილოთ სითხის მოძრაობა რეაქტიული ტიპის ჰიდროტურ-
ბინის მბრუნავი მუშა თვლის ფრთებით (ნიჩბებით) შექმნილ არხებში
(ნახ. 10.8).

სითხის მოძრაობა ჰიდროძრავის მუშა თვალში რთულაა, ვინაიდან
ფრთებს შორის მოთავსებული არხების გასწვრივ ფარდობითი მოძრა-
ობის გარდა, იგი ასრულებს აგრეთვე ბრუნ-
ვითს მოძრაობას მანქანის მუშა თვალთან
ერთად გარკვეული ω კუთხური სიჩქარით.



ნახ. 10.8.

ბერნულის განტოლების გამოსაყვანად
სითხის დამყარებული ფარდობითი მოძრაო-
ბისათვის, მუშა თვალის მეზობელ ფრთებს
შორის მოთავსებული არხის ფარგლებში,
განვიხილოთ იდეალური სითხის ელემენ-
ტარული ab ჰაველი, რომელიც სიმეტრიუ-

ლადაა განლაგებული ფრთების ზედაპირების მიმართ.

10.8. ნახაზზე სქემატურად გამოსახულია რეაქტიული ტურბინის
მუშა თვალის ორი მეზობელი ფრთის კონტურები და მათ მიმართ სიმეტ-
რიულად განლაგებული ab ელემენტარული ჰაველი (სქემაზე იგი ნაჩვენე-
ბია პუნქტირით). მუშა თვალი და მისი ფრთები ასრულებს ბრუნვითს
მოძრაობას ტურბინის O ღერძის ირგვლივ მუდმივი ω კუთხური სიჩ-
ქარით. არხის შესასვლელი (1—1) და გამოსასვლელი (2—2) კვეთების
შესაბამისი რადიუსები (მუშა თვალის გარე და შიგა რადიუსები) აღნიშ-
ნულია R_1 და R_2 -ით. a და b წერტილებში გადატანითი ბრუნვითი მოძ-
რაობის სიჩქარეები (წრიული სიჩქარეები) სქემაზე აღნიშნულია, შესა-
ბამისად, u_1 და u_2 -ით, ხოლო არხის გასწვრივ (ab ჰაველის გასწვრივ)
მოძრაობის ფარდობითი სიჩქარეები— w_1 და w_2 -ით.

იდეალური სითხის ელემენტარული ჰაველის მოძრაობის ძირითადი
დიფერენციალური განტოლება (4.9), რომელიც მიღებულია სითხის აბ-
სოლუტური მოძრაობისათვის, გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$dU - \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{2} d(u^2). \quad (10.21)$$

როგორც ცნობილია, ეს განტოლება მექანიკური თვალსაზრისით წარმოადგენს (იხ. § 4.3) იდეალური სითხის ელემენტარული ჰავლის ცოცხალი ძალის ცვლილების კანონის დიფერენციალურ გამოსახვას; სახელდობრ, მისი მარჯვენა მხარე გამოსახავს ჰავლის ცოცხალი ძალის (კინეტიკური ენერგიის) ცვლილებას დროის ერთეულში (1 წამში), ხოლო მარცხენა მხარე — ყველა მოქმედი ძალების მუშაობათა ჯამს იმავე დროის ერთეულში. მექანიკიდან ცნობილია, რომ ცოცხალი ძალის ცვლილების განხილული დიფერენციალური განტოლება მართებული იქნება აგრეთვე სითხის ფარდობითი მოძრაობისთვისაც, თუ აბსოლუტური $\mathbf{u}$ სიჩქარის ნაცვლად ამ განტოლებაში შევიტანთ $\mathbf{u}$ ჰავლის გასწვრივ მოძრავე სითხის ნაწილაკის ფარდობით $\mathbf{w}$ სიჩქარეს და მოცულობითი ძალების მუშაობათა ჯამს დავემატებთ ინერციის ცენტრიდანული ძალების მუშაობას, რომელსაც სითხე ასრულებს ტურბინის მუშა თვალის ბრუნვისას.

სითხის მასის ერთეულზე მოქმედი ინერციის ცენტრიდანული ძალა (ამ ძალის აჩქარება)

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{u}^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R,$$

სადაც $\mathbf{u}$ არის სითხის ნაწილაკის მოძრაობის წრიული სიჩქარე.

ამ ძალის მიერ შესრულებული ელემენტარული მუშაობა კი გამოიხატება ასე

$$A_R = \omega^2 R dR.$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ძალური ფუნქციის სრული დიფერენციალი $dU = Xdx + Ydy + ZdZ$, მაშინ (10.21) დიფერენციალური განტოლება სითხის ფარდობითი მოძრაობის შემთხვევისათვის ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$(Xdx + Ydy + ZdZ) - \frac{dp}{\rho} + \omega^2 R dR = d\left(\frac{\omega^2}{2}\right). \quad (10.22)$$

იმ შემთხვევაში, როდესაც ინერციის ცენტრიდანული ძალის გარდა მოცულობით ძალებიდან სითხეზე მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა, შეგვიძლია დავწეროთ $X=0$, $Y=0$ და $Z=-g$ (გველისხმობთ, რომ Oz ღერძი შეთავსებულია ტურბინის მუშა თვალის ბრუნვის ღერძთან და მიმართულია ვერტიკალურად ზემოთ, ე. ი. ჰორიზონტალური მუშა თვალის პართობულად). აღნიშნულის საფუძველზე (10.22) განტოლება მიიღებს სახეს

$$-g dz - \frac{dp}{\rho} + \omega^2 R dR = d\left(\frac{\omega^2}{2}\right).$$

ამ განტოლების ინტეგრირებით 1—1-დან 2—2 კვეთამდე მივიღებთ

$$-g \left| z \right|_1^2 - \frac{1}{\rho} \left| p \right|_1^2 + \frac{\omega^2}{2} \left| R^2 \right|_1^2 = \left| \frac{\omega^2}{2} \right|_1^2,$$

ე. ი.

$$-g(z_2 - z_1) - \frac{1}{\rho}(p_2 - p_1) + \frac{\omega^2}{2}(R_2^2 - R_1^2) = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2}.$$

ან გ-ზე გაყოფის შემდეგ შეგვიძლია დავწეროთ

$$-z_2 + z_1 - \frac{p_2}{\gamma} + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\omega^2 R_2^2}{2g} - \frac{\omega^2 R_1^2}{2g} = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2g}.$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\omega^2 R^2 = u^2$, საბოლოოდ გვექნება

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\omega_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\omega_2^2}{2g} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2g}. \quad (10.23)$$

ამრიგად, მივიღეთ დ. ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ელემენტარული ჰაერის ფარდობითი მოძრაობისათვის.

