მარიკა ტატიშვილის

სადისერტაციო ნაშრომი თემაზე

კონვექციური ღრუბლების ნალექწარმოქმნის ეფექტურობა

წარდგენილი ფიზ.-მათ. მეცნიერებათა კანდიდატის სამეცნიერო ხარისხზე

04.00.23.-გეოფიზიკა. ატმოსფეროს და ჰიდროსფეროს ფიზიკა

თბილისი
2006

შ ე ს ა ვ ა ლ ი

თემის აქტუალობა და პრობლემის მდგომარეობა

კონვექციური ღრუბლის ტენშემცველობა საკმაოდ დიდია და შეადგენს 10^4-10^6ტ-ს. ამასთან ტენის დანაკარგები, გამოწვეული ნალექებით და ღრუბლის ელემენტების აორთქლებით განუწყვეტლივ ივსება, სანამ ღრუბელი დაშლას არ დაიწყებს. ამ შევსების ძირითადი მიზეზი წყლის ორთქლის აღმავალი ნაკადებია ღრუბლში.

ჰაერის და წყლის ორთქლის ნაკადების სიდიდეების შეფასება ადასტურებს იმას, რომ კონვექციური ღრუბელი მისი არსებობის განმავლობაში ქვევიდან იწოვს დიდი რაოდენობით ჰაერს და წყლის ორთქლს. ამიტომ საინტერესოა წყლის ორთქლის იმ რაოდენობის შეფასება, რომელსაც ღრუბელი ნალექებად გადააქცევს. ე.ი. ღრუბლის მარგი ქმედების კოეფიციენტის განსაზღვრა.

ნიუტონმა გამოიკვლია ორთქლის და წვეთების ტენის ბალანსი. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ ყოველი წმ-ის განმავლობაში კონვექციურ ღრუბელში აღწევდა 700კტ ჰაერი და 8.8კტ წყლის ორთქლი მხოლოდ მისი წინა ნაწილიდან. ნიუტონის შეფასებით წყლის ორთქლის საერთო რაოდენობის მხოლოდ ნახევარი იხარჯება ნალექის წარმოქმნაზე. ეს შეფასება ეთანხმება სხვა მკვლევარების შეფასებებს. მაგ. ფენკჰაუზერმა დაიანგარიშა მარგი ქმედების კოეფიციენტი იზოლირებული ღრუბლისთვის და დაადგინა, რომ იგი$\approx$60%. ხოლო აუერის და მარვიცის მონაცემებით უმეტეს შემთხვევაში $\approx$50-60%. მათ მიერ მიღებული 120% კი იმ ფაქტს ასახავს, რომ წყლის ორთქლის ფუძიდან შესვლასთან ერთად დიდი მნიშვნელობა აქვს ჰორიზონტალურ შერევასაც.

რუპრეხტის მონაცემებით ღრუბლის გვერდებიდან შედის 3-ჯერ მეტი ჰაერი, ვიდრე ღრუბლის ფუძიდან. შესული წყლის ორთქლის 60% კონდენსირდება, ხოლო 15% ნალექის სახით გამოიყოფა.

ფრანკჰაუზერმა აღნიშნა, რომ კოეფიციენტის მნიშვნელობა ადრე მოყვანილ შრომებში, შეიძლება ზედმეტად იყოს გაზრდილი წყლის ორთქლის გადამეტებული შეფასების გამო

სხვადასხვა მოდელების გამოყენებით (FC,GCE,Anthese) მიღებული კოეფიციენტების მნიშვნელობების შედარებით ის მერყეობს 33-დან 127%-მდე, ხოლო Anthese-თი მიღებულია 40-დან 60%-მდე. კოეფიციენტის დასაზუსტებლად საჭიროა მიკროფიზიკის დეტალურად შესწავლა და ზედაპირის გათვალისწინება. თუმცა შედეგების გათვალისწინება მაინც მნიშვნელოვანია შემდგომი კვლევისათვის.

როგორც განხილული შრომებიდან ჩანს, მარგი ქმედების კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია იმ მეთოდზე, რომლითაც ხდება მისი შეფასება, ხოლო მეთოდები დამოკიდებულია მრავალ ფაქტორებზე, როგორებიცაა მოდელებში გამოყენებული გამარტივებები, პარამეტრიზებული სქემები და ამ სქემებში ჩართული მიკროფიზიკური პროცესები, სხვადასხვა დაშვებები და ა.შ. აქედან მიიღება მისი მნიშვნელობების დიდი მერყეობა.

ღრუბლის მარგი ქმედების კოეფიციენტის განსაზღვრისთვის მასში შესული წყლის ორთქლის და ჰაერის საერთო რაოდენობის დასადგენად ხშირად იყენებენ აღმავალი ნაკადების სიჩქარეს, ასევე ღრუბელში კონდენსირებული წყლის ორთქლის რაოდენობას და სხვა პარამეტრებს.

ღრუბელთა ფიზიკის ერთ-ერთი ყველაზე რთული და მნიშვნელოვანი პრობლემა არის საღრუბლო ნაწილაკების სპექტრის ფორმირება ნალექების გამოყოფით, ანუ საღრუბლო ნაწილაკების განაწილების ფუნქციის ცვლილება სივრცესა და დროში. ეს საკითხი დაკავშირებულია კოაგულაციის კინეტიკის განტოლების ამოხსნასთან და მის კავშირზე სხვადასხვა პროცესებთან, რომლებიც ურთიერთგადაჯაჭვულია, რაც შესაბამისი კინეტიკის განტოლებების არაწრფივობაში გამოიხატება. გარდა ამისა საღრუბლო ნაწილაკების სპექტრის გამოკვლევა მნიშვნელოვანია ასევე ნალექწარმოქმნის თეორიის და აქტიური ზემოქმედებისთვისაც. ამ პრობლემასთან დაკავშირებული სიძნელეები ჩნდება იმის გამოც, რომ არასაკმარისად არის შესწავლილი არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნის როგორც ანალიზური ასევე რიცხვითი მეთოდები. კინეტიკური განტოლების ანალიზური ამოხსნები მიიღება მხოლოდ მცირე რაოდენობის განტოლებებისთვის, თუმცა მათი საშუალებითაც შეიძლება საკმარისი

რაოდენობის მოვლენების ახსნა. ამასთან ანალიზური ამოხსნები შეიძლება გახდეს ამოსავალი წერტილი ამ პრობლემის უფრო დეტალური შესწავლისა.

კონვექციური ღრუბლის სტრუქტურის და განვითარების შესახებ ინფორმაციის მიღება შეიძლება საღრუბლო ნაწილაკების სპექტრის განაწილების და მისი ინტეგრალური მახასიათებლების (კონცენტრაცია, წყლიანობა, ყინულიანობა) გამოკვლევით, ამასთან არ არსებობს ერთიანი შეხედულება ღრუბლის სრულ სტრუქტურაზე. კონვექციური ღრუბლების განვითარების თეორიის, მისი ურთიერთქმედების გარემოსთან და ნალექწარმოქმნის თეორიის განვითარებისთვის საჭირო ხდება ნალექწარმოქმნის მათემატიკური მოდელების შექმნა კოაგულაციის კინეტიკის ანალიზური და რიცხვითი მეთოდების სრულყოფასთან ერთად. ამასთან ანალიზური ამოხსნები გამოდგება როგორც დამოუკიდებლად ნალექწარმოქმნის მოდელისთვის, ასევე რიცხვითი მეთოდების განვითარებისთვისაც.

კონვექციური ღრუბლების წარმოქმნა, განვითარება და ნალექების ფორმირება მეტეოროლოგიის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი პრობლემაა, რომელსაც როგორც სამეცნიერო, ასევე პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. ამ პრობლემის შესწავლას მრავალი თეორიული და ექსპერიმენტალური გამოკვლევა მიეძღვნა. ამ გამოკვლევის შედეგები შეიძლება გამოყენებული იყოს ამინდის პროგნოზირების ახალი მეთოდების შექმნისა და სრულყოფისათვის. მაგალითად, რადიოლოკაციური მონაცემების გამოყენება ღრუბლიანობის და ნალექების მოკლევადიანი პროგნოზირებისთვის, საშუალებას იძლევა ატმოსფეროს კონვექციის ისეთი საშიში და კატასტროფული ჰიდრომეტეოროლოგიური მოვლენების თავიდან აცილებისა, როგორებიცაა, ძლიერი და თავსხმა წვიმა, სეტყვა, ქარიშხალი, მეწყერი და სხვ.

ღრუბლის და ნალექწარმოქმნის მექანიზმების, ასევე თხევადი და მყარი ნალექების ფორმირების ეფექტურობის შესწავლა, აუცილებელია ნალექწარმომქმნელი პროცესების ხელოვნური რეგულირების მეთოდების განვითარებისთვის, მძლავრი კონვექციის ღრუბლებში სეტყვის პროცესების შესუსტება-შეჩერებაში, ელექტრულ პროცესებზე

ზემოქმედებაზე ღრუბლებში, ნისლის შექმნის ან გაფანტვისთვის ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში და სხვ.

მიუხედავად მრავალრიცხოვანი თეორიული და ექსპერიმენტული გამოკვლევებისა, ბუნებრივი და ხელოვნური ნალექწარმომქმენი პროცესების პრობლემა, ჯერ კიდევ სრულად არ არის გადწყვეტილი. ამ პრობლემის სირთულე მდგომარეობს იმაში, რომ როგორც ღრუბლების, ასევე ნალექების წარმომქმნელი პროცესები სხვადასხვა ხასიათის და სივრცულ-დროითი მასშტაბებისაა- მიკროფიზიკური პროცესებიდან (წყლის ფაზური გადასვლები, კონდენსაცია, კრისტალიზაცია, კოაგულაცია) დაწყებული მსხვილმასშტაბიანი პროცესებით დამთავრებული (ღრუბლის დინამიკა და თერმოდინამიკა).

მრავალრიცხოვანი დაკვირვებები და გამოკვლევები აჩვენებენ, რომ ნალექები გროვა ღრუბლებში წარმოიქმნება ძირითადად ღრუბლის ელემენტების კოაგულაციური ზრდით და ასევე წყლის ორთქლის გადაქაჩვით წვეთებიდან ყინულის კრისტალებზე. ღრუბლის წვეთების კოაგულაციურ ზრდას მიეძღვნა მთელი რიგი როგორც თეორიული, ასევე ექსპერიმენტული შრომები. პირველში განიხილება კოაგულაციის არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლება, რომელიც ამოიხსნება ანალიზურად, დაჯახების ალბათობის გარკვეული გამარტივებებისთვის ან რიცხვითი მეთოდებით, მაგ. მელზაკი ზ. (1953), გოლოვინია.მ. (1963), ტუნიცკი ნ.ნ. (1938), ვასილევა კ.ი., სედუნოვი ი.ს. (1972), ვოლოშუკი ვ.მ. (1975) ან მომენტების მეთოდით ენუქაშვილი ი.მ. (1964), მაზინი (1971), ნადიბაიძე (1978), ბეგალიშვილი (1997), შმიტი კ., მიტჩელი დ. (2002), დოროთეა ს. მაქფარქერი კ. (2002) და სხვ. ამ გამოკვლევებმა უჩვენა, რომ კოაგულაციურ მექანიზმს შეუძლია ნალექწარმოქმნა იმ დროში, რომელიც ღრუბლის სიცოცხლის სადარია, მაშინ თუ არსებობს მსხვილი წვეთების გარკვეული რაოდენობა. თუ ღრუბელში დამატებით შევა მსხვილი წვეთები ან მოხდება კონდენსციური პროცესების ინტენსიფიკაცია ჰიგროსკოპული ბირთვებით, რომლებზეც სწრაფად იზრდებიან მსხვილი წვეთები, შეიძლება კოაგულაციური პროცესის დაჩქარება. ლენგმიური ი. (1948) ბუიკოვი მ.ვ. (1963), მაზინი ი.პ. (1971), შმეტერი ს.მ. (1972), ციცვაშვილი შ.ი. (1972), ლომინაძე ვ.პ., ბართიშვილი

ი.ტ., ბერიტაშვილი ბ.შ. (1974), ენუქაშვილი ი.მ. და სხვ. (1975), ბეკრიაევი ვ.ი. (1991), გავრილინი პ.ა. და სხ. (1996) გროსმანი ე.მ. და სხვ. (1990), ამირანაშვილი ა. და სხვ. (1998).

ნალექწარმოქმნის თეორიის განვითარებისთვის დიდი მნიშვნელობა მიიღო მათემატიკური მოდელების შექმნამ, კონვექციური ღრუბლებისთვის, რომლებიც აღწერდნენ ღრუბლის ბუნებრივ და ხელოვნურ ევოლუციას, ზემოქმედების სქემებს და სხვადასხვა რეაგენტის გავლენას. ძირითადად განვითარდა ორი ტიპის მოდელების შექმნის ტენდენცია: რთული და მარტივი. მარტივ-ერთგანზომილებიან მოდელებში თერმოჰიდროდინამიკის, მიკროფიზიკის და მათი ურთიერთქმედების აღმწერი განტოლებების სრული სახით ჩართვა მათში ვერ ხერხდებოდა. ამიტომ ხშირად გამოიყენება მიკროფიზიკური პროცესებისთვის პარამეტრიზებული სქემები, ხოლო ძირითადი ყურადღება გადატანილია ღრუბლის თერმოჰიდროდინამიკაზე.

მოდელების განვითარებაში დიდი წვლილი შეიტანეს შემდეგმა მკვლევარებმა: კესლერი ე. (1969), ორვილი ჰ.(1973), ბერი ე. (1969), კოენიგი დ. (1968), სიმპსონი ი. (1968), ფანკჰაუზრი ს. (1968), ოგურა ჯ., ტაკაჰაში ტ. (1971), ჰილი ტ., ჩარლრონი ტ. (1985), რობიტაშვილი გ. და სხვ. (1978), კოგტევა ე.პ., ხაინ ა.ტ. (1989), კლინგე ვ.ვ., სერგეევი ვ.ვ. (1986), სტოიანოვი ს. (1991), ლესტერ ა. და სხვ. (1996), ბრად კ., სიმპსონი ჯ. (1995), გრაბოვსკი ვ. (2002), ბიორნი რ. და სხვ. (2002), მაქფარქუჰარი გ. (2002), გეორგ ა., სტიუარტ გ. კოროლიოვი ა. (2002), ჟან-ფრანსუა გაიე და სხვ. (2002).

მიუხედავად ამისა ნალექის წარმოქმნის ეფექტურობის შესწავლასთან დაკავშირებული მრავალი საკითხი ჯერ კიდევ გადაუჭრელია. მათ ეკუთვის კერძოდ, წვეთების და კრისტალების მსხვილი ნაწილაკების ფორმირება, მათი შემდგომი ზრდა ღრუბლის სხვადასხვა პარამეტრების და მასში მიმდინარე პროცესების გავლენით.

კვლევის მიზანი და ამოცანები.

სადისერტაციო ნაშრომის ძირითადი მიზანია მთიან პირობებში კონვექციურ ღრუბლებში თხევადი და მყარი ნალექების ფორმირების ეფექტურობის შესწავლა

აღმოსავლეთ საქართველოს ზოგიერთი რაიონის მაგალითზე. კვლევის მიზანს, აგრთვე, შეადგენს ჰიგროსკოპიული და მაკრისტალიზებელი რეაგენტების ღრუბელში შეტანის მოდელირებით ნალექწარმომქმნელი პროცესების სტიმულირება, თბილი ნისლების შექმნის ან გაფანტვის შესაძლებლობების გამოკვლევა.

აღნიშნული კვლევის მიზნის განხორციელებამ მოითხოვა შემდეგი ამოცანების გადაწყვეტა:

- ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის (წვეთები, ყინულის კრისტალები), კოაგულაციის კინეტიკის არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლებების ანალიზური ამოხსნა ნაწილაკთა წყაროების გათვალისწინებით.
- კონვექციური ღრუბლის ერთგანზომილებიანი თერმოჰიდრო-დინამიკური მოდელის დამუშავება, ატმოსფეროს აეროლოგიური ზონდირების მონაცემების გამოყენებით.
- კონვექციური ღრუბლის ერთნახევარგანზომილებიანი მოდელის შექმნა, თერმოჰიდროდინამიკური განტოლებების საფუძველზე, მიკროფიზიკური პროცესების (კონდენსაცია, აორთქლება, კოაგულაცია, კრისტალიზაცია, სუბლიმაცია, დნობა) პარამეტრიზაციით.
- კონვექციური ღრუბლის შემოთავაზებული ანალიზური და რიცხვითი მოდელების საფუძველზე ბუნებრივი და ხელოვნური ნალექწარმოწმნის თავისებურებათა შესწავლა.

<u>საინფორმაციო ბაზა და კვლევის მეთოდები.</u>

სამუშაოს კვლევის პროცესში გამოყენებული იყო გასული საუკუნის 80-იან წლებში აღმოსავლეთ საქართველოს სხადასხვა რაიონში შესრულებული ატმოსფეროს და ღრუბლების აეროლოგიური და რადიოლოკაციური ზონდირების მონაცემები, ჰიგროსკოპიული და მაკრისტალიზებელი რეაგენტით კონვექციურ ღრუბლებზე ზემოქმედების ექსპერიმენტალური მასალები, თეორიული და ექსპერიმენტალური გამოკვლევები მძლავრი კონვექციის სხვადასხვა ტიპის ღრუბლებზე, ჩატარებულს

საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის თანამშრომლების, და აგრეთვე ამერიკელი და რუსი მკვლევარების მიერ.

ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებების ანალიზური ამოხსნების მისაღებად გამოყენებულია განაწილების ფუნქციის მომენტების მეთოდი და ლაპლასის ინტეგრალური გარდაქმნები.

კონვექციური ღრუბლის თერმოდინამიკური გამარტივებული მოდელის აგებისთვის გამოყენებულია აეროლოგიური ზონდირების მასალები.

კონვექციური ღრუბლის ღერძულად სიმეტრიული მოდელის შესაქმნელად გამოყენებულია ოგურა-ტაკახაშის თერმოჰიდროდინამიკის მოდელის განტოლებები, ხოლო ნალექების წარმოქმნისა და განვითარების პროცესების აღწერისთვის-ტემპერატურაზე დამოკიდებული პარამეტრიზებული სქემები.

კვლევის მეცნიერული სიახლე და დაცვაზე გასატანი დებულებები.

სადისერტაციო ნაშრომში მიღებულია ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის კოაგულაციის კინეტიკის ინტეგრო-დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის ახალი ანალიზური ამოხსნები საღრუბლო ნაწილაკთა წყაროების გათვალისწინებით. ამ ამოხსნების საფუძველზე გამოკვლეულია მსხვილი წვეთების და ყინულის კრისტალების სპექტრების ევოლუციის პროცესი თხევადი და მყარი ნალექის წარმოქმნამდე ამოცანის საწყის პირობებზე (საწყისი კონცენტრაციები, წყლიანობა-ყინულოვნება, კოაგულაციის ალბათობა, სპექტრების სახე) და წყაროთა პარამეტრებზე დამოკიდებულებით.

აღმოჩენილია ყინულის კრისტალების საწყისი კონცენტრაციების კრიტიკული მნიშვნელობა. მასზე ნაკლები კონცენტრაციების მნიშვნელობებისთვის აღინიშნება საშიში ზომის სეტყვის მარცვლების წარმოქმნა და თხევადი ნალექის შემცირება. კრიტიკულზე მეტი მნიშვნელობის კონცენტრაციებისთვის აღინიშნება სეტყვის შემცირება და თხევადი ნალექის გაზრდა.

დამუშავებულია ღრუბლის გამარტივებული თერმოჰიდროდინამიკური მოდელი, რომელიც გამოყენებულია აღმოსავლეთ საქართველოს ზოგიერთ რაიონში ღრუბლის ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოსათვლელად. მოცემულია რეკომენდაციები კონვექციურ ღრუბლებში ნალექთა ხელოვნური რეგულირებისათვის.

კონვექციური ღრუბლის ერთნახევარგანზომილებიანი თერმოჰიდროდინამიკური ღერძულად სიმეტრიული მოდელისთვის შემოთავაზებულია წვეთების კრისტალიზაციის და კრისტალების დნობის მიკროფიზიკური პროცესების სიჩქარეების ტემპერატურაზე დამოკიდებული პარამეტრული სქემები.

გამოკვლეულია მაკრისტალიზებელი რეაგენტის გამოყენების შესაძლებლობა სეტყვასაწინააღმდეგო სამუშაოებში.

გამოკვლეულია ხელოვნური და ბუნებრივი ნისლის წარმოქმნის და გაფანტვის საკითხი კონდენსაციის ბირთვების შეტანით ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში.

<u>დაცვის საგანს წარმოადგენს:</u>

- ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის კოაგულაციის კინეტიკის ინტეგრო-დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის, სივრცულად ერთგვაროვანი ამოცანის შემთხვევაში, კოაგულაციის ალბათობის მუდმივობისას, ანალიზური ამოხსნები, ნაწილაკთა წყაროების გათვალისწინებით.
- ანალიზური ამოხსნების საფუძველზე თხევადი და მყარი ნალექწარმოქმნის სიჩქარეების შეფასების შედეგები, ნაწილაკთა საწყის სპექტრებზე და წყაროების პარამეტრებზე დამოკიდებულებით.
- ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის პროცესების შეფასება კონვექციური ღრუბლის წარმოდგენილი რიცხვითი თერმოჰიდროდინამიკური მოდელების საფუძველზე.
- რეკომენდაციები კონვექციურ ღრუბლებში ნალექწარმოქმნის პროცესების სტიმულირებისათვის მაკრისტალებელი რეაგენტების გამოყენებით, ნისლების შექმნა ან გაფანტვა ჰიგროსკოპიული რეაგენტით ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში.

ნაშრომის პრაქტიკული მნიშვნელობა.

კვლევის შედეგები შეიძლება გამოყენებულ იყოს როგორც შემდგომი სამეცნიერო-კვლევითი სამუშაოებისთვის, ასევე შემდეგი გამოყენებითი ამოცანების გადაწყვეტისათვის:

კვლევის შედეგები შეიძლება გამოყენებულ იყოს როგორც შემდგომი სამეცნიერო-კვლევითი სამუშაოებისთვის, ასევე შემდეგი გამოყენებითი ამოცანების გადაწყვეტისათვის:

ანალიზური ამოხსნების საფუძველზე მიღებული დასკვნები ყინულის კრისტალების კონცენტრაციების კრიტიკული მნიშვნელობების არსებობაზე, ამოცანის საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით, ღრუბლის პარამეტრების გავლენით, შეიძლება გამოყენებული იქნას ნალექთა რეგულირების სამუშაოებში.

წარმოდგენილი რიცხვითი მოდელების ოპერატიულობის გამო, შესაძლებელია მათ საფუძველზე განვითარდეს ნალექების გამოყოფის ზემოკლევადიანი საპროგნოზო სქემები ან ნალექთა რეგულირების სამუშაოებში ზემოქმედების ეფექტის შეფასება

ჰიგროსკოპიულ ბირთვებზე კონდენსაციური ზრდის შედეგების საფუძველზე ხელოვნური ან ბუნებრივი ნისლის წარმოქმნა ან გაფანტვა ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში.

ნაშრომის აპრობაცია.

კვლევის შედეგები მოხსენებული იყო საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის სამეცნიერო სესიებზე და კონფერენციებზე (1997-2005). მმო-ს მეტეოროლოგიური სასწავლო ცენტრის სემინარზე (ისრაელი, 1997). სამეცნიერო კონფერენციაზე მიძღვნილს თბილისის მაგნიტურ-მეტეოროლოგიური ობსერვატორიის დაარსების 150 წლისთავისადმი, 1997.

პუბლიკაციები:

სადისერტაციო ნაშრომში შესული კვლევის შდეგები გამოქვეყნდა 7 სამეცნიეო სტატიაში.

<u>ნაშრომის სტრუქტურა და მოცულობა.</u>

ნაშრომი შესდგება შესავლის, ოთხი თავის და დასკვნისგან (ძირითადი შედეგები). შეიცავს 150 ნაბეჭდ გვერდს, 30 ნახაზს და 8 ცხრილს. გამოყენებული ლიტერატურის სია შედგება 100 დასახელების სამეცნიერო ნაშრომისგან ქართულ, რუსულ და ინგლისურ ენებზე.

თავი 1.

1.1 კოაგულაციის კინეტიკის განტოლების ანალიზური ამოცანების ლიტერატურის მიმოხილვა

პირველად კინეტიკის არაწრფივ განტოლებათა სისტემა ჩამოაყალიბა სმოლუხოვსკიმ. ამონახსნი მიიღებოდა კერძო შემთხვევისთვის როცა დაჯახების ალბათობა არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის ზომაზე [18].

სხვადასხვა მათემატიკური მეთოდების გამოყენებით შესაძლებელი გახდა კოაგულაციის კინეტიკის არაწრფივ განტოლებათა სისტემის ამონახსნების პოვნა ცალკეული კერძო შემთხვევებისათვის. მაგ. ფურიეს ინტეგრალური გარდაქმნებით მიღებულია ამონახსნი როცა კოაგულაციის ალბათობა არ არის დამოკიდებული ნაწილაკის ზომაზე [48].

[86]-ში მიღებულია განტოლებათა კერძო ამონახსნი, როცა კოაგულაციის ალბათობა მუდმივია და განსაზღვრული საწყისი ფუნქციებისთვის შემოღებულია გასაშუალებული დაჯახების ალბათობა, რაც საშუალებას იძლევა მისი დამოკიდებულება ზომებზე მიახლოებით გამოისახოს.

ლაპლასის გარდაქმნების გამოყენება საშუალებას იძლევა დიდი რაოდენობით ამონახსნების მოძებნისა სხვადასხვა პირობებისათვის. მაგ. [80]-ში ნაჩვენებია, რომ

შესაძლებელია მოიძებნოს ამონახსნები, როცა კოაგულაციის ალბათობა პროპორციულია ზომების ჯამის ან ნამრავლისა.

კინეტიკის თეორიის განვითარებისთვის დიდი მნიშვნელობა ჰქონდა გოლოვინის შრომებს [19-22]. გოლოვინმა პირველმა გამოიკვლია კინეტიკის განტოლებები ღრუბლის სივრცული არაერთგვაროვნების შემთხვევაში და ღრუბლის ნაწილაკების კონდენსაციური ზრდისთვის და მიიღო განტოლებების ზოგიერთი ტიპისთვის ამონახსნები, როცა დაჯახების ალბათობა პროპორციულია მოცულობების ჯამისა.

ზუსტი ანალიზური ამოხსნები მიღებულია მხოლოდ სივრცული ერთგვაროვნების შემთხვევაში, როცა კოაგულაციის ალბათობის დამოკიდებულება ზომებზე შემდეგნაირია:

$\sigma(V,U)=\text{const}$, $\sigma(V,U)=b(V+U)$, $\sigma(V,U)=c(V-U)$ სადაც b,c მუდმივი სიდიდეებია.

[87] მოყვანილია ზუსტი ანალზური ამონახსნები განსაზღვრული საწყისი პირობებისათვის. მოცემულია აგრეთვე განტოლების ასიმპტოტური ამოხსნები უფრო ზოგადი საწყისი პირობებისათვის.

ასიმპტოტური ამოხსნები მრავალ შრომაშია გამოკვლეული. პირველად ის გამოიკვლია ტოდესმა [45]. [48]-ში მოყვანილია ასიმპტოტური ამოხსნა, როცა დაჯახების ალბათობა მუდმივია და განაწილების ფუნქცია გაშლილია ხარისხოვან მწკრივად. ეს ამოხსნები სამართლიანია მხოლოდ კოაგულაციის საწყის სტადიაზე.

[34]-ში მოყვანილია ანალიზური ამოხსნები, სადაც კოაგულაციის ალბათობა პროპორციულია $(V-U)^2$-სა ისინი მოღებულია ლაპლასის გარდაქმნების გამოყენებით.

ასევე [35]-ში განხილულია კოაგულაციის განტოლების ასიმპტოტური ამოხსნა როცა კოაგულაციის ალბათობა პროპორციულია $(V-U)^2$-სა.

რაც შეეხება ნებისმიერი სახის კოაგულაციის ალბათობის შემთხვევაში კინეტიკის განტოლების ამოხსნას, ისინი განხილულია ი.ენუქაშვილის შრომებში [25-28], მომენტების თეორიის გამოყენებით. ამოცანა დაიყვანება განაწილების ფუნქციის მომენტების დიფერენციალურ განტოლებათა უსასრულო სისტემის ამოხსნაზე, რომლის აპროქსიმაციაც შესაძლებელია გაშლის პირველი წევრებით.

მომენტების მეთოდით ამოხსნა იგება დაახლოებით პირველი რამოდენიმე მომენტისაგან. იგი გამოყენებულია აეროზოლური ნაწილაკების გადატანის, კონდენსაციური ზრდის და ასევე ორკომპონენტიანი სისტემის კინეტიკის კოაგულაციის აღწერისთვის [19,20,38,39].

[62] შრომებში დეტალურად არის განხილული კინეტიკის განტოლების ანალიზური ამოხსნები სკოტის მიერ მიღებულ შედეგებთან ერთად [63]. ლაპლასის ინტეგრალური გარდაქმნების გამოყენებით მიღებული აქვთ ანალიზური ამოხსნები კოაგულაციის განტოლებისთვის სივრცული ერთგვაროვნების შემთხვევაში სხვადასხვა ბირთვებისთვის, გამოყენებულებს სკოტის შრომაში.

კინეტიკის განტოლებაში შემავალი დაჯახების ალბათობის სახე დამოკიდბულია იმ პროცესებზე, რომლებიც იწვევენ ნაწილაკთა დაჯახებას. გრავიტაციული კოაგულაციის შემთხვევაში მასში შედის ჩაჭერის კოეფიციენტი. მისი გამოთვლა ზოგადად დაიყვანება ორი მოძრავი ნაწილაკის დაჯახების განტოლებებზე. მისი მნიშვნელობები დამოკიდებულია ნაწილაკთა ზომებზე.

ნაშრომთა უმრავლესობა ნაწილკთა ზრდაზე იყენებს გამოთვლის რიცხვით მეთოდებს.

ამ დამოკიდებულების უფრო სრული ანალიზი ჩაატარა ბერიმ [53]. მან გამოიყენა 12 სახის ჩაჭერის კოეფიციენტი და მივიდა დასკვნამდე, რომ ამონახსნი ხდება მსგავსი გოლოვინის ასიმპტოტური ამონახსნებისა წყლიანობის განაწილებაში მეორე მაქსიმუმის მიღწევის შემდეგ.

შეიძლება დასკვნა გაკეთდეს, რომ კინეტის განტოლებების ამოხსნის ანალიზური მეთოდები არ იძლევა საშუალებას ალბათობის ნებისმიერი სახისთვის მოიძებნოს ამონახსნები და აღიწეროს პროცესის სივრცულ-დროითი სრული განვითარება.

გამოთვლითი ტექნიკის განვითარება საშუალებას იძლევა დიდი რაოდენობით რიცხვითი მეთოდების გამოყენებისა ამ განტოლებების ამოხსნისათვის.

როგორც ცნობილია ნალექების წარმოქმნაში დიდი მნიშვნელობა აქვს გრავიტაციულ კოაგულაციას: როდესაც ღრუბლის მსხვილი ნაწილაკები სიმძიმის ძალის მოქმედებით

ეცემიან ქვევით, ეჯახებიან და ერთდებიან წვრილ წვეთებთან. ამიტომ რიცხვითი მეთოდების დამუშავებამ დიდი მნიშვნრლობა მიიღო.

ტუმეის [97] მოჰყავს განტოლებათა ამოხსნის შედეგები ჩაწერილს (z,t) ცვლადებში, წვეთებისთვის, რომელთა ზომა მეტია 50მკმ-ზე. მან გამოიყენა უწყვეტი ზრდის მოდელი, რომლითაც მსხვილი წვეთები იზრდება წვრილი წვეთების ხარჯზე, ხოლო მსხვილი წვეთების დაჯახება უმნიშვნელოა. თუმცა მან შესძლო მოდელის სისწორის დამტკიცება. ტულის შრომაში მოყვანილია რიცხვითი გამოთვლების შედეგები სივრცული ერთგვაროვნების შემთხვევაში წვეთებისათვის 50 მკმ-მდე რადიუსით. 50 მკმ-ზე დიდი რადიუსიანი წვეთებისთვის გამოყენებულია უწყვეტი ზრდის მოდელი, რომლითაც მსხვილი წვეთების ზრდა წარმოებს წვრილი წვეთების ხარჯზე. ნაშრომში არ არის მოყვანილი ამ მოდელის სამართლიანობის საფუძლები. რიცხვითი ინტეგრირებისას დაჯახების ინტეგრალი გამოითვლებოდა რეგულარული მეთოდით, განაწილების ფუნქციის კვადრატული აპროქსიმაციის გამოყენებით მოცულობების სივრცეში. Gგამოთვლებმა აჩვენა, რომ მსხვილი წვეთები წარმოიქმნება ≈30 წთ-ის განმავლობაში, როცა წვეთების საწყისი კონცენტრაცია 50გრ$^{-3}$ და წყლიანობა_1გრ$^{-3}$.

ვორშოუს [98] მოჰყავს რიცხვითი გამოთვლები სივრცული არაერთგვაროვნების შემთხვევაში. განხილულია 1კმ სისქის ფენა, გათვალისწინებულია განაწილების ფუნქციის ცვლილება წვეთების სედიმენტაციით. ამოხსნები მიღებულია 1-50მკმ-მდე რადიუსებისთვის. სივრცითი ბიჯი შეადგენდა 10მ. სივრცით-დროითი წარმოებულები აპროქსიმირდება პირველი რიგის სხვაობებით. აღსანიშნავია, რომ 350წმ-ის შემდეგ ღრუბლის ფენის ქვევით ხდება 50 მკმ-ნი წვეთების დაგროვება.

