

გ.გელაძე, გ.რობიტაშვილი

ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტი
 მდინარაძე ჯ., სხირტლაძე ნ.

ოსუ გამოყენებითი მათემატიკის ინსტიტუტი
 უაკ 551.51

ფენა ღრუბლის მოდელირება თერმული "კუნძულის" მუდმივი გათბობისას

ჩვენს განყოფილებაში რიგი წლების განმავლობაში ვმუშა-ობდით კონვექციური ღრუბლების მათემატიკურ მოდელირებაზე. მაგრამ არანაკლებ აქტუალურია ფენა ღრუბლების და ნისლის შესწავლა ატმოსფეროს მეზომასშტაბური სასაზღვრო ფენის (ამსფ) ფონზე, რაც განპირობებულია რიგი ისეთი პრობლემებით, როგორცაა ამინდის ლოკალური პროგნოზი, გარემოს დაბინძურება, ხელოვნური ზემოქმედება ცალკეულ მეზოპროცესებზე და ა. შ.

ამოცანის დასმა და ამოხსნის მეთოდი. განვიხილოთ 2-განზომილებიანი (x,z სიბრტყეში) ამსფ, რომელიც მოთავსებულია თერმულად არაერთგვაროვან ქვეფენილზე. ამ პროცესის აღმწერ განტოლებათა სისტემის გამოყენებისას გამოყენებულია ბუსინესკის გამარტივება, ჰიდროსტატიკური მიახლოება, უგულებელყოფილია კორიოლისის ძალა, დაშვებულია ტურბულენტობის კოეფიციენტების მუდმივობა.

ამრიგად, განტოლებათა საწყის სისტემას აქვს შემდეგი სახე (Гутман Л. Н. 1969):

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\partial \pi}{\partial x} + \Delta' u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = \lambda \vartheta, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} + Sw = \frac{L}{c_p} \Phi + \Delta' \vartheta, \quad (4)$$

$$\frac{dq}{dt} + \gamma_q w = -\Phi + \Delta' q, \quad (5)$$

$$\frac{dm}{dt} = \Phi + \Delta' m, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}, \quad \Delta' = \mu \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

სადაც u, w არის ჰაერის სიჩქარის მდგენელები, π , ϑ , q - წნევის ანალოგი, პოტენციალური ტემპერატურისა და ხვედრითი სინოტივის ნაზრდი, "გადახრა" მათი ფონური მნიშვნელობებიდან, m - ხვედრითი წყლიანობა, λ , S - ფლოტაციისა და ატმოსფეროს სტრატოფიკაციის კოეფიციენტები, γ_q - ფონური ხვედრითი სინოტივის ვერტიკალური გრადიენტი, Φ - წყლის ორთქლის კონდენსაციის სიჩქარე, L - კონდენსაციის ფარული სითბო, c_p - ჰაერის კუთრი სითბოტევადობა მუდმივი წნევის დროს, μ , ν - ტურბულენტობის კოეფიციენტები.

სინოტივის ველების (ხვედრითი სინოტივე და წყლიანობა) პროგნოზის ამოცანების ამოხსნისას გვიხდება რიგი სიმნელების გადალახვა, რომელთა შორის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანია წყლის ორთქლის კონდენსაციის სიჩქარის Φ გათვალისწინება, რომელიც შედის (4)-(6)-ში. ნაჯერი წყლის ორთქლის არის (ღრუბელი) საზღვარზე Φ ფუნქცია განიცდის წყვეტას (ღრუბელს გარეთ $\Phi=0$). ამიტომ ღრუბლის საზღვრის განსაზღვრისას დაშვებული მცირე უზუსტობამაც კი შეიძლება გამოიწვიოს დიდი ცდომილება სითბოსა და ტენიანობის ბალანსში, არამდგრადობა რიცხვით ექსპერიმენტებში. მოცემულ ნაშრომში ამ წინააღმდეგობის გადალახვისათვის გამოყენებულ იქნა მეთოდი (Амиров А. Д., 1971), რომლის მიხედვითაც ახალი, A და B ცვლადების შემოყვანით Φ გამოირიცხება (4), (6) და (5),(6) -დან:

$$\frac{dA}{dt} + Sw = \Delta' A, \quad (7)$$

$$\frac{dB}{dt} + \gamma_q w = \Delta' B, \quad (8)$$

სადაც

$$A = \begin{cases} \vartheta \\ \vartheta - L/c_p m \end{cases}, \quad B = \begin{cases} q & q < q_s \\ q_s + m & q \geq q_s \end{cases},$$