ჰაერის (ნაკადის) ხედრითი კინეტიკური ენერგიის მნიშვნელოვანი ნაწილი $\left(\frac{u_1^2 - u_2^2}{2g} \right)$ განსახილველ შემთხვევაში იხარჯება რეაქტიული ტურბინის მუშა თვალის ფრთებზე რეაქტიული წნევის ძალის განვითარებაზე (ე. ი. მბრუნავი მომენტისა და მუშა თვალის ბრუხვის მექანიკური ენერგიის წარმოქმნაზე). უნდა გვახსოვდეს, რომ ტურბინის მუშა თვალში $u_1 > u_2$ და $R_1 > R_2$.

რეალური სითხის ელემენტარული ჰაერის ფარდობითი მოძრაობისათვის ბერნულის განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\omega_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\omega_2^2}{2g} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2g} + h_W,} \quad (10.24)$$

სადაც h_W გამოსახავს დაწნევის (კუთრი ენერგიის) დანაკარგებს სითხის ნაწილაკის ფარდობითი მოძრაობისას ჰაერის გასწვრივ 1—1 კვეთიდან 2—2 კვეთამდე.

ცენტრიდანული ტუმბოს მუშა თვალში სითხის ფარდობითი მოძრაობისას, ზემოგანხილული შემთხვევისაგან განსხვავებით, ნაკადი იძენს დამატებით ენერგიას მუშა თვალის ფრთებიდან და ბერნულის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\boxed{z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\omega_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\omega_2^2}{2g} + h_W - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}.} \quad (10.25)$$

როგორც ცნობილია, ტუმბოს მუშა თვალში, ტურბინისაგან განსხვავებით, სითხე მოძრაობს ცენტრიდან პერიფერიისაკენ. R_1 -ით აღი-

ნიშნება მუშა თვალის მცირე რადიუსი, სახელდობრ ფრთებს შორის მოთავსებული არხის შესასვლელი 1—1 კვეთის შესაბამისი რადიუსი; R_2 -ით კი — მუშა თვალის არხის გამოსასვლელი 2—2 კვეთის შესაბამისი დიდი რადიუსი ($R_2 > R_1$).

ტუმბოს შემთხვევაში, $u_2 > u_1$ და $\frac{u_2^3 - u_1^3}{2g} \gg h_w$, ამიტომ ნაკადის ენერგია ტუმბოს მუშა თვალის გამოსასვლელ კვეთში მნიშვნელოვნად აღემატება შესასვლელი კვეთის ენერგიას. მუშა თვალის ფრთებიდან ნაკადი იძენს დამატებით კინეტიკურ ენერგიას (მუშა თვალი კი დაკავშირებულია ძრავასთან).

და ნ ა რ თ ე ბ ი

დ ა ნ ა რ თ ი I

ნ. ბავლოვსკის ფორმულით გამოთვლილი ზეზის C კოეფიციენტის მნიშვნელობები

$R. \beta$	η კოეფიციენტის შესაბამისი C კოეფიციენტის მნიშვნელობები							
	0,011	0,012	0,013	0,017	0,02	0,0225	0,025	0,03
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,10	67,2	60,3	54,5	38,1	30,6	26,0	22,4	17,3
0,16	71,5	64,5	59,4	41,8	34,0	29,2	25,4	19,9
0,20	73,3	66,6	60,5	43,6	35,7	30,8	26,9	21,3
0,30	77,7	70,5	64,2	47,2	39,0	33,9	29,9	24,0
0,40	80,7	73,4	67,1	49,8	41,3	36,0	31,8	25,8
0,50	83,1	75,7	69,3	51,9	43,5	38,2	34,0	27,8
0,60	85,0	77,7	71,2	53,7	45,2	39,8	35,5	29,2
0,70	86,8	79,4	72,9	55,2	46,6	41,2	36,9	30,4
0,80	88,8	80,8	74,5	56,5	47,9	42,4	38,0	31,5
0,90	89,4	81,8	75,7	57,5	48,8	43,2	38,9	32,3
1,0	90,9	83,3	76,9	58,8	50,0	44,4	40,0	33,3
1,1	92,0	84,4	77,9	59,8	50,9	45,3	40,9	34,1
1,2	93,1	85,4	78,9	60,7	51,8	46,1	41,6	34,8
1,3	94,0	86,3	79,8	61,5	52,5	46,9	42,3	35,6
1,4	94,8	87,1	80,6	62,2	53,2	47,5	43,0	36,1
1,5	95,7	88,0	81,4	62,9	53,9	48,2	43,6	36,7
1,6	96,5	88,7	82,2	63,6	54,5	48,7	44,1	37,2
1,7	97,3	89,5	82,9	64,3	55,1	49,3	44,7	37,7
1,8	98,0	90,1	83,5	64,8	55,6	49,8	45,1	38,1
1,9	98,6	90,8	84,2	65,4	56,1	50,3	45,6	38,5
2,0	99,3	91,4	84,8	65,9	56,6	50,8	46,0	38,9
2,2	100,4	92,4	85,9	66,8	57,4	51,6	46,8	39,6
2,4	101,5	93,5	86,9	67,7	58,3	52,3	47,5	40,3
2,6	101,5	94,5	87,9	68,4	59,0	53,0	48,2	40,9
2,8	103,5	95,3	88,9	69,1	59,7	53,6	48,7	41,4