ბერის [52] შრომაში განხილულია სივრცულ-ერთგვაროვანი ღრუბლებისათვის წვეთების კოაგულაციური ზრდა განტოლების რიცხვითი ამოხსნით. აღწერილია დამოუკიდებული ცვლადების ამორჩევის პროცედურა, რომლებიც აღწერენ წვეთების ზომებს. ამოცანის რიცხვითი ამოხსნისათვის გამოყენებულია წვეთების მასის ლოგარითმი, უგანზომილებო სახით. წვეთის ზომებისათვის ლოგარითმული შკალის გამოყენებამ საშუალება მისცა გამოთვლების ჩატარებისა დიაპაზონში 4-400მკმ რადიუსით. დაჯახების

ინტეგრალების გამოთვლისას გამოყენებული იყო კვადრატული ინტერპოლაცია. ავტორი აღნიშნავს, რომ ამონახსნი ხდება გოლოვინის ამონახსნის მსგავსი კოაგულაციის პროცესის დაწყებიდან 5წთ-ის შემდეგ. სპექტრის 25-50 მკმ-იანი უბანი საკმაოდ ღარიბია წვეთებით. მეორე მაქსიმუმი წარმოიქმნება r>100მკმ, როცა t>1800წმ რაც ფიზიკურად გაუგებარია. აღსანიშნავია ასევე, რომ საწყისი განაწილების დისპერსიას არ აქვს გადამწყვეტი მნიშვნელობა სპექტრის გაფართოებაში. გაკეთებულია შედარება უწყვეტი ზრდის მოდელთან და მათ სტოქასტურ ზრდასთან. სტოქასტური ზრდა იწინასწარმეტყველებს სპექტრის მსხვილწვეთოვან უბანში მის სწრაფ გადატანას.

უორშოუს შრომაში [98] მოყვანილია ამონახსნის დამოკიდებულების ანალიზი ჩაჭერის კოეფიციენტზე რიცხვითი მეთოდით. მოყვანილია გრავიტაციული კოაგულაციის დროს წვეთის ზომების სპექტრის შედარება, როცა წვეთის რადიუსი <30 მკმ-ზე და ჩაჭერის კოეფიციენტი მოყვანილია ჰოკინგის თეორიით [71] და დევის-სარტორის შრომების მიხედვით [61] ვარშავმა გაანალიზა ამონახსნის დამოკიდებულება ჩაჭერის კოეფიციენტზე, მისი სხვადასხვა მნიშვნელობების გამოყენებით. მან აღნიშნა, რომ შაფრირ-ნეიბერგერის კოეფიციენტის გამოყენებით ხდება სპექტრის უფრო სწრაფი გაფართოვნება ვიდრე დევის-სარტორის. წვეთებისთვის რადიუსით >30 მკმ-ზე გამოიყენებოდა შაფრირ-ნეიბერგერის ჩაჭერის კოეფიციენტი [89]. როგორც ცნობილია დევის –სარტორის კოეფიციენტი არ კრძალავს 19 მკმ-იან ზომებს, როგორც ეს ივარაუდა ჰოკინგმა. ამასთან დევის-სარტორის ჩაჭერის კოეფიციენტი გაცილებით ნაკლებია ჰოკინგის მნიშვნელობაზე, როცა წვეთების ზომების შეფარდება 0,5-ია. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ დევის-სარტორის თეორია არ იძლევა წვეთების ისეთ სწრაფ ზრდას, როგორც ეს ჰოკინგთანაა, როცა საწყის სპექტრში არის წვეთების მნიშვნელოვანი რაოდენობა 19 მკმ-ზე მეტი ზომებით. გარდა ამისა, თუ წვეთების საწყის განაწილებაში 19 მკმ-ზე მეტი რადიუსის წვეთები არ არსებობს, მაშინ დევის-სარტორის თეორიით ხდება მათი ნელი ზრდა, მაშინ, როცა ჰოკინგის თეორიით ზრდა არ ხდება.

კოვაცის და ოლენდის შრომაში [76] გრავიტაციულ კოაგულაციასთან ერთად განიხილება წვეთების კონდენსაციური ზრდა და მათი სედიმენტაცია. დაჯახების

ინტეგრალის გამოთვლისას გაითვალისწინებოდა, რომ კოაგულაციის შედეგად წვეთების გადასვლა მოცემული ზომების ინტერვალიდან ამავე დროს იძლევა ნაწილაკთა რაოდენობას სხვა ზომის ინტერვალში. რიცხვით სქემაში შემოდის მამრავლი, რომლითაც ხდება ნაწილაკთა რიცხვის გადანაწილება, წარმოქმნილებს კოაგულაციის შედეგად. ამასთან სრულდებოდა ნაწილაკთა რაოდენობის და წყლიანობის მუდმივობის პირობა. კინეტიკის განტოლების რიცხვითი ამოხსნა მიღებულია 15წთ-თვის 500მ სიმძლავრის ღრუბლისთვის. მოყვანილია გამოთვლის მაგალითები აღმავალი ჰაერის სიჩქარისთვის 10მ/წმ. ავტორების მიერ გამოყენებული სივრცულ რადიუსული ბიჯი ზრდის სპექტრის ზრდის სიჩქარეს და აჩენს მეორე ფაქტიურ მაქსიმუმს წერტილში, სადაც ხდება ბიჯის მცირე მნიშვნელობებიდან $\Delta r \approx 1$მკმ დიდ მნიშვნელობებზე გადასვლა.

ბლეკი შრომაში [55] m მასის მთელი დიაპაზონი დაყოფილია m_k ინტერვალით. ხდება განაწილების ფუნქციის n(m) შეცვლა $n(m_k)$ დისკრეტული მიმდევრობით და შემოდის ნაწილაკთა საშუალო სიმკვრივე ყოველ მონაკვეთზე. ხდება კინეტიკის განტოლების დაყვანა მარტივ დიფერენციალურ განტოლებებზე მუდმივი კოეფიციენტებით. ეს კოეფიციენტები დამოკიდებულია კოაგულაციის ალბათობის მნიშვნელობებზე და განისაზღვრება კვადრატურებით. სივრცით ერთგვაროვანი ამოცანის რიცხვითი გამოთვლების და ზუსტი ანალიზური ამოხსნების შედარებამ აჩვენა, რომ სპექტრის მსხვილწვეთოვანი უბნის განვითარება ჩამორჩება ზუსტი ამოხსნების შედეგებს. დროითი ბიჯი ამ გამოთვლებში შეადგენდა 5წმ.

სრივასტავის შრომაში [92] მიღებულია კოაგულაციის განტოლების ამოხსნები დამატებითი წევრით, რომელიც აღწერს მსხვილი წვეთების სპონტანურ გაყოფას. ნაპოვნია სივრცულ-ერთგვაროვანი ამოცანისთვის წვეთების კვაზისტაციონალური განაწილება, რომელიც ყალიბდება კოაგულაციის და გაყოფის პროცესებს შორის წონასწორობის დამყარებისას ნაკლები დროის განმავლობაში. კინეტიკის განტოლება ამოიხსნება სქემით:

$$n(V_1 t+\Delta t)=n(V_1 t)+A\Delta t$$

სადაც A არის განტოლების ინტეგრალური წევრი, Δt_დროითი ბიჯი. დაჯახების ინტეგრალები გამოითვლება 5 წერტილში ნიუტონ-კოტესის ფორმულით. განაწილების

ფუნქციის შუალედური მნიშვნელობა მიიღებოდა ლაგრანჟის მესამე რიგის ინტერპოლაციური ფორმულით. გამოთვლების სიზუსტე მოწმდებოდა გოლოვინის ანალიზურ ამოხსნებთან შედარებით [19]. ხდებოდა განტოლების ამოხსნების შედარება წვიმის ინტენსივობის მარშალ-პალმერის განაწილებასთან. ამ შედარებამ აჩვენა, რომ არსებობს განსხვავება, რასაც ავტორი ხსნის წვეთების გახლეჩით შეჯახებისას, კოაგულაციური ზრდით და სხვა ფაქტორებით, რომლებიც სქემებში არ გაითვალისწინებოდა.

ვასილიევის და სედუნოვის შრომაში [16] განხილულია რიცხვითი სქემის გავლენა ამოხსნებზე სივრცული ერთგვაროვნების შემთხვევაში. გამოყენებულია სამი რიცხვითი სქემა: ცხადი მეთოდი, პრედიქტორ-კორექტორის მეთოდი და არაცხადი მეთოდი. მათმა შედარებამ აჩვენა, რომ ცხადი მეთოდი უფრო ოპტიმალურია მანქანური დროის გამოყენების მიზნით. მოყვანილია რეკომენდაციები რიცხვითი ბიჯის ამორჩევისთვის. ნაჩვენებია, რომ რადიუსის ბიჯის Δr ამორჩევა დროში ხდება არამნიშვნელოვანი. ჩაჭერის კოეფიციენტის გათვალისწინებამ უჩვენა, რომ ცხადი და არაცხადი მეთოდების გამოყენებისას სქემები ნაკლებმდგრადია და საჭირო ხდება იტერაციული მეთოდის გამოყენება. შრომაში შესწავლილია ამონახსნის დამოკიდებულება ჩაჭერის კოეფიციენტზე და საწყის განაწილებაზე. სხვა შრომებისგან განსხვავებით ნაჩვენებია, რომ საწყისი სპექტრის გაფართოების სიჩქარე დამოკიდებულია, როგორც საწყის განაწილებაზე, ასევე ჩაჭერის კოეფიციენტზე.

გამოთვლითი ტექნიკის განვითარებამ მოიტანა გამოთვლის ახალი მეთოდები. ერთ-ერთი ასეთია მონტე-კარლოს მეთოდი, რომელიც გამოიყენება დიდი რაოდენობით ამოცანების ამოსახსნელად. ეს ალბათური მეთოდია და უდგება სტოქასტური ხასიათის ამოცანებს. კოაგულაციის და გადატანის პროცესების სტოქასტური ხასიათი საშუალებას იძლევა ამ შემთხვევითი პროცესების მოდელირებისა ამ მეთოდით და ასევე კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებების რიცხვითი ამოხსნისთვის. [32] შრომაში გამოყენებულია ეს მეთოდი. ხდება დაშვება, რომ მსხვილი ნაწილაკების აღმოჩენის რიცხვი (V_1r) ფაზური სივრცის წერტილში პროპორციულია საძიებელი განაწილების ფუნქციისა. ფაზური სივრცე

იყოფა უჯრედებად, რომლებსაც აქვთ პარალელეპიპედის ფორმა ფენის $\Delta S=\Delta X\Delta Y$ ფართობით და Δz სიმაღლით. მსხვილი ნაწილაკების მოცულობების ინტერვალი იყოფა ΔU მონაკვეთებად. ასეთნაირად ფაზური სივრცის უჯრედს აქვს მოცულობა $\Delta S \Delta Z \Delta U$. უჯრედის შიგნით განაწილების ფუნქცია ითვლება მუდმივად და უტოლდება მნიშვნელობას უჯრედის ცენტრში. მსხვილი წვეთების მოძრაობის და დაჯახების პროცესის მოდელირება შემდეგნაირად ხდება: ამოირჩევა მსხვილი წვეთი შემთხვევითი საწყისი და სასაზღვრო პირობების შესაბამისად, მსხვილი წვეთის წვრილთან შემთხვევითი დაჯახების და შერწყმის გათვალისწინება მიიღება მსხვილი წვეთის დაჯახების გარეშე მოძრაობის დროის შემთხვევითი ამორჩევის და წვრილი წვეთის მოცულობის შემთხვევითი ამორჩევით. ამოცანა მდგომარეობს მსხვილი წვეთის განვითარების შესწავლაში. რიცხვითი ექსპერიმენტების ანალიზმა აჩვენა, რომ მსხვილი წვეთის წყლიანობა დროის მიხედვით იზრდება ინტენსიურად, რაც მეტია მსხვილი წვეთების საწყისი რადიუსი და წვრილი წვეთების წყლიანობა და ნაკლებად არის დამოკიდებული აღმავალი ნაკადის სიჩქარეზე.

[29] შრომაში მოყვანილია კოაგულაციის კინეტიკის განტოლების რიცხვითი ამოხსნები მონტე-კარლოს მეთოდით სივრცით-ერთგვაროვანი სტაციონარული ამოცანისათვის. რიცხვითი მეთოდი დამყარებულია თავისუფალი განარბენის ალბათობის ინტეგრალის და ღრუბლის ნაწილაკების წარმოქმნის ფუნქციის გამოთვლაზე შემთხვევითი გათამაშებების რიცხვითი და საწყისი ინტეგრალური განტოლებების ინტეგრალური იტერაციის სქემის გათვალისწინებით. რიცხვითი ექსპერიმენტის ანალიზით დადგინდა, რომ ღრუბლის ნაწილაკების კონცენტრაცია ღრუბლის ფუძიდან მონოტონურად მცირდება, ხოლო წყლიანობა სიმაღლის ზრდასთან ერთად იზრდება.

[31] შრომაში განხილულია კოაგულაციის კინეტიკის ინტეგრალური განტოლებების რიცხვითი ამოხსნის ალგორითმი მონტე-კარლოს მეთოდით. წინა შრომაში განხილულ ინტეგრალური იტერაციის “იტერაციის ხე” მეთოდისაგან განსხვავებით, მოყვანილია რიცხვითი ამოხსნის ახალი სქემები. განაწილების ფუნქციის გამოთვლა არგუმენტის

შემთხვევითი მნიშვნელობებისთვის ხდება ინტერპოლაციური ფორმულით, ყოველი მომდევნო იტერაციის საკვანძო წერტილებში.

[28] შრომაში განხილულია ღრუბლის ნაწილაკების განაწილების ფუნქციის ცვლილება კოაგულაციის შედეგად. სივრცულ განაწილებაზე ჰაერის კონვექციური მოძრაობის დროს შესრულებულია რიცხვითი გამოთვლები კონცენტრაციის, წყლიანობის და ღრუბლის ნაწილაკების სპექტრის ნაკადის სხვადასხვა სიჩქარეებისთვის და ნალექების გამოყოფისას. დადგინდა, რომ ღრუბლის ნაწილაკების კონცენტრაცია ღრუბლის ფუძიდან სიმაღლის მიხედვით მცირდება, მაშინ როდესაც წყლიანობა და რადიოლოკაციური ამრეკვლადობა თავიდან იზრდება, აღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ კი მცირდება 0-მდე. ნაწილაკების საშუალო მოცულობა იზრდება სიმაღლის მიხედვით. ეს ეფექტები იწვევს ღრუბლის ნაწილაკების სპექტრის გაფართოებას. კოაგულაციის პროცესი და ღრუბლის ელემენტების სივრცული გადანაწილება ნალექების გამოყოფისას, მნიშვნელოვნად განსხვავდება იგივე პროცესებისაგან აღმავალი კონვექციური ნაკადების მოძრაობისას.

[38] შრომაში განხილულია კინეტიკის განტოლებათა სისტემა, რომელიც აღწერს ყინულის ჩანასახის კოაგულაციურ სტოქასტურ ზრდას გადაციებული წვეთების გარემოში, სივრცულ-ერთგვაროვანი ამოცანის შემთხვევაში, იმ დაშვებით, რომ ღრუბლის ნაწილაკების (წვეთის წვეთთან, წვეთის ყინულის ჩანასახთან) კოაგულაციის ალბათობა არის დროში მზარდი ფუნქცია. მიღებულია ანალიზური ამოცანები ორი შემთხვევისთვის $\overline{r_0} >> \overline{R_0}$ და $\overline{r}_0 \cong \overline{R}_0$. გამოკვლეულია საკითხი ჩანასახის საწყისი კონცენტრაციის და წვეთის საწყისი წყლიანობის გავლენა საშიში ზომის კრისტალების ფორმირებაზე.

[13] შრომაში განხილულია კოაგულაციის კინეტიკის ინტეგრალური განტოლების მიღება შერეულ ღრუბელში. ასევე განხილულია მათი მიახლოებითი ამოხსნის მეთოდები.

[12] შრომაში განხილულია ნალექწარმოქმნის ერთგანზომილებიანი არასტაციონალური რიცხვითი მოდელი შერეული ღრუბლისთვის. კონვექციური გადატანის, სედიმენტაციის, გრავიტაციული კოაგულაციის, გახლეჩის და კრისტალიზაციის პროცესების გათვალისწინებით. ნაჩვენებია, რომ კრისტალიზაციის პროცესი იწყება მაღალ დონეებზე შედარებით მცირე წვეთების გაყინვით და

თანდათანობით ვრცელდება ქვევით. მსხვილი წვეთების გახლეჩვას არ ჰქონდა დიდი გავლენა ნალექის სპექტრის წარმოქმნაზე. კოაგულაციის და კრისტალიზაციის პროცესებმა გამოიწვიეს თხევადი და მყარი ნალექების გადანაწილება, რის შედეგადაც აღინიშნა ჯერ თხევადი ნალექის გამოყოფა, ხოლო შემდეგ ყინულის ნაწილაკების.

