

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ჰიდრაულიკა

სამშენებლო ფაკულტეტი
აგროინჟინერიის
სპეციალობების სტუდენტებისათვის

თბილისი – 2012 წელი

შემდგენლები: ასოც. პროფესორი ზურაბ ლობჯანიძე
ასოც. პროფესორი შორენა კუპრეიშვილი

რედაქტორი: სრული პროფესორი გივი გავარდაშვილი

შესავალი

1. ჰიდრაულიკის განსაზღვრა

სიტყვა „ჰიდრაულიკას“ სიტყვა-სიტყვით თარგმნილს მხოლოდ ისტორიული მნიშვნელობა აქვს შერჩენილი. იგი წარმოიშვა ბერძნული ფუძის მქონე სიტყვების („ხიდორ“- წყალი; „აულოს“- მილსადენი) ურთიერთშერწყმით. თავდაპირველად იგი გამოხატავდა იმ საბუნებისმეტყველო დარგს, რომელიც გვაწვდიდა ცნობებს წყლის მოძრაობის შესახებ მილსადენებში, რამაც განსაზღვრა მისი სახელწოდება.

თანამედროვე მეცნიერული დისციპლინა „ჰიდრაულიკა“ არის გამოყენებითი მექანიკის ნაწილი, რომელიც შეისწავლის წვეთოვანი სითხეების (უპირველესად წყლის) წონასწორობისა და მოძრაობის კანონებს და იძლევა მეთოდებს ამ კანონების პრაქტიკული გამოყენებისათვის.

ჰიდრაულიკა ზოგადსაგანმანათლებლო დისციპლინაა, რომლის კანონები ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში.

დღეისათვის თითქმის შეუძლებელია დავასახელოთ ტექნიკის ნებისმიერი სფერო, სადაც რაიმე სახით არ იყოს გამოყენებული ჰიდრაულიკის კანონები.

ჰიდროტექნიკა და მელიორაცია, წყალმომარაგება და კანალიზაცია, ჰიდროენერგეტიკა და წყლის ტრანსპორტი ითვლება იმ ძირითად ტექნიკურ სფეროებად, სადაც ფართოდ გამოიყენება ჰიდრაულიკის კანონები.

ჰიდრაულიკა იყოფა ორ ძირითად ნაწილად: ჰიდროსტატიკად და ჰიდროდინამიკად. პირველი განიხილავს კანონებს, რომელსაც ექვემდებარება წონასწორობაში, ანუ უძრაობაში მყოფი წვეთოვანი სითხე, ხოლო მეორე – თეორიულ და პრაქტიკულ კანონებს, რომლებიც ახასიათებენ რეალურ წვეთოვან სითხეებს მოძრაობის დროს.

2. ჰიდრაულიკის განვითარების მოკლე ისტორია

ჰიდრაულიკის განვითარებას ხანგრძლივი ისტორია აქვს. კაცობრიობის მიერ თავისი სასიცოცხლო წყლის გამოყენებამ ისტორიულად განაპირობა ჰიდრაულიკის უხსოვარი დროიდან ჩასახვა და მისი თანმიმდევრული განვითარება.

ჩვენამდე მოღწეული მასალებიდან პირველ მეცნიერულ დამოუკიდებელ ნაშრომად ჰიდრაულიკაში არქიმედის (287-212 წწ. ჩვენს წელთაღრიცხვამდე) ტრაქტატი ითვლება, სადაც მოცემულია სხეულთა ცურვის თეორია, რომელიც დღესაც საფუძვლად უდევს თანამედროვე ნაოსნობას.

ჰიდროსტატიკის საკითხების შესწავლისას ფართო გამოკვლევები ჩატარდა ჰოლანდიელი სტივენსონისა (1548-1620წწ.) და ფრანგი პასკალის მიერ (1623-1662წწ.) სითხეების მოძრაობის საკითხების გამოკვლევას თავიანთი შრომები გალილეიმ (1564-1642წწ.), ნიუტონმა (1642-1726წწ.), ჰიუგენსმა (1629-1695წწ.). განსაკუთრებით აღსანიშნავია რუსეთის მეცნიერებათა აკადემიის წევრების ეონარდო ეილერის (1707-1783წწ.), ანიელ ბერნულის (1700-1782წწ.) და ჟ. დალამბერის (1717-1783წწ.) დამსახურებაა, რომელთაც ფუნდამენტის შექმნის გზით, კვლევის თეორიული საფუძველი ჩაუყარეს თანამედროვე ჰიდრაულიკას, როგორც მეცნიერებას, რამაც მას ბიძგი მისცა დამოუკიდებელ მეცნიერებად განვითარებისათვის.

განსაკუთრებული აღნიშვნის ღირსია ფრანგული სკოლის დამსახურება ჰიდრაულიკის განვითარებაში. ფასდაუდებელი ღვაწლი დასდეს პიტომ (1695-1771წწ.), შეზიმ (1718-1798წწ.), ბორდამ (1733-1792წწ.), დიუბუამ (1734-1809წწ.) და სხვებმა.

3. სითხის ძირითადი ფიზიკური თვისებები

ჰიდრაულიკის საკითხების შესწავლისას სითხის ფიზიკური თვისებები ერთ-ერთ მნიშვნელოვან როლს თამაშობს, მაგრამ მათი მხედველობაში მიღება ზოგიერთ შემთხვევაში შეუძლებელია მოვლენათა სირთულის გამო. იმისათვის, რომ ნათელი წარმოდგენა ვიქონიოთ იმ დაშვებებზე და მათ როლზე საერთო მოვლენებში, რომელთაც მიმართავს ჰიდრაულიკა პრაქტიკული საკითხების გადაწყვეტის დროს, საჭიროა ჰიდრაულიკის შესწავლა დავიწყოთ სითხის მთავარი ფიზიკური თვისებების შესხენებით.

1. სითხის განსაზღვრა. როგორც ცნობილია ფიზიკაში ერთმანეთისაგან განასხვავებენ მყარ და თხიერ ტანებს; არსებობს აგრეთვე პლაზმაც. თვით თხიერი ტანის დახასიათების მიზნით ცალკე გა მოყოფენ წვეთოვან სითხეებს, ანუ საკუთარ თხიერ ტანებს და აირებს. წვეთოვან სითხეებს მიაკუთვნებენ ძირითადად პრაქტიკულად უკუმშვად სითხეებს (წყალი, ნავთი და სხვა), ხოლო აიროვან სითხეებს – პრაქტიკულად კუმშვად სითხეებს.

საერთო შემთხვევაში, წნევისა და ტემპერატურის ცვლილებასთან კავშირში, წვეთოვანი თხიერი ტანი შეიძლება გადავიდეს მყარ ან აიროვან მდგომარეობაში.

ჰიდრაულიკის კურსი ძირითადად სწავლობს წვეთოვან სითხეებს, რის გამოც თუ სპეციალურად არ იქნება აღნიშნული ამის შემდეგ, სითხის ქვეშ ვგულისხმობთ მხოლოდ წვეთოვან სითხეს. აქედან გამომდინარე, სითხე შეიძლება განისაზღვროს შემდეგნაირად: **სითხე ეწოდება ფიზიკურ სხეულს, რომელსაც არ გააჩნია ფორმის შენარჩუნების უნარი.** სითხე იღებს იმ ჭურჭლის ფორმას, რომელშიდაც იგი ასხია. მცირე სიდიდის ძალას შეუძლია თხიერი ტანის მნიშვნელოვანი დეფორმაცია.

ბუნებაში არსებული სითხეები ხასიათდებიან დენადობით, რომლის ხარისხი დამოკიდებულია სითხის ნაწილაკთა შორის არსებულ ურთიერთშეჭიდულობაზე და ამ უნარზე, რომლითაც იგი მოძრაობას ეწინააღმდეგება.

2. სითხის ხვედრითი წონა და სიმკვრივე: ერთგვაროვანი სითხის ხვედრითი წონა ეწოდება აღებული სითხის წონის შეფარდებას მის მიერ დაკავებულ მოცულობასთან. იგი აღინიშნება γ - ასოთი.

$$\gamma = \frac{G}{W} \quad (1)$$

სადაც G - ერთგვაროვანი სითხის წონა; W - ამ სითხის მიერ დაკავებული სითხის მოცულობა; ხშირად γ -ს მოცულობით წონასაც ეძახიან.

ხვედრითი წონის განზომილება განისაზღვრება (1) დამოკიდებულებით.

მაგალითად $MkFCC$ ერთეულთა სისტემაში მისი განზომილებაა $\frac{კბ.ძ}{გ^3}$; ხოლო $СИ$

სისტემაში $\frac{კბ}{გ^2წმ^2}$, ან $\frac{ნტ}{გ^3}$.

ხვედრითი წონის რიცხობრივი მნიშვნელობები მტკნარი წყლისათვის აიღება:

$$\gamma = 1 \frac{ტ.ძ.}{გ^3} = 1000 \frac{კბ.ძ.}{გ^3} = 0,001 \frac{კბ.ძ.}{სმ^3} = 1 \frac{ტ.ძ.}{სმ^3} .$$

რადგან ტემპერატურეს ცვლილებით სითხის მოცულობა იცვლება, ბუნებრივია, იცვლება მისი ხვედრითი წონაც. ყველაზე დიდი ხვედრითი წონა, მაგალითად, წყალს გააჩნია $+4^{\circ}C$ ტემპერატურაზე.

ერთგვაროვანი სითხის სიმკვრივე, ანუ კუთრი (ხვედრითი) მასა ეწოდება სხეულის მასის შეფარდებას მის მიერ დაკავებულ მოცულობასთან. სიმკვრივე აღინიშნება ρ ასოთი:

$$\rho = \frac{m}{W} \quad (2)$$

$$\rho = \frac{G}{gW} \quad (3)$$

თუ მხედველობაში მივღებთ (1) და (3) დამოკიდებულებებს გვექნება:

$$\gamma = \rho g \quad (4)$$

3. ტემპერატურისა და წნევის გავლენა სითხეების სიმკვრივესა და ხვედრით წონაზე. სითხის დრეკადობის მოდული: სითხის მოცულობის ფარდობით ცვლას

წნევის $1 \frac{კბ.ძ.}{სმ^2}$ -ით შეცვლისას ეწოდება სითხის მოცულობითი კუმშვადობის

კოეფიციენტი:

$$\beta_p = \frac{1}{W} \frac{dW}{dp} \quad (5)$$

სადაც dp – წნევის ნაზრდია.

4. სითხის წებოვნება, სიბლანტე, ანუ შინაგანი ხახუნი: სითხე, ისევე როგორც ნებისმიერი ფიზიკური სხეული, ეწინააღმდეგება გამჭიმავ ძალებს. სითხის ამ თვისებას, ე.ი. გამჭიმავი ძალებისადმი წინააღმდეგობას, წებოვნება ეწოდება. წყლის წებოვნება $3.6 \frac{\text{პბ.ძ.}}{\text{გ}^2}$ – ის ტოლია.

მოძრავი სითხის თვისებას, რომლის დროსაც სითხის შიგნით ჩაისახება მხები ძაბვები, სიბლანტეს, ანუ შინაგან ხახუნს ვეძახით. სიბლანტე სითხის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი თვისებაა, რომელიც ახასიათებს მოძრაობისადმი წინააღმდეგობას.

ი. ნიუტონმა პირველმა ჩამოაყალიბა ჰიპოთეზა სითხეში სიბლანტის შედეგად ჩასახული ძალის რიცხოვრივი სიდიდის დასადგენად, რომლის გადალახვაც აუცილებელია მოძრაობის უზრუნველსაყოფად.

ი. ნიუტონის ზემოთ აღნიშნული ჰიპოთეზა მდგომარეობს შემდეგში: თუ სითხის ორი ურთიერთშემხები (მეზობელი) შრე მოძრაობს u და $u + du$ სიჩქარეებით (ნახ.1), მაშინ მათ შორის წარმოშობილი მხები ძაბვა დამოკიდებულია სითხის ფიზიკურ თვისებებზე (სიბლანტეზე) და სიჩქარეთა ცვლის ინტენსივობაზე წინსვლითი ძრაობის ნორმალის მიმართულებით.

სიჩქარეთა განაწილების ეპიურა ცოცხალ კვეთში (ვერტიკალზე)

ა)

ბ)



დაწნევიანი მოძრაობა

უდაწნევი მოძრაობა

ნახ. 1. სიჩქარეთა განაწილების ეპიურა ცოცხალ კვეთში (ვერტიკალზე) ეს ჰიპოთეზა მათემატიკურად ასე გამოიხატება:

$$\tau = \pm \mu \frac{du}{dn} \left[\frac{F}{L^2} \right], \quad (6)$$

სადაც τ არის მხები ძაბვა, რომელიც ჩაისახება მოხახუნე ზედაპირზე; du - სიჩქარის ნაზრდი; dn - მანძილი განსახილველ შრეებს შორის; $\frac{du}{dn}$ - სიჩქარის გრადიენტი; μ - სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტი.

ჰიდრაულიკაში ხშირად იხმარება სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტის ცნება. იგი წარმოადგენს სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტის ფარდობას სითხის სიმკვრივესთან:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{L^2}{t} \right], \quad (7)$$

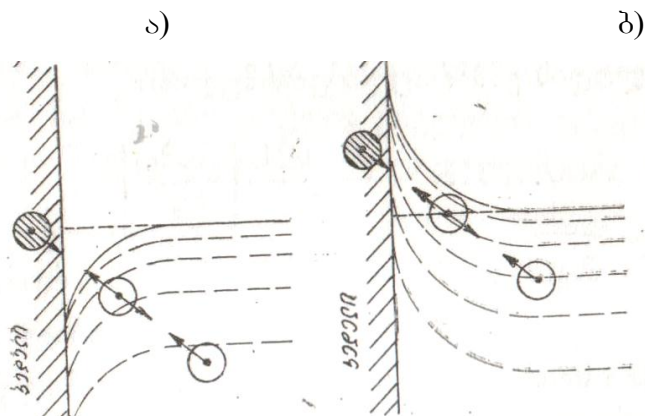
აღსანიშნავია, რომ გარდა იმ სითხეებისა, რომლებიც ი. ნიუტონის ზემოთ მოყვანილ (6) ჰიპოთეზას ემორჩილება, ბუნებაში გვხვდება ისეთი სითხეებიც, რომლებიც არ ემორჩილება აღნიშნულ პირობას. (მაგ. კოლოიდური ხსნარები, პლასტიკური ტანები, დურღო სითხეები, ბმული სელური ნაკადები და სხვა). იმისათვის, რომ ასეთმა სითხეებმა მოძრაობა დაიწყო, საჭიროა გადაილახოს განსაზღვრული სიდიდის საწყისი ძაბვა τ_0 , ასეთ სითხეებს შეედოვ-ბინგამის სითხეებს უწოდებენ, რომელთა ხახუნის ძაბვის დასახასიათებლად სარგებლობენ დამოკიდებულებით:

$$\tau = \tau_0 \pm \mu \frac{du}{dn} \quad (8)$$

თუ შევადარებთ ნორმალურ, ანუ ნიუტონურ სითხეს შეედოვ-ბინგამისას ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ნიუტონის სითხეებში უძრაობის დროს და მეზობელ შრეთა შორის თანაბარი სიჩქარის შემთხვევაში სითხის შიგნით ადგილი არ აქვს მხები ძაბვების ჩასახვას (6) მაშინ, შეედოვ-ბინგამის სითხეებში მხები ძაბვები ჩაისახება უძრაობის შემთხვევაშიც.

5. კაპილარული აწევა და ზედაპირული დაჭიმულობა. კაპილარული აქწევა ერთ-ერთ მნიშვნელოვან მოვლენად ითვლება ჰიდრომელიორაციულ და ჰიდროტექნიკურ მშენებლობაში.

თუ კაპილარულ მილს მოვათავსებთ სითხეში, შეიძლება ორ შემთხვევაში ჰქონდეს ადგილი – ერთ შემთხვევაში სითხის დონე კაპილარში უფრო მაღლა იყოს ვიდრე სითხის თავისუფალ ზედაპირი ჭურჭელში, რომელშიც სითხე ასხია და მეორე შემთხვევაში პირიქით. ესა თუ ის მოვლენა დამოკიდებულია შემდეგ გარემოებებზე:



ნახ. 2.

თუ სითხის მოლეკულებს შორის მიზიდულობის ძალა მეტია, ვიდრე მიზიდულობის ძალა სითხის მოლეკულებსა და მყარი კედლის ნაწილაკებს შორის, მაშინ ადგილი ექნება მე-2 ნახაზზე, მოცემულ (ა) შემთხვევას, წინააღმდეგ შემთხვევაში – (ბ)-ს. პირველ შემთხვევაში კაპილარული აწევა იქნება უარყოფითი, მეორე შემთხვევაში – დადებითი. პირველ შემთხვევაში სითხის მენისცი კაპილარში იქნება ამოზნექილი, მეორე შემთხვევაში – ჩაზნექილი.

წყლის კაპილარული აწევა მით მეტი იქნება, რაც უფრო შემცირდება კაპილარის დიამეტრიც. იგი თავის მხრივ გამოიწვევს მენისკის ძლიერ გამრუდებას.

4. იდეალური სითხის ცნება

ზემოთ მოყვანილი სითხის მთავარი ფიზიკური თვისებებიდან შესაძლებელია დავასკვნათ, რომ რიგი პრაქტიკული გაანგარიშებების ჩატარების დროს, შესაძლებელია ისეთი ფიზიკური თვისებების უგულებელყოფა, როგორცაა: კუმშვადობა, ტემპერატურული დეფორმაცია, წებოვნება და სხვა. ერთ-ერთ ძირითად ფაქტორს, რომელიც მნიშვნელოვან როლს თამაშობს სითხეების მოძრაობასთან დაკავშირებული ამოცანების გადაწყვეტილებისას, სიბლანტე წარმოადგენს.

იმ შემთხვევაში, როდესაც ხახუნის ძალები მცირეა სითხეზე მოქმედ სხვა ძალებთან შედარებით ან კიდევ იმ შემთხვევაში, როდესაც საჭიროა მოვლენის გამარტივება, რათა შესაძლებელი გავხადოთ მისი თვისობრივი შესწავლა, ძირითადად ჰიდრომექანიკაში და ნაწილობრივ ჰიდრაულიკაშიც, სარგებლობენ სრულყოფილი, ანუ იდეალური სითხის ცნებით.

იდეალური სითხე, ეს რეალური სითხის აბსტრაქტული (წარმოსახვითი) მოდელია. იდეალური სითხე წარმოადგენს ნულოვანი სიბლანტის მქონე უწყვეტ თხიერ ტანს, რომლის მოცულობაც, წნევისა და ტემპერატურეს ცვლილების მიუხედავად მუდმივია.

5. სითხეზე მოქმედი ძალები

წონასწორობაში ან მოძრაობაში მყოფი სითხე, ჰიდრაულიკური თვალსაზრისით, ეს უწყვეტ ტანთა გარემოა, რომელიც შედგება მატერიალურ წერტილთა (ან სისტემატა) ერთობლიობისაგან. ყველა ძალა, რომელიც სითხეზე (ან უფრო ზუსტად აღნიშნულ მატერიალურ წერტილზე) მოქმედებს, შეიძლება დაიყოს შინაგან და გარეგან ძალებად.

შინაგანი ძალები, ეს ის ძალებია, რომლებიც მატერიალურ წერტილთა ურთიერთქმედებას ახასიათებს.

გარეგანი ძალები ახასიათებს გარემოს ზემოქმედებას სითხეზე.

გარეგანი ძალები, რომლებიც მოქმედებს განსახილველი სითხის მოცულობაზე, იყოფა ორ ჯგუფად: მოცულობითი (ანუ მასობრივი) და ზედაპირულ ძალებად.

მოცულობითი ძალები, ეს ის ძალებია, რომლებიც მოქმედებს განსახილველი სითხის ყველა წერტილზე. მათი სიდიდე სითხის მასის პროპორციულია და ხასიათდება მოცულობითი ძალების აჩქარებით. თუ მოცემული სითხის სიმკვრივე უცვლელია (ე.ი. $\rho = const.$), მაშინ მოცულობითი ძალის სიდიდე განსახილველი სითხის მოცულობის პროპორციულია. მოცულობით ძალებს მიეკუთვნება: სითხის საკუთარი წონა, ინერციის ძალა და სხვა.

ზედაპირული ძალები, ისევე როგორც მოცულობითი ძალები, ახასიათებს გარემოს ზემოქმედებას სითხეზე, მოქმედებს ნებისმიერად ორიენტირებულ განსახილველ სიბრტყეზე და ამ სიბრტყის ფართის პროპორციულია, ზედაპირულ ძალებს მიეკუთვნება: წნევის ძალა, ხახუნის ძალა და სხვა. მოქმედების მიმართულების მიხედვით ზედაპირული ძალები შეიძლება იყოს როგორც ნორმალური, ასევე მხებიც.

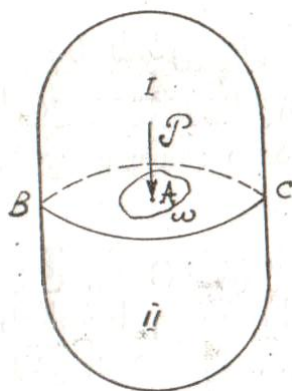
Tavi I.

1.1 ჰიდროსტატიკური წნევა და მისი ძირითადი თვისებები

ჰიდროსტატიკა, როგორც უკვე აღნიშნული იყო, ჰიდრავლიკის ის ნაწილია, რომელიც შეისწავლის წონასწორობაში მყოფი სითხის კანონებს.

ჰიდრავლიკის ერთ-ერთ ძირითად ცნებად ითვლება წნევა. ჰიდრომექანიკური თვალსაზრისით წნევას ეწოდება ჰიდროსტატიკური, თუ სითხე წონასწორობაშია და ჰიდროდინამიკური თუ სითხე მოძრაობაშია. აღნიშნება - p ასოთი.

ჰიდროსტატიკის წნევის განმარტებისათვის მივმართოთ ნახაზს, რომელზეც მოცემულია, წონასწორობაში მყოფი სითხის ნებისმიერი ფორმის რაღაც მოცულობა.



ნახ. 1.1

გავაკეთოთ თხიერი ტანის ნებისმიერი BC ზედაპირით ორ ნაწილად და მექანიკის ცნობილი წესის თანახმად მოვაცილოთ ერთი ნაწილი (ამ შემთხვევაში I ნაწილი), მოცილებული ნაწილის ზემოქმედება (II ნაწილზე) შევცვალოთ შესაბამისი ძალის სიდიდით, ზოგად შემთხვევაში რაღაც ω ფართზე, ზემოთაღნიშნული მოცილებული ნაწილის ზემოქმედება დავახასიათოთ სრული ძალის რაღაც ნაწილი P ძალით.

P ძალას, რომელიც მოქმედებს ω ფართზე, ჰიდროსტატიკური წნევის ძალას, ანუ უბრალოდ ჰიდროსტატიკურ ძალას ეძახიან.

როგორც ნახაზიდან ჩანს P II ნაწილისათვის ზედაპირული ძალაა, ხოლო სითხის მთელი მოცულობისათვის (გაკვეთამდე) – შინაგანი ძალა.

თუ P ძალას გავყოფთ ω ფართზე

$$p_{\text{საშ}} = \frac{P}{\omega} \quad (1.1)$$

მივიღებთ ძაბვის საშუალო მნიშვნელობას, ანუ ძალის საშუალო მნიშვნელობას ω ფართის ერთეულზე. $p_{\text{საშ}}$ -ს საშუალო ჰიდროსტატიკურ წნევას უწოდებენ.

თუ განსახილველ ω ფართის სიდიდე მიისწრაფვის ნულისკენ, მაშინ $P_{სა}$ მნიშვნელობა უნდა მიისწრაფოდეს თავის ზღვრული p მნიშვნელობისაკენ, რომელიც გამოხატავს წნევას მოცემულ წერტილში:

$$p = \lim_{\omega \rightarrow 0} \left(\frac{P}{\omega} \right) \quad (1.2)$$

მას, „წერტილში ჰიდროსტატიკურ წნევას“, ან უბრალოდ „წერტილში წნევას“ უწოდებენ.

თუ P -ს აქვს ძალის შესაბამისი განზომილება $[F]$, მაშინ p -ს უნდა ჰქონდეს ძაბვის შესაბამისი განზომილება $\left[\frac{F}{L^2} \right]$.

ჰიდროსტატიკური წნევის საზომ ტექნიკურ ერთეულად მიღებულია $1 \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2}$ რომელსაც ერთ ტექნიკურ ატმოსფეროს ეძახიან, ე.ი. $1 \text{ატ} = \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2}$. ეს სიდიდე შეესაბამება ჰაერის ნორმალურ წნევას ზღვის დონიდან 200 მეტრ ნიშნულზე.

საერთაშორისო სისტემაში (СИ) ჰიდროსტატიკური წნევის საზომ ერთეულად მიღებულია სიდიდე, რომლითაც იმოქმედებს 1 ნიუტონის ტოლი წნევის ძალა 1 კვადრატულ მეტრ ფართობზე, ე.ი.

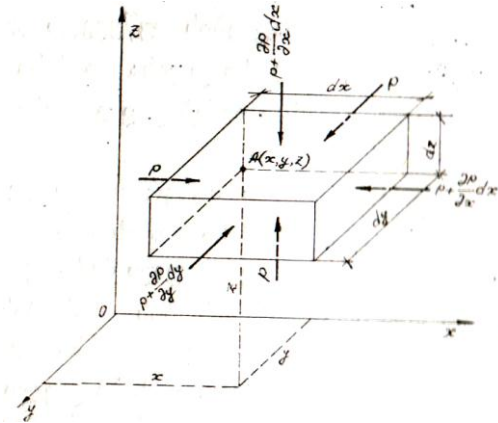
$$1 \frac{\text{ნ}}{\text{მ}^2} = \frac{1}{98066,5} \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2} = \frac{1}{9,80665} \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{მ}^2}$$

შეგჩერდეთ ჰიდროსტატიკური წნევის ძირითად თვისებებზე.

- 1. პირველი თვისება.** ჰიდროსტატიკური წნევა ყოველთვის მიმართულია სითხის შიგნით განსახილველი ზედაპირის მართობულად, ე.ი. მის მიერ განვითარებული წნევის ძალა გვევლინება ზედაპირული მკუმშავი ძალის სახით.
- 2. მეორე თვისება.** წონასწორობაში მყოფი სხეულის ნებისმიერ წერტილში ჰიდროსტატიკური წნევის სიდიდე არაა დამოკიდებული ამ წერტილზე გატარებული სიბრტყის ორიენტაციაზე (მიმართულებაზე), ე.ი. წერტილში ჰიდროსტატიკური წნევა ყველა მიმართულებით თანაბარია.
- 3. მესამე თვისება.** ჰიდროსტატიკური წნევის მნიშვნელობა ნებისმიერ წერტილში დამოკიდებულია თვით ამ წერტილის მდებარეობაზე სითხეში, ანუ მის კოორდინატებზე.

1.2 სითხის წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებები

წონასწორობაში მყოფი სითხის A წერტილთან, რომლის კოორდინატებია x, y და z , გამოვეყთ ელემენტალური პარალეპიპედი საკოორდინატო ღერძებისადმი პარალელური უსასრულოდ მცირე ზომის dx, dy და dz წიბოებით (ნახ. 4) ამ პარალეპიპედზე ზედაპირული ძალებიდან იმოქმედებს გარემომცველი სითხის ქმედების გამომხატველი წახნაგების მართობი მკუმშავი წნევები, ხოლო მოცულობითი ძალებიდან ზოგად შემთხვევაში შეიძლება მოქმედებდეს სიმძიმის, ინერციის, ცენტრიდანული და სხვა ძალები.



ნახ. 1.2

დაუშვათ, რომ A წერტილში, რომელიც ამავე დროს პარალეპიპედის ერთ-ერთი წვერია, ჰიდროსტატიკური წნევა p -ს ტოლია. პარალეპიპედის წახნაგთა უსასრულოდ მცირე ზომების გამო, ჩავთვალოთ იგი საშუალო წნევად A წერტილში გადაკვეთილი ყველა წახნაგისათვის.

თუ მივიღებთ მხედველობაში $p = f(x, y, z)$ ფუნქციის უწყვეტობას და აგრეთვე იმას, რომ A წვეროში გადაკვეთილი ყველა წახნაგის პარალელური წახნაგისათვის იცვლება მხოლოდ ერთი კოორდინატი, სათანადოდ dx, dy, dz -ით (ე.ი. x გახდება $x+dx$ და y გახდება $y+dy$ და სხვა.). და ორი დანარჩენი კი რჩება მუდმივი, ამიტომ ამ წახნაგებისათვის საშუალო ჰიდროსტატიკურ წნევათა მნიშვნელობები სათანადოდ იქნება:

$$p + \frac{\partial p}{\partial x} dx ; \quad p + \frac{\partial p}{\partial y} dy ; \quad p + \frac{\partial p}{\partial z} dz ;$$

ცალკეულ წახნაგზე მოქმედი წნევის ძალის მისაღებად საჭიროა ამ წახნაგზე მოქმედი წნევის მნიშვნელობა გამრავლდეს სათანადო წახნაგის ფართობზე. მაგალითად, dx ღერძის მართობ წახნაგზე წნევის ძალების სათანადო მნიშვნელობები იქნება:

$$pdx dz; \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz$$

წონასწორობაში მყოფი სითხის ერთეულ მასაზე მოქმედი ყველა მოცულობითი ძალის ტოლქმედის აჩქარების მდგენელებს თუ აღვნიშნავთ სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე X, Y, Z -ით, მაშინ ელემენტარული პარალეპიპედის მოცულობა $dxdydz$ მასზე მოქმედი ყველა მოცულობითი ძალის ტოლქმედის მდგენელები სათანადო საკოორდინატო ღერძზე იქნება:

$$X\rho dxdydz; \quad Y\rho dxdydz; \quad Z\rho dxdydz.$$

სადაც ρ არის სითხის სიმკვრივე; $dxdydz$ - პარალეპიპედის მოცულობა.

მიღებულ დამოკიდებულებაში პარალეპიპედის უსასრულოდ მცირე მოცულობის გამო მხედველობაში არ არის მიღებული მოცულობითი ძალების და სითხის მასის ის უმნიშვნელო ცვლილება, რითაც შეიძლება განსხვავდებოდეს ისინი ერთმანეთისაგან პარალეპიპედის იმ წერტილებში, რომლებიც A წერტილს ემთხვევა. ვიცით რა წონასწორობაში მყოფ პარალეპიპედზე მოქმედი ყველა ძალის მნიშვნელობა, წონასწორობის პირობის შედგენა უკვე სიძნელეს არ წარმოადგენს.

თეორიული მექანიკიდან ცნობილია, რომ წონასწორობის პირობის შესანარჩუნებლად სითხეში გამოყოფილ ელემენტარულ პარალეპიპედზე მოქმედი ყველა ძალის გეგმილების ჯამი სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე ტოლ უნდა იყოს ნულის.

ამ დებულების შესაბამისად OX ღერძის მიმართ წონასწორობის პირობა შემდეგნაირად ჩაიწერება:

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

საიდანაც, მოქმედებათა შესრულების, მარტივი გარდაქმნებისა და პარალეპიპედის მოცულობაზე შეკვეცის შემდეგ მივიღებთ წონასწორობის განტოლებას ერთეული მოცულობის მქონე სითხისათვის

$$X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

ანალოგიური მსჯელობით მივიღებთ აგრეთვე OY და OZ ღერძებისათვისაც კიდევ ორ ასეთ განტოლებას.

საბოლოოდ გვექნება:

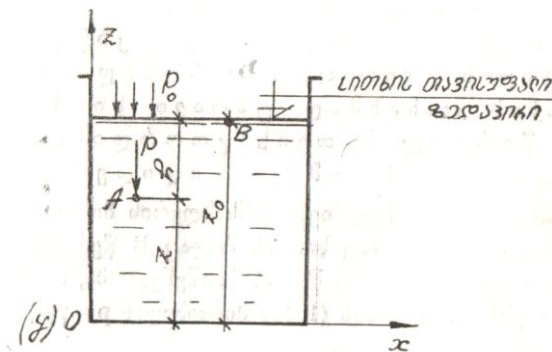
$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

მიღებული განტოლებათა სისტემა პირველად პირველად ლ. ეილერის მიერ იქნა გამოყვანილი 1755 წელს, მას სითხის წონასწორობის ეილერის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემას ეძახიან.

ამ განტოლებებით სარგებლობისას საჭიროა ყურადღება მიექცეს იმ გარემოებას, რომ მათი გამოყვანისას ზედაპირული ძალებიდან მხოლოდ წნევის ძალა მივიღეთ მხედველობაში. მართალია სითხეში მოქმედებენ სხვა ზედაპირული ძალებიც, მაგ. გამჭიმავი ძალები, წებოვნება, ზედაპირული დაჭიმულობა და სხვა რომელთა მნიშვნელობანი სხვა ძალებთან შედარებით სითხის დიდი მოცულობის შემთხვევაში უმნიშვნელოა, როგორც უკვე ზემოთ იყო აღნიშნული, ეს ძალები გამოვლინდება სითხის მცირე დამოკიდებული მოცულობის შემთხვევაში.

**1.3 ჰიდროსტატიკური წნევის განსაზღვრა იმ შემთხვევისათვის, როდესაც მოცულობითი ძალებიდან წონასწორობაში მყოფ სითხეზე მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა
(მძიმე სითხის წონასწორობის შემთხვევა)**

დაუშვათ, რომ წონასწორობაში მყოფ სითხეზე მოცულობითი ძალებიდან მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა. თუ oz ღერძი მიმართული იქნება ვერტიკალურად ზევით, ox თარაზულად, ხოლო oy ნახაზის მართობ სიბრტყეში (ნახ. 1.3).



ნახ. 1.3

თუ მოცულობითი ძალების აჩქარების გეგმილების შესაბამის მნიშვნელობებს ჩავსვავთ შესაბამის დამოკიდებულებაში მივიღებთ:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = X = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial y} = Y = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial z} = Z = 0;$$

(რადგან $\rho = const$), იგი მიიღებს ასეთ სახეს:

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

რომლის ინტეგრების შემდეგ სითხის რაღაც A წერტილში წნევის მნიშვნელობა იქნება:

$$p = -\gamma z + C \quad (1.4)$$

ან, რაც იგივეა

$$z + \frac{p}{\gamma} = const, \quad (1.5)$$

სადაც g არის სიმძიმის ძალის აჩქარება;

z - განსახილველი წერტილის კოორდინატი;

$\frac{p}{\gamma}$ - დაწნევა;

C - ინტეგრირების მუდმივა.

მიღებული (1.5) დამოკიდებულება ჰიდროსტატიკის ძირითად კანონად ითვლება. ამ კანონის თანახმად უძრავი სითხის ნებისმიერი წერტილისათვის კოორდინატისა და დაწნევის ჯამი მუდმივი სიდიდეა.

ინტეგრირების მუდმივას განსაზღვრის მიზნით განვიხილოთ სასაზღვრო პირობები. თუ სითხის რაღაც B წერტილისათვის ცნობილია z_0 კოორდინატის და წნევის მნიშვნელობა, რომელიც p_0 -ის ტოლია (ნახ. 5) , მაშინ (1.5) პირობიდან $p = p_0 + \gamma z_0$, მაშასადამე:

$$p = p_0 + \gamma(z_0 - z) \quad (1.6)$$

თუ ავღნიშნავთ A და B წერტილების კოორდინატების სხვაობას სიდიდით $h = z_0 - z$, მაშინ მივიღებთ სრული ჰიდროსტატიკური წნევის შემდეგ ძირითად განტოლებას:

$$p = p_0 + \gamma h \quad (1.7)$$

აქედან დასკვნა: როდესაც უძრავობაში მყოფ ერთგვაროვან სითხეზე მოცულობითი ძალებიდან მხოლოდ სიმძიმის ძალა მოქმედებს, მაშინ სითხის ნებისმიერ წერტილში წნევის სიდიდე მეორე წერტილში წნევისა და ამ წერტილებს შორის ვერტიკალური მიმართულებით მანძილის მოცულობით წონაზე ნამრავლის ჯამით განისაზღვრება. (1.7) დამოკიდებულებაში γh - სიდიდე გამოხატავს იმ ერთეული განიკვეთის მქონე ვერტიკალური სვეტის სითხის წონას, რომელიც მოთავსებულია განსახილველ წერტილებს შორის.

პრაქტიკაში ხშირად ჩვენთვის ცნობილია ის წნევა, რომელიც სითხის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედებს. იგი უმეტეს შემთხვევაში ატმოსფერული წნევის ტოლია. ამ შემთხვევაში ჰიდროსტატიკური წნევის განტოლება (1.7) მიიღებს სახეს:

$$p = p_a + \gamma h \quad (1.8)$$

აქ h - განსახილველი წერტილის ჩაღრმავებაა სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან. (1.8) დამოკიდებულებიდან ჩანს, რომ რაც უფრო ღრმად იმყოფება განსახილველი წერტილი სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან, მით უფრო დიდი წნევა მოქმედებს მასზე.