1 დანართის გაგრძელება

1	2	3	4	5	6	7	8	9
3,0	104,4	96,2	89,7	69,8	60,3	54,2	49,3	41,9
3,2	105,2	96,9	90,5	70,4	60,8	54,6	49,7	42,3
3,4	106,0	97,6	91,2	71,0	61,3	55,1	50,1	42,6
3,6	106,7	98,3	92,0	71,5	61,7	55,5	50,5	43,0
3,8	107,4	99,0	92,7	72,0	62,1	55,9	50,8	43,3
4,0	108,1	99,6	93,4	72,5	62,5	56,2	51,2	43,6
4,2	104,7	100,1	94,0	72,8	62,9	56,5	51,4	43,8
4,4	109,2	100,6	94,6	73,2	63,2	56,8	51,6	44,0
4,6	109,8	101,0	95,2	73,5	63,6	57,0	51,8	44,2
4,8	110,4	101,5	95,9	73,9	63,9	57,3	52,1	44,4
5,0	111,0	102,0	96,4	74,2	64,1	57,6	52,4	44,6

დანართი II

ნ. პავლევის ფორმულით გამოთვლილი C , λ და a კოეფიციენტების მნიშვნელობათა ცხრილი წრული კვეთის ნილბაღენებისათვის, როდესაც $n=0,012$

$d, \text{მ}$	C	λ	a	$d, \text{მ}$	C	λ	a
1	2	3	4	1	2	3	4
0,050	44,79	0,0391	0,00123	0,400	60,31	0,0216	0,00178
0,075	47,45	0,0349	0,00248	0,450	61,35	0,0209	0,00172
0,100	49,46	0,0321	0,00265	0,500	62,28	0,0202	0,00167
0,125	51,07	0,0301	0,00249	0,600	63,91	0,0192	0,00159
0,150	52,42	0,0286	0,00236	0,700	65,32	0,0184	0,00152
0,200	54,62	0,0263	0,00217	0,800	66,58	0,0177	0,00146
0,250	56,40	0,0247	0,00204	0,900	67,70	0,0171	0,00141
0,300	57,90	0,0234	0,00193	1,000	68,72	0,0166	0,00137
0,350	59,18	0,0224	0,00185	—	—	—	—

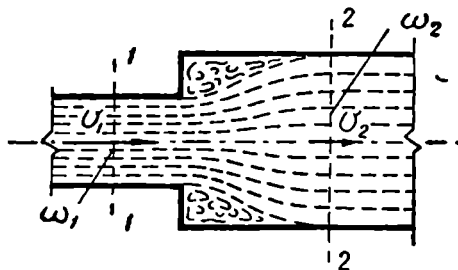
დანართი III

კოლბრუის ფორმულით განსაზღვრული წინაღობის $\lambda_{\text{კლ}}$ კოეფიციენტის მნიშვნელობების ცხრილი (გლუვკედლიანი მილებებისათვის)

Re	$\lambda_{\text{კლ}}$	Re	$\lambda_{\text{კლ}}$	Re	$\lambda_{\text{კლ}}$
1	2	1	2	1	2
4000	0,0403	45000	0,0212	450000	0,0193
5000	0,0376	50000	0,0207	500000	0,0190
6000	0,0356	60000	0,0198	600000	0,0128
7000	0,0340	70000	0,0192	700000	0,0123
8000	0,0328	80000	0,0186	800000	0,0121
10000	0,0308	100000	0,0178	1000000	0,0116
15000	0,0276	150000	0,0164	1500000	0,0108
20000	0,0257	200000	0,0155	2000000	0,0103
25000	0,0243	250000	0,0148	2500000	0,0100
30000	0,0233	300000	0,0143	3000000	0,0096
35000	0,0224	350000	0,0141	3500000	0,0095
40000	0,0217	400000	0,0136	—	—

ადგილობრივი წინაღობების კოეფიციენტების მნიშვნელობები

1) უეცარი გაფართოება



ნახ. IV.1.

$$\zeta_{\text{უ.გ}} = k \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right)^2 \quad (\text{IV.1})$$

და

$$\zeta''_{\text{უ.გ}} = k \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \quad (\text{IV.1'})$$

ცხრილი IV.1

ω_2/ω_1	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
$\zeta''_{\text{უ.გ}}$	81	64	49	36	25	16	9	4	1	0

თუ გაფართოებისას მილების დიამეტრი $d = 1,25 \div 15,0$ სმ და თანაფარდობა $\omega_2/\omega_1 = 2 \div 12$, შემასწორებელი k კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით

$$k = 1,025 + 0,0025 \frac{\omega_2}{\omega_1} - 0,0079 d_1 \quad (\text{IV.2})$$

სადაც d_1 არის შილსადენის მცირე დიამეტრი (გაფართოებამდე).

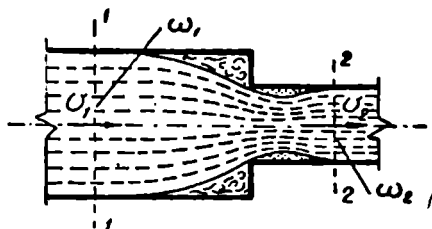
2. უეცარი შევიწროება

უეცარი შევიწროებისას (ნახ. IV.2) დაწნევის დანაკარგები ნაკლებია, ვიდრე უეცარი გაფართოებისას. ცენტრალური აეროჰიდროდინამიკური ინსტიტუტის მონაცემებით, წინაღობის კოეფიციენტი განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$\zeta_{\text{უ.წ}} = \zeta''_{\text{უ.წ}} = 0,5 \left(1 - \frac{\omega_2}{\omega_1} \right). \quad (\text{IV.3})$$

(IV.2) ცხრილში მოცემულია ამ კოეფიციენტის მნიშვნელობები. ცხადია,

$$h_{w, \text{კ}} = \zeta_{\text{კ}}'' \frac{v^3}{2g}.$$

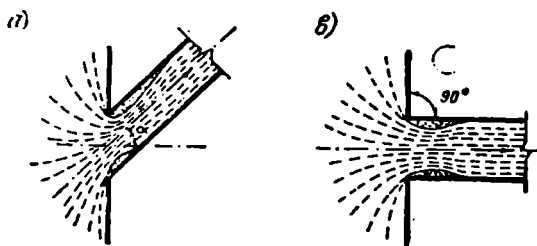


ნახ. IV.2.

ცხრილი IV.2.

ω_2/ω_1	0.00	0.10	0.20	0.40	0.60	0.80	1.00
$\zeta_{\text{კ}}$	0.50	0.45	0.40	0.30	0.20	0.10	0.00

3. მილსადენში შესვლა



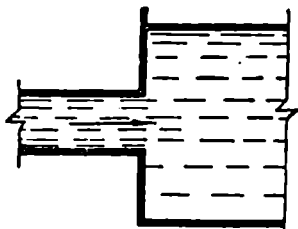
ნახ. IV.3.