[39] შრომაში მიღებულია კინეტიკის ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლებების სისტემის ანალიზური ამოხსნები, რომლებიც აღწერენ ყინულის კრისტალების კოაგულაციურ ზრდას გადაციებული მსხვილი წვეთების გარემოში, თხევადი და მყარი ნაწილაკების ჩადინებით სისტემაში. როცა ზღვრულ ნაწილაკთა დამატებითი რაოდენობა არ ჩაედინება სისტემაში, ამონახსნი გადადის ამონახსნებზე უწყარო შემთხვევისთვის. ჩატარებულია გამოთვლები დიდი ზომის ყინულის ნაწილაკების კონცენტრაციის დამოკიდებულების გათვალისწინებით ყინულის კრისტალების საწყის რადიუსზე, წვეთების რადიუსზე და ყინულოვნებაზე. მიღებული შედეგები კარგად აღწერდნენ ნაწილაკების კოაგულაციური ზრდის პროცესს.

[43] შრომაში დამუშავებულია კრისტალების და წვეთების კოაგულაციური ზრდის რიცხვითი მოდელირების სქემა. განხილულია საღრუბლო ნაწილაკების სპექტრის სივრცულ-დროითი განვითარება. მოდელირების სქემას ჰქონდა საკმაოდ მაღალი სიზუსტე-წყლიანობაში, შეცდომა არ აღემატებოდა 5%-,ს ხოლო კონცენტრაციაში 2%-ს. აღსანიშნავია, რომ ყინულის კრისტალების სპექტრი, დაჯახების ალბათობის ზომებზე დამოკიდებულების გათვალისწინებით ორმოდალურია.

[40] შრომაში განხილულია ყინულის ჩანასახის სპექტრის განვითარება წვრილი და მსხვილი წვეთების გარემოში. გათვალიწინებულია ჩაჭერის რეალური კოეფიციენტები. ნაჩვებია, რომ დასაწყისში ხდება კრისტალების სწრაფი ზრდა წვრილი წვეთების გარემოში, ხოლო შემდეგ დომინირებს ზრდა მსხილ წვეთებზე, მიღებული შედეგები ადასტურებს ავტორების მოსაზრებებს სეტყვის ზრდაში მსხვილი წვეთების გავლენაზე.

[30] შრომაში საღრუბლო ნაწილაკების კოაგულაციის კინეტიკის გაწრფივებული განტოლება იხსნება მონტე-კარლოს მეთოდით, მსხვილი წვეთების მოძრაობის ტრაექტორიის და მათი წვრილ წვეთებთან დაჯახების რიცხვითი მოდელირების გზით.

რიცხითი ამოხსნის ალგორითმი დამყარებულია თავისუფალი განარბენის ალბათობის და საღრუბლო ნაწილაკების წარმოქმნის ფუნქციის ინტეგრალების ამოხსნაზე მონტე-კარლოს მეთოდით, შემთხვევითი მცირე რიცხვითი საწყისი განტოლებების ინტეგრალურ სქემასთან ერთად.

[41] შრომაში განხილულია მსხვილი წვეთების ზრდის მოდელი წვრილი წვეთების ხარჯზე, ამსთან წვრილი წვეთების კონცენტრაცია, რომელიც ფონს ქმნის, რჩება მუდმივი. მსხვილი წვეთების სტოქასტური ზრდა გახლეჩის ზომამდე ≈3000მკმ ვერ ხერხდება, რადგან სწრაფად იზრდება დაჯახების სიხშირე და საჭირო ხდება სტოქასტური ზრდის შეცვლა უწყვეტით. კინეტიკის განტოლება იხსნება რიცხვითი სქემით მონტე-კარლოს მეთოდით. განისაზღვრა წვეთის სტოქასტური და უწყვეტი ზრდის სჩქარე და განსხვავება მათ შორის. აღინიშნა, რომ მსხვილი წვეთების ზომის ზრდასთან ერთად ეს განსხვავება მცირდება. დადგინდა, რომ განსხვავება მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ფონის კონცენტრაციაზე და მცირედ_წყლიანობაზე.

[42] შრომაში მიღებულია კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებების სისტემის ანალიზური ამოხსნები შერეული საღრუბლო სისტემებისთვის. გამოყენებულია ლაპლასის ინტეგრალური გარდაქმნის მეთოდი. მიღებულია გამოსახულებები კონცენტრაციისთვის წყლიანობა _ ყინულოვნებისთვის, ხოლო სხვადასხვა საწყისი განაწილებების გამოყენებით მიღებულია კოაგულაციის ალბათობების კონკრეტული გამოსახულებები.

[70] შრომაში მოყვანილია კონვექციური ღრუბლის მახასიათებლების გაზომვების ანალიზი. გაზომვები ტარდებოდა ღრუბლის განვითარების სხვადასხვა სტადიებისთვის: სწრაფად მზარდი დაღმავალი ნაკადების გარეშე და დაშლის დროს, დაღმავალი ნაკადებით. მზარდი ღრუბლისთვის წყლიანობა შეადგენდა 1÷3გმ$^{-3}$, ღრუბლის წვეთების კონცენტრაცია_500÷700სმ$^{-3}$, ჰაერის ნაკადის ვერტიკალური სიჩქარე_9÷15მ/წმ, ტემპერატურა_ -13÷-8^{0}C.დაშლის დროს წყლიანობა შეადგენდა ≅ 0.5გმ$^{-3}$, კონცენტრაცია_100-500სმ$^{-3}$, სიჩქარე_-3÷3მ/წმ, ტემოერატურა_10.7^{0}C.მზარდ ღრუბელში r>200 მკმ-ანი წვეთების რიცხვი დაახლოებით არის 10ლ$^{-1}$, ხოლო წვეთების რადიუსის მაქსიმალური მნიშვნელობა 90 მკმ. მსხვილი წვეთების უდიდესი კონცენტრაცია

დაიკვირვებოდა $\cong 2$გმ$^{-3}$ წყლიანობის დროს. სტატისტიკურმა დამუშავებამ აჩვენა, რომ არ არსებობს დამოკიდებულება წყლიანობასა და მსხვილი წვეთების კონცენტრაციას შორის. აღნიშნულია, რომ თეორიული გამოკვლევებისთვის მნიშვნელოვანია მშრალი ჰაერის ჩათრევის ეფექტის გათვალისწინება ღრუბლის გარემომცველი სივრციდან.

[1] ნაშრომში მოყვანილია ზუსტი ანალიზური ამოხსნები საღრუბლო ნაწილაკების კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებათა სისტემისთვის სივრცული ერთგვაროვნების შემთხვევაში, ამ დისპერსულ სისტემაში დამატებით გადაციებული წვეთების და ყინულის კრისტალების ჩადინებისთვის. ამოხსნები მიღებულია მუდმივი კოაგულაციის კოეფიციენტისთვის. შეფასებულია თხევადი და მყარი ნალექების წარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტების დამოკიდებულება ამოცანის საწყის პირობებზე და წყაროების პარამეტრებზე.

[66] ღრუბლის კონდენსაციის ბირთვების გავლენის რაოდენობრივი შესწავლისთვის ნალექებზე შექმნილია ღრუბლის ჰიბრიდული მიკროფიზიკური მოდელი. გადაჯერების მაქსიმალური მნიშვნელობა მნიშვნელოვანი ფაქტორია ღრუბლის წვეთების კონცენტრაციის რაოდენობისთვის. ამ მნიშვნელობის დადგენა ბადის ისეთ წერტილებში შეუძლებელია, რომელთა ინტერვალი მეტია ათეულ მეტრზე. მოდელს ამ სიდიდის შეფასებისთვის დამატებით დამხმარე მოდელის გამოყენება სჭირდება. ამ ჰიბრიდულ მოდელში ბადის ყოველ წერტილს აქვს დამხმარე მოდელი ბირთვების აქტივიზაციის შეფასებისთვის. ყოველ დამხმარე მოდულის ბირთვის კონდენსაციური ზრდა შეფასებულია ლაგრანჟიანის საშუალებით ტაკედა და კუბას მიკროფიზიკური მოდელის დახმარებით (1982). ამ მოდელის დახმარებით შესწავლილია სხვადსხვა ღკბ-ზე წარმოქმნილი წვიმის წყლის რაოდენობა. გამოკვლევებმა უჩვენა, რომ ღკბ-ს კონცენტრაციის გაზრდამ წვიმის წყლის რაოდენობა, ვარდნის სიჩქარე, წვიმის წვეთების კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად გაზარდა და გიგანტური ბირთვები არ ასრულებენ მნიშვნელოვან როლს ნალექწარმოქმნაში ჰაერის საზღვაო მასებში. ამ მოდელით მიღებული წვიმის წყლის განაწილება მნიშვნელოვნად განსხვავდება სხვა მოდელებით მიღებული შედეგებისგან, რომლებშიც წვიმის ვარდის სიჩქარე უცვლელია.

[56]. 1990წ მიტჩელმა წარმოადგინა ნაშრომი ყინულის კრისტალების ზომების მიხედვით განაწილებაზე. გაზომილი იყო კრისტალების მაქსიმალური დამოკიდებულების გასაუმჯობესებლად. მაგალითად ფართობი და პერიმეტრი შესაძლებელია გამოვთვალოთ ავტომატური დამუშავების ახალი პროგრამული უზრუნველყოფით.

[67]. დიდი ბრიტანეთის ფრონტალურ ღრუბლებზე ჩატარდა ჩილბოლტონის რადარით და UK C-130 თვითმფრინავით დეტალური დაკვირვებები. ნაშრომში მოცემულია ამ დაკვირვებების დინამიკური და მიკროფიზიკური შესწავლა. საწყის მონაცემებად აღებულია ტემპერატურის და ტენიანობის პროფილის დაკვირვების მონაცემები. აღმოჩნდა, რომ ვერტიკალური წანაცვლება, რაც წარმოქმნის კელვინ-ჰელმჰოლცის დიდ ტალღას, ასევე წარმოქმნის სივრცულ არაერთგვაროვნებას ღრუბელში. მოდელით მიღებული ღრუბლის სტრუქტურას აქვს ამრეკვლადობის მაჩვენებელი მსგავსი დაკვირვების მონაცემთან. ღრუბლის მიკროფიზიკა ძლიერად მოქმედებს ყინულის და თხევადი წყლის განაწილებაზე ღრუბელში. ეს ძირეულად ცვლის ფარული სითბოს გამოყოფის განმარტებას, რაც ღრუბლის დინამიკის შესწავლაში მნიშვნელოვანია.

1.2 კოაგულაციის კინეტიკის არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლება

დისპერსული სისტემის განვითარების სტატისტიკური აღწერა სივრცესა და დროში, ხორციელდება კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებებით. მათი საშუალებით შესაძლებელია აღიწეროს კონვექციური და ტურბულენტური გადატანა, კონდენსაცია, აორთქლება,წვეთების გახლეჩვა, ფაზური გადასვლები, ელექტრიზაცია და სხვ. გაზების კინეტიკის თეორიის ანალოგიით შემოდის დისპერსული სისტემის (კერძოდ ღრუბლის ნაწილაკთა ერთობლიობა) განაწილების ფუნქცია ზომებით $n(v,\vec{r},t)$ რომლის ცვლილებასაც განიხილავს კინეტიკის განტოლება. ეს არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალური განტოლება ფაქტიურად არის განაწილების ფუნქციის უწყვეტობის განტოლება და მიეკუთვნება ბოლცმანის ტიპის განტოლებას. ღრუბლის ელემენტების განაწილების ფუნქცია განსაზღვრავს მათ საშუალო სიმკვრივეს ოთხგანზომილებიან

ფაზურ სივრცეში, რომელიც სამი სივრცული კოორდინატით x,y,z და ზომის კოორდინატით შედგება. მაგ. ღრუბლის ნაწილაკის მოცულობა ანუ სიდიდე

$$dn = n(v,\vec{r},t)dvd\vec{r} \qquad (1.2.1)$$

წარმოადგენს დროის t მომენტისთვის ღრუბლის ნაწილაკის მათემატიკურ მოლოდინს, რომლის რადიუს-ვექტორი იცვლება $\vec{r},\vec{r}+d\vec{r}$, ხოლო მოცულობა $v, v+dv$ ინტერვალში.E.ე.ი განაწილების ფუნქცია არის ალბათობა იმისა, რომ ერთი მაინც ნაწილაკი აღმოჩნდება $dvd\vec{r} = dvdxdydz$ ოთხგანზომილებიანი ფაზური სივრცის $(v,\vec{r})$ წერტილში. ეს ფუნქცია იძლევა ყველაზე მეტ ინფორმაციას ღრუბლის ნაწილაკთა სპექტრის შესახებ. ნაწილაკთა სპექრტი კი ხასიათდება ისეთი ინტეგრალური მახასიათებლებით, როგორებიცაა: კონცენტრაცია, ნაწილაკთა საშუალო მოცულობა, მოდალური მოცულობა, წყლიანობა (ყინულოვნება), რადიოლოკაციური ამრეკვლადობა დ სხვ. კონცენტრაცია მიიღება განაწილების ფუნქციის ინტეგრებით ზომების მიხედვით მთელ სივრცეში:

$$N(\vec{r},t) = \int_0^\infty n(v,\vec{r},t)dv \qquad (1.2.2)$$

ამიტომ ინტეგრალური მახასიათებლები განისაზღვრება, როგორც განაწილების ფუნქციის ნულოვანი, პირველი და მეორე რიგის მომენტები [40]. ისინი შემდეგნაირად გამოისახებიან:

$$\begin{aligned} N(\vec{r},t) &= \int_0^\infty n(v,\vec{r},t)v^0 dv \\ W(\vec{r},t) &= \int_0^\infty n(v,\vec{r},t)v\ dv \qquad (1.2.3) \\ R(\vec{r},t) &= \int_0^\infty n(v,\vec{r},t)v^2 dv \end{aligned}$$

კინეტიკის განტოლების მისაღებად უნდა ვიპოვოთ $n(v,\vec{r},t)$ სიდიდის ცვლილება δt დროში, იმ დაშვებით, რომ $v,\vec{r}$ სიდიდეების დროზე დამოკიდებულება δt დროის შემდეგ იქნება:

$$n(v+\delta v,\vec{r}+\delta\vec{r},t+\delta t)[dv+\delta(dv)][d\vec{r}+\delta(d\vec{r})]$$

რომელიც იქნება ღრუბლის იმ ნაწილაკების განაწილების ფუნქცია, რომლის მოცულობაც მოთავსებულია ინტერვალში:

$$(v+\delta v),(v+\delta v)+dv+\delta(dv)$$

ხოლო რადიუს-ვექტორი-

$$(\vec{r}+\delta r),\vec{r}+\delta\vec{r}+[d\vec{r}+\delta(d\vec{r})]$$

ინტერვალში სივრცის იმ წერტილის მიდამოში, რომლის რადიუს-ვექტორიცაა $\vec{r}+\delta\vec{r}$.

იმის გამო, რომ $v,\vec{r}$ დროზე დამოკიდებული სიდიდეებია, ამიტომ δt დროის მომენტის შემდეგ შეიცვლება არა მარტო არგუმენტები $v,\vec{r}$ არამედ $dv,d\vec{r}$ ინტერვალებიც. მოცულობის დამოკიდებულება დროზე განპირობებულია ღრუბლის ნაწილაკების ურთიერთქმედებით გარემოსთან, რის შედეგადაც ის ან გაიზრდება წყლის ორთქლის კონდენსაციის შედეგად ან შემცირდება აორთქლების გამო. ნაწილაკის რადიუს-ვექტორის დროზე დამოკიდებულება, განპირობებულია ნაწილაკის გადატანით ჰაერის ნაკადებით, რომლებიც თვითონ არიან დროზე დამოკიდებულნი. ე.ი. იცვლებიან სივრცესა და დროში. ღრუბლის ნაწილაკების დაჯახება და შერწყმა რომ არ ხდებოდეს, მაშინ მათი რაოდენობა მუდმივი იქნებოდა. ურთიერთქმედების შედეგად მივიღებთ:

$$n(v+\delta v,\vec{r}+\delta\vec{r},t+\delta t)[dv+\delta(dv)][d\vec{r}+\delta(d\vec{r})]-n(v,\vec{r},t)dvd\vec{r}=-I_1+I_2 \qquad (1.2.4)$$

სადაც I_1 არის ნაწილაკთა ის რაოდენობა, რომელიც δt დროის განმავლობაში წარმოიქმნა ფაზური სივრცის $dvd\vec{r}$ ელემენტარულ მოცულობაში იმ ნაწილაკებთან კოაგულაციის შედეგად, რომელთა მოცულობებია $U(0<U<\infty)$.I_2 კი არის ღრუბლის ნაწილაკთა ის რიცხვი, რომელიც წარმოიქმნა ფაზური სივრცის $dvd\vec{r}$ ელემენტარულ მოცულობაში კოაგულაციის შედგად იმ ნაწილაკებთან, რომელთა მოცულობებია $V-U,U(0<U<V)$. მათ აქვთ შემდეგი სახე:

$$\begin{aligned} I_1 &= n(v,\vec{r},t)dvd\vec{r}\int_0^\infty \sigma(V,U)\delta tn(U,\vec{r},t)dU \\ I_2 &= \tfrac{1}{2}\int_0^V n(V-U,\vec{r},t)dVd\vec{r}\,\sigma(V-U,U)\delta tn(U,\vec{r},t)dU \end{aligned} \qquad (1.2.5)$$

სადაც $\sigma(V,U)$ არის ორი V,U მოცულობის ნაწილაკის კოაგულაციის ალბათობა ერთეულოვან მოცულობაში. (1.2.4) ფორმულაში შემავალი სიდიდეები $\delta(dV),\delta(d\vec{r})$ შესაბამისად არიან:

$$\delta(dV)=\tfrac{\partial V'}{\partial V}dV\delta t \qquad (1.2.6)$$

სადაც $V'=\frac{dV}{dt}$ -ღრუბლის ნაწილაკის კონდენსაციური ზრდის სიჩქარეა

$$\delta(d\vec{r})=\tfrac{\partial \vec{r}'}{\partial \vec{r}}d\vec{r}\,\delta t \qquad (1.2.7)$$

სადაც $\vec{r}'=c(V,\vec{r},t)$ არის ღრუბლის ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარე. (1.2.5),(1.2.6),(1,2,7) გამოსახულებების შეტანით (1.2.4)-ში და δt მისწრაფებით 0-სკენ, მივიღებთ:

$$\begin{aligned}&\tfrac{\partial n(V,\vec{r},t)}{\partial t}+\tfrac{\partial}{\partial V}[n(V,\vec{r},t)\tfrac{dV}{dt}]+div[\vec{c}(V,\vec{r},t)n(V,\vec{r},t)]=-n(V,\vec{r},t)\int_0^\infty\sigma(V,U)n(U,\vec{r},t)dU+\\&+\tfrac{1}{2}\int_0^V\sigma(V-U,U)n(V-U,\vec{r},t)n(U,\vec{r},t)dU\end{aligned} \qquad (1.2.8)$$

ეს განტოლება წარმოადგენს კოაგულაციის კინეტიკის არაწრფივ ინტეგრო-დიფერენციალურ განტოლებას, ღრუბლის წვეთების კონდენსაციური ზრდით. მას შეიძლება დაემატოს ტურბულენტობა, წვეთების გახლეჩა, ფაზური გადაქმნები.