როგორც მოყვანილი დამოკიდებულებიდან ჩანს მასში შედის წნევა სითხის თავისუფალ ზედაპირზე და უშუალოდ სითხის მიერ გამოწვეული წნევა p_h , რომელსაც ხალას წნევას უწოდებენ.

ხალასი და სითხის თავისუფალ ზედაპირზე მოქმედ წნევათა ჯამს სრული ჰიდროსტატიკური, ანუ აბსოლუტური წნევა ეწოდება.

სრული ჰიდროსტატიკური წნევა შეიძლება იყოს მეტი ან ნაკლები, ვიდრე ატმოსფერული წნევაა, ე.ი. $p > p_a$ ან $p < p_a$.

იმ შემთხვევაში, როდესაც $p > p_a$, მაშინ წარმოებს აბსოლუტურ (p) და ატმოსფერულ (p_a) წნევათა სხვაობის განსაზღვრა, რომელსაც, როგორც ზემოთ ავღნიშნეთ, ხალას, ანუ მანომეტრულ წნევას ($p_{\text{მ.ე.}} = p_h$) უწოდებენ.

$$p_{\text{მ.ე.}} = p - p_a \quad (1.9)$$

ხალასი წნევის გაზომვა წარმოებს სპეციალური ხელსაწყოთი, რომელსაც მანომეტრი ეწოდება.

იმ შემთხვევაში, როდესაც $p < p_a$ მაშინ ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ვაკუუმს. ე.ი. ვაკუუმი არის წნევის დანაკლისი ატმოსფერულ წნევაზე.

$$p_{\text{ვ.ე.}} = p_a - p \quad (1.10)$$

ვაკუუმის საზომ ხელსაწყოს ვაკუუმმეტრი ეწოდება.

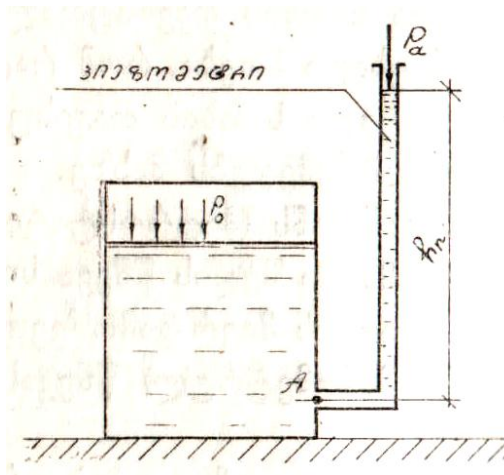
1.4 პიეზომეტრული სიმაღლე წნევის საზომი ხელსაწყოები

პიეზომეტრული სიმაღლე იზომება სიგრძის შესაბამის ერთეულებში.

სითხის სიმაღლეს, რომელიც ახასიათებს მანომეტრულ წნევას, უბრალოდ პიეზომეტრულ სიმაღლეს უწოდებთ.

მაგალითად, თუ განსახილველ წერტილში წყლის წნევა $p = 1 \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2}$, მაშინ ამ წერტილში მოთავსებული პიეზომეტრულ მილაკში წყალი დადგება

$$h_n = \frac{1 \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2}}{1 \frac{\text{ტ.ძ.}}{\text{მ}^3}} = \frac{10 \frac{\text{ტ.ძ.}}{\text{მ}^2}}{1 \frac{\text{ტ.ძ.}}{\text{მ}^3}} = 10 \text{ მ სიმაღლეზე.}$$

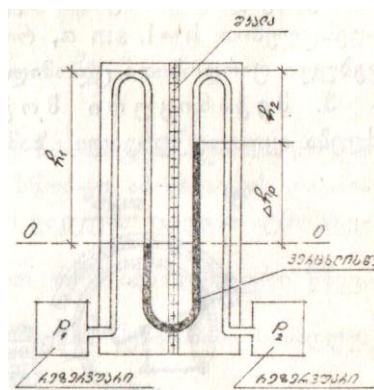


ნახ. 14

თუ გავითვალისწინებთ, რომ $1 \frac{\text{კგ.ძ.}}{\text{სმ}^2} = 1 \text{ ატმ.}$, მაშინ ყოველი 10 მ სიმაღლის წყლის სვეტი 1 სმ^2 ფართობზე საკუთარი წონით განავითარებს 1 ატმ. -ს ტოლ წნევას, 20 მ წყლის სვეტი – 2 ატმოსფეროს და ა.შ.

ქვემოთ შევჩერდეთ წნევების საზომ ზოგიერთ ხელსაწყოზე.

1. დიფერენციალური (ორსითხიანი) მანომეტრი. იგი შედგება „V” მაგვარი შუშის მილისაგან (ნახ. 15) რომელშიდაც ვერცხლისწყალი ასხია.



ნახ. 15

როდესაც ხელსაწყო არ არის მიერთებული იმ რეზერუართან, რომელთა შორისაც წნევათა სხვაობაა გასაზომი, მაშინ ვერცხლისწყლის თავისუფალ ზედაპირზე თანაბარი წნევა მოქმედებს და სითხე ორივე მუხლში ერთ დონეზე დადგება.

როდესაც დიფერენციალური მანომეტრის ორივე ბოლოს მიუერთებთ იმ რეზერუარებს, რომლებშიდაც წნევები ერთმანეთის ტოლი არ არის, მაშინ ვერცხლისწყალი მუხლებში სხვადასხვა სიმაღლეზე დადგება ისე, როგორც ეს

ნახაზზეა ნახვენები. თუ ავღნიშნავთ p_1 და p_2 წნევების სიდიდეს რეზერუარში, სათანადოდ h_1 და h_2 სითხეთა სიმაღლეებს (დაწნევებს) მუხლებში, ხოლო Δh_p მუხლებს შორის ვერცხლისწყლის დონეთა სხვაობას, წონასწორობის პირობა მაშინ 0=0 საფარდი სიბრტყის მიმართ გვაძლევს:

$$p_1 + \gamma h_1 = p_2 + \gamma h_2 + \gamma_p \Delta h_p \quad \text{ანუ} \quad \Delta p = p_1 - p_2 = \gamma_p \Delta h_p - \gamma(h_1 - h_2)$$

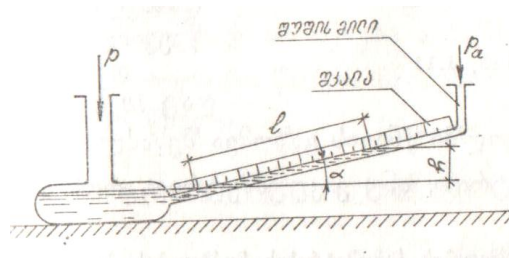
ადვილი შესამჩნევია, რომ $\Delta h_p = h_1 - h_2$, მაშინ

$$\Delta p = \Delta h_p (\gamma_p - \gamma) \quad (1.11)$$

სადაც, სათანადოდ γ და γ_p რეზერუარში მყოფი სითხისა და ვერცხლისწყლის სვედრითი წონებია.

როგორც (1.11) პირობიდან ირკვევა, რეზერუარში წნევათა სხვაობის გასარკვევად საკმარისია დიფერენციალური მანომეტრის მუხლებს შორის ვერცხლისწყლის დონეთა სხვაობის სიდიდე გამრავლდეს სითხეების სვედრით წონათა სხვაობაზე.

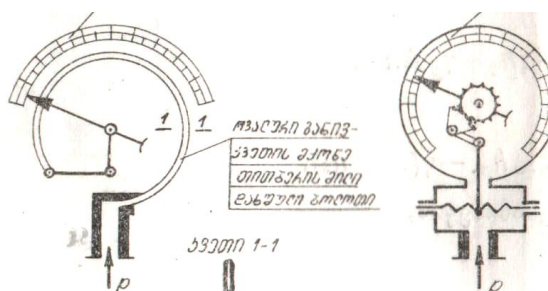
2. მიკრომანომეტრი. უაღრესად მცირე სიდიდის წნევის საზომად იხმარება. მიკრომანომეტრში ვერტიკალური შკალა შეცვლილია ჰორიზონტისადმი α კუთხით დახრილი შკალით (ნახ. 1.7). მიკრომანომეტრი ივსება წყლით ან სპირტით.



ნახ. 1.7

წნევის გაზრდის შედეგად უმნიშვნელოდ შეცვლილი h დაწნევის შემჩნევა ვერტიკალურ შკალაზე ძნელია. ამის გამო იგი შესაძლებელია ავითვალოთ l სიგრძის ჩვენების საფუძველზე შემდეგი დამოკიდებულებით: $h = l \sin \alpha$, რომლის დროსაც ათვლის შედეგად დაშვებული ფარდობითი ცდომილება შედარებით უმნიშვნელო იქნება.

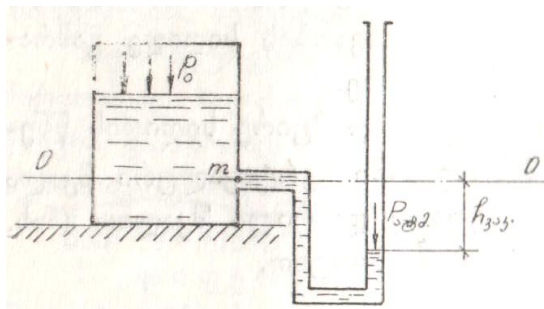
3. მექანიკური მოქმედების მანომეტრი. შეიძლება იყოს აღჭურვილი ზამბარით ან მემბრანით (ნახ. 1.8).



ნახ. 1.8

ამ ტიპის მანომეტრები ძირითადად იხმარება მაღალი წნევების გასაზომად. მათი მოქმედების პრინციპი მოყვანილი ნახაზებიდან ნათელია, რაზედაც არ შევჩერდებით.

4. ვაკუუმმეტრი. მისი მეშვეობით იზომება ვაკუუმი, ანუ, როგორც უკვე ავღნიშნეთ, განისაზღვრება დახშულ ჭურჭელში წნევის დანაკლისი ატმოსფერულ წნევაზე.



ნახ. 1.9

დაუშვათ, რომ რაღაც m წერტილში (ნახ. 1.9) $p < p_a$. ამ წერტილში წნევის გაზომვა შესაძლებელია ე.წ. შებრუნებული პიეზომეტრით, ანუ ვაკუუმმეტრით, რომელიც „ V ” მაგვარ მოხრილ შუშის მილაკს წარმოადგენს. ბუნებრივია ამ მილაკში სითხის დონე m წერტილზე უფრო დაბლა აღმოჩნდება, ე.ი. პიეზომეტრული წნევა ანუ ვაკუუმი იქნება უარყოფითი

$$h_a = \frac{p_a - p}{\gamma} = -\frac{P_{ვაკ}}{\gamma} \quad (1.12)$$

როგორც ვხედავთ, ვაკუუმის სიმაღლე ხასიათდება ატმოსფერული და აბსოლუტური წნევების სხვაობით. ამ სხვაობას და არა თვით წნევას m წერტილში ვუწოდებთ ვაკუუმს. რადგან ატმოსფერული წნევა $1 \frac{კბ.ძ.}{სმ^2}$ -ია, თუ ჩავთვლით, რომ აბსოლუტური წნევა $p = 0$ (სრული გაიშვიათება), მაშინ ვაკუუმის შესაბამისი სიმაღლე, მაგალითად, წყლისათვის ტოილ იქნება:

$$h_{ვაკ} = \frac{1 \frac{კბ.ძ.}{სმ^2} - 0}{1 \frac{ტ.ძ.}{გ^3}} = \frac{10 \frac{ტ.ძ.}{მ^2}}{1 \frac{ტ.ძ.}{გ^3}} = 10 \text{ მ.}$$

მოყვანილი მნიშვნელობა ვაკუუმის სიმაღლის თეორიული მნიშვნელობაა. პრაქტიკულად წყლისათვის ნორმალური ატმოსფერული წნევის დროს იგი 6 – 7 მეტრს არ აღემატება. ჩვეულებრივ პირობებში ვაკუუმის პრაქტიკული სიდიდე ადგილმდებარეობის ნიშნულზეა დამოკიდებული.

თუ ვაკუუმის სიმაღლე წყლისათვის გაზომვის შედეგად დაუშვათ 4 მეტრის ტოილ აღმოჩნდა, მაშინ ზემოთთქმულიდან გამომდინარე შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ

აბსოლუტური დაწნევა ამ წერტილში $h = 10 - 4 = 6$ მეტრს ეთანადება, და ბოლოს შემდეგში p -ს ქვეშ ვიგულისხმებთ, არა აბსოლუტური წნევის მნიშვნელობას, არამედ ხალას ანუ მანომეტრულ წნევას.

ტოლწნევა პირეულები

ზედაპირებს, რომლებიც იმყოფება თანაბარი წნევის ქვეშ, ტოლწნევა პირეულებს უწოდებთ. აღნიშნულიდან გამომდინარე თანაბარი წნევის ქვეშ მყოფი ზედაპირებისათვის უნდა კმაყოფილდებოდეს შემდეგი პირობა:

$$p = \text{const}, \quad (1.13)$$

ანუ

$$dp = 0 \quad (1.14)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ დამოკიდებულებას და ჩავთვლით, რომ $\rho \neq 0$, მაშინ აღნიშნული დამოკიდებულების მარჯვენა ნაწილის ფრჩხილებში მოთავსებული სიდიდე ტოილ უნდა იყოს ნულის

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0 \quad (1.15)$$

მიღებული (1.15) განტოლება ტოლწნევა პირეულის განტოლებაა. თუ მიღებულ დამოკიდებულებაში ჩავსვათ მასში შემავალი სიდიდეების შესაბამის მნიშვნელობებს და მოვახდენთ ინტეგრებას, მივიღებთ სიბრტყეთა ოჯახის განტოლებას, რაც სრულ წარმოდგენას იძლევა თანაბარი წნევის ქვეშ მყოფი ზედაპირების ფორმაზე. თუ უკანასკნელში ჩავსვათ სასაზღვრო პირობებს, შეგვიძლია ამ სიბრტყეთა ოჯახში ვიმსჯელოთ საძიებელი წნევის ქვეშ მყოფი ზედაპირის კონკრეტულ მდებარეობაზე.

ამ შემთხვევაში, როდესაც სითხეზე მოცულობითი ძალების აჩქარებებიდან მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალის აჩქარება, თუ oz ღერძი მიმართული იქნება ვერტიკალურად ქვევიდან ზევით, მაშინ:

$$X = 0; \quad Y = 0; \quad Z = -g;$$

რომელთა მხედველობაში მიღება (23) განტოლებას აძლევს სახეს:

$$-gdz = 0; \quad (1.16)$$

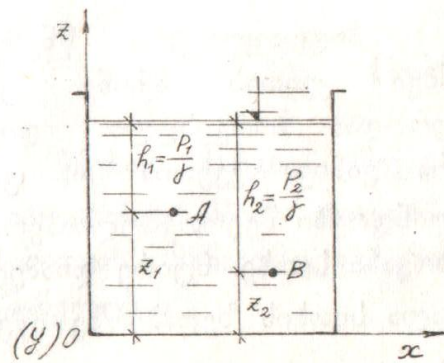
თუ გავითვალისწინებთ, რომ $g \neq 0$; მაშინ (24) პირობის დასაკმაყოფილებლად აუცილებელია:

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

ამ შემთხვევაში ტოლწნევა პირეული, მათ შორის სითხის თავისუფალი ზედაპირიც, თუ დიდ სივრცესთან არა გვაქვს საქმე, უნდა იყოს **თარაზული**.

1.6 პასკალის კანონი და მისი გამოყენება პრაქტიკაში

მოცემულია ჭურჭელი, რომელშიც ასხია ერთგვაროვანი γ ხვედრითი წონის სითხე. დაუშვათ, რომ სითხე წონასწორობაშია. განვიხილოთ სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან სხვადასხვა სიღრმეზე ჩაძირული A და B წერტილები, რომელთა მდებარეობა ხასიათდება z_1 და z_2 ორდინატებით, p_1 და p_2 მოქმედი წნევებით (ნახ. 1.10).



ნახ. 1.10

რადგანაც სითხე წონასწორობაშია, ჰიდროსტატიკის ძირითადი კანონის (1.5) შესაბამისად გვექნება

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} \quad (1.18)$$

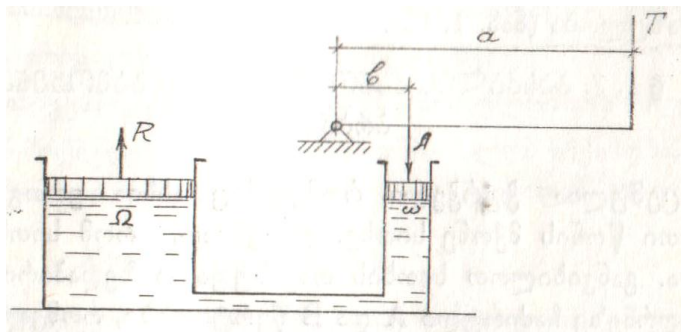
ვთქვათ, A წერტილში წნევა გაიზარდა რაღაც Δp სიდიდით, ე.ი. ნაცვლად p_1 -ისა გახდა $p_1 + \Delta p$.

იმისათვის, რომ წონასწორობა არ დაირღვეს, ანუ (26) პირობა დარჩეს ძალაში, წნევის იგივე მნიშვნელობა უნდა დაემატოს B წერტილში მოქმედ წნევასაც, ე. ი. გვექნება,

$$z_1 + \frac{p_1 + \Delta p}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2 + \Delta p}{\gamma} \quad (1.19)$$

აქედან გამომდინარე პასკალმა დაასკვნა, რომ წონასწორობაში მყოფი სითხის ნებისმიერ წერტილში წნევის ცვლილება არ იწვევს წონასწორობის დარღვევას და იგი გადაეცემა სითხის ყველა წერტილს უცვლელად თავისი სრული მნიშვნელობით.

პასკალის კანონს დიდი გამოყენება აქვს პრაქტიკაში, კერძოდ, ჰიდრაულიკურ ამწეებში, ჰიდრაულიკურ წნეხებში, ჰიდრაულიკურ მუხრუჭებში, ჰიდრაულიკურ ამძრავებში და სხვა.



ნახ. 1.11

ნახ. 1.11 –ზე მოცემულია ჰიდრაულიკური წნეხის სქემა (ანალოგიურ პრინციპზეა აგებული სხვა ზემოთ ჩამოთვლილი ჰიდროდანადგარებიც).

ჰიდრაულიკური წნეხი შედგება ორი სხვადასხვა განივი კვეთის მქონე ცილინდრისაგან, რომელზეც მჭიდროდაა მორგებული დიდი განივი კვეთის (Ω) და პატარა განივი კვეთის (ω) ფართების მქონე დგუშები, ცილინდრები ერთმანეთთან შეერთებულია მილსადენით და ასხია წვეთოვანი სითხე. მცირე დიამეტრიც მქონე დგუშზე მიყენებული A ძალა სითხის ზედაპირზე იწვევს შეხების ფართის სიმცირის გამო დიდ $\frac{A}{\omega}$ წნევას, რომელიც პასკალის კანონის საფუძველზე თავისი სრული სიდიდით გადაეცემა დიდი ფართის მქონე დგუშს, რაზედაც ფართის სიდიდის გამო ვითარდება მნიშვნელოვანი წნეხის ძალა, რაც იწვევს დიდი დგუშის ვერტიკალური მიმართულებით გადაადგილებას.

წნეხის ძალა რომელიც ვითარდება დიდი ფართის მქონე დგუშზე იანგარიშება ფორმულით

$$\frac{R}{\Omega} = \frac{A}{\omega},$$

ანუ

$$R = \frac{A\Omega}{\omega} \quad (1.20)$$

როგორც მიღებული (28) დამოკიდებულებიდან ჩანს, წნეხის ძალის მნიშვნელობა, რომელიც ვითარდება დიდ დგუშზე, იმდენად მეტია იმ წნეხის ძალაზე, რომელსაც ავითარებს პატარა ფართის მქონე დგუში, რამდენადაც დიდი დგუშის ფართი აღემატება პატარა დგუშის ფართს.

იმისათვის, რომ გავზარდოთ პატარა დგუშზე მიყენებული ძალა, შესაძლებელია გამოყენებულ იქნას ბერკეტის პრინციპი, ანუ

$$A = T \frac{a}{b} \quad (1.21)$$

სადაც T არის ბერკეტის სახელურზე განვითარებული ძალის მნიშვნელობა. თუ ცილინდრების ფართობს გამოვსატავთ შესაბამისი დიამეტრების საშუალებით და გავითვალისწინებთ (1.21) დამოკიდებულებას, ნაცვლად (1.20)-სა გვექნება

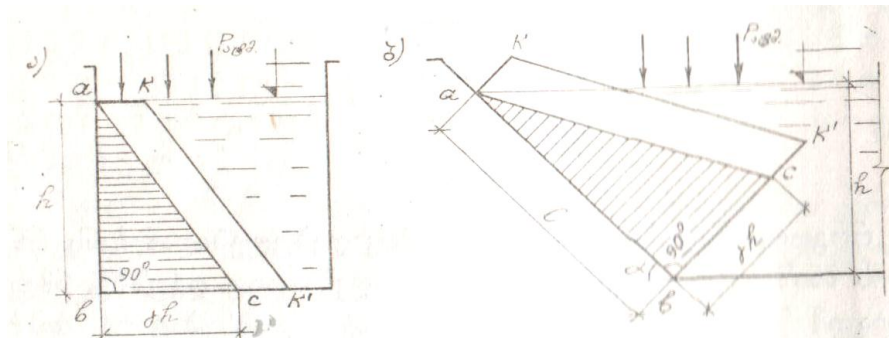
$$R = \eta \frac{Ta}{b} \left(\frac{D}{d} \right)^2, \quad (1.22)$$

სადაც η არის ჰიდრავლიკური წნეხის მარგი ქმედების კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს როგორც ჰიდრავლიკური, ასევე მექანიკური ხასიათის წინააღმდეგობების დაძლევისათვის დახარჯული ძალის მნიშვნელობას.

თანამედროვე ჰიდრავლიკურ წნეხებში მარგი ქმედების კოეფიციენტის მნიშვნელობა 0,85 -ია.

1.7 ჰიდროსტატიკური წნეხის ეპიურა

დაუშვათ, რომ სითხე ასხია ჭურჭელში. პირველ შემთხვევაში ჭურჭლის კედელი ვერტიკალურია, ხოლო მეორე შემთხვევაში α კუთხით დახრილი პორიზონტისადმი (ნახ. 1.10), რომლისთვისაც $h = l \sin \alpha$.



ნახ. 1.12

როგორც ვიცით, ხალასი (ანუ მანომეტრული) წნევა გამოისახება დამოკიდებულებით:

$$p_{ახ.} = \rho h$$

თუ დაკვირდებით, იგი წარმოადგენს სწორი ხაზის განტოლებას, რადგან h განსახილველი წერტილის ჩაღრმავებაა სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან. სითხის თავისუფალ ზედაპირზე რადგან $h = 0$, ხალასი წნევაც ნულის ტოლია. ხალასი წნევა თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას აღწევს ყველაზე ღრმა წერტილში.

ჰიდროსტატიკური წნეხის ძირითადი თვისებებიდან გამომდინარე, თუ ab კედლის მართობულად გადავზომავთ წნეხის შესაბამის მნიშვნელობებს (a

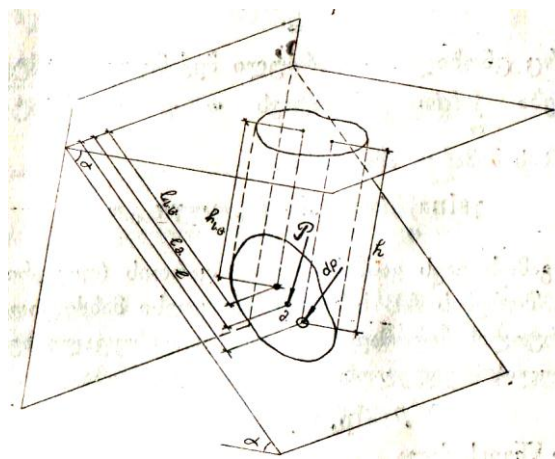
წერტილში $p_{\text{ახ.}} = 0$; b წერტილში კი $p_{\text{ახ.}} = p_{\text{ახ.}} = \rho h$), მაშინ მივიღებთ წნევის სიღრმის მიხედვით ცვლილების abc დიაგრამას, რომელიც გამოხატავს ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურას ab კედლის მიმართ. ვერტიკალური კედლის შემთხვევაში ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურის (სამკუთხედის) ფართობი ტოლია $\gamma \frac{h^2}{2}$, ხოლო დახრილი კედლის შემთხვევაში $\gamma \frac{h^2}{2 \sin \alpha}$ სრული, ანუ აბსოლუტური წნევის ეპიურის ასაგებად საჭიროა ვისარგებლოთ დამოკიდებულებით

$$p = p_a + \rho h.$$

ამ შემთხვევაში წნევის ეპიურას, ნაცვლად abc სამკუთხედისა, ექნება $abKK'$ ტრაპეციის ფორმა.

1.8 სითხის წნევის ძალის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირზე

ელემენტარული ჰიდროსტატიკური წნევის ტოლქმედს განსაზღვრული ზედაპირის ფართზე ჯამური ან უბრალოდ წნევის ძალა ეწოდება. წნევის ძალა აღინიშნება P -თი და იგი იზომება ძალის საზომ ერთეულებში (ნიუტონი, კგ.ძალა და სხვა).



ნახ. 1.13

დაუშვათ, რომ გვაინტერესებს განვსაზღვროთ წნევის ძალა ჰორიზონტისადმი ნებისმიერ α კუთხით დახრილ $ABCD$ ზედაპირზე. $ABEK$ იყოს სითხის თავისუფალი ზედაპირი, მაშინ AB ხაზი იქნება სითხის თავისუფალი ზედაპირის და დახრილი სიბრტყის კვეთის ხაზი. რადგანაც $ABCD$ სიბრტყე დახრილია, წნევის მნიშვნელობა ცვალებადია სიღრმის ცვლილებასთან კავშირში. $ABCD$ სიბრტყეზე მოთავსებული რაღაც ω ფართიდან გამოვიყოთ ელემენტარული $d\omega$ ფართი. დაუშვათ,

რომ ამ მცირე ფართის რაღაც წერტილში მოქმედებს წნევა $p = p_0 + \rho h$ და ჩავთვალოთ იგი $d\omega$ ფართის სიმცირის გამო უცვლელად ამ ფართის ფარგლებში. თუ წერტილის შესაბამის წნევას გავავრცელებთ $d\omega$ ფართზე, გვექნება

$$dP = p d\omega = (p_0 + \rho h) d\omega$$

მიღებული განტოლების ინტეგრება ω ფართის ფარგლებში გვაძლევს

$$P = p_0 \omega + \rho \int_{\omega} h d\omega$$

ნახაზიდან ჩანს, რომ $h = l \sin \alpha$, ამიტომ გვექნება

$$P = p_0 \omega + \rho \sin \alpha \int_{\omega} l d\omega$$

როგორც ცნობილია თეორიული მექანიკიდან, ინტეგრალქვეშა გამოსახულება $\int_{\omega} l d\omega$ გამოხატავს ω ფართის სტატიკურ მომენტს AB ხაზის მიმართ. ამის გამო,

$$\rho \sin \alpha \int_{\omega} l d\omega = \rho \sin \alpha l_{\text{ს.გ.}} \omega = \rho h_{\text{ს.გ.}} \omega$$

სადაც $l_{\text{ს.გ.}}$ გამოხატავს განსახილველი ფართის სიმძიმის ცენტრის დაშორებას AB ხაზიდან უმოკლესი მანძილით, ხოლო $h_{\text{ს.გ.}}$ - იმავე წერტილის ჩაღრმავებას სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან.

აღნიშნულის მხედველობაში მიღებით გვექნება

$$P = (p_0 + \rho h_{\text{ს.გ.}}) \omega \quad (1.23)$$

ანუ ხალასი წნევის ძალა

$$P = \rho h_{\text{ს.გ.}} \omega \quad (1.24)$$

(1.23) და (1.24) გვაძლევს საშუალებას განვსაზღვროთ წნევის ძალის მნიშვნელობა ბრტყელ ზედაპირზე.

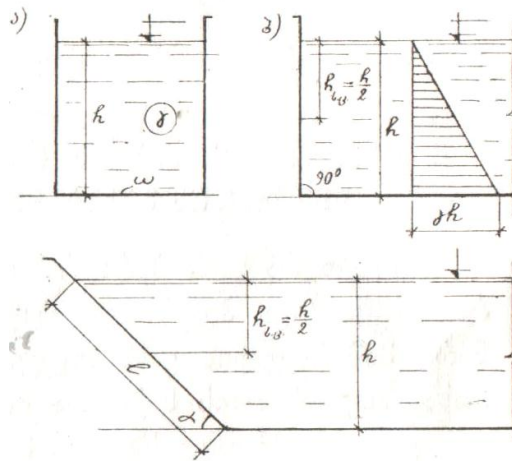
როგორც მიღებული დამოკიდებულებებიდან ჩანს, წნევის ძალა ნებისმიერ ბრტყელ ზედაპირზე ტოლია განსახილველი ზედაპირის (ფართის) სიმძიმის ცენტრში მოქმედი წნევისა და მოცემული ზედაპირის ფართის სიდიდის ნამრავლის.

ქვემოთ მოყვანილია ხალასი წნევის მიერ გამოწვეული წნევის ძალთა მნიშვნელობები ბრტყელი ზედაპირის სხვადასხვა დახრის კუთხის ორიენტაციის დროს:

ა) თარაზულ ბრტყელ ზედაპირზე (ანუ ჭურჭლის ფსკერზე) წნევის ძალის მნიშვნელობა იქნება (ნახ. 1.14 ა).

$$P = \rho h \omega \quad (1.25)$$

რადგან $h_{\text{ს.გ.}} = h$, ე.ი. წნევის ძალის განსასაზღვრავად საჭიროა ფსკერის ფართობის გამრავლება ფსკერის ნებისმიერ წერტილში წნევის მნიშვნელობაზე.



ნახ. 1.14

ბ) ვერტიკალური ბრტყელი კედლის შემთხვევაში (ნახ. 1.14 ბ)

$$h_{ს.ც.} = \frac{h}{2}, \text{ მაშინ}$$

$$P = \gamma \frac{h}{2} \omega = \gamma \frac{h}{2} b,$$

სადაც b არის ვერტიკალური კედლის სიგანე ნახაზის მართობულ სიბრტყეში.

რადგან კედლის ერთეული მეტრის სიგანეზე მოსული დატვირთვა თანაბარია (ეს შემთხვევა მიეკუთვნება ბრტყელი ამოცანების კლასს), ამიტომ კედლის ერთეულ მეტრ სიგანეზე სითხის მიერ განვითარებული წნევის ძალა ტოლი იქნება

$$P = \gamma \frac{h^2}{2}, \quad (1.26)$$

თუ გავიხსენებთ, რომ ვერტიკალურ კედელზე მოქმედი წნევის ეპიურის ფართი $\gamma \frac{h^2}{2}$ -ის ტოლია (ნახ. 1.12 ბ), მაშინ წნევის ძალის მნიშვნელობა კედლის ერთეული მეტრის სიგანეზე შეგვიძლია განვსაზღვროთ უშუალოდ ეპიურის ფართის გამოთვლის საშუალებითაც.

გ) წნევის ძალის მნიშვნელობა α კუთხით პორიზონტთან დახრილ ზედაპირზე (ნახ. 1.12 გ) ტოლი იქნება:

$$P = \gamma \frac{h}{2} \omega = \gamma \frac{h}{2} l b; \quad l = \frac{h}{\sin \alpha}.$$

მაშინ

$$P = \gamma \frac{h^2 b}{2 \sin \alpha}$$

ანუ კედლის ერთეული მეტრის სიგანეზე განვითარებული წნევის ძალა გაუტოლდება

$$P = \frac{\gamma h^2}{2 \sin \alpha} \quad (1.27)$$

1.9 წნევის ძალის (წნევის ტოლქმედის) მოდების წერტილის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირზე

ვიცით რა წინა პარაგრაფიდან წნევის ძალის სიდიდე და მიმართულება (იგი ჰიდროსტატიკური წნევის თვისებებიდან გამომდინარე მიმართულია განსახილველი კედლის მართობულად), ძალის დახასიათებისათვის საჭიროა ვიცოდეთ მისი მოდების წერტილი.

ვთქვათ, P წნევის ძალა მოდებულია ρ წერტილში (ნახ. 1.11), ე.ი. დაშორებულია AB ხაზიდან უმოკლესი l_a მანძილით. წნევის ძალის მოდების ρ წერტილს წნევის ცენტრს ეძახიან. l_a -ს განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ თეორიული მექანიკის ცნობილი პრინციპით, რომ ტოლქმედის მომენტი ნებისმიერი ღერძის მიმართ ტოლია შემადგენელი ძალების მომენტების ჯამისა იმავე ღერძის მიმართ, ე.ი.

$$Pl_{\rho} = \int_{\omega} dPl \quad (1.28)$$

თუ გავიხსენებთ, რომ $P = \gamma h_{\text{ს.გ.}} \omega$; $dP = \gamma h d\omega$; $h = l \sin \alpha$, მაშინ მიღებული სიდიდეების (36) –ში ჩასმა გვაძლევს:

$$h_{\text{ს.გ.}} \omega l_a = \sin \alpha \int_{\omega} l^2 d\omega \quad (1.29)$$

$I_x = \int_{\omega} l^2 d\omega$ გამოხატავს განსახილველი სველი ω ფართის ინერციის მომენტს AB ხაზის მიმართ, ამიტომ ნაცვლად (37)-ისა გვექნება

$$l_{\rho} = \frac{\sin \alpha I_x}{h_{\text{ს.გ.}} \omega}$$

ან ნახაზიდან

$$l_{\rho} = \frac{I_x}{l_{\text{ს.გ.}} \omega} \quad (1.30)$$

თეორიული მექანიკიდან ცნობილია, რომ ფართის ინერციის მომენტი I_x ნებისმიერი ღერძის მიმართ, რომელიც ცენტრალური ღერძის პარალელურია, გამოითვლება ფორმულით:

$$I_x = I_0 + \omega l_{\text{ს.გ.}}^2, \quad (1.31)$$

სადაც I_0 განსახილველი სველი ფართის ინერციის მომენტია სიმძიმის ცენტრში გამავალი ღერძის მიმართ, რომელიც თავის მხრივ სითხის თავისუფალი ზედაპირის და დახრილი სიბრტყის კვეთის ხაზის (AB)-ს პარალელური უნდა იყოს. (1.30)-ის შეტანა (1.31)-ში გვაძლევს

$$l_{\theta} = l_{\text{ს.ც.}} + \frac{I_0}{l_{\text{ს.ც.}} \omega} \quad (1.32)$$

მიღებული დამოკიდებულებებით განისაზღვრება წნევის ცენტრის (წნევის ძალის ტოლქმედის მოდების წერტილის) მდებარეობა.

როგორც (1.32)-დან ჩანს, წნევის ცენტრი განსახილველი ფართის სიმძიმის ცენტრზე უფრო დაბლა მდებარეობს $\frac{I_0}{l_{\text{ს.ც.}} \omega}$ მანძილით. ამ ფარდობაში $S_x = l_{\text{ს.ც.}} \omega$

გამოხატავს განსახილველი ω ფართის სტატიკურ მომენტს AB ხაზის მიმართ.

თუ მანძილს ფიგურეს სიმძიმის ცენტრსა და წნევის ცენტრს შორის აღვნიშნავთ $\delta = \frac{I_0}{S_x}$ -ით მაშინ (1.32)-ის ნაცვლად გვქმნება

$$l_{\theta} = l_{\text{ს.ც.}} + \delta$$

ანუ

$$l_{\theta} = l_{\text{ს.ც.}} + \frac{I_0}{S_x} \quad (1.33)$$

ამრიგად, მანძილი δ წნევის ცენტრიდან ფიგურეს სიმძიმის ცენტრამდე ტოლ ყოფილა განსახილველი სველი ფართის ინერციის (სიმძიმის ცენტრში გამავალი ღერძის მიმართ) და სტატიკური მომენტების (სიბრთყისა და სითხის თავისუფალი ზედაპირის კვეთის ხაზის მიმართ) ფარდობის.

1.10 წნევის ძალის სიდიდის განსაზღვრა

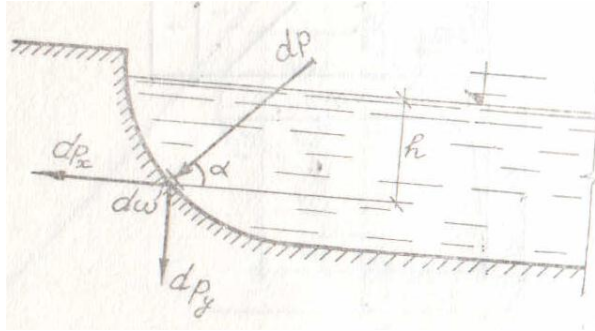
მრუდწიროვან ზედაპირზე

მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის სიდიდის უშუალო განსაზღვრა ისე, როგორც ადგილი ჰქონდა ბრტყელ ზედაპირზე, ხშირ შემთხვევაში სიძნელეებთანაა დაკავშირებული. ასეთი ამოცანების გადაწყვეტისას უფრო მოსახერხებელია მოიძებნოს წნევის ძალის გეგმილების მნიშვნელობები სათანადო ღერძებზე, და შემდგომში მოხდეს მათი საშუალებით თვით წნევის ძალის სიდიდის დადგენა.