ა) თუ ცილინდრული მილსადენი შეერთებულია რეზერვუართან α კუთხით და მილის შესასვლელი წიბოები მახვილია (ნახ. IV.3 ა), მაშინ წინალობის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით

$$\zeta_{\text{კ}} = 0,505 + 0,803 \cdot \sin \alpha + 0,226 \cdot \sin^2 \alpha. \quad (\text{IV.4})$$

ბ) თუ მილსადენი შეერთებულია მართობულად და შესასვლელი წიბოები მახვილია (ნახ. IV.3 ბ), მაშინ— $\zeta_{\text{კ}} = 50$; მომრგვალებული წიბოებისა და მილსადენში მდოვრე შესვლისას— $\zeta_{\text{კ}} = 0,20 \div 0,25$, ხოლო კონ ოიდალური მოხაზულობის მდოვრე შესვლისას— $\zeta_{\text{კ}} = 0,05$.

4. მილსადენიდან გამოსვლა დიდი ზომის რეზერვუარში

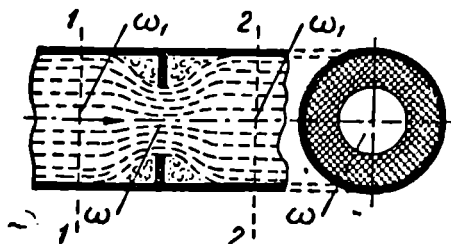


ნახ. IV.4.

მოვლენა განიხილება, როგორც ნაკადის უეცარი გაფართოება; მაშინ, თუ (IV.1) ფორმულაში ვიგულისხმებთ $\alpha \gg \alpha_1$ და $k=1$ (იხ. პუნქტი 1), წინალობის კოეფიციენტისათვის მივიღებთ

$$\zeta_{\text{გაგ}} = 1,0. \quad (\text{IV.5})$$

5. დიაფრაგმა მუდმივდიამეტრიან მილსადენში



ნახ. IV.5.

წინალობის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით

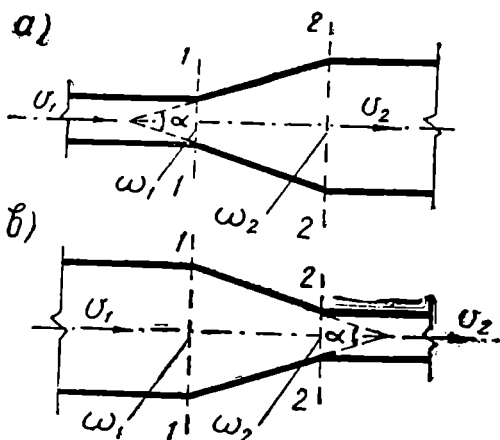
$$\zeta_{\text{დიაფრ}} = \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \frac{\omega}{\omega_1}}} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} - 1 \right)^2. \quad (\text{IV.6})$$

ამ ფორმულით გამოთვლილი წინალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობები მოცემულია (IV.3) ცხრილში.

ცხრილი IV.3

ω/ω_1	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\zeta_{\text{დიაფრ}}$	1070	245	51,0	18,4	8,2	4,0	2,0	0,97	0,41	0,13	0,00

6. გადასასვლელი კონუსები
(მდოვრე გადასვლა)



ნახ. IV.6.

ა) განშლადი გადასასვლელი კონუსის (დიფუზორის) წინაღობის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით (ნახ. IV.6 a)

$$\zeta_{\text{დოფ}} \approx \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2} + \left(\frac{n - 1}{n} \right) \sin \alpha, \quad (\text{IV.7})$$

სადაც λ არის წინაღობის დარსის კოეფიციენტი (მილსა ღენის სიგრძეზე, დანაკარგის კოეფიციენტი);

α — კონუსურობის კუთხე (ნახ. IV.6);

$n = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ — კონუსის განშლადობის კოეფიციენტი.

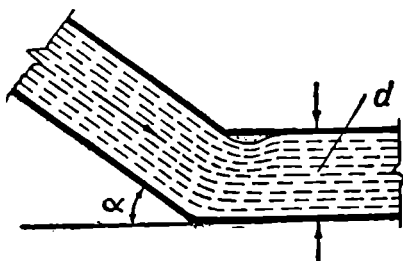
ბ) კრებადი (შევიწროებელი) გადასასვლელი კონუსის (კონფუზორის) წინაღობის კოეფიციენტი განისაზღვრება ფორმულით (ნახ. IV.6 b)

$$\zeta_{\text{კონფ}} \approx \frac{\lambda}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \frac{n^2 - 1}{n^2}, \quad (\text{IV.8})$$

სადაც n გადასასვლელი უბნის კრებადობის (შევიწროების) კოეფიციენტი

$$\text{ტა} — n = \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

7. მუხლი მომრგვალების გარეშე
(ნახ. IV.7)



ნახ. IV.7.

მილსადენის α კუთხით მკვეთრი მოხვევისას წინალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობები განისაზღვრება (IV.4) ცხრილის მიხედვით.

ცხრილი IV.4

α	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
წახეხ	0,20	0,30	0,40	0,55	0,70	0,90	1,10

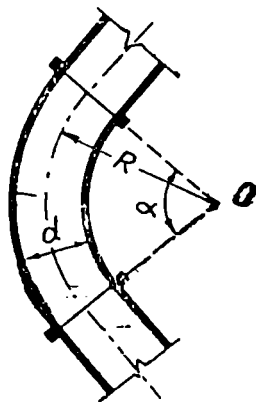
ამ ცხრილის მონაცემები მიღებულია $d < 50$ მმ-იან მილსადენებში ჩატარებული ცდების შედეგად.