კინეტიკის ანუ გადატანის განტოლება არის ჩაკეტილი განტოლება, რომელიც აღწერს ნაწილაკების განაწილების ფუნქციის მსვლელობას სივრცე-დროში. მისი კონკრეტული სახე განისაზღვრება მთელი რიგი პირობებით. ერთ-ერთი პირობა მდგომარეობს იმაში, რომ განიხილება მხოლოდ ორნაწილაკიანი დაჯახებები. ეს ნიშნავს, რომ ყოველი საღრუბლო ნაწილაკი დაჯახებაზე ხარჯავს თავისი მოძრაობის დროის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილს. ე.ი. საღრუბლო გარემო ისეთი გაიშვიათებულია, რომ შეიძლება მხედველობაში არ მივიღოთ სამ და მეტ ნაწილაკიანი დაჯახებები. ეს იგივეა რაც პირობა, რომ ნაწილაკის ზომა გაცილებით ნაკლებია განარბენთან შედარებით. გარდა ამისა, განაწილების ფუნქციის ცვლილება სივრცის და დროის მიკრო მასშტაბში უნდა იყოს ძალიან მცირე, რადგან მხოლოდ ამ პირობის დაცვისას ხდება შესაძლებელი მაკროსკოპული აღწერა.

მნიშვნელოვანია აგრეთვე სტატისტიკური ხასიათის დაშვება: ეგრეთ წოდებული მოლეკულური ქაოსის ჰიპოტეზა, რომელიც პირველად ბოლცმანმა ჩამოაყალიბა (1872). ამ

ჰიპოტეზის თანახმად ორმაგი დაჯახებების რიცხვი პროპორციულია დაჯახებული ნაწილაკების განაწილების ფუნქციების ნამრავლისა და გადასვლების სიჩქარისა, რაც არის დაჯახების პროცესის ალბათობის ზომა [23]. თუმცა ველის კვანტური თეორიით მიღებულ გადატანის განტოლებაში ამ ჰიპოტეზით კორელაცია ორ დაჯახებად ნაწილაკს შორის ხდება მხოლოდ დროის საწყის მომენტში და არა მთელი პროცესის განმავლობაში.

ჯ.ტელფორდის შრომაში [96] აღნიშნულია ის ფაქტი, რომ წვეთების მხოლოდ მცირე რაოდენობა აღწევს წვიმის წვეთის ზომამდე და ამიტომ აუცილებელია ფლუქტუაციების განხილვაც, რომლებიც გამომდინარეობენ წვეთების ზრდის შემთხვევითი და დისკრეტული ბუნებიდან. მის მოდელში განხილულია მსხვილი წვეთების კოაგულაციური ზრდა შემთხვევით განაწილებული წვრილი წვეთების გარემოში. შემდგომმა გამოკვლევებმა უჩვენა, რომ ეს მოდელი მსგავსია მსხვილი წვეთების სპექტრის აღწერისა კინეტიკის გაწრფივებული განტოლებით.

ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის, მაგ. ღრუბლის გარემო საღრუბლო ელემენტებით: წვიმის წვეთები, სფერული ფორმის ყინულის კრისტალები, სივრცით ერთგვაროვანი ამოცანის შემთხვევაში განტოლებათა სისტემა შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\frac{\partial n1(v,t)}{\partial t} = -n_1(V,t)\int_0^\infty \sigma_{11}(V,U)n_1(U,t)dU - n_1(V,t)\int_0^\infty \sigma_{12}(V,U)n_2(U,t)dU + \\ + \frac{1}{2}\int_0^V \sigma_{11}(V-U,U)n_1(V-U,t)n_1(U,t)dU \qquad (1.2.9)$$

$$\frac{\partial n_2(V,t)}{\partial t} = -n_2(V,t)\int_0^\infty \sigma_{21}(V,U)n_1(U,t)dU + \int_0^V \sigma_{21}(V-U,U)n_2(V-U,t)n_1(U,t)dU \qquad (1.2.10)$$

სადაც $n_1(V,t), n_2(V,t)$ არის განაწილების ფუნქცია მოცულობებით წვეთების და ყინულის კრისტალებისთვის დროის t მომენტისთვის, ღრუბლის ერთეულ მოცულობაში. დაშვებულია, რომ წყლის და ყინულის სიმკვრივეებს შორის განსხვავები შეიძლება უგულებელვყოთ. $\sigma_{ik}(V,U),(i,k=1,2)$ არის V მოცულობის i-ური კომპონენტის და U მოცულობის k-ური კომპონენტის ღრუბლის ელემენტის კოაგულაციის ალბათობა, რომელიც აკმაყოფილებს სიმეტრიულობის პირობას:

$$\sigma_{12}(V,U) = \sigma_{21}(V,U) \qquad (1.2.11)$$

ამ სისტემის მიღებისთვის დაშვებულია, რომ წვეთი დაჯახებისას მთლიანად ეყინება ყინულის ნაწილაკს, ამასთან მისი პირველადი ფორმა არ იცვლება. კრისტალების მცირე კონცენტრაციის გამო წვეთებთან შედარებით შეიძლება ჩაითვალოს, რომ კრისტალებს შორის კოაგულაციის ალბათობა ძალიან მცირეა. განტოლებათა სიტემის საწყისი პირობები შემდეგნაირია:

$$\begin{aligned} n_1(V,t) &= n_1(V,0) \\ n_2(V,t) &= n_2(V,0) \end{aligned} \quad \text{როცა} \quad t=0 \qquad (1.2.12)$$

ხოლო განაწილების ფუნქცია აკმაყოფილებს ნორმირების პირობებს:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty n_{ik}(V,t)dV &= N_{ik}(t) \\ \int_0^\infty V n_{ik}(V,t)dV &= W_{ik}(t) \end{aligned} \qquad (1.2.13)$$

სადაც $N_{ik}(t)$ არის გადაციებული წვეთის და კრისტალის სრული რიცხვი, ხოლო $W_{ik}(t)$- მათი ჯამური მოცულობები ღრუბლის ერთეულ მოცულობაში.

შემოვიღოთ კოაგულაციის ალბათობის საშუალო მნიშვნელობა:

$$\sigma_{ik} = \frac{\int_0^\infty\int_0^\infty \sigma_{ik}(V,U)n_i(V,t)n_k(U,t)dVdU}{\int_0^\infty\int_0^\infty n_i(V,t)n_k(U,t)dVdU} \qquad (1.2.14)$$

და ჩავთვალოთ, რომ იგი მუდმივი სიდიდეა. შევცვალოთ კოაგულაციის ალბათობა მისი საშუალო მნიშვნელობით, მაშინ (1.2.9)-(1.2.10) განტოლებათა სისტემა გამარტივდება იმის გამო, რომ იგი გამოვა ინტეგრალის ნიშნის გარეთ.

თუ (1.2.9)-(1.2.10) განტოლებათა სისტემას გავამრავლებთ dV–ზე და მოვახდენთ ინტეგრებას, მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\tfrac{1}{2}\sigma_{11}N_1(t)^2 - \sigma_{12}N_1(t)N_2(t) \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= 0 \end{aligned} \qquad (1.2.15)$$

შემდეგი საწყისი პირობებით:

$$N_{ik}(t) = N_{ik}(0) = \int_0^\infty n_{ik}(V,0)dV \quad \text{როცა} \;\; t=0 \qquad (1.2.16)$$

გავამრავლოთ (1.2.9)-(1.2.10) განტოლებათა სისტემა VdV მამრავლზე და მოვახდინოთ ინტეგრება, მივიღებთ:

$$\frac{dW_1(t)}{dt} = -\sigma_{12} N_2(t) W_1(t)$$
$$\frac{dW_2(t)}{dt} = \sigma_{12} N_2(t) W_1(t) \qquad (1.2.17)$$

შემდეგი საწყისი პირობებით:

$$W_{ik}(t) = W_{ik}(0) = \int_0^\infty V n_{ik}(V,0) dV \quad \text{როცა } t=0 \qquad (1.2.18)$$

(1.2.17) განტოლების შეკრებით მივიღებთ:

$$W_1(t) + W_2(t) = W_1(0) + W_2(0) = const \qquad (1.2.19)$$

მიღებული განტოლებების (1.2.15),(1.2.17), ამოხსნით მათი სასაზღვრო პირობების (1.2.16),(1.2.18) გათვალისწინებით, ღრუბლის ნაწილაკების სრული რაოდენობის და მოცულობებისთვის მივიღებთ:

$$N_1(t) = \frac{2\sigma_{12} N_1(0) N_2(0)}{[2\sigma_{12} N_2(0) + \sigma_{11} N_1(0)] \exp(\sigma_{12} N_2(0) t) - \sigma_{11} N_1(0)}$$
$$N_2(t) = N_2(0) = const$$
$$W_1(t) = W_1(0) \exp(-\sigma_{12} N_2(0) t) \qquad (1.2.20)$$
$$W_2(t) = W_1(0) + W_2(0) - W_1(0) \exp(-\sigma_{12} N_2(0) t)$$

განაწილების ფუნქციის დროზე დამოკიდებულების დადგენისთვის (1.2.9)-(1.2.10) განტოლებათა სისტემის ამოსახსნელად, გამოვიყენებთ ლაპლასის ინტეგრალური გარდაქმნების მეთოდს. ამისთვის განტოლებათა სისტემას გავამრავლებთ $\exp(-pV)dV$ -ზე, სადაც p-კომპლექსური ცვლადია და ვაინტეგროთ $(0;\infty)$ საზღვრებში ნახვევის თეორემის გამოყენებით [24,47], მივიღებთ დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემას:

$$\frac{dF_1(pt)}{dt} = -F_1(p,t)[\sigma_{11} N_1(t) + \sigma_{12} N_2(t)] + \frac{\sigma_{11}}{2} F_1(p,t)^2 \qquad (1.2.21)$$

$$\frac{dF_2(p,t)}{dt} = -F_2(p,t)[\sigma_{12} N_1(t) - \sigma_{12} F_1(p,t)]$$

შემდეგი საწყისი პირობებით:

$$F_1(p,0) = \int_0^\infty \exp(-pV) n_1(V,0) dV$$
$$\text{როცა } t=0 \qquad (1.2.22)$$
$$F_2(p,0) = \int_0^\infty \exp(-pV) n_2(V,0) dV$$

სადაც $F_i(p,t)=\int_0^\infty \exp(-pV)n_i(V,t)dV$ არის განაწილების ფუნქციის ლაპლასის გარდაქმნა.

თუ წვეთების საწყისი განაწილების ფუნქციისთვის გამოვიყენებთ გამოსახულებას

$$n_1(V,0)=\tfrac{N_1(0)^2}{W_1(0)}\exp(-\tfrac{N_1(0)}{W_1(0)}V) \tag{1.2.23}$$

ხოლო კრისტალებისთვის ჩავთვლით, რომ მისი საწყისი განაწილება წვეთების მსგავსად არის პოლიდისპერსული და უწყვეტი, მაშინ მათთვის გვექნება:

$$n_2(V,0)=\tfrac{N_2(0)^2}{W_2(0)}\exp(-\tfrac{N_2(0)}{W_2(0)}V) \tag{1.2.24}$$

თუ მონოდისპერსული, მაშინ გვექნება:

$$n_2(V,0)=N_2(0)\delta(V-V_0) \tag{1.2.25}$$

სადაც $\delta(V-V_0)$ დირაკის დელტა ფუნქციაა.

ლაპლასის გარდაქმნების შებრუნებული ფორმულების გამოყენებით ვიპოვით ორიგინალს, ე.ი. განაწილების ფუნქციას. წვეთებისთვის ეს იქნება:

$$n_1(V,t)=\tfrac{N_1(t)^2}{W_1(t)}\exp(-\tfrac{N_1(t)}{W_1(t)}V) \tag{1.2.26}$$

ხოლო კრისტალებისთვის ის აღმოჩნდა დამოკიდებული

$$\tfrac{2\sigma_{12}}{\sigma 11}=n \tag{1.2.27}$$

(სადაც n მთელი დადებითი რიცხვია) ფარდობაზე. თუ n=1 მაშინ პოლიდისპერსულისთვის მივიღებთ:

$$\begin{aligned} n_2(V,t) &= \frac{N2(0)[N1(0)W2(0)-N2(0)W1(0)]N1(t)}{N1(0)W2(0)[N1(t)W2(0)-N2(0)W1(t)]}\exp(-\frac{N2(0)}{W2(0)}V)- \\ &-\frac{N2(0)^2[N1(0)W1(t)-N1(t)W1(0)]N1(t)}{N1(0)[N1(t)W2(0)-N2(o)W1(t)]W1(t)}\exp(-\frac{N1(t)}{W1(t)}V) \end{aligned} \tag{1.2.28}$$

ხოლო მონოდისპერსულისთვის იქნება:

$$n_2(V,t)=\tfrac{N_2(0)W_1(0)N_1(t)}{N_1(0)W_1(t)}[\delta(V-V_0)+(\tfrac{N_1(0)}{W_1(0)}-\tfrac{N_1(t)}{W_1(t)})]\exp(-\tfrac{N_1(t)}{W_1(t)}(V-V_0)) \tag{1.2.29}$$

ზოგად შემთხვევაში, როცა (1.2.27)-ის შეცვლა არ ხერხდება მთელი დადებითი რიცხვით, მაშინ ორიგინალის გამოთვლის მიახლოებითი მეთოდების გამოყენებაა საჭირო.

1.3 ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებები ნაწილაკთა წყაროების გათვალისწინებით

განვიხილოთ ღრუბლის ნაწილაკთა დისპერსული გარემო, შემდგარი გადაციებული წვეთების და სფერული ფორმის ყინულის კრისტალებისგან, სადაც მიმდინარეობს კოაგულაციის პროცესი. უარყოფითი ტემპერატურის პირობებში წვეთების დაჯახება კრისტალებთან იწვევს დიდი ზომის კრისტალების წარმოქმნას. თუ ასეთ გარემოში ხდება ნაწილაკების, როგორც წვეთების ასევე კრისტალების დამატებითი ჩადინება ანუ არსებობს დამატებით ნაწილაკთა წყაროები, მაშინ კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებათა სისტემის სივრცით-არაერთგვაროვანი კოშის ტიპის ამოცანისთვის 1..2 თავში მოყვანილის მსგავსად ექნება შემდეგი სახე:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n1(v,t)}{\partial t} &= -n_1(V,t)\int_0^\infty \sigma_{11}(V,U)n_1(U,t)dU - n_1(V,t)\int_0^\infty \sigma_{12}(V,U)n_2(U,t)dU + \\ &+ \frac{1}{2}\int_0^V \sigma_{11}(V-U,U)n_1(V-U,t)n_1(U,t)dU + \frac{M}{1-LN2(0)t}n_1(V,t)\end{aligned} \qquad (1.3.1)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial n2(V,t)}{\partial t} &= -n_2(V,t)\int_0^\infty \sigma_{21}(V,U)n_1(U,t)dU + \int_0^V \sigma_{21}(V-U,U)n_2(V-U,t)n_1(U,t)dU + \\ &+ LN_2(t)n_2^2(V,t)\end{aligned} \qquad (1.3.2)$$

შემდეგი საწყისი პირობებით:

$$n_1(V,t)=n_1(V,0)$$

$$n_2(V,t)=n_2(V,0) \text{ როცა } t=0 \qquad (1.3.3)$$

სადაც $n_1(V,0)$, $n_2(V,0)$ ცნობილი ფუნქციებია

ბოლო წევრები (3.1), (3.2) განტოლებათა სისტემაში წარმოადგენენ ეგრეთ წოდებულ ნაწილაკთა წყაროებს. M,L მუდმივი სიდიდეებია, რომლებიც არეგულირებენ სისტემაში ნაწილაკების შესვლას ან გამოსვლას.