აქ q_s - ნაჯერი ორთქლის ხვედრითი სინოტივა.

(Амиров А. Д., 1971)-ის საფუძველზე ცნობილი A და B-ს საშუალებით განისაზღვრება ϑ , q, m .

ჩამოვყალიბოთ საწყისი და სასაზღვრო პირობები:

$$z = 0 \quad u = 0, w = 0, \vartheta = F(x, t), q = 0, m = 0, z = Z \quad u = 0, \pi = 0, \vartheta = 0, \frac{\partial q}{\partial z} = 0, \frac{\partial m}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 x=0 & \quad u=0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial q}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial m}{\partial x}=0, \\
 x=X & \quad \frac{\partial u}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial q}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial m}{\partial x}=0, \\
 t=0 & \quad u=0, \quad \vartheta=0, \quad q=0, \quad m=0,
 \end{aligned}$$

სადაც X, Z ამსფ-ის საზღვრებია, ხოლო F(x,t) - ქვეფენილის ტემპერატურა.

ამრიგად, თერმულად არაერთგვაროვან ქვეფენილის მქონე ამსფ-ის ორგანოზომილებიანი, არასტაციონარული ამოცანა წყლის ფაზური გარდაქმნის გათვალისწინებით დაყვანილ იქნა (1)-(3), (7), (8) სისტემის ამოხსნაზე [0:X, 0:Z] არეში (9) სასაზღვრო და საწყისი პირობების გათვალისწინებით.

ამოცანა ამოხსნილ იქნა რიცხვითი მეთოდით ცხადი სასრულ-სხვაობიანი სქემის საშუალებით, რომელსაც აქვს I რიგის სიზუსტე დროის მიხედვით და II რიგის სიზუსტე კოორდინატის მიხედვით.

მოგვყავს იმ ფიზიკური კონსტანტებისა და პარამეტრების მნიშვნელობები, რომელნიც არ იცვლებოდნენ სხვადასხვა რიცხვი-თი ექსპერიმენტების შემთხვევაში: $\lambda=0.033 \text{ მ}^2/(\text{წმ} \cdot \text{გრად})$, $L=600 \text{ კალ/გ}$, $c_p=0.24 \text{ კალ/}(g \cdot \text{გრად})$, $\mu=10^4 \text{ მ}^2/\text{წმ}$, $\nu=10 \text{ მ}^2/\text{წმ}$, $X=80 \text{ კმ}$, $Z=2 \text{ კმ}$, $f=0.98$ $S=0.005 \text{ გრად/მ}$.

ამოცანის ამოხსნის რეზულტატები. ამოხსნილ იქნა ამსფ-ის ამოცანა თერმული “კუნძულის” მუდმივი გათბობის შემთხვევაში, რის შედეგადაც მიღებულ იქნა ქარის სიჩქარის, პოტენციური ტემპერატურის, წნევის, ხვედრითი წელიანობისა და ტენიანობის ველების სივრცულ-დროითი განაწილება. ძირითადი აქცენტი მაინც გაკეთდა წარმოქმნილ ფენა ღრუბლის განხილვაზე.