პრაქტიკაში უფრო ხშირად ვხვდებით ისეთ მრუდ ზედაპირებს, რომელთაც სიმრუდე ახასიათებს ერთ სიბრტყეში. ასევე ზედაპირებს ცილინდრული ზედაპირები ეწოდებათ, ამიტომ ამ პარაგრაფში მათზე გავამახვილებთ ყურადღებას. ცილინდრული ზედაპირები სქემატურად გამოისახება რაიმე მრუდე წირების მეშვეობით (ნახ. 14 და 16), რადგანაც ისინი დაგეგმარებულია აქ მოყვანილი ნახაზების მართობულად, ისევე, როგორც წინა პარაგრაფში აღნიშნული დატვირთვა განხილულ შემთხვევაშიც არ იცვლება, ამიტომ ცილინდრული ზედაპირები ბრტყელი ამოცანების კლასს მიეკუთვნება.

განვიხილოთ წნევის ძალის განსაზღვრის ორი შემთხვევა ცილინდრულ ზედაპირზე: პირველი როდესაც სითხის წნევა მოქმედებს კედლის სიმრუდის რადიუსის მიმართულებით და მეორე, როდესაც სითხის წნევა მოქმედებს კედლის სიმრუდის რადიუსის საწინააღმდეგოდ.

1. დაუშვათ, რომ ცილინდრული მრუდე ზედაპირის ერთ მხარეზე, კერძოდ, სიმრუდის რადიუსის მიმართულებით, მოქმედებს სითხის წნევა(ნახ. 1.15).



ნახ. 1.15

გამოვყოთ მრუდე კედლის ზედაპირზე ელემენტარული dw ფართი, რომლის სიმძიმის ცენტრი ვთქვათ ჩაძირულია სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან h სიღრმეზე. dw ფართის უსასრულოდ მცირე ზომის გამო ჩავთვალოთ იგი როგორც ბრტყელი ზედაპირი. ელემენტარული წნევის ძალა, რომელიც ამ ფართის მართობულად მოქმედებს, ტოილ იქნება

$$dP = p d\omega = \gamma h d\omega \quad (1.34)$$

მაშინ ელემენტარული წნევის ძალის თარაზული მდგენელი

$$dP_x = dP \cos \alpha = \gamma h \cos \alpha d\omega$$

სადაც α გამოხატავს ელემენტარული წნევის ძალის დახრის კუთხეს ჰორიზონტთან.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, მიღებულ დამოკიდებულებაში ნამრავლი $\cos \alpha d\omega$ თავის მხრივ გამოხატავს ელემენტარული dw ფართის პროექციას ნახაზის მართობულ ვერტიკალურ სიბრტყეზე, ე.ი. $d\omega_y = \cos \alpha d\omega$. თუ მოვახდენთ ელემენტარული წნევის ძალის თარაზული მდგენელების დაჯამებას, გვექნება:

$$P_x = \int_{\omega} dP_x = \gamma \int_{\omega_y} h d\omega_y$$

მაგრამ

$$\int_{\omega_y} h d\omega_y = h_{bc} \cdot \omega_y$$

სადაც $h_{bc} \cdot \omega_y$ არის ω_y ფართის სტატიკური მომენტი სითხის თავისუფალი ზედაპირის მიმართ, ხოლო დამოუკიდებლად h_{bc} -თ აღნიშნულია ω_y ფართის სიმძიმის ცენტრის ჩაძირვის სიღრმე სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან.

მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის თარაზული მდგენელი, როდესაც სითხის წნევა მოქმედებს სიმრუდის რადიუსის მიმართულებით, ზემოთთქმულის საფუძველზე გამოიხატება შემდეგი მარტივი დამოკიდებულებით:

$$P_x = \rho_{\text{ს.ც.}} \omega_y \quad (1.35)$$

(1.35) დამოკიდებულებიდან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის თარაზული მდგენელი უდრის წნევის ძალას განსახილველი მრუდე ზედაპირის ვერტიკალურ გეგმილზე.

ამრიგად, იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის თარაზული მდგენელი, საჭიროა მრუდე ზედაპირი დავაგეგმილოთ ვერტიკალურ სიბრტყეზე და ამ ვერტიკალურ სიბრტყეზე ჩვეულებრივი წესით ვიპოვოთ წნევის ძალის სიდიდე.

რაც შეეხება ელემენტარული წნევის ძალის ვერტიკალურ მდგენელს, იგი შემდეგნაირად განისაზღვრება:

$$dP_y = dP \sin \alpha = \rho \sin \alpha d\omega = \rho h d\omega_x ,$$

მაშინ ელემენტარული წნევების ვერტიკალური გეგმილების ჯამი ტოილ იქნება:

$$P_y = \rho \int_{\omega_x} h d\omega_x$$

მაგრამ

$$\int_{\omega_x} h d\omega_x = W$$

სადაც W გამოხატავს განსახილველი მრუდე კედლის ზევით მდებარე სითხის მოცულობას.

მაშინ წნევის ძალის ვერტიკალური გეგმილი იმ შემთხვევაში, როდესაც სითხის წნევა მოქმედებს სიმრუდის რადიუსის მიმართულებით, ტოილ იქნება

$$P_y = \rho W = G \quad (1.36)$$

სადაც G სითხის წონაა.

ამრიგად, წნევის ძალის ვერტიკალური მდგენელი ტოლია იმ სითხის წონისა, რომელიც მოთავსებულია მრუდე კედლის ზედაპირსა და სითხის თავისუფალ ზედაპირს შორის.

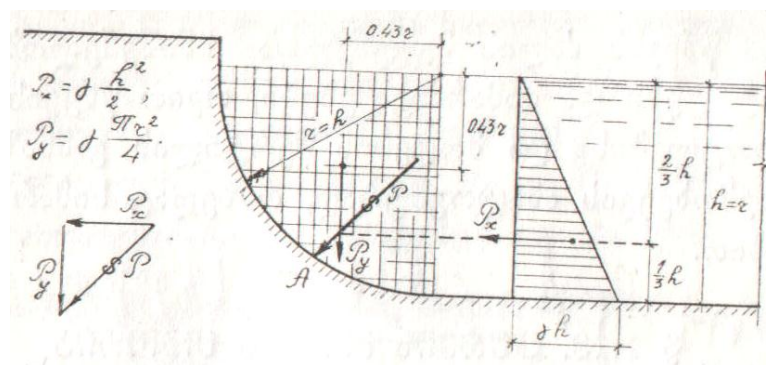
წნევის ძალის ვერტიკალური მდგენელი მოდებულია W მოცულობის სიმძიმის ცენტრში და მიმართულია ვერტიკალურად ზევით ქვევით. რაც შეეხება თვით წნევის ძალას მრუდწიროვან ზედაპირზე, თეორიული მექანიკის ცნობილი დამოკიდებულებების საფუძველზე იგი განისაზღვრება

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (1.37)$$

გაივლის მდგენელთა კვეთის წერტილში, მიმართული იქნება სიმრუდის რადიუსის მიმართულებით და მისი დახრის კუთხე ჰორიზონტთან გამოითვლება ქვემოთ მოყვანილი მარტივი შეფარდებებით:

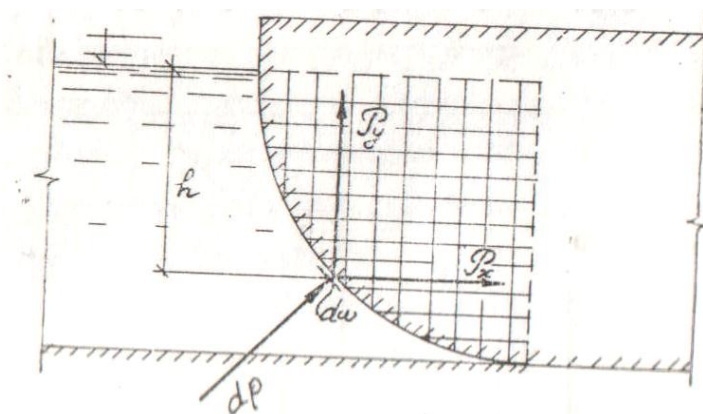
$$\cos \alpha = \frac{P_x}{P} \quad \text{ან} \quad \sin \alpha = \frac{P_y}{P} ;$$

მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის სიდიდის, მოდების წერტილისა და მიმართულების განსაზღვრა შესაძლებელია განხორციელდეს გრაფიკულადაც. ნახ. 1.14-ზე მოცემულია წნევის ძალის განსაზღვრის შემთხვევა, როდესაც მრუდე კედელს აქვს მეოთხედი წრის ($r=h$) მოხაზულობა, რაზედაც სიმარტივის გამო არ შეგზერდებით. წნევის ძალა ამ შემთხვევაში მოდებული იქნება კედელთან მისი გადაკვეთის A წერტილში.



ნახ. 1.16

2. იმ შემთხვევაში, როდესაც სითხის წნევა იმოქმედებს კედლის სიმრუდის რადიუსის საწინააღმდეგოდ (ნახ. 1.17), წინა შემთხვევის ანალოგიური მსჯელობით, წნევის ძალის თარაზული მდგენელის საანგარიშოდ მივიღებთ იგივე (1.35) დამოკიდებულებას.



ნახ. 1.17

რაც შეეხება წნევის ძალის ვერტიკალურ მდგენელს, მისი საანგარიშო დამოკიდებულება მიიღებს სახეს:

$$dP_y = -\gamma h d\omega_x$$

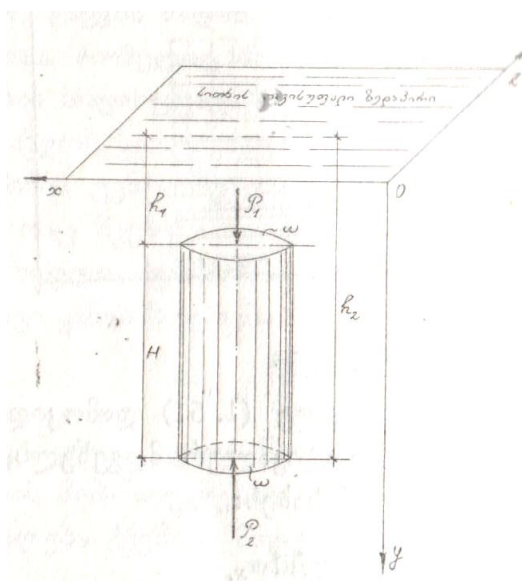
$$P_y = -\gamma W = -G \quad (1.38)$$

მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის ვერტიკალური მდგენელი, როდესაც სითხის წნევა მოქმედებს სიმრუდის რადიუსის საწინააღმდეგოდ, ტოლია მრუდე ზედაპირისა და სითხის თავისუფალი ზედაპირის წარმოსახვის გაგრძელებას შორის მოთავსებული მოცულობის სითხის წონის, მოღებულია ამ წარმოსახვითი ფიგურეს სიმძიმის ცენტრში და მიმართულია ვერტიკალურად ქვევიდან ზევით.

მოსხენებულ ფაქტიურ მოცულობას ჰიდროსტატიკაში ხშირად წნევის ტანს უწოდებენ.

1.11 არქიმედეს კანონი. სხეულთა ცურვა

დაუშვათ, რომ ვერტიკალური ცილინდრი, რომლის სიმაღლეა H , ფუძის ფართი – ω , ხოლო მოცულობა – W ჩაძირულია სითხეში (ნახ. 1.16). ვთქვათ, ცილინდრის ზედა ფუძე ჩაძირულია სითხეში h_1 სიღრმეზე, ხოლო ქვედა – h_2 სიღრმეზე, მრუდწიროვან ზედაპირზე წნევის ძალის მდგენელებად დაშლის პრინციპის გამოყენებით ადვილად შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ ამ სხეულზე მოქმედი წნევის ძალის თარაზული მდგენელები ურთიერთ შორის წონასწორდებიან, ამის გამო ცილინდრის ზედა ფუძეზე იმოქმედებს $P_1 = \gamma h_1 \omega$ წნევის ძალა, რომელიც მიმართული იქნება ქვევიდან ზევით.



ნახ. 1.18

ეს ორივე ძალა იმოქმედებს ცილინდრის შესაბამისი ფუძეების მართობულად. ამის გამო P_1 ძალა ეცდება ჩაძიროს ცილინდრი, ხოლო P_2 – პირიქით ამოატივტივოს, რადგანაც $P_1 > P_2$ -ზე ჰიდროსტატიკური წნევა, რომელიც ცილინდრზე მოქმედებს, ყოველთვის ცდილობს ამოაგდოს ცილინდრი სითხიდან. P_2 და P_1 ძალების სხვაობას ჰიდრაულიკაში ამომგდებ ძალას უწოდებენ. იგი ტოლია

$$P_n = P_2 - P_1 = \gamma \omega h_2 - \gamma \omega h_1 = \gamma \omega H = \gamma W \quad (1.39)$$

აღნიშნულიდან გამომდინარე, არქიმედის კანონი შემდგენიარად ჩამოყალიბდება: **სითხეში ჩაძირულ სხეულზე მოქმედებს ამომგდები ძალა, რომელიც ამ სხეულის მიერ განდევნილი სითხის მოცულობის წონის ტოლია.**

2. ძირითადი განსაზღვრანი. ამომგდები ძალა ყოველთვის მოდებულია განდევნილი სითხის მოცულობის სიმძიმის ცენტრში და მიმართულია ვერტიკალურად ქვევიდან ზევით. ამომგდები ძალის მოდების წერტილს წნევის ცენტრს, ანუ წყალწყვის ცენტრს უწოდებენ. ერთგვაროვანი სხეულების შემთხვევაში იგი თანხვდება სხეულის სიმძიმის ცენტრს, ხოლო არაერთგვაროვანი სხეულების შემთხვევაში – არა.

თუ სითხეში ჩაძირული სხეულის წონას ავღნიშნავთ G -თი, მაშინ შეგვიძლია გავარჩიოთ სამი შემთხვევა:

$G > P_n$ – სხეული იძირება;

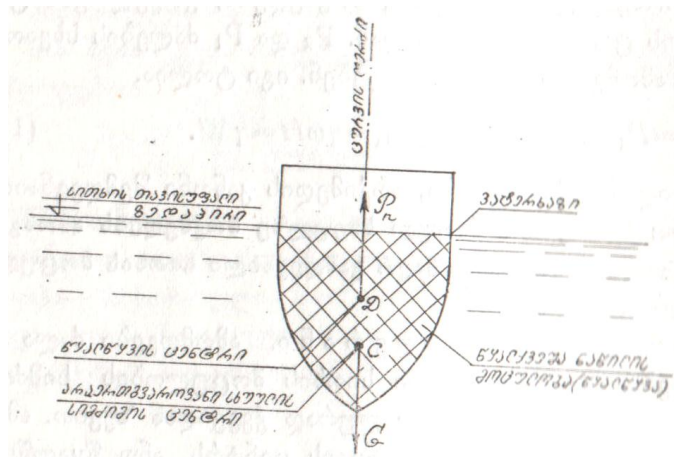
$G < P_n$ – სხეული ტივტივებს;

$G = P_n$ – სხეული ცურავს სითხეში ჩაძირულ მდგომარეობაში.

მოცურავე (ან მოტივტივე) სხეულის უნარს შეინარჩუნოს წონასწორობის ნორმალური მდგომარეობა ან დაუბრუნდეს მას ამ მდგომარეობიდან გამოყვანის შემთხვევაში სიმდგრადე ეწოდება.

სიბრტყეს, რომლითაც კვეთავს სითხის თავისუფალი ზედაპირი მოტივტივე სხეულს, ცურვის სიბრტყე ეწოდება. მოტივტივე სხეულის ზედაპირის და სითხის თავისუფალი ზედაპირის კვეთის ხაზს (კონტურს) – ვატერხაზი ეწოდება. სხეულის სიმძიმისა და წყალწყვის (წნევის) ცენტრების შემაერთებელ ღერძს ცურვის ღერძი ეწოდება.

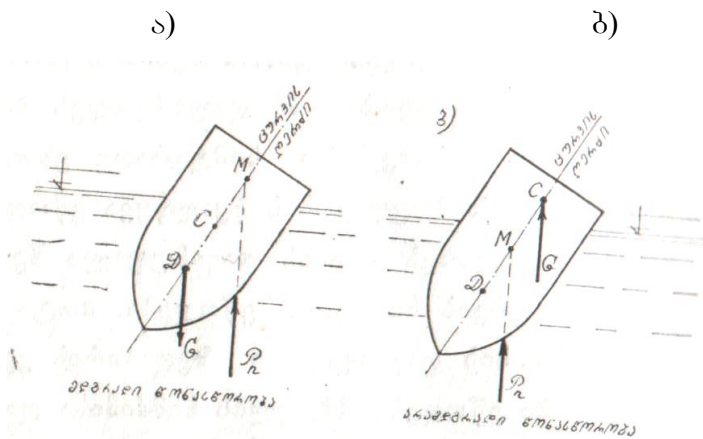
სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან მოტივტივე სხეულის ყველაზე ღრმად ჩაძირულ წერტილს ჯდენის სიდრმე, ანუ ჯდენა ეწოდება.



ნახ. 1.19

3. სტატიკური სიმდგრადე. მოტივტივე სხეულის წონასწორობა ყოველთვის იქნება მდგრადი, თუ მისი სიმძიმის ცენტრი C უფრო დაბლა მდებარეობს, ვიდრე წნევის ცენტრი D (მაგ., ნახ. 1.19-ზე მოცემული შემთხვევა). უმეტეს შემთხვევაში პრაქტიკაში საწინააღმდეგო სურათს აქვს ადგილი, წნევის ცენტრი უფრო დაბლა მდებარეობს ვიდრე სხეულის სიმძიმის ცენტრი. ამ პირობებში მოტივტივე სხეულის წონასწორობა იქნება მდგრადი მხოლოდ განსაზღვრულ პირობებში. როდესაც მოტივტივე სხეული, რაიმე მიზეზის გამო, გამოდის წონასწორობიდან, სხეულის სიმძიმის C ცენტრის მდებარეობაზე ეს გავლენას არ ახდენს, რადგან იგი რჩება ადგილზე, რაც შეეხება წნევის D ცენტრს, იგი გადაადგილდება წყალქვეშა ნაწილის ფორმის მიხედვით.

თუ ამომგდები ძალის P_n გაგრძელება კვეთს ცურვის ღერძს სხეულის სიმძიმის ცენტრის ზევით, მაშინ G (სხეულის წონით) და P_n (ამომგდები ძალით) წყვილძალით გამოწვეული მომენტი ცდილობს დაუბრუნოს იგი თავის პირვანდელ მდგომარეობას. ამ პირობებში (ნახ. 1.20 ა) წონასწორობა მდგრადია.



ნახ. 1.20

წინააღმდეგ შემთხვევაში იგივე წყვილძალის მომენტი ხელს უწყობს სხეულს წონასწორობის დაკარგვაში, ამიტომ ცურვა (ან ტივტივი) იქნება არამდგრადი (ნახ. 1.20 ბ).

თუ ამომგდები ძალის გადაკვეთის წერტილს ცურვის ღერძთან ავლნიშნავთ M - ით დამ ას მეტაცენტრს უწოდებთ, მაშინ მანძილს მეტაცენტრიდან წნევის (წყალწყვის) ცენტრამდე მეტაცენტრული რადიუსი ეწოდება, ხოლო მანძილს მეტაცენტრიდან სხეულის სიმძიმის ცენტრამდე – მეტაცენტრული სიმაღლე.

Tavi II.

ჰ ი დ რ ო დ ი ნ ა მ ი კ ა

2.1 შესავალი

ჰიდროდინამიკა ჰიდრაულიკის ნაწილია, რომელიც შესწავლის სითხის მოძრაობის კანონებს. სითხის მოძრაობის კანონების შესწავლისას ძირითადად შეიძლება შევხვდეთ ორი სახის ამოცანებს: 1) მოცემულია მოძრავი სითხის ძირითადი მახასიათებლები – საჭიროა განიოსაზღვროს ძალა, რომელიც გადაეცემა მყარ ტანს სითხის ზემოქმედების შედეგად; 2) მოცემულია სითხეზე მოქმედი ძალები – საჭიროა დადგინდეს ნაკადის ჰიდროდინამიკური მახასიათებლები.

მოვლენის სირთულის გამო, რეალური სითხის მოძრაობასთან დაკავშირებული საკითხების თეორიულად გადაწყვეტა უაღრესად რთულია.

საჭირო ხდება მოვლენის მნიშვნელოვანი გამარტივება, რაც იწვევს მიღებული თეორიული შედეგების სინამდვილისაგან საგრძნობ გადახრას. ე სკი მოითხოვს თეორიული შედეგების კორექტირებას ცდებით მიღებული შემასწორებელი კოეფიციენტების მეშვეობით.

ჰიდროდინამიკის საკითხების თეორიულ დონეზე გადაწყვეტის გართულების მთავარ მიზეზად მოძრავ რეალურ სითხეში, შიგნით მოქმედ ძალთა ხასიათი ითვლება. ჰიდროდინამიკის საკითხების შესწავლისას სიბლანტის შედეგად მოძრავ რეალურ სითხეში ჩასახული ძალის უგულვებელყოფა იწვევს რეალური შედეგებიდან ზემოაღნიშნულ გადახრას.

ჰიდროდინამიკაში ანალიტიკური კვლევის ძირითად ხერხებად ითვლება ლაგრანჟისა და ეილერის მეთოდები. ლაგრანჟის მეთოდით კვლევის დროს ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორიაზე დაკვირვება წარმოებს საწყისი მდებარეობიდან. ეილერის მეთოდით კი პირიქით – ნაწილაკის სიჩქარეზე ახდენს დაკვირვებას წინასწარ დაფიქსირებულ უძრავ წერტილში. ე.ი. ამ მეთოდით დაფიქსირებულ კვებში ვიღებთ სიჩქარის განაწილების ველს დროსთან ურთიერთკავშირში.

ჰიდროდინამიკის საკითხების შესწავლისას ძირითადად დავეყრდნობით ეილერის ხერხს.

2.2 სითხის დამყარებული და დაუმყარებელი მოძრაობა

ნაკადის მიერ დაკავებული სივრცის ნებისმიერ წერტილში სიჩქარისა და წნევის დროში ცვლილების მიხედვით არჩევენ დამყარებულ და დაუმყარებელ მოძრაობებს.

დაუმყარებელი მოძრაობა ეწოდება სითხის ისეთ მოძრაობას, როდესაც ნაკადით დაკავებული სივრცის ნებისმიერ წერტილში წნევა და სითხის ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარე, როგორც სიდიდით, ასევე მიმართულებით, იცვლება დროში. ე.ი. ნაწილაკის სიჩქარე და წნევა წერტილის კოორდინატების გარდა დამოკიდებულია დროზე:

$$u = f_1(x, y, z, t), \quad p = f_2(x, y, z, t)$$

სითხის გამოდინება რეზერუარიდან, როდესაც რეზერვუარის სითხით შევსება არ ხდება, მაგალითისათვის, დაუმყარებელი მოძრაობის ერთ-ერთ უმარტივეს შემთხვევად შეიძლება ჩაითვალოს.

დაუმყარებელი მოძრაობის დროს სითხის ნებისმიერ წერტილში წნევა და ნაწილაკის სიჩქარე როგორც სიდიდით, ასევე მიმართულებით დროში უცვლელი რჩება.

ე.ი. აღნიშნული ჰიდროდინამიკური მახასიათებლები მხოლოდ წერტილის მდებარეობაზეა დამოკიდებული:

$$u = f_3(x, y, z), \quad p = f_4(x, y, z)$$

ცალკეული ნაწილაკის მოძრაობის კვალს სივრცეში ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორიას უწოდებენ.

თუ რაღაც t პერიოდიდან დაწყებული, მოძრაობაში მყოფი სითხის რაღაც A წერტილიდან, რომლის სიჩქარე იყო \vec{u}_1 დავიწყებთ იმ უსასრულოდ ახლოს მდებარე წერტილთა შეერთებას, რომლებიც იმყოფებიან წინამდებარე წერტილში სიჩქარის ვექტორის მიმართულებაზე, მივიღებთ მრუდს, რომელსაც დენის წირს უწოდებენ.



ნახ. 2.1

დამყარებული მოძრაობის დროს ნაწილაკის სიჩქარის დროზე დამოუკიდებლობების გამო, დენის წირი დაემთხვევა მასზე მდებარე ნაწილაკის მოძრაობის ტრაექტორიას. დაუმყარებელი მოძრაობის დროს ნებისმიერ წერტილში,

სიჩქარეთა ვექტორის დროის განმავლობაში ცვალებადობის გამო, დენის წირი არ იქნება იმავე დროს მასზე მდებარე ნაწილაკთა მოძრაობის ტრაექტორია.

2.3 იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები

(ლ. ეილერის განტოლებები)

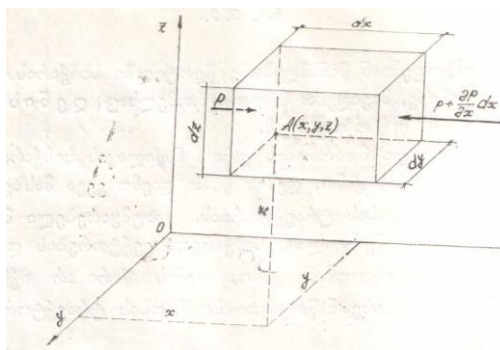
მოძრავი სითხის მდგომარეობა დახასიათებული იქნება, თუ სითხის ნებისმიერ წერტილში ცნობილი გახდება სითხის ნაწილაკის სიჩქარისა და წნევის ცვლილება დროსთან კავშირში, ანუ:

$$\left. \begin{aligned} u_x &= f_1(x, y, z, t) \\ u_y &= f_2(x, y, z, t) \\ u_z &= f_3(x, y, z, t) \\ p &= f_4(x, y, z, t) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

სადაც u_x, u_y, u_z სითხის ნაწილაკების სიჩქარის პროექციებია სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე; p – ჰიდროდინამიკური ძალა; t – დრო.

დასმული ამოცანა გადაწყვეტილად ჩაითვლება, თუ ვიპოვით: f_1, f_2, f_3, f_4 ფუნქციებს.

ამ კავშირის დასადგენად, მოძრაობაში მყოფი იდეალური სითხის A წერტილთან, რომლის კოორდინატებია: x, y, z ამოვკვეთოთ ელემენტარული პარალეპიპედი d_x, d_y, d_z წიბოებით, რომლებიც სათანადო საკოორდინატო ღერძების პარალელური იქნება (ნახ. 2.2)



ნახ. 2.2

რადგანაც ვიხილავთ იდეალურ სითხეს (ხახუნის ძალთა უგულებელყოფის გამო), პარალეპიპედის წახნაგებზე ისევე, როგორც წონასწორობის დროს, ზედაპირული ძალებიდან იმოქმედებს მხოლოდ ნორმალური მკუმშავი ძალები. დაუშვათ, A წერტილში, რომელიც ამავე დროს პარალეპიპედის ერთ-ერთი წვერია,

წნევა ტოლია $p_x = p_y = p_z = p$ -ს პარალეპიპედის წახნაგთა უსასრულოდ მცირე ზომების გამო, ჩავთვალოთ იგი საშუალო წნევად A წერტილში გადაკვეთილი ყველა წახნაგისათვის. თუ მხედველობაში მივიღებთ p ფუნქციის უწყვეტობას და აგრეთვე იმას, რომ A წვეროში გადაკვეთილი ყველა წახნაგის პარალელური წახნაგისათვის იცვლება მხოლოდ ერთი კოორდინატი, სათანადოდ, d_x, d_y, d_z სიდიდით, ორი დანარჩენი კი რჩება მუდმივი, ამიტომ ამ წახნაგებისათვის წნევების მნიშვნელობა შესაბამისად იქნება $p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$; $p + \frac{\partial p}{\partial y} dy$; $p + \frac{\partial p}{\partial z} dz$. ცალკეულ წახნაგზე წნევის ძალის მისაღებად საჭიროა ამ წახნაგზე მოქმედი წნევის მნიშვნელობა გამრავლდეს შესაბამისი წახნაგის ფართობზე (მაგ., ox ღერძის მართობ წახნაგებზე წნევის ძალების სათანადო მნიშვნელობები იქნება $p dx dy$; $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dy\right) dx dy$; ეს ძალები ox ღერძზე დაგეგმილდება უცვლელად თავისი სრული სიდიდით.

მოძრაობაში მყოფი სითხის ერთეულ მასაზე მოქმედი ყველა მოცულობითი ძალის აჩქარების მდგენელებს სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე თუ ავლნიშნავთ X, Y, Z -ით, მაშინ ელემენტარული პარალეპიპედის მთელ $\rho dx, dy, dz$ მასაზე მოქმედი ყველა მოცულობითი ძალის ტოლქმედის მდგენელები სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე იქნება: $X \rho dx, dy, dz$; $Y \rho dx, dy, dz$; $Z \rho dx, dy, dz$, სადაც ρ არის სითხის სიმკვრივე; dx, dy, dz – პარალეპიპედის მოცულობა.

დალაშქრის პრინციპის თანახმად, პარალეპიპედზე მოქმედ ძალთა ჯამი ტოილ უნდა იყოს ინერციის ძალის. მაშასადამე, მოქმედ ძალთა გეგმილების ჯამი სათანადო საკოორდინატო ღერძებზე ტოლი უნდა იყოს ინერციის ძალის შესაბამისი გეგმილის. წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებების მხედველობაში მიღებით საბოლოოდ გვექნება:

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{du_x}{dt} \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= \frac{du_y}{dt} \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= \frac{du_z}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

(2.2) არის იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემა. მას ხშირად სითხის მოძრაობის ეილერის დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემასაც უწოდებენ.

2.4 სითხის უწყვეტობის განტოლება

იმისათვის, რათა შესაძლებელია გახდეს იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალურ განტოლებათა საშუალებით მოძრაობის საკითხის შესწავლა, პირველ რიგში მასში შემავალ უცნობთა რაოდენობა უნდა ემთხვეოდეს მიღებულ განტოლებათა რაოდენობას. (2.2) განტოლებათა სისტემაში X, Y, Z ცნობილი სიდიდეებია. უცნობია ოთხი სიდიდე: p, u_x, u_y, u_z , ამიტომ ზემოთ მოყვანილ სამ განტოლებას უნდა დაემატოს კიდევ ერთი დამატებითი პირობა. ასეთ პირობად ითვლება სითხის უწყვეტობის პირობა, რომლის თანახმადაც, მოძრაობისას შესაძლებელია ერთიანობის წყვეტა და სითხის შიგნით სივარცხის წარმოშობა. უკუმშვადი სითხეებისათვის საბოლოოდ გვექნება:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

ლ. ეილერის განტოლებათა სისტემა (2.3) განტოლებასთან ერთად საშუალებას იძლევა მოყვანილი პირობები მათემატიკური თვალსაზრისით საკმარისად ჩავთვალოთ ოთხივე უცნობის (p, u_x, u_y, u_z) ამოხსნისათვის. მაგრამ ამ განტოლებათა სირთულის გამო მათი ინტეგრირება შესაძლებელი ხდება მხოლოდ უმარტივესი შემთხვევისათვის, – როდესაც სასაზღვრო პირობები წინასწარ ცნობილია, რაც თავის მხრივ საშუალებას იძლევა ინტეგრირების მუდმივების დადგენისათვის.

მიღებული (2.3) პირობიდან ირკვევა, რომ უკუმშვადი სითხეების შემთხვევაში, მოძრაობაში მყოფი სითხის შიგნით ნებისმიერად აღებული პარალეპიპედის უძრავ კონტურში შესული და მისგან გამოსული სითხის მოცულობები ერთმანეთის ტოლია.

2.5 უწყვეტობის განტოლება ელემენტარული ჭავლისათვის

როგორც ვიცით ელემენტარული ჭავლის შემთხვევაში გვერდებიდან შედინებას ადგილი არა აქვს. განვიხილოთ მილაკის კვეთები 1-1, 2-2, 3-3. შესაბამისი კვეთების ფართობებით $d\omega_1, d\omega_2, d\omega_3$. დროის ერთეულში გამავალი სითხის მოცულობა $dQ_1 = d\omega_1 u_1$, $dQ_2 = d\omega_2 u_2$, $dQ_3 = d\omega_3 u_3$. უწყვეტობის გამო $dQ_1 = dQ_2 = dQ_3$ ე.ი. $d\omega_1 u_1 = d\omega_2 u_2 = d\omega_3 u_3$. ხარჯი $dQ = const$.

ეს განტოლება სამართლიანია მაშინ, როცა სითხის ელემენტები არ იცვლება დროის ერთეულში, ე.ი. დამყარებული მოძრაობისას.

2.6 ნაკადის ჰიდრაულიკური ელემენტები

როგორც შესავალში აღინიშნა, ჰიდრაულიკა სითხის მოძრაობასთან დაკავშირებულ მოვლენებს ძირითადად შეისწავლის ერთი მთავარი განმსაზღვრავი მიმართულების ფარგლებში. ერთგანზომილებიან მოძრაობას ვუწოდებთ ისეთ მოძრაობას, რომლის დროსაც ნაკადის ჰიდროდინამიკური პარამეტრები დამოკიდებულია მხოლოდ ერთ კოორდინატზე, რომლის „მიმართულება“ ემთხვევა სიჩქარის ვექტორის მიმართულებას.

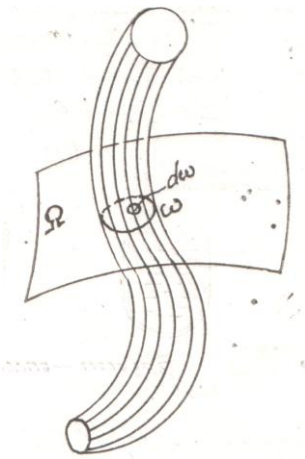
სიჩქარე განიხილება ერთი მიმართულების მქონე ვექტორად, რის გამოც მისი ვექტორის სახით წარმოდგენა კარგავს აზრს. გამონაკლისს შეადგენს ჰიდრაულიკის მხოლოდ ის საკითხები, რომელთა გადაწყვეტა წარმოებს ორგანზომილებიან ასპექტში.

შემდგომში ძირითადად ვისარგებლებთ მხოლოდ ერთი მიმართულებით გასაშუალებელი მახასიათებლებით, რაც გამოიწვევს რეალური მოვლენის მნიშვნელოვან გამარტივებას და სიზუსტის შემცირების ხარჯზე მოვლენის ოპერატიული აღწერისა და საინჟინრო დონეზე საკითხის გადაწყვეტის შესაძლებლობას.

ბუნებაში ერთგანზომილებიანი მოძრაობა არ არსებობს, მაგრამ სითხის მოძრაობისას მილსადენებში, არხებში, მდინარეებში და სხვა ნაგებობებსა და დანადგარებში სითხის მოძრაობის მაქსიმალური სიჩქარე ნებისმიერ განივ კვეთში ხშირ შემთხვევაში უმნიშვნელოდ განსხვავდება კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარისაგან. ასეთ შემთხვევაში პრაქტიკული გაანგარიშებისათვის დასაშვებ ფარგლებში მოძრაობა შეიძლება განვიხილოთ როგორც ერთგანზომილებიანი, მოცემულ კვეთში საშუალო სიჩქარით დახასიათებული.

იმისათვის რათა შესაძლებელი გახდეს ადრე მოყვანილ დამოკიდებულებათა ერთგანზომილებიან „ჩარჩოში“ მოთავსდება, საჭიროა წინასწარ გავეცნოთ ნაკადის ჰიდრაულიკურ ელემენტებს.

ჰიდრაულიკაში ნაკადის ქვეშ იგულისხმება სითხის განსაზღვრული მასის მოძრაობა მიმართველი მყარი კედლების ფარგლებში ან აიროვან გარემოში შესაბამისი საკონტაქტო ზედაპირით სხვა გარემოსთან.