ამ განტოლებათა სისტემის ანალიზური ამოხსნების საპოვნელად $\sigma_{ik}(V,U)$-ს ნაცვლად შემოგვაქვს საწყისი სპექტრით გასაშუალოებული კოაგულაციის ალბათობა $\overline{\sigma}_{ik}(V,U)=\sigma_{ik}=const$, ეს საშუალებას იძლევა მისი ინტეგრალის ნიშნის გარეთ გატანისა. თუ განტოლებათა სისტემაში მოვახდენთ $(0,\infty)$ შუალედში ინტეგრებას, მივიღებთ წვეთების და ყინულის კრისტალების კონცენტრაციების ცვლილებებს:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{1}{2}\sigma_{11}N_1^2(t) - \sigma_{12}N_1(t)N_2(t) + \frac{MN_1(t)}{1-LN_2(o)t} \qquad (1.3.4)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -LN_2(0)t \qquad (1.3.5)$$

ხოლო თუ (1.3.1),(1.3.2) სისტემას გავამრავლებთ VdV მამრავლზე და მოვახდენთ ინტეგრებას იგივე შუალედში, მივიღებთ:

$$\frac{dW_1(t)}{dt} = -\sigma_{12}N_2(t)W_1(t) + \frac{M}{1-LN_2(0)t}W_1(t) \qquad (1.3.6)$$

$$\frac{dW_2(t)}{dt} = \sigma_{12}N_2(t)W_1(t) + LN_2(t)W_2(t) \qquad (1.3.7)$$

(1.3.6) და (1.3.7) განტოლებების წევრ-წევრად შეკრებით, მივიღებთ:

$$\frac{d}{dt}[W_1(t) + W_2(t)] = \frac{MW_1(t)}{1-LN_2(0)t} + LN_2(t)W_2(t) \qquad (1.3.8)$$

როგორც ჩანს წყაროების შემთხვევაში საერთო ტენშემცველობა აღარ ინახება. (1.3.8) განტოლებიდან შეიძლება მივიღოთ დინამიური წონასწორობის პირობა:

$$\frac{W_1(t)}{W_2(t)} = -\frac{LN_2(0)}{M} \qquad (1.3.9)$$

ამ პირობის დარღვევის დროს ხდება საერთო ტენშემცველობის ზრდა ან კლება:

$$\begin{aligned} \frac{MW_1(t)}{W_2(t)} &\geq -LN_2(0) \\ \frac{MW_1(t)}{W_2(t)} &< -LN_2(0) \end{aligned} \qquad (1.3.10)$$

ნაწილაკების კონცენტრაციების განტოლებები აკმაყოფილებენ საწყის პირობებს:

$N_1(t)=N_1(0)$ $W_1(t)=W_1(0)$

$N_2(t)=N_2(0)$ $W_2(t)=W_2(0)$ როცა $t=0$ (1.3.11)

კონცენტრაციებისთვის მივიღებთ:

$$N_1(t) = \frac{N_1(0)BF(T)^k}{B+N_1(0)\sigma_{11}(1-F(t)^{k+1})} \qquad (1.3.12)$$

$$N_2(t) = \frac{N_2(0)}{F(t)} \qquad (1.3.13)$$

სადაც:

$$F(t) = 1 - LN_2(0)t$$

$$k = \frac{\sigma_{12}N_2(0)-M}{LN_2(0)}$$

$$B = 2[\sigma_{12}N_2(0) - M + LN_2(0)]$$

ჯამური მოცულობებისთვის (წყლიანობა, ყინულოვნება) მივიღებთ:

$$W_1(t) = F(t)^k W_1(0)$$
$$W_2(t) = \frac{W_2(0) - 2\sigma_{12} N_2(0) W_1(0)(F(t)^{k+1} - 1)}{F(t)B} \qquad (1.3.14)$$

თუ საწყისი განაწილების ფუნქციას ექნება სახე:

$$n_i(V,t) = \frac{4N_i^3(0)}{W_i^2(0)} V \exp(-\frac{2N_i(0)}{W_i(0)} V), i = 1,2 \qquad (1.3.15)$$

მაშინ ლაპლასის ინტეგრალური გარდაქმნების გამოყენებით ვიპოვით ნაწილაკთა განაწილების ფუნქციებს წინა პარაგრაფში მოყვანილის მსგავსად.

წვეთებისთვის მივიღებთ:

$$n_1(V,t) = \frac{\mu}{\beta} \exp(-\alpha V) sh(\beta V) \qquad (1.3.16)$$

სადაც $\alpha = \frac{2N_1(0)}{W_1(0)}$ $\beta^2 = \frac{\alpha^2 N_1(0)\sigma_{11}(1 - F(t)^{k+1})}{B - CF(t)^{k+1}}$ $\mu = (\frac{\alpha(B-C)}{B - CF(t)^{k+1}})^2 F(t)^k$

ხოლო ყინულის ნაწილაკების სპექტრი აღმოჩნდა დამოკიდებული $2\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{11}}$ - ფარდობის მნიშვნელობაზე.

1) თუ $\frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11}} = 1$ მაშინ:

$$n_2(V,t) = A(\alpha' V \exp(\alpha_1 V) + \beta' \exp(\alpha_1 V) + \gamma \exp(\alpha_2 V) + \gamma_1 \exp(\alpha_3 V)\ ) \qquad (1.3.17)$$

სადაც:

$$.A = \frac{4N_2^3(0)(B-C)}{W_2^2(0)F(t)(W_1^2(0)(B - CF(t)^{K=1}))^{\frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11}}}}$$

$$\alpha' = \frac{\lambda\alpha_1^2 + \mu\alpha_1 + \nu}{(\alpha_1 - \alpha_2)(\alpha_1 - \alpha_3)}, \beta' = \frac{2\lambda\alpha_1 + \mu}{(\alpha_1 - \alpha_2)(\alpha_1 - \alpha_3)} - \frac{(\lambda\alpha_1^2 + \mu\alpha_1 + \nu)(2\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_3)}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2(\alpha_1 - \alpha_3)^2}, \gamma = \frac{\lambda\alpha_2^2 + \mu\alpha_2 + \nu}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2(\alpha_2 - \alpha_3)}, \gamma_1 = \frac{\lambda\alpha_3^2 + \mu\alpha_3 + \nu}{(\alpha_3 - \alpha_1)^2(\alpha_3 - \alpha_2)}$$

$$\alpha_1 = -\frac{2N_2(0)}{W_2(0)}, \alpha_2 = -(\alpha + \beta), \alpha_3 = -(\alpha - \beta), \lambda = W_1^2(0), \nu = 4N_1^2(0)$$

2)ხოლო თუ $\frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11}} = 2$ მაშინ ყინულის ნაწილაკების სპექტრისთვის გვექნება მეორე გამოსახულება:

$$\begin{aligned} n_2(V,t) = {} & A(\lambda' V \exp(\alpha_1 V) + \beta' \exp(\alpha_1 V) + \chi V \exp(\alpha_2 V) + \chi' \exp(\alpha_2 V) + \\ & + \eta V \exp(\alpha_3 V) + \eta' \exp(\alpha_3 V)) \end{aligned} \qquad (1.3.18)$$

სადაც:

$$\lambda' = \frac{(\lambda\alpha_1 + \mu)^4}{(\alpha_1 - \alpha_2)^2(\alpha_1 - \alpha_3)^2}, \beta' = \frac{2(\lambda\alpha_1 + \mu)^3(-\alpha_1(\lambda(\alpha_2 + \alpha_3) + 2\mu) + 2\lambda\alpha_2\alpha_3 + \mu(\alpha_2 + \alpha_3))}{(\alpha\ - \alpha_2)^3(\alpha_1 - \alpha_3)^3}$$

$$\chi = \frac{(\lambda\alpha_2 + \mu)^4}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2(\alpha_2 - \alpha_3)^2}, \chi' = \frac{2(\lambda\alpha_2 + \mu)^3(-\alpha_2(\lambda(\alpha_1 + \alpha_3) + 2\mu) + 2\lambda\alpha_1\alpha_3 + \mu(\alpha_1 + \alpha_3))}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2(\alpha_2 - \alpha_3)^2}$$

ამ პირობების გამოყენება შეიძლება ნაწილაკთა ზომების დასადგენად. პირველი პირობის მიხედვით კრისტალების ზომა წვეთების ზომის სადარი უნდა იყოს, ხოლო მეორე პირობის მიხედვით კრისტალების ზომები გაცილებით მცირე უნდა იყოს წვეთების ზომებზე.

თუ მიღებულ გამოსახულებებში გადავალთ ზღვარზე, როცა $L, M \to 0$, მაშინ მივიღებთ კარგად ცნობილ განტოლებათა სისტემის ამოხსნებს წყაროების გარეშე [25].

ნაწილაკების დამატება დისპერსულ გარემოში მნიშვნელოვნად ცვლის სპექტრის განვითარებას. წყაროების პარამეტრების დასახასიათებლად გამოვიყენებთ პირველი და მეორე რიგის მომენტებს: კონცენტრაციას კრისტალებისთვის N_2 და წყლიანობას წვეთებისთვის W_1. შევარჩიოთ რაღაც ფიქსირებული დროის მომენტი ამოცანის არსიდან გამომდინარე. კოაგულაციის პროცესისთვის დამახასიათებელი დრო შეესაბამება 15-20წთ, როცა ეს პროცესი პრაქტიკულად დამთავრებულია და წარმოქმნილია სეტყვის მარცვლები ღრუბელში. მაშინ თუ დროის ამ მომენტისთვის შევაფარდებთ კონცენტრაციებს და წყლიანობებს წყაროების გათვალისწინებით და მათ გარეშე, მივიღებთ წყაროების მარეგულირებელ ორ პარამეტრს:

$$N = \frac{N_2(t_0)}{N_2(0)} = \frac{1}{1 - LN_2(0)t_0} \qquad (1.3.19)$$

$$N' = \frac{W_1(t_0)}{W_1(0)} = \frac{(1 - LN_2(0)t_0)^K}{\exp(-\sigma_{12}N_2(0)t_0)} \qquad (1.3.20)$$

სადაც t_0 შეესაბამება ღრუბელში სეტყვის წარმოქმნის დროს. $N_2(0), W_1(0)$ წარმოადგენენ კრისტალების კონცენტრაციას და წყლიანობას დროის საწყის მომენტში, როცა წყაროების მოქმედება ჯერ კიდევ არ ვლინდება. N, N' უჩვენებენ დროის ფიქსირებული მომენტისთვის როგორ შეიცვალა (გაიზარდა ან შემცირდა) წყლიანობა და კრისტალების კონცენტრაცია საწყის მომენტთან შედარებით, ანუ იმ მნიშვნელობებთან შედარებით, რომელიც მათ ექნებოდათ წყაროების არ არსებობის შემთხვევაში. თუ ამ გამოსახულებებს განვიხილავთ, როგორც განტოლებებს წყაროების პარამეტრების L,M მიმართ, მაშინ მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$\begin{aligned} L &= \frac{N-1}{NN_2(0)t_0} \\ M &= \sigma_{12}N_2(0) + \frac{N-1}{Nt_0 \ln N}(\ln N' - \sigma_{12}N_2(0)t_0) \end{aligned} \qquad (1.3.21)$$

მაგ: t_0=15წთ-სთვის და კრისტალების კონცენტრაციების საწყისი მნიშვნელობებისათვის (1.3.21) პარამეტრებისთვის მივიღებთ:

$$
\begin{aligned}
&L = (10^{+3} \div 5*10) \\
&M = (5*10^{-4} \div 2*10^{-3})
\end{aligned}
\qquad (1.3.22)
$$

(1.3.22)-ს განზომილებებია: L-მ³წმ⁻¹ და M-წმ⁻¹.

საწყისი წყლიანობის გათვალისწინებით 10გრ⁻³, წყლის ნაკადის მნიშვნელობა, რომელიც ღრუბელში ჩაედინება, მერყეობს ინტერვალში: $MW_1(0) = (3*10^{-3} \div 2*10^{-2})$ გრ⁻³წმ⁻¹.

ეს მნიშვნელობები კარგ თანხვედრაშია მძლავრი კონვექციის სხვადასხვა ტიპის ღრუბლებში წყლის ორთლის და ჰაერის ნაკადების მნიშვნელობების ემპირულ მონაცემებთან, ჩატარებულს აშშ-ში [65,70].

1.4 ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევა

თხევადი და მყარი ნალექების წარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევისთვის, პირობითად შემოვიღოთ მსხვილი წვეთების და კრისტალების მინიმალური მოცულობები (რადიუსები) $V_1(R_1)$ და $V_2(R_2)$. ამოცანის საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით (1.3.3) და ანალიზური ამოხსნების გამოყენებით (1.3.1)-(1.3.2), მივიღებთ დიდი ზომის ნაწილაკების კონცენტრაციებს, წყლიანობას და ყინულოვნებას.

წვეთებისთვის ვღებულობთ:

$$N_1'(V,t) = \int_{V_1}^{\infty} n_1(V,t)dV = \tfrac{\mu}{2\beta}\left(\tfrac{1}{\alpha-\beta}\exp(-(\alpha-\beta)V_1) - \tfrac{1}{\alpha+\beta}\exp(-(\alpha+\beta)V_1)\right) \quad (1.4.1)$$

კრისტალებისთვის კი გვექნება ორი გამოსახულება

$$N_2'(V_2,t) = \int_{V2}^{\infty} n_2(V,t)dV = A\left(\frac{1}{\alpha 1}\exp(-\alpha_1 V_2)(V_2\alpha' + \frac{\alpha'}{\alpha 1}\beta_1') + \frac{\gamma}{\alpha 21}\exp(-\alpha_2 V_2) + \frac{\gamma 1}{\alpha 3}\exp(-\alpha_3 V_2)\right) \quad (1.4.2)$$

$$
\begin{aligned}
N_{22}'(V_2',t) = \int_{V2}^{\infty} n_{22}(V,t)dV = A(&\exp(-\alpha_1 V_2{}')(\lambda'(V_2{}' + \frac{1}{\alpha 1}) + \beta')\frac{1}{\alpha 1} + \exp(\alpha_2 V_2{}')(\chi(V_2{}' + \frac{1}{\alpha 2}) + \\
&+ \chi')\frac{1}{\alpha 2} + \exp(-\alpha_3 V_2{}')(\eta(V_2{}' + \frac{1}{\alpha 3} + \eta'))\frac{1}{\alpha 3})
\end{aligned}
\qquad (1.4.3)
$$

(1.4.2) და (1.4.3) წარმოადგენენ შესაბამისად მსხვილი კრისტალების და მსხვილი კრისტალების და დნობადი კრისტალების (ხორხოშელა) კონცენტრაციას

წყლიანობისთვის მივიღებთ:

$$W_1'(V_1,t) = \int_{V1}^{\infty} n_1(V,t)VdV = \frac{\mu}{2\beta}\left(\frac{1}{\alpha+\beta}\left(V_1 + \frac{1}{\alpha+\beta}\right)\exp(-(\alpha+\beta)V_1) - \frac{1}{\alpha-\beta}\left(V_1 + \frac{1}{\alpha-\beta}\right)\exp(-(\alpha-\beta)V_1)\right) \tag{1.4.4}$$

ყინულოვნებისთვის გვექნება ისევ ორი გამოსახულება:

$$\begin{aligned} W_2'(V_2,t) = \int_{V2}^{\infty} n_2(V,t)VdV = A\Big(&\Big(\frac{\alpha'}{\alpha 1}\Big(V_2^2 + \frac{2V2}{\alpha 1} + \frac{2}{\alpha 1}\Big) + \frac{\beta'}{\alpha 1}\Big(V_2 + \frac{1}{\alpha 1}\Big)\Big)\exp(-\alpha_1 V_2) + \\ &+ \frac{\gamma}{\alpha 2}\Big(V_2 + \frac{1}{\alpha 2}\Big)\exp(-\alpha_2 V_2) + \frac{\gamma 1}{\alpha 3}\Big(V_2 + \frac{1}{\alpha 3}\Big)\exp(-\alpha_3 V_2)\Big) \end{aligned} \tag{1.4.5}$$

$$\begin{aligned} W_{22}'(V_2',t) = \int_{V2'}^{\infty} n_{22}(V,t)VdV = A\Big(&\Big(\frac{\lambda'}{\alpha 1}\Big(V_2'^2 + \frac{2}{\alpha 1}\Big(V_2' + \frac{1}{\alpha 1}\Big)\Big) + \frac{\mu'}{\alpha 1}\Big(V_2' + \frac{1}{\alpha 1}\Big)\Big)\exp(-\alpha_1 V_2') + \\ &+ \Big(\frac{\chi}{\alpha 2}\Big(V_2^{2'} + \frac{2}{\alpha 2}\Big(V_2' + \frac{1}{\alpha 2}\Big)\Big) - \frac{\chi'}{\alpha 2}\Big(V_2' + \frac{1}{\alpha 2}\Big)\Big)\exp(-\alpha_2 V_2') + \\ &+ \Big(\frac{\eta}{\alpha 3}\Big(V_2^{2'} + \frac{2}{\alpha 3}\Big(V_2 + \frac{1}{\alpha 3}\Big)\Big) + \frac{\eta'}{\alpha 3}\Big(V_2' + \frac{1}{\alpha 3}\Big)\Big)\exp(-\alpha_3 V_2')\Big) \end{aligned} \tag{1.4.6}$$

(1.4.5) და (1.4.6) წარმოადგენენ შესაბამისად მსხვილი კრისტალების და მსხვილი კრისტალების და დნობადი კრისტალების (ხორხოშელა) ყინულოვნებებს.

