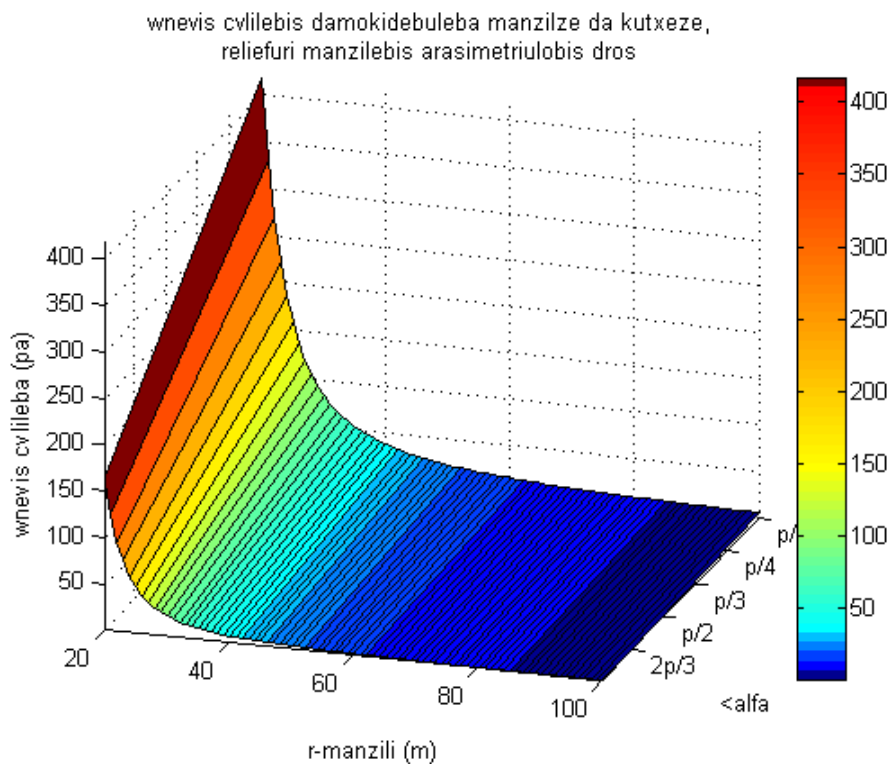


საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტი

საქართველოს რეგიონალური მიკროციკლასტური პროცესების დინამიკის შესწავლა ატმოსფერული პროცესების არსებული მოდელების გაუმჯობესების მიზნით



2016

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის
ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტი

შიფრი № IHM-16-27- GTU- CD-3390

„გამტკიცებ“

დირექტორი

ტექ. აკად. დოქტორი

თ.ცინცაძე

25 დეკემბერი 2016

უაკ: 551.501.8

**საქართველოს რეგიონალური მიკროციკლაციური პროცესების დინამიკის
შესწავლა ატმოსფერული პროცესების არსებული მოდელების გაუმჯობესების
მიზნით**

(დასკვნითი ანგარიში)

ამინდის პროგნოზირების, ბუნებრივი

და ტექნოგენური კატასტროფების

მოდელირების განყოფილების გამგე

ფიზ.-მათ. აკად. დოქტორი

მ. ტატიშვილი

თბილისი - 2016

თემის შემსრულებლები:

1. ზურაბ ხვედელიძე

თემის ხელმძღვანელი,

უფროსი მეცნ. თანამშრომელი

ფიზ.-მათ. მეცნიერებათა დოქტორი

2. დემური დემეტრაშვილი,

მეცნ. თანამშრომელი,

ფიზ.-მათ. მეცნიერებათა დოქტორი

3. ინგა სამხარაძე

მეცნ. თანამშრომელი

4. ნანული ზოტიკიშვილი

ინჟინერი.

რ ე ფ ე რ ა ტ ი

წარმოდგენილი სამეცნიერო ანგარიშში შესრულებული გამოკვლევები, რომლებიც გაგრძელება ამინდის პროგნოზირების, ბუნებრივი და ტექნოგენური კატასტროფების მოდელირების განყოფილებაში გასულ წლებში შესრულებული სამეცნიერო-კვლევითი სამუშაოებისა, შეეხება რეგიონალურ-ლოკალური ატმოსფერული პროცესების დინამიკას და მოდელურ გათვლებს საქართველოს ფიზიკურ-გეოგრაფიული პირობების გათვალისწინებით.

ატმოსფერული პროცესების ჩასახვის, განვითარების, ქრობის მექანიზმის შესწავლა იყო არის და იქნება მრავალი მეცნიერის კვლევის აქტუალური სფერო.

დღეისათვის განსაკუთრებულ ინტერესს იწვევს ლოკალური-რეგიონალური მოვლენების შესწავლა და ანალიზი. ამისათვის აუცილებელი ხდება მრავალი მეტეოროლოგიური, კლიმატოლოგიური პიგროლოგიური და გეოლოგიური მიკრო პროცესების გათვალისწინება. მიკრორეგიონალური პროცესები ყველგან თავისებურია განსაკუთრებით კი ისეთ რთული ფიზიკური რელიეფის მქონე ტერიტორიაზე, როგორისაა ამიერკავკასია და კერძოდ საქართველო.

საქართველოს მდებარეობა, მისი ფიზიკური და გეოგრაფიული პირობები იძლევა იმის ფართო საშუალებას, რომ ამ ტერიტორიაზე ჩაისახოს და განვითარება პოვოს თვისობრივად განსხვავებულმა მეტეოროლოგიურმა პროცესებმა შესაბამისი თერმიულ-ბარიული ველით. ამრიგად ყოველი ფიზიკურ-მათემატიკური მოდელი, რომელიც შეძლებს აღწეროს ცალკეულ რეგიონებში განვითარებული პროცესები არის მნიშვნელოვანი თეორიული და პრაქტიკული ღირებულების. სამეცნიერო თემის მიზანია ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში მიმდინარე თერმო-დინამიკური მოვლენებისათვის შემუშავდეს მათემატიკური მოდელი ქარის ველის რეჟიმის განსაზღვრისათვის საქართველოს ცალკეულ რეგიონებზე.

მთა-გორიან რეგიონებში ხშირად დაიკვირვება, არა პერიოდული, არა ორდინალური ატმოსფერული პროცესები. ამ პროცესებს თან სდევს მატერიალური ზარალი და ადამიანის მსხვერპლიც კი. აღნიშნულ მოვლენებს მიეკუთვნება: ქარბორბალა, მიკრორელიეფური ადგილობრივი ქარები ე. წ. მთა-ხეობის ცირკულიაცია, ლოკალური პროცესების არამდგრადობის ენერჯის შეფასება, ცალკეულ რეგიონებზე ქარის რეჟიმის სტატისტიკური და მოდელური დახასიათება. ასეთი საკითხები იქნა განხილული საანგარიშო პერიოდში, ყველა მოვლენისათვის დადგენილია პრაქტიკული ღირებულების შედეგები. მიღებულია რამოდენიმე ახალი ანალიზური დამოკიდებულება მეტეოროლოგიურ ელემენტების ცვალებადობაზე მთა-გორიან ტერიტორიასთვის. მოყვანილია რეკომენდაციები მიღებული შედეგების ოპერატიულ საქმიანობაში დანერგვისათვის

ბუნების ერთერთი სტიქიური მოვლენაა ქარბორბალა, რომლის პროგნოზირება პრაქტიკულად თითქმის შეუძლებელია, არადა ბოლო წლებში იზრდება მისი სისშირე საერთოდ და კერძოდ საქართველოში. წარმოდგენილ შრომაში მათემატიკურად მიღებულია სრულიად ახალი მათემატიკური დამოკიდებულება ქარის გრიგალურ ველში წნევისა და მანძილს შორის. დაშვებულია, რომ ქარბორბალა ვითარდება, მთა-გორიან ტერიტორიაზე, განსაზღვრული რადიუსის ცილინდრის შიგნით. ცილინდრის ღერძი კი დახრილია რელიეფის გასწვრივ

გარკვეული კუთხით. დამტკიცებულია, რომ ქარის გრიგალურ ველში წნევა იზრდება ბრუნვის ღერძიდან დაშორების მანძილის კვადრატის პროპორციულად. მაქსიმალურია პერიფერიაში და მინიმალური ბრუნვის ღერძის გასწვრივ. ჰაერის ნაკადის მიმართულებით წინააღმდეგობის შეხვედრისას ადგილი აქვს ჩახვეულობების (გრიგალური) წარმოქმნას, ნაკადის შემობრუნებას და გარსდენის გაძლიერებას მეტეოროლოგიური სიტუაციის მიხედვით. ეს დასკვნები კარგად ასახავს ქარბორბალის მიერ გამოწვეულ კატასტროფულ მოვლენებს.

ნაშრომში ქარის ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრისათვის მიღებულია ფორმულა, რომელშიც ფიგურირებს ოროგრაფიის გავლენის ამსახველი დამატებითი ახალი წევრი, რითაც ფორმულა განსხვავდება ლიტერატურაში ცნობილი ანალოგიური დამოკიდებულებიდან. შემოთავაზებულია ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრის მათემატიკული მოდელი ე.წ. „სამკუთხედური პოლიგონის“ მეთოდი. აღმოჩნდა, რომ უშუალოდ დედამიწის ზედაპირთან ნაკადის ვერტიკალური სიჩქარე მცირეა (სმ/წმ-რიგისა) და დინება ძირითადად ჰორიზონტალურია. სიმაღლის ზრდასთან ერთად, ნაკადი რელიეფის გავლენით, იწყებს ზემოთ მოძრაობას და იძენს ვერტიკალურ სიჩქარეს, თითქმის ტოლს ჰორიზონტალურ მიმართულებით არსებული სიჩქარისა. (ზოგადად დადგენილია, რომ მთა-გორიანი რელიეფი ქარის სიჩქარეს ზრდის იმ სიჩქარის თითქმის 45%-ით, რომელიც იმავე სიმაღლეზე ექნებოდა ნაკადს ჰორიზონტალურ სიბრტყეზე). გამოთვლილმა მონაცემებმა საქარა, საჩხერე, წიფის რეგიონზე ეს მოსაზრება დაადასტურა. ასეთი სახით განსაზღვრული ვერტიკალური სიჩქარით შეფასებული არამდგრადობის ენერჯის სიდიდე კარგად თანხმობაშია პრაქტიკაში დაკვირვებულ მნიშვნელობასთან. მეთოდი შეიძლება რეკომენდირებული იქნას სექციის ღრუბლებში კონვექციული ნაკადების შეფასებისათვის.

შესწავლილი იქნა ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში სხვადასხვა ბუნების აღმავალი დინებები და ლოკალურ რეგიონზე თითქმის მუდმივად არსებული გეოფიზიკური „ფენომენები“. საქართველოს ტერიტორიაზე ერთერთი ასეთი „ფენომენი“ დავით გარეჯის ტაფობზე დაიკვირვება. ანგარიში ჰიდროთეროდინამიკის კანონების საფუძველზე მოყვანილია აღნიშნული მოვლენების ახსნა. დღემდე ასეთი მიდგომა და გაკეთებული დასკვნები ცნობილი არ არის. კერძოდ დამტკიცებული იქნა, რომ ქარის გრიგალურ ველში წნევა იზრდება რელიეფის სიმაღლის პროპორციულად და იმ კუთხის ზრდით, რომელსაც ნაკადის ბრუნვის ღერძი ადგენს ვერტიკალურ მიმართულებასთან. მიღებულია, რომ ქარის სიჩქარის გრიგალის ვერტიკალური მდგენელი სიმაღლის მიხედვით იზრდება ექსპონენციურად. ასეთი დამოკიდებულებებით იხსნება მითითებულ მოვლენების თავისებურებები. მიღებულ შედეგებს აქვთ როგორც თეორიული ასევე პრაქტიკული მნიშვნელობა.

ასევე პირველად იქნა გამოყენებული „ტეხილს“ მეთოდით ქარის სიჩქარე განსაზღვრისათვის იმერეთის რეგიონში, წყალტუმბო, ქუთაისი, ზესტაფონის მონაკვეთზე. მოდელური გათვლილი სიჩქარე (15-20)% -ის ფარგლებში დაემთხვა ოპერატიულ პრაქტიკაში დაკვირვებულ მნიშვნელობას, რაც ქარის ველისათვის აღიარებული დასაშვები შედეგია. მიღებული დასკვნები იძლევა საშუალებას მოყვანილი მოდელები გამოყენებული იქნეს ქარის ველის შესასწავლად ნებისმიერ მთა-გორიან რეგიონზე.

კონკრეტულად ამ მიზნით შესწავლილი იქნა ქარის რეჟიმი, ბოლო სამოცი წლის დაკვირვებული მონაცემების საფუძველზე, ქუთაისის რეგიონზე და თბილისისათვის. შემოთავაზებული იქნა ცნობილი მდგრადობის პარამეტრების გამოყენება, ქარის სიდიდის ცვლილების მრავალწლიური ბუნების შესაფასებლად, რაც ერთგვარი სიახლეა. ქარის სიჩქარის სხვადასხვა გრადაციებისათვის გარკვეულ იქნა განმეორადობის სიხშირე თვეების მიხედვით, დაზუსტდა რეგიონზე ქარის გაბატონებული მიმართულება. შედეგები მნიშვნელოვანია, სასურველ პუნქტში ქარის ენერჯის გამოყენების მიზნით და რეკომენდაციის მისაცემად ქარსაცავ ზონების ოპტიმალური მიმართულებით განაშენიანებისათვის.

ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია ხუთ სამეცნიერო სტატიაში, მათ შორის სამი ინფაქტფაქტორიან ჟურნალებში და ორი საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომათა კრებულებში. ძირითადი შედეგები მოხსენებულია საერთაშორისო კონფერენციაზე (თბილისში), ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის ყოველწლიურ სესიებზე და საქალაქო სემინარზე „გეოფიზიკური და ეკოლოგიური პროცესების მათემატიკური მოდელირება“ (თსუ-ს გეოფიზიკის ინსტიტუტი). შესრულებული შრომის უმეტესი ნაწილი შესულია ინგა სამხარაძის სადისერტაციო ნაშრომში, რომლის თანახემდგვანელია ზურაბ ხვედელიძე.

შინაარსი

1. მძლავრი ცირკულაციური მოძრაობა (ქარბორბალა) მთა-გორიან ტერიტორიაზე	7
2. დავით გარეჯის ტაფობის ფენომენი.	10
3. ქარის ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრა ოროგრაფიის გათვალისწინებით	12
4. ჰაერის მასების დინამიკა მთა-ხეობებში	14
5. მიწისპირა ფენაში ოროგრაფიის გავლენა ქარის ველზე	21
6. დროის მცირე პერიოდში ატმოსფერული შეშფოთებების დინამიკა მთაგორიან ტერიტორიაზე (გათვლები და მისი შედეგები)	26
7. ქარის რეჟიმი საქართველოს ზოგიერთი რეგიონებისათვის ბოლო ორმოცდაათი წლის მანძილზე	37
დასკვნა	52
ლიტერატურა	

განვიხილოთ ჰაერის მასის დიდი სიჩქარით (20 მ/წმ და მეტი) დინება წრიული ცილინდრის ფორმის გარემოში, რომელიც ბრუნავს მუდმივი ω კუთხური სიჩქარით. დაუშვათ, რომ ოროგრაფიული პირობებით ბრუნვის ღერძი კი არ არის ვერტიკალური, როგორც ეს საერთოდ არის მიღებული, არამედ ჰორიზონტისადმი φ კუთხით არის დახრილი (კუთხე ათვლება ღერძიდან პერიფერიისაკენ). რელიეფის გავლენის გათვალისწინება ხდება ვერტიკალური კოორდინატის გარდაქმნით. იმის გათვალისწინებით, რომ პროცესები სწრაფად ვითარდება – მოვლენები ითვლება სტაციონალურად. შესაბამისი განტოლებათა სისტემა შემდეგი სახით ჩაიწერება [1-8, 18-21].

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1.2)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z_1} - g, \quad (1.3)$$

სადაც g თავისუფალი ვარდნის აჩქარებაა, oz_1 ცილინდრის ბრუნვის ღერძია. მოვლენის მცირე დროში არსებობისას (რამოდენიმე ათეული წუთი) მასათა დეფორმაციას ადგილი არ აქვს და ხდება მხოლოდ ბრუნვა [3], მაშინ ვისარგებლოთ შემდეგი ცნობილი დამოკიდებულებით [3-6]:

$$u = -\omega \sin \varphi y, \quad v = \omega \sin \varphi x, \quad (1.4)$$

(1.4)-ის გათვალისწინებით (1.1)-(1.3) ასე გადაიწერება:

$$\omega^2 \sin^2 \varphi x = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.5)$$

$$\omega^2 \sin^2 \varphi y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (1.6)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g, \quad (1.7)$$

გავამრავლოთ (1.1)-(1.3) განტოლებები შესაბამისად dx , dy , dz -ზე და შევკრიბოთ, გვექნება:

$$p + \gamma z_1 = \frac{\rho \omega^2}{2} r^2 \sin^2 \varphi + c, \quad (1.8)$$

სადაც $r^2 = x^2 + y^2$, $\gamma = g\rho$, c – მუდმივა ნაკადის გეომეტრიით განისაზღვრება. კერძოდ, მივიღოთ, რომ ნაკადის პერიფერიაში წნევა საზღვარზე შიგნიდან და გარედან ტოლია, მაშინ ეილერის განტოლების საფუძველზე ვწერთ [3, 18-21]:

$$c = p_\infty - \frac{\rho G^2}{8\pi^2 r_0^2} - \frac{\rho \omega^2}{2} r_0^2 \sin^2 \varphi \quad (1.9)$$

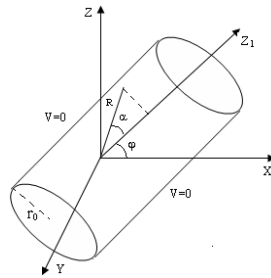
სადაც p_∞ წნევაა უსასრულობაში, პრაქტიკულად ცილინდრის საზღვარზე, სადაც სიჩქარე ნულია. $G = 2\pi R\omega$ – სიჩქარის ცირკულაციაა. ამრიგად (1.8) და (1.9) გვაძლევს:

$$p + \gamma z_1 - p_\infty = \frac{\rho \omega^2}{2} \sin^2 \varphi (r^2 - r_0^2) - \frac{\rho \omega^2}{2} r_0^2, \quad (1.10)$$

აქედან კარგად ჩანს, რომ წნევა მცირდება ბრუნვის ღერძისაკენ და მინიმალურია ღერძის გასწვრივ. ამიტომ ხდება ქარბორბალაში გარედან წატაცება და შიგნით ბრუნვა დიდი სიჩქარით. ფიზიკური რელიეფის გათვალისწინებით გვაქვს:

$$p + \gamma dz_1^1 = \frac{\rho \omega^2}{2} r^2 \sin^2 \varphi + c \quad (1.11)$$

გამოდის, რომ რელიეფის გავლენით წნევა იზრდება რელიეფის ფარდობითი სიმაღლის $d = \frac{H}{H-\xi(x,y)}$ პროპორციულად [1,18-21]. გამოვსახოთ r გრიგალის ჩასახვის წერტილიდან (სათავიდან) მოცემულ წერტილამდე R მანძილით(იხ. ნახ. 1), $r = R \sin \alpha$, სადაც α არის კუთხე გრიგალის ბრუნვის ღერძსა და R მიმართულებას შორის. ეს კუთხე დამოკიდებულია რელიეფის ჰორიზონტისადმი დახრის სიდიდეზე.