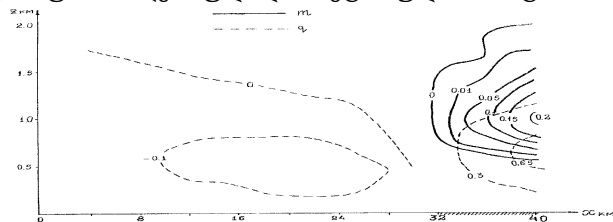
I ვარიანტი: ფარდობითი ტენიანობა $f=0.98$ (“ნოტიო” მოდელი);

II ვარიანტი: $f=0$, (“მშრალი”, საკონტროლო მოდელი).

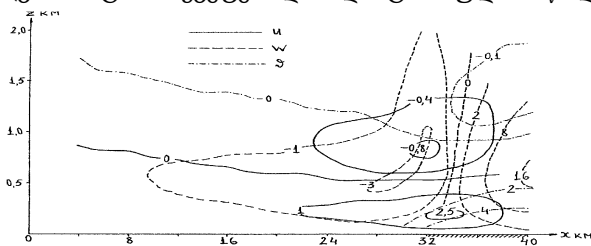
ორივე შემთხვევაში ატმოსფეროს სტრატოფიკაცია $S=0.005 \text{ გრად/მ}$, ხოლო ქვეფენილის ტემპერატურა

$$F(x,t) = \begin{cases} 0 & 0 \leq x \leq 28 \text{ km}, \quad 52 \text{ km} \leq x \leq 80 \text{ km}, \\ 5 & 28 \text{ km} \leq x \leq 32 \text{ km}, \quad 48 \text{ km} \leq x \leq 52 \text{ km} \\ 10 & 32 \text{ km} \leq x \leq 48 \text{ km} \end{cases}$$

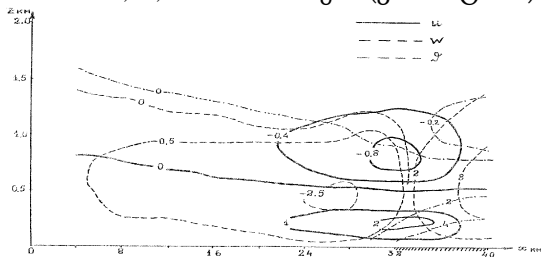
ნახ. 1, 2 მოცემულია q, m და u, w, ϑ (I ვარიანტი), ხოლო ნახ. 3 - u, w, ϑ (II ვარიანტი) იზოხაზები, როცა $t=2$ სთ. რადგან სურათი ღერძულად სიმეტრიულია, ამიტომ მოცემულია სათვლელი არის მხოლოდ ნახევარი.



ნახ. 1. m და q -ს იზოხაზები (ვარიანტი #1; ქვეფენილის დამტრისხული ნაწილი - სითბური “კუნძული”).



ნახ. 2. u, w, ϑ -ს იზოხაზები (ვარიანტი #1).



ნახ. 3. u, w, ϑ -ს იზოხაზები (ვარიანტი #2).

ფენა ღრუბლის ჩასახვა იწყება $t=66$ წთ. სითბური "კუნძულის" თავზე წარმოქმნილი ღრუბლის ჰორიზონტალური ზომა არ აღემატება 16 კმ, ვერტიკალურმა ზომამ კი მიაღწია დაახლოებით 1.5 კმ. ღრუბლის ქვედა საზღვარი იმყოფება 600 მ სიმაღლეზე და თავისი 3 საათიანი არსებობის განმავლობაში არ იცვლება; მისი მაქსიმალური ხვედრითი წყლიანობა $m_{max}=0.21$ გ/კვ, ხოლო მაქსიმალური წყლიანობის დონე $z(m_{max})=1000$ მ, რაც კარგ თანხვედრაშია მეტეოროლოგიურ მონაცემებთან (Матвеев Л. Т., 1976; Воронцов П. А., 1960). როცა $t=3$ სთ, ღრუბელი ებჯინება ამსფ-ის ზედა საზღვარს, რაც იწვევს თვლის არამდგრადობას.