ამ გამოსახულებებში გამოყენებულია წინა პარაგრაფის აღნიშვნები.

ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის დასახასიათებლად შემოვიღოთ შემდეგი კოეფიციენტები:

$$\begin{aligned} &K_1 = \frac{W'(V_1,t)}{W_1(t)+W_2(t)} \quad && K_3 = \frac{W_1'(V_1,t)+W_2'(V_2,t)}{W_1(t)+W_2(t)} \\ &K_2 = \frac{W_2'(V_2,t)}{W_1(t)+W_2(t)} \quad && K_{32} = \frac{W_1'(V_1)+W_{22}'(V_2',t)}{W_1(t)+W_2(t)} \\ &K_{22} = \frac{W_{22}(V_2')}{W_1(t)+W_2(t)} \quad && K_4 = K_1 + K_{22} - K_2 \end{aligned} \tag{1.4.7}$$

K_1-აღწერს წვიმის წარმოქმნის ეფექტურობას;

K_2-კრისტალების (სეტყვის) წარმოქმნის ეფექტურობას;

K_{22}-კრისტალების (სეტყვის) და ხორხოშელას წარმოქმნის ეფექტურობას;

K_3-წვიმის და სეტყვის წარმოქმნის ეფექტურობას;

K_{32}-წვიმის, სეტყვის და ხორხოშელას წარმოქმნის ეფექტურობას;

K_4-თხევადი ნალექის (წვიმა, ხორხოშელა) წარმოქმნის ეფექტურობა.

(1.4.1)-(1.4.7)-ების გამოთვლები ჩატარებულია წვეთების და კრისტალების სხვადასხვა სპექტრისთვის და სხვადასხვა სიმძლავრის წყაროებისთვის. საწყისი მონაცემები მოც. ცხრ.1.4.1-ში.

ცხრილი 1.4.1. ამოცანის საწყისი მონაცემები

$N_1(0)$მ$^{-3}$	$W_1(0)$გ/მ^3	$N_2(0)$ მ$^{-3}$	$W_2(0)$ გ/მ^3
2.939*10^{-1}	1*10^{-6}	5*10^{-4}	2.09*10^{-12}
2.99*10^{-1}	1*10^{-5}	6*10^{-5}	2.01*10^{-12}
3.4*10^{-2}	2*10^{-5}	5*10^{-5}	2.62*10^{-11}
1.19*10^{-2}	5*10^{-5}	2*10^{-5}	2.83*10^{-10}

ძირითადად განხილულია სამი შემთხვევა წყაროების სხვადასხვა სიმძლავრისთვის: 1) n=2,n$'$=2; 2) n=10,n$'$=2; 3)n=2,n$'$=10. ასევე მოყვანილია ზოგიერთი სხვა შემთხვევისთვის ნახაზები.

1.4.1 ღრუბლის მიკროსტრუქტურის გამოკვლევა

პირველ შემთხვევაში წვეთების განაწილების ფუნქციას პირველი საწყისი პირობისთვის და ხორხოშელას სპექტრის (n22) მიხედვით, 0-დან იწყება, იზრდება 3.07*10^{-2}-მდე, მეორე პირობისთვის 0-დან იზრდება 6.28*10^{-2}-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან იზრდება 1.57*10^{-2}-მდე 150წმ-ზე, მცირდება 1.35*10^{-4}-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0-დან იზრდება1.16*10^{-2}-მდე. დიდი ზომის წვეთების კონცენტაცია პირველი საწყისი პირობისთვის 0-დან იზრდება 3.25-მდე, მეორე პირობისთვის 0-დან იზრდება, აღწევს მაქსიმუმს 15.8-ს 300წმ-ზე და მცირდება 1.49-მდე, მესამისთვის იზრდება 7.02*10^{-2}-მდე და მცირდება 1.09*10^{-3}-მდე, მეოთხე პირობისთვის მაქსიმალურ მნიშვნელობას აღწევს 600წმ-ზე-35.6, მცირდება 2.81-მდე. წყლიანობა პირველი საწყისი პირობისთვის 0-დან იზრდება 7.68*10^{-3}-მდე, მეორისთვის 0-დან იზრდება 1.57*10^{-2}-მდე, მესამისთვის 750წმ-ზე აღწევს 3.93*10^{-3} მნიშვნელობას და მცირდება 3.38*10^{-5}-მდე, მეოთხისთვის 600წმ-ზე აღწევს 1.15*10^{-2} მნიშვნელობას, მცირდება 2.14*10^{-3} და ისევ იზრდება 2.91*10^{-3}-მდე.

კრისტალების განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის $4.18*10^{-4}$-დან მცირდება $2.41*10^{-4}$ მნიშვნელობამდე, მეორე პირობისთვის $3.56*10^{-3}$ მნიშვნელობიდან იზრდება $2.02*10^{-2}$-მდე 600წმ-ზე და მცირდება $6.71*10^{-3}$-მდე, მესამე პირობისთვის$9.87*10^{-3}$-დან მცირდება $1.35*10^{-3}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0.112-დან მცირედ იზრდება 0.174-მდე, მცირდება 0.136-მდე 600წმ-ზე და ისევ იზრდება 0.175-მდე. დიდი ზომის კრისტალების კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.8*10^{-4}$-დან მცირდება $8.16*10^{-5}$-მდე, მეორე პირობისთვის $1.65*10^{-5}$-დან მცირდება $9.51*10^{-6}$-მდე, იზრდება $2.36*10^{-5}$-მდე 750წმ-ზე, მცირდება $7.74*10^{-6}$-მდე, მესამე პირობისთვის $4.8*10^{-5}$-დან მცირდება $8.13*10^{-7}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის $9.63*10^{-5}$-დან მცირდება $2.1*10^{-5}$-მდე 450წმ-ზე, იზრდება $2.95*10^{-5}$-მდე 750წმ-ზე და მცირდება $3.03*10^{-5}$-მდე. ყინულოვნება პირველი პირობისთვის $8.18*10^{-11}$-დან იზრდება $4.046*10^{-6}$-მდე, მეორე პირობისთვის $4.32*10^{-11}$-დან მყისიერად იზრდება $1.38*10^{-6}$-მდე, მცირდება $9.34*10^{-7}$-მდე, იზრდება $3.01*10^{-6}$-მდე 750წმ-ზე და მცირდება $9.03*10^{-7}$-მდე. ამ შემთხვევისთვის ყინულოვნება ორმოდალურია. მესამე პირობისთვის $2.007*10^{-10}$-დან იზრდება $1.14*10^{-6}$-მდე, მცირდება $1.88*10^{-7}$-მდე. მეოთხე პირობისთვის $4.22*10^{-10}$-დან იზრდება $8.43*10^{-5}$-მდე, მცირდება $8.87*10^{-6}$-მდე 600წმ-ზე იზრდება $1.18*10^{-5}$-მდე. ამ შემთხვევაშიც ორმოდალური ფორმა აქვს.

ხორხოშელას განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პრობისთვის $1.94*10^{-5}$-დან იზრდება $5.92*10^{-1}$-მდე, მეორე პირობისთვის $1.28*10^{-5}$-დან იზრდება 5.93-მდე, მესამე პირობისთვის $8.15*10^{-11}$-დან იზრდება $1.52*10^{-4}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის $2.98*10^{-15}$-დან იზრდება $6.52*10^{-10}$-მდე. ხორხოშელას კონცენტრაცია პირველი პირობისთვის $1.2*10^{-4}$-დან მყისიერად იზრდება 0.202-მდე, მცირდება $1.77*10^{-2}$-მდე, იზრდება 0.225-მდე, მეორე პირობისთვის $1.5*10^{-3}$-დან იზრდება 27.9-მდე, მესამე პირობისთვის $3.83*10^{-4}$-დან იზრდება 9.25-მდე, მეოთხე პირობისთვის $8.94*10^{-5}$-დან იზრდება 0.362-მდე. ყინულოვნება პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-9}$-დან მყისიერად იზრდება $1.31*10^{-2}$-მდე, მცირდება $6.53*10^{-8}$-მდე იზრდება $6.58*10^{-7}$-მდე, მეორე პირობისთვის $1.25*10^{-6}$-დან იზრდება $5.26*10^{-3}$-მდე, მესამე პირობისთვის $1.73*10^{-6}$-დან იზრდება $4.42*10^{-3}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის $1.67*10^{-6}$-დან იზრდება $1.05*10^{-3}$-მდე.

მეორე შემთხვევაში წვეთების განაწილების ფუნქცია პირველი პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან ძლიერად იზრდება, ასევე მეორე პირობისთვის $5.19*10^{2}$-მდე იზრდება, მესამე პირობისთვის 14.1-მდე იზრდება, მეოთხე პირობისთვის 450წმ-ზე აღწევს $5.87*10^{-3}$ მნიშვნელობას, მცირდება $4.93*10^{-5}$-მდე ისევ იზრდება 0.15-მდე. წინა შემთხვევასთან შედარებით პირველი სამი პირობისთვის ეს შემთხვევაა ძლიერი, ხოლო მეოთხე პირობისთვის პირველი შემთხვევაა ძლიერი. დიდი ზომის წვეთების კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება 16.8-მდე მცირდება 4.08-მდე 450წმ-ზე, იზრდება 54.8-მდე 750წმ-ზე, მცირდება 0.157-მდე, მეორე პირობისთვის 0-დან იზრდება 79.3-მდე 450წმ-ზე, მცირდება 12.5-მდე 750წმ-ზე და იზრდება 22.7-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან იზრდება 20.1-მდე 450წმ-ზე, მცირდება 0.21-მდე და ისევ იზრდება 27.1-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0-დან იზრდება $6.66*10^{2}$-მდე 450წმ-ზე, მცირდება 13.5-მდე, იზრდება 23.7-მდე. პირველ შემთხვევასთან შედარებით პირველი ორი საწყისი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, დანარჩენი ორი პირობისთვის მეორე შემთხვევა. წყლიანობა პირველი საწყისი პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება $8.09*10^{-3}$-მდე, მეორე პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება $3.62*10^{-3}$-მდე, ნელა მცირდება $1.83*10^{-3}$-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება $1.9*10^{-3}$-მდე, მცირდება $2.06*10^{-4}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0-დან იზრდება $2.28*10^{-2}$-მდე 750-წმ-ზე, მცირდება $5.47*10^{-3}$-მდე. პირველი შემთხვევისთვის მეორე საწყისი პირობაა უფრო ძლიერი.

კრისტალების განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის $4.2*10^{-4}$ მნიშვნელობიდან მცირდება $2.45*10^{-4}$-მდე, მეორე პირობისთვის $3.7*10^{-3}$-დან მცირდება $1.44*10^{-3}$-მდე, მესამე პირობისთვის $9.87*10^{-3}$-დან მცირდება $1.38*10^{-3}$-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0.112-დან იზრდება 0.735-მდე, მცირდება 0.114-მდე 750-წმ-ზე იზრდება 0.174-მდე. ამ ორ შემთხვევაში ძირითადი განსხვავება მეორე საწყისი პირობისთვისაა, როცა პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი. დიდი ზომის კრისტალების კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.8*10^{-4}$ მნიშვნელობიდან მცირდება $9.7*10^{-5}$-მდე, მეორისთვის $1.65*10^{-5}$-დან იზრდება $3.91*10^{-5}$-მდე მცირდება $3.07*10^{-6}$-მდე, მესამისთვის $4.8*10^{-5}$-დან მცირდება $2.72*10^{-6}$-მდე,მეოთხისთვის $9.63*10^{-5}$-დან მცირდება $1.69*10^{-5}$-მდე, იზრდება

$3.02*10^{-5}$-მდე. მეორე საწყისი პირობისთვის ეს შემთხვევაა უფრო ძლიერი, ხოლო მეოთხისთვის პირველი. ყინულოვნება პირველი პირობისთვის $8.17*10^{-11}$ მნიშვნელობიდან იზრდება $6.91*10^{-7}$-მდე, მეორისთვის $4.3*10^{-11}$ მყისიერად იზრდება $5.76*10^{-6}$-მდე, მცირდება $2.87*10^{-7}$ მნიშვნელობამდე, მესამისთვის $2.01*10^{-10}$-დან მყისიერად იზრდება $1.38*10^{-6}$-მდე, მცირდება $4.99*10^{-7}$-მდე, მეოთხისთვის $4.21*10^{-10}$-დან მყისიერად იზრდება $3.72*10^{-5}$-მდე, მცირდება $6.99*10^{-6}$ 600წმ-ზე, იზრდება $1.18*10^{-5}$-მდე. ამ ორი შემთხვევის შედარებიდან მეორე პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი.

ხორხოშელას განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.94*10^{-5}$-დან იზრდება $2.31*10^{-2}$-მდე, მეორისთვის $1.28*10^{-5}$-დან იზრდება $1.01*10^{-2}$-მდე, მესამისთვის $8.15*10^{-11}$-დან იზრდება $1.65*10^{-4}$-მდე, მეოთხისთვის $2.98*10^{-15}$-დან იზრდება $6.11*10^{-10}$-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა ძლიერი. ხორხოშელას კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-4}$-დან იზრდება 50.4-მდე, მეორისთვის $1.5*10^{-3}$-დან იზრდება $9.93*10^{2}$-მდე, მესამისთვის $3.83*10^{-4}$-დან იზრდება 9.77-მდე, მეოთხისთვის $8.94*10^{-5}$-დან იზრდება 0.346-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობისთვის ეს შემთხვევაა უფრო ძლიერი, დანარჩენი ორისთვის -პირველი. ყინულოვნება პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-9}$ მნიშვნელობიდან მყისიერად იზრდება $4.47*10^{-6}$-მდე, მცირდება $7.98*10^{-8}$-მდე, იზრდება $1.02*10^{-4}$-მდე. ამ შემთხვევაში ორმოდალური ფორმა აქვს, მეორე პირობისთვის $1.25*10^{-6}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 0.996-მდე, მესამისთვის $1.73*10^{-6}$დან იზრდება $4.60*10^{-3}$-მდე, მეოთხისთვის $1.67*10^{-6}$-დან იზრდება $1.01*10^{-3}$-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობისთვის ეს შემთხვევაა უფრო ძლიერი.

მესამე შემთხვევისთვის წვეთების განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება 0.143-მდე, მეორისთვის 0-დან იზრდება $4.45*10^{-2}$-მდე, მესამისთვის 0-დან იზრდება $2.95*10^{-2}$-მდე, მეოთხისთვის 0-დან იზრდება $4.78*10^{-2}$-მდე 600წმ-ზე, მცირდება $3.09*10^{-3}$-მდე. ამ სამი შემთხვევიდან პირველი სამი საწყისი პირობისთვის მეორე შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეოთხისთვის კი მეორე. დიდი ზომის წვეთების კონცენტრაცია პირველი საწყისი მნიშვნელობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება 33.2-მდე, მეორისთვის 0-დან იზრდება 6.61-მდე 300წმ-ზე,

მცირდება 0.957-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან იზრდება 10.1-მდე 300წმ-ზე, მცირდება 0.941-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრება 3.83-მდე, მცირდება 0.227-მდე 450წმ-ზე, იზრდება 3.87 600წმ-ზე, მცირდება 0.289-მდე, ისევ იზრდება 0.829-მდე. პირველი საწყისი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, დანარჩენი სამისთვის მეორე. წყლიანობა პირველი საწყისი პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება $3.57*10^{-2}$-მდე, მეორისთვის 0-დან იზრდება $1.11*10^{-2}$-მდე, მესამისთვის 0-დან იზრდება $7.37*10^{-3}$-მდე, მეოთხისთვის 0-დან იზრდება $1.2*10^{-2}$-მდე 600წმ-ზე, მცირდება $7.72*10^{-4}$-მდე. პირველი და მესამე საწყისიპირობისთვის მესამე შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეორისთვის –პირველი, მეოთხისთვის –მეორე.