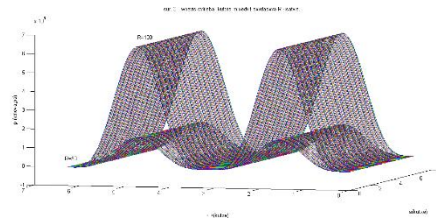


ნახ. 1.1

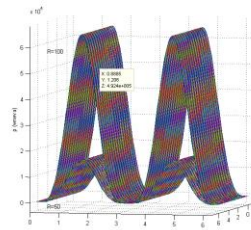
აღნიშნულის გათვალისწინებით (1.11) ასე გადაიწერება:

$$p + \gamma dz_1^1 = \frac{\rho \omega^2}{2} R^2 \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi + c \quad (1.12)$$

აღმოჩნდა, რომ წნევა მინიმალურია გრიგალის ცენტრში, იზრდება მანძილის პროპორციულად და მოიცავს $\pi R^2 \sin^2 \alpha$ ფართს. მიღებული შედეგები კარგად ხსნის დაკვირვებულ მოვლენებს და თეორიულად მიღებულია პირველად. მიღებული შედეგების საილუსტრაციოდ Matlab-ის პროგრამული სისტემის გამოყენებით (1.12) ფორმულაზე დაყრდნობით ავაგეთ ნახ. 1.2. და ნახ. 1.3. როგორც ამ ნახატებიდან ჩანს ქარის გრიგალურ ველში წნევა იზრდება ბრუნვის ღერძიდან მანძილის პროპორციულად, მაქსიმალურია პერიფერიაში და მინიმალური ბრუნვის ღერძის გასწვრივ;



ნახ. 1.2. წნევის მნიშვნელობის ცვლილება გრიგალის დახრის კუთხეზე (φ) და ბრუნვის ღერძსა და R მიმართულებას შორის კუთხეზე (α), მოცემულ წერტილამდე მანძილის (R) ორი მნიშვნელობისათვის.



ნახ.1.3. წნევის მნიშვნელობის ცვლილება გრიგალის დახრის კუთხეზე (φ) და ბრუნვის ღერძსა და R მიმართულებას შორის კუთხეზე (α), მოცემულ წერტილამდე მანძილის (R) ორი მნიშვნელობისათვის.



სურ. 1.1.



სურ. 1.2.

2. დავით გარეჯის ტაფობის ფენომენი.

დედამიწის ატმოსფეროში, მცირე ფართის ტერიტორიაზე, ხშირად მიმდინარეობს არაპერიოდული არაორდინალური პროცესები. ამ პროცესებს თან ახლავს არასასურველი მოვლენები ადამიანთა მსხვერპლით დამთავრებულიც კი. საქართველოს ტერიტორიაზე არსებობს, ლოკალური ადგილები სადაც მუდმივად

დაიკვირება ე.წ. გეოფიზიკური „ფენომენური“ მოვლენები (დავით გარეჯის ტაფობი, სურამის ზეგანი, ახალციხის ქვაბური. სვანეთში- მესტიის დაბლობი, საჩხერე, შირაქი, არაგვის და თერგის ხეობები). ეს მოვლენები დიდ გავლენას ახდენს ამინდზე და კლიმატზე, ამიტომ მათ შესწავლას უდიდესი თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს.

დავით გარეჯის მიდამოში შეიმჩნევა განსაკუთრებული პროცესები: კერძოდ, ტაფობში მთელი წლის განმავლობაში დაიკვირება უნალექობა, მიუხედავად იმისა, რომ ტაფობის გარშემო ამადლებულ შემოგარენზე შეიძლება თავსხმა წვიმა იყოს, ჰაერის მაღალი ტემპერატურა, ქარის მუდმივი ქროლვა ტაფობიდან გარეუბნისაკენ, მთებზე ტაფობის გარშემო თბილი და გრილი მასების შემოდინება და ხშირად გროვ-საწვიმარი ღრუბლების წარმოშობა. ტაფობის გეოლოგიური სტრუქტურიდან გამომდინარე ჰაერის ქვედა ფენებში მაღალია ტემპერატურა, რაც განაპირობებს აღმავალი დინების გაძლიერებას, ეს დინება სიმაღლის მიხედვით წარიტაცება შედარებით დაბალი ტემპერატურის მქონე პერიფერიისაკენ. ამ მოვლენების თეორიული ახსნისათვის ვისარგებლოთ ატმოსფეროს სასაზღვრო ფენაში მოქმედი განტოლებათა სისტემით, სადაც ზემოთ აღნიშნული მიზეზის გამო გადამწყვეტია ქარის სიჩქარის ვერტიკალური მდგენელი [7-14,19-21]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + k \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + k \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (2.2)$$

სადაც t არის დრო; ox და oz ჰორიზონტალური და ვერტიკალური დერძებია, u, v და w სიჩქარის მდგენელებია შესაბამის დერძებზე, ρ – სიმკვრივეა, p – წნევა, k – ტურბულენტობის კოეფიციენტი. ვინაიდან პროცესის ხანგრძლივობა მცირეა, ამიტომ შეიძლება მივიჩნიოთ იგი სტაციონალურად. თუ (2.1) განტოლებას გავაწარმოებთ z -ით, (2.2)–ს კი x -ით და გამოვაკლებთ, სიჩქარის გრივალის x მდგენელისათვის მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$k \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} - w \frac{\partial \Omega}{\partial z} = 0, \quad (2.3)$$

სადაც Ω -სიჩქარის გრივალია.

(2.1),(2.2)-ის ამოხსნისათვის z -ის მიმართ უნდა შესრულდეს შემდეგი სასაზღვრო პირობები: როცა $z=h$ (მიწისპირა ფენის სიმაღლე), ქარის სიჩქარის გრივალის Ω მნიშვნელობა უტოლდება დინამიკური სიჩქარის ვერტიკალურ გრადიენტს $\Omega = gradV^*$, სადაც V^* არის დინამიკური სიჩქარე და ასეთი მიდგომა შესრულებულია პირველად.

როცა $z \rightarrow \infty$, Ω -შემოსაზღვრულია. ამ პირობებით (2.1)-(2.2)-ის ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

$$\Omega_x = gradV^* e^{\frac{w}{k}z}, \quad (2.4)$$

ამრიგად მივიღეთ, რომ Ω_x სიმაღლის მიხედვით ექსპონენციალურად იზრდება. მიუხედავად იმისა, რომ $\frac{w}{k}$ -მცირეა (10^{-5} რიგისაა), Ω_x მაინც მკვეთრად იზრდება და მისი ბუნებიდან გამომდინარე იწვევს ნაკადის შიგნიდან (ტაფობიდან) ზემოთ და გარეთ გამოდინებას. ეს ფაქტი კი ამართლებს მითითებულ თავისებურებებს. ის

გარემოება, რომ გრივადი პროპორციულადაა დამოკიდებული დინამიკურ სიჩქარეზე განაპირობებს ოროგრაფიული და სითბური ფაქტორების გავლენას. h - სიმაღლის ზემოთ ქარი ხდება გეოსტროფიული, ე.ი. $\Omega_x = \alpha \Delta p$ (Δ – ბრტყელი ლაპლასიანია, გამოდის, რომ ქარის სიჩქარის იზრდება

$\Omega_x > 0$ იწვევს წნევის გრადიენტის $\Delta p > 0$ მატებას ისე, რომ მაქსიმალური მნიშვნელობა ტაფობის შიგნითაა. ასეთი სიტუაცია ხელს უშლის ღრუბლების წარმოშობას ტაფობში და ხელსაყრელ პირობებს ქმნის ღრუბლებისათვის გარეუბნებზე. ბუნებრივია, ნალექების განაწილებაც შესაბამისად განხორციელდება. ამრიგად, მითითებული თავისებურებანი თეორიულად დასაბუთებულია.

3. ქარის ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრა ოროგრაფიის გათვალისწინებით.

დინამიკურ მეტეოროლოგიიდან ცნობილია, რომ ქარს აქვს ვერტიკალური მდგენელიც, რომელიც ჰორიზონტალურ მოძრაობასთან შედარებით მცირეა და მხოლოდ ინტენსიური კონვექციური მოძრაობისას შეიძლება იყოს (10-20) სმ/წმ-ში და მეტიც. ასეთი კონვექციური მოძრაობები კი ხშირად შეიმჩნევა უსწორმასწორო, მთა- გორიან ტერიტორიაზე. აქედან გამომდინარე მიწისპირა ფენაში მთაგორიან მიდამოში არ არის მისაღები ქარის დივერგენციის ნულთან ტოლობა, როგორც ეს დაშვებულია სწორი ზედაპირისათვის და ამიტომ გასათვალისწინებელია. ქარის ვერტიკალური სიჩქარის ექსპერიმენტული გაზომვა პრინციპულ სირთულეებთან არის დაკავშირებული და ამიტომ აუცილებელი ხდება მისი შეფასება თეორიული მეთოდების გამოყენებით.

მივიღოთ, რომ მიწისპირა ფენაში w -ს წარმოქმნას განაპირობებს, მხოლოდ ზედაპირის ხახუნი და რელიეფი, კერძოდ w განისაზღვრება უწყვეტობის განტოლების ინტეგრირებით [8-10] 0-დან ფენის H სიმაღლემდე, ე.ი.

$$W = -\int_0^H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz \quad (3.1)$$

ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემიდან ქარუს u და v ჰორიზონტალური მდგენელებისათვის ქვეყნება:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial u_g}{\partial x}; \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial v_g}{\partial y} \quad (3.2)$$

სადაც u_g და v_g არის რელიეფის გავლენით წარმოშობილი აგეოსტროფიული ქარის მდგენელები, რომლებიც მოცემულია შემდეგი დამოკიდებულებით [1,-10]:

$$u_g = -\frac{1}{l\rho\eta} \frac{\partial p}{\partial y}; v_g = \frac{1}{l\rho\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.3)$$

აქ $\eta = \frac{p_z}{p_0}$ არის რელიეფის პარამეტრი, p_z - წნევის სიდიდეა მთის ზედაპირზე, p_0 წნევის სტანდარტული მნიშვნელობა. შევიტანოთ რა (3.2) და (3.3)-ს (3.1)-ში და

მოვახდენთ ინტეგრირებას, მაშინ იმის გათვალისწინებით, რომ ხახუნის დაძაბულობა ფენის ზედა საზღვარზე ნულია, მივიღებთ:

$$W = \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z \rightarrow 0} - \frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z \rightarrow 0} - \left(\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} \right) H \quad (3.4)$$

საველე სამუშაოების მასალის ანალიზით დადგენილი იქნა, რომ დინამიკური სიჩქარის შეფარდება u_g -თან დამოკიდებულია იზობარიდან ნაკადის გადახრის δ კუთხეზე [7-8,10-12], ამიტომ გვექნება:

$$\left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z \rightarrow 0} = v_*^2 \cos \delta; \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z \rightarrow 0} = v_*^2 \sin \delta \quad (3.5)$$

რელიეფის გავლენით სიჩქარის ბრტყელი დივერგენცია არ არის ნული, არამედ წარმოდგება η -სა და p -ს იაკობიანით, იმის გათვალისწინებით, რომ ქარის აგეოსტროფიულობა წარმოქმნილია სწორედ მიწისპირა ფენიდან, ამრიგად:

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = \frac{1}{l\rho\eta^2} (\eta, p) \quad (3.6)$$

ვერტიკალური სიჩქარე გამოისახება ხახუნის დაძაბულობის ბრუნვითი ვექტორის ვერტიკალური მდგენელითა და იაკობიანით:

$$W = \frac{1}{l} \left[\frac{\partial}{\partial x} (v_*^2 \sin \delta) - \frac{\partial}{\partial y} (v_*^2 \cos \delta) \right] - \frac{1}{l\rho\eta^2} (\eta, p) H = \frac{1}{l\rho} \left[\text{rot}_z \tau + \frac{1}{\eta} (p, \ln \eta) H \right] \quad (3.7)$$

მიღებული (3.7) ფორმულა არის ახალი და განსხვავდება ყველა ცნობილი დამოკიდებულებიდან მარჯვენა მხარეში იაკობიანის დამატებით, რომელიც ოროგრაფიული ფაქტორის გავლენას გამოხატავს. მოვახდინოთ ამ წევრის შეფასება კონკრეტული ოროგრაფიული ტერიტორიისათვის. სანიმუშოდ შევარჩიოთ საჩხერის რაიონი - ჯვრის უღელტეხილის მიდამო. ox ღერძი იყოს მიმართული პარალელის გასწვრივ დასავლეთიდან აღმოსავლეთისკენ; oy ღერძი მერიდიანის მიმართულებით სამხრეთიდან ჩრდილოეთით. $\Delta x = 4 \cdot 10^4$ მ, $\Delta y = 3 \cdot 10^4$ მ. სიმაღლე პარალელის გასწვრივ იცვლებოდა 600 მეტრიდან 200 მეტრამდე, ხოლო მერიდიანის გასწვრივ 10005 მეტრიდან 990 მეტრამდე (უღელტეხილის სიმაღლე); შესაბამისად $p_{z1x} = 940$ მბ; $p_{z2x} = 980$ მბ; $p_{z1y} = 999,5$ მბ; $p_{z2y} = 990$ მბ. ამასთანავე $l = 1,4 \cdot 10^{-4}$ 1/წმ;

$\rho = 1,3$ კგ/მ; $H = 10^3$ მ. ამ მონაცემებით გამოვთვალოთ ოროგრაფიული ეფექტის სიდიდე:

$$\frac{1}{l\rho\eta} (P, \ln \eta) = \frac{1}{l\rho\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \ln \eta}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \ln \eta}{\partial x} \right),$$

ცხადია:

$$\frac{\partial \ln \eta}{\partial x} = \frac{\ln p_{z2x} - \ln p_{z1x}}{\Delta x} = \frac{6,88 - 6,87}{4 \cdot 10^4} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ მბ/მ}$$

$$\frac{\partial \ln \eta}{\partial y} = \frac{\ln p_{z2y} - \ln p_{z1y}}{\Delta y} = \frac{6,90 - 6,91}{3 \cdot 10^4} = -0,3 \cdot 10^{-6} \text{ მბ/მ}$$

$$\frac{\partial \ln \eta}{\partial y} = \frac{\ln p_{z2y} - \ln p_{z1y}}{\Delta y} = \frac{6,90 - 6,91}{3 \cdot 10^4} = -0,3 \cdot 10^{-6} \text{ მბ/მ};$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{10,5}{3 \cdot 10^4} = 0,35 \cdot 10^{-3} \text{ მბ/მ}.$$

ამრიგად ოროგრაფიული ეფექტი იქნება:

$$\frac{1}{\rho \eta} (P, \ln \eta) = \frac{10^4}{1,4 \cdot 1,3 \cdot 0,7} (10^{-3} \cdot 10^{-6} + 0,35 \cdot 10^{-3} \cdot 0,3 \cdot 10^{-6}) \cdot 10^3 = 8,7 \text{ სმ/წმ}.$$

მივიღეთ w -ს ის მნიშვნელობა, რომელიც უტოლდება მიწისპირა ფენაში მნიშვნელობას, რაც მიუთითებს, რომ ოროგრაფიული ეფექტი მნიშვნელოვანია და აუცილებლად გასათვალისწინებელია

ვერტიკალური სიხქრე შეიძლება განისაზღვროს ეგ.წ. სამკუთხედის მეთოდითაც, რომელიც შემოთავაზებული იყო მთავარი გეოფიზიკური ობსერვატორიის მეცნიერთა კვლევის მიერ. ამ თეორიის გამოყენებისათვის შერჩეული უნდა იყოს საქართველოს ტერიტორიის ნებისმიერი მიკრო პოლიგონი რადიუსით 20-დან 100 კმ-მდე. ამ პოლიგონზე აიღება ნებისმიერად განლაგებული სამი მეტეოროლოგიური სადგური, რომლებზედაც არის მინიმუმ 10 წლიანი სტარდარტული დაკვირვებები. მაგალითად საჩხერე, წიფა, გორი შექმნის ერთ სამკუთხედს. სამკუთხედის შიგა სივრცეში გამოითვლება მეტეოროლოგიური სიდიდეების გრადიენტული მნიშვნელობები შემდეგი ფორმულით:

$$\frac{\partial f}{\partial n} = \sqrt{\frac{(f_c - f_A)^2}{(CA)^2} + \frac{(f_B - f_A)^2}{(AB)^2} + \frac{(f_c - f_A)(f_B - f_A) \cos \delta}{CA \cdot AB}} \text{ -----(3.8)}$$

სადაც, f -ის ქვეშ იგულისხმევა ნებისმიერი მეტეოროლოგიური ელემენტი.

მეთოდის პროცედურა შემდეგია. პროცედურა ასე მიმდინარეობს:

- 1) შეირჩეს სამი სადგური, სადაც დაკვირვების პერიოდი მინიმუმ 10 წელია;
- 2) ამ პუნქტებში გამოითვალოს წნევის გრადიენტები;
- 3) წნევის გრადიენტით განისაზღვრება გეოსტროფიული ქარის სიდიდე;

4) დედამიწის მოსილობის Z_0 სიმაღლით (აიღება სპეციალური ცხრილებიდან) და ქარის გეოსტროფიული მნიშვნელობით განისაზღვრება როსბის პარამეტრი ფორმულით:

$$R_0 = \frac{G_g}{Lz_0}$$

5) კვლავ ცხრილიდან შეირჩევა ხახუნის გეოსტროფიული კოეფიციენტი χ და მისი დახმარებით დონამიკური სიჩქარე გამოითვლება ფორმულით [4-6]:

$$v^* = \chi \gamma G, \text{----(3.9)}$$

სადაც $\gamma = 1.4$ მუდმივი სიდიდეა.

6) ხახუნის დაძაბულობის მდგენელები Ox და Oy ღერძების მიმართ განისაზღვრება დამოკიდებულობით:

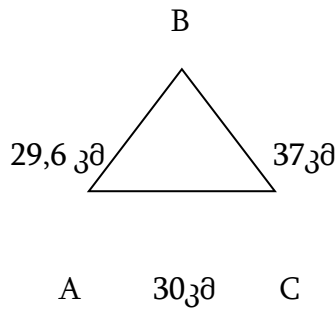
$$\tau_{0x} = \tau_0 \cos \delta; \tau_{0y} = \tau_0 \sin \delta \text{---(3.10)}$$

სადაც δ - არის კუთხე τ -სა და Ox ღერძს შორის.

7) A, B, C პუნქტებში აიგება ქარის „ვარდი“ და განისაზღვრება ნაკადის გაბატონებული მიმართულება

8) საძიებელი W_h განისაზღვრება ფორმულით [16].

მაგალითისთვის ავიღოთ სამკუთხედი საქარა A, საჩხერე B, წიფა C



ამ მიკრორეგიონისათვის გამოთვლილი პარამეტრები მოყვანილია ცხრილში.

თვეები	$\frac{\partial p}{\partial n} \cdot 10^{-3}$	χ (Z=10)	R_0	v^* (მ/წმ)			W (მ/წმ)	შენიშვნა
				A	B	C		
იანვარი	14,3	0,122	$10 \cdot 10^4$	0,66	0,53	0,45	0,43	
მაისი	13,7	0,153	$9,8 \cdot 10^4$	0,78	0,64	0,51	0,54	

აგვისტო	13,4	0,153	9,6 10 ⁴	0,78	0,62	0,50	0,56	
ნოემბერი	13,7	0,153	9,8 10 ⁴	0,79	0,64	0,51	0,54	

საინტერესოა, რომ განხილულ რეგიონზე ვერტიკალური სიჩქარის მნიშვნელობა ახლოს არის თავიშ დროზე ბირთ-პილოტური მეთოდით მიღებულ სიდიდესთან.

4. ჰაერის მასების დინამიკა მთა-ხეობებში.

აეროჰიდროდინამიკის ერთ-ერთ აქტუალურ საკითხს წარმოადგენს ჰაერის ნაკადის დინების შესწავლა მცირე სიგანის არხში-ხეობაში. ეს საკითხი უფრო საინტერესო ხდება იმ შემთხვევაში, როცა ხეობის ფსკერი წარმოდგენილია მთა-ბურცობული რელიეფის სახით. ასეთი პირობები რეალურად არსებობს არა მარტო მთა-ხეობებში, არამედ მდინარეთა კალაპოტებშიც. საქართველოს ტერიტორიაზე მრავალ ადგილას არსებობს მსგავსი სიტუაციები, მათ შორის ბაქო-თბილის-ჯეიჰანის ნავთობ-მაგისტრალის გასწვრივ. აქედან გამომდინარე აღნიშნულ პრობლემას აქვს როგორც თეორიული, ასევე პრაქტიკული ღირებულება.