8. მილსადენის მდოვრე მოხვეულობა
(ნახ. IV.8)

ცენტრალური α კუთხით მილსადენის მდოვრე მოხვევისას წინალობის კოეფიციენტი განისაზღვრება გ. აბრამოვიჩის ემპირიული ფორმულით

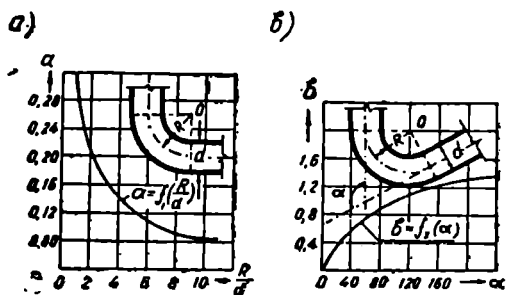
$$\zeta_{\text{მოხ}} = 0,73 \alpha b, \quad (\text{IV.9})$$

სადაც კოეფიციენტები $a = f_1 \left(\frac{R}{d} \right)$ და $b = f_2(\alpha)$ განისაზღვრება (IV.9) ნახაზზე გამოსახული გრაფიკებით. a კოეფიციენტი დამოკიდებულია მოხვეულობის R რადიუსის მილსადენის d დიამეტრთან ფარლობაზე (ნახ. IV. 9 a), ხოლო b კოეფიციენტი — მოხვეულობის α კუთხეზე (ნახ. IV.9 b). აქ იგულისხმება, რომ $\alpha \leq 90^\circ$.



ნახ. IV.8.

თუ მოხვეულობის ცენტრალური კუთხე $\alpha \geq 90^\circ$, მაშინ წინალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობები წრიული კვეთის მილსადენებისათვის შეიძლება განისაზღვროს (IV.5) ცხრილის მიხედვით (ეს ცხრილი შედგენილია ВОДГЕО-ს მონაცემებით).



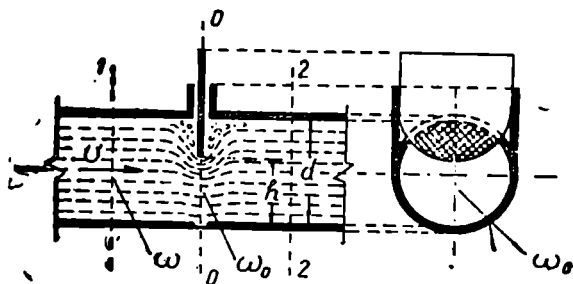
ნახ. IV.9.

ცხრილი IV.5

$d, \text{მ}$	50	100	150	200	250	300	350	400
$\zeta_{\text{მოხ}}$	0,36	0,36	0,37	0,37	0,40	0,45	0,45	0,42
$d, \text{მ}$	450	500	600	700	800	900	1000	—
$\zeta_{\text{მოხ}}$	0,42	0,46	0,47	0,48	0,48	0,49	0,50	—

9. საკეტები, ონკანები, ბადეები

ა) საკეტი (ნახ. IV.10). წინალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია საკეტის დახურვის ფარდობით $d = h/h_0$ სიდიდეზე (h —საკეტის გაღება) და განისაზღვრება (IV.6) ცხრილის მონაცემებით (იგულისხმება წრიული კვეთის მილსადენის საკეტი).

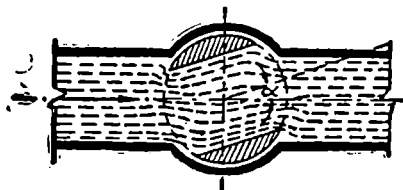


ნახ. IV.10.

ცხრილი IV.6

$\frac{d-h}{h}$	0	1/8	2/8	3/8	4/8	5/8	6/8	7/8
σ_0/ω	1,00	0,948	0,856	0,740	0,609	0,468	0,315	0,159
$\zeta_{\text{საყ}}$	0,00	0,07	0,26	0,81	2,06	5,52	17,0	97,8

ამ ცხრილში ω არის საკეტის „გაღების ფართობი“, ხოლო ω — მილსადენის ცოცხალი კვეთის ფართობი.



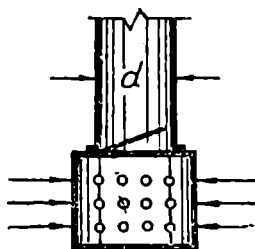
ნახ. IV.11.

ბ) ონკანი (ნახ. IV.11). წინაღობის $\zeta_{\text{ონკ}}$ კოეფიციენტი დამოკიდებულია ონკანის გაღების სიდიდეზე (მობრუნების α კუთხეზე) და მისი მნიშვნელობები განისაზღვრება (IV.7) ცხრილის მონაცემებით.

ცხრილი IV.7

α	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
$\zeta_{\text{ონკ}}$	0,05	0,29	1,56	5,47	17,3	52,6	206	486	∞

გ) უკუსარქველი ბადით (ნახ. IV.12). უკუსარქველი და ნახერტებიანი ბადე ეწყობა ტუმბოების შემწოვ მილგებზე, სიფონებზე და სხვ. წინაღობის კოეფიციენტის სიდიდე დამოკიდებულია მილსადენის d დიამეტრზე და მისი მნიშვნელობები განისაზღვრება (IV.7) ცხრილის მონაცემებით.



ნახ. IV.12.

ცხრილი IV.7

d , მმ	50	75	100	125	150	200	250	300	400
$\zeta_{\text{სარქვ}}$	10	8	7	6,5	6	5	4,5	4	3

აკად. ნ. პავლოვის ფორმულებით გამოთვლილი C , λ , α , K და b ხაზადების მნიშვნელობათა ცხრილი სადაწნო მალსადენებისათვის, როდესაც $\eta=0,012$

d , მ	C	λ	α	K , მ/წუ	$b = \frac{\alpha}{d^2} = \frac{1}{K}$
1	2	3	4	5	6
0,050	44,79	0,0391	0,00323	0,00987	10840,0
0,075	47,45	0,0349	0,00288	0,0287	1214,0
0,100	49,46	0,0321	0,00265	0,0614	265,0
0,125	51,07	0,0401	0,00249	0,1108	81,60
0,150	52,42	0,0256	0,00336	0,1794	31,18
0,200	54,62	0,0263	0,00217	0,3837	6,78
0,250	56,40	0,0247	0,00204	0,6921	2,11
0,300	57,90	0,0234	0,00193	1,1206	0,794
0,350	59,18	0,0224	0,00185	1,6342	0,454
0,400	60,31	0,0216	0,00178	2,3970	0,174
0,450	61,35	0,0209	0,00172	4,2593	0,0932
0,500	62,28	0,0202	0,00167	4,3242	0,0532
0,600	63,91	0,0142	0,00159	6,9993	0,0204
0,700	65,32	0,0184	0,00152	10,5173	0,00904
0,800	66,58	0,0177	0,00146	14,9448	0,00495
0,900	67,70	0,0171	0,00141	20,4295	0,00239
1,000	68,72	0,0168	0,00137	26,4850	0,00137