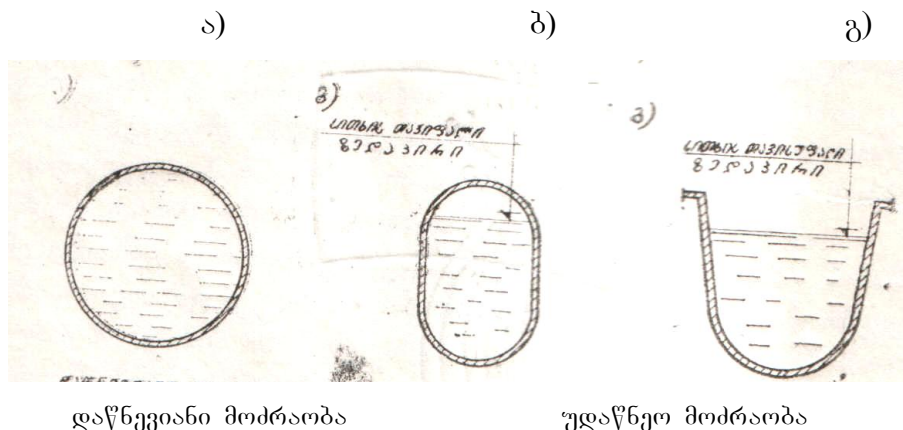


ნახ. 2.3

განვიხილოთ ნებისმიერი ფორმის სითხის ნაკადი (ნახ. 2.3) დროის რომელიმე მომენტში, ავაროთ დენის წირები. Ω ზედაპირს, რომელიც კვეთს ყველა მოცემულ დენის წირს ისეთნაირად, რომ იგი ყველა დენის წირის მართობულია ცოცხალ კვეთს უწოდებენ. ამრიგად, იგულისხმება, რომ ცოცხალი კვეთი არის ის ზედაპირი რომლის მიმართ დენის წირზე მდებარე სითხის ნაწილაკთა სიჩქარე შესაბამისი ზედაპირის ელემენტთა მართობულია, იმ შემთხვევაში, თუ დენის წირები ერთმანეთის პარალელურია ცოცხალი კვეთი იქნება ბრტყელი, სხვა შემთხვევაში – მრუდე. ცოცხალი კვეთი ხასიათდება ω ფართით, რომელიც ნაკადის შიგნით მდებარეობს და მას ცოცხალი კვეთის ფართი ეწოდება.

ნაკადში ცოცხალი კვეთი შემოფარგლულია კედლებით, რომლებიც უშუალოდ სველდება სითხით. ნაკადის განივ კვეთში იმ კედლების სიგრძეთა ჯამს, რომელიც უშუალოდ დასველებულია ნაკადის მიერ, ეწოდება სველი პერიმეტრი და აღინიშნება χ – (ხ) ასოთი. სველ პერიმეტრს სიგრძის შესაბამისი განზომილება აქვს.

თუ ცოცხალი კვეთი ყოველი მხრიდან შემოსაზღვრულია კედლებით, მაშინ სველი პერიმეტრი ტოლია მიმმართველი კედლების გეომეტრიული პერიმეტრის. განხილულ შემთხვევაში ნაკადი მთლიანად ავსებს განივ კვეთს და ამ ტიპის მოძრაობას დაწნევიანი მოძრაობა ეწოდება. (ნახ. 2.4 ა).



ნახ. 2.4

თუ ნაკადი ასველებს მიმართველი კედლების პერიმეტრის ნაწილს დამ ას აქვს ზედაპირი, რომლითაც იგი განივკვეთში კონტაქტში იმყოფება ატმოსფეროსთან, მაშინ მოძრაობას უდაწნეო ეწოდება (ნახ. 2.4 ბ,გ).

დაწნევიანი მოძრაობის დროს სითხის გადაადგილება წარმოებს სადინარის თავსა და ბოლოში, ჰიდროდინამიკური დაწნევის სხვაობის ხარჯზე. უდაწნეო მოძრაობის დროს სითხე გადაადგილდება მოძრაობის მიმართულებაზე სითხის სიმძიმის ძალის მდგენელის მეშვეობით. ამიტომ, აღნიშნული მდგენელი რაც მეტი იქნება, ნაკადის სიჩქარე გაიზრდება.

ჰიდრაულიკაში ფართოდ იხმარება ჰიდრაულიკური რადიუსის ცნება. იგი ცოცხალ კვეთში ნაკადის გეომეტრიული ფორმის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებლებია, რადგანაც სხვადასხვა ფორმის ცოცხალ კვეთებს მათი თანაბარი ფართობის შემთხვევაში იქნებათ სხვადასხვა სიგრძის სველი პერიმეტრები.

ჰიდრაულიკური რადიუსი არის ცოცხალი კვეთის ფართის შეფარდება სველ პერიმეტრთან:

$$R = \frac{\omega}{\chi} \tag{2.4}$$

იგი იზომება სიგრძის საზომ ერთეულებში.

თუ საქმე გვაქვს სითხის დაწნევიან მოძრაობასთან, მაგალითად, წრიული განივკვეთის მქონე მილბუდეში, რომლის შინაგანი გეომეტრიული რადიუსია r ნაკადის ჰიდრაულიკური რადიუსი ტოილ იქნება:

$$R = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} .$$

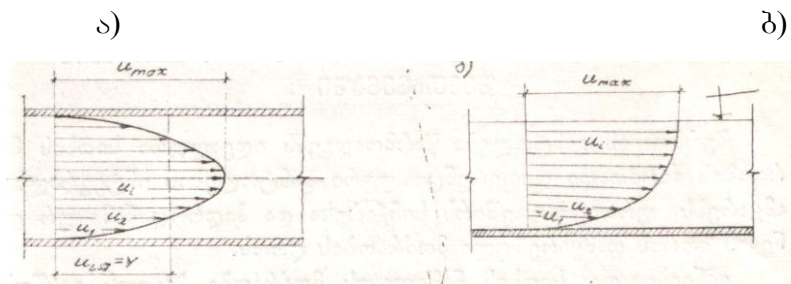
ე.ი. დაწნევიანი მოძრაობის დროს ჰიდრაულიკური რადიუსი წრიული განივკვეთის მქონე მილსადენის გეომეტრიული რადიუსის ნახევრეტის ტოლია.

დენის წირის კონას, რომელიც მოთავსდება სითხის ნაკადში აღებულ მცირე ნაკეთის $d\omega$ ფართით შემოსაზღვრულ კონტურს შიგნით, ელემენტარული ჭავლი ეწოდება. მოყვანილი განმარტების შესაბამისად დენის წირი განიხილება ჭავლის ზღვრული მნიშვნელობის სახით, როდესაც ზემოთაღნიშნული $d\omega$ ნაკეთის ფართის მნიშვნელობა მიისწრაფის ნულისაკენ. სითხის ნაკადის მათემატიკური სახით ჩაწერის და მოვლენის უკეთ აღთქმის მიზნით ჰიდრაულიკა მიმართავს დაშვებას, რომლითაც მთელი ნაკადი წარმოდგენილია ჭავლებისაგან შემდგარი კონის სახით. ასეთი დაშვება უაღრესად ხელოვნურია, იგი სამართლიანია სითხის განსაზღვრული რეჟიმით მოძრაობით შემთხვევაში, მაგრამ სხვა შემთხვევაშიც მიღებული შედეგები საინჟინრო პრაქტიკისათვის დამაკმაყოფილებელია.

მოყვანილი განმარტების შესაბამისად ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართობი წარმოადგენს ელემენტარული ჭავლების ნაკვეთების ფართობების ჯამს, ე.ი. $\omega = \int_{\omega} d\omega$.

მოცემულ ცოცხალ კვეთში დროის ერთეულში გასული სითხის რაოდენობას სითხის ხარჯი, ანუ ხარჯი ეწოდება. ხარჯი შეიძლება გაიზომოს $\frac{\text{სიგრძე}^3}{\text{დრო}}$ ან $\frac{\text{ძალა (წონა)}}{\text{დრო}}$. პირველ შემთხვევაში საქმე გვაქვს მოცულობით ხარჯთან, მეორე შემთხვევაში წონით ხარჯთან.

რადგანაც ნაკადში ჭავლები სხვადასხვა სიჩქარით მოძრაობენ, ამიტომ ნაკადის ცოცხალ კვეთში სიჩქარეები არათანაბრად განაწილდება.



ნახ. 2.5

2.5 ნახ. –ზე მოცემულია ცოცხალ კვეთში ვერტიკალზე სიჩქარეთა განაწილების ეპიურა დაწნევიანი და უდაწნეო მოძრაობების დროს, თავისი მაქსიმალური მნიშვნელობებით ერთ შემთხვევაში მილსადენის ღერძზე და მეორე შემთხვევაში – სითხის თავისუფალ ზედაპირზე.

ნაკადის ერთგანზომილებიან „ჩარჩოში“ მოთავსების მიზნით, სითხის მოძრაობა კვეთში სიჩქარის ფაქტიური არათანაბარი განაწილებით შეიძლება შეიცვალოს ისეთი ფაქტიური მოძრაობით, რომლის დროსაც ნაკადის კონაში შემავალ ყველა ჭავლს ექნება ერთნაირი საშუალო სიჩქარე რიცხობრივად უნდა იყოს ისეთი სიდიდის, რომ მის მიხედვით გამოთვლილი სითხის ნაკადის ხარჯი მთელ ცოცხალ კვეთში ტოილ აღმოჩნდეს ნაკადის ფაქტიური ხარჯისა. ამ ფაქტიურ სიჩქარეს ცოცხალ კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარე ან უბრალოდ საშუალო სიჩქარე ეწოდება.

ამრიგად, ცოცხალ კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარე ($u_{საშ} = v$) არის ისეთი ფაქტიური კვეთის ყველა წერტილისათვის სითხის ერთნაირი ფაქტიური სიჩქარე, რომლის დროსაც ცოცხალი კვეთის დროის ერთეულში ატარებს იგივე რაოდენობის სითხეს, რასაც ადგილი აქვს სიჩქარეთა ფაქტიური განაწილების დროს. ნათქვამის მხედველობაში მიღებით, ცოცხალ კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარე შემდგენიარად გამოითვლება:

$$V = \frac{Q}{\omega} = \frac{\int u_i d\omega_i}{\omega} \quad (2.5)$$

აქედან დასკვნა – სითხის მოცულობითი ხარჯი არის ცოცხალი კვეთის ფართისა და საშუალო სიჩქარის ნამრავლი:

$$Q = \omega V \quad (2.6)$$

2.7 ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ჭავლის ელემენტებისათვის დამყარებული მოძრაობის შემთხვევაში

ბერნულის განტოლება წარმოადგენს იდეალური სითხის მოძრაობის ძირითადი დიფერენციალური განტოლების ინტეგრალს და ამყარებს ურთიერთკავშირს სიჩქარესა და ჰიდროდინამიკურ დაწნევას შორის დამყარებული მოძრაობის დროს.

განვიხილოთ სითხის ნაწილაკის მოძრაობა ჭავლის გარწვრივ, როგორც ვიცით, ეილერის დიფერენციალური განტოლებათა სისტემას იდეალური სითხისათვის აქვს (2.2) სახე. ამ სისტემის ცალკეული განტოლება გავამრავლოთ სათანადოდ dx, dy, dz -ზე და შევეკრიბოთ, მივიღებთ:

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) = \frac{dx}{dt} u_x + \frac{dy}{dt} u_y + \frac{dz}{dt} u_z \quad (2.7)$$

თუ გავიხსენებთ, რომ $u_x = \frac{dx}{dt}$; $u_y = \frac{dy}{dt}$; $u_z = \frac{dz}{dt}$, მაშინ:

$$u_x du_x = d\left(\frac{u_x^2}{2}\right); \quad u_y du_y = d\left(\frac{u_y^2}{2}\right); \quad u_z du_z = d\left(\frac{u_z^2}{2}\right).$$

დამყარებული მოძრაობის დროს $p = f(x, y, z)$,

რის გამოც წნევის სრული დიფერენციალი ტოლი იქნება

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz,$$

მაშინ (2.7) –ის ნაცვლად, რადგან $u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$, გვექნება

$$Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} dp - \frac{1}{2} d(u^2) = 0 \quad (2.8)$$

თუ მივმართავთ oz ღერძს ვერტიკალურად ზევით და ჩავთვლით, რომ მოცულობითი ძალებიდან სითხეზე მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა, რის გამოც $X = 0; Y = 0; Z = -g$; ნაცვლად (2.8) –ისა გვექნება

$$-gdz - \frac{1}{\rho} dp - \frac{du^2}{2} = 0,$$

საიდანაც

$$d\left(z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g}\right) = 0.$$

მიღებული ტოლობის ინტეგრება გვაძლევს

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} \quad (2.9)$$

(2.9) დამოკიდებულება ბერნულის განტოლების სახელწოდებით არის ცნობილი. იგი ითვლება ჰიდრაულიკის ერთ-ერთ ძირითად განტოლებად.

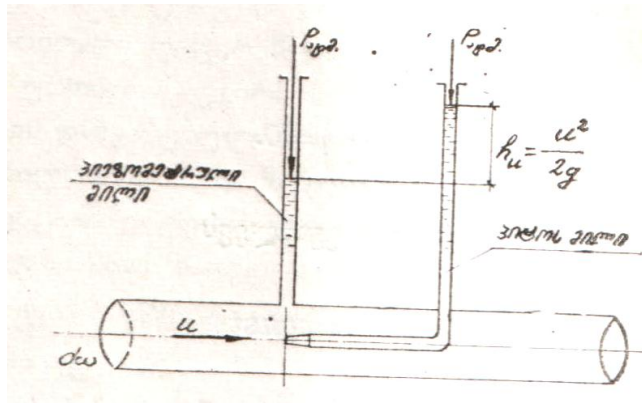
ბერნულის განტოლებიდან ირკვევა, რომ უკუმშვადი იდეალური სითხის დამყარებული მოძრაობის დროს ელემენტარული ჭავლის გასწვრივ (ამ ჭავლზე მდებარე სითხის ყველა ნაწილაკისათვის) ზემოთ მოყვანილი სამი წევრის ჯამი ინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას. ერთი ჭავლიდან მეორე ჭავლზე გადასვლისას სამწევრას მნიშვნელობა იცვლება (გარდა პოტენციური მოძრაობისა).

ბერნულის განტოლებაში შემავალ z სიდიდეს ხშირად მარტივად ნიშნულს უწოდებენ. იგი ახასიათებს განსახილველი ჭავლის ცოცხალი კვეთის დაშორებას წინასწარ არჩეული თარაზული $0-0$ სიბრტყიდან, რომელსაც საფარდი სიბრტყე ეწოდება. $\frac{p}{\rho g}$ -ზე არის პიეზომეტრიული სიმაღლე (პიეზომეტრიული დაწნევა). ეს

უკანასკნელი გამოხატავს იმ სიმაღლეს, რომელზედაც აიწევს სითხის დონე პიეზომეტრიულ მილში, თუ მას განსახილველ წერტილში მოვათავსებთ.

$\frac{u^2}{2g}$ – წევრს სიჩქარითი დაწნევა ეწოდება. იგი განსაზღვრავს იმ სიმაღლეს,

რომლიდანაც უნდა ჩამოვარდეს ტანი უჰაერო სივრცეში (საწყისი სიჩქარის გარეშე), რომ განავითაროს ბოლო წერტილში u სიჩქარე. ამ სიმაღლის განსაზღვრა სითხეში შესაძლებელია ე.წ. პიტოს მილის მეშვეობით, რომლის მოხრილი ბოლო ნაწილი საშუალებას იძლევა სითხის სიჩქარე მიმართული იყოს მილის შესასვლელი ხვრეტისაკენ.



ნახ. 2.6

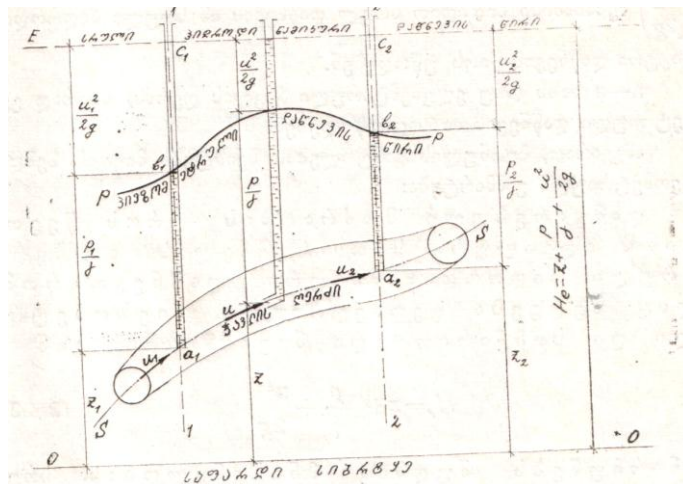
როგორც ნახაზიდან (2.6) ჩანს, პიტოს მილში სითხის დონე $\frac{u^2}{2g}$ მონაკვეთით მაღლა დგას, ვიდრე პიეზომეტრიულ მილშია. თუ ჩვენ ავითვლით h_u სიმაღლეს, საშუალება გვქვია გავიყვანოთ პიტოს მილის საშუალებით განესაზღვროთ წერტილში სითხის სიჩქარე დამოკიდებულებით:

$$u = \sqrt{2gh_u} .$$

მოყვანილი ფორმულა ცდომილებას იძლევა. პრაქტიკული გაანგარიშებისათვის ხმარობენ დამოკიდებულებას

$$u = \varphi \sqrt{2gh_u} .$$

სადაც φ არის შემასწორებელი კოეფიციენტი და განისაზღვრება მოცემული მილისათვის ტარირების მეშვეობით.



ნახ. 2.7

(2.7) ნახაზზე მოცემულია ბერნულის განტოლების გრაფიკული ინტერპრეტაცია. დაუშვათ, რომ $S-S$ არის ელემენტარული ჭავლის ღერზი, თუ ჭავლის ღერძზე მდებარე a_1 და a_2 წერტილებში, რომლებიც დაშორებულია $0-0$ სიბრტყიდან უმოკლესი z_1 და z_2 მანძილებით, მოვათავსებთ პიეზომეტრულ მილებს, მაშინ ამ მილებში სითხე სათანადოდ b_1 და b_2 დონეებზე დადგება, ხოლო თუ იმავე

წერტილებში პიტოს მილი იქნება მოთავსებული, სითხის დონე სათანადოდ c_1 და c_2 წერტილებამდე აიწევს.

a_1 და a_2 წერტილებში გატარებული 1-1 და 2-2 ვერტიკალური კვეთებისათვის ბერნულის განტოლება (2.9) მიიღებს სახეს:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} \quad (2.10)$$

$p-p$ წირს, რომელიც b წერტილებს აერთიანებს პიეზომეტრული დაწნევის ან პიეზომეტრულ წირს უწოდებენ.

$E-E$ წირს, რომელიც C წერტილებს აერთიანებს და პიეზომეტრული დაწნევის წირიდან დაშორებულია, სიჩქარითი დაწნევის $\left(\frac{u^2}{2g}\right)$ შესაბამისი სიდიდით სრულ დაწნევას ან სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევის წირს უწოდებენ.

$a-a$ ხაზს ხშირად გეომეტრიული დაწნევის ხაზსაც უწოდებენ.

ამგვარად, ბერნულის განტოლებას შეიძლება მიეცეს შემდეგი გეომეტრიული განმარტება:

დამყარებული მოძრაობის დროს წვეთოვანი, იდეალური სითხის ჭავლის გასწვრივ სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევა, რომელიც შედგება გეომეტრიული, პიეზომეტრული და სიჩქარითი დაწნევის ჯამისაგან ინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას.

$$H_e = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{u^2}{2g} \quad (2.11)$$

სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევის, წრფე წირი მისი მუდმივობის გამო თარაზულია. იგი გეომეტრიულად გამოსახავს დაწნევის წირის ამაღლებას საფარდი 0-0 სიბრტყის მიმართ.

ბერნულის განტოლება ენერგეტიკული თვალსაზრისით, არსებითად გამოხატავს ენერჯიის მუდმივობის კანონს სითხეებისათვის. ამ განტოლების თითოეული წევრი ენერგეტიკული თვალსაზრისით შეიძლება შემდეგნაირად დახასიათდეს: z გამოხატავს ერთეული წონის მქონე სითხის მდებარეობის ენერჯიეს პირობით აღებული თარაზული საფარდი სიბრტყის მიმართ. $\frac{p}{\gamma}$ -ზე გამოხატავს

ჰიდროსტატიკური დაწნევის ენერჯიეს ერთეული წონის მქონე სითხისათვის. $z + \frac{p}{\gamma}$ -

ზე ერთად წარმოადგენს ერთეული წონის მქონე სითხის პოტენციალური ენერჯიის მარაგს. $\frac{u^2}{2g}$ -ზე გამოხატავს ერთეული წონის მქონე სითხის კინეტიკურ ენერჯიას,

რადგან კინეტიკური ენერჯია

$\mathcal{E}_\phi = \frac{mu^2}{2}$, ერთეული წონისათვის იქნება:

$$\mathcal{E}_{b,\phi} = \frac{\mathcal{E}_\phi}{G} = \frac{mu^2}{2mg} = \frac{u^2}{2g} .$$

თუ ზემოთ თქმულს მივიღებთ მხედველობაში, მაშინ ბერნულის განტოლებას შეიძლება მიეცეს შემდეგი ენერგეტიკული განმარტება: სითხის დამყარებული რეჟიმით მოძრაობის დროს იდეალური სითხის ელემენტარული ჭავლის სრული ხვედრითი ენერგია შემდგარი მდებარეობის დაწნევის პოტენციალური და კინეტიკური ხვედრითი ენერგიების ჯამისაგან ინარჩუნებს მუდმივ მნიშვნელობას.

$$\mathcal{E}_{b,sრული} = \underbrace{\mathcal{E}_{b,მდებარეობის}}_z + \underbrace{\mathcal{E}_{b,წნევის}}_{p/\gamma} + \mathcal{E}_{b,a} \quad (2.12)$$

$\mathcal{E}_{b,პოტენციალური}$

მოყვანილი დამოკიდებულება გვიჩვენებს, რომ თუ ჭავლის გასწვრივ იდეალური სითხის დამყარებული რეჟიმით მოძრაობის დროს ადგილი ექნება ენერგიის რომელიმე შემადგენელი ნაწილის ცვლილებას, მაშინ მას უნდა მოჰყვეს დანარჩენი სიდიდეების ისეთი ოდენობით ცვლილება, რომ ენერგიის ჯამი დარჩეს უცვლელი. ე.ი. მოძრაობის დროს ადგილი ექნება ენერგიის გადასვლას პოტენციალურიდან კინეტიკურში და პირიქით.

2.8 ბერნულის განტოლება რეალური სითხის ნაკადისათვის დამყარებული რეჟიმით მოძრაობის შემთხვევაში

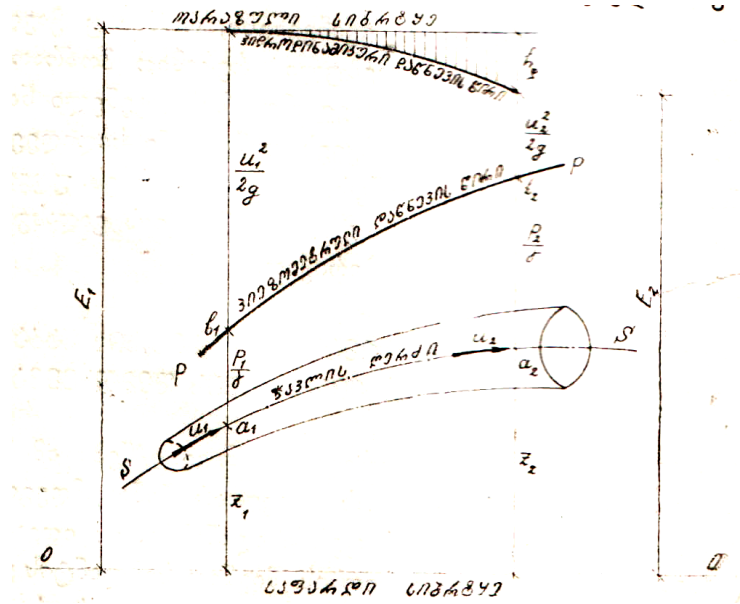
ჭავლის გასწვრივ ხვედრითი ენერგია მუდმივი იქნება იმ შემთხვევაში თუ სითხე მოძრაობის დროს არავითარ წინააღმდეგობას არ შეხვდება. როგორც წინა ლექციაზე აღინიშნა, ეს იდეალური სითხის შემთხვევაა. რეალური სითხის შიგნით სიბლანტის გამო ჩაისახება წინააღმდეგობის ძალები, რომელთა გადალახვისათვის მან უნდა დახარჯოს სრული ენერგიის განსაზღვრული ნაწილი, რის გამოც ჭავლის გასწვრივ ხვედრითი ენერგია დაიწყებს შემცირებას, ე.ი. $\mathcal{E}_{b,სრული1} > \mathcal{E}_{b,სრული2}$, ანუ

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} > z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g}$$

მაშასადამე ჭავლის წინა კვეთის სრული ხვედრითი ენერგია უნდა წარბობდეს შემდეგ კვეთში სრულ ხვედრით ენერგიეს. თუ ორ განსახილველ კვეთს შორის ყველა სახის წინააღმდეგობათა გადალახვაზე დახარჯულ ხვედრით ენერგიეს პირობითად ავლნიშნავთ $h_{\text{ლ}}$ -თი, მაშინ ზემოთ მოყვანილი უტოლობის ნაცვლად შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი ტოლობა

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{u_2^2}{2g} + h_{\text{დ.}} \quad (2.13)$$

(2.13) პირობა ბერნულის განტოლებაა რეალური სითხის ჭავლისათვის.



ნახ. 2.8

2.8 ნახაზზე მოცემულია (2.13) ტოლობის გრაფიკული ინტერპრეტაცია. თუ შავადარებთ მოყვანილ გრაფიკს იდეალური სითხის ჭავლისათვის ბერნულის განტოლების ანალოგიურგრაფიკულ ინტერპრეტაციას (ნახ. 2.7), ადვილი შესამჩნევია, რომ ჰიდროდინამიკური დაწნევის წირი არაა თარაზული. მას ახასიათებს ვარდნა მოძრაობის მიმართულებით.

მონაკვეთები, რომლებიც მოთავსებულია ჰიდროდინამიკური დაწნევის წირსა და თარაზულ სიბრტყეს შორის, შეესაბამება დაკარგული ხვედრითი ენერჯიის სიდიდეებს.

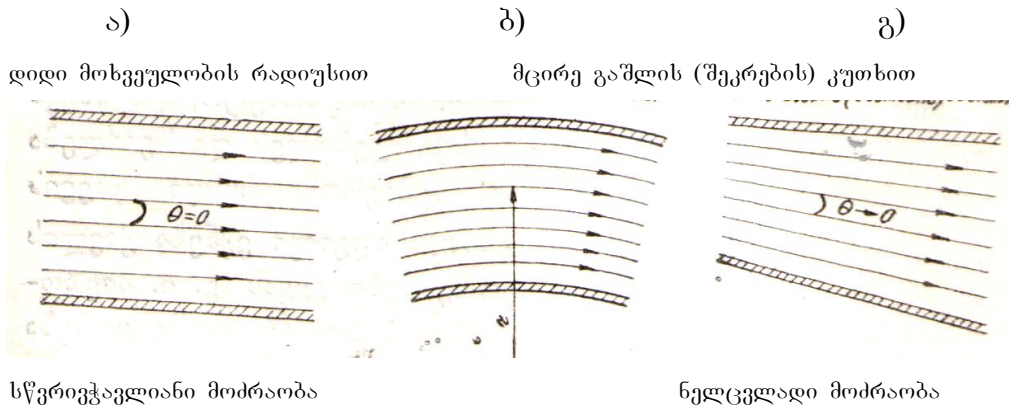
აღსანიშნავია ერთი მნიშვნელოვანი გარემოება, რომ თუ ჰიდროდინამიკური დაწნევის წირს, როგორც ავღნიშნეთ, უნდა ახასიათებდეს მხოლოდ დადებითი ქანობი მოძრაობის მიმართულებით, პიეზომეტრული დაწნევის წირს შეიძლება ჰქონდეს როგორც დადებითი, ასევე უარყოფითი ქანობები, ე.ი. პიეზომეტრული წნევა მოძრაობის მიმართულებით შეიძლება მცირდებოდეს და შეიძლება იზრდებოდეს. პირველ შემთხვევას ადვილი ექნება ჭავლის სიჩქარის გაზრდის ხარჯზე, ხოლო მეორე შემთხვევას იწვევს ჭავლის სიჩქარის შემცირება მოძრაობის მიმართულებით.

პრაქტიკული ხასიათის საკითხების გადაწყვეტისათვის საჭიროა მიღებული ბერნულის განტოლების განზოგადება მთელ ნაკადზე. მანამდე ყურადღება შევაჩეროთ ნაკადის ზოგიერთ თვისებაზე.

სითხის ნაკადი კალაპოტში შეიძლება მოძრაობდეს როგორც თანაბარი, ასევე არათანაბარი ძრაობის რეჟიმით.

სითხის თანაბარი მოძრაობის შემთხვევაში ნაკადის სიჩქარე, ხარჯი, ცოცხალი კვეთის ფართი როგორც სიდიდით, ასევე ნაკადის ფორმით, მოძრაობის მიმართულებით დროში არ იცვლება. შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ მთელი ნაკადი შედგება ერთმანეთის გასწვრივ მოძრავი ჭავლებისაგან და ასევე მოძრაობას ხშირად **სწვრივჭავლოვან ან პარალელურჭავლიან მოძრაობას უწოდებენ**. ასეთი სახის მოძრაობის დროს ცოცხალი კვეთის ფართობი ყოველთვის ბრტყელია (ნახ. 2.9 ა).

სითხის არათანაბარი მოძრაობის შემთხვევაში ნაკადის სიჩქარე, ცოცხალი კვეთის ფართი და სხვა მახასიათებლები, ძრაობის მიმართულებით ცვალებადია.



ნახ. 2.9

არათანაბარი მოძრაობის დროს ჩვენ შეიძლება ცალკე გამოვყოთ შემთხვევა, როდესაც ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართი მოძრაობის გასწვრივ განიცდის მდორე ცვლილებას, რასაც თან სდევს კვეთებში საშუალო სიჩქარეების მცირე სიდიდით შეცვლა. თუ აღწერილი სახით მოძრაობს სითხე, მაშინ სითხის ჭავლების როგორც სიმრუდე, ასევე გაშლის კუთხე უმნიშვნელოა. მოძრაობა მცირედ განსხვავდება სწვრივჭავლიანისაგან და ინარჩუნებს უკანასკნელის ძირითად თვისებებს (ნახ. 2.9 ბ). მას **მდორედ ცვალებად ანუ ნელცვლად მოძრაობას უწოდებენ**.

ნელცვლადი მოძრაობის დროს ცოცხალი კვეთი ისევე, როგორც სწვრივჭავლიანი მოძრაობისას, შეგვიძლია ჩავთვალოთ მოძრაობის ღერძის მართობულ ბრტყელ სიბრტყედ, რადგან ჭავლთა შორის კუთხის სიმცირის ან დიდი მოხვეულობის რადიუსის სიჩქარის ვექტორის მდგენელები ცოცხალი კვეთის სიბრტყეზე დაახლოებით ნულს უტოლდება. ამ შემთხვევაში ჰიდროდინამიკური წნევები ნაწილდება ჰიდროსტატიკის კანონით, ანუ ხვედრითი პოტენციური ენერგია მუდმივი უნდა იყოს ცოცხალი კვეთის ყველა წერტილისათვის:

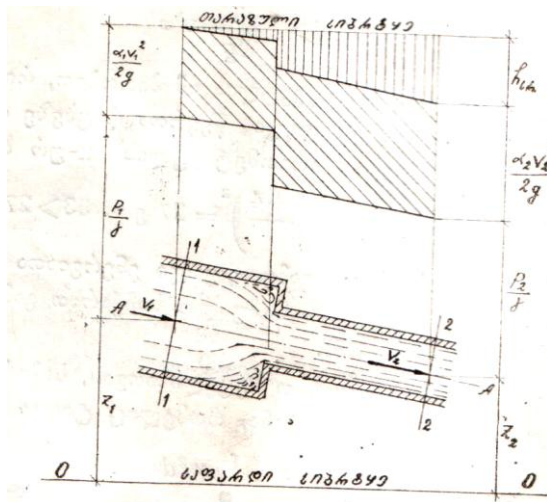
$$z + \frac{p}{\gamma} = const$$

რაც შეეხება მესამე წევრს, რომელიც გამოხატავს ხვედრით კინეტიკურ ენერგიას, მის დასათვლელად საჭიროა თითოეული ელემენტარული ჭავლის ენერგიის დათვლა ნამდვილი სიჩქარეების მიხედვით, რაც, ძალიან ძნელია, ამიტომ ამ ენერგიას

ითვლიან საშუალო სიჩქარის მიხედვით, რადგანაც ცოცხალ კვეთში სიჩქარეების განაწილება არათანაბარია, ამიტომ საშუალო სიჩქარით დათვლილი კინეტიკური ენერგია განსხვავდება ნამდვილი სიჩქარით დათვლილი კინეტიკური ენერგიისგან. ამ განსხვავების აღმოსაფხვრელად შემოგვაქვს შემასწორებელი კოეფიციენტი $\alpha = \frac{\mathcal{E}_u}{\mathcal{E}_v}$,

სადაც მრიცხველი არის ნამდვილი u სიჩქარეებით დათვლილი ხვედრითი კინეტიკური ენერგია, მნიშვნელი საშუალო v სიჩქარით დათვლილი კინეტიკური ენერგია. α -ს მნიშვნელობა დამოკიდებულია კვეთში სიჩქარეთა განაწილებაზე და ჩვეულებრივ არხებსა და მილსადენებში ტოლია: $\alpha = 1.05 \div 1.15$, ამიტომ ბერნულის განტოლება რეალური სითხის ნაკადისათვის შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_{\text{სრ.}} \quad (2.14)$$



ნახ. 2.10

(2.14) დამოკიდებულებაში (ნახ. 2.10); z გამოხატავს განსახილველი ცოცხალი კვეთის სიმძიმის ცენტრის დაშორებას პირობითად აღებული საფარდი სიბრტყიდან; $\frac{p}{\gamma}$ – პიეზომეტრული დაწნევა, განსახილველი ცოცხალი კვეთის სიმძიმის ცენტრში; α გამოხატავს ცოცხალ კვეთში დროის ერთეულში გასული სითხის ნამდვილი სიჩქარეებით გამოთვლილი კინეტიკური ენერგიის შეფარდების საშუალო სიჩქარით გამოთვლილ კინეტიკურ ენერგიასთან. იგი დამოკიდებულია ცოცხალ კვეთში სიჩქარეების განაწილების ხასიათზე. მას კინეტიკური ენერგიის კორექტივს ან კორეოლისის კოეფიციენტს უწოდებენ. თეორიული გზით α გამოთვლა შესაძლებელია მხოლოდ მოძრაობის უმარტივესი შემთხვევისათვის. მის დასადგენად საჭიროა კვეთში ჩავატაროთ სიჩქარეების გაზომვა. რაც მეტი იქნება განსხვავება მაქსიმალური და მინიმალური სიჩქარეებისა კვეთში საშუალო სიჩქარისაგან α -ს

მნიშვნელობა მით მეტი იქნება. თანაბარი ძრავის შემთხვევაში, მაგ.,
წყლისათვის: $\alpha \cong 1.1 \div 1.15$ –ის ტოლი მიიღება.

$\frac{av^2}{2g}$ –ს საშუალო სიჩქარით დაწნევას უწოდებენ;

$h_{სრ.}$ – დაწნევის დანაკარგების ჯამი ან ბერნულის განტოლების დამატებითი წევრი ეწოდება.

(2.14) ბერნულის განტოლებით სარგებლობის დროს უნდა გვახსოვდეს, რომ იგი: 1) შეიძლება გამოყენებულ იქნეს დამყარებული ნაკადის იმ შერჩეული კვეთებისათვის, რომლებიც აკმაყოფილებს ნელცვლადობის ან სწვრივჭავლიანობის პირობას. განსახილველ კვეთებს შორის ნაკადი შეიძლება ნებისმიერი მოძრაობით ხასიათდებოდეს. ამ მოძრაობის ხასიათს მხედველობაში მიიღებს ბერნულის განტოლების დამატებითი წევრი. 2) საჭიროა იგი დაიწეროს ორი მთელი ცოცხალი კვეთისათვის და არა ორი ელემენტარული ჭავლის კვეთისათვის, რასაც ადგილი ჰქონდა წინა ლექციაზე განხილულ საკითხებში.

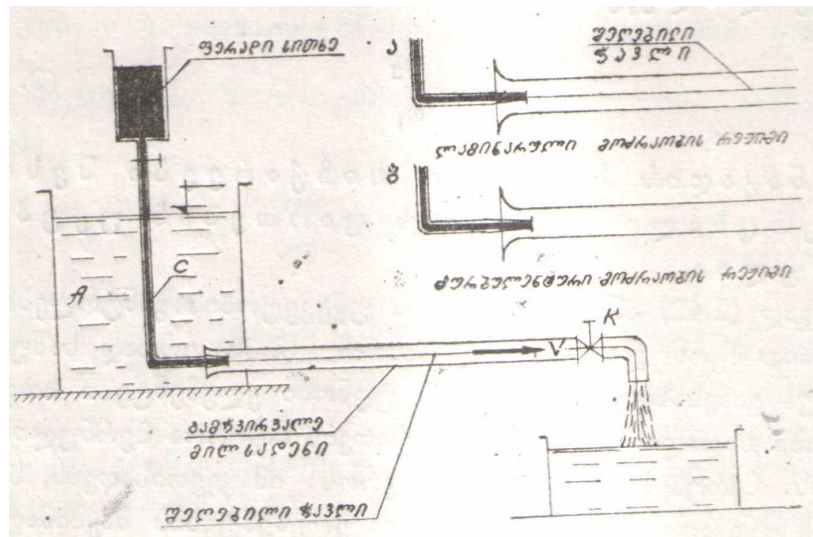
Tavi III.