ამოცანა ისმის ასე: შესწავლილი იქნას აერო-ჰიდრო ნაკადების დინება ჰორიზონტისადმი მცირე α კუთხით დახრილ, მცირე b სიგანის არხში, სუსტი ($V < 10 \text{ მ/წმ}$) ქარის დროს. განიხილება სტაციონალური დინება xOz სიბრტყეში სიმძიმის ძალის და ფსკერის რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით. კოორდინატთა სათავე მოთავსებულია მდინარის ან ხეობის ძირში, Ox ღერძი მიმართულია ნაკადის გასწვრივ, ხოლო Oz – ვერტიკალურად ზევით. იგულისხმება რომ ნაკადის ინტენსიობა მცირე Δt დროში უცვლელია და ატმოსფერული წნევის მოქმედება მუდმივია. ამრიგად გვაქვს [1,2]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0; \quad (4.1)$$

$$\text{ხოლო } P_x = g \sin \alpha; \quad p_z = g \cos \alpha, \quad (4.2)$$

სადაც p წნევაა, g – სიმძიმის ძალის აჩქარებაა.

მითითებულ პირობებში ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემა ჩაიწერება შემდეგი სახით [1-3].

$$g \rho \sin \alpha + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + g\rho \cos \alpha = 0 \quad (4.5)$$

(4.3)-(4.5) ინტეგრირდება შემდეგი სასაზღვრო პირობებით:

$$\text{როცა } z=0, \quad V=0 \quad (4.6)$$

$$z=h, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = 0; \quad (4.7) \quad p=p_0 \quad (4.8)$$

სადაც ρ ჰაერის (სითხის) სიმკვრივეა, h – თავისუფალი ზედაპირის სიმაღლე, μ – სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი. ასეთი სახით დასმული ამოცანა ამოსწნილია [1, 2] და შესაბამისი მახასიათებელი სიდიდეები სიჩქარე, წნევა და გამავალი ნაკადის რაოდენობა Q განსაზღვრულია შემდეგი დამოკიდებულებით:

$$p = p_0 + g\rho(h-z) \cos \alpha \quad (4.9)$$

$$V = \frac{g\rho z(2h-z)}{2\mu} \sin \alpha \quad (4.10)$$

$$Q = \frac{g\rho b h^3 \sin \alpha}{3\mu} \quad (4.11)$$

სადაც Q არის ნაკადის სიმძლავრე იმ შემთხვევაში, როცა არხის ქვედა ზედაპირი არის მცირე სიმაღლის (რამოდენიმე მეტრის რიგის) ბურცობული ღრმულებით დაფარული, მოძრაობს სტრუქტურის გამოსაკვლევად z კოორდინატი ნაცვლად შემოვიტანოთ ახალი კოორდინატი z' შემდეგი დამოკიდებულებით [3, 4,11]:

$$z_1 = \frac{z - (\xi(x, y))}{H - \xi(x, y)} H \quad (4.12)$$

სადაც $\xi(x, y)$ არის არხის ფსკერის რელიეფის ფორმა. კოორდინატთა ახალ სისტემაში (3)-(5) განტოლებათა სისტემა (6)-(8) სასაზღვრო პირობებით მიიღებენ შემდეგ სახეს:

$$g\rho \sin \alpha + \mu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + a^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z_1^2} \right) = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad (4.14)$$

$$a \frac{\partial p}{\partial z_1} + g \cos \alpha = 0 \quad (4.15)$$

$$\text{როცა } z_1 = \xi(x, y), \text{ მაშინ } V = 0 \quad (4.16)$$

$$\text{როცა } z_1 = h, \text{ მაშინ } \frac{\partial V}{\partial z_1} = 0; \quad (4.17)$$

$$p = p_0$$

$$\text{აქ } a = \frac{H}{H - \xi(x, y)} \text{ და ითვლება მუდმივად. რაც შეეხება (4.9) - (4.11)}$$

ფორმულებს, ისინი a-ს გათვალისწინებით ასე გადაიწერებიან:

$$p = p_0 + \frac{g\rho}{a}(h - z_1) \cos \alpha \quad (4.18)$$

$$V = \frac{\partial \rho z_1 (2h - z_1)}{2a^2 \mu} \sin \alpha \quad (4.19)$$

$$Q = \frac{\partial \rho b h^3}{3a^2 \mu} \sin \alpha \quad (4.20)$$

(4.18) – (4.20)-დან ჩანს, რომ ჰაერის ნაკადის სიჩქარე და სიმძლავრე ფსკერის რელიეფის მახასიათებელ სიდიდეზე დამოკიდებულია მისი კვადრატის უკუპროპორციულად. ამრიგად, არხში ფსკერის რელიეფის გავლენის გათვალისწინებამ შეამცირა როგორც ნაკადის სიჩქარე, ასევე ინტენსიობის რაოდენობა. აქედან გამომდინარე ჰაერის (სითხის) ნაკადში ადგილობრივი დაჭუჭყიანების წყარო (სხვადასხვა მინარევის ლაქა) ნელა გადაადგილდება და თვითგაწმენდის პერიოდი გაიზრდება.

ახლა განვიხილოთ ისეთი ჰაერ-ჰიდრო ნაკადი, რომელიც შეიცავს დაჭუჭყიანების ვერტიკოლურ ან წრფივ წყაროებს და დინებისას ჰორიზონტალურ სიბრტყეში წარმოქმნის ინტენსიობის გრივალებს – ცირკულაციურ დინებებს. ვისარგებლოთ ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემით ლამბა – გრომოკის ფორმით, რომელიც უშვებს სიჩქარისა და ძალის ველის პოტენციურობას ე.ი. [3-5]:

$$U = \frac{\partial \Phi}{\partial x}; \quad V = \frac{\partial \Phi}{\partial y}; \quad W = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (4.21)$$

ამიტომ განტოლებათა სისტემა ასე ჩაიწერება:

$$\text{grad}(\varphi + \Pi + E) = \text{grad}\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right) \quad (4.22)$$

სადაც φ - მასიური ძალების პოტენციალია, Φ - სიჩქარეთა ველის პოტენციალი, E - კინეტიკური ენერჯია, $\Pi = \frac{P}{\rho}$ უკუმშვადი გარემოსათვის, ხოლო

$\Pi = \frac{\chi - 1}{\chi} \frac{P}{\rho}$ კუმშვად-ადიაბატური პირობებისათვის, $\chi = \frac{C_p}{C_v}$ C_p - კუთრისითბოტევადობა მუდმივი წნევის დროს, C_v - კუთრისითბოტევადობა მუდმივი მოცულობისას. (4.22)-დან მიიღება ლაგრანჟის ინტეგრალი [1, 3]:

$$-(\varphi + \Pi + E) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + c(t) \quad (4.23)$$

სადაც $c(t)$ - მუდმივია და როცა იგი უდრის 0-ს (4.23) გადადის ეილერის ფორმულაში, რომელსაც ბაროტროპული გარემოსათვის აქვს სახე:

$$\rho\varphi + P + \frac{\rho V^2}{2} + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad , \quad (4.24)$$

იმის დაშვებით, რომ დინება სტაციონალური ($\Phi = const$) მცირე დროით ინტერვალზე ox ღერძის მიმართულება ემთხვევა „გრიგალს“ ღერძს ($\varphi = 0$) მაშინ (4.24) ასე გადაიწერება:

$$P - P_\infty = -\frac{\rho V^2}{2} \quad , \quad (4.25)$$

სადაც P_∞ შეესაბამება წნევის მნიშვნელობას წყაროდან შორ მანძილზე, სადაც $V=0$. როგორც თეორიიდან ცნობილია [1, 4] დინების სიჩქარეები კლებულობენ წყაროდან დაშორების r სიდიდის უკუპროპორციულად. ე.ი.

$$V = \frac{G}{2\pi r} \quad , \quad (4.26)$$

(4.26)-ის გათვალისწინებით (4.25) ასე გადაიწერება:

$$P - P_\infty = -\frac{\rho G^2}{8\pi^2 r^2} \quad , \quad (4.27)$$

ე.ი. გრიგალური დინებისას წნევა კლებულობს ცენტრისკენ მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად. ამასთანავე რადგან $p < p_\infty$ ხდება ჰაერის (წყლის) ნაკადის შეწოვა ცენტრისკენ. ეს ფაქტიც აგრეთვე ხელს უწყობს დინების ნაკადში არსებულ დამჭუჭყიანებელი მინარევების გადატანა-გაფანტვის შესუსტებას.

როცა პროცესები ადიაბატურია და გარემო კუმშვადია, მაშინ მსგავსად (4.27)-სა ტემპერატურისათვის გვექნება

$$T - T_\infty = -\frac{\chi - 1}{\chi} \frac{1}{R} \frac{G^2}{8\pi^2 r^2} \quad , \quad (4.28)$$

სადაც R – გაზის უნივერსალური მუდმივაა. (4.28)-დან კარგად ჩანს, რომ გრიგალურ ნაკადებში ტემპერატურა ცენტრისკენ მცირდება, ეს უზრუნველყოფს იმას, რომ დინების გასწვრივ დაფიქსირებული იქნას „ცივი“ და „ცხელი“ უბნები. ასეთ უბნები მართლაც დაიკვირვება დიდი (ატომური ვულკანური) აფეთქებებისას და მოსალოდნელია შეიქმნას ნავთობ-გაზ სადენების გასწვრივ კატასტროფული სიტუაციების შემთხვევაშიც.

ვისარგებლოთ (4.9) და (4.10), (4.19) და (4.20) ფორმულებით და გავთვალთ ნაკადის სიჩქარე (სიმძლავრე) არხის რელიეფის ჰორიზონტისადმი დახრის კუთხეზე დამოკიდებულებით, ხეობის მახასიათებელი პარამეტრები მოცემულია ცხრილ 4.1-ში.

ცხრ. №4.1

პარამ. გარემო	$\rho \left(\frac{\text{კგ}}{\text{მ}^3} \right)$	$h(\text{მ})$	$z_1(\text{მ})$	$\mu \left(\frac{\text{კგ}}{\text{მ/წმ}} \right)$	a	b	შენიშვნა
აერი	1,3	$5 \cdot 10^2$	10 – 500	$1,7 \cdot 10^5$ $2 \cdot 10^4$	1.0-10.10	10 – 50	
ჭყალი	10^3	0 – 5	0 – 2	$1,1 \cdot 10^6$ $1,2 \cdot 10^5$	10-3.0	10 – 50	

ხოლო სიჩქარის მნიშვნელობები ხეობის რელიეფის გაუთვალისწინებლად V და გათვალისწინებით $V(a)$ α -კუთხის ოთხი სიდიდისათვის, μ ორი სიდიდისათვის მოყვანილია ცხრ. №4.2-ში.

ცხრ. №4.2 – მონაცემებიდან მკაფიოდ ჩანს სიჩქარის პროპორციული ზრდა ჰორიზონტალური დახრის კუთხის მატების მიხედვით. ქარის სიჩქარის გამოთვლილი მნიშვნელობები რეალურთან უფრო ახლოს არის თუ გათვალისწინებთ ფსკერის რელიეფის გავლენას და ტურბულენტობის კინემატიკურ კოეფიციენტს. ავიღებთ თითქმის ერთნაირს წყლის ზედა ფენასა და მის მიმდებარე ჰაერის ფენაში.

მოყვანილი მათემატიკური თეორია გამოიყენება სხვადასხვა მდინარეთა ხეობებში ან მთათა შორის დაბლობში ჰაერის (წყლის) ნაკადის სიჩქარის განსაზღვრისათვის და შესაბამისად დაბინძურების გავრცელების შესასწავლად, დაბინძურების გამო წარმოქმნილი ჭარბი წნევისა და ტემპერატურის შეფასება შესაძლებელია (4.27) – (4.28) ფორმულების საფუძველზე. Q – სიდიდე იზრდება α კუთხის მიხედვით. მაგრამ არა პროპორციულად, მაგალითად: $\rho h^3 = 8 \cdot 10^3$ კგ, $\alpha = 150^\circ$, $b = 20$ მ, $Q = 2,08 \cdot 10^4$ კგ და $Q(a) = 1,4 \cdot 10^4$ კგ, ხოლო $\alpha = 60^\circ$ კუთხის შემთხვევაში შესაბამისად $Q = 6,4 \cdot 10^4$ კგ და $Q(a) = 1,4 \cdot 10^4$

მიღებული შედეგები შედარებული იქნა მიღებული გათვლებთან, რომლებიც ეყრდნობა მინარევის კონცენტრაციის განსაზღვრას ტურბულენტურ გარემოში. დიფუზიის კლასიკურ განტოლების ამოხსნას რეალურ სასაზღვრო და საწყის პირობებში [2].

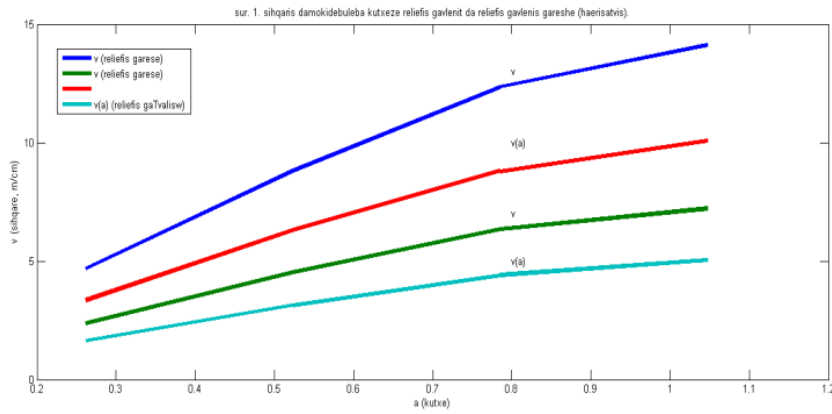
ცხრ. №4.2

ჰაერისათვის					წყლისათვის			
V	V (მ/წმ)		V(a) (მ/წმ)		V (მ/წმ)		V(a) (მ/წმ)	
α^0								
15 ⁰	4,69	2,35	3,35	1,64	2·08·10 ⁻²	0,195	1·44·10 ⁻²	0,14
30 ⁰	8,82	4,53	6,3	3,15	4·0·10 ⁻²	0,375	2,78·10 ⁻²	0,27
45 ⁰	12,35	6,35	8,8	4,41	5·6·10 ⁻²	0,525	3,89·10 ⁻²	0,38
60 ⁰	14,11	7,21	10,1	5,04	6·4·10 ⁻²	0,60	4,44·10 ⁻²	0,43
საშ.								

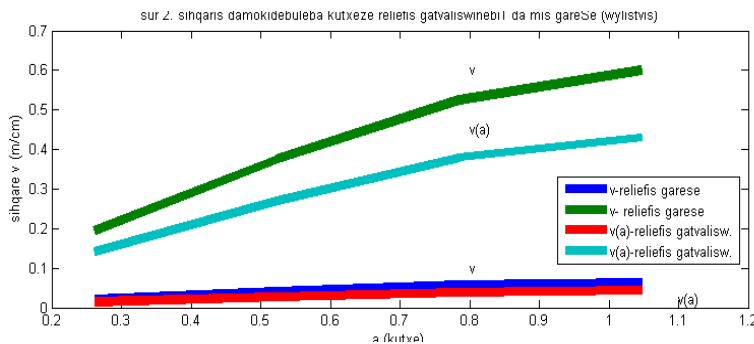
აღებული იყო რიონის ხეობა და ითვალისწინებდა, რომ ნავთობპროდუქტების დაღვრის ადგილი ზღვიდან დაშორებულია არა ნაკლები 5 კმ-სა და დინების დრო 2 საათია (ასეთ მცირე დროში აორთქლება და ნაპირზე დაღეკვა შეიძლება უგულველყოთ). აღმოჩნდა, რომ ნავთობპროდუქტების კონცენტრაციის მაქსიმუმი შავ ზღვამდე აღწევს 15-20 წუთში, როცა წყლის დინების სიჩქარე არის (2-3) მ/წმ (რაც ემთხვევა ჩვენ თეორიულ გათვლებს). იმ შემთხვევაში, როცა მდინარეებში წყალმცირობაა, მაშინ ნავთობპროდუქტების ლაქის მოძრაობის სიჩქარე მცირეა და მხოლოდ (0,3-0,4 მ/წმ) [5] (ეს სიდიდე მიღებულია რელიეფური პარამეტრის გავლენის გათვალისწინებით) და მისი ნაპირზე დაღეკვის რისკი იზრდება ავარიის დროიდან 2 საათის განმავლობაში მიღებულმა გათვლებმა აჩვენა, რომ თუ ავარია ხდება ზღვიდან 5 კმ მანძილზე, მაშინ ზღვამდე აღწევს პროდუქტების თითქმის 80% დაახლოებით 25 წუთში.

ამასთანავე თუ ავარია მოხდა ზღვიდან შედარებით დიდ მანძილზე, მაშინ დამფუძნებელი პროდუქტები ზღვამდე არ აღწევენ და რჩებიან ხეობის ფსკერზე და ნაპირზე ხანგრძლივი დროის განმავლობაში.

ცხრ. 4.2 –ში მიღებული შედეგების საილუსტრაციოდ ავაგეთ ნახ.4.1 და ნახ.4.2.



ნახ. 4.1. სიჩქარის დამოკიდებულება კუთხეზე ფსკერის რელიეფის გათვალისწინებით ($V(a)$) და რელიეფის გათვალისწინების გარეშე (V) ჰაერისათვის, სიბლანტის კოეფიციენტის სხვადასხვა მნიშვნელობის დროს.



ნახ. 4.2. სიჩქარის დამოკიდებულება კუთხეზე ფსკერის რელიეფის გათვალისწინებით ($V(a)$) და რელიეფის გათვალისწინების გარეშე (V) წყლისთვის, სიბლანტის კოეფიციენტის სხვადასხვა მნიშვნელობის დროს.

5.1 მიწისპირა ფენაში ოროგრაფიის გავლენა ქარის ველზე.

აღნიშნული იყო, რომ ქარი მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს მეტეოროლოგიურ პროცესებზე: იწვევს კლიმატის ხასიათის შეცვლას, ქანების ეროზიას და სხვადასხვა გეოლოგიურ-გეოგრაფიული მოვლენების დაჩქარებას, დიდი რაოდენობით გადააქვს მტვერი და სხვა მინარევეები, მოქმედებს ცხოველებზე და ადამიანზე. განსაკუთრებით აღსანიშნავია ქარის კინეტიკური ენერჯის გარდაქმნა ელექტროენერჯიად, რის გამოც ქარს საკმაოდ დიდი მნიშვნელობა აქვს საზოგადოების ენერგეტიკულ უზრუნველყოფაში.

ქარის რეჟიმის ცვლილების ბუნებიდან გამომდინარე ნათლად ჩანს ლოკალურ-რეგიონალურ პირობებში ქარის რეჟიმის შესწავლის უდიდესი თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა.

ქარი, ეს ჰაერის მასების ჰორიზონტალური და ვერტიკალური გადაადგილებაა, ატმოსფეროში წნევისა და ტემპერატურის გრადიენტით წარმოქმნილი. დედამიწა ბრუნავს რა თავისი ღერძის გარშემო, ქარს აძლიერებს კორიოლისის ძალაცამრიგად, გლობალურ მასშტაბებში ატმოსფეროს ცირკულაცია წარმოიქმნება ამ ფაქტორების მოქმედებით. საშუალო განედებში დომინირებს წნევის გრადიენტით წარმოშობილი მოძრაობა, რომელიც ქრის იზობარების პარალელურად. მნიშვნელოვანია დედამიწის ზედაპირთან, ჰაერის მასათა გადაადგილებაზე, ხახუნისა და ოროგრაფიის გავლენა, რომლებიც აკავებს მასათა მოძრაობას და აიძულებს ჰაერს გადაადგილდეს დაბალი წნევის არისაკენ. რეალურ და გრადიენტულ ქარს შორის სხვაობა არის არაგეოსტროფიული ქარისწორედ, ის განაპირობებს ჰაერის ბრუნვით მოძრაობას, ციკლონებისა და ანტიციკლონების შექმნას, რომლებიც თავისთავად განაპირობებს ყოველდღიურ ამინდს. ქარის სიდიდე და მიმართულება ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში, დამოკიდებულია ლოკალურ გეოგრაფიულ პირობებზე . აქედან გამომდინარე, იგი მრავალსახოვანია და ამიტომ მოითხოვს ლოკალური პირობების შესწავლა-გაანალიზებას.