დიდი ნახერტების ხარჯის μ_0 კოეფიციენტის მნიშვნელობები

№ ჩიგზე	ნახერტების ტიპები	μ_0
1	საშუალო ზომის ნახერტები, მიმართული კედლების გარეშე და გამოდინებული ქაღალის ყოველმხრივი კუმშვით .	0,65
2	დიდი ზომის ნახერტები ქაღალის არასრულყოფილი, მაგრამ ყოველმხრივი (სრული) კუმშვით	0,70
3	ფსკერული ნახერტები ფსკერის გასწვრივ ქაღალის კუმშვის გარეშე, მაგრამ გვერდითი კუმშვის მნიშვნელოვანი გავლენით	$0,65 \div 0,70$
4	ფსკერული ნახერტები ფსკერის გასწვრივ ქაღალის კუმშვის გარეშე და გვერდითი კუმშვის შემცირებული გავლენით	$0,70 \div 0,75$
5	ფსკერული ნახერტები ფსკერის გასწვრივ ქაღალის კუმშვის გარეშე და ნაკადის ძალზე მდოვრე გვერდითი მოძინებით (მდოვრე გვერდითი მიმართული კედლებით)	$0,80 \div 0,85$
6	ფსკერული ნახერტები ფსკერის გასწვრივ ქაღალის კუმშვის გარეშე და ნაკადის ძალზე მდოვრე მოძინებით ნახერტის ყოველი მხრიდან	0,90

ხიჩქართი $W = v/\sqrt{z} = f(R)$ მახასიათებლის მნიშვნელობების
ცხრილი

R, მ	W მახასიათებლის მნიშვნელობები ზორკლიანობის n კოეფიციენტის შინდელით							
	0,011	0,012	0,013	0,017	0,02	0,0225	0,025	0,03
0,1	21,25	19,07	17,22	12,05	9,68	8,22	7,08	5,47
0,16	24,60	25,80	23,36	16,72	13,60	11,69	10,16	7,96
0,2	32,96	29,78	27,04	19,50	15,98	13,77	12,08	9,53
0,3	42,56	38,61	35,18	25,85	21,36	18,57	16,38	13,15
0,4	51,04	46,43	42,41	31,50	26,25	22,98	20,37	16,45
0,5	58,83	53,53	49,00	36,70	30,76	27,01	24,04	19,66
0,6	65,84	60,19	55,18	41,60	35,01	30,83	27,50	22,62
0,7	72,63	66,43	61,02	46,19	38,99	34,47	30,7	25,44
0,8	78,98	72,27	66,00	50,53	42,84	37,92	33,99	28,17
0,9	84,81	77,60	71,84	54,55	46,30	40,98	36,90	30,64
1,0	90,90	83,30	76,90	58,80	50,00	44,40	40,00	33,30
1,1	96,49	88,52	81,72	62,72	53,38	47,51	42,91	35,76
1,2	101,98	93,55	86,40	66,49	56,74	50,50	45,57	38,12
1,3	107,18	98,40	90,97	70,12	59,86	53,47	47,23	40,48
1,4	112,17	103,06	95,35	73,59	62,95	56,20	50,88	42,71
1,5	117,20	107,77	99,72	77,03	66,01	59,03	53,0	44,95
1,6	122,06	112,20	103,86	80,45	68,94	61,60	55,78	47,15
1,7	126,89	116,69	108,10	83,83	71,84	64,28	58,28	49,15
1,8	131,48	120,88	112,06	86,94	74,59	66,81	60,51	51,12
1,9	135,91	125,16	116,03	90,15	77,33	69,33	62,86	53,07
2,0	140,43	129,26	119,91	93,20	80,04	71,84	65,05	55,01
2,2	148,91	137,05	127,39	99,08	85,14	76,53	69,41	58,74
2,4	157,24	144,85	134,61	104,88	90,32	81,02	73,59	62,43
2,6	165,27	152,37	141,70	110,29	95,13	85,46	77,72	65,95
2,8	173,19	159,47	148,73	115,63	99,90	89,69	81,49	69,28
3,0	180,82	166,62	155,36	120,89	104,44	93,87	85,39	72,57
3,2	188,18	173,34	161,91	125,93	108,76	97,67	88,90	75,67
3,4	195,45	179,97	168,17	130,92	113,03	101,60	92,38	78,55
3,6	202,45	186,51	174,52	135,66	117,07	105,31	95,82	81,59
3,8	209,37	192,99	180,67	140,36	121,08	108,78	99,03	84,41
4,0	216,20	199,20	186,80	145,00	125,00	112,40	102,40	87,20
4,2	222,77	205,15	192,61	149,20	128,91	115,79	105,34	89,76
4,4	229,06	211,02	198,47	153,54	132,57	119,14	108,24	92,29
4,6	235,59	216,63	204,20	157,64	136,41	122,25	111,10	94,80
4,8	241,88	222,38	210,12	161,91	139,99	125,54	114,15	97,28
5,0	248,21	228,08	215,55	165,92	143,33	128,80	117,17	99,73