სითხის მოძრაობის რეჟიმები და ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობათა სახეები

3.1 სითხის მოძრაობის რეჟიმები

როგორც წინა ლექციაზე ავლნიშნეთ ბერნულის განტოლების მთელ ნაკადზე განზოგადებისათვის საჭირო შეიქმნა ნაკადის წარმოდგენა ელემენტალური ჭავლების კონის სახით, რაც რიგ შემთხვევაში არ შეესაბამება სინამდვილეს. სითხის ფაქტიური მოძრაობა განსხვავდება ამ ხელოვნურად მიღებული მოდელისაგან.

ჯერ კიდევ დიდი ხნის წინ რიგი მკვლევარების მიერ შემჩნეული იყო, რომ სითხე სხვადასხვა სიჩქარით საჭირო გადაადგილებისას პრინციპულად განსხვავებული რეჟიმებით მოძრაობს. 1883 წელს ინგლისელმა მეცნიერმა ო.რეინოლდსმა ცდებით დაადასტურა მოძრაობის ორი რეჟიმის არსებობა, რომელთა დროს მოძრაობისადმი წინააღმდეგობის კანონზომიერებანი ერთმანეთისაგან მკვეთრად განსხვავდება. 3.1 ნახაზზე მოცემულია რეინოლდსის დანადგარი.



ნახ. 3.1

A ჭურჭელი შეესებულია სითხით. ჭურჭელთან შეერთებულია გამჭვირვალე მილსადენი, რომლის ბოლოს მოთავსებული K საკეტი საშუალებას იძლეოდა გამოდინებული სითხის v საშუალო სიჩქარის რეგულირებას. C მცირე დიამეტრიც მქონე მილსადენით გამჭვირვალე მილსადენში სითხესთან ერთად მიეწოდება შეღებილი სითხე. რეინოლდსმა მრავალგზის დაკვირვებები ჩაატარა გამჭვირვალე მილსადენში ცალკეულ ჭავლთა და სითხის ნაწილაკთა სხვადასხვა სიჩქარით გადაადგილებაზე. გამოიკვია, რომ სითხის მცირე სიჩქარეებით მოძრაობის დროს შეღებილი ჭავლი არ ირეოდა ძირითად ნაკადთან და განაგრძობდა წრფეწირულ მოძრაობას გამჭვირვალე მილსადენის გასწვრივ (ნახ. 3.1 ა დეტალი). ნაკადის სიჩქარის მომატების დროს განსაზღვრული საშუალო სიჩქარის ზევით შეღებილი სითხე ინტენსიურად ირეოდა ნაკადთან და ადგილი ჰქონდა ნაკადის შიგნით შეღებილი სითხის ნაწილაკების უწესრიგო გადაადგილებას მის ძირითად ნაკადთან ინტენსიური შერევით (ნახ. 3.1 ბ).

მოძრაობის პირველმა სახემ მიიღო ჭავლისებრი ანუ ლამინარული მოძრაობის რეჟიმის სახელწოდება, ხოლო მოძრაობის მეორე სახემ ქაოსური ანუ ტურბულენტური მოძრაობის რეჟიმის სახელწოდება.

რეინოლდსმა დაადგინა, რომ ამა თუ იმ რეჟიმის არსებობა დამოკიდებულია ცოცხალ კვეთში სითხის საშუალო სიჩქარეზე v , მილსადენის დიამეტრზე d , სითხის ტემპერატურასა და სიბლანტეზე.

მოძრაობის რეჟიმის დადგენა შესაძლებელია ე.წ. რეინოლდსის უგანზომილებო რიცხვით, რომელსაც შემდეგი სახე აქვს:

$$Re = \frac{vd}{\nu} \quad (3.1)$$

სადაც ν არის სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ წრიული განივი კვეთის მილსადენებისათვის ჰიდრავლიკური რადიუსი $R = \frac{d}{4}$, მაშინ ნებისმიერი განივი კვეთის მქონე კალაპოტისათვის (3.1) დამოკიდებულება მიიღებს სახეს:

$$Re = \frac{4vR}{\nu} = \frac{4\rho v R}{\mu} \quad (3.2)$$

რეინოლდსის რიცხვის მოყვანილი მნიშვნელობა საშუალებას გვაძლევს წარმოდგენა ვიქონიოთ მოცემულ ნაკადში მოძრაობის შესაძლო რეჟიმის არსებობაზე.

ცდებით დადგენილია, რომ თუ $Re < 2320$ წრიული მილსადენებისათვის შესაძლებელია მხოლოდ ლამინარული რეჟიმით მოძრაობა. თუ $Re > 2320$ Re - განსაზღვრულ მნიშვნელობამდე, ანუ როცა $Re = 13800$ შესაძლებელია, როგორც ტურბოლენტური ასევე ლამინალური ძრაობის რეჟიმი, ხოლო ამის ზემოთ მოსალოდნელია მხოლოდ ტურბოლენტური ძრაობის რეჟიმი.

რეინოლდსის რიცხვის იმ მინიმალურ მნიშვნელობას, რომლის ქვევითაც შეუძლებელია ტურბოლენტური რეჟიმის არსებობა, რეინოლდსის ქვედა კრიტიკულ რიცხვს უწოდებენ, ხოლო რეინოლდსის რიცხვის იმ მაქსიმალურ მნიშვნელობას, რომლის ზევით ლამინარული მოძრაობა შეუძლებელია, რეინოლდსის ზედა კრიტიკულ რიცხვი ეწოდება.

როგორც აღწერიდან ჩანს, ლამინალური და ტურბოლენტური მოძრაობის დროს მკვეთრად უნდა განსხვავდებოდეს მოძრაობისადმი წინააღმდეგობის კანონები, ე.ი. აქედან გამომდინარე, დაწნევის დანაკარგი დამოკიდებული უნდა იყოს მოძრაობის რეჟიმზე.

ცდების შედეგად დადგენილია, რომ ლამინარული რეჟიმით მოძრაობისას დაწნევის დანაკარგი ცოცხალი კვეთის საშუალო სიჩქარის პირველი ხარისხის პროპორციულია:

$$h_k = K_{\text{ლ}} V \quad (3.3)$$

ხოლო ტურბოლენტური მოძრაობისას დაწნევის დანაკარგი საშუალო სიჩქარის $n > 1$ ხარისხის პროპორციული

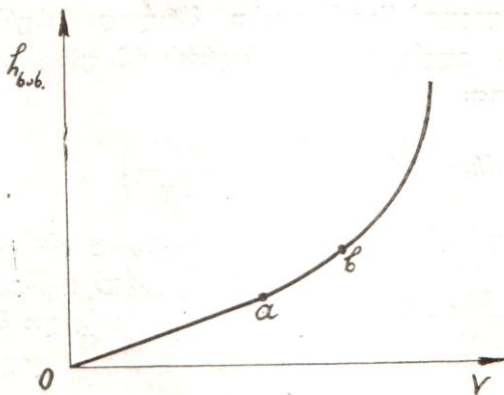
$$h_k = K_{\text{ტ}} V^n \quad (3.4)$$

სადაც $K_{\text{ლ}}$ და $K_{\text{ტ}}$ არის პროპორციულობის კოეფიციენტები სათანადოდ ლამინარული და ტურბოლენტური მოძრაობის რეჟიმისათვის;

n – ხარისხის მაჩვენებელი, რომლის მნიშვნელობა მერყეობს 1,75 – 2-მდე.

n -ის ცვლილება მოყვანილ დიაპაზონში, მიუთითებს იმაზე, რომ იგი დამოკიდებულია ნაკადის ტურბოლენტობის ხარისხზე. ჩამოყალიბებული ტურბოლენტობის დროს მისი მნიშვნელობა 2-ის ტოლია $1 < n < 2$ მნიშვნელობა,

მოძრაობის გარდამავალ რეჟიმს შეესაბამება. აქედან გამომდინარე, ლამინალური მოძრაობისას დაწნევის დანაკარგის კავშირი სიჩქარესთან გამოიხატება სწორი ხაზით (ნახ. 3.2 მონაკვეთი $0-a$), ხოლო ტურბოლენტური მოძრაობისას – კვადრატული პარაბოლით (b – წერტილის ზევით), ab მონაკვეთი კი გარდამავალი რეჟიმით მოძრაობას შეესაბამება.



ნახ. 3.2

ამრიგად, ლამინალური და ტურბოლენტური მოძრაობის ძირითადი განმასხვავებელი თვისება მდგომარეობს იმაში, რომ დაწნევის დანაკარგი პირველ შემთხვევაში ნაკადის საშუალო სიჩქარის პირველი ხარისხის პროპორციულია, ხოლო მეორე შემთხვევაში – სიჩქარის კვადრატის. გარდამავალი ზონა, რადგანაც არამდგრადია ამიტომ გაანგარიშების ჩატარებისას იგი, როგორც ტურბოლენტური მოძრაობის შესაბამისი რეჟიმით განიხილება.

3.2 თანაბარი მოძრაობის მთავარი განტოლება

ბერნულის განტოლება რეალური სითხის ნაკადისათვის დამყარებული მოძრაობის დროს შეიცავს $h_{სს}$ – დამატებით წევრს. იგი გამოხატავს დაწნევის დანაკარგს მთელ სიგრძეზე, რაც დაიხარჯება წინააღმდეგობათა გადალახვაზე პირველი კვეთიდან სითხის მეორე კვეთამდე გადაადგილებისას.

როგორც ვიცით წინააღმდეგობები შეიძლება იყოს ორი სახის – ხახუნის და ადგილობრივი ხასიათის.

განვსაზღვროთ ბერნულის განტოლების დამატებითი წევრი $h_{სს}$:

$$h_{სს} = - \left[\left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} \right) - \left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} \right) \right]$$

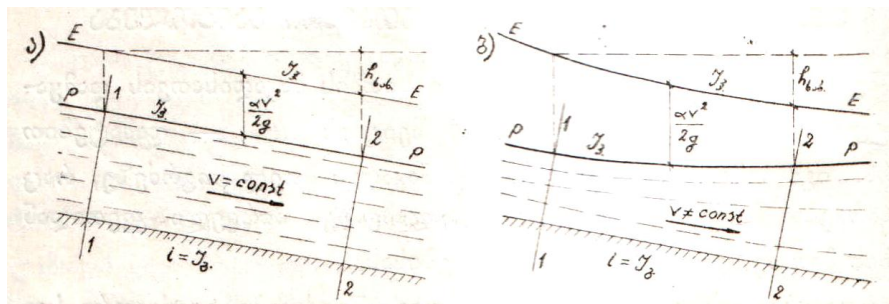
თუ მხედველობაში მივიღებთ მხოლოდ ხახუნზე დაწნევის დანაკარგებს, ელემენტარული სიგრძის dS უბნისათვის, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$dh_{\text{სრ}} = -d\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g}\right) \quad (3.5)$$

აქედან დასკვნა: იმ შემთხვევაში, როდესაც სითხის მოძრაობისას ადგილი აქვს მხოლოდ ხახუნზე დაწნევის დანაკარგებს, მაშინ დაწნევის დანაკარგი ნაკადის უსასრულოდ მცირე სიგრძის უბანზე სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევის დიფერენციალის ტოლია.

სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევის დიფერენციალის ფარდობას შესაბამის ელემენტარულ dS სიგრძესთან ან სრული დაწნევის დანაკარგს სიგრძის ერთეულზე ნაკადის ღერძის გასწვრივ, ჰიდრავლიკური ქანობი ეწოდება და იანგარიშება ფორმულით:

$$I_{\text{ჰ}} = -\frac{d}{dS}\left(z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g}\right) \quad (3.6)$$



უდაწნეო თანაბარი მოძრაობის შემთხვევა

უდაწნეო არათანაბარი მოძრაობის შემთხვევა

$$(I_{\text{გ}} = I_{\text{ჰ}} = I_{\text{კ}})$$

$$(I_{\text{ჰ}} \neq I_{\text{კ}} \neq I_{\text{გ}})$$

ნახ. 3.3

3.3 ნახაზზე მოცემულია სითხის დამყარებული უდაწნეო მოძრაობის შემთხვევები თანაბარი და არათანაბარი მოძრაობის დროს. $E-E$ სრული დაწნევის წირია, რომელიც ხასიათდება $I_{\text{ჰ}}$ ჰიდრავლიკური ქანობით.

სითხის თანაბარი მოძრაობის რეჟიმით გადაადგილებისას, რადგანაც $v = \text{const}$ ნაცვლად (3.6) –ისა გვექნება:

$$I_{\text{ჰ}} = I_{\text{კ}} = -\frac{d}{dS}\left(z + \frac{p}{\gamma}\right) \quad (3.7)$$

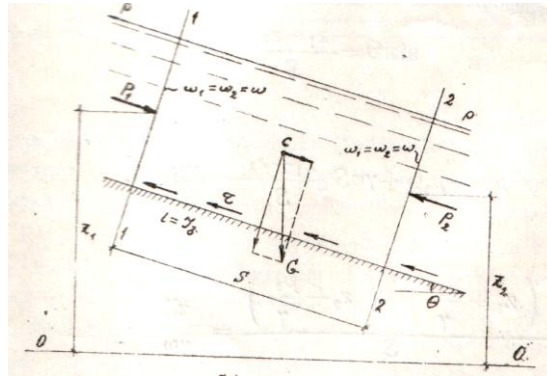
ე.ი. თანაბარი მოძრაობის დროს ჰიდრავლიკური ქანობი პიეზომეტრული ქანობის ტოლია რადგანაც $PP \parallel EE$ -სი.

უდაწნეო თანაბარი მოძრაობის შემთხვევაში, როდესაც სითხე კალაპოტში მოძრაობს სიმძიმის ძალის მდგენელის ხარჯზე მოძრაობის მიმართულებით,

კალაპოტის გეომეტრიული, პიეზომეტრული და ჰიდრაულიკური ქანობები ერთმანეთის ტოლია $I_3 = I_3 = I_3$ რადგან ეს სამი წრფეწირი ერთმანეთის პარალელურია.

იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილი აქვს დაწნევიან თანაბარ მოძრაობას და მილსადენის ღერძი თარაზულია, მაშინ $Z = const$ და ნაცვლად (3.7)-ისა გვექნება:

$$I_3 = I_3 = -\frac{1}{\gamma} \frac{dP}{dS} \quad (3.8)$$



ნახ. 3.4

გამოვიყენოთ თანაბარი მოძრაობის მთავარი განტოლება, რომელიც შემდგომში საფუძველი გახდება ამ სახის მოძრაობის დასახასიათებლად. განვიხილოთ სითხის თანაბარი მოძრაობა ღია კალაპოტებში რაღაც S სიგრძის უბანზე (ნახ.3.4).

მოვათავსოთ ეს უბანი ორ ნორმალურ 1-1 და 2-2 კვეთებს შორის. რაგანაც მოძრაობას აქვს ადგილი $v = const$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega = const$, ე.ი. ნაკადის მთელ სიგრძეზე ცოცხალი კვეთის ფართი და საშუალო სიჩქარე მუდმივი რჩება. ავლნიშნოთ ცოცხალი კვეთების სიმძიმის ცენტრების დაშორება 0-0 საფარდი სიბრტყიდან შესაბამისად z_1 და z_2 -ით, ხოლო საშუალო-ჰიდროსტატიკური წნევები ამავე წერტილში p_1 და p_2 ხახუნის მხები ძაბვები, რომლებიც აღიძვრება სითხისა და კალაპოტის საკონტაქტო ზედაპირზე τ .

გამოყოფილ მოცულობაზე იმოქმედებს: სიმძიმის ძალა $G = \gamma \Delta V$, წნევის ძალები ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ მიმართული; $P_1 = p_1 \omega$ და $P_2 = p_2 \omega$, ხახუნის ძალა $T = \tau \chi S$, სადაც χ - სველი პერიმეტრია. მოქმედი ძალების დაგეგმარება მოძრაობის მიმართულებაზე გვაძლევს:

$$P_1 - P_2 + G \sin \theta - T = 0$$

ანუ თუ შევცვლით

$$\sin \theta = \frac{z_1 - z_2}{S} \quad \text{-ით}$$

მაშინ გვექნება

$$p_1\omega - p_2\omega + \gamma\omega S \frac{z_1 - z_2}{S} - \tau\chi S = 0,$$

ანუ

$$\frac{\left(z_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right) - \left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right)}{S} = \frac{\tau\chi}{\gamma\omega}$$

თუ გავიხსენებთ, რომ ტოლობის არცხენა ნაწილი (3.7) პირობის თანახმად პიეზომეტრული ქანობია, რომელიც თანაბარი მოძრაობის დროს ღია კალაპოტის ფსკერის ქანობის ტოლია, მაშინ გვექნება:

$$\tau = \gamma R I \tag{3.9}$$

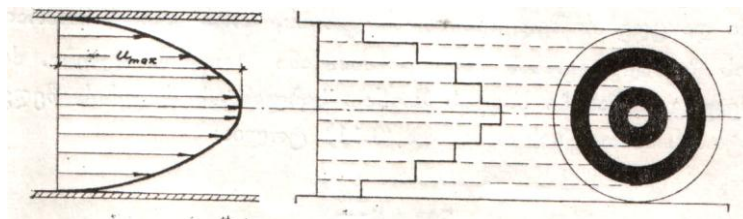
სადაც R არის ჰიდრაულიკური რადიუსი.

მიღებული განტოლება თანაბარი მოძრაობის მთავარი განტოლებაა. იგი სამართლიანია დაწნევიანი მოძრაობის შემთხვევაშიც.

როგორც საბოლოოდ გამოირკვა, თანაბარი მოძრაობის დროს ძალა, რომელიც იწვევს სითხის გადაადგილებას, მთლიანად უნდა იხარჯებოდეს იმ ხახუნის წინააღმდეგობათა დაძლევაზე, რომელსაც ადგილი აქვს მოძრაობის გასწვრივ.

3.3 სითხის ლამინარული მოძრაობა წრიულ მილსადენებში

ლამინარული მოძრაობის დროს ცოცხალ კვეთში სითხის ჭავლები ერთმანეთის სწვრივად მოძრაობს. თუ სითხე წრიულ მილსადენებში გადაადგილდება, მაშინ შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, რომ სითხე მასში მოძრაობს უსასრულოდ მცირე ცილინდრული შრეების სახით, რომლებიც ერთმანეთის მიმართ სხვადასხვა სიჩქარით გადაადგილდება (ნახ. 3.5).

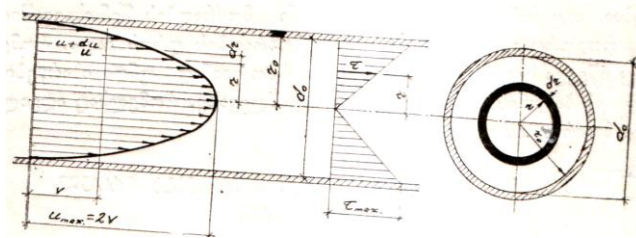


ნახ. 3.5

სითხის შრე, რომელიც მეტი სისწრაფით გადაადგილდება, ცდილობს თან წარიტაცოს ის შრე, რომელიც მის მეზობლად ნაკლები სიჩქარით მოძრაობს და პირიქით, დაბალი სიჩქარით მოძრავი შრე ცდილობს დაამუხრუჭოს მის მეზობლად მაღალი სიჩქარით მოძრავი შრე. ამრიგად, წარმოებს ცილინდრული შრეების ურთიერთმიმართ სრიალი, რის გამოც ამ საკონტაქტო ზედაპირზე წარმოიშობა მხები

ძაბვები, რომელთა სიდიდე შეიძლება დახასიათდეს ნიუტონის ჰიპოთეზის მეშვეობით. ამ შემთხვევაში მიმართველი კედლების როლი გამოიხატება ნაკადის დამუხრუჭებაში, რადგანაც სითხე ეწეება კედლებს მაშასადამე, სიჩქარე მასთან ნულის ტოილ უნდა იყოს.

ლამინარული მოძრაობის დროს შესაძლებელია წინააღმდეგობის თეორიული კანონის მიღება.



ნახ. 3.6

ვთქვათ, სითხე მოძრაობს ლამინარული მოძრაობის რეჟიმით r_0 რადიუსიან წრიულ მილსადენში (ნახ. 3.6). თეორიული ანალიზი და ცდების შედეგები ადასტურებს, რომ სითხის მოძრაობის დროს წინააღმდეგობას იწვევს შინაგანი ხახუნის ძალები. ძაბვა, რომელიც ჩაისახება სითხის შიგნით სიბლანტის ძალების შედეგად ნიუტონის ჰიპოთეზის თანახმად:

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr}$$

მეორე მხრივ თანაბარი მოძრაობის მთავარი განტოლება (3.9) გვაძლევს:

$$\tau = \gamma R I ,$$

რადგანაც ამ ორი ტოლობის მარცხენა ნაწილები ტოლია, მარჯვენა ნაწილებიც ტოილ უნდა იყოს, ე.ი.:

$$\gamma R I = -\mu \frac{du}{dr} \quad (3.10)$$

თუ OX ღერძს შეუთავსებთ მილსადენის ღერძს, მაშინ მისგან r მანძილით დაშორებული კონცენტრული ცილინდრისათვის, რომლის კედლის სისქეა dr გვექნება:

$$R = \frac{r}{2}$$

$$\tau = \frac{\gamma I}{2} \quad (3.11)$$

ამ განტოლებებიდან ჩანს, რომ მხები ძაბვა რადიალური მიმართულებით იცვლება ხაზოვანი კანონით. მილსადენის ღერძზე, სადაც $r=0$; $-\tau=0$, ხოლო მილსადენის კედელთან, სადაც $r=r_0$, აღწევს თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას (ნახ. 3.6).

$$\tau = \tau_{\max} = \frac{\gamma r_0}{2} \quad (3.12)$$

თუ გავყოფთ (3.11)-ს (3.12)-ზე შეგვიძლია მივიღოთ მხები ძაბვის მნიშვნელობა სითხის ნებისმიერ წერტილში გამოსასული მაქსიმალური ძაბვის მეშვეობით

$$\tau = \tau_0 \frac{r}{r_0} \quad (3.13)$$

მხები ძალის მნიშვნელობა r რადიუსიანი და S სიგრძის მქონე ცილინდრული ზედაპირის მქონე ნაკვთზე შეიძლება გაანგარიშდეს დამოკიდებულებით:

$$T_1 = \tau 2\pi r S = \pi r^2 S \gamma \quad (3.14)$$

მიღებული დამოკიდებულებებიდან ჩანს, რომ ჯამური მხები ძალა, რომელიც ცილინდრული ზედაპირის მქონე ნაკვთს გადაეცემა, ტოლია ცილინდრის მოცულობის γ -ზე ნამრავლის. (3.14) დამოკიდებულება ფართოდ გამოიყენება ჰიდროტექნიკური დანიშნულების გაანგარიშების ჩატარების დროს, როდესაც საჭიროა ყამირის ჩონჩხზე გრუნტის წყლის ჰიდროდინამიკური წნევის სიდიდის დადგენა. (3.10)

განტოლებიდან, თუ მასში ჩავსვამთ $R = \frac{r}{2}$ მნიშვნელობას ცვლადების განცალკევების შემდეგ ინტეგრირებით მივიღებთ:

$$u = C - \frac{\gamma r^2}{4\mu}$$

ინტეგრირების მუდმივას დასადგენად ვისარგებლოთ სასაზღვრო პირობით, რომ, როცა $r = r_0$, $u = 0$, მაშინ $C = \frac{\gamma r_0^2}{4\mu}$, ანუ საბოლოოდ მივიღებთ სტოქსის შემდეგ ფორმულას:

$$u = \frac{\gamma}{4\mu} (r_0^2 - r^2)$$

ან

$$u = \frac{\gamma}{4\mu} r_0^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (3.15)$$

მიღებული (3.15) დამოკიდებულება საშუალებას გვაძლევს ავაგოთ ცოცხალ კვეთში სიჩქარეების განაწილების ეპიურა ლამინარული მოძრაობის დროს. ცოცხალ კვეთში მაქსიმალური სიჩქარე გვექნება მილსადენის ღერძზე, ე.ი. როცა $r = 0$, მაშინ

$$u_{\max} = \frac{\gamma r_0^2}{4\mu} = \frac{\gamma d_0^2}{16\mu} \quad (3.16)$$

მიღებული (3.16) დამოკიდებულება საშუალებას გვაძლევს სითხის ნებისმიერ წერტილში ადგილობრივი სიჩქარე გამოვსახოთ მაქსიმალური სიჩქარის მეშვეობით.

$$u = u_{\max} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \quad (3.17)$$

(3.15) და (3.17) დამოკიდებულებები ადასტურებს, რომ სითხის ლამინარული რეჟიმით მოძრაობისას წრიულ მილსადენებში, ადგილობრივი სიჩქარეები ცოცხალ კვეთში ნაწილდება კვადრატული პარაბოლის კანონით, მაქსიმალური სიჩქარის მნიშვნელობით მილსადენის ღერძზე.

r რადიუსიანი ცილინდრის რკალში, რომლის სისქე dr -ია, გასული ელემენტარული ხარჯი ტოილ იქნება:

$$dQ = u d\omega = \frac{\gamma l}{4\mu} (r_0^2 - r^2) 2\pi r dr,$$

სრული ხარჯი ტოილ იქნება

$$Q = \int_{\omega} dQ = \int_0^{r_0} \frac{\gamma l}{4\mu} (r_0^2 - r^2) 2\pi r dr,$$

ანუ

$$Q = \frac{\pi \gamma l}{8\mu} r_0^4 \quad (3.18)$$

მიღებული დამოკიდებულება **პ უ ა ზ ე ლ ი ს** ფორმულის სახელწოდებას ატარებს. ცოცხალ კვეთში, საშუალო სიჩქარის მისაღებად (3.18) გავყოთ ცოცხალი კვეთის ფართზე

$$v = \frac{Q}{\pi r_0^2} = \frac{\gamma r_0^2}{8\mu} \quad (3.19)$$

თუ შეუფარდებთ (3.16) დამოკიდებულებას (3.19)-ს, მივიღებთ:

$$\frac{u_{\max}}{v} = 2 \quad (3.20)$$

ე.ი. ლამინარული მოძრაობის დროს ცოცხალ კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარე მაქსიმალური სიჩქარის ნახევარია.

(3.19) დამოკიდებულება საშუალებას იძლევა განვსაზღვროთ ჰიდრაულიკური ქანობი, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $I = \frac{h_b}{S}$ (3.19) –დან მივიღებთ

$$h_b = \frac{32\mu S v}{\gamma d_0^2} \quad (3.21)$$

(3.2) დამოკიდებულებიდან თუ განვსაზღვრავთ μ -ს, გვექნება

$$\mu = \frac{\rho v d_0}{\text{Re}},$$

რომლის ჩასმას (3.21)-ში $\gamma = \rho g$ -ს გათვალისწინებით გვაძლევს

$$h_b = \frac{64 S v^2}{\text{Re } d_0 2g} \quad (3.22)$$

თუ ავღნიშნავთ

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (3.23)$$

მაშინ ნაცვლად (3.22)-ისა გვექნება

$$h_b = \lambda \frac{S v^2}{d_0 2g} \quad (3.24)$$

მიღებული დამოკიდებულება **დ ა რ ს ი - გ ე ი ს ბ ა ხ ი ს** ფორმულის სახელწოდებით არის ცნობილი. იგი საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ დაწნევის დანაკარგი სითხის ლამინარული მოძრაობის დროს, როდესაც ადგილი აქვს მხოლოდ ხახუნზე ენერჯის დანაკარგებს.

როგორც მოყვანილი (3.24) დამოკიდებულებიდან ჩანს, რადგანაც $\lambda = f\left(\frac{1}{\text{Re}}\right) = f_1\left(\frac{1}{v}\right)$, დაწნევის დანაკარგი ლამინარული მოძრაობის დროს ცოცხალ კვეთში საშუალო სიჩქარის პირველი ხარისხის პროპორციულია. იგივე ფორმულის ანალიზს მივყავართ იმ დასკვნამდე, რომ დაწნევის დანაკარგი დამოკიდებულია სათხის სიბლანტეზე, კალაპოტის კედლების ზომაზე და არ არის დამოკიდებული კალაპოტის კედლების ზედაპირის ხასიათზე.

თუ მხედველობაში მივიღებთ (3.15) დამოკიდებულებას, მაშინ კინეტიკური ენერჯის კორექტივი ლამინარული მოძრაობის დროს გამოდის 2-ის ტოილ.

მიღებული დამოკიდებულებები სამართლიანია ჩამოყალიბებული ლამინარული მოძრაობისათვის, რაც ახასიათებს მილსადენის იმ კვეთებს, რომლებიც დიდი მანძილითაა დაშორებული შესასვლელი ნაწილიდან, რადგან სიჩქარის განაწილება შესასვლელ კვეთში განიცდის მნიშვნელოვან ცვლილებას.

3.4 ზოგიერთი მოკლე ცნობა ნაკადის ტურბულენტური რეჟიმით მოძრაობის შესახებ

ტურბულენტური მოძრაობა ბუნებაში ყველაზე უფრო გავრცელებული სახის მოძრაობაა. მას საერთო არა აქვს ჭავლისებრი მოძრაობის იმ სქემასთან, რასაც ადგილი ჰქონდა ლამინარული მოძრაობის დროს. თუ ლამინარული მოძრაობისას თეორიული გზით შესაძლებელი გახდა ზოგიერთი უმარტივესი დამოკიდებულების მიღება, ტურბულენტური მოძრაობის დროს ეს შეუძლებელი ხდება. რადგანაც ხახუნის წინააღმდეგობა ამ შემთხვევაში მკვეთრად განსხვავდება ე.წ. ლამინარული „ბლანტი“ წინააღმდეგობისაგან. ტურბულენტური მოძრაობის დროს ეს შეუძლებელი

ხდება, როგორც ცდებიდან ირკვევა, წინააღმდეგობა ძირითადად იქმნება განივი გრიგალების ენერჯის შედეგად, რაც ჩაისახება კალაპოტის კედლების ზედაპირთან სიჩქარის დიდი გრადიენტების ზეგავლენით.

მრავალრიცხოვანმა ექსპერტებმა დაადასტურა, რომ ტურბულენტობას ძირითადად იწვევს კალაპოტის მყარი ზედაპირი. ცდებით დადგინდა, რომ უაღრესად გლუვი კალაპოტის ზედაპირთანაც ჩაისახება მნიშვნელოვანი ინტენსივობის მქონე გრიგალები, რომელთა ენერჯია ისეთი სიდიდისაა, რომ ისინი გადალახავენ ნაკადის მეზობელ შრეთა წინააღმდეგობებს და მათში იჭრება, რითაც ქმნის წინააღმდეგობებს დინების განივი მიმართულებით.

კალაპოტის კედელთან ჩასახული გრიგალები, ანუ ტურბულენტური აბობოქრებული ლოკალური მასები, ხასიათდება ნაკადის წინსვლითი, მიმართულებით უმნიშვნელო, ხოლო განივი მიმართულებით მნიშვნელოვანი სიჩქარეებით. ამის გამო ეს გრიგალები ცდილობს წინსვლითი ნაკადიდან შეიერთოს სითხის მასის განსაზღვრული ნაწილი. თავის მხრივ წინსვლითი ნაკადი ცდილობს ამ განივ გრიგალებს დააკარგინოს ინდივიდუალობა და ენერჯია, რის შედეგადაც ისინი იშლება სულ მცირე და მცირე გრიგალებად და უერთდება წინსვლით ნაკადს. რადგანაც გრიგალების ენერჯია მცირდება კალაპოტის კედლიდან დაშორებასთან ერთად, ამიტომ ამასთან ერთად, მათი წინსვლითი ნაკადის დამუხრუჭების უნარი სუსტდება. აღნიშნული აიხსნება ტურბულენტური ნაკადის ცოცხალ კვეთში წინსვლითი ნაკადის სიჩქარის არათანაბარი განაწილება.

აღწერილი დაშლის პროცესი გრძელდება მანამ, სანამ დაშლილი, ინდივიდუალობადაკარგული გრიგალის ენერჯია აღმოჩნდება იმდენად უმნიშვნელო სიდიდის, რომ მის საბოლოო პარალიზებას წერტილს დაუსვავეს სითხის სიბლანტე.

ამრიგად, გამოდის რომ ბუნებრივი ტურბულენტური ნაკადი შედგება სითხის წინსვლითი მოძრაობის მასის და გრიგალების ტურბულენტური განივი ნაკადების ჯამისაგან.

ტურბულენტობის მექანიზმსა და სტრუქტურაზე თანამედროვე შეხედულების შესაბამისად, მის ერთერთ ძირითად თვისებად ტურბულენტობის „მრავალმაშტაბურობა“ ითვლება, რაც სხვადასხვა მაშტაბის ტურბულენტურ პულსაციაში ვლინდება, დაწყებული დიდი l „გარეგანი მაშტაბით“ და დამთავრებული მცირე „ შინაგანი მაშტაბით“ l_0 -ით, რომლის დროსაც სითხის სიბლანტის ზეგავლენა უკვე საგრძნობია.

ტურბულენტური პულსაციის მაშტაბში იგულისხმება რაღაც l მანძილის რიგი, რომლის ფარგლებშიც მნიშვნელოვნად იცვლება მოძრაობის სიჩქარე. ცდებით დადგენილია, რომ რეინოლდსის რიცხვის გაზრდასთან ერთად ნაკადში წარმოიქმნება

ე.წ. „მსხვილმაშტაბიანი პულსაცია“, რომლის მაშტაბი l ნაკადის განივი ზომების რიგისაა. ტურბულენტური მოძრაობის მდინარეებში, არხებში და სხვაგან სწორედ ამ რიგის პულსაციებს აქვთ გადამწყვეტი მნიშვნელობა.

მიუხედავად ამ სირთულეებისა, არსებობს სხვადასხვა ცდები ამ ურთულესი მოვლენის თეორიული გზით მიახლოებითი აღწერისათვის.

თეორიულ გზებს შორის საინჟინრო გაანგარიშებათა ჩასატარებლად ჯერჯერობით ეფექტური აღმოჩნდა ის მიდგომა, რომელიც ისევე, როგორც ლამინარული რეჟიმით მოძრაობისას, სარგებლობს ფაქტიური ჭავლების მოდელით, რომლის დროსაც ნაკადის მათემატიკური აღწერა წარმოებს წერტილში გასაშუალებული ადგილობრივი სიჩქარეებისა და წნევების მეშვეობით. ისევე, როგორც ლამინარული მოძრაობისას აქაც დაშვებულია, რომ წინააღმდეგობის ძალა, რომელიც სითხის ფაქტიური ჭავლისებრი მოძრაობისას ჩაისახება წერტილში, გასაშუალებული სიჩქარის პროპორციულია, მხოლოდ არა პირველ ხარისხში, არამედ კვადრატში. გარდა ამისა, ადრე მიღებული მუდმივი პროპორციულობის კოეფიციენტის ნაცვლად რომელიც სითხის სიბლანტეს გამოსახავდა შემოტანილ იქნა პროპორციულობის ცვლადი კოეფიციენტი, რომელიც დამოკიდებულია ძირითადად ტურბულენტური მოძრაობის ხარისხსა და სხვა მახასიათებლებზე.

ტურბულენტური მოძრაობის აღწერისათვის ო. რეინოლდსმა შეცვალა რეალური ნაკადი წარმოსახვითი მოდელით, რომლის დროსაც ფაქტიური ნაკადი წარმოდგენილია დროში, წერტილში ადგილობრივი გასაშუალებული სიჩქარის და წნევის შესაბამისი ფაქტიური ნაკადით.

მიღებულმა მოდელმა საინჟინრო პრაქტიკისათვის დასაშვებ ფარგლებში საშუალება მოგვცა, პირველი მიახლოებით გადაგვეწყვიტა რიგი საკითხებისა, რომლებიც მანემდე არ იყო გადაწყვეტილი.

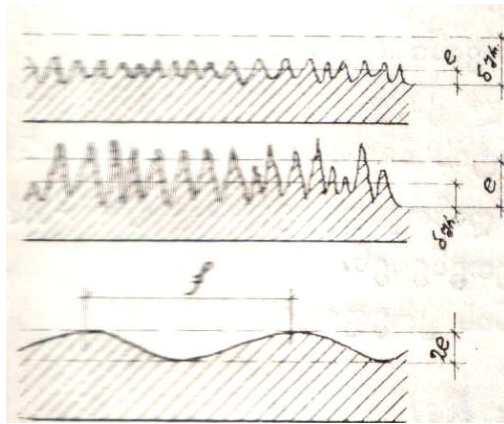
ჩატარებული ექსპერიმენტების საფუძველზე შეიძლება ითქვას, რომ ხახუნის წინააღმდეგობა ტურბულენტურ ნაკადში პროპორციულია დაახლოებით ნაკადის საშუალო სიჩქარის კვადრატის, დამოკიდებულია სითხის სიმკვრივეზე, ნაკადის განივი კვეთის ზომებსა და კალაპოტის კედლების ზედაპირის მდგომარეობის დამახასიათებელ კოეფიციენტზე.