ქარის ველის შესწავლის საფუძველი არის ატმოსფეროს ჰიდროთერმოდინამიკა [3,-10]. მიწისპირა ფენაში, მთა-გორიან ტერიტორიაზე , რელიეფის გავლენის გამო, ქარი არ არის გეოსტროფიული და მის ბუნებაზე გავლენას ახდენს ხახუნის ძალა, რომელიც აუცილებლად არის გასათვალისწინებელი. ამასთანავე, თუ გავითვალისწინებთ მოლეკულური სიბლანტის სიმცირეს ტურბულენტურთან შედარებით და უგულველყოფთ მას, მაშინ ატმოსფეროს დინამიკის განტოლებათა სრული სისტემა ჰაერის ჰორიზონტალური მოძრაობისათვის ჩაიწერება შემდეგი სახით[8,9]:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + lv + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right); \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - lu + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right);$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

არის ეილერის სიმბოლო, ხოლო u, v, w არის სიჩქარის

მდგენელები ox, oy, oz საკოორდინატო ღერძების მიმართ, ρ – სიმკვრივე, t – დრო, p – წნევა, $l = 2\omega \sin \varphi$ კორიოლისის პარამეტრია, ω – დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, φ – გეოგრაფიული განედი, k – ტურბულენტობის კოეფიციენტი, გაწონასწორებულ მდგომარეობაში სტაციონარობის გათვალისწინებით სისტემა შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) - l(v + v_g) = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + l(u - u_g) = 0$$

მოვახდინოთ (5.1) სისტემის ინტეგრირება ნულიდან ქვედა სასახლვრო ფენის საზღვრამდე და გავითვალისწინოთ ის გარემოება, რომ მითითებულ ფენაში (5.1) განტოლების მარცხენა მხარეში მეორე წევრების რიცხვითი სიდიდე შეადგენს ტურბულენტური წევრის მნიშვნელობის მაქსიმუმ 10%-ს , რის გამოც მათი უგულველყოფა შეიძლება, მივიღებთ:

$$k \frac{du}{dz} = k \frac{du}{dz} \Big|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{0x}}{\rho}; k \frac{dv}{dz} = k \frac{dv}{dz} \Big|_{z \rightarrow 0} = \frac{\tau_{0y}}{\rho} \quad (5.2)$$

სადაც τ_{0x} და τ_{0y} არის ტურბულენტური ანუ ზედაპირული ხახუნის დაძაბულობის მხები მდგენელების პროექციები შესაბამის დერძებზე. სიმარტივისათვის მივიღოთ, რომ $0x$ დერძი მიმართულია ჰაერის ნაკადის მიმართულებით, მაშინ $v=0$ და $\tau_{0y}=0$, ამიტომ

$$k \frac{dc}{dz} = \frac{\tau_0}{\rho} \quad (5.3)$$

სადაც c სრული ჰორიზონტალური სიჩქარეა და მისი დამოკიდებულება სიმაღლეზე მოიცემა პრანტლის ფორმულით [3-5,13]:

$$c(z) = \frac{v_*}{\gamma} \ln \frac{z+z_0}{z_0} \quad (5.4)$$

სადაც $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ დინამიკური სიჩქარეა, γ -კარმანის მუდმივა, z_0 დედამიწის მოსილობის სიმაღლე.

ამრიგად, როგორც (5.4)-დან ჩანს ქარის სიჩქარე მიწისპირა ფენაში ზედაპირთან ახლოს სწრაფად იზრდება, შემდეგ კი ზრდა თანდათანობით ნელდება, ცხადია ატმოსფეროს სტრატოფიკაციის გათვალისწინებით. სინამდვილეში ქარი ყოველთვის მეტ ნაკლებად განსხვავდება გეოსტროფიულიდან. ეს განსხვავება მაქსიმუმ 3.5 მ/წმ, ანუ ფაქტიური ქარის, 32% აღწევს და მინიმუმ 1მ/წმ (10%). ქარის გეოსტროფიული მნიშვნელობიდან გადახრის მოდულისათვის მიღებულია, რომ [3-5]

$$[\bar{V}] = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{d_r u}{dt} + \frac{d_r v}{dt}} \quad (5.5)$$

$$\text{სადაც } \frac{d_r}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}$$

აგეოსტროფიული ქარის მიმართულებისათვის დადგენილია პრაქტიკული მნიშვნელობის წესი: ნაკადის მოძრაობის მიმართულებით, ქარის აბსოლიტური სიდიდის ზრდისას აგეოსტროფიული ქარი მიმართულია სიჩქარის მიმართულებიდან მარცხნივ, ხოლო შესუსტების შემთხვევაში კი- მარჯვნივ.

ოროგრაფიული ფაქტორი გავლენა მიწისპირა ფენაში შეიძლება განხორციელდეს სხვადასხვა მიდგომით. განვიხილოთ ერთერთი მარტივი, პრაქტიკული მეთოდი ე. წ. „ტეხილის“ მეთოდი. მეთოდის საფუძველია ქარის სიჩქარის სიმაღლის მიხედვით ცვლილების ლოგარითმული კანონი [3-5]

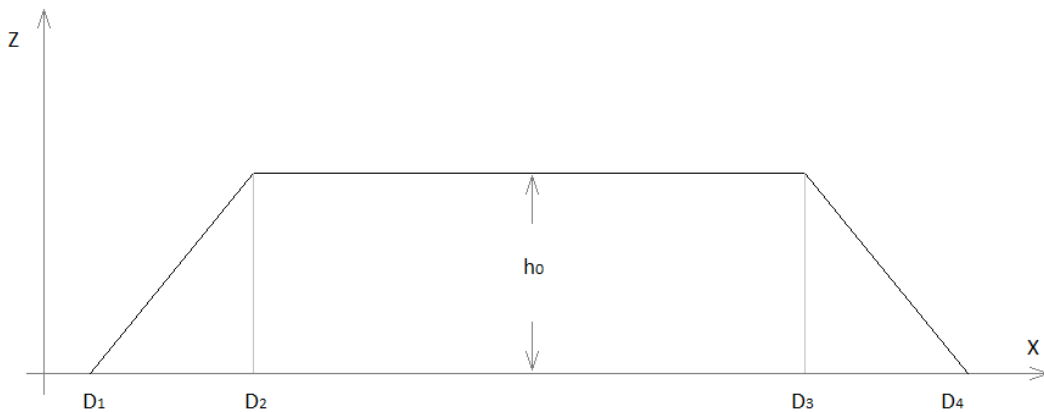
$$U = U_1 \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \quad (5.6)$$

თუ ჰაერის ნაკადი მთის შემხვედრია, ე.ი. აღმავალი დინებაა, მაშინ ეს ფორმულა ასე ჩავწერთ:

$$U = U_1(x) \frac{\ln \frac{z-h(x)}{z_0}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \quad (5.7)$$

ხოლო როცა დაღმავალია დინება $U_1(x) = U_1^*(x)$, რომელიც შეიძლება განისაზღვროს ჰაერის ნაკადში შემფოთების ჩაქრობის მონაცემებით:

$$U_1^*(x) = U_1 |_{x=d_4} \quad (5.8)$$



ნახ. 5.1

რელიეფი წარმოდგება ტეხილით (ნახ. 5.1), რომელიც აღიწერება ფორმულით:

$$h(x) = h_0 \left[1 - \left(\frac{x-d_2}{d_2-d_1} \right)^2 \right]^2 \quad (5.9) \quad \text{როცა} \quad d_1 \leq x \leq d_2$$

$$h(x) = h_0 \left[1 - \left(\frac{x-d_3}{d_4-d_3} \right)^2 \right]^2 \quad (5.10) \quad \text{როცა} \quad d_3 \leq x \leq d_4$$

ხოლო $h(x) = h_0$, როცა $d_2 \leq x \leq d_3$; $h(x) = 0$, როცა $x \leq d_1$ და $x \geq d_4$. ამ ფორმულებში U_1 იქნება ქარის სიჩქარე საწყის პუნქტში (რელიეფის დასაწყისში), ასაღებია სამი მნიშვნელობა მაქსიმ., და საშუალო). z_0 არის დედამიწის ზედაპირის მოსილობის სიმაღლე და იცვლება 3 სმ-დან (თოვლის საფარი) 130 სმ-მდე (ხორბლის ყანა, ბუჩქნარი, მცირე სიმაღლის ტყე და.შ.); $h_0 = (30-50)$ მ. z_1 იცვლება რამოდენიმე მეტრიდან ფლუგერის სიმაღლემდე. ქარის სიჩქარე z_1 დონეზე მიახლოებით შეიძლება ასე დაითვალოს: ლიტერატურიდან ცნობილია, რომ 100 მეტრ სიმაღლეზე სიჩქარე მაქსიმალურია და უდრის 40მ/წმ-ს. მიღებულია, რომ სიმაღლის შემცირებით ქარის

სიდიდე პროპორციულად მცირდება. აქედან გამომდინარე, მაგალითად 6 მეტრ სიმაღლეზე ქარის სიჩქარე იქნება 2, 4 მ/წმ. კავშირი ქარის სიჩქარესა და ტურბულენტობის კოეფიციენტს შორის მოყვანილი მეთოდით, დამყარებულია დაშვებაზე, რომ მათ შორის სამართლიანია პროპორციული დამოკიდებულება, მაგალითად შემდეგი სახით [8, 9]:

$$k_z = \nu + \alpha_1 U_1(x)[z - h(x)] \quad (5.11)$$

სადაც ν ემპირიულად შეირჩევა 0-დან 1 -ის ფარგლებში; $\alpha_1 = \frac{k_1^0}{u_1^0}$, $k_1^0 = k_1$ -ის

მნიშვნელობას სწორ-ბრტყელ ზედაპირის უბანზე U_1^* იქნება სიჩქარე რელიეფის ბოლო პუნქტში. შეიძლება „ტეხილის“ მეთოდი გამოყენებული იქნას რამოდენიმეჯერ თანმიმდევრობით, პარამეტრების შესაბამისი ცვლილებით.

მაგალითისათვის ავიღოთ წყალტუბო, ქუთაისი, ზესტაფონის მონაკვეთი და მივიღოთ პარამეტრების შემდეგი მნიშვნელობები:

$d_1 = 0$ - ემთხვევოდეს კოორდინატა სათავეს; $d_2 = 10^4$ მ - მანძილი წყალტუბოდან ქუთაისამდე; $d_3 = 5 \cdot 10^4$ მ - მანძილი ქუთაისიდან საქარამდე; $d_4 = 1,5 \cdot 10^4$ მ - მანძილი საქარადან ზესტაფონამდე; z_0 დედამიწის „მოსილობის“ სიმაღლე იცვლება 30სმ-დან 2 მეტრამდე; z_1 მ - ფლუგერის სიმაღლე; z იცვლება 2 მეტრიდან 60 მეტრამდე; $h_0 = 60$ მ, რადგან $u_1 = u|_{x=d_4}$ ამიტომ იგი განისაზღვრება, ზემოთ მითითებული, სიჩქარის სიმაღლეზე პროპორციული დამოკიდებულებით, ქედის მიმართ ჰაერის აღმავალი და დაღმავალი ნაკადისათვის ცალ-ცალკეთუ პირველი შემთხვევისათვის საწყის სიმაღლედ მივიღებთ 12მეტრს, ხოლო მეორესთვის 4 მეტრს, მაშინ შესაბამისად:

$U_1^\uparrow = 4,8$ მ/წმ და $U_1^\downarrow = 1,6$ მ/წმ. აღმავალი დინებისათვის მე-(9)-ე ფორმულით მივიღებთ $h(x) = 33,75$ მ. ხოლო $U(x) = 5,6$ მ/წმ. დაღმავალი ნაკადისათვის კი შესაბამისად: $h_0 = 35,6$ მ და $U(x) = 1,76$ მ/წმ. განხილულ მონაკვეთზე ქარის მიღებული სიდიდეები კარგ თანხმობაშია ოპერატიულ პრაქტიკაში დაკვირვებულ მნიშვნელობებთან, ცდომილება (15-20)%, რაც ქარის ველისათვის დასაშვებ მიახლოებად ითვლება. განხილულ მაგალითში, თუ $\nu = 0,5$,ხოლო k_1^0 იცვლება (4-10) მ.კვ/წმ -ის ფარგლებში, მაშინ (5.11)-ის მიხედვით მივიღებთ: $k_z = (9,9-20,6)$ კვ.მ/წმ.

ეს სიდიდეც მთის ზედაპირიდან 5 მეტრ სიმაღლეზე მისაღებია.

6. დროის მცირე პერიოდში ატმოსფერული შეშფოთებების დინამიკა მთავორიან ტერიტორიაზე (გათვლები და მისი შედეგები).

თეორიულად მიღებული ფორმულები გამოქვეყნებულია სხვადასხვა შრომებში [21-,25]. საანგარიშო პერიოდში მოხდა ამ დასკვნების რეალიზაცია და ანალიზი სხვადასხვა კონკრეტულ შემთხვევაში.

გამოვთვალეთ წნევის ცვლილება რელიეფის გათვალისწინებით და რელიეფის გათვალისწინების გარეშე, ამისათვის წარმოვადგინოთ ჰორიზონტალური ადვექციები \bar{A}_Ω და \bar{A}'_Ω სხვადასხვა მიახლოებაში.

1. შეშფოთებული ჰაერის ნაკადის ადვექცია ვრცელდება მხოლოდ ox ღერძის მიმართულებით, ე.ი[23-27].

$$\bar{A}_\Omega = u \frac{\partial \Omega}{\partial x} = - \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \Delta \Psi}{\partial x} \quad (6.1)$$

(6) ფორმულის გათვალისწინებით

$$\bar{A}_\Omega = - \frac{3 \cdot Q^2}{32 \cdot \pi^2} \cdot \frac{\sin 2\alpha}{r^6} \quad (6.2)$$

ხოლო

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = - \frac{3 \cdot R^2 \cdot Q^2}{128 \cdot \pi^2} \cdot \frac{\sin 2\alpha}{r^6} \quad (6.3)$$

წნევის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \rho \frac{3 \cdot R^2 \cdot Q^2}{128 \cdot \pi^2} \cdot \frac{\sin 2\alpha}{r^6} \quad (6.4)$$

როგორც (6.4) ფორმულიდან ჩანს იმ შემთხვევაში, როდესაც რელიეფს არ ვითვალისწინებთ წნევის ცვლილება მანძილის მიხედვით მე-6 ხარისხის უკუპროპორციულია. ჩვენ გამოვთვალეთ წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან $r=5, 10, 20 \dots 100$ მ მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს $(\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3})$, როცა $R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $Q=5000$ მ³/წმ (ცხრ.6.1). როგორც

ცხრილიდან ჩანს „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევა მანძილის ზრდასთან ერთად მნიშვნელოვნად ეცემა და $r=100$ მ-სთვის „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადი აღარ გვაქვს, ვინაიდან 100 მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p=0,02$ პა (იხ. ცხრ.6.1).

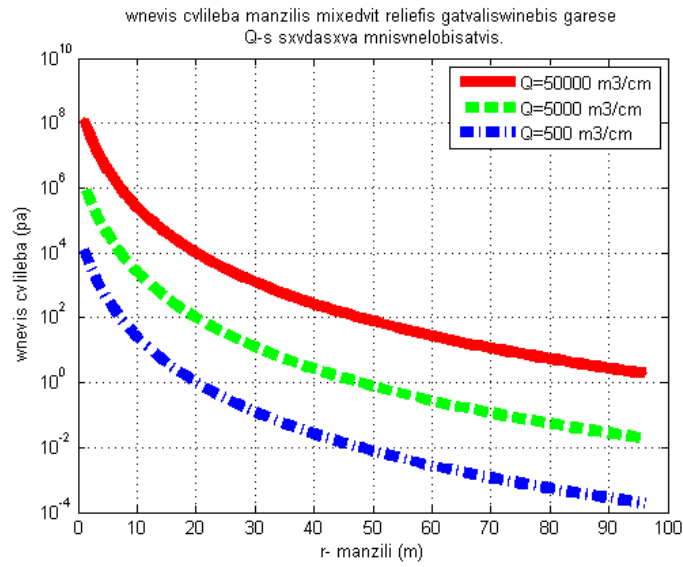
აგრეთვე აღმოჩნდა, რომ წნევის ცვლილება შედარებით მეტია როცა $\alpha = \frac{\pi}{4}$, მანძილის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის. მაშასადამე, როდესაც არ ვითვალისწინებთ რელიეფს, „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის ძირითადი მასა

ვრცელდება ჰორიზონტისადმი 45° -იანი კუთხით. მიუხედავად იმისა რომ წნევა აფეთქების ცენტრის სიახლოვეს დიდია (10 მ-ზე წნევის ცვლილება არის $\Delta p = 1,9 \cdot 10^4$ პა.) მანძილის ზრდასთან ერთად იგი სწრაფად ეცემა (50-ზე $\Delta p = 1,2$ პა), ეს ბუნებრივია ,რადგან როდესაც რელიეფს არ ვითვალისწინებთ წარმოშობილი „შეშფოთებული“ ნაკადის წნევა უფრო სწრაფად ეცემა ატმოსფეროს ღია სივრცეში.

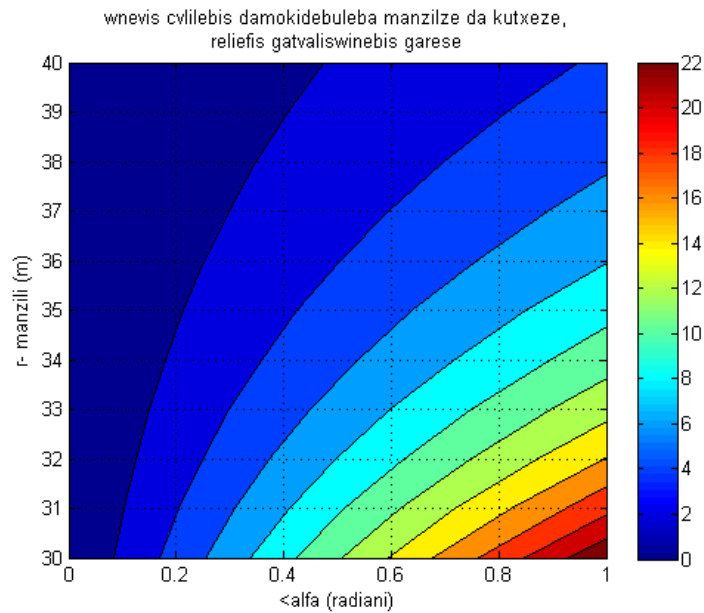
საილუსტრაციოდ ავაგეთ წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე ($R = 500$ მ, $\rho = 1,3$ კგ/მ³, $\alpha = \frac{\pi}{4}$.) წყაროს ინტენსივობის სამი მნიშვნელობისათვის ($Q = 500, 5000, 50000$ მ³/წმ) (სურ. 6.1), როგორც სურათიდან ჩანს როცა $Q = 50000$ მ³/წმ, ყველაზე დიდია ჰაერის ნაკადის წნევა და შეშფოთებული ნაკადი ვრცელდება შედარებით დიდ მანძილზე (დაახლოებით $r=150$ მ-მდე). თვალსაჩინოებისათვის მოცემულია წნევის ცვლილების კონტურული გრაფიკი (სურ. 6.2), სადაც თვალნათლივ ჩანს რომ $r=30$ მ-დან 40 მ-მდე წნევის ცვლილების ინტერვალი შესაბამისად არის $\Delta p = 22$ პა-დან 4 პა-მდე.