1. Агроскин И. И., Дмитриев Г. Т., Пикалов Ф. И. — Гидравлика. М.-Л., изд. «Энергия», 1964.
2. Альтшуль А. Д., Киселев П. Г. — Гидравлика и аэродинамика. М., «Стройиздат», 1975.
3. Альтшуль А. Д. — Гидравлические сопротивления. М., «Недра», 1970.
4. Богомолов А. И., Михайлов К. А. — Гидравлика. М., «Стройиздат», 1972.
5. დ ა ნ ე ლ ი ა ნ. — ჰიდრაულიკა (პირველი ნაწილი). თბილისი, «განათლება», 1972.
6. Избаш В. И. — Основы гидравлики. М., Изд. лит. по строительству и архитектуре, 1952.
7. Калицун В. И., Кедров В. С., Ласков Ю. М., Сафонов П. З. — Основы гидравлики, водоснабжения и канализации. М., Изд. литературы по строительству, 1972.
8. Киселев П. Г. — Справочник по гидравлическим расчетам. М., «Энергия», 1972.
9. Латишенков А. М. — Основы гидравлики. Л., Гидрометеорологическое изд. 1952.
10. Латишенков А. М., Лобачев В. Г. — Гидравлика. М., «Стройиздат», 1971.
11. Лойцявский Л. Г. — Механика жидкости и газа. М., «Физматгиз», 1972.
12. Угличус А. А. — Гидравлика и гидравлические машины. Изд. Харьковского гос. ун-та, 1966.
13. Френкель Н. З. — Гидравлика. М., «Госэвергониздат», 1956.
14. Прозоров И. В., Николодзе Г. И., Минаев А. В. — Гидравлика, водоснабжение и канализация городов. М., «Высшая школа», 1975.
15. Теллов А. В. — Основы гидравлики. Л., «Энергия», 1971.
16. Чугаев Р. Р. — Гидравлика. Л., «Энергия», 1975.
17. Шевелев Ф. А. — Исследование основных гидравлических закономерностей турбулентного течения в трубах. М., «Стройиздат», 1953.
18. Шестаков В. М. — Динамика подземных вод. М., Изд. МГУ, 1979.
19. Шелкачев В. Н., Лапук В. Б. — Подземная гидравлика. М., «Гостоптехиздат», 1949.
20. Юфин А. П. — Гидравлика, гидравлические машины и гидропривод. М., «Высшая школа», 1965.
21. Юфин А. П. — Напорный гидротранспорт. М., «Госэвергониздат», 1950.

შინაარსი

პირველი თავი

შესავალი

- § 1. 1. პიდრავლიყის საგანი და მისი როლი მეცნიერებისა და ტექნიკის სხვადა-
სხვა დარგში 3
- § 1. 2. პიდრავლიყის განვითარების მოკლე ისტორია 4
- § 1. 3. სითხეების ძირითადი ფიზიკური თვისებები 9

მეორე თავი

პიდროსტატიკა

- § 2. 1. პიდროსტატიკური წნევა და მისი თვისებები 23
- § 2. 2. სითხის წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებები (ლ. ეილერის
პიდროსტატიკის განტოლებები) 29
- § 2. 3. წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებების ინტეგრირება; ტოლი
წნევის ზედაპირი; პიდროსტატიკის ძირითადი განტოლებები; აბსოლუ-
ტური (სრული) და კარბი (მანომეტრული) წნევა; პასკალის კანონი 33
- § 2. 4. პიდროსტატიკური წნევის ეპიურები 39
- § 2. 5. პიეზომეტრული სიმაღლე და დაწნევა. ვაკუუმი 42
- § 2. 6. წნევის საზომი სითხითი ხელსაწყოები 47
- § 2. 7. სითხის ფარდობითი უძრაობა 52
- § 2. 8. პიდროსტატიკური მოქმედების მარტივი პიდრავლიკური მანქანები 59
- § 2. 9. ჯამური პიდროსტატიკური წნევის ძალისა და წნევის ცენტრის განსა-
ზღვრა ბრტყელ ზედაპირებზე. წნევის ძალა ჰერპლის პორიზონტალურ
ფსკერზე 63
- § 2. 10. ჯამური პიდროსტატიკური წნევის ძალის განსაზღვრა მრუდწირულ (ცი-
ლინდრულ) ზედაპირზე 72
- § 2. 11. არქიმედეს კანონი. სხეულების ცურვის თეორიის საფუძვლები 82

მესამე თავი

პიდროდინამიკის საფუძვლები

- § 3. 1. პიდროდინამიკის ძირითადი ამოცანა და სითხის მოძრაობის კვალიფიკაცია 90
- § 3. 2. სითხის მოძრაობის ჰავლისებრი მოდელი, დენის წირი, დენის მილაკი და
ელემენტარული ჰავლი 94
- § 3. 3. ნაკადის ცოცხალი კვეთი და ხარჯი 96

§ 3. 4. ბარჩის მუდმივობის განტოლება (ნაკადის უწყვეტობის პილარული განტოლება)	100
§ 3. 5. პილარული მუდმივობის მსგავსების თეორიის საფუძვლები. მსგავსების კრიტერიუმები	101

მ ე ო თ ხ ე თ ა ე რ

სითხის მოძრაობის ძირითადი განტოლებები

§ 4. 1. იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები	109
§ 4. 2. იდეალური სითხის უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლება	111
§ 4. 3. დ. ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ელემენტარული ჰავლისათვის	113
§ 4. 4. ბერნულის განტოლების გეომეტრიული და ენერგეტიკული (ფიზიკური) არსი	119
§ 4. 5. ბერნულის განტოლება რეალური (ბლანტი) სითხის ელემენტარული ჰავლისათვის	125
§ 4. 6. პილარული მუდმივობის წნევის განაწილება ნაკადში დამყარებული სწვრივკედ- ლური და მღოვრედ ცვლადი მოძრაობის შემთხვევებში	128
§ 4. 7. ბერნულის განტოლება რეალური (ბლანტი) სითხის მთლიანი ნაკადისათვის	129
§ 4. 8. ნაკადის პილარული და პიზომეტრიული ქანობები	135
§ 4. 9. ბერნულის განტოლების გამოყენება პრაქტიკული ამოცანების გადა- საწყვეტად	138
§ 4. 10. სითხის თანაბარი მოძრაობის ძირითადი განტოლება	145