3.5 კალაპოტის კედლის სიმქისის ზეგავლენა სიგრძივ (ხახუნის) ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობაზე

სხვადასხვა სიმქისის მქონე კალაპოტის კედლებზე მრავალრიცხოვანმა დაკვირვებამ გვიჩვენა, რომ თუ ლამინარული მოძრაობის დროს კალაპოტის კედლის

სისქე ზეგავლენას არ ახდენს ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობაზე, ტურბულენტური მოძრაობის დროს კი ეს სიმქისე მნიშვნელოვან როლს თამაშობს. სიმქისის გაზრდა უკანასკნელ შემთხვევაში საგრძნობლად ზრდის ჰიდრაულიკურ დანაკარგებს.

კედლის ზედაპირის დახასიათების მიზნით შემოღებულია ე.წ. აბსოლუტური სიმქისის e ცნება. იგი ახასიათებს კედლის ზედაპირის ხორკლიანობის შეფერილის ან კედლის უთანაბრო ზედაპირის საშუალო სიმაღლეს და იზომება სიგრძის საზომ ერთეულებში.



ა) $\delta_{შრ.} > e$ (არათანაბარი სიმქისე)

ბ) $\delta_{შრ.} < e$

გ) (თანაბარი ანუ ტალღისებური სიმქისე)

ნახ. 3.7

ხახუნის კოეფიციენტის საანგარიშო დამოკიდებულებაში ხშირად ვხვდებით ე.წ. ფარდობითი სიმქისის მახასიათებელ პარამეტრს. იგი გამოხატავს აბსოლუტური სიმქისის შეფარდებას ნაკადის განივი კვეთის მახასიათებელ სიდიდესთან

(მაგალითად წრიული მილსადენისათვის დიამეტრი d_0) $\varepsilon = \frac{e}{d_0}$.

დაკვირვებებმა გვიჩვენა, რომ არა მარტო სიმქისის ზომა ახდენს ზეგავლენა ჰიდრაულიკურ დანაკარგებზე, არამედ სიმქისის შეფერილის ფორმაც.

პრაქტიკაში ძირითადად არჩევენ ორი სახის სიმქისეს, რომლებიც თავის მხრივ განაპირობებს სხვადასხვა შინაარსის წინააღმდეგობის კანონებს.

პირველი სახის სიმქისის დროს კედლის ზედაპირი ხასიათდება არათანაბარი შეფერილებით. ასეთი ზედაპირით ხასიათდება მდინარის ან არხის მოუპირკეთებელი კალაპოტები, ბეტონით ან თუჯის მასალისაგან აშენებული კალაპოტის კედლები ან ამ მასალების ფილებით მოპირკეთებული და სხვა. ამ ტიპის ზედაპირის სიმქისის დროს ხახუნის კოეფიციენტი უმნიშვნელოაა დამოკიდებული რეინოლდსის რიცხვზე, სამაგიეროდ, ძირითადად მის მნიშვნელობას განაპირობებს ფარდობითი სიმქისის

სიდიდე (ნახ. 3.7 ა). ასეთი სიმქისის დროს დაწნევის დანაკარგი ძირითადად სიჩქარის კვადრატის პროპორციულია.

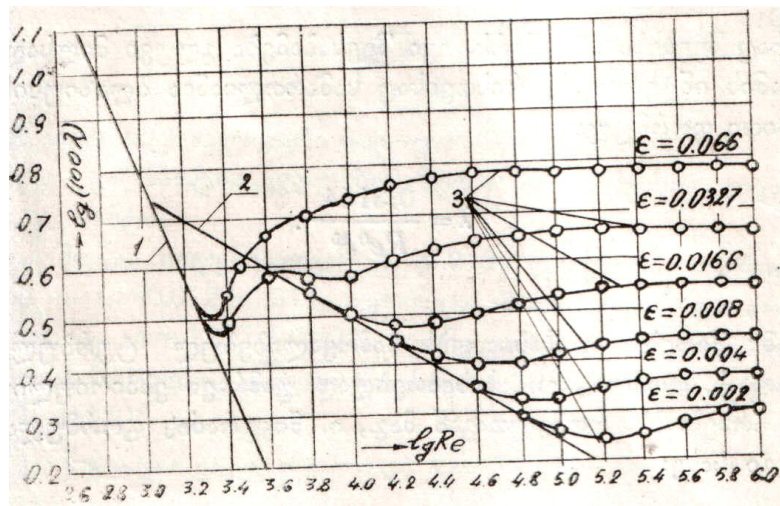
მეორე ტიპის სიმქისის დროს კალაპოტის ზედაპირი ხასიათდება თანაბარი, ანუ ტალღისებრი სიმქისით (ნახ. 3.7 გ). ასეთი ხორკლიანობა ახასიათებს ფურცლოვანი რკინის, გარანდული ხის და სხვა მასალისაგან მოპირკეთებულ კალაპოტებს. ასეთი სახის სიმქისის დროს ხახუნის კოეფიციენტის მნიშვნელობა ძირითადად რეინოლდსის რიცხვის სიდიდეზეა დამოკიდებული. ასეთ ზედაპირებს ხშირად გლუვ ზედაპირებს მიაკუთვნებენ.

საერთო შემთხვევაში ხახუნის კოეფიციენტი

$$\psi = f(\varepsilon, Re) \quad (3.25)$$

პირველი სახის სიმქისის დროს შევრილები ხშირად შეჭრილია თვით ტურბულენტური ნაკადის ბირთვში, რადგან აბსოლუტური სიმქისის სიმაღლე ნაკლებია ლამინარული სასაზღვრო შრის სისქეზე ($\delta_{\text{ფ}} \ll e$). ასეთი ტიპის ზედაპირებს არაგლუვ ზედაპირებს მიაკუთვნებენ. ნაკადის სიჩქარის გაზრდასთან ერთად იზრდება რეინოლდსის რიცხვი და ამასთან ერთად მცირდება ლამინალური შრის სისქე. სიჩქარის შემცირების დროს ადგილი აქვს ლამინარული შრის სისქის ზრდას და დგება მომენტი, როდესაც ლამინარული შრის სისქე მეტი აღმოჩნდება აბსოლუტური სიმქისის მნიშვნელობაზე (ე.ი. $\delta_{br} \ll e$). ამ დროს შევრილები არ არის შეჭრილი უშუალო ტურბოლენტური ნაკადის ბირთვში, რის გამოც მის მასიურ შერევას ვერ იწვევს. კალაპოტის ზედაპირები, მიუხედავად მათი სიმქისისა, გაანგარიშების თვალსაზრისით ასეთ შემთხვევაში გლუვ ზედაპირებს მიეკუთვნება. გამოდის, რომ ერთი და იმავე კედლის ზედაპირი, სითხის სხვადასხვა სიჩქარით მოძრაობის დროს, ჰიდრაულიკური გაანგარიშების თვალსაზრისით შეიძლება მივაკუთვნოთ როგორც არაგლუვ, ასევე გლუვ ზედაპირებსაც.

წრიული მილსადენებისათვის ხახუნის კოეფიციენტის λ -ს დადგენის მიზნით, გეტინგენის ლაბორატორიაში, ი. ნიკურადის მიერ ჩატარებულ იქნა იმ პერიოდისათვის საკმაო სიზუსტით ცდები. ამ ცდებმა საშუალება მოგვცა თვალნათლივ დაგვედგინა ზღვრები, თუ რომელი ზღვრის დროს ხახუნის კოეფიციენტი რა პარამეტრზეა დამოკიდებული. ცდები ტარდებოდა სხვადასხვა ფარდობითი სიმქისის მქონე მილებში, ნაკადის სხვადასხვა სიჩქარეების დროს. ცდების საფუძველზე ნიკურადიმ ააგო გრაფიკი, რომელიც აკავშირებს ხახუნის კოეფიციენტს (λ) რეინოლდსის რიცხვთან (Re) და ფარდობით სიმქისესთან (ε). აღნიშნული გრაფიკი მოცემულია ლოგარითმულ ფორმაში (ნახ. 3.8) – ზე.



ნახ. 3.8

როგორც გრაფიკიდან ჩანს, მასზე მკვეთრადაა გამოკვეთილი პირველი ზონა, რაც ახასიათებს ლამინარული მოძრაობის რეჟიმს. ამ დროს მიუხედავად მილსადენის კედლების სხვადასხვა სიმქისისა, ხახუნის კოეფიციენტი დამოკიდებულია მხოლოდ რეინოლდსის რიცხვზე, რადგან ყველა წერტილი, როდესაც $\lg Re = 3,3$ (ე.ი. $Re = 2320$) დალაგდა ერთ სწორ ხაზზე.

შემდეგში, $3,3 < \lg Re < 3,5$ მცირე ინტერვალის ზონაში, წარმოებს ლამინარული რეჟიმის ტურბულენტურში გადასვლა. როგორც გრაფიკიდან ჩანს, ამ ინტერვალში სხვადასხვა სიმქისის მქონე მილსადენებში ჩატარებული ცდების წერტილები დალაგდა მოგროვილად.

რეინოლდსის რიცხვის შემდგომი ზრდა $\lg Re = 5$ (ე.ი. $Re > 100000$), იწვევს ტურბულენტობის ზრდას და ამ ზონაში ხახუნის კოეფიციენტი დამოკიდებული ხდება მხოლოდ ფარდობით სიმქისზე.

სხვადასხვა ფარდობითი სიმქისის შესაბამისი მრუდები აბსცისთა ღერძის პარალელური აღმოჩნდა. ეს ინტერვალში კვადრატული წინააღობის შესაბამის ზონას შეესაბამება.

გრაფიკზე მოცემული „1“ სწორი ხაზის მონაკვეთს, ე.ი. ლამინარული მოძრაობის რეჟიმს, აღწერს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (3.26)$$

რაც შეეხება „2“ წირს, იგი შეესაბამება გლუვი მილსადენების შესაბამის ინტერვალს, რისთვისაც სამართლიანია ბლახიუს მიახლოებითი ფორმულა

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{0.25}} \quad (3.27)$$

„3“ წირები კი ახასიათებს ჩამოყალიბებულ ტურბულენტურ მოძრაობას, რომლის დასახასიათებლად უამრავი ემპირიული ფორმულა არსებობს, რომელთაგან გამოვევით ნიკურადის ფორმულა, მას შემდეგი სახე აქვს:

$$\lambda = \frac{1}{(1,74 + 21g \varepsilon)^2} \quad (3.28)$$

C -ს დასადგენად პრაქტიკაში ფართოდ გამოიყენება ის ემპირიული ფორმულები, რომელიც უშვალოდ კალაპოტის ზედაპირის ხორკლიანობას ახასიათებს იმ მასალის მიხედვით, რომლისაგანაც არის კალაპოტი შედგენილი. C -ს საანგარიშოდ მიღებულია სხვადასხვა ავტორთა დამოკიდებულებები: მანინგის, განგილიე-კუტერის, ფორხეიმერის, პავლოვსკის, აგროსკინის.

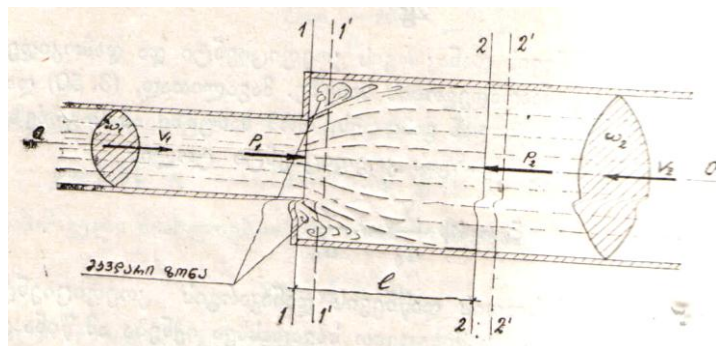
ანგარიშის გაადვილების მიზნით ცნობარებსა და სხვადასხვა სახელმძღვანელოებში მოცემულია უკვე C -ს გაანგარიშებული მნიშვნელობები n -ისა და R -ის სხვადასხვა სიდიდეებისათვის.

3.6 ადგილობრივი ხასიათის ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობანი

ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობანი, რომელიც იწვევს დაწნევის დანაკარგს, შეიძლება იყოს ადგილობრივი ხასიათისაც. დაწნევის დანაკარგებს, გამოწვეულს კალაპოტის ცალკეულ უბანზე ნაკადის საშუალო სიჩქარის სიდიდის ტალღისებრი ან მისი მიმართულების შეცვლით, რაც თავის მხრივ იწვევს ნაკადის მკვეთრ დეფორმაციას, ადგილობრივი ხასიათის დანაკარგებს უწოდებენ.

ქვემოთ ჩვენ შევჩერდეთ ზოგიერთ ტიპურ ადგილობრივი დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტების რიცხობრივ მნიშვნელობებზე.

1. დაწნევის დანაკარგი კალაპოტის უეცარი გაფართოების დროს. (ნახ. 3.9)



ნახ. 3.9

დაუშვათ სითხე მოძრაობს მცირე დიამეტრის მქონე მილიდან დიდი დიამეტრის მქონე მილისაკენ. როგორც ცდები გვიჩვენებს, კალაპოტის უეცარი გაფართოების დროს სითხის ნაკადი ვერ ასწრებს სწრაფად გაფართოვებას, ამის გამო დიდი დიამეტრიც

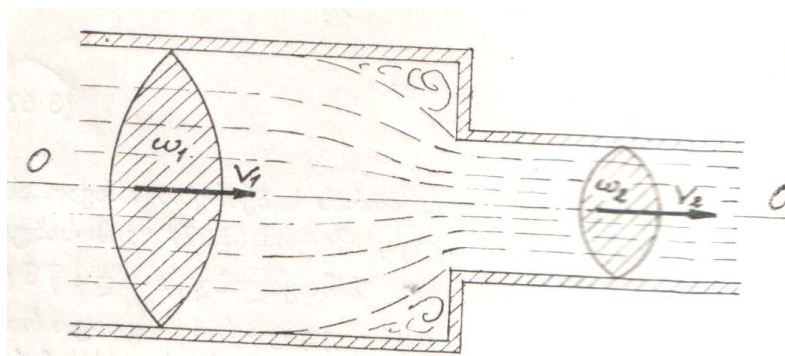
მქონე მილის განსაზღვრულ ნაწილზე ნაკადის გარშემო ჩნდება უმოქმედო არე, ანუ ე.წ. მკვდარი ზონა, რომელიც არ მონაწილეობს ნაკადის გადატანით მოძრაობაში. აღნიშნულ არეში ნაკადი ასრულებს მხოლოდ ბრუნვით მოძრაობას, რითაც იწვევს დამატებით წინააღმდეგობას. ნაკადის გაფართოვების დროს საშუალო სიჩქარის შემცირება უაღრესად ინტენსიურია. კინეტიკური ენერჯის სხვაობის ნაწილი გადადის პოტენციურ ენერჯიაში, ხოლო ნაწილი კი იკარგება სითბურ ენერჯიაში გადასვლის გამო.

მყარი ტანების ურთიერთშეჯახებისას და ნაკადის უეცარი გაფართოვების დროს დაკარგულ ენერჯიათა შორის ანალოგია გაატარა ბორდამ. ცდებით მიღებულ იქნა, რომ დაწნევის დანაკარგი კალაპოტის უეცარი გაფართოვების დროს „დაკარგული სიჩქარის“ სიჩქარითი დაწნევის ტოლია.

საბოლოოდ დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი კალაპოტის უეცარი გაფართოვების დროს იანგარიშება შემდეგი დამოკიდებულებით:

$$\xi_{უზ.} = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \quad (3.29)$$

2. დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი მილსადენის უეცარი შევიწროვების დროს.



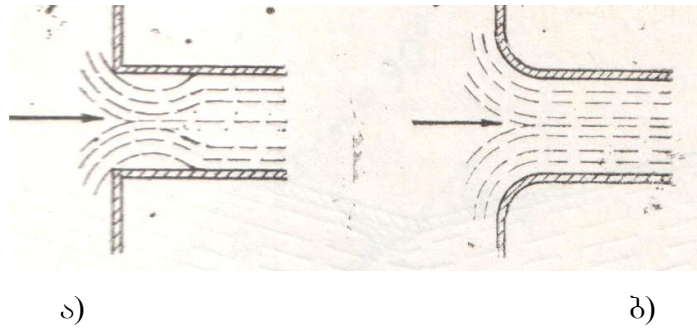
ნახ. 3.10

დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტის განსაზღვრა შესაძლებელია განხორციელდეს 3.1 ცხრილში მოცემული სიდიდეების მეშვეობით.

ცხრილი 3.1

$\frac{\omega_2}{\omega_1}$	0.01	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
$\xi_{უზ.}$	0.5	0.45	0.4	0.3	0.2	0.1

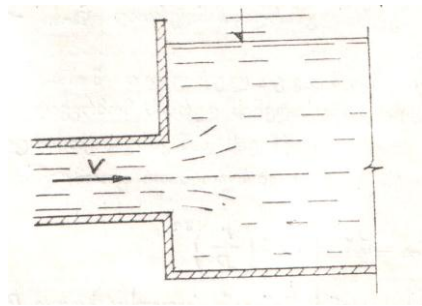
3. დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი სითხის მილსადენში ნორმალურ შესვლაზე, როდესაც მილსადენი რეზერუარის კედლის მართობულია და შესასვლელი წიბოები მახვილია (ნახ. 3.11 ა).



ნახ. 3.11

$\xi_{\text{მ.}} = 0.5$, ხოლო მომრგვალებული წიბოების შემთხვევაში (ნახ. 3.11 ბ), იგი $0.2 \div 0.3$ -ის ფარგლებში მერყეობს.

4. დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი მილსადენიდან რეზერუარში სითხის დაპირული შედინების დროს (ნახ. 3.12)



ნახ. 3.12

ეს შემთხვევა სითხის უეცარი გაფართოების ანალოგიურია, ე.ი.

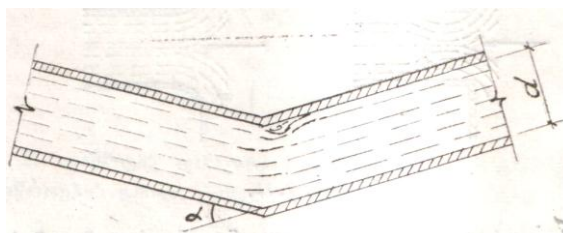
$$\xi_{\text{შ.დ.}} = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2$$

რადგან $\omega_2 \gg \omega_1$

$$\xi_{\text{შ.დ.}} = 1$$

5. დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი მილსადენის მოხვეულობის დროს.

ა) მუხლი მახვილი მოხვეულობით (ნახ. 3.13).



ნახ. 3.13

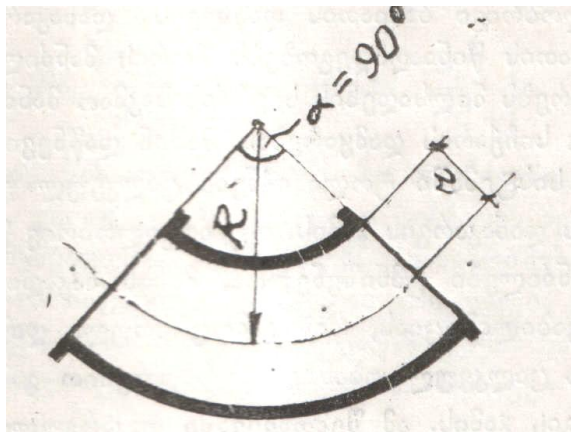
როდესაც მილსადენის დიამეტრიც $d_0 < 50$ მმ-ზე, მაშინ დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია მოხვეულობის კუთხის α სიდიდეზე.

ცხრილი 3.2

α	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\xi_{\text{მობ.}}$	0.3	0.3	0.4	0.55	0.7	0.9	1.1

მილსადენის დიამეტრიც გაზრდასთან ერთად $\xi_{\text{მობ.}}$ -ის მნიშვნელობა მცირდება.

ბ) მუხლი მომრგვალებული მოხვეულობით (ნახ. 3.14)



ნახ. 3.14

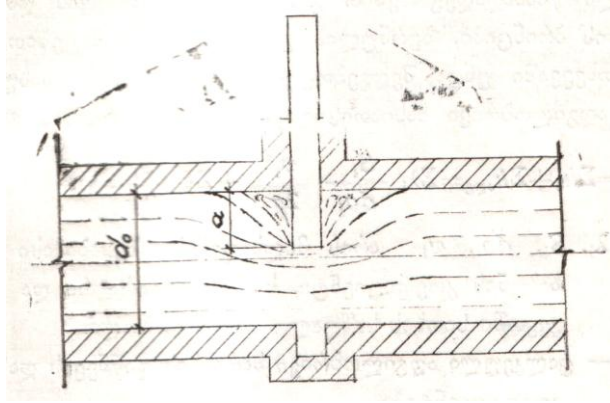
როდესაც მილსადენის ღერძის მომრგვალების ცენტრალური კუთხე $\alpha = 90^\circ$ -ს, დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტი შეიძლება გაანგარიშდეს შემდეგი მიახლოებითი ფორმულით:

$$\xi_{\text{მობ.}} = 0.13 + 1.85 \left(\frac{r}{R} \right)^{3/5} \quad (3.30)$$

სადაც r არის მილსადენის შინაგანი რადიუსი, ხოლო R – მილსადენის ღერძის ცენტრალური რადიუსი.

იმ შემთხვევაში, თუ $\alpha < 90^\circ$ -ზე (3.30) ფორმულით გაანგარიშებული სიდიდე უნდა გამრავლდეს $\frac{\alpha_0}{90^\circ}$ ფარდობაზე.

6. ურდულში დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტის (ნახ. 3.15) მნიშვნელობა დამოკიდებულია ურდულის სახესა და გახსნის ხარისხზე.



ნახ. 3.15

ნახაზზე მოცემული მარტივი ურდულის შემთხვევაში კოეფიციენტის მნიშვნელობები მოცემულია ცხრილი 3.3 –ში.

ცხრილი 3.3

$\frac{a}{d_0}$	მოლიანი გაღების შემთხვევაში	1/4	3/8	1/2	5/8	3/4	7/8
$\xi_{ურდ.}$	0.12	0.26	0.81	2.06	5.52	17.0	97.8

3.7 დაწნევის დანაკარგების შეჯამების პრინციპი

პრაქტიკაში მილსადენების სწორხაზოვანი უბნების ურთიერთდაკავშირება წარმოებს სხვადასხვა ფასონური ნაწილებისა და არმატურეს მეშვეობით. თითოეული ფასონური ნაწილი, არმატურე, იწვევს ადგილობრივი ხასიათის დაწნევის დანაკარგს. თუ ამ ადგილობრივი ხასიათის წინააღმდეგობებს შორის მანძილი დიდია, სითხის ნაკადი ასწრებს მილსადენის სიგრძის საკმაოდ მანძილზე სტაბილური საშუალო სიჩქარის დამყარებას. მაშინ დაწნევის დანაკარგი მილსადენების სისტემაში ტოილ იქნება ცალკეულ უბანზე დაკარგული დაწნევის დანაკარგის ჯამის. თუ ადგილობრივ წინააღმდეგობათა შორის მანძილები უმნიშვნელოა, მასინ ნაკადი ვერ ასწრებს სიჩქარის სტაბილიზაციას, რის გამოც სრული დაწნევის დანაკარგი არ იქნება ცალკეულ უბანზე ფორმულებით გამოთვლილი დაწნევის დანაკარგის ჯამის. ამ შემთხვევაში დაკარგული დაწნევების შეჯამების პრინციპი არასწორია.

ჰიდრაულიკაში ფართოდ გამოიყენება ყველა მიმდევრობითი ჩართული წინააღმდეგობებით გამოწვეული დაწნევის დანაკარგის შეჯამების პრინციპი,

ბერნულის განტოლების დამატებითი წევრი ამ შემთხვევაში უნდა შედგებოდეს სიგრძივი და ყველა ადგილობრივი ხასიათის დაწნევის დანაკარგების ჯამისაგან:

$$\Sigma h_{სრ.} = \Sigma h_{სახ.} + \Sigma h_{სდგ.} = \Sigma \lambda_i \frac{S_i}{d_{o_i}} \frac{v_1^2}{2g} + \Sigma \xi_i \frac{v_1^2}{2g} \quad (3.31)$$

სადაც $\lambda_i, S_i, d_{o_i}, v_i$ არის მილსადენის შესაბამისი უბნის ხახუნის კოეფიციენტი, სიგრძე, დიამეტრი და ცოცხალ კვეთში სითხის საშუალო სიჩქარე;

ξ_i – ცალკეული ადგილობრივი ხარისხის დაწნევის დანაკარგის კოეფიციენტები.

თუ ვისარგებლებთ უწყვეტობის განტოლებით და მილსადენის ცალკეულ უბანში სითხის საშუალო სიჩქარეს გამოვსახავთ ერთი ნებისმიერი n კვეთის შესაბამისი საშუალო სიჩქარით

$$v_i = \frac{v_n \omega_n}{\omega_i}$$

მაშინ ბერნულის განტოლება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \frac{v_n^2}{2g} \left[\Sigma \lambda_i \frac{S_i}{d_{o_i}} \frac{\omega_n^2}{\omega_i^2} + \Sigma \xi_i \frac{\omega_n^2}{\omega_i^2} \right] \quad (3.32)$$

ამ სახით ჩაწერილი ბერნულის განტოლება გვაძლევს ჰიდრაულიკის მთელი რიგი ამოცანების გადაწყვეტის საშუალებას.

Tavi IV.

სითხის გამოდინება ხვრეტებიდან და ნაცმებიდან (მილყელებიდან)

4.1 ხვრეტების კლასიფიკაცია და სითხის გამოდინების დახასიათება მუდმივი დაწნევის შემთხვევაში

ჰიდრაულიკის ძირითადი პრინციპების გაცნობის შემდეგ, საჭიროა ამ პრინციპების პრაქტიკული გამოყენების საკითხების შესწავლა. ჩვეულებრივ ჰიდრაულიკაში ყველა პრაქტიკულ საკითხს ყოფენ სამ ჯგუფად: სითხის გამოდინება ხვრეტებიდან, სითხის მოძრაობა მილსადენებში და სითხის მოძრაობა ღია არხებში.

ამ ჯგუფებიდან ყველაზე მარტივია სითხის ხვრეტებიდან გამოდინება, ამიტომ სწორედ მისი შესწავლით უნდა დავიწყოთ ჰიდრაულიკის ძირითადი პრინციპების პრაქტიკული გამოყენება.

პრაქტიკაში ხშირად ვხვდებით სითხის გამოდინების შემთხვევებს ხვრეტებიდან და ნაცმებიდან, კერძოდ, წყალჭავლიან ტუმბოებში, ელექტორებში, ჰიდრომონიტორებში, ჰიდროელევატორებში, ჰიდროტურბინებში, მანქანის გასარეცხ ჰიდროკამერებში, სახანძრო დანადგარებში, დასაწვიმ აპარატებში, ავტომანქანის კარბურატორებში და სხვაგან.

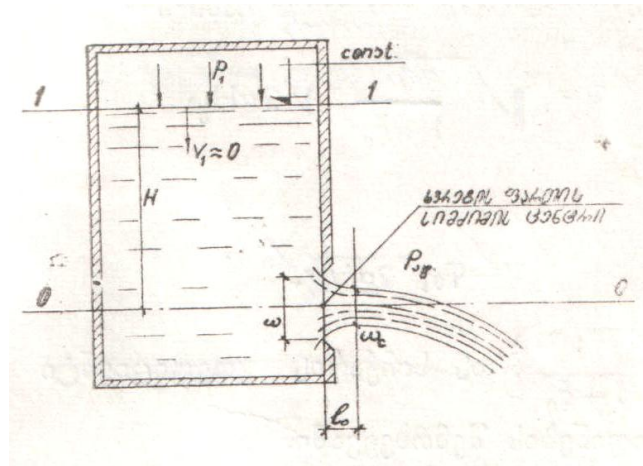
ჰიდრაულიკაში ერთმანეთისაგან პირობითად განასხვავებენ სითხის გამოდინებას მცირე და დიდი ზომის ხვრეტებიდან, თხელი და სქელი კედლის მქონე რეზერუარიდან.

მცირე ზომის ხვრეტებს მიეკუთვნება ის ხვრეტები, რომელთა სიმაღლე ნაკლებია $0.1H$, სადაც H ხვრეტის ფართის სიმაღლის ცენტრში მოქმედი დაწნევაა. დიდი ზომის ხვრეტები ისეთი ხვრეტებია, რომელთა სიმაღლე მეტია $0.1H$ -ზე.

მცირე ზომის ხვრეტებში ამავე დროს უნდა კმაყოფილდებოდეს პირობა $\frac{\Omega}{\omega} \gg 4$

სადაც Ω – ხვრეტთან მოსული ნაკადის ცოცხალი კვეთის ფართი, ხოლო ω – თვით ხვრეტის ფართი. ეს პირობა ხშირ შემთხვევაში საშუალებას გვაძლევს მხედველობაში არ მივიღოთ ხვრეტთან მოსული ნაკადის სიჩქარე, რადგან მის მიერ გამოწვეული ე.წ. სიჩქარის დაწნევა მოქმედ გეომეტრიულ დაწნევასთან შედარებით უმნიშვნელო სიდიდეა.

ნახ. 4.1 –ზე მოცემულია რეზერუარში ვერტიკალურ კედელში არსებული მცირე ზომის ხვრეტიდან ატმოსფეროში სითხის გამოდინების შემთხვევა.



ნახ. 4.1

$C-C$ პირველ კვეთს გამოდინების მიმართულებით, სადაც ჭავლები უკვე ერთმანეთის პარალელური ხდება, შეკუმშულ კვეთს უწოდებენ, მისი ცოცხალი კვეთის ფართი ω_1 -თი აღინიშნება. ამ კვეთში ნაკადის საშუალო სიჩქარეს თუ ავლნიშნავთ v -თი, მაშინ ბერნულის განტოლება დაწერილი 1-1 და $C-C$ კვეთების მიმართ, როდესაც საფარდ სიბრტყედ მიღებული იქნება 0-0 სიბრტყე, რაც ხვრეტის ფართის სიმძიმის ცენტრში გადის, მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$H + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{v_1}{2g} = \frac{P_{\text{ატ.}}}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} + \xi_0 \frac{v^2}{2g}$$

სადაც ξ_0 არის ხვრეტის ადგილობრივი წინააღმდეგობების კოეფიციენტი;

მიღებული განტოლება შეიძლება შემდეგნაირად გადაიწეროს

$$H + \frac{v_1^2}{2g} + \frac{P_1 - P_{\text{ატ.}}}{\gamma} = \frac{v^2}{2g} - (1 - \xi_0)$$

განტოლების მარცხენა ნაწილს თუ უწოდებთ სრულ ან დაყვანილ დაწნევას და ავლნიშნავთ H_g -თი, მაშინ გვექნება:

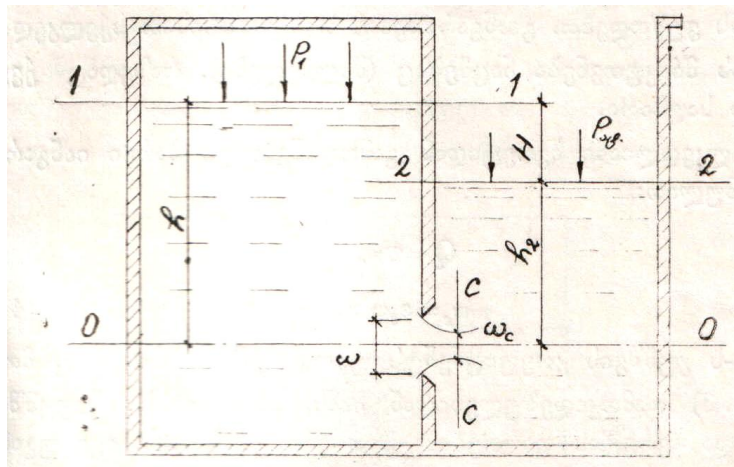
$$v = \sqrt{\frac{1}{1+\xi_0}} \sqrt{2gH_s},$$

ახ

$$v = \varphi_0 \sqrt{2gH} \quad (4.1)$$

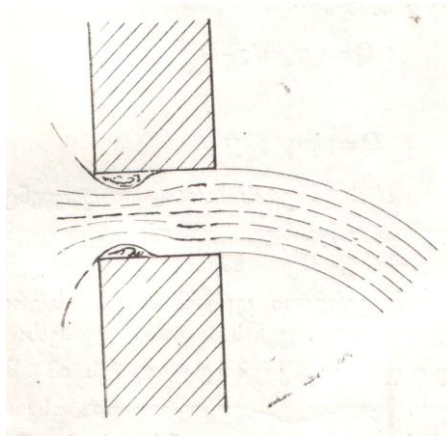
სადაც $\varphi_0 = \sqrt{\frac{1}{1+\xi_0}}$ არის სიჩქარის კოეფიციენტი ხვრეტიდან გამოდინების შემთხვევაში.

მიღებული განტოლება ძალაში რჩება იმ შემთხვევაში, როდესაც სითხე გამოედინება სითხის დონის ქვეშ, მხოლოდ H -ში საჭიროა ვიგულისხმოდ სხვაობა ხვრეტის წინ და უკანა დონეებს შორის (ნახ. 4.2).



ნახ. 4.2

მოყვალად ნახაზზე განხილულია სითხის გამოდინება თხელკედლიანი ხვრეტიდან. თხელკედლიან ხვრეტს უწოდებენ ისეთ ხვრეტს, რომელსაც გააჩნია მახვილი წიბოები და რომლის კედლის სისქე ზეგავლენას არ ახდენს სითხის ჭავლის გამოდინების მიმართულებაზე. თხელკედლიანი მცირე ზომის ხვრეტის შემთხვევაში ხვრეტის სიბრტყეში ჭავლები ერთმანეთის პარალელური არ არის. ამიტომ ამ უბანზე სითხის მოძრაობა არ არის სწვრივჭავლიანი და არც ნელცვლადი. ცდებით დადგენილია, რომ წრიული d დიამეტრიც მქონე ხვრეტის შემთხვევაში შეკუმშული კვეთი რეზერუარის კედლის შიდა სიბრტყიდან დაახლოვებით $l_0 \cong 0.5d$ მანძილზე იმყოფება.



ნახ. 4.3

თუ კედლის სისქე ზეგავლენას ახდენს გამოდინებული სითხის ჭავლის მიმართულებაზე (ნახ. 4.3), მაშინ ასეთ ხვრეტს სქელკედლიანს უწოდებთ. გაანგარიშების თვალსაზრისით სქელკედლიან ხვრეტებს მიეკუთვნება ნაცმებიც, რაზედაც უკვე შემდეგში ვისაუბრებთ.

თხელკედლიანი ხვრეტიდან გამოდინებული ხარჯი იანგარიშება ფორმულით;

$$Q = \varepsilon_0 \varphi_0 \omega \sqrt{2gH_g} \quad (4.2)$$

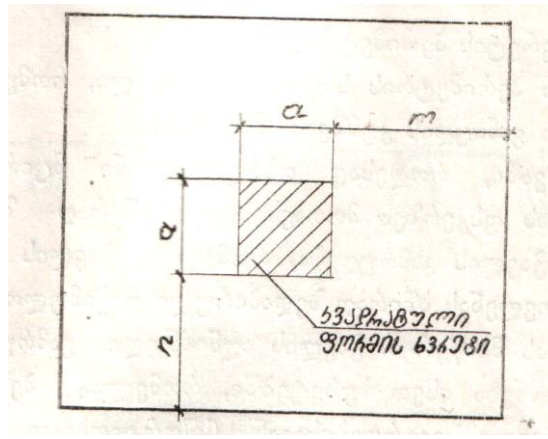
ან

$$Q = \mu_0 \omega \sqrt{2gH_g} ,$$

სადაც $\mu_0 = \varepsilon_0 \varphi_0$ არის ხვრეტის ხარჯის კოეფიციენტი.

როგორც ცდებით დადგინდა, კუმშვის კოეფიციენტის მნიშვნელობაზე, მაშასადამე, კუმშვის ხარისხზე, ზეგავლენას ახდენს ხვრეტის წიბოებიდან გვერდითი კედლებისა დღა ფსკერის დაშორება, რომლის მიხედვითაც არჩევენ სამი სახის კუმშვას:

1. **სრულყოფილი კუმშვა** გვაქვს იმ შემთხვევაში, როდესაც ჭურჭლის, წყალსაცავის, რეზერუარის ფსკერი ან გვერდითი კედლები პრაქტიკულად ზეგავლენას არ ახდენს სითხის გამოდინებაზე. ასევე შემთხვევაში ადგილი ექნება მაგალითად, თუ კვადრატული ფორმის მქონე ხვრეტის განივი კვეთი ფსკერიდან და კედლებიდან დაშორებულია $m > 3a$ და $n > 3a$ მანძილზე (ნახ. 4.4), სადაც a კვადრატული ხვრეტის წიბოს სიგრძეა; n და m – სათანადოდ ამ ხვრეტის წიბოების დაშორება ფსკერიდან და უახლოესი გვერდითი კედლიდან.