ცხრ. 6.1 .წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან დაშორების სხვადასხვა r მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს რელიეფის გათვალისწინების გარეშე.

r (მ)	Δp (პა)		
	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$
5	$1 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$
10	$1,6 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$
20	257	297	257
30	22,6	26	22,6
40	4	4,6	4
50	1,05	1,2	1,05
60	0,4	0,5	0,4
70	0,1	0,2	0,1
100	0,02	0,03	0,02



სურ. 6.1. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე რელიეფის გათვალისწინების გარეშე აფეთქების ინტენსივობის სამი მნიშვნელობისათვის.



სურ. 6.2. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე და კუთხეზე რელიეფის გათვალისწინების გარეშე.

2. ნაკადის გავრცელება ხდება მთა-გორიან ტერიტორიაზე, ამიტომ

$$\overline{A'_\Omega} = \frac{Q}{4\pi^2} (a \cdot \sin(\alpha) - b \cdot \cos(\alpha)) \quad (6.5)$$

ხოლო Δp განისაზღვრება შესაბამისად:

$$\Delta p = -\rho \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right) - 0,25 - \ln \sqrt{R} \right) A'_\Omega R^2 \quad (6.6)$$

სადაც $\overline{A'_\Omega}$ აიღება (6.5) ფორმულიდან.

როგორც (6.6) ფორმულიდან ჩანს როდესაც რელიეფს ვითვალისწინებთ წნევის ცვლილება მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია. ჩვენ გამოვთვალეთ წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან $r=5, 10, 20 \dots 300$ მ მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს $(\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3})$, და რელიეფის კონფიგურაციის ორი პირობის გათვალისწინებით ($a>b; a<b$), როცა $R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $Q=5000$ მ³/წმ. (ცხრ.6.2). როგორც ცხრილიდან ჩანს იმ შემთხვევაში, როცა $a < b$ „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევა მანძილის ზრდასთან ერთად მკვეთრად ეცემა და $r=300$ მ-სთვის „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადი აღარ გვაქვს, რადგან 300 მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p = 0,4$ პა (იხ. ცხრ.6.2).

აგრეთვე აღმოჩნდა, რომ წნევის ცვლილება უმნიშვნელოდ მეტია როცა $\alpha = \frac{\pi}{6}$, მანძილის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის. მაშასადამე, როდესაც ვითვალისწინებთ რელიეფს, „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის ძირითადი მასა ვრცელდება ჰორიზონტისადმი 30° -იანი კუთხით და წნევაც ყველაზე დიდია ამ დროს, რადგან რელიეფი „გზას უღობავს“ ნაკადს და წნევის დაცემაც ნელა მიმდინარეობს ამ კუთხეზე, ვიდრე 60° ან 45° შემთხვევებში.

იმ შემთხვევაში, როცა $a > b$, წნევის ცვლილებისათვის მივიღეთ უარყოფითი მნიშვნელობები კუთხის ნებისმიერი მნიშვნელობის დროს, ე.ი. როცა $a > b$ ნაკადი ბრუნდება უკან.

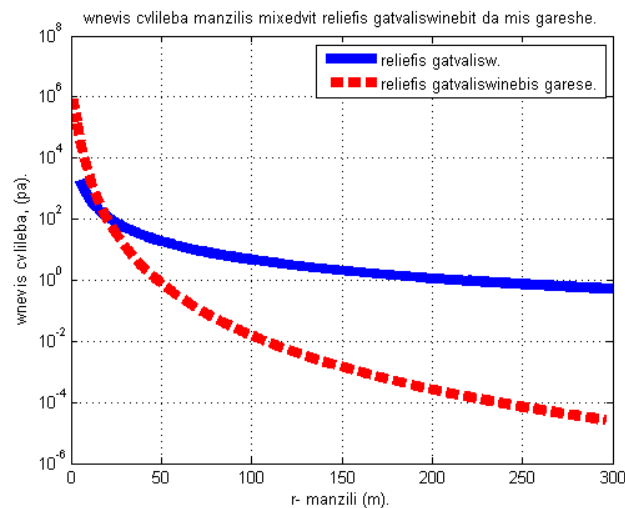
შედარებისათვის აგებულია წნევის ცვლილების მრუდები რელიეფის გათვალისწინებით და რელიეფის გათვალისწინების გარეშე ($R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $\alpha = \frac{\pi}{4}$), (სურ.6.3), როგორც სურათიდან ჩანს წნევის დაცემა უფრო ნელა ხდება იმ შემთხვევაში, როდესაც რელიეფს ვითვალისწინებთ, რადგან როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ დაბრკოლება ხელს უშლის წნევის სწრაფ დაცემას.

თვალსაჩინოებისათვის მოცემულია წნევის ცვლილების კონტურული გრაფიკი (სურ. 6.4), სადაც თვალნათლივ ჩანს რომ $r=20$ მ-დან 50 მ-მდე წნევის ცვლილების ინტერვალი შესაბამისად არის $\Delta p = 120$ პა-დან 20 პა-მდე.

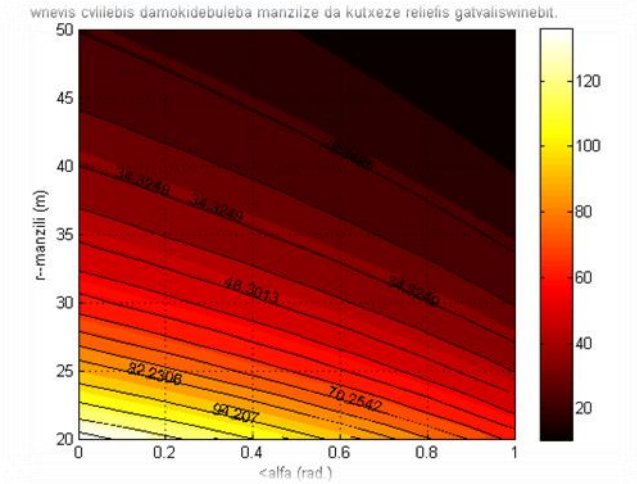
საილუსტრაციოდ ავაგეთ სამგანზომილებიანი გრაფიკი სურ.(6.5), x ღერძზე გადაზომილია კუთხის მნიშვნელობები, y ღერძზე მანძილი და z ღერძზე წნევის ცვლილების მნიშვნელობები, როგორც სურათიდან ჩანს წნევის დაცემა ყველაზე მნიშვნელოვანია $r=1$ მ-დან 50 მ-მდე შუალედისთვის და წნევის ცვლილება კუთხის შემცირებასთან ერთად იზრდება.

ცხრ. 6.2. წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან დაშორების სხვადასხვა r მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს რელიეფის კონფიგურაციის ორი პირობის გათვალისწინებით.

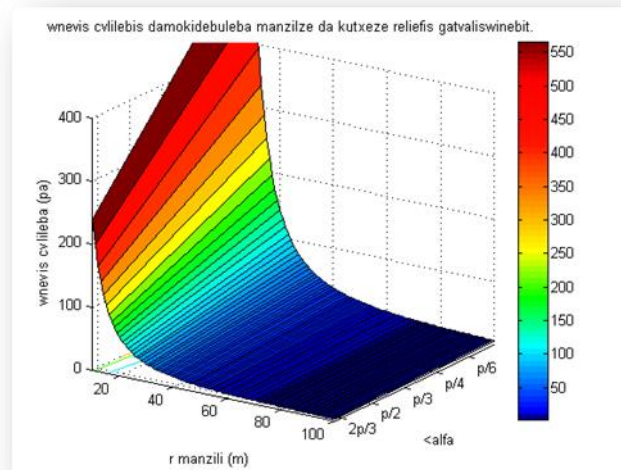
r (მ)	Δp (პა)					
	$a > b$ ($a = 10^{-3}, b = 10^{-4}$)			$a < b$ ($a = 10^{-4}, b = 10^{-3}$)		
	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$
5	-940	$-1,4 \cdot 10^3$	$-1,8 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	940
10	-235	-361	-464	463	362	235
20	-59	-90	-115	116	90	59
30	-26	-40	-52	52	40	26
50	-9,4	-14,5	-18,5	19	14,5	9,4
70	-4,8	-7,4	-9,5	9,5	7,4	4,8
80	-3,6	-5,7	-7,2	7,2	5,7	3,6
90	-2,9	-4,5	-5,7	5,7	4,5	2,9
100	-2,4	-3,6	-4,6	4,6	3,6	2,4
150	-1	-1,6	-2	2	1,6	1,0
200	-0,6	-0,9	-1,2	1,1	0,9	0,6
250	-0,4	-0,6	-0,7	0,7	0,6	0,4
300	-0,3	-0,4	-0,5	0,5	0,4	0,3



სურ. 6.3. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე რელიეფის გათვალისწინებით და რელიეფის გათვალისწინების გარეშე.



სურ. 6.4. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე და კუთხეზე რელიეფის გათვალისწინებით.



სურ. 6.5. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე და კუთხეზე რელიეფის გათვალისწინებით.

3. ნაკადის გაგრძელება ხდება მთა-გორიან ტერიტორიაზე და ადვექციის გაგრძელება პარალელისა და მერიდიანის მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი, ამ პირობებში $r = \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4}}$ (ან $r = \sqrt{\frac{x^2}{4} + y^2}$) და \bar{A}'_0 -ის გამოსახულებაში პირველი იაკობიანი ($\Delta\Psi, \Psi$) არ უდრის ნულს, როგორც ეს იყო მე-2 შემთხვევაში. სათანადო გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$\overline{A'_\Omega} = -\frac{1}{\eta^2} \frac{18 \cdot Q^2 \sin 2\alpha}{512 \cdot \pi^2 r^6} - \frac{Q}{4\pi r^2} \left(\frac{a \cdot \sin(\alpha)}{4} - b \cdot \cos(\alpha) \right) \quad (6.7)$$

შესაბამისად:

$$\Delta p = -\rho \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right) - 0,25 - \ln \sqrt{R} \right) \overline{A'_\Omega} R^2 \quad (6.8)$$

როგორც (6.8) ფორმულიდან ჩანს როდესაც რელიეფს ვითვალისწინებთ და ვუშვებთ, რომ წყაროდან „შეშფოთებული“ ნაკადის გავრცელება არათანაბარია პარალელისა და მერიდიანის მიმართულებით, ანუ $r = \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4}}$ მაშინ წნევის ცვლილება უკუპროპორციულია მანძილის კვადრატისა. ჩვენ გამოვთვალეთ წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან $r=10, 20 \dots 300$ მ მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს $(\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3})$, და რელიეფის კონფიგურაციის სამი პირობის გათვალისწინებით ($a>b$; $a<b$; $a=b$), როცა $R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $Q=5000$ მ³/წმ. შესაბამისი შედეგები მოცემულია ცხრ.3-ში. როგორც ცხრილიდან ჩანს, იმ შემთხვევაში, როცა $a>b$ (მთა-გორიანობა პარალელის გასწვრივ უფრო მეტია ვიდრე მერიდიანის გასწვრივ), წნევის ცვლილების მნიშვნელობები ძალიან სწრაფად ეცემა 30 მ-მდე, ხოლო შემდეგ ხდება ნაკადის შემობრუნება უკან, რაც ბუნებრივია რადგან, როცა $a>b$ დაბრკოლება x ღერძის მიმართულებით იმდენად დიდია რომ ნაკადი ვერ ახერხებს გავრცელებას და გარკვეული მანძილის შემდეგ უკან ბრუნდება კუთხის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის.

როცა $a<b$, (მთა-გორიანობა მერიდიანის გასწვრივ უფრო მეტია ვიდრე პარალელის გასწვრივ), „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილის ზრდასთან ერთად მკვეთრად ეცემა 30 მ-მდე, ხოლო 50 მ-ის შემდეგ ხდება წნევის ცვლილების ნელი ტემპით დაცემა. ამ შემთხვევაში „შეშფოთებული“ ნაკადის გავრცელების მაქსიმალური მანძილი არის დაახლოებით 200 მ-მდე ($r=200$ მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p=1,2$ პა (იხ. ცხრ.6.3). აგრეთვე აღმოჩნდა, რომ წნევის ცვლილება 20 მ-მდე უმნიშვნელოდ მეტია როცა $\alpha = \frac{\pi}{4}$, ე.ი 20 მ-მდე ნაკადი ძირითადად ვრცელდება 45° -იანი კუთხით, ხოლო შემდეგ მისი გავრცელება ხდება 30° -იანი კუთხით (თუმცა ეს განსხვავება უმნიშვნელოა). მაშასადამე, როდესაც ვითვალისწინებთ რელიეფს, „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის ძირითადი მასა ვრცელდება ჰორიზონტისადმი თავდაპირველად 45° გრადუსიანი კუთხით, წნევა

ყველაზე დიდია ამ დროს, გარკვეული მანძილის შემდეგ წნევა იზრდება კუთხის შემცირებით, რაც ბუნებრივია, რადგან დაბრკოლების შეხვედრის შემდეგ წნევის დაცემა შედარებით ნელა მიმდინარეობს, რადგან რელიეფი „გზას უღობავს“ ნაკადს ვიდრე 60° ან 45° შემთხვევებში.

როცა $a = b$, (მთა-გორიანობა პარალელის გასწვრივ და მერიდიანის გასწვრივ ერთნაირია), „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილის ზრდასთან ერთად მკვეთრად ეცემა 20 მ-მდე და წნევის ცვლილება უმნიშვნელოდ მეტია 45° -ზე, ხოლო 30 მ-ის შემდეგ ხდება წნევის ცვლილების ნელი ტემპით დაცემა და ნაკადის გავრცელება ძირითადად ხდება 30° -იანი კუთხით. ამ შემთხვევაში „შეშფოთებული“ ნაკადის გავრცელების მაქსიმალური მანძილი არის დაახლოებით 150 მ-მდე ($r=150$ მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p = 1,1$ პა (იხ. ცხრ.6.3).

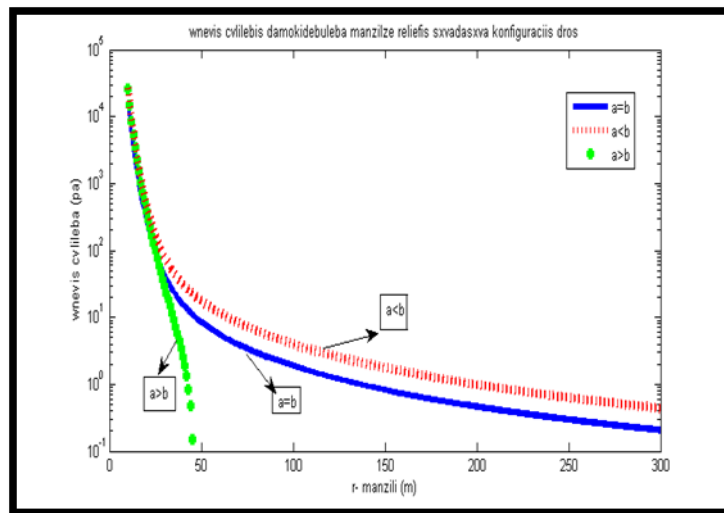
შედარებისათვის აგებულია წნევის ცვლილების მრუდები რელიეფის კონფიგურაციის სამი პირობისათვის ($a > b$; $a < b$; $a = b$), ($R = 500$ მ, $\rho = 1,3$ კგ/მ³, $\alpha = \frac{\pi}{4}$), (სურ.6.6), როგორც სურათიდან ჩანს წნევის დაცემა ძალიან სწრაფად ხდება, როცა $a > b$, ვიდრე სხვა შემთხვევაში. ხოლო როცა $a \leq b$ წნევა მკვეთრად ეცემა 30 მ-მდე, ხოლო შემდეგ მისი ცვლილება ნელა მიმდინარეობს. თვალსაჩინოებისათვის მოცემულია წნევის ცვლილების კონტურული გრაფიკი (სურ.6.7), სადაც თვალნათლივ ჩანს რომ $r=30$ მ-დან 70 მ-მდე წნევის ცვლილების ინტერვალი შესაბამისად არის $\Delta p = 80$ პა-დან 10 პა-მდე.

საილუსტრაციოდ ავაგეთ სამგანზომილებიანი გრაფიკი (სურ. 6.8), x ღერძზე გადაზომილია კუთხის მნიშვნელობები, y ღერძზე მანძილი და z ღერძზე წნევის ცვლილების მნიშვნელობები, როგორც სურათიდან ჩანს წნევის დაცემა ყველაზე საგრძნობია $r=1$ მ-დან 30 მ-მდე შუალედისთვის და წნევის ცვლილება კუთხის შემცირებასთან ერთად იზრდება.

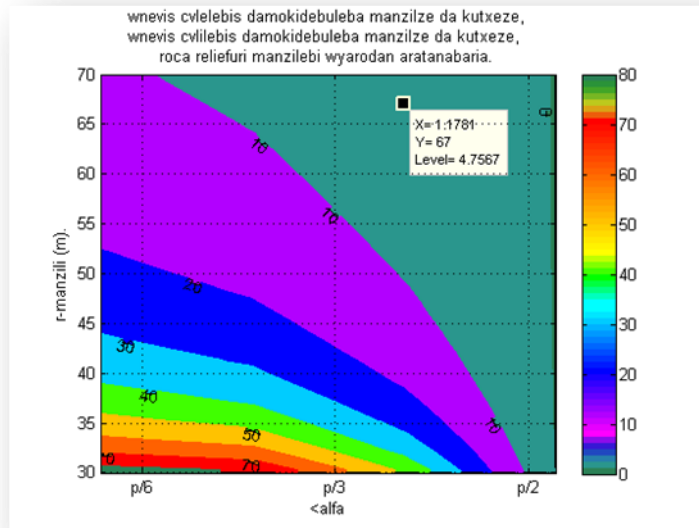
ანალოგიური გამოთვლები არა დენის ფუნქციის, არამედ სიჩქარის პოტენციალის მიმართ შემოწმებულ იქნა რეალურ მასალაზე გორში და ცხინვალში 2008 წლის საომარი მოქმედების შემდეგ და გამოქვეყნებულია შრომაში .

ცხრ. 6.3. წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან დაშორების სხვადასხვა r მანძილისათვის კუთხის სამი მნიშვნელობის დროს რელიეფის კონფიგურაციის სამი პირობის გათვალისწინებით (ადვექციის გავრცელება პარალელისა და მერიდიანის მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი).

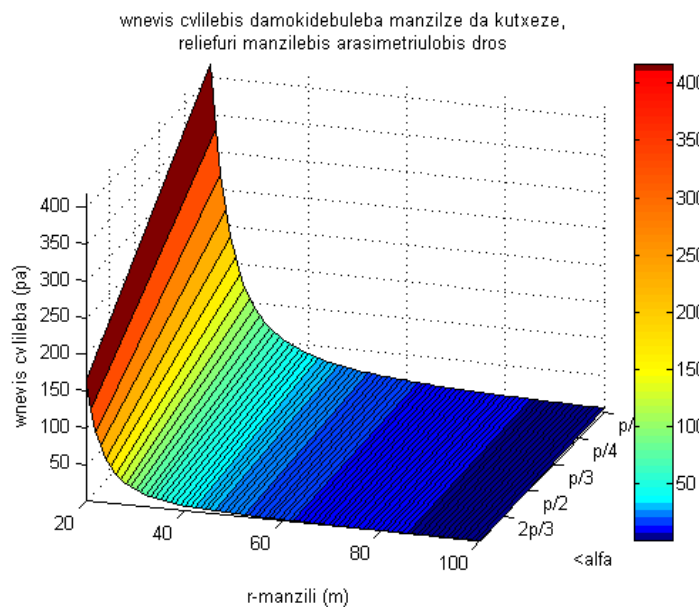
r (მ)	Δp (პა)								
	$a > b$ ($a = 10^{-3}, b = 10^{-4}$)			$a < b$ ($a = 10^{-4}, b = 10^{-3}$)			$a = b$ ($a = 10^{-3}, b = 10^{-3}$)		
	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$
10	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
20	346	391	328	473	504	420	279	295	240
30	28	28	20	85	79	61	48	42	30
50	-0,6	-0,7	-2,3	21	17,3	12	11	8,4	5
100	-0,2	-0,6	-0,9	4,9	3,9	2,7	2,6	1,9	1
150	-0,09	-0,3	-0,4	2,1	1,7	1,2	1,1	0,8	0,4
200	-0,05	-0,2	-0,2	1,2	0,9	0,7	0,6	0,5	0,2
300	-0,02	-0,07	-0,1	0,5	0,4	0,3	0,3	0,2	0,1



სურ. 6.9. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე რელიევის სხვადასხვა კონფიგურაციის დროს როცა, ადგენის გაგრძელება სხვადასხვა მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი.