მაქსიმალური ხვედრითი ტენიანობის დონე $z(q_{max})$ დაახლოებით ემთხვევა მაქსიმალური აღმავალი დენების დონეს $z(w_{max})$ იმ დროს, როდესაც მაქსიმალური ხვედრითი წყლიანობის დონე $z(v_{max})$ გაცილებით მაღლა მდებარეობს. ეს შეიძლება აიხსნას იმ ფაქტით, რომ, ჯერ ერთი, სინოტივე, როგორც პასიური მინარევი, უფრო მეტად არის დამოკიდებული აღმავალ დენებზე, ვიდრე წყლიანობა, რომელიც დამოკიდებულია აგრეთვე კონდენსაციის დონეზე, ფარდობით ტენიანობაზე, ატმოსფეროს სტრატოფიკაციასა და რიგ სხვა ფაქტორებზე და, მეორეც, ღრუბლის გაჩენასთან ერთად ამსფ-ის ზედა ნაწილში, სადაც ფორმირდება იგი, ხვედრითი ტენიანობა მცირდება კონდენსაციის გამო, რაც იწვევს ხვედრითი წყლიანობის გაზრდას (Воронцов П. А., 1960).

განსახილველი შემთხვევების შედარებიდან (მხედველობაში გვაქვს თერმოჰიდროდინამიკური ველები) ჩანს, რომ წყლის ფაზური გადასვლების დაწყებიდანვე ისინი მკვეთრად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. ეს გამოწვეულია იმით, რომ "ნოტიო" მოდელის შემთხვევაში "მშრალი" მოდელისაგან განსხვავებით ადგილი აქვს კონდენსაციის ფარული სითბოს გამოყოფას, რის გამოც "ნოტიო" მოდელის თერმოჰიდროდინამიკური ველები u, w, π , θ გაცილებით ინტენსიურია.

განვიხილოთ ტემპერატურის ველი. ნულოვანი იზოთერმის ზემოთ გვაქვს უარყოფითი ტემპერატურა, რომელიც გამოწვეულია აღმავალი ჰაერის ადიაბატური გაციებით. ორივე შემთხვევაში ნულოვანი იზოთერმის დონე იზრდება დროის განმავლობაში, მაგრამ კონდენსაციის ფარული სითბოს გამოყოფის გამო "ნოტიო" მოდელში ნულოვანი იზოთერმის "ვერტიკალური სიჩქარე" მეტია, ვიდრე "მშრალ" მოდელში (2 საათის განმავლობაში #1 ვარიანტში ის 200 მ-ით მაღლაა, ვიდრე #2-ში).

განვიხილოთ სიჩქარეთა ველი. სათვლელი არის ქვედა ნაწილში ორივე შემთხვევაში გვაქვს ჰაერის შედინება, ზედა ნაწილში კი - კომპენსაციური გამოდინება. კონდენსაციის ფარული სითბოს გამოყოფას შესამჩნევი გავლენა აქვს ამსფ-ის დინამიკაზე: ჰაერის შედინების არე 200 მ-ის სიმაღლემდე ვრცელდება ორივე შემთხვევაში იმ დროს, როდესაც მისი ჰორიზონტალური მანძილი ცენტრიდან 4 კმ-ით ნაკლებია "ნოტიო" მოდელში "მშრალთან" შედარებით; #1 ვარიანტში შედინების მაქსიმალური სიჩქარე 20% - ით მეტია, ვიდრე #2-ში. რაც შეეხება გამოდინების მაქსიმალურ სიჩქარეებს, ისინი დიდად არ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან.

სითბური "კუნძულის" თავზე გვაქვს აღმავალი დენები, მის გარეთ კი დაღმავალი. წყლის ორთქლის ფაზური გადასვლების გამო "ნოტიო" მოდელში "მშრალთან" შედარებით მკვეთრადაა გაზრდილი აღმავალი და დაღმავალი დენების მაქსიმალური სიჩქარე (100 % და 20 % -ით, შესაბამისად); ასევე გაზრდილია $z(w_{max})$; მაქსიმალური დაღმავალი დენების უბანი გადაადგილებულია ამსფ-ის ზევით და ცენტრისაკენ (შესაბამისად, აღმავალი დენების უბანი ვიწროვდება); შეიმჩნევა w -ს მკვეთრი ზრდა სათვლელი არის ზედა საზღვრის ცენტრში, რითიც გარკვეულწილად აიხსნება კონდენსაციის ფარული სითბოს უმნიშვნელო გავლენა ჰაერის გამოდინების სიჩქარეზე ამსფ-ის ზედა ნაწილში.