ნახ. 4.4

სრულყოფილი კუმშვის დროს, როდესაც ხვერცხ აქვს კვადრატული ან წრიული ფორმა და წინააღმდეგობის კანონის თვალსაზრისით კვადრატულ ზონაში ვიმყოფებით, სათანადო ცდები ადასტურებს, რომ $\varepsilon_0 = 0,63 \div 0,64$; $\xi_0 = 0,06$; $\rho_0 = 0,97$; $\mu_0 = 0,62$.

2. არასრულყოფილი კუმშვის შემთხვევაში ხვერცხი კედლიდან ან ფსკერიდან დაშორებულია მანძილით $m < 3a$ ან $n < 3a$, ან ორივე უტოლობას აქვს ერთდროულად ადგილი. კუმშვის კოეფიციენტის რიცხობრივი მნიშვნელობა მით დიდი იქნება, რაც ხვერცხის წიბოები მცირე მანძილებით იქნება დაშორებული რეზერუარის კედლებიდან და ფსკერიდან. განხილულ შემთხვევაში ხარჯის კოეფიციენტის გაანგარიშება წარმოებს მიახლოებითი ფორმულით

$$\mu^1 \approx \mu_0 \left(1 + \frac{\tau}{100} \right) \quad (4.3)$$

სადაც μ^1 – არასრულყოფილი კუმშვის ხარჯის კოეფიციენტი, გამოსახული μ_0 სრულყოფილი გამოდინების ხარჯის კოეფიციენტის მეშვეობით;

τ – არის $\frac{\omega}{\Omega}$ -ს ფარდობაზე დამოკიდებული, მაგალითად, როცა $\frac{\omega}{\Omega} = 0,1$,

$\tau \approx 1,5$;

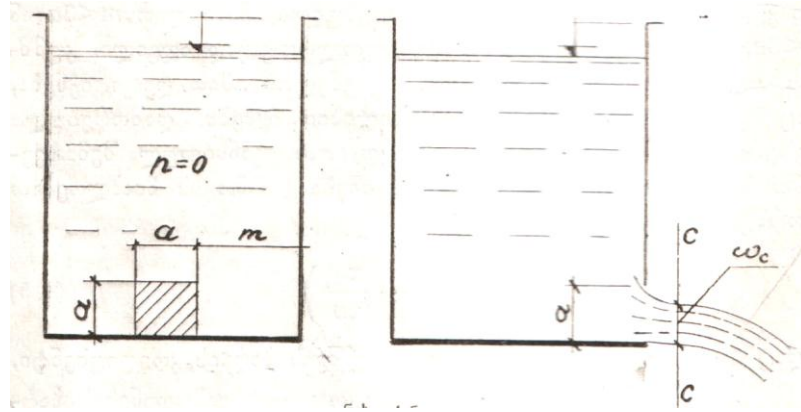
როცა $\frac{\omega}{\Omega} = 0,2$, $\tau \approx 3,5$.

3. არასრული კუმშვის დროს m ან n ნულის ტოლია, ხარჯის კოეფიციენტი ამ შემთხვევაში იქნება

$$\mu'' \approx \mu_0 \left(1 + 0,04 \frac{E'}{E} \right) \quad (4.4)$$

სადაც E არის ხვერცხის პერიმეტრის სიგრძე;

E' ხვრეტის პერიმეტრის სიგრძის ის ნაწილი, რომელი მხრიდანაც ნაკადი არ განიცდის კუმშვას (ნახ. 4.5).



ნახ. 4.5

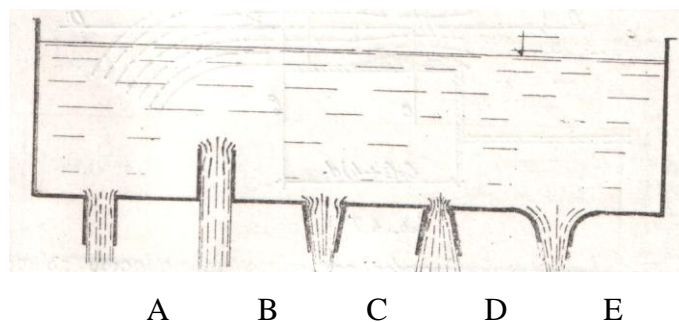
იმ შემთხვევაში, როდესაც თხელკედლიანი მცირე ზომის ხვრეტი ჭურჭლის ფსკერზეა მოთავსებული, ხშირად შეინიშნება გამოდინებული ჭავლის გამრუდება, რომელსაც ჭავლის ინვესიას უწოდებენ. ამ მოვლენას ხშირად ზედაპირული დაჭიმულობის ძალების გამოვლინებას მიაწერენ. ჭავლის აღნიშნული გამრუდება უმთავრესად შეინიშნება ისეთ ხვრეტებში, რომელთა პერიმეტრიც შედგენილია მახვილი გვერდებისაგან.

4.2 სითხის გამოდინება ნაცმებიდან (მილყელებიდან)

მუდმივი დაწნევის შემთხვევაში

ნაცმი ანუ მილყელი ეწოდება მოკლე მილსადენს, რომელიც ხვრეტთან არის მიერთებული. ამ შემთხვევაში მიერთებული მილსადენის სიგრძე იმდენად მცირეა, რომ დაწნევის დანაკარგები ხახუნზე ან მილსადენის სიგრძეზე იმდენად უმნიშვნელოა ადგილობრივი ხასიათის დანაკარგებთან შედარებით, რომ იგი მხედველობაში არ მიიღება.

პრაქტიკაში ძირითადად არჩევენ შემდეგი სახის ნაცმებს (ნახ. 4.6).



1. გარეგანი ცილინდრული ნაცმი, რომელსაც ხშირად ვენტურის ნაცმს უწოდებენ (ნახ. 4.6 A).

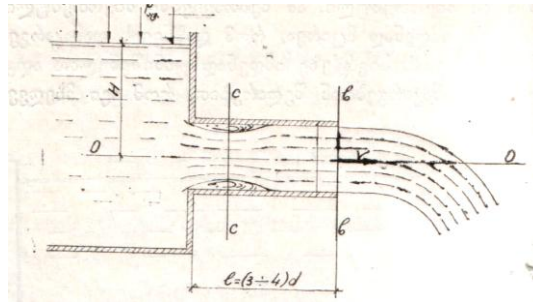
2. შინაგანი ცილინდრული ნაცმი, რომელსაც ბორდას ნაცმს უწოდებენ (ნახ. 4.6 B).

3. კონუსური ნაცმი შეიძლება იყოს, როგორც კრებადი (ნახ. 4.6 C). ასევე განშლადი (ნახ. 4.6 D).

4. კონოიდალური ნაცმი, რომლის მოხაზულობაც ემთხვევა თხელკედლიანი ხვრეტიდან თავისუფლად გამოდინებული ჭავლის მოხაზულობას (ნახ. 4.6 E).

ჰიდრაულიკური თვალსაზრისით გარეგანი ცილინდრული ნაცმი სქელკედლიანი ხვრეტის ანალოგად შეიძლება ჩაითვალოს (ნახ. 4.3).

განვიხილოთ სითხის მოძრაობა ვენტურის ტიპის ნაცმში (ნახ. 4.7).



ნახ. 4.7

შეკუმშული $c-c$ კვეთის ზონაში ნაკადი ვერ ასწრებს ნაცმის განივი კვეთის სრულ შევსებას. დროის მოკლე მონაკვეთში ჰაერის აქ დარჩენილ მასას თან წარიტაცებს სითხის ნაკადი, რის გამოც შეკუმშული კვეთის ზონაში წარმოიქმნება ვაკუუმი. ამ ზონაში წნევის დანაკლისმა, ანუ ვაკუუმმა თხელი კედლიდან სითხის გამოდინების შემთხვევასთან შედარებით უნდა გამოიწვიოს გამოდინებული სითხის სიჩქარის გაზრდა. მაგრამ მიღყელის არსებობამ უნდა განაპირობოს დაწნევის დანაკარგები ხახუნზე ნაცმის სიგრძეზე და ნაკადის გაფართოვების შედეგად.

როგორც გაანგარიშება გვიჩვენებს, თუ ნაცმის სიგრძე იქნება $l \approx (3-4)d$ -ს ტოლია, ხახუნის და ნაკადის გაფართოვების შედეგად დაწნევის დანაკარგის სიდიდე ბევრად უმნიშვნელო გამოდის ვაკუუმით გამოწვეული სიჩქარის გაზრდასთან შედარებით. ამიტომ ამ სახის ნაცმის არსებობამ უნდა გამოიწვიოს გამოდინებული ხარჯის მნიშვნელოვანი გაზრდა.

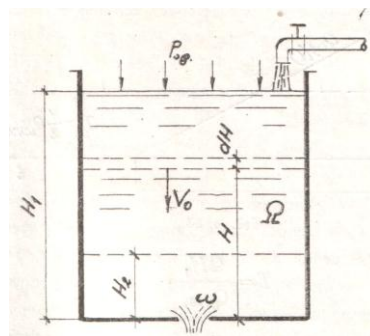
4.3 სითხის გამოდინება ხვრეტიდან ცვალებადი დაწნევის შემთხვევაში

პრაქტიკული ამოცანების გადაწყვეტის დროს ხშირად საჭიროა ვიცოდეთ რეზერუარის ან წყალსაცავის სითხისაგან დაცლის დრო.

ანალოგიური ამოცანა გვხვდება გემოსავალი რაბების სითხით შევსების ან დაცლის პერიოდის დადგენისას. მსგავსი საკითხების გადაწყვეტა, ბუნებრივია, უნდა ჩატარდეს დაუმყარებელი მოძრაობის შესაბამისი ფორმულების გამოყენებით, რადგანაც ამ პირობებში ხერეტიდან გამოდინებული სითხის სიჩქარე და წნევა იცვლება დროსთან კავშირში. იმ შემთხვევაში, როდესაც სიჩქარის ცვლილება დროში ინერციის ძალების ცვლილების ხარჯზე უმნიშვნელოდ ხდება, მაშინ ასეთი ტიპის ამოცანების გადაწყვეტა გაანგარიშების გამარტივების მიზნით პრაქტიკული სიზუსტის ფარგლებში, შესაძლებელია შესრულდეს დაუმყარებელი მოძრაობის მახასიათებელი დამოკიდებულებებით.

განვიხილოთ სითხის გამოდინება პრიზმული Ω განივი კვეთის მქონე რეზერუარიდან. დაუშვათ, რომ სითხის დაცლა ω განივი კვეთის მქონე ხერეტის მეშვეობით წარმოებს ისეთი სიჩქარით, რომ რეზერუარში სითხის თავისუფალი ზედაპირის დაწვეის სიჩქარე უმნიშვნელოა, რის გამოც შეგვიძლია ჩავთვალოთ

$$H \cong H_0 \neq H + \frac{v_0^2}{2g}$$



ნახ. 4.8

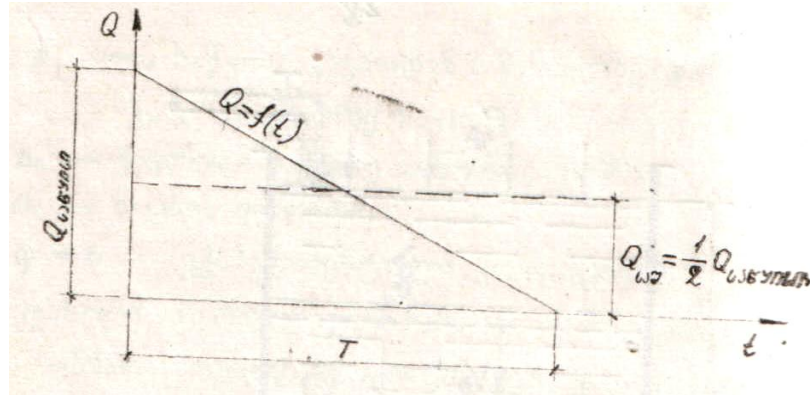
პირველ რიგში განვსაზღვროთ T' დრო, რომელიც საჭიროა $W = \Omega H_1$ მოცულობის სითხის გამოდინებისათვის ხერეტიდან იმ პირობით, რომ რეზერუარში სითხის დონე არ იცვლებოდეს (ე.ი. $H = const$, მაშინ $Q = const$ რეზერუარში არსებული სითხის გამოცვლის შემთხვევა:

$$T' = \frac{W}{Q} = \frac{\Omega H_1}{\mu \omega \sqrt{2gH}} = \frac{\Omega \sqrt{H_1}}{\mu \omega \sqrt{2g}} \quad (4.5)$$

სადაც Q არის ხერეტიდან გამოდინებული სითხის ხარჯი.

დაუშვათ, რომ რეზერუარის სითხით შევსებას ადგილი არ აქვს. მაშინ ხერეტიდან გამოდინების გამო სითხის თავისუფალი ზედაპირი დაიწვებს დაბლა

დაწევას H_1 -დან $H=0$ -მდე, რადგანაც ხვრეტზე მოქმედი დაწნევა მცირდება, ბუნებრივია, გამოდინებული ხარჯიც უნდა შემცირდეს. ცვალეზადი იქნება ხარჯის μ კოეფიციენტიც. თუ ამ უკანასკნელის ცვლილებას მხედველობაში არ მივიღებთ, მაშინ რეზერუარის დაცლის T დროს განსაზღვრისათვის საჭიროა რეზერუარში არსებული სითხის მოცულობა გაიყოს ხვრეტიდან გამოდინებული ხარჯის საშუალო მნიშვნელობაზე (ნახ. 4.9)



ნახ. 4.9

$$T = \frac{\Omega H_1}{Q_{\text{საშ.}}}$$

რადგანაც

$$Q_{\text{საშ.}} = \frac{1}{2} (\mu \omega \sqrt{2gH_1} + 0),$$

მაშინ

$$T = \frac{2\Omega \sqrt{H_1}}{\mu \omega \sqrt{2g}} \quad (4.6)$$

თუ შევადარებთ (4.5)ს და (4.6) დამოკიდებულებებს, დავინახავთ, რომ ცვლადი დაწნევის შემთხვევაში სითხისაგან რეზერუარის დაცლის დრო ორჯერ მეტია მუდმივი დაწნევის იმავე მოცულობის სითხის ხვრეტიდან გამოდინების დროზე.

იმ შემთხვევაში, როდესაც საჭიროა განისაზღვროს რეზერუარის ნაწილობრივი დაცლის დრო, ანალოგიური მსჯელობით მივიღებთ:

$$T_{\text{ნაწ.}} = \frac{2\Omega (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2})}{\mu \omega \sqrt{2g}} \quad (4.7)$$

სადაც H_1 და H_2 სათანადოდ ხვრეტის სიმძიმის ცენტრში მოქმედი საწყისი და საბოლოო დაწნევებია.

Tavi V.

სითხის დაწნევიანი მოძრაობა მილსადენებში

5.1 წინასწარი შენიშვნები

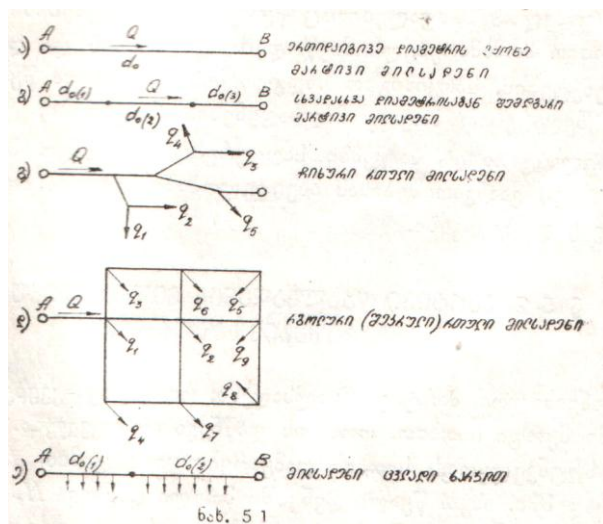
პრაქტიკაში ვხვდებით სხვადასხვა დანიშნულების მილსადენებს. ამის გამო მილსადენის ზომები, გრძივი კონფიგურაცია შესაძლებელია სხვადასხვა იქნეს. მილსადენებში სითხის მოძრაობა შეიძლება იყოს როგორც დამყარებული, ასევე დაუმყარებელი. მოძრაობის რეჟიმი – ტურბულენტური ან ლამინარული. სითხე მათში შეიძლება მოძრაობდეს როგორც დაწნევით, ასევე უდაწნეოდ.

მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება წარმოებს ან მისი გეომეტრიული ზომების დადგენის მიზნით, რაც საჭიროა წინასწარ მოცემული ხარჯის გასატარებლად ან მილსადენის ჰიდრაულიკური მახასიათებლების დასადგენად, როდესაც მილსადენის გეომეტრიული მახასიათებლები (სიგრძე, დიამეტრიც, და სხვა.) წინასწარ არის მოცემული. ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობათა თვალსაზრისით ვხვდებით მოკლე და გრძელ მილსადენებს, რაზედაც უკვე გვქონდა საუბარი წინა ლექციაზე.

ჰიდრაულიკური სქემის მიხედვით არჩევენ მარტივ მილსადენებს (ნახ. 5.1 ა,ბ.) ე.ი. მილსადენებს, რომელთაც არ ახასიათებთ განშტოება და რთულ მილსადენებს (ნახ. 5.1 გ,დ.), რომლებიც შედგება რამოდენიმე მარტივი მილსადენის ხაზისაგან, ე.წ. ჩიხური ტიპის მილსადენებისაგან, სადაც სითხე ერთი მიმართულებიდან მიეწოდება და რგოლური მილსადენებისაგან, როდესაც მოხმარების ერთ წერტილში სითხე ორი ან მეტი ხაზის საშუალებით მიეწოდება.

მილსადენი შეიძლება იყოს ტრანზიტული ხარჯით (ნახ. 5.1 ა,ბ.) და ცვლადი ხარჯით, სადაც წარმოებს სითხის გაცემა ან მიღება მოძრაობის გასწვრივ (ნახ. 5.1 ე). ამ ლექციაზე შევხვდები მხოლოდ მილსადენებში სითხის ტურბულენტური დაწნევიანი მოძრაობის შემთხვევებზე.

როგორც უკვე ავღნიშნე, დაწნევის დანაკარგები შესაძლებელია იყოს ორი სახის: სიგრძივი და ადგილობრივი. გრძელ მილსადენებში, რადგანაც ჭარბობს სიგრძივი დანაკარგები, ადგილობრივი ხასიათის დაწნევის დანაკარგებს მხედველობაში არ იღებენ, მხოლოდ ამ უკანასკნელის გათვალისწინებისათვის ხშირად სიგრძივი ხასიათის დაწნევის დანაკარგებს ხელოვნურად ზრდიან 5 – 10%-ით.



ნახ. 5.1

გრძელ მილსადენებს, შეგვიძლია მივაკუთვნოთ ე.წ. წყალსადენები, რომელთაც საშუალებითაც წყალი მილსადენების სისტემის მეშვეობით მომხმარებელს მიეწოდება. შედარებით მოკლე მილსადენების გაანგარიშებისას მხედველობაში მიიღება ორივე სახის დაწნევის დანაკარგები.

5.2 მარტივი წყალსადენის ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საფუძვლები

განვიხილოთ მარტივი წყალსადენი, რომელიც იკვებება რეზერუარში მყოფი სითხით, რომლის დაწნევა არ იცვლება. უნანასკნელი უზრუნველყოფს სითხის დამყარებული რეჟიმით მოძრაობას წყალსადენში. ასეთ წყალსადენებში მთელი დაწნევა H , რომელსაც ავითარებს რეზერუარში მყოფი სითხე, იხარჯება მოძრაობის დროს წინააღმდეგობათა დაძლევაზე და ბოლო კვეთში, მოთხოვნილების მიხედვით სითხის საჭირო სიჩქარის უზრუნველყოფაზე, ე.ი.

$$H = \frac{v^2}{2g} + h_{\text{სივრდ.}},$$

ანუ თუ გავიხსენებთ შეხის ფორმულას

$$v = C\sqrt{RI} = C\sqrt{R\frac{h_{\text{სივრდ.}}}{l}}$$

რომლიდანაც განსაზღვრული დაწნევის დანაკარგის მნიშვნელობას ჩავსვავთ მიღებულ დამოკიდებულებაში, მივიღებთ;

$$H = \frac{v^2}{2g} + \frac{v^2 l}{C^2 R} = v^2 \left(\frac{1}{2g} + \frac{1}{C^2 R} \right),$$

სადაც l არის მილსადენის სიგრძე, ხოლო C – შეხის, ანუ სიჩქარის კოეფიციენტი.

წყალსადენებში $\frac{1}{2g}$ ბევრად ნაკლებია $\frac{1}{C^2 R}$ -თან შედარტებით, ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ

$$H = \frac{V^2 l}{C^2 R} \cong h_{\text{სივრდ.}} \quad (5.1)$$

მიღებული მიახლოებითი ტოლობა სამართლიანია იმ დროს, როდესაც რეზერუარში სითხის სრული დაწნევა იხარჯება ჰიდრაულიკური წინააღმდეგობების დაძლევაზე.

განხილული შემთხვევისათვის ხარჯი იანგარიშება დამოკიდებულებით:

$$Q = \omega v = \omega C \sqrt{RI} \quad (5.2)$$

თუ ავღნიშნავთ

$$K = \omega C \sqrt{RI} \quad (5.3)$$

მაშინ

$$Q = K \sqrt{I} \quad (5.4)$$

მიღებულ განტოლებაში I ჰიდრაულიკური ქანობი უგანზომილებო სიდიდეა, ამიტომ K -ს ექნება ხარჯის შესაბამისი განზომილება.

ამრიგად, როგორც (5.4) პირობიდან ჩანს, K არის განსახილველი მილსადენის ხარჯი იმ შემთხვევაში, როდესაც ჰიდრაულიკური ქანობი $I=1$.

K სიდიდეს ხარჯის მოდულს უწოდებენ.

რადგანაც

$$I = \frac{h_{\text{სიგრძ.}}}{l} \cong \frac{H}{l},$$

მაშინ (5.4) –ის ნაცვლად გვექნება

$$H = Q^2 \frac{l}{K^2} \quad (5.5)$$

მიღებული დამოკიდებულება გვიჩვენებს თუ რა სიდიდის დაწნევა უნდა განვითარდეს რეზერუარში, რომ მოცემულ მილსადენთა სისტემის მეშვეობით მომხმარებელს მივაწოდოთ საანგარიშო Q ხარჯი.

$\frac{l}{K^2}$ სიდიდეს მილსადენის წინაღობა ეწოდება, რადგანაც, როცა $Q=1$, ახასიათებს დაწნევის იმ მნიშვნელობას, რაც უზრუნველყოფს წყალსადენის მთელ სიგრძეზე წინააღმდეგობების დაძლევას. ამიტომ $A = \frac{l}{K^2}$ სიდიდე ხვედრითი წინაღობა იქნება.

ამრიგად (5.4) და (5.5) დამოკიდებულებანი საშუალებას გვაძლევს გადავწყვიტოთ პრაქტიკის მიერ დასმული ამოცანები, ერთნაირი დიამეტრიც მქონე მარტივი წყალსადენის გაანგარიშების დროს.

ეს ამოცანები, როგორც უკვე ავღნიშნეთ შეიძლება იყოს სამი სახის, კერძოდ დავადგინოთ:

1. Q ხარჯი, როდესაც წინასწარ ცნობილია მილსადენის დიამეტრიც d_0 , მისი სიგრძე l და რეზერუარში სითხის დაწნევა H ;
2. სითხის დაწნევა რეზერუარში H , მოცემული Q ხარჯის გასატარებლად მოცემული მილსადენის (d_0, l) მეშვეობით;
3. მილსადენის d_0 დიამეტრიც, მოცემული Q ხარჯის, მილსადენის l სიგრძის და მოქმედი H დაწნევის შემთხვევაში.

რადგანაც ხარჯის მოდული განისაზღვრება (5.3) დამოკიდებულებით, წრიული დიამეტრის მქონე დიამეტრისათვის იგი ტოილ იქნება

$$K^2 = \omega^2 C^2 R = \left(\frac{\pi d_0^2}{4} \right)^2 C^2 \frac{d_0}{4} = \frac{\pi^2 C^2}{64} d_0^5 \quad (5.6)$$

რადგანაც ვიხილავთ სითხის ნაკადს ჩამოყალიბებული ტურბულენტური მოძრაობისას ჰიდრაულიკური ხახუნის კოეფიციენტი λ ამ შემთხვევაში დამოკიდებული არ არის ნაკადის სიჩქარეზე, იგი ფარდობითი სიმქისის ფუნქციაა, ე.ი.

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} = f\left(\frac{\Delta}{d_0}\right).$$

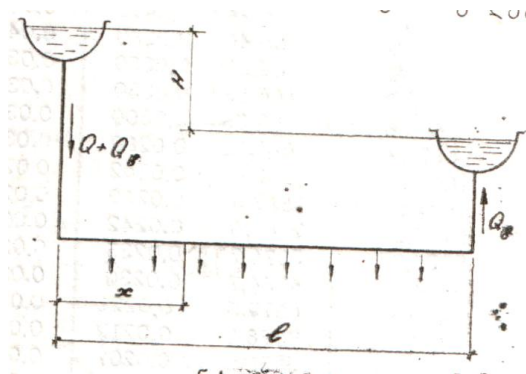
გაანგარიშების ჩატარების გაადვილების მიზნით, რიგი სიდიდეების მნიშვნელობანი ხშირად მოცემულია სპეციალურ ცხრილებში. (იხ. გამოყენებულ ლიტერატურაში №).

იმ შემთხვევაში, როდესაც წყალსადენი შედგება სხვადასხვა დიამეტრის მქონე მილსადენთა სისტემისაგან, რომლებიც ერთმანეთთან მიერთებულია თანმიმდევრობით, მაშინ დაწნევის სრული დანაკარგი ცალკეული უბნისაგან შემდგარი დანაკარგების ჯამისაგან უნდა შედგებოდეს

$$\sum h_{\text{სიგრძე } i} = H = h_{\text{სიგრძე I}} + h_{\text{სიგრძე II}} + \dots + h_{\text{სიგრძე } n}$$

5.3 მილსადენის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება სითხის ცვლადი ხარჯით მოძრაობის შემთხვევაში

როდესაც მილსადენის დიამეტრის სიგრძის მიხედვით არ იცვლება და ადგილი აქვს მოძრაობის გასწვრივ წყლის უწყვეტი თანაბარი ხარჯის გაცემას, დაწნევის დანაკარგის გაანგარიშება წარმოებს შემდეგნაირად (ნახ. 5.2).



ნახ. 5.2

დაუშვათ, რომ l სიგრძის მილსადენი ატარებს Q_0 ტრანზიტულ ხარჯს, ხოლო Q ხარჯი უწყვეტად ნაწილდება, მაშინ საწყისი კვეთიდან ნებისმიერ X მანძილზე მილსადენის კვეთში წყლის ხარჯი ტოილ იქნება

$$Q_x = Q_0 + Q \left(1 - \frac{x}{l}\right) \quad (5.7)$$

შესაბამისი ჰიდრაულიკური ქნობი კი

$$I = \frac{dh_{\text{სიგრძ.}}}{dx} = \frac{Q_x^2}{K^2} \quad (5.8)$$

თუ მოვახდენთ მიღებული განტოლების ინტეგრებას (5.7)-ის მხედველობაში მიღებით, მაშინ დაწნევის დანაკარგი ტოილ იქნება:

$$H = h_{\text{სიგრძ.}} = \int_0^l \frac{1}{K^2} \left[Q_0 + Q \left(1 - \frac{x}{l}\right) \right]^2 dx = \frac{l}{K^2} \left(Q_0^2 + Q_0 Q + \frac{1}{3} Q^2 \right) \quad (5.9)$$

როდესაც ტრანზიტული ხარჯი Q_0 ტოლია ნულის, (5.9)-ის ნაცვლად მივიღებთ

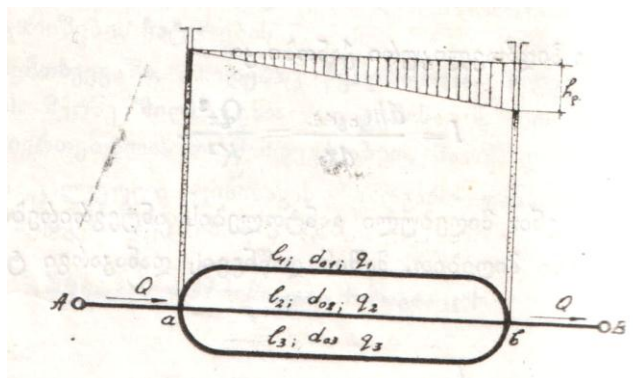
$$H = \frac{1}{3} \frac{Q^2}{K^2} l \quad (5.10)$$

თუ შევადარებთ (5.10) დამოკიდებულებას (5.5)-ს ადვილი მისახვედრია, რომ დაწნევის დანაკარგი ცვლადი ხარჯით მოძრაობის დროს შესაბამისი სიგრძისა და დიამეტრიც მილსადენში, სამჯერ აღემატება დაწნევის დანაკარგის მნიშვნელობას ცვლადი ხარჯით მოძრაობის დროს მაშინ, როცა მილსადენის გასწვრივ ხარჯის სრული გაცემა წარმოებს.

5.4 რთული მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების საფუძვლები

1) პარალელურხაზიანი მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება.

ვთქვათ, სითხე A პუნქტიდან B პუნქტში მიეწოდება (ნახ. 5.3) დაუშვათ, რომ სითხის გადაცემას მილსადენის სიგრძეზე ადგილი არა აქვს. a წერტილში მილსადენი იყოფა სამ პარალელურ ხაზად, რომელთაგანაც თითოეულს აქვს შესაბამისი სიგრძე l და დიამეტრი d_0 . დაუშვათ, რომ b წერტილში მილსადენის ხაზები ისევ ერთდება.



ნახ. 5.3

გავარჩიოთ ასეთი ტიპის მილსადენების გაანგარიშების სამი შემთხვევა:

შემთხვევა I. მოცემულია Q წყლის სრული ხარჯი, თითოეული პარალელური მილსადენის ხაზის სიგრძეები l_1, l_2, l_3 და შესაბამისი დიამეტრები d_{01}, d_{02}, d_{03} . საჭიროა გავიანგარიშოთ, თუ რა სიღიდის იქნება q_1, q_2, q_3 წყლის ხარჯი შესაბამისი პარალელური მილსადენების ხაზებში.

რადგანაც a განშტოების და b შეერთების წერტილებში სამივე მილსადენისათვის წნევა ერთი და იგივეა, ამიტომ ყოველი პარალელური მილსადენის ხაზში დაწნევის დანაკარგი თანაბარი უნდა იყოს, მაშინ შეგვიძლია შევადგინოთ (5.4) –ის შესაბამისად განტოლებათა შემდეგი სისტემა:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= K_1 \sqrt{\frac{h_g}{l_1}} \\ q_2 &= K_2 \sqrt{\frac{h_g}{l_2}} \\ q_3 &= K_3 \sqrt{\frac{h_g}{l_3}} \end{aligned} \right\} \quad (5.11)$$

სადაც K_1, K_2, K_3 შესაბამისი პარალელური მილსადენების ხაზების ხარჯის მოდულებია.

რადგანაც $Q = q_1 + q_2 + q_3$, გვექნება

$$Q = \sqrt{h_g} \left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right)$$

საიდანაც დაწნევის დანაკარგი ტოილ იქნება

$$h_g = \frac{Q^2}{\left(\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} + \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} + \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \right)^2} \quad (5.12)$$

ვიციოთ რა დაწნევის დანაკარგის რიცხვითი მნიშვნელობა (5.12), ცალკეული პარალელური მილსადენის ხაზში დაშლილი q_1, q_2, q_3 ; ხარჯების გაანგარიშება (5.11) სისტემის მეშვეობით სიძნელეს არ წარმოადგენს.

შემთხვევა II. მოცემულია Q, l_1, l_2, l_3 ; საჭიროა განისაზღვროს d_{01}, d_{02}, d_{03}

იმ ვარაუდით, რომ მილსადენის თითოეულმა ხაზმა $q_1 = q_2 = q_3 = \frac{Q}{3}$ თანაბარი ხარჯი გაატაროს.

ამ ამოცანის გადაწყვეტა წარმოებს შერჩევის მეთოდით შემდეგი პირობის გათვალისწინებით

$$\frac{K_1}{\sqrt{l_1}} = \frac{K_2}{\sqrt{l_2}} = \frac{K_3}{\sqrt{l_3}} \quad (5.13)$$

შევარჩევთ რა K_1, K_2, K_3 -ის რიცხვით მნიშვნელობებს, მოყვანილი ტოლობის დასაკმაყოფილებლად მისი შესაბამისი მილსადენის დიამეტრიც შერჩევა სირთულესთან უკვე არ არის დაკავშირებული.

შემთხვევა III. მოცემულია Q, l_1, l_2, l_3 და ამავე დროს პარალელური მილსადენების დიამეტრები თანატოლია $d_{01} = d_{02} = d_{03} = d_0$, საჭიროა ისევე, როგორც პირველ შემთხვევაში განვსაზღვროთ სრული ხარჯის დაშლა ცალკეულ ხაზში. პირველი შემთხვევის ანალოგიურად გვექნება

$$h_g = \frac{Q^2}{K^2 \left(\frac{1}{\sqrt{l_1}} + \frac{1}{\sqrt{l_2}} + \frac{1}{\sqrt{l_3}} \right)^2} \quad (5.14)$$

სადაც K მოცემული d_0 დიამეტრიც მქონე მილსადენის შესაბამისი ხარჯის მოდულია. თითოეულ მილსადენში გასული სითხის ხარჯი ტოლი იქნება:

$$q_1 = K \sqrt{\frac{h_g}{l_1}}; \quad q_2 = K \sqrt{\frac{h_g}{l_2}}; \quad q_3 = K \sqrt{\frac{h_g}{l_3}}.$$

2) განშტოებული მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშება.

(ნახ. 5.1) მაგისტრალურ გამანაწილებელ მილსადენში განხილულ შემთხვევაში სიგრძის მიხედვით ხარჯი მცირდება. ამიტომ იგი გაიანგარიშება, როგორც სხვადასხვა დიამეტრიც თანმიმდევრობით შეერთებული მილსადენებისათვის მოცემული შესაბამისი ხარჯით Q_i თითოეული l_i სიგრძის უბნის ფარგლებში.

განშტოებული მილსადენების გაანგარიშებისას არჩევენ ორ შემთხვევას. პირველი, როდესაც საჭიროა აშენდეს სრულიად ახალი წყალსადენი და მეორე, როდესაც მოქმედ წყალსადენის სისტემას უნდა მიუერთდეს დამატებითი უბანი.

პირველ შემთხვევაში საჭიროა დადგინდეს რეზერუარში წყლის დაწნევა, რომელიც უზრუნველყოფს სითხის მიწოდებას მოხმარების ყველა წერტილში და მოთხოვნების მიხედვით შესაბამისი სითხის სიჩქარეს. ასეთი ამოცანის გადაწყვეტის დროს შესაძლებელია მოიძებნოს უამრავი პასუხი. მაგრამ მათ შორის უნდა შეირჩეს ეკონომიკურად ხელსაყრელი ვარიანტი, რისთვისაც უმთავრესად სარგებლობენ სპეციალური სარეკომენდაციო ცხრილით, სადაც ყოველი საანგარიშო ხარჯისათვის რეკომენდირებულია შესაბამისი მილსადენის დიამეტრი.

d_0 (მმ)	50	75	100	125	150	200	300	400	500	600	700	1000
Q (ლ/წმ)	1.5	3.3	6	10	15	30	102	145	245	365	520	1200

ამ შემთხვევაში განშტოებული ქსელის გაანგარიშება დაიყვანება ხარჯების მიხედვით შესაბამისი დიამეტრების შერჩევამდე. გვეცოდინება რა დიამეტრები, დაწნევის დანაკარგების გაანგარიშება უკვე სირთულეს არ წარმოადგენს

$$Q_{\text{სივრდ.}} = \frac{Q_i^2 l_i}{K_i^2},$$

სადაც i ინდექსი შესაბამისი მილსადენის აღნიშვნაა. რაც შეეხება საანგარიშო დაწნევის ან რეზერუარში სითხის დონის დადგენას, იგი უნდა მოხდეს დაწნევის დანაკარგების შეჯამების საფუძველზე, სადაც მხედველობაშია მისაღები თითოეული მოხმარების წერტილის ადგილმდებარეობის ნიშნულიც, მაშინ

$$H = \sum h_{\text{სივრდ.}} + h_{\text{თავის.}} \quad (5.15)$$

სადაც $h_{\text{თავის.}}$ მილსადენის ბოლოს სითხის თავისუფალი დაწნევაა, რაც განისაზღვრება წყალსადენის დანიშნულების შესაბამისად სათანადო ნორმებით,

როდესაც განშტოების ან ახალი მაგისტრალური ხაზის ჩართვა წარმოებს უკვე არსებულ ქსელში, სადაც მოქმედი საწყისი დაწნევა H წიმაწარ ლიმიტირებულია, მაშინ იგი უკვე წინასწარ განსაზღვრავს მილსადენის გასწვრივ საშუალო ჰიდრაულიკურ ქანობს

$$I_{\text{საშ.}} = \frac{H - h_{\text{თავის.}}}{\sum l_i} \quad (5.16)$$

ამიტომ მაგისტრალის თითოეულ მონაკვეთზე, რომლის საშუალო ჰიდრაულიკური ქანობი (5.16) –ის ტოილ უნდა იყოს, საჭიროა ისეთი დიამეტრის მილსადენების შერჩევა, რომელთა ხარჯის მოდულის რიცხვითი მნიშვნელობა აკმაყოფილებს პირობას

$$K_i^2 = \frac{Q_i^2}{I_{\text{საშ.}}} \quad (5.17)$$

ყოველ K -ს მნიშვნელობას, როგორც უკვე ვიცით, შეესაბამება მილსადენის სათანადო დიამეტრი. ე.ი. ყოველი მონაკვეთისათვის მოცემული ხარჯის დროს გვეცოდინება მისი შესაბამისი მილსადენის დიამეტრი, მაგრამ რიც შემთხვევაში განსაზღვრული K -სათვის არ გვქონდეს ქარხნული სტანდარტული დიამეტრიც მილსადენი, ამიტომ შესაძლებელია გამოვიყენოთ ცოტა დიდი ან მცირე დიამეტრიც მილსადენი. თუ ავიღებთ დიდი დიამეტრიც მილსადენს, ლითონის გადახარჯვას

ექნება ადგილი, ხოლო თუ მცირეს, მაშინ მოქმედი დაწესება საკმარისი არ აღმოჩნდება, ვინაიდან მილსადენში სიჩქარის გაზრდით დაწესების დანაკარგები გაიზრდება, რის გამოც მოხმარების ყველა წერტილში წყალი არ მიეწოდება. პრაქტიკულად ამის გადაწყვეტა შესაძლებელია შერჩევას დიდი და მცირე დიამეტრების კომბინაციით.