სურ. 6.10. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე და კუთხეზე (შემთხ. a<b) როცა, ადგეკციის გაგრძელება სხვადასხვა მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი.



სურ. 6.11. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე და კუთხეზე (შემთხ. a<b) როცა, ადგეკციის გაგრძელება სხვადასხვა მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი.

7. ქარის რეჟიმი საქართველოს ზოგიერთი რეგიონებისათვის ბოლო ორმოცდაათი წლის მანძილზე.

ქარის ბუნების შესახებ დამატებით ავლნიშნავთ ,რომ. ქარი იწვევს მნიშვნელოვან ნგრევას 10-12მ/წმ სიჩქარის დროსაც კი, აზიანებს ელექტროგაყვანილობას და კავშირგაბმულობის საშუალებებს; 35 მ/წმ სიჩქარის ზემოთ ზიანს აყენებს კაპიტალურ შენობებს; არ არსებობს შენობა-ნაგებობა, რომელიც უძლებს 90 მ/წმ სიჩქარის ქარს. ქარის სიჩქარის და მიმართულების ცვლილება ერთ-ერთი მთავარი

ფაქტორია ამინდის ჩამოყალიბებაში; იგი არის ენერჯის სუფთა წყარო; ადამიანს კომფორტულად არსებობის საშუალება აქვს -(2-3)მ/წმ სიჩქარის ქარის დროს. ქარმა შეიძლება ასობით ტონა მტვერი გადაიტანოს ერთი ადგილიდან მეორეზე და გააძლიეროს ნიადაგის გაშრობა-გაუდაბნოვება.. ყოველივე აქედან გამომდინარე, ნათლად ჩანს ლოკალურ-რეგიონალურ პირობებში ძლიერი ქარის რეჟიმის შესწავლის თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა.

ქარის სიჩქარის სივრცული განაწილების კანონზომიერებანი საკმარისად დიდი ხნის წინ იქნა თეორიულად შესწავლილი [3, 14, 15], ბოლო წლებში კი შექმნილია არაერთი ფიზიკურ-მათემატიკური მოდელი, რომელშიც განსახდურული იქნა ქარის ბუნება ლოკალურ რეგიონში, მათ შორის მთა-გორიან ტერიტორიაზე [3, 15-17]. რაც შეეხება ცალკეულ რეგიონებზე ქარის ველის დეტალურ შესწავლას სტატისტიკური მიდგომით, აქ შრომების მცირე რაოდენობაა, აქედან გამომდინარე ჩვენი შრომის მიზანია ქარზე, ბოლო 50 წლის მეტეოროლოგიური დაკვირვების მასალით დავახასიათოთ მისი რეჟიმი საქართველოს სხვადასხვა ტერიტორიაზე. წარმოდგენილ შრომაში მოყვანილია მხოლოდ ქუთაისის რეგიონზე გაბატონებული ქარის რეჟიმის შესწავლა სტატისტიკური მიდგომით.

ქარის ველის შესწავლის თეორიული საფუძველი არის ატმოსფეროს ჰიდროთერმოდინამიკა და ამ მხრივ მრავალი ათეული შრომაა შესრულებული ქართველი მეცნიერების მიერ [1-17]. ამასთანავე, თვით ქარის ბუნებიდან გამომდინარე, მისი მრავალგვარი ვარიაციების ანალიზისათვის დიდი მნიშვნელობა აქვს სტატისტიკურ მიდგომას. ჩვენი მიზანია დავადგინოთ ძლიერი ქარის ბუნება (15 მ/წმ) მეორე მიდგომით საქართველოს სხვადასხვა, ერთმანეთისგან განსხვავებულ ტერიტორიაზე. ქარი ჰაერის მასების ჰორიზონტალური გადაადგილებაა და აქვს სივრცეში სიჩქარის სამი მდგენელი. ქარი სხვადასხვა ფაქტორების ზეგავლენით დიდ ცვლილებას განიცდის. ქარი დროის უმცირეს მონაკვეთში შეიძლება მეტად განსხვავებული სიძლიერით უბერავდეს და მიმართულებას იცვლიდეს. ეს ცვლილება განსაკუთრებით მკაფიოა მიწისპირა ფენაში, ძირითადად ოროგრაფიის გავლენით. ჰაერის დინება - ქარი ბიძგების სახით პულსაციას განიცდის, რაც ცნობილია ქარის სიმძლავრის (სიმძაფრის) სახელწოდებით. ეს სიძლიერე დამოკიდებულია ჰაერის კორიენტულ - ტურბულენტურ ბუნებაზე და მისი სიმძლავრის ზომად შეიძლება მივიღოთ დროის გარკვეულ შუალედში (წუთი, საათი, დღე-ღამე, დეკადა, თვე) ბიძგების მაქსიმუმ და მინიმალურ სიჩქარეთა სხვაობის შეფარდება დროის იმავე მონაკვეთის სიჩქარის საშუალო მნიშვნელობასთან. ამრიგად,

$$B = \frac{V_{max} - V_{min}}{V_{საშ}}$$

ამ პარამეტრს უწოდებენ ქარის სიჩქარის დინამიკური მდგრადობის პარამეტრს. ზოგადად რაც დიდია სიჩქარე, მით მეტია ეს პარამეტრი, ასევე დიდ მნიშვნელობას ღებულობს გაზაფხულზე და შემოდგომაზე, მინიმალურს ზაფხულში; დღის საათებში სიმძლავრე მატულობს, ხოლო ღამით კლებულობს. გარდა ამისა ჰაერის ტურბულენტური მოძრაობა და აქედან გამომდინარე, ქარის სიმძაფრე დამოკიდებულია ატმოსფეროს ტემპერატურულ სტრატეფიკაციაზე, ამიტომ პარამეტრის ანალოგიურად, შემოვიტანეთ თერმიული მდგრადობის პარამეტრიც:

$$A = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{სა}}$$

სადაც არის B არის დინამიკური მდგრადობის პარამეტრი, A – თერმული მდგრადობის პარამეტრია.

ვინაიდან ანომომეტრული ჩანაწერები პრაქტიკულად აღარ არსებობს (რომელიც ქარის ბიძგით მნიშვნელობას წერდა), ამიტომ ძლიერი ქარის სიმძაფრის პარამეტრების გამოსათვლელად, მათი მნიშვნელობების და მათემატიკური სტატისტიკის ცნობილი მეთოდების გამოყენებით, ქარის ველის სტრუქტურის შესწავლის მიზნით განხორციელდა შემდეგი კვლევა[24].

საქართველოს ტერიტორიაზე ავირჩიეთ თერმიული და დინამიკური პირობებით განსხვავებული ქუთაისის, თბილისის და თელავის რეგიონი. ქარის სიჩქარეზე დაკვირვებული 50 წლიანი მასალა დამუშავდა. შეიძლება ბიძგითი მნიშვნელობების მკაფიოდ გამოკვეთისათვის ქარის სიჩქარის მნიშვნელობები დაყოფილი იქნა 5მ/წმ ინტერვალის გრადაციებად, 15 მ/წმ სიდიდიდან ზემოთ. შესაბამისად, გვექნება წნევის, ტემპერატურის (მაქსიმალური, მინიმალური, საშუალო) და სინოტივის მნიშვნელობები.

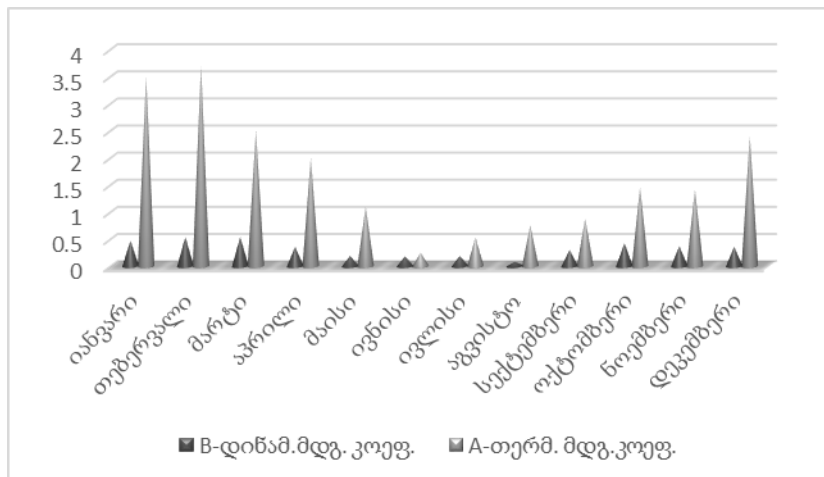
ქარის სიჩქარეები დაეყავით 5 მ/წმ შუალედებად და შევისწავლეთ ქარის სიჩქარის განმეორებადობა თითოეული ინტერვალისათვის. ცხრილ 1. –ზე მოცემულია ქარის სიჩქარეთა განმეორებადობა მხოლოდ ორი ინტერვალისთვის 16-20 და 25-29 მ/წმ . როგორც ცხრილიდან ჩანს ყველაზე დიდია ქარის სიჩქარეთა მნიშვნელობები 16-20 მ/წმ ინტერვალისათვის, ხოლო შედარებით იშვიათი ქარები გვაქვს ქარის სიჩქარის 25-29 მ/წმ შუალედისათვის, თუმცა ზოგადად ჩატარებული ანალიზის საფუძველზე შეიძლება ვთქვათ, რომ 16-20 მ/წმ ინტერვალში ქარი ძირითადად გვაქვს თებერვალ-მარტში, ხოლო 25-29 მ/წმ ინტერვალში ქარი გვხვდება იანვარ-მარტში , თუმცა ასეობს გამონაკლისი შემთხვევებიც.

ცხრილი 7.1. ქარის სიჩქარის განმეორებადობა თვეების მიხედვით ქუთაისის რეგიონისათვის.

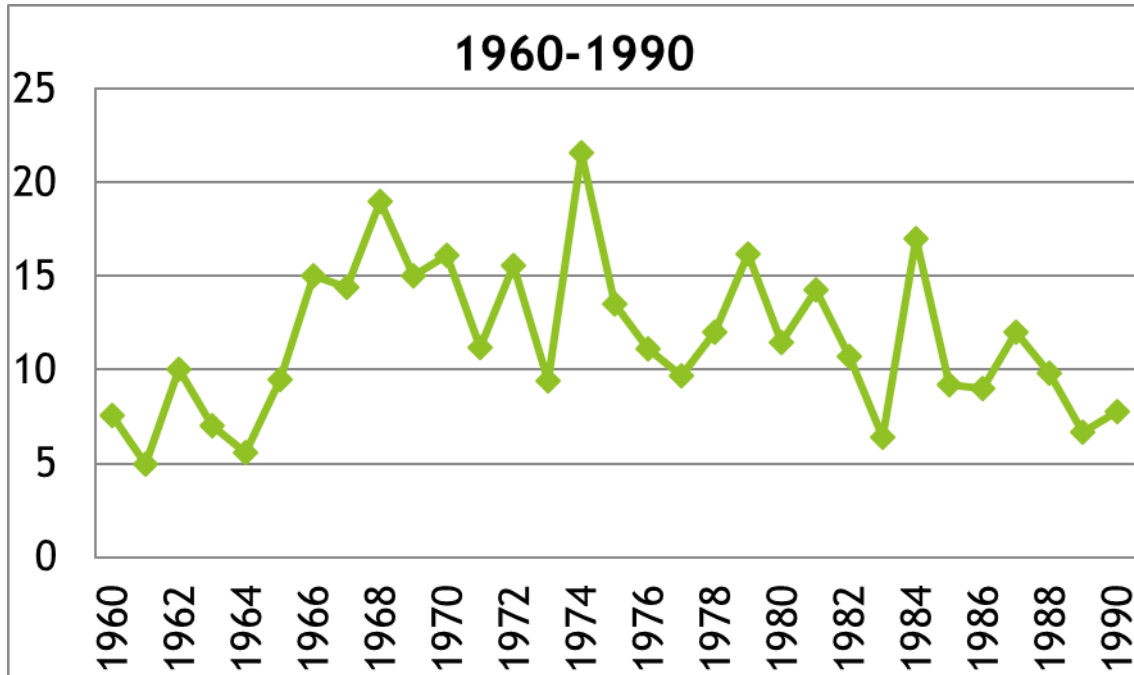
ქარის სიჩქარის განმეორებადობა 16-20 მ/წმ ინტერვალში												
წლები	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
1960	16	7	2	2	10	0	6	0	5	7	23	13
1965	27	11	12	11	11	0	0	12	11	4	4	11
1970	35	26	29	26	14	11	6	0	11	17	8	11
1975	7	21	13	16	6	14	2	7	7	29	20	20
1980	18	13	33	2	8	7	9	3	9	23	4	9
1985	15	0	16	17	13	0	2	11	2	14	14	6
1990	6	3	1	9	19	5	0	0	11	14	2	24
ქარის სიჩქარის განმეორებადობა 25-29 მ/წმ ინტერვალში												
1984	2	3	5	0	0	1	0	0	0	0	2	5

1989	1	0	1	1	0	0	0	0	0	0	2	0
1994	1	0	0	2	0	0	0	0	2	1	0	0
1999	1	0	2	1	0	0	1	0	1	0	1	3
2004	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
2009	1	0	0	0	0	0	0	0	2	0	3	1
2014	6	0	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ქარის ველის სტატისტიკური დახასიათებისათვის შემოღებულია დინამიკური (B) და თერმული მდგრადობის (A) კოეფიციენტები, ჩვენ გამოვთვალეთ მათი საშუალო მნიშვნელობები წლების განმავლობაში, 1984-2014 წლებისათვის როცა ქარის სიჩქარე 25 მ/წმ-ზე მეტია დინამიკური და თერმული მდგრადობის საშუალო მნიშვნელობები არის შესაბამისად 0,4 და 1,7, ხოლო რაც შეეხება მათ ყოველწლიურ ცვლილებას სინქრონულია ოდნავ ფაზაში წანაცვლებით (ნახ.7 1).

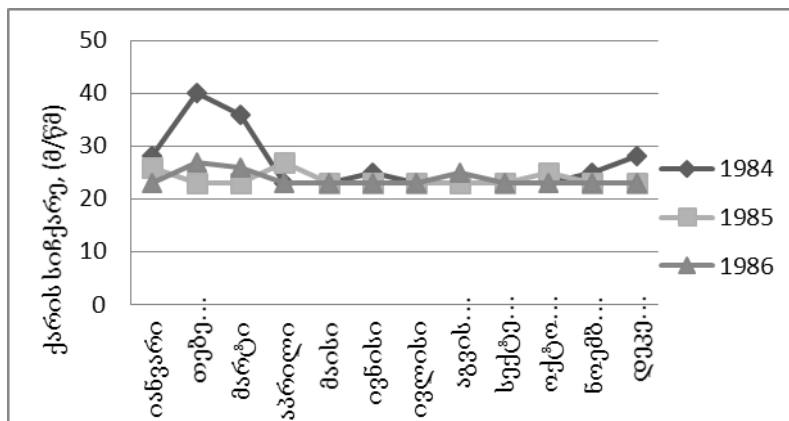


ნახ. 7.1. დინამიკური და თერმული მდგრადობის კოეფიციენტების განაწილება 1984-2014 წლებისათვის (ქარის სიჩქარე $v > 25$ მ/წმ).

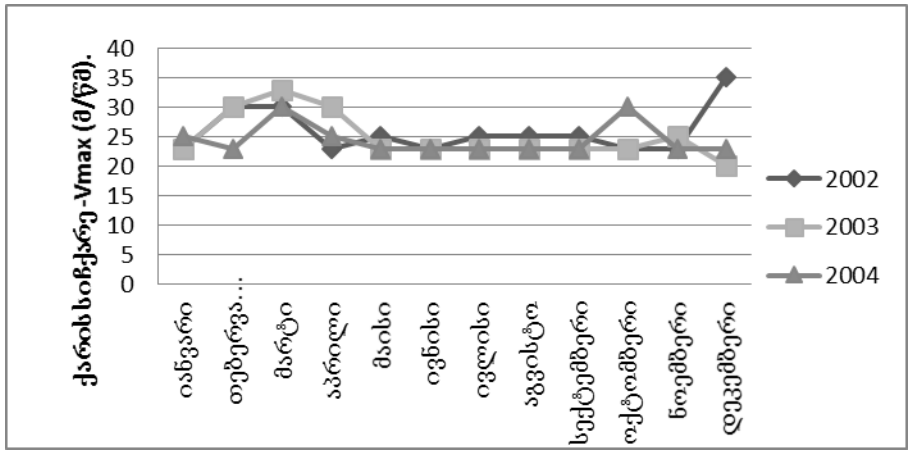


ნახ. 7.2. ქარის მაქსიმალური სიჩქარის განაწილება წლების მიხედვით.

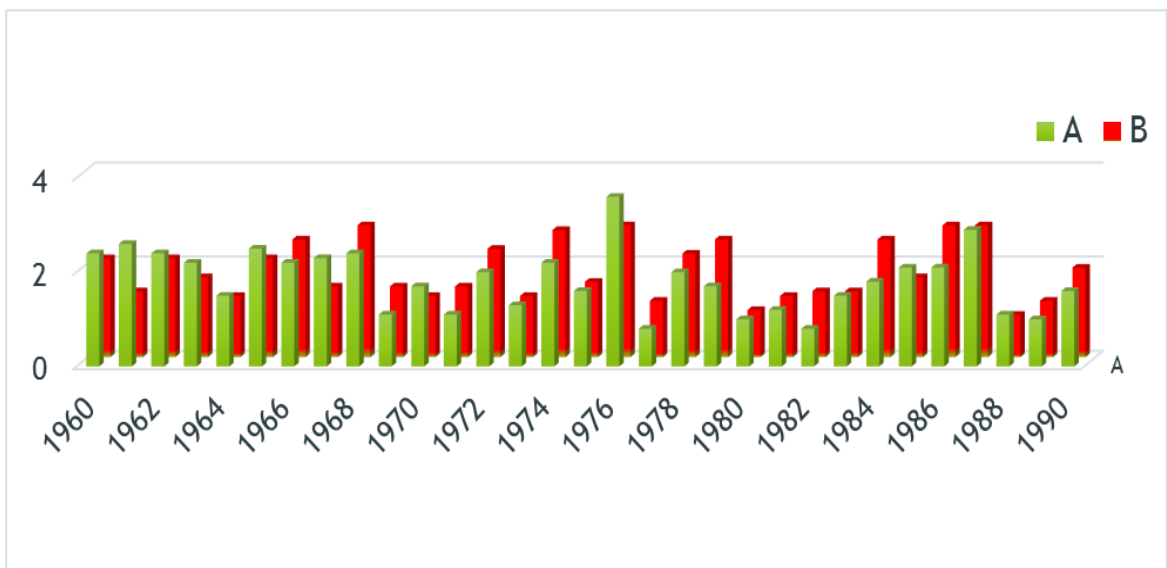
თვეების მიხედვით ქარის მაქსიმალურ სიჩქარის ცვლილება, როგორც მოსალოდნელი იყო ატარებს თითქმის სინუსოიდურ ფორმას, ქარის მაქსიმალური მნიშვნელობები დაფიქსირებულია თებერვალ- მარტში, ხოლო მინიმალური ივლისში (ნახ. 2, 3).