მ ე ხ უ თ ე თ ა ე ი

პილარული მუდმივობის წინააღმდეგობა და ნაკადის დაწნევის დანაკარგები

§ 5. 1. სითხის მოძრაობის ორი ძირითადი რეჟიმი	149
§ 5. 2. რენოლდის ცდები და მისი შედეგები; რენოლდის რიცხვი და მისი კრიტიკული მნიშვნელობები	152
§ 5. 3. სითხის მოძრაობის ლამინარული რეჟიმი მილსადენებში	158
§ 5. 4. სითხის თანაბარი ტურბულენტური მოძრაობის რეჟიმი მილსადენებში	165
§ 5. 5. პილარული მუდმივობის გლუვი და ზორკლიანი მილსადენების (სადინარების) ცნება	175
§ 5. 6. შეზღუდული ფორმის და სადინარის სიგრძეზე დაწნევის დანაკარგების გან- საზღვრა მოძრაობის ტურბულენტური რეჟიმის დროს	180
§ 5. 7. წინააღმდეგობის კოეფიციენტის განსაზღვრა მილსადენებში ტურბულენტუ- რი მოძრაობისას	183
§ 5. 8. წინააღმდეგობის კოეფიციენტის ექსპერიმენტული გამოკვლევა	196
§ 5. 9. დაწნევის დანაკარგების განსაზღვრა ადგილობრივ წინააღმდეგობა დაძლევაზე (დაწნევის ადგილობრივი დანაკარგების გათვალისწინება)	207
§ 5. 10. დაწნევის დანაკარგების შეჯამების პრინციპი და სისტემის წინააღმდეგობის კოეფიციენტი	208

მ ე ე ქ ე ს ე თ ა ე ი

სადაწნეო მილსადენების პილარული მუდმივობის გაანგარიშება

§ 6. 1. მილსადენების კლასიფიკაცია	225
§ 6. 2. გრძელი მილსადენების პილარული მუდმივობის გაანგარიშების საფუძვლები (სა- ანგარიშო განტოლებები და პარამეტრები).	226

§ 6. 3. მიმდევრობით შეერთებული გრძელი მარტივი მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება	232
§ 6. 4. გრძელი მარტივი მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების მაგალითები	234
§ 6. 5. პარალელურად შეერთებული გრძელი რთული მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება	233
§ 6. 6. რთული მილსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება მის გასწვრივ ხარჯის განწვევრელი და თანაბარი გაცემისას	241
§ 6. 7. განშტოებული (ჩიხური) რთული მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება	243
§ 6. 8. მოკლე მარტივი მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშება	245
§ 6. 9. სიფონის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება	249
§ 6. 10. ჰიდრავლიკური დარტყმა სადენო მილსადენებში	252

მ ე შ ე დ ე თ ა ვ ი

სითხის გამოღინება ნახერცებიდან ღა ნაცმებიდან. წყალხაშვები

§ 7. 1. ნახერცების კლასიფიკაცია და სითხის გამოღინების ძირითადი მახასიათებლები	264
§ 7. 2. სითხის თავისუფალი (დატბორავე) გამოღინება თხელკედლიანი ნახერცებიდან მუღმივი დაწნევისას	267
§ 7. 3. სითხის არათავისუფალი (დატბორილი) გამოღინება თხელკედლიანი ნახერცებიდან მუღმივმოქმედი დაწნევისას	273
§ 7. 4. სითხის გამოღინება მცირე თხელკედლიანი ნახერცებიდან ცვლადი დაწნევის შემთხვევაში	275
§ 7. 5. სითხის გამოღინება ნაცმებიდან	278
§ 7. 6. წყალხაშვები	290

მ ე რ ვ ე თ ა ვ ი

სითხის თანაბარი მოძრაობა ღია კალაპოტებში ✓

§ 8. 1. ღია კალაპოტებში სითხის თანაბარი მოძრაობის თავისებურებანი. ძირითადი საანგარიშო ფორმულები	321
§ 8. 2. სიჩქარის განწილება ღია ნაკადის ცოცხალ კვეთში. მოძრაობის დასაშვები სიჩქარეები	303
§ 8. 3. არხის ჰიდრავლიკურად უხელსაყრელესი კვეთი	306
§ 8. 4. არხების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების ძირითადი ამოცანები	307
§ 8. 5. უღწნეო მილების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების საფუძვლები	316

მ ე ტ რ ე თ ა ვ ი

გრუნტის წყლების მოძრაობა

§ 9. 1. გრუნტებში წყლის მოძრაობის ძირითადი სახეები	320
§ 9. 2. ფილტრაციის ძირითადი კანონი	322
§ 9. 3. ფილტრაციის კოეფიციენტის განსაზღვრა	324
§ 9. 4. გრუნტის წყლების მოღინება ჰებში (ჰაბურღილებში)	326
§ 9. 5. გრუნტის წყლების მოღინება პორიზონტალურ წყალშემკრებ გალერეებსა და დრენაჟებში	330

სითხისა და სხეულების ფარდობითი მოძრაობა.

ჰიდრავლიკური ჰაერის შემოქმედება ზღუდეებზე

§ 10. 1. სხეულების ნაკადით გარსშემოედენის ძირითადი მოვლენები	332
§ 10. 2. მყარი სხეულების ვარდნა სითხეში	335
§ 10. 3. ჰიდროტრანსპორტისა და პნევმოტრანსპორტის ცნება	337
§ 10. 4. საშენი ხსნარების მოძრაობა მილსადენებში	340
§ 10. 5. ჰიდრავლიკური ჰაერის აქტიური და რეაქტიული შემოქმედება უძრავ და მოძრავ მყარ ზღუდეებზე	341
§ 10. 6. დ. ბურნულის განტოლება სითხის ფარდობითი მოძრაობისათვის	346
დ ა ნ ა რ თ ე ბ ი	351
ლი ტ ე რ ა ტ უ რ ა	362

ИБ № 1741

გამომცემლობის რედაქტორი პ. ლაბარტყაძე
მხატვრული რედაქტორი ო. მესხი
ტექნიკური რედაქტორი ზ. შახარაშვილი
უფროსი კორექტორი ნ. დოღბაძე
კორექტორი მ. ბაკურაძე
გამომშვები ლ. გაბარაშვილი

გადაეცა წარმოებას 2. III. 81 წ., ხელმოწერილია დასაბეჭდად 5. XII. 81 წ.
ქალაქის ზომა 60X90¹/₁₆, საბეჭდო ქაღალდი № 1, ნაბეჭდი თაბახი 23, სააღრიცხვო-
სიგამომცემლო თაბახი 19,37.

უფ. 00471

ტირაჟი 2000

შეკვ. № 1046

ფასი 1 ჰან.

გამომცემლობა „განათლება“, თბილისი, მარჯანიშვილის ქ., 5.
Издательство «Ганатლება», Тбилиси, ул. Марджанишвили, 5.

1981

საი-ს სტამბა, თბილისი, ლენინის ქ. 69
Типография ГПИ, Тбилиси, ул. Ленина, 69