როდესაც წარმოებს მაგისტრალური მილსადენიდან განშტოების დაპროექტება ყოველთვის უნდა გვახსოვდეს, რომ განშტოების წერტილში, მაგისტრალურ მილსადენში მოქმედი დაწესება არის ის საწყისი დაწესება, რაზედაც უნდა გაანგარიშდეს მიერთებული განშტოება.

3) რგოლური (შეკრული) მილსადენის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება.

(ნახ. 5.1 დ) რგოლური მილსადენების საშუალებით წყალმომარაგება ხორციელდება იმ შემთხვევაში, როდესაც მოხმარების წერტილში სითხის შეუფერხებელი მიწოდების უზრუნველყოფაა საჭირო.

განვიხილოთ ახალი რგოლური მილსადენების ქსელის გაანგარიშების შემთხვევა, როდესაც წინასწარ ცნობილია ცალკეული ხაზის სიგრძე, სითხის ხარჯი მოთხოვნილების თითოეულ წერტილში და სითხის მოძრაობის მიმართულება, რაც დადგინდება ცალკეულ უბანზე სითხის ხარჯის თანაბრად განაწილების უზრუნველყოფის პირობიდან.

პირობითად უშვებთ საანგარიშო სითხის ხარჯის სიდიდეებს სხვადასხვა ხაზებში იმ ვარაუდით, რომ შეკრული რგოლის განსაზღვრულ რგოლში, რომელიც ჩვენ პირობითად შეგვიძლია მაგისტრალურ ხაზად ჩავთვალოთ, რეზერუარიდან სითხე მდიოდეს მხოლოდ ერთი მიმართულებით. ამ შერჩეული უბნის მაგისტრალურ რგოლს გავიანგარიშებთ, როგორც განშტოებულ მილსადენს თავის შესაბამისი ხარჯით ზემოთ აღწერილი გათვლების შესაბამისად. ეს გაანგარიშება საშუალებას მოგვცემს ამ უბანზე დავადგინოთ პიეზომეტრული დაწესებები ჩვენთვის საინტერესო მოხმარების წერტილებში.

მილსადენთა სისტემის რგოლის იმ უბნებისათვის, რაც არ ავირჩიეთ მაგისტრალურ მიმართულებად, დიამეტრების შერჩევა სირთულეს არ წარმოადგენს, რადგან მის საწყის და ბოლო წერტილებში, დაწესების მნიშვნელობები უკვე დადგენილი აღმოჩნდება.

გაანგარიშების ჩატარების დროს უნდა გვახსოვდეს, რომ ცალკეული უბნის შესაბამისი პიეზომეტრული დაწესების ხაზები სითხეთა ნაკადების ურთიერთშეხვედრის წერტილებში ერთ სიმაღლეზე უნდა იკვეთებოდეს. ამავე

წერტილში ორი მხრიდან მომავალი სითხის ნაკადის თავისუფალი დაწნევა ერთმანეთის ტოლი უნდა იყოს.

5.5 მოკლე მილსადენების ჰიდრაულიკური გაანგარიშების შემთხვევები

მოკლე მილსადენები ეს ისეთი მილსადენებია, რომელშიც დაწნევის დანაკარგების ხვედრითი წონა ძირითადად ადგილობრივი ხასიათის დანაკარგზე მოდის. არის შემთხვევები, როდესაც ამავე სახის მილსადენებს მივაკუთვნებთ ისეთებს, სადაც როგორც ადგილობრივი, ასევე გრძივი ხასიათის დანაკარგების ხვედრითი წონა ერთი რიგისაა. მოკლე მილსადენებში ადგილობრივი ხასიათის დანაკარგების შეჯამების უფლება გვექნება მხოლოდ მაშინ, თუ ადგილობრივი ხასიათის წინააღმდეგობებს შორის მანძილი $50d_0$ -ს აღემატება, რადგანაც ასევე შემთხვევაში სითხე წინააღმდეგობებს შორის მოთავსებულ მონაკვეთზე ასწრებს სინქარის სტაბილიზაციას, სხვა შემთხვევაში დანაკარგების შეჯამების პრინციპი არ იძლევა რეალურ პრაქტიკულ შედეგს. ამ დროს წინააღმდეგობის ეფექტის დადგენა ექსპერიმენტებით წარმოებს.

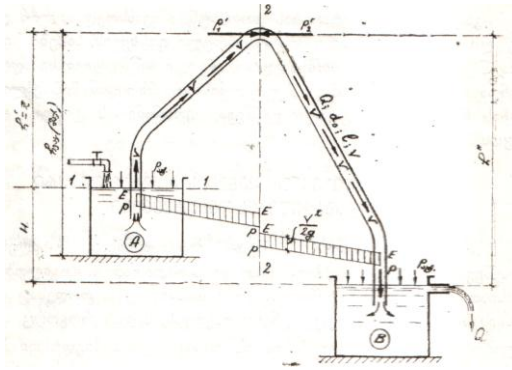
რადგანაც წინააღმდეგობათა შეჯამების პრინციპის გამოყენებით მილსადენების გაანგარიშების შემთხვევაზე უკვე გვექონდა საუბარი, ამიტომ ამაზე აღარ შევჩერდებით.

განვიხილოთ მხოლოდ სიფონის და ცენტრიდანული ტუმბოს შემწოვი მილის გაანგარიშების შემთხვევები, რომლებიც მოკლე მილსადენების განსაკუთრებულ კლასს მიეკუთვნება.

ა) სიფონის ჰიდრაულიკური გაანგარიშება

სიფონი წარმოადგენს მოკლე მილსადენს, რომლის საშუალებითაც მაღლობზე მდგომი მკვებავი A რეზერუარიდან წარმოებს სითხის მიწოდება დაბლობზე მყოფ B რეზერუარში (ნახ. 5.4) ან ატმოსფეროში.

განვიხილოთ B რეზერუარში სითხის დაძირული გამოდინების შემთხვევა. სიფონის სპეციფიკა მდგომარეობს იმაში, რომ მილსადენის 2–2 კვეთში მდებარე მუხლში სითხის დონე უფრო მაღლაა, ვიდრე სითხის თავისუფალი ზედაპირი მკვებავი A რეზერუარში. თუ ნახაზზე მოცემულ სიფონს – მილსადენს რაიმე მეთოდით წინასწარ შევაკვებთ სითხით, მაშინ მკვებავი რეზერუარიდან სითხე დაიწყებს მოძრაობას. იმისათვის, რომ დაერწმუნდეთ სითხის მოძრაობის არსებობაში დავადგინოთ წნევების მნიშვნელობები 2–2 კვეთში,



ნახ. 5.4

რომელიც მდებარეობს ყველაზე უმაღლეს წერტილში. ამ კვეთში მარცხენა მხრიდან მოქმედი წნევა ტოლია

$$P_1' = P_{\text{ატ.}} + (-\rho_1 h'),$$

მარჯვნიდან კი

$$P_2' = P_{\text{ატ.}} + (-\rho_2 h'')$$

სადაც h' და h'' 2-2 კვეთის ფართის სიმძიმის ცენტრის „უარყოფითი ჩაძირვებია“ სითხის სათანადო თავისუფალი ზედაპირიდან. რადგანაც $h' < h''$, ამიტომ $p_1' < p_2'$. ამრიგად, 2-2 კვეთში წნევათა სხვაობის ხარჯზე სითხე დაიწყებს მოძრაობას მარცხნიდან მარჯვნივ მილსადენის მეშვეობით.

სიფონის მიერ გატარებული სითხის ხარჯი გაიანგარიშება მოკლე მილსადენის მახასიათებელი დამოკიდებულებით, კერძოდ

$$Q = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda l}{d_0} + \sum \xi_{\text{ადბ.}}}} \frac{\pi d_0^2}{4} \sqrt{2gH},$$

საიდანაც

$$Q = \pi d_0^2 \sqrt{\frac{gH}{8 \left(\frac{\lambda l}{d_0} + \sum \xi_{\text{ადბ.}} \right)}} \quad (5.18)$$

სადაც $H = \text{const}$ რეზერუარებში არსებული სითხის დონეთა სხვაობაა; λ, d_0, l – სიფონის მილსადენის ჰიდრაულიკური ხახუნის კოეფიციენტი, დიამეტრი და სიგრძეა; $\sum \xi_{\text{ადბ.}}$ – ადგილობრივი ხასიათის დაწნევის დანაკარგების კოეფიციენტთა ჯამი.

სიჩქარე სიფონის მილსადენში იქნება

$$v = \frac{4Q}{\pi d_0^2} \quad (5.19)$$

წყლის მაქსიმალური აწევის სიმაღლე სიფონში z შემდეგნაირად იანგარიშება: მიუყენოთ ბერნულის განტოლებას 1-1 და 2-2 კვეთები, თუ საფარდ სიბრტყედ მივიღებთ 1-1 სიბრტყეს გვექნება:

$$z_1 + \frac{P_{\text{ატმ}}}{\gamma} + \frac{\alpha v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{\alpha v_2^2}{2g} + \xi_{\text{აღბ.}} \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{l_1}{d_0} \frac{v^2}{2g}$$

რადგანაც

$$z_1 = 0; \quad z_2 = z = 0 = h'; \quad v = v_2; \quad v_1 = 0;$$

ხოლო

$$\frac{P_{\text{ატმ}} - P_2}{\gamma} = \frac{P_{\text{ვატ}}}{\gamma} = h_{\text{ვატ}}$$

გვექნება

$$h_{\text{ვატ}} = z + \left(\alpha + \Sigma \xi_{\text{აღბ.}} + \lambda \frac{l_1}{d_0} \right) \frac{v^2}{2g} \quad (5.20)$$

აქედან

$$z = h_{\text{ვატ}} - \left(\alpha + \Sigma \xi_{\text{აღბ.}} + \lambda \frac{l_1}{d_0} \right) \frac{v^2}{2g} \quad (5.21)$$

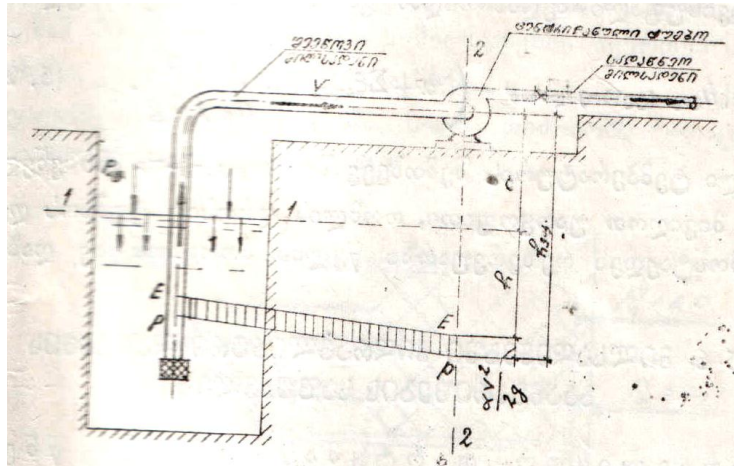
სადაც l_1 არის სიფონის მილსადენის სიგრძის ნაწილი 1-1 კვეთიდან 2-2 კვეთამდე, ხოლო $\Sigma \xi_{\text{აღბ.}}$ - ადგილობრივ წინააღობათა კოეფიციენტების ჯამი მხოლოდ ამავე კვეთებს შორის; $h_{\text{ვატუმი}}$ შესაბამისი წყლის სვეტის სიმაღლე 2-2 კვეთში. პრაქტიკულად z -ის მნიშვნელობა წყლის სვეტის სიმაღლის 6-7 მეტრზე მეტი არ უნდა იყოს.

ნახაზზე მოცემული $p-p$ ტეხილი ხაზი პიეზომეტრული დაწნევის წირს გამოხატავს, იგი $E-E$ სრული ჰიდროდინამიკური დაწნევის წირზე დაბლა მდებარეობს. $E-E$ ხაზს პირველი საფეხური გამოხატავს დაწნევის დანაკარგს სიფონის მილსადენში სითხის შესვლაზე, შემდეგ მისი დახრა - დაწნევის დანაკარგს სიგრძეზე სიფონის მილსადენში მოხვეულობამდე და ა.შ.

სიფონის მილსადენის ნებისმიერი განივი კვეთის ვერტიკალური მიმართულებით $p-p$ წირამდე უმოკლესი მანძილი განსახილველ კვეთში ვაკუუმის მახასიათებელი წყლის სვეტის სიმაღლის მნიშვნელობას შეესაბამება.

**ბ) ცენტრიდანული ტუმბოს შემწოვი მილსადენის
ჰიდრაულიკური გაანგარიშება**

ცენტრიდანული ტუმბოს შემწოვ მილსადენს ვუწოდებთ მილსადენის იმ ნაწილს, რომლის საშუალებითაც რეზერუარიდან წყლის შეწოვა წარმოებს ცენტრიდანულ ტუმბოში (ნახ. 5.5)



ნახ. 5.5

შემწოვ მილსადენში, ისევე როგორც სიფონში ვაცუუმს აქვს ადგილი. ვაკუმი თავის მაქსიმალურ მნიშვნელობას უშუალოდ ტუმბოს მუშა ბორბლის წინ მიაღწევს. თუ შევადგენთ ბერნულის განტოლებას 1-1 და 2-2 კვეთების მიმართ, საფარდ სიბრტყედ მივიჩნევთ 1-1 სიბრტყეს, მაშინ მივიღებთ სიფონის გაანგარიშებისას გამოყვანილ მაქსიმალური ვაკუუმის შესაბამის სიმაღლეს (5.20) მსგავს დამოკიდებულებას

$$h_{\text{ვაკუმი (ტუმბო)}} = a + \left(\alpha + \sum \xi_{\text{აღვ.}} + \lambda \frac{l_1}{d_0} \right) \frac{v^2}{2g} \quad (5.22)$$

მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ აქ $a = z'$, სადაც a – ცენტრიდანული ტუმბოს ღერძის შემადგენელია მკვებავი რეზერუარის სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან.

თუ $h_{\text{ვაკუმი (ტუმბო)}}$ მნიშვნელობა იქნება რიცხობრივად მაღალი, მაშინ კავიტაციას ექნება ადგილი, რაც, როგორც ადრე აღვნიშნეთ, არასასურველი მოვლენაა.

პრაქტიკაში დასაშვებია $h_{\text{ვაკუმი (ტუმბო)}} \leq 4 \div 6,5$ მეტრი წყლის სვეტისაზე.

დასაშვები ვაკუუმის სიდიდე ტუმბოს ტიპზეა დამოკიდებული. წყლის ტემპერატურეს გაზრდით დასაშვები ვაკუუმის მნიშვნელობა მცირდება. თუ წინასწარ გვეცოდინება დასაშვები ვაკუუმის მნიშვნელობა მოცემული ტუმბოსათვის, მაშინ მისი ღერძის შემადგენელია სითხის თავისუფალი ზედაპირიდან გაიანგარიშება ფორმულით

$$a_{\text{დასაწ.}} = \left[h_{\text{ვაკ (ტუმბო)}} \right]_{\text{დასაშ.}} - \left(\alpha + \sum \xi_{\text{აღვ.}} + \lambda \frac{l}{d_0} \right) \frac{v^2}{2g} \quad (5.23)$$

მაღალი ტემპერატურის შემთხვევაში $a_{\text{დასაშ.}}$ -ის მნიშვნელობა შეიძლება მივიღოთ უარყოფითი, რომლის დროსაც ტუმბოს ღერძი უნდა დამონტაჟდეს რეზერვუარში წყლის ჰორიზონტზე დაბლა.

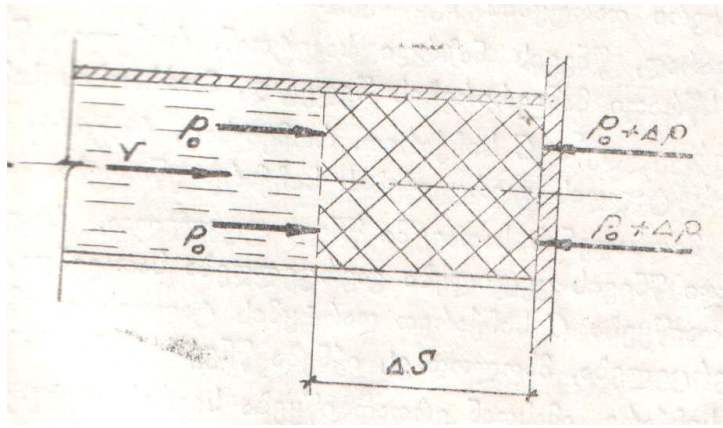
5.6 მილსადენებში ჰიდრაულიკური დარტყმის გაანგარიშების საფუძვლები

ჰიდრაულიკურ დარტყმას ვუწოდებთ წნევის უეცარ ცვლილებას, რაც გამოწვეულია სითხის სიჩქარის სწრაფი ცვლილებით. ამ შემთხვევაში ადგილი ექნება სითხის დაუმყარებელი რეჟიმით მოძრაობას. როდესაც წარმოებს წნევის სწრაფი გაზრდა სიჩქარის უეცარი შემცირების ხარჯზე დადებით ჰიდრაულიკურ დარტყმას უწოდებენ, ხოლო წნევის უეცარ დაცემას გამოწვეულს სიჩქარის გაზრდის ხარჯზე – უარყოფით ჰიდრაულიკურ დარტყმას.

წარმოვიდგინოთ, რომ სითხე დაწნევით მოძრაობს მილსადენში. თუ მასში სითხის მოძრაობას შევაჩერებთ საკეტის უეცარი მანევრირებით, მოხდება წნევის გაზრდა ნაკადის კინეტიკური ენერჯის პოტენციალურში გადასვლის ხარჯზე. წნევის აღნიშნული გაზრდა მილსადენში გავრცელდება დიდი სიჩქარით, რაც გამოიწვევს სითხის შეკუმშვას და მილსადენის კედლების გაფართოებას. აღნიშნული დრეკადი დეფორმაცია სითხის და მილსადენის კედლებისა გავრცელდება მილსადენის გასწვრივ იმ სიჩქარით, რა სიჩქარითაც მოხდება წნევის გაზრდა მილსადენის სიგრძეზე. აკადემიკოსმა ნ.ე. ჟუკოვსკიმ აღნიშნული დრეკადი დეფორმაციის გავრცელების სიჩქარეს დარტყმის ტალღის გავრცელების სიჩქარე უწოდა.

ჰიდრაულიკური დარტყმა განსაკუთრებით საშიშია გრძელ მილსადენებში. სადაც ადგილი აქვს მნიშვნელოვანი სიჩქარით სითხის დიდი რაოდენობის მასის გადაადგილებას. თუ ამ შემთხვევაში მიღებული არ იქნება სპეციალური ღონისძიებანი ჰიდრაულიკურმა დარტყმამ შეიძლება გამოიწვიოს მილსადენის შეერთების უბნების დაზიანება, კედლების გაგლეჯა და სხვა.

დაუშვათ, რომ მილსადენში სითხე მოძრაობს რაღაც კვეთში საშუალო v სიჩქარით (ნახ. 5.6).



ნახ. 5.6

თუ ამგვარად მილსადენზე დაყენებული საკეტი უეცრად გადაკეტავთ სითხის მოძრაობას, სითხის ფენა, რომელიც საკეტთან იმყოფებოდა უნდა შეჩერდეს უეცრად, რაც გამოიწვევს წნევის გაზრდას. რადგანაც სითხე უმნიშვნელოდ მაგრამ მაინც იკუმშება. ამიტომ სითხე შეჩერდება არა უეცრად, არამედ რაღაც ΔT დროში, ამავე პერიოდში $\omega \Delta S$ მოცულობაში მოხდება სითხის დამატებითი ფენის შესვლა. დაუშვათ, რომ სითხის წნევა საკეტის მანევრირებამდე იყო p_0 გადაკეტვის შემდეგ გახდება $p_0 + \Delta p$. თუ ვისარგებლებთ მოძრაობის რაოდენობის კანონით, შესაძლებელია დავადგინოთ წნევის Δp ნაზრდის რიცხობრივი მნიშვნელობა. ძალის იმპულსი იქნება $\Delta p \omega \Delta T$, ხოლო მოძრაობის რაოდენობის ცვლილება $\rho \omega \Delta S v$ (რადგან $\Delta v = v - 0 = v$) რის გამოც

$$\Delta p \omega \Delta T = \rho \omega \Delta S v \quad (5.24)$$

თუ ავლნიშნავთ

$$C = \frac{\Delta S}{\Delta T} \quad (5.25)$$

მაშინ მივიღებთ ნ.ე. ჯუკოვსკის ცნობილ დამოკიდებულებას

$$\Delta p = \rho C v \quad (5.26)$$

რაც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ წნევის ნაზრდი ჰიდრაულიკური დარტყმის შემთხვევაში.

ამგვარად, წნევის ნაზრდი საკეტთან, რომელიც წარმოიშობა საკეტის სწრაფი მანევრირების შედეგად, მოძრაობის საწინააღმდეგოდ გავრცელდება C სიჩქარით, რომელსაც, როგორც აღვნიშნეთ დარტყმის ტალღის გავრცელების სიჩქარე ეწოდება.

თუ მილსადენის სათავეში წნევა უცვლელია, საკეტთან წარმოშობილი წნევის ცვლილება გავრცელდება სათავემდე, რის შემდეგაც დაიწყება C სიჩქარით დარტყმის ტალღის უკუმიმართულებით გავრცელება, მხოლოდ ეს იქნება წნევის შემცირების გავრცელების სიჩქარე. ამასთან ერთად იწყება სითხის უკუგადაადგილებასაკეტიდან სათავისაკენ და ა.შ.

წნევის მომატების და დაცემის ციკლი, ანუ რხევითი ფორმით მოძრაობა, გაგრძელდება მანამ, სანამ სითხის ჭარბი ენერგია მთლიანად არ დაიხარჯება მილსადენში წინააღმდეგობათა გადალახვაზე. აღწერილ რხევით მოძრაობას ექნება მიღწევადი ხასიათი.

სითხის სიმკვრივის, მილსადენის კედლების მასალის და სხვათა მიხედვით ტალღის გავრცელების სიჩქარე შეიძლება გავიანგარიშოთ დამოკიდებულებით

$$C = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{K d_0}{E \delta}}} \quad (5.27)$$

სადაც K – წყლის დრეკადობის მოდულია და იგი მოცულობითი კუმშვადობის კოეფიციენტის შებრუნებული სიდიდეა;

E – მილსადენის მასალის დრეკადობის მოდულია;

d_0 – მილსადენის შინაგანი დიამეტრია;

δ – მილსადენის კედლის სისქეა.

თუ ჩავთვლით, რომ მილსადენი აბსოლუტურად არადრეკადი მასალისაა, მაშინ $E = \infty$ და ნაცვლად (5.27)-ისა გვექნება:

$$C = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (5.28)$$

ე.ი. დარტყმის ტალღის გავრცელების სიჩქარე სითხეში ბგერის გავრცელების სიჩქარის ტოილ გახდება.

წყლის შემთხვევაში დარტყმის ტალღის გავრცელების სიჩქარის დასადგენად სარგებლობენ შემდეგი მიახლოებითი ფორმულით:

$$C = \frac{9900}{\sqrt{48,3 + a \frac{d_0}{\delta}}} \quad \text{მ/წმ} \quad (5.29)$$

სადაც რკინის მილსადენისათვის – $a = 0,5$ ხოლო თუჯის მილსადენისათვის – $a = 1$.

თუჯის მილსადენების შემთხვევაში წნევის ნაზრდის დასადგენად პირველი მიახლოებით ხშირად სარგებლობენ შემდეგი დამოკიდებულებით. $\Delta p = (10-14)\nu$, სადაც ν -ს მნიშვნელობა აღებულია მ/წმ, ხოლო Δp -ს მნიშვნელობას ვიდებთ ატმოსფეროში.

ჰიდრავლიკური დარტყმის თავიდან აცილების მიზნით იხმარება სპეციალური მოწყობილებანი, რომლებიც ახანგრძლივებს საკეტის დაკეტვის დროს, აყენებენ ავტომატური მოწყობილობის სპეციალურ დამცველებს, რომლებიც მონტაჟდება საკეტის წინ და ასრულებს ბუფერების მოვალეობას.

ერთეულთა სისტემა

ფიზიკური სიდიდეები	ერთეულ განზომილებათა სისტემა		
	<i>CFC</i> (ფიზიკური)	<i>MKFC</i> (ტექნიკური)	<i>CN</i> (საერთაშორისო)
ფართობი ω	სმ ²	მ ²	მ ²
მოცულობა W	სმ ³	მ ³	მ ³
სიჩქარე V	სმ/წმ	მ/წმ	მ/წმ
ჩქარება a	სმ/წმ ²	მ/წმ ²	მ/წმ ²
მასა m	გ	$\frac{\text{კგ} \cdot \text{წმ}^2}{\text{მ}}$	კგ
ძალა P, G	$\frac{\text{გ} \cdot \text{სმ}}{\text{წმ}^2} = \text{დინი}$	კგ.ძ.	$\frac{\text{კგ} \cdot \text{მ}}{\text{წმ}^2} = \text{ნიუტონი}$

ხვედრითი წონა γ	$\frac{\text{ბ.}}{\text{სმ}^2\text{წმ}^2} = \frac{\text{დინი}}{\text{სმ}^3}$	$\frac{\text{კბ.დ.}}{\text{მ}^3}$	$\frac{\text{კბ.}}{\text{მ}^2\text{წმ}^2} = \frac{\text{ნიუტონი}}{\text{მ}^3}$
სიმკვრივე ρ	$\frac{\text{ბ.}}{\text{სმ}^3}$	$\frac{\text{კბ.დ.წმ}^2}{\text{მ}^4}$	$\frac{\text{ნიუტონი წმ}^2}{\text{მ}^4} = \frac{\text{კბ}}{\text{მ}^3}$
ძაბვა τ	$\frac{\text{ბ.}}{\text{სმ.წმ}^2}$	$\frac{\text{კბ.დ.}}{\text{მ}^2}$	$\frac{\text{კბ.}}{\text{მ.წმ}^2} = \frac{\text{ნიუტონი}}{\text{მ}^2}$
წნევა p	$\frac{\text{ბ.}}{\text{სმ.წმ}^2}$	$\frac{\text{კბ.დ.}}{\text{მ}^2}$	$\frac{\text{კბ.}}{\text{მ.წმ}^2} = \frac{\text{ნიუტონი}}{\text{მ}^2}$
სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტი μ	$\frac{\text{ბ.}}{\text{სმ.წმ}} = \text{პუაზი}$	$\frac{\text{კბ.დ.წმ}}{\text{მ}^2}$	$\frac{\text{ნიუტონი წმ}}{\text{მ}^2} = \frac{\text{კბ}}{\text{მ.წმ}}$
სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი ν	$\frac{\text{სმ}^2}{\text{წმ}} \text{ სტოქსი}$	$\frac{\text{მ}^2}{\text{წმ}}$	$\frac{\text{ნიუტონი მ.წმ}}{\text{კბ}} = \frac{\text{მ}^2}{\text{წმ}}$

დანართი 2

MkGCC ერთეულთა განზომილებათა სისტემიდან *CFC* და *CH* განზომილებათა სისტემაში გადასაყვან კოეფიციენტთა ცხრილი

ფიზიკური სიდიდეები	გადასაყვანი კოეფიციენტები
სიგრძე L	$L_{mkzkz} = 0.01L_{czc} = L_{cu}$
ფართობი L^2	$L^2_{mkeke} = 0.0001L^2_{czc} = L^3_{cu}$
მოცულობა L^3	$L^3_{mkeke} = 0.000001L^3_{czc} = L^3_{cu}$
სიჩქარე V	$V_{mkzkz} = 0.01a_{czc} = a_{cu}$
აჩქარება a	$a_{mkzkz} = 0.01a_{czc} = a_{cu}$
ძალა P, G	$P_{mkzkz} = 1/980700 P_{czc} = 1/9,807 P_{cu}$
წნევა p	$p_{mkzkz} = 1/98,07 p_{czc} = 1/9,807 p_{cu}$

ხვედრითი წონა γ	$\gamma_{mkzkz} = 1,02\gamma_{czc} = 9,102\gamma_{cu}$
მასა m	$m_{mkzkz} = 1/9807 m_{czc} = 1/9,807 m_{cu}$
სიმკვრივე ρ	$\rho_{mkzkz} = 1,02\rho_{czc} = 0,102\rho_{cu}$
სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტი μ	$\mu_{mkzkz} = 1/98,07 \mu_{czc} = 1/9,807 \mu_{cu}$
სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი ν	$\nu_{mkzkz} = 0.0001\nu_{czc} = \nu_{cu}$

გარდა აღნიშნულისა საერთაშორისო სისტემაზე გადაყვანისათვის მსურველებმა მხედველობაში უნდა მიიღოს, რომ:

1 კილოგრამი = 10 ნიუტონს (ნ);

1 ტონა = 10 კილონიუტონს (კგ.ნ.)

1 ტექნიკური ატმოსფერო = 100 კილონიუტონს $\left(\frac{\text{კგ.ნ.}}{\text{მ}^2}\right)$;

წყლის ხვედრითი წონა $\gamma = 10 \frac{\text{კილონიუტონი}}{\text{მ}^3} \left(\frac{\text{კგ.ნ.}}{\text{მ}^3}\right)$.

ს ა რ ჩ ე მ ე ო

ლექცია I

ჰ ი დ რ ო ს ტ ა ტ ი კ ა .

1. ჰიდრაულიკის განსაზღვრა - - - - - 3
2. ჰიდრაულიკის განვითარების მოკლე ისტორია - - - - - 3
3. სითხის ძირითადი ფიზიკური თვისებები - - - - - 4
4. იდეალური სითხის ცნება - - - - - 8
5. სითხეზე მოქმედი ძალები - - - - - 8

ლექცია II

Tavi I.

- 1.1 ჰიდროსტატიკური წნევა და მისი ძირითადი თვისებები - - - - - 10
- 1.2 სითხის წონასწორობის დიფერენციალური განტოლებები - - - - - 12
- 1.3 ჰიდროსტატიკური წნევის განსაზღვრა იმ შემთხვევისათვის, როდესაც მოცულობითი ძალებიდან წონასწორობაში მყოფ სითხეზე მოქმედებს მხოლოდ სიმძიმის ძალა. (მძიმე სითხის წონასწორობის შემთხვევა) - - - - - 14

1.4 პიეზომეტრული სიმაღლე. წნევის საზომი ხელსაწყოები. - - - - -	16
1.5 ტოლწნევა პირეულები - - - - -	20

ლექცია III

1.6 პასკალის კანონი და მისი გამოყენება პრაქტიკაში - - - - -	21
1.7 ჰიდროსტატიკური წნევის ეპიურა - - - - -	23
1.8 სითხის წნევის ძალის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირზე - - - - -	24
1.9 წნევის ძალის (წნევის ტოლქმედის) მოდების წერტილის განსაზღვრა ბრტყელ ზედაპირზე - - - - -	27
1.10 წნევის ძალის სიდიდის განსაზღვრა მრუდწიროვან ზედაპირზე - - - - -	28
1.11 არქიმედეს კანონი. სხეულთა ცურვა - - - - -	32

ლექცია IV

Tavi II.

ჰ ი ღ რ ო დ ი ნ ა მ ი კ ა

2.1 შესავალი - - - - -	36
2.2 სითხის დამყარებული და დაუმყარებელი მოძრაობა - - - - -	36
2.3 იდეალური სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები (ლ. ეილერის განტოლებები) - - - - -	38
2.4 სითხის უწყვეტობის განტოლება - - - - -	39
2.5 უწყვეტობის განტოლება ელემენტარული ჭავლისათვის - - - - -	40

ლექცია V

2.6 ნაკადის ჰიდრაულიკური ელემენტები - - - - -	40
2.7 ბერნულის განტოლება იდეალური სითხის ჭავლის ელემენტებისათვის დამყარებული მოძრაობის შემთხვევაში - - - - -	45
2.8 ბერნულის განტოლება რეალური სითხის ნაკადისათვის დამყარებული რეჟიმით მოძრაობის შემთხვევაში - - - - -	49

ლექცია VI

Tavi III. სითხის მოძრაობის რეჟიმები და ჰიდრაულიკურ წინააღმდეგობათა სახეები

3.1 სითხის მოძრაობის რეჟიმები - - - - -	53
3.2 თანაბარი მოძრაობის მთავარი განტოლება - - - - -	56
3.3 სითხის ლამინარული მოძრაობა წრიულ მილსადენებში - - - - -	59
3.4 ზოგიერთი მოკლე ცნობა ნაკადის ტურბულენტური რეჟიმით მოძრაობის შესახებ - - - - -	63

ლექცია VII

3.5 კალაპოტის კედლის სიმქისის ზეგავლენა სიგრძივ (ხახუნის) ჰიდრავლიკურ წინააღმდეგობაზე - - - - -	65
3.6 ადგილობრივი ხასიათის ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობანი - - - - -	69
3.7 დაწნევის დანაკარგების შეჯამების პრინციპი - - - - -	73

ლექცია VIII

Tavi IV. სითხის გამოდინება ხვრეტებიდან და ნაცმებიდან (მილყელებიდან)

4.1 ხვრეტების კლასიფიკაცია და სითხის გამოდინების დახასიათება მუდმივი დაწნევის შემთხვევაში - - - - -	75
4.2 სითხის გამოდინება ნაცმებიდან (მილყელებიდან) მუდმივი დაწნევის შემთხვევაში - - - - -	80
4.3 სითხის გამოდინება ხვრეტიდან ცვალებადი დაწნევის შემთხვევაში - - - - -	81

ლექცია IX

Tavi V. სითხის დაწნევიანი მოძრაობა მილსადენებში

5.1 წინასწარი შენიშვნები - - - - -	84
5.2 მარტივი წყალსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშების საფუძვლები - - - - -	85
5.3 მილსადენის ჰიდრავლიკური გაანგარიშება სითხის ცვლადი ხარჯით მოძრაობის შემთხვევაში - - - - -	88
5.4 რთული მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების საფუძვლები - - - - -	89
5.5 მოკლე მილსადენების ჰიდრავლიკური გაანგარიშების შემთხვევები - - - - -	93
5.6 მილსადენებში ჰიდრავლიკური დარტყმის გაანგარიშების საფუძვლები - - - - -	97

ბ ა მ ო ყ ე ნ ე ბ უ ლ ო ლ ი ტ ე რ ა ტ უ რ ა

ძირითადი

1. ო. ნათიშვილი – „ჰიდრავლიკა“ -1983წ.
2. И. И. Агроскин и др. - „Гидравлика,, . М. 1964г.
3. Р. Р. Чугаев - „Гидравлика,, . М. 1975г.
4. А. И. Богомолов, К. А. Михайлов - „Гидравлика,, . М. 1972г.
5. М. Б. Панова - Лавораторный практикум по гидравлике. М. 1969г.

დამატებითი

1. პ. ჯიქია – ჰიდრავლიკურ გაანგარიშებათა მაგალითები. 1963წ.
2. П. Г. Киселев - справочник по гидравлическим расчетам. М. 1972г.
3. საქართველოს ონლაინ ბიბლიოთეკა www.library.ge
4. საქართველოს ეროვნული ბიბლიოთეკა www.nplg.gov.ge
5. Online public library www.ipl.org

6. Российская национальная библиотека www.nlr.ru

7. Библиотека федерального агентства по печати России www.bl.uk