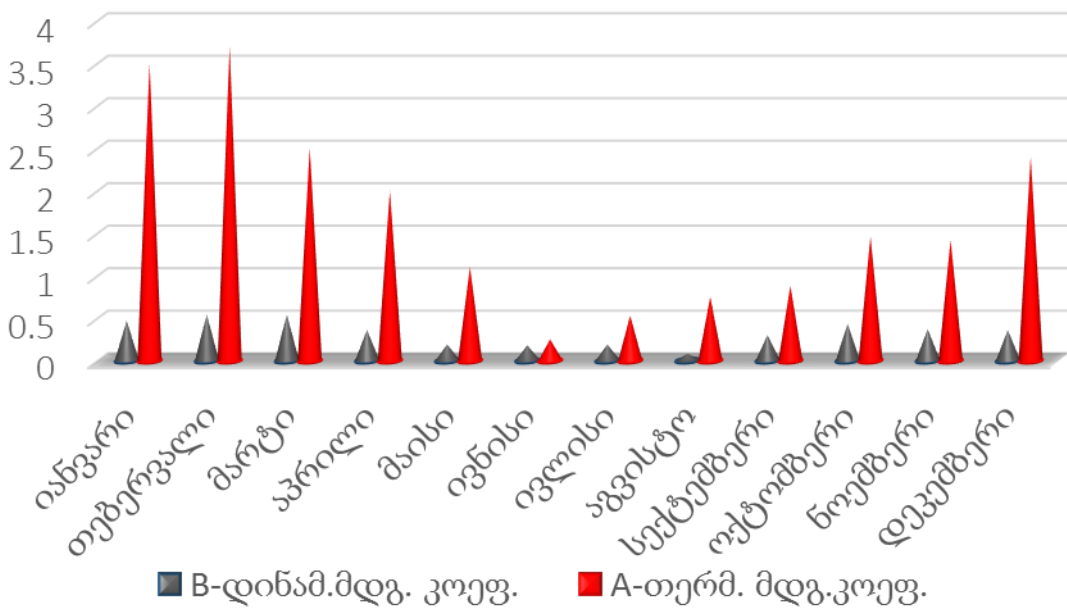
ნახ. 7.3. ქარის სიჩქარეების განაწილება თვეების მიხედვით 1984-1986 წ.წ. ქუთაისის რეგიონისათვის.



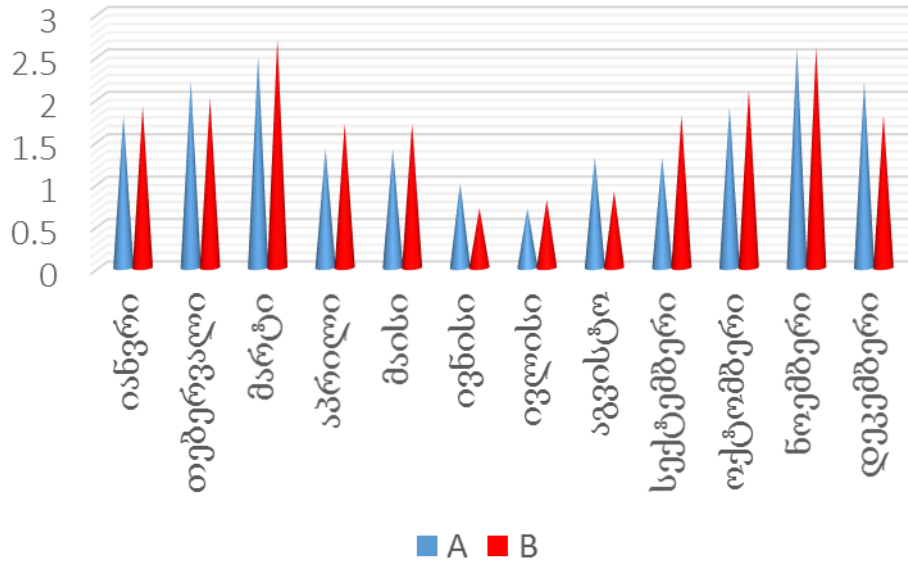
ნახ. 7.4. ქარის სიჩქარეების განაწილება თვეების მიხედვით 2002-2004 წ.წ. ქუთაისის რეგიონისათვის.



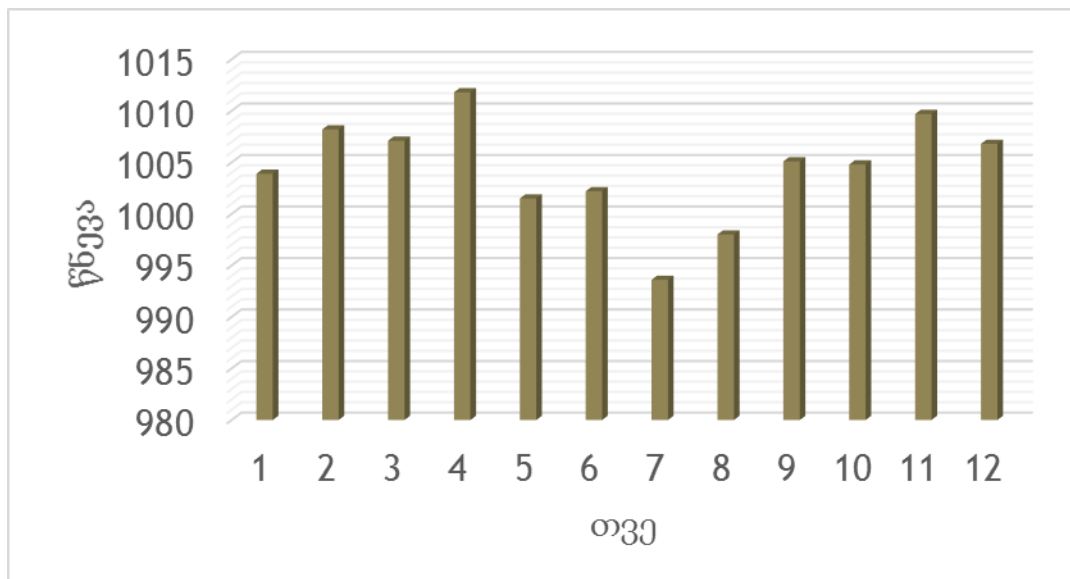
ნახ. 7.5. A და B კოეფიციენტების საშუალო მნიშვნელობების განაწილება წლების მიხედვით (ქარის სიჩქარის 16-20 მ/წმ -სათვის).



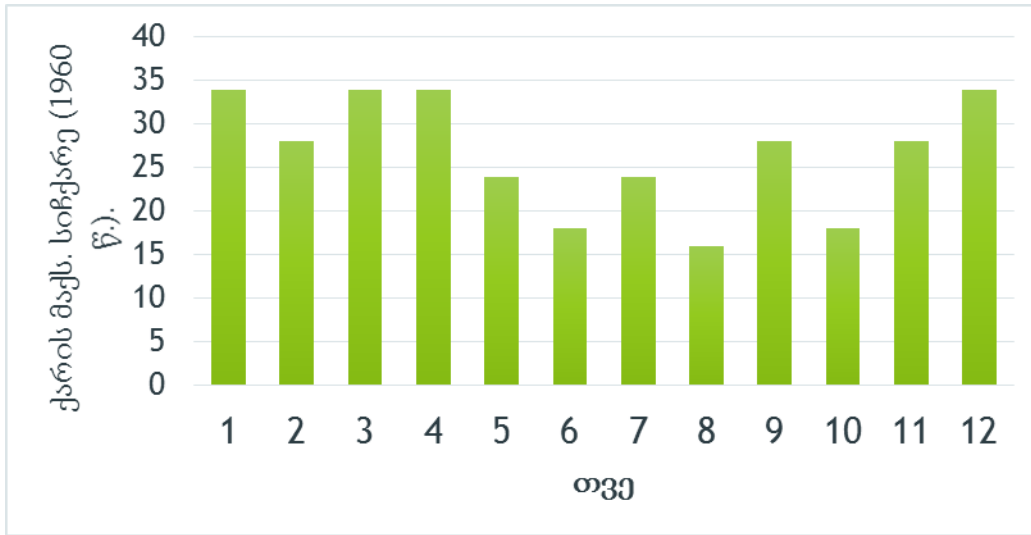
ნახ. 7.6. დინამიკური და თერმული მდგრადობის კოეფიციენტების განაწილება 1984-2014 წლებისათვის (ქარის სიჩქარე $V > 25$ მ/წმ).



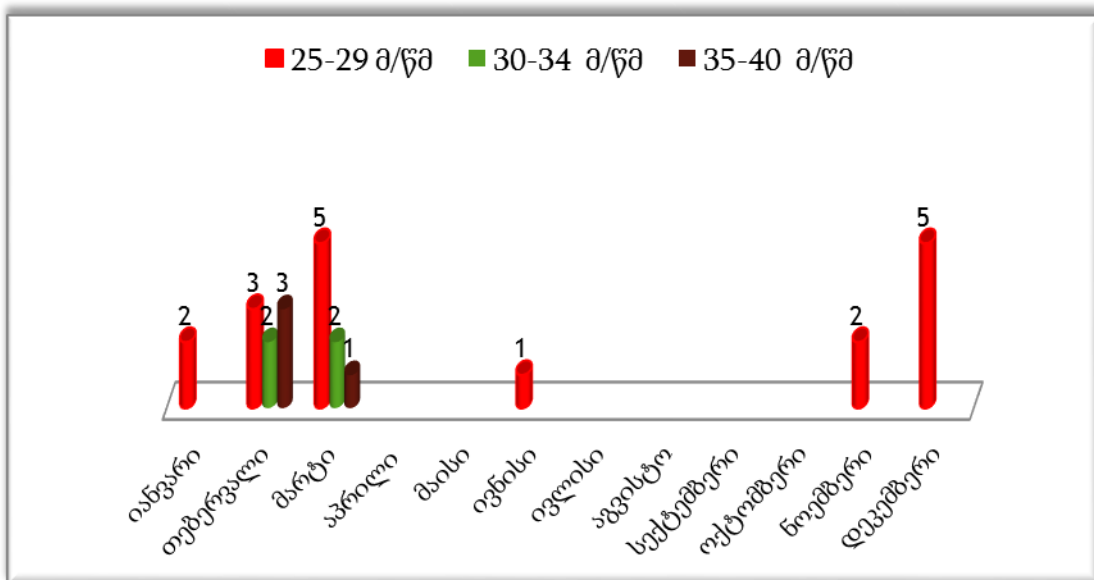
სურ .7.7. A და B კოეფიციენტების საშუალო მნიშვნელობების განაწილება თვეების მიხედვით (ქარის სიჩქარის 16-20 მ/წმ -სათვის).



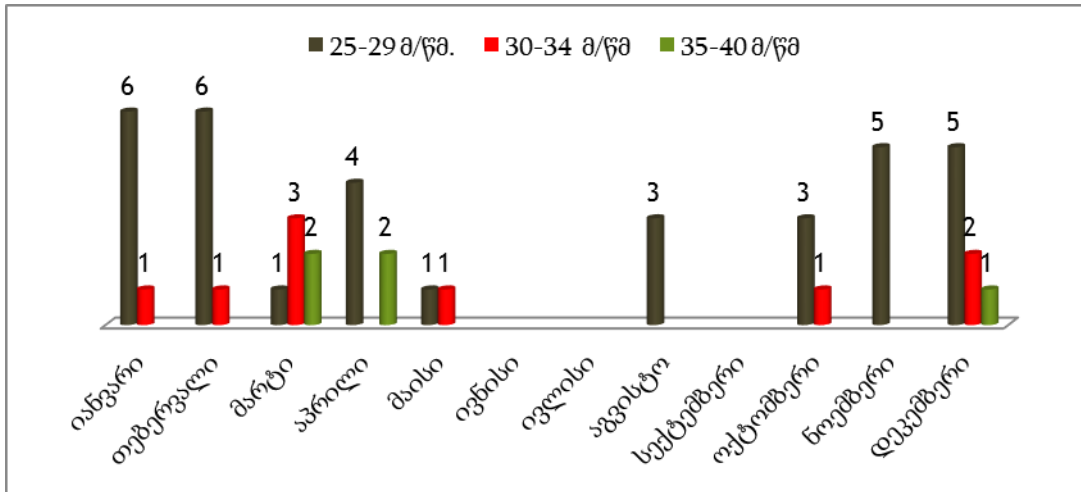
ნახ. 7.8. ქარის მაქსიმალური სიჩქარის შესაბამისი წნევის ცვლილება თვეების მიხედვით (1960 წ.).



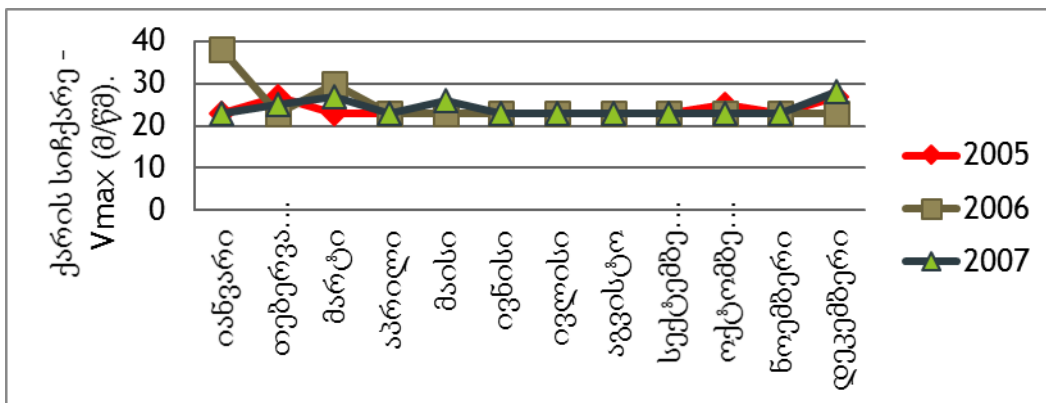
ნახ. 7.9. ქარის მაქსიმალური სიჩქარეების განაწილება თვეების მიხედვით (1960).



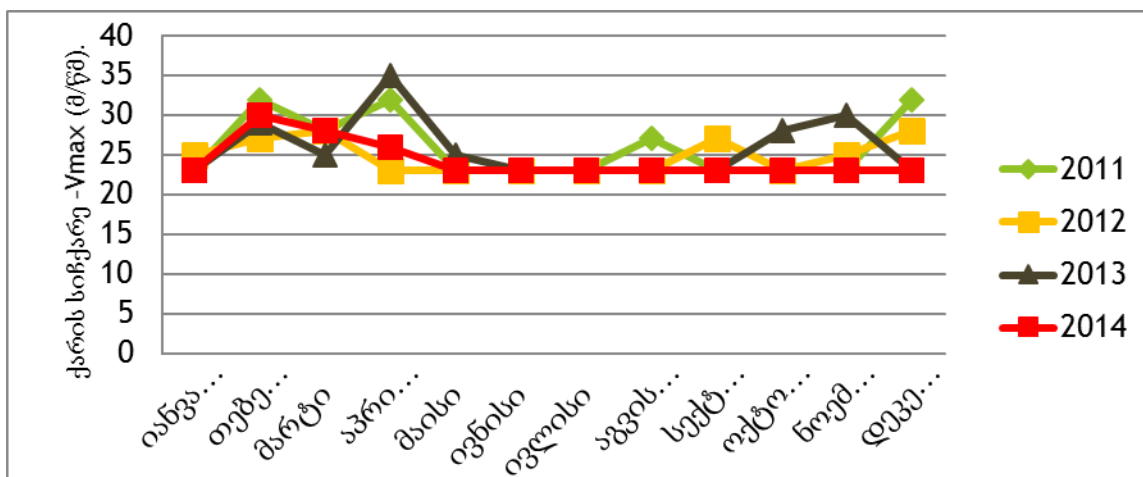
ნახ. 7.10. ქარის მაქსიმალური სიჩქარეების სიხშირული განაწილება თვეების მიხედვით 1984 წლისათვის.



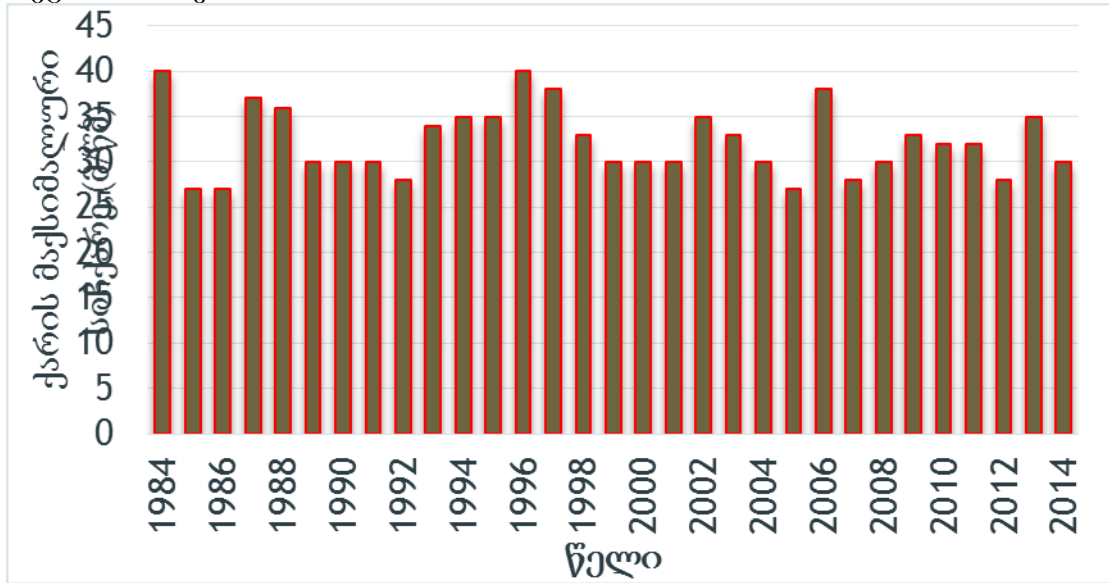
ნახ. 7.11. ქარის მაქსიმალური სიჩქარეების სიხშირული განაწილება თვეების მიხედვით 1996 წლისათვის.



ნახ. 7.12. ქარის სიჩქარეების განაწილება თვეების მიხედვით ქუთაისის რეგიონისათვის.



ნახ. 7.13. ქარის სიჩქარეების განაწილება თვეების მიხედვით ქუთაისის რეგიონისათვის.



ნახ. 7.14. ქარის მაქსიმალური სიჩქარის (25 მ/წმ –ს ზემოთ) განაწილება წლების მიხედვით ქუთაისის რეგიონისათვის.

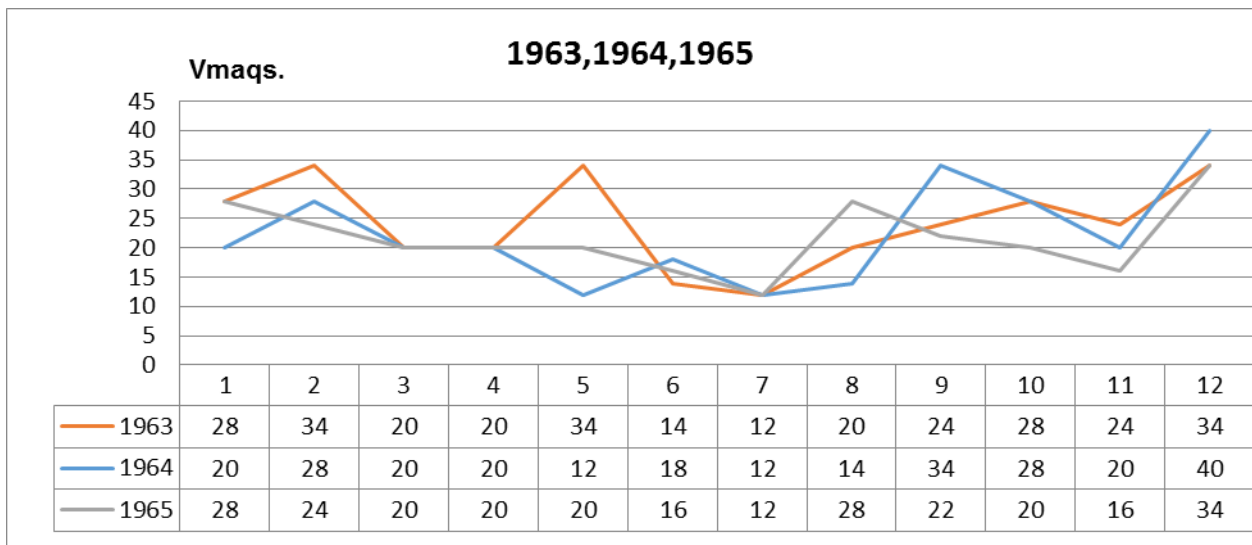
7.2 ქარის ექსტრემალური მნიშვნელობები ხუთწლიანი და ათწლიანი შუალედებით.