რიცხვითი ექსპერიმენტების რეზულტატები შედარებული გვაქვს რეალური ამსფ-ისა და მის ფონზე წარმოქმნილი ღრუბლების თერმოჰიდროდინამიკურ ველებთან, რის საფუძველზეც შეიძლება დავასკვნათ, რომ ჩვენს მიერ მიღებული რეზულტატები თვისებრივად დამაკმაყოფილებლად აღწერს განსახილველ პროცესს. ავტორები შემდგომშიც აპირებენ წინამდებარე მოდელის სრულყოფას რიგი ფიზიკური მხარეების გათვალისწინებით (მიკროფიზიკა, ქვეფენილის ტემპერატურის თეორიული განსაზღვრა და ა. შ.)

ლიტერატურა - REFERENCES - ЛИТЕРАТУРА

1. Амиров А. Д., 1971: Метод расчета полей влажности и температуры в задаче о кучевом облаке. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. т.7, #7, стр.723-730.
2. Воронцов П. А., 1960: Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Ленинград, 451 стр.
3. Гутман Л. Н., 1969: Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Гидрометеиздат, Ленинград, 295 стр.
4. Матвеев Л. Т., 1976: Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Гидрометеиздат, Ленинград, 640 стр.

უკ 551.5

ფენა ღრუბლის მოდელირება თერმული "კუნძულის" მუდმივი გათბობისას. /გ.გელაძე, გ. რობიტაშვილი, ჯ.მდინარაძე, ნ.სხირტლაძე/. ჰმი-ს შრომათა კრებული. -2009.-ტ.114 -გვ.26-32. ქართ., რეზ. ქართ., ინგლ., რუს. ორგანოზომილებიანი არასტაციონალური მეზომასშტაბური სასაზღვრო ფენის ფონზე რიცხვითი მეთოდების საშუალებით მოდელირებულია ფენა ღრუბელი სითბური "კუნძული" მუდმივი გათბობისას. მიღებულია

თერმოჰიდროდინამიკური და ნოტიო ველების სივრცულ-დროითი განაწილება. რიცხვითი გათვლების შედეგები თვისებრივად დამაკმაყოფილებლად აღწერენ განსახილველ პროცესს.

UDC 551.51

The simulation of an stratus cloud over a thermal “island” at its constant heating. /Geladze G., Robitashvili G., Mdinradze J., Skhirtladze N./ Transactions of the Institute of Hydrometeorology. 2009. –V.114.-p.26 32.- Georg.; Samm. Georg., Eng., Russ.

The stratus cloud on background of twodimensional nonstationary mesoscale boundary layer of atmosphere at constant heating of thermal “island” was simulated numerically. An space-time distribution of thermohydrodynamical and humidity fields was obtained. The results of the numerical accountss quantitatively satisfactorily describe consider process.

УДК 551.51

Моделирование слоистого облака над тепловым “островом“ при ее постоянном нагреве. /Геладзе Г. Ш., Робиташвили Г. А., Мдинарадзе Дж. А., Схиртладзе Н. М. / Сб. Трудов Института гидрометеорологии Грузии. –2009. –т.114.-с.26-32.- Груз.; рез. Груз.; Англ.; Русск.

На фоне двухмерного нестационарного мезомасштабного пограничного слоя атмосферы численно смоделировано слоистое облако при постоянном нагреве теплового “острова“. Получено пространственно-временное распределение термогидродинамических и влажностных полей. Результаты численных расчетов качественно удовлетворительно описывают рассматриваемый процесс.