5-წლიანი შუალედი	თვე	დღე	V მაქს.
1960-1964 / 1964	XII	8/9	40 / 40
1965-1969 / 1969	I	6	43
1970-1974 / 1970	III	10	39
1975-1979 / 1978	II	6/7	42/42
1980-1984 / 1984	II	7	37
1985-1990 / 1988	I	11	32
საშ.			39
10-წლიანი შუალ.			
1960-1969 / 1969	I	6	43
1970-1980 / 1970	III	10	39
1981-1990 / 1984	II	7	37
საშ.			40

7.3. ქარის ექსტრემალური მნიშვნელობები ხუთწლიანი და ათწლიანი შუალედებით.

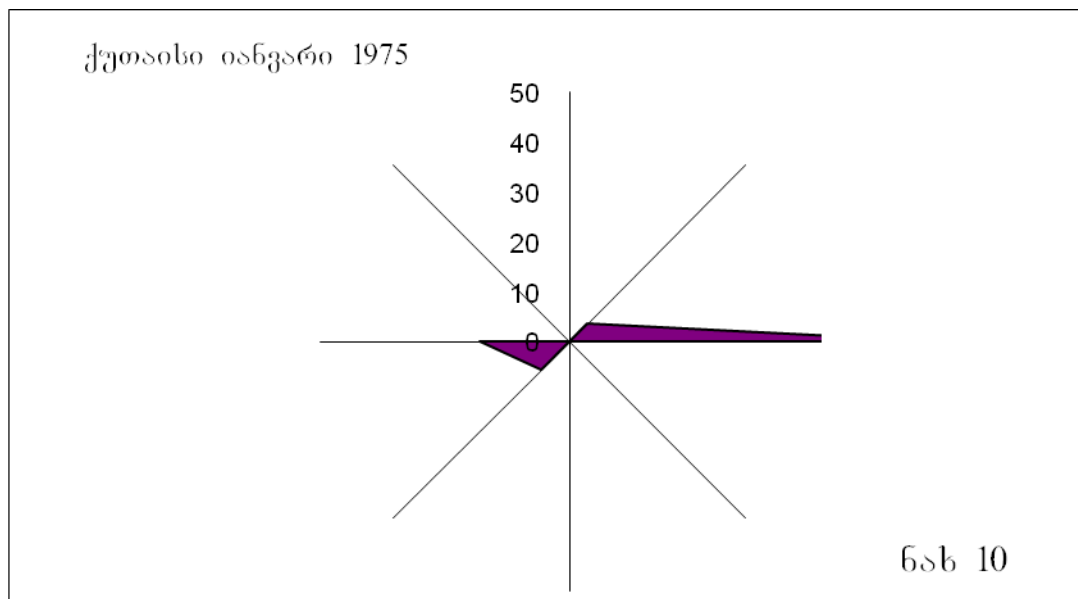
5-წლიანი შუალედი	V მაქს.	V მინ.	
		მინ.	მაქს.
1960-1964	40	1	14
1965-1969	43	1	10
1970-1974	39	2	18

1975-1979	42	1	8
1980-1984	37	2	10
1985-1990	32	2	10
საშ.	39	2	12
10-წლიანი შუალ.			
1960-1969	43	1	10
1970-1980	39	1	8
1981-1990	37	2	10
საშ.	40	1	9

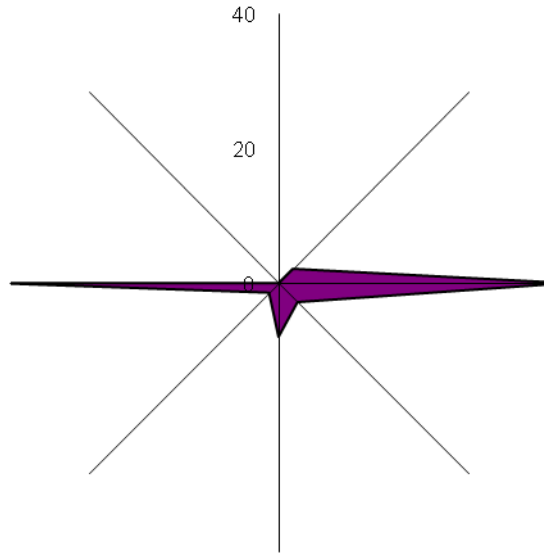


ნახ. 7.15. ქარის მაქსიმალური მნიშვნელობები თვეების მიხედვით

განსახდვრული იქნა რეგიონში ქარის გაბატონებული მიმართულება შესაბამისი ქარის ვარდების აგებით , რაც შესაძლებლობას იძლევა რეკომენდაცია მიეცეს განხილულ რეგიონზე ქარის დამცველი ზონების ოპტიმალურ განაშენიანებას (ნახ. 6.15).

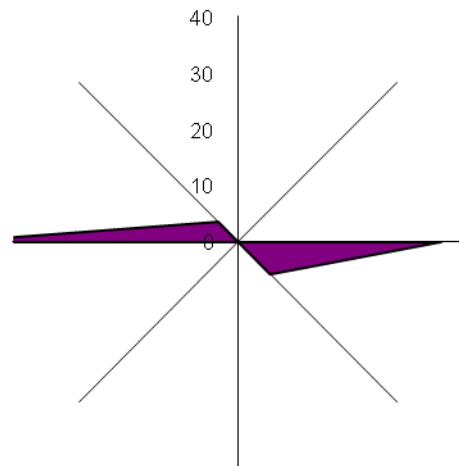


ქეთათბი მათბი 1975



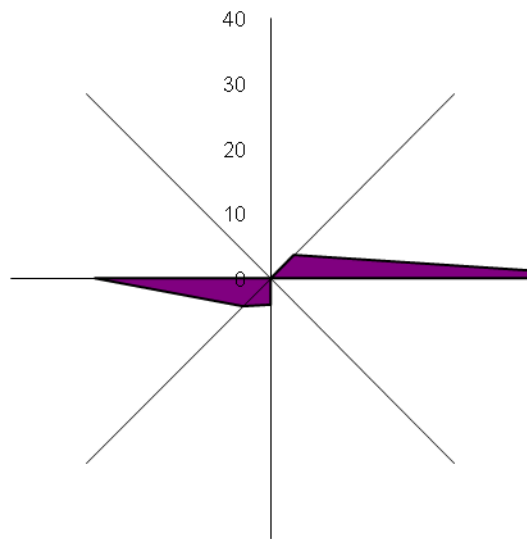
ნახ 11

ქეთათბი აგვობტო 1975



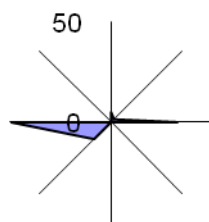
ნახ 12

ქუთაისი ოქტომბერი 1975



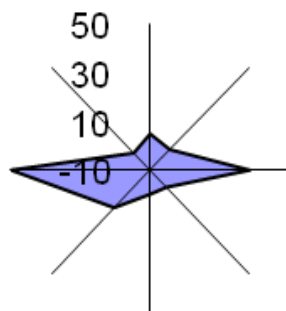
ნახ 13

სონი ოქტომბერი 1975



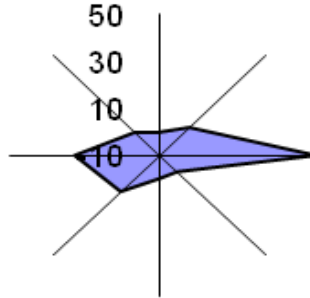
ნახ 14

წყალტუბო აგვისტო 1975



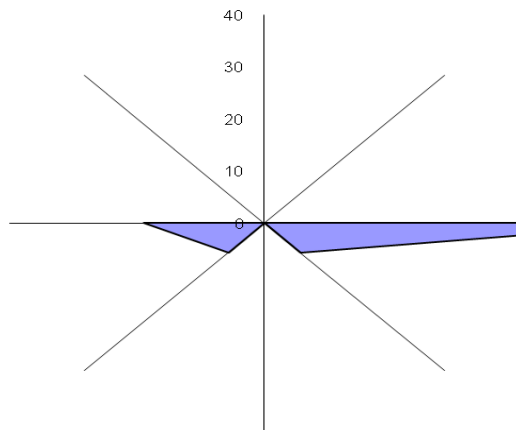
ნახ 15

წყალტუბო ოქტომბერი 1975



ნა

სამტრედია იანვარი 1975



ნახ 16

ნახ. 7.16. ქარის ვარდები საქართველოს ზოგიერთი რეგიონებისათვის (10-16).

დასკვნა:

1. დამტკიცებულია, რომ ქარის გრიგალურ ველში (ქარბორბალა) წნევა იზრდება ბრუნვის ღერძიდან დაშორების მანძილის კვადრატის პროპორციულად. მაქსიმალურია პერიფერიაში და მინიმალური ბრუნვის ღერძის გასწვრივ.
2. ჰაერის ნაკადის მიმართულებით წინააღმდეგობის შეხვედრისას ადგილი აქვს ჩახვეულობების (გრიგალური) წარმოქმნას და ნაკადის შემობრუნებას და გარსდენის გაძლიერებას მეტეოროლოგიური სიტუაციის მიხედვით (სურამის პლატოზე).
3. გარეჯის ტაფობში მთელი წლის განმავლობაში უნაღეჭობა, ჰაერის მაღალი ტემპერატურა, ქარის მუდმივი ქროლვა ტაფობიდან გარეუბნისაკენ, მთებზე ტაფობის გარშემო თბილი და გრილი მასების შემოდინება და ხშირად გროვა-საწვიმარი ღრუბლების წარმოშობა თეორიულად დასაბუთებულია.

4. მთა-ხეობებში ჰაერის ნაკადის სიჩქარე და სიმძლავრე ფსკერის რელიეფის მახასიათებელ სიდიდეზე დამოკიდებულია მისი კვადრატის უკუპროპორციულად. ამრიგად, არსში-ხეობაში ფსკერის რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით მცირდება როგორც ნაკადის სიჩქარე, ასევე ინტენსიობის რაოდენობა.

5 ჰაერის ნაკადის გრიგალური დინებისას წნევა კლებულობს ცენტრისკენ მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად. ამასთანავე ხდება ჰაერის (წყლის) ნაკადის შეწოვა ცენტრისკენ. ეს ფაქტიც აგრეთვე ხელს უწყობს დინების ნაკადში არსებულ დამჭუჭყიანებელი მინარევების გადატანა-გაფანტვის შესუსტებას. სწორედ ქარის „გრიგალური“ სიჩქარის ასეთი თვისებით აიხსნება „ქარბორბალას“ წარმოქმნა.

6 მიწისპირა ფენაში გამოკვლეულია ქარის ველის ბუნება ოროგრაფიის გათვალისწინებით, ამ მეთოდით განსაზღვრული ქარის სიჩქარე ახლოს არის ოპერატიულ პრაქტიკაში მიღებულ სიდიდესთან,

7. ქარის ვერტიკალური მდგენელის განსაზღვრისათვის პირველად არის მიღებული ფორმულა, რომელიც ოროგრაფიულ ეფექტს შეიცავს და მისი გამოყენება მნიშვნელოვანია მთა-გორიანი ტერიტორიისათვის. ასევე ახალი მიდგომა ვერტიკალური სიჩქარის განსაზღვრისათვის „სამკუთხედის“ მეთოდის გამოყენება.

8. ქარის სიჩქარის სტატისტიკური შესწავლის გზით დადგინდა, რომ 16-20 მ/წმ სიჩქარის მნიშვნელობები მაქსიმალურია მარტში, აპრილში და ნოემბერში. ხოლო მინიმალურია ზაფხულში, კერძოდ ივნისში. ყველაზე ინტენსიურია ქარის სიჩქარეთა მნიშვნელობები 16-20 მ/წმ ინტერვალისათვის, ხოლო შედარებით იშვიათი ქარები გვაქვს ქარის სიჩქარის 25-29 მ/წმ შუალედისათვის, ამ დიაპაზონის ქარის სიჩქარე წლების მიხედვით იწვევს წანაცვლებას ერთი თვის ფარგლებში, მაგ. 1960 წელს მაქსიმალური ქარი იყო მარტში, აპრილში და დეკემბერში. ხოლო 1961 წელს მაქსიმალური ქარი დაფიქსირდა იანვარში, თებერვალში და სექტემბერში.

როგორც ქარის სიჩქარეებზე ჩატარებულმა ანალიზმა აჩვენა ქარის სიჩქარეები 25 - 40 მ/წმ-ის ინტერვალში დაფიქსირებულია ძირითადად თებერვალ-მარტში და ოქტომბერ-ნოემბერში, თუმცა არის გამონაკლისი შემთხვევებიც.

9. განსაზღვრული იქნა რეგიონში ქარის გაბატონებული მიმართულება (დასავლეთ- აღმოსავლეთი) შესაბამისი ქარის ვარდების აგებით, რაც შესაძლებლობას იძლევა რეკომენდაცია მიეცეს განხილულ რეგიონზე ქარის დამცველი ზონების ოპტიმალურ განაშენიანებას.

10 დიდი სიმძლავრის აფეთქების დროს ნაკადის ქცევა დამოკიდებულია ქედის მიმართ ჰაერის ნაკადის მიმართულებაზე და რელიეფის ფიზიკურ მახასიათებლებზე. რაც განაპირობებს შემფოთებული ჰაერის ნაკადის წნევის ცვლილებას მანძილის მიხედვით. იმ შემთხვევაში, როდესაც ჰაერის ნაკადის გავრცელება ხდება მხოლოდ პორიზონტალური მიმართულებით და რელიეფს არ ვითვალისწინებთ, მაშინ მცირე დროში დიდი სიმძლავრით წარმოშობილი შემფოთებული ნაკადის წნევის ცვლილება სწრაფად ეცემა (მანძილის მეექვსე ხარისხის უკუპროპორციულია). როდესაც ნაკადის გავრცელება ხდება მთა-გორიან ტერიტორიაზე და მაშინ წნევის ცვლილება მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია.

ლიტერატურა:

- 1) О. Н. Фабрикант "Аэродинамика". Изд. "Наука", 1964г. с. 815. 70
- 2) R. Holton "Dynamic Meteorology" Fourth edition-university of Washington, 2004p. 533.76

- 3) Л. Матеев "Основы общей метеорологии физика атмосферы" Гидрометеологическое издательство. Ленинград, 1965 г. с. 875. 77
- 4) Динамическая метеорология - под редакцией Д. Лаихтмана, Л. гидрометиздат, 1976 г., с. 607. 78
- 5) ზ. ხვედელიძე „დინამიკური მეტეოროლოგია“ თსუ, გამომ. 2002წ, გვ. 535. 72
- 6) Динамическая метеорология - под редакцией Д. Лаихтмана, Л. гидрометиздат, 1976 г., с. 607. 78
- 7) Modelling of atmospheric fields world scientific; Theoretical physics, 1996, p. 755. 81
- 8) Н. Белов и др. "Численные методы прогноза погоды", Л., гидрометиздат, 1989, с. 375. 73
- 9) М. Берлянд. "Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы", Л., Гидрометиздат, 1975, с. 449.
- 10) А. Хргиан физика атмосферы том 2 л. гидрометиздат 1978 с. 315. 87
- 11) Л. Гандин, Д. Лайхтман, Л. Матеев, М. Юдин „ Основы динамической метеорологии „Л. Гидрометиздат, 1955 г. с. 639. 88
- 12) М. Берлянд. "Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы", Л., Гидрометиздат, 1975, с. 449.
- 13) ვ. ცომაია. „კატასტროფული წყალმოვარდნების მაქსიმალური ხარჯი მდ. რიონზე“. ეროზიული დეგრადირებული და მომიჯნავე პრობლემებისადმი მიძღვნილი შრომები. საქ. მეც. აკადემიის ჰიდრომეტეოროლოგიური ინსტიტუტი. თბ., 2001. გვ. 227-228. 75
- 14) ზ. ხვედელიძე, დ. ჯანეზაშვილი „ რეგიონის მიკროკლიმატური პარამეტრებით ლოკალური ქარის რეჟიმის განსაზღვრა ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში“ ქართული ელექტრონული სამეცნიერო ჟურნალი „ფიზიკა“ ([http://gesj. Internet-academy. Org.ge/physic/;2013, N 1\(3\) ,გვ. 65-76. 79](http://gesj. Internet-academy. Org.ge/physic/;2013, N 1(3) ,გვ. 65-76. 79))
- 15) А. Аситашвили, К. Сапицкий, З. Хведелидзе "Изучение локальной циркуляции ветра в районе Душети Грузинской С ССР" Москва, метеорология и гидрология, 1968 г. N 61, ст. 92-94. 80
- 16) ზ. ხვედელიძე „ატმოსფერული პროცესების არამდგრადობის ენერჯის განსაზღვრა ლოკალური რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით“ ქართული ელექტრონული სამეცნიერო ჟურნალი „ფიზიკა“ ([http://gesj. Internet-academy. Org.ge/physic/;2014, N 1\(11\) გვ.30-38. 82](http://gesj. Internet-academy. Org.ge/physic/;2014, N 1(11) გვ.30-38. 82))
- 17) ა. კოტარია „მეტეოროლოგიის კურსი“ , გამომცემლობა თსუ, 1992 წ, გვ. 446. 83
- 18) З. Хведелидзе, Т. Шаламберидзе, Е. Тагвадзе, Р. Аплаков „ Изучение выхревых полей ветра на горной территории“ Москва, „Экологические системы и приборы“ 11, 2009 г, с. 41-46. 84
- 19) ზ. ხვედელიძე, დ. ჯანეზაშვილი „ რეგიონალური ატმოსფერული პროცესების“ მადონური, ბუნების შესახებ ლოკალურ რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით“ ქართული ელექტრონული სამეცნიერო ჟურნალი „ფიზიკა“ (<http://gesj. Internet-academy. Org.ge/physic/;2011, N 5 ,გვ. 102-112. 85>)
- 20) ი. სამხარაძე, ნ. ტატიშვილი, ზ. ხვედელიძე, თ. დავითაშვილი, ნ. ზოტიკიშვილი. „ ზოგიერთი ლოკალური მეტეოროლოგიური პროცესების მათემატიკური მოდელირება საქართველოს ცალკეული რეგიონებისათვის.“ საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტი. ტ. 120. გვ. 10-15. 86
- 21) Z.Khvedelidze, T.Davitashvili, I.Samkharadze "Mathematical Modelling of the hydro-dynamical flows in a narrow canals with compound bottom", Journal "Ecology and Appliances" Moscow, Russia, No.5, pp. 60-66, 2007. 90

- 22) ხვედელიძე ზ.ვ., ელიზბარაშვილი ე.შ. “რელიეფის გავლენა ატმოსფერულ პროცესებზე” თ.ს.უ. გამომცემლობა 1984წ. გვ.68 103
- 23) Khvedelidze Z. “The Structure of Baroclinic Waves With Account of the Earth’s Relief” Bulletin of the Georgian Academy Of Sciences, 166, 2002 p.70-75 105
- 24) ზ. ხვედელიძე, თ. დავითაშვილი, ი. სამხარაძე „ატმოსფეროში მძლავრი შეშფოთებების გავრცელების შესწავლა მათემატიკური მოდელებით” საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები, ტ.№117. 2011წ. თბილისი. გვ. 145-148. 106
- 25) Samkharadze I., Khvedelidze Z., Davitashvili T. „On Pressure Drop Distribution at High Power Perturbation Over the Mountainous Territory “ Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. Vol.9. № 3. 83-90.