კრისტალების განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის $4.18*10^{-4}$-დან მცირდება $4.61*10^{-5}$-მდე, მეორისთვის $3.56*10^{-3}$-დან მცირდება $3.12*10^{-4}$-მდე, მესამისთვის $9.87*10^{-3}$-დან მცირდება $1.84*10^{-3}$-მდე,მეოთხისთვის 0.112-დან იზრდება 0.159-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მესამისთვის-მესამე, მეოთხისთვის ისევ პირველი. დიდი ზომის კრისტალების კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.8*10^{-4}$ მნიშვნელობიდან მცირდება $2.47*10^{-5}$-მდე, მეორისთვის $1.65*10^{-5}$-დან იზრდება $3.72*10^{-5}$-მდე, მცირდება $7.14*10^{-7}$-მდე, მესამისთვის $4.8*10^{-5}$-დან იზრდება $1.51*10^{-4}$-მდე, მცირდება $3.24*10^{-6}$-მდე, მეოთხისთვის $9.63*10^{-5}$-დან იზრდება $6.18*10^{-4}$-მდე, მცირდება $3.24*10^{-6}$-მდე. პირველი საწყისი პირობისთვის უფრო ძლიერია მეორე შემთხვევა, მეორისთვის-პირველი შემთხვევა, მესამისთვის მესამე შემთხვევა მეოთხისთვის –პირველი შემთხვევა. ყინულოვნება პირველი საწყისიპირობისთვის $8.2*10^{-11}$ მნიშვნელობიდან იზრდება $7.62*10^{-7}$ მნიშვნელობამდე, მეორისთვის $4.32*10^{-11}$-დან იზრდება $7.2*10^{-6}$-მდე, მცირდება $6.61*10^{-8}$-მდე, მესამისთვის $2.01*10^{-10}$-დან იზრდება $3.87*10^{-5}$მდე, მცირდება $4.09*10^{-7}$-მდე, მეოთხისთვის $4.22*10^{-10}$-დან იზრდება $2.67*10^{-4}$-მდე, მცირდება $1.53*10^{-5}$-მდე. პირველი საწყისი პირობისთვის უფრო ძლიერი პირველი შემთხვევაა, მეორისთვის და მესამისთვის-მეორე შემთხვევა, მეოთხე საწყისი პირობისთვის მესამე შემთხვევაა უფრო ძლიერი.

ხორხოშელას განაწილების ფუნქცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.94*10^{-5}$ მნიშვნელობიდან იზრდება $4.98*10^{-4}$-მდე, მცირდება $3.93*10^{-4}$-მდე, მეორე პირობისთვის $1.28*10^{-5}$-დან იზრდება $1.15*10^{-3}$-მდე, მესამისთვის $8.15*10^{-11}$-დან იზრდება $1.41*10^{-4}$-მდე, მეოთხისთვის $2.98*10^{-15}$-დან იზრდება $6.86*10^{-10}$-მდე. პირველი და მეორე საწყისი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მესამისთვის -მეორე შემთხვევა, მეოთხისთვის მესამე შემთხვევა. ხორხოშელას კონცენტრაცია პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-4}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 0.16-მდე, მცირდება $8.08*10^{-4}$-მდე, მეორისთვის $1.5*10^{-3}$-დან მყისიერად იზრდება 0.341-მდე, მცირდება $2.81*10^{-2}$-მდე, მეოთხისთვის $8.94*10^{-5}$-დან იზრდება 0.217-მდე. პირველი სამი საწყისი პირობისთვის უფრო ძლიერია მეორე შემთხვევა, მეოთხისთვის-პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი. ხორხოშელას ყინულოვნება პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-9}$-დან იზრდება $5.93*10^{-9}$-მდე, მეორისთვის $1.25*10^{-6}$-დან მყისიერად იზრდება $6.85*10^{-2}$-მდე, მცირდება $5.93*10^{-9}$-მდე, მესამე პირობისთვის $1.73*10^{-6}$-დან იზრდება $1.93*10^{-3}$-მდე, მეოთხისთვის $1.67*10^{-6}$-დან იზრდება $4.98*10^{-4}$-მდე. პირველი, მეორე და მესამე პირობებისთვის უფრო ძლიერი მეორე შემთხვევაა, მეოთხისთვის –პირველი შემთხვევა.

1.4.2 ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევა

ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტები სხვადასხვა პირობებისთვის შემდეგნაირად ვითარდებიან. 1) შემთხვევისთვის წვიმის წარმოქმნის ეფექტურობა K_1-ხორხოშელას სპექტრის მიხედვით პირველი საწყისი პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება 97.8 მნიშვნელობამდე, მცირდება 24.6-მდე, მეორე პირობისთვის ისევ 0-დან მყისიერად იზრდება 84.1 მნიშვნელობამდე, მცირდება 27.9-მდე, მესამე პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან მყისიერად იზრდება 41.7მნიშვნელობამდე, მცირდება 0.042-მდე, მეოთხე პირობისთვის იზრდება 0-დან 0.571-მდე, მცირდება 0.555-მდე, 750წმ-ზე იზრდება 3.57-მდე, მცირდება 0.227-მდე.

სეტყვის წარმოქმნის ეფექტურობა K_2-პირველი საწყისი პირობისთვის $8.19*10^{-5}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 1.37-მდე, მეორე პირობისთვის $4.31*10^{-6}$-დან მყისიერად იზრება 0.117-მდე, მცირდება 0.0679-მდე, იზრდება 0.14-მდე, მცირდება 0.0317-მდე, მესამე პირობისთვის 10^{-5}-დან მყისიერად იზრდება 0.0202, მცირდება $7.9*10^{-4}$-მდე, მეოთხე საწყისი პირობისთვის $8.43*10^{-6}$-დან მყისიერად იზრდება 1.56-მდე, მცირდება 0.113-მდე.

K_{22}-ს პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-3}$ მნიშვნელობიდან მყისიერად იზრდება $1.25*10^{2}$-მდე, მცირდება $5.63*10^{-2}$-მდე, იზრდება 0.33-მდე, მეორე პირობისთვის 0.125-დან იზრდება $2.67*10^{2}$-მდე, მესამე პირობისთვის $8.64*10^{-2}$-დან იზრდება 35.1-მდე, მეოთხე პირობისთვის $3.34*10^{-2}$-დან იზრდება 13.5-მდე. K_2-თან შედარებით ხორხოშელას წარმოქმნის ეფექტურობა მეტია.

K_3-პირველი პირობისთვის $8.19*10^{-5}$ მნიშვნელობიდან მყისიერად იზრება $4.03*10^{3}$-მდე, მცირდება$2.74*10^{3}$-მდე, მეორე პირობისთვის $4.326*10^{-6}$-დან იზრდება 64.03-მდე, მესამე პირობისთვის $1.004*10^{-5}$-დან იზრდება 33.67-მდე, მცირდება 0.89-მდე, მეოთხე პირობისთვის $8.42*10^{-6}$-დან იზრდება 400.99-მდე, მცირდება 51-მდე.

K_{32}-პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-3}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 1.37-მდე, მეორე პირობისთვის 0.125-დან იზრდება $3.60*10^{2}$-მდე, მესამე პირობისთვის $8.64*10^{-2}$-დან იზრდება 36.7-მდე, მეოთხე პირობისთვის $3.34*10^{-2}$-დან იზრდება 84-მდე.

K_4- რადგან დროის საწყის მომენტში წვიმის წარმოქმნის ეფექტურობა 0-ტოლია, ამიტომ მას ამ მომენტში განაპირობებს ხორხოშელას ეფექტურობა. პირველი საწყისი პირობისთვის $1.12*10^{-3}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 23.6-მდე, მეორე პირობისთვის 0.125-დან იზრდება $2.95*10^{2}$-მდე,მესამე პირობისთვის $8.64*10^{-2}$-დან იზრდება 35.1-მდე, მეოთხე პირობისთვის $3.34*10^{-2}$-დან იზრდება 13.6-მდე.

ცხრილი 1.4.2 ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტების მნიშვნელობები 1)შემთხვევისთვის 900წმ-ს განმავლობაში

k32	1,20E-03	1,66E+04	4,24E+03	4,24E+03	4,21E+03	4,16E+03	4,10E+03
	1,25E-01	3,29E+02	2,50E+02	2,03E+02	1,88E+02	2,22E+02	3,60E+02
	8,64E-02	7,38E+01	4,68E+01	4,02E+01	3,85E+01	3,81E+01	3,67E+01
	3,34E-02	2,85E+01	5,65E+01	1,51E+02	1,97E+02	4,85E+02	8,40E+01
k1	0,00E+00	9,78E+01	8,76E+01	7,99E+01	6,86E+01	5,09E+01	2,46E+01
	0,00E+00	8,41E+01	7,87E+01	7,38E+01	6,64E+01	5,26E+01	2,79E+01
	0,00E+00	4,17E+01	3,99E+00	1,15E+00	4,24E-01	1,59E-01	4,20E-02
	0,00E+00	5,50E-01	5,71E-01	5,55E-01	3,57E+00	4,16E-01	2,27E-01
k2	8,19E-05	2,95E-02	7,56E-02	1,51E-01	2,86E-01	5,69E-01	1,37E+00
	4,33E-06	1,17E-01	6,79E-02	7,43E-02	1,55E-01	1,40E-01	3,17E-02
	1,00E-05	2,02E-02	4,80E-03	2,30E-03	1,41E-03	1,00E-03	7,90E-04
	8,43E-06	1,56E+00	2,22E-01	1,45E-01	1,25E-01	1,19E-01	1,13E-01
k4	1,12E-03	1,26E+04	8,80E+01	7,98E+01	6,84E+01	5,05E+01	2,36E+01
	1,25E-01	8,53E+01	8,71E+01	9,43E+01	1,13E+02	1,62E+02	2,95E+02
	8,64E-02	6,03E+01	3,01E+01	3,16E+01	3,38E+01	3,53E+01	3,51E+01
	3,34E-02	3,08E+00	7,48E+00	1,00E+01	1,51E+01	1,33E+01	1,36E+01
k3	8,19E-05	4,04E+03	3,98E+03	3,82E+03	3,59E+03	3,27E+03	2,74E+03
	4,326E-06	308,093924	215,3746	155,771456	115,798829	87,300827	64,031985
	1,004E-05	33,6730725	10,979378	4,88625574	2,57153855	1,4927205	0,8952248
	8,426E-06	25,6535594	47,929156	133,21243	168,040776	400,99993	51,993747

2)შემთხვევისთვის წვიმის წარმოქმნის ეფექტურობა K_1 ხორხოშელას სპექტრის მიხედვით 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება $1.46*10^2$-მდე და ნელა მცირდება 25.9-მდე, მეორე პირობისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან მყისიერად იზრდება 58.1-მდე, მცირდება 3.25-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება 20.2-მდე, მცირდება 0.256-მდე, მეოთხე პირობისთვის 0-დან იზრდება 1.53-მდე, მცირდება 0.427-მდე. ამ ორი შემთხვევის შედარებიდან მეორე შემთხვევა ძლიერია პირველი პირობისთვის, დანარჩენი სამი პირობისთვის თითქმის ერთნაირია.

K_2-პირველი საწყისი პირობისთვის $8.189*10^{-5}$-დან იზრდება 0.234-მდე, მეორე პირობისთვის $4.32*10^{-6}$-დან მყისიერად იზრდება 0.486-მდე, მცირდება 0.0101-მდე, მესამე პირობისთვის $1.004*10^{-5}$-დან მყისიერად იზრდება 0.024-მდე, მცირდება 0.0022-მდე, მეოთხე პირობისთვის $8.426*10^{-6}$-დან მყისიერად იზრდება 0.687-მდე, მცირდება

0.112-მდე. ამ ორი შემთხვევის შედარებიდან პირველი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეორე და მესამისთვის მეორშემთხვევა,მეოთხისთვის თითქმის ერთნაირია.

K_{22}-პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-3}$-დან მყისიერად იზრდება 4.25-მდე, მცირდება 0.714-მდე, ისევ იზრდება 51.5-მდე, მეორე პირობისთვის 0.125-დან იზრდება $5.07*10^{2}$-მდე, მესამე პირობისთვის $8.64*10^{-2}$-დან იზრდება 36.5-მდე, მეოთხისთვის $3.34*10^{-2}$-დან იზრდება 13-მდე. კრისტალების წარმოქმნის ეფექტურობასთან შედარებით, ხორხოშელას წარმოქმნის ეფექტურობა მეტია. ყველა საწყისი პირობისთვის ეს შემთხვევაა უფრო ძლიერი.

K_3-პირველი საწყისი პირობისთვის $8.189*10^{-5}$ მნიშვნელობიდან იზრდება 274.79-მდე, მეორისთვის $4.32*10^{-6}$-დან იზრდება 64.02-მდე, მესამისთვის $1.004*10^{-5}$-დან მყისიერად იზრდება 33.68-მდე, მცირდება 0.89-მდე, მეოთხე პირობისთვის $8.42*10^{-6}$-და იზრდება 51.99-მდე. ამ ორი შემთხვევის შედარებიდან პირველი პირობის დროს ორივესთვის K_3 ძლიერად იზრდება.

K_{32}-პირველი საწყისი პირობისთვის $1.2*10^{-3}$-დან იზრდება $4.15*10^{3}$-მდე, მეორისთვის 0.125-დან იზრდება $5.08*10^{3}$-მდე, მესამისთვის$8.64*10^{-2}$-დან 38.1-მდე იზრდება, მეოთხისთვის $3.34*10^{-2}$-დან იზრდება 83.6-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობა ორივე შემთხვევისთვის ძლიერია.

K_4-პირველი პირობისთვის $1.12*10^{-3}$-დან იზრდება 77.2-მდე, მეორისთვის 0.125-დან $5.07*10^{3}$-მდე იზრდება, მესამისთვის $8.64*10^{-2}$-დან იზრდება 36.7-მდე, მეოთხისთვის 0.334-დან იზრდება 13.4-მდე. მეორე პირობისთვის ეს შემთხვევაა უფრო ძლიერი.

ცხრილი1.4.3 ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტების მნიშვნელობები 2)შემთხვევისთვის 900წმ-ს განმავლობაში

k32	1,20E-03	4,16E+03	4,24E+03	4,24E+03	4,21E+03	4,16E+03	4,15E+03
	1,25E-01	3,30E+02	2,56E+02	2,28E+02	3,20E+02	1,33E+03	5,08E+04

	8,64E-02	7,36E+01	4,63E+01	3,94E+01	3,76E+01	3,74E+01	3,81E+01
	3,34E-02	2,86E+01	5,66E+01	1,51E+02	1,97E+02	4,85E+02	8,36E+01
k1	0,00E+00	1,46E+02	1,11E+02	9,04E+01	7,13E+01	5,04E+01	2,59E+01
	0,00E+00	5,81E+01	3,70E+01	2,39E+01	1,50E+01	8,31E+00	3,25E+00
	0,00E+00	2,02E+01	8,77E+00	4,31E+00	2,09E+00	9,18E-01	2,56E-01
	0,00E+00	8,57E-01	1,53E+00	3,65E+00	3,71E+00	6,38E+00	4,27E-01
k3	8,189E-05	4042,43417	3984,6009	3818,56893	3586,20015	3267,8696	2743,7962
	4,326E-06	308,463338	215,38696	155,739052	115,670464	87,178627	64,010376
	1,004E-05	33,6773592	10,98359	4,88895211	2,57344037	1,4942103	0,8966015
	8,426E-06	24,7831101	47,930657	133,191833	168,01435	400,97403	51,993119
k2	8,189E-05	0,02152202	0,0503888	0,08861815	0,13803876	0,1970379	0,2342993
	4,326E-06	0,48657993	0,08029	0,04191242	0,02660385	0,0174942	0,0100643
	1,004E-05	0,02447951	0,0090132	0,00499319	0,0033165	0,002494	0,0021666
	8,426E-06	0,68794339	0,2237444	0,12390603	0,09819208	0,0934165	0,1121085
k4	1,12E-03	1,51E+02	1,11E+02	9,04E+01	7,16E+01	5,25E+01	7,72E+01
	1,25E-01	5,99E+01	5,12E+01	6,95E+01	1,93E+02	1,23E+03	5,07E+04
	8,64E-02	3,86E+01	3,44E+01	3,40E+01	3,45E+01	3,54E+01	3,67E+01
	3,34E-02	4,29E+00	8,55E+00	1,34E+01	1,55E+01	1,95E+01	1,34E+01

3)შემთხვევისთვის K_1 კოეფიციენტი 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება $1.15*10^2$-მდე, მეორე პირობისთვის 0-დან მყისიერად იზრდება 85.6-მდე, მცირდება 19.8-მდე, მესამე პირობისთვის 0-დან იზრდება 914-მდე, მეოთხისთვის 0-ვანი მნიშვნელობიდან იზრდება 3.71-მდე 600წმ-ზე, მცირდება $6.03*10^{-2}$-მდე. პირველი პირობისთვის მესამე შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეორისთვის პირველი და მესამეა უფრო ძლიერი, მეოთხისთვის კი მეორე აღმოჩნდა შედარებით ძლიერი.

K_2 კოეფიციენტი პირველი საწყისი პირობისთვის $8.189*10^{-5}$ საწყისი მნიშვნელობიდან იზრდება 0.25-მდე, მეორისთვის $4.32*10^{-6}$-დან იზრდება 0.0023-მდე, მესამისთვის $1.004*10^{-5}$-დან იზრდება 0.41-მდე, მცირდება 0.0017-მდე, მეოთხისთვის $8.426*10^{-6}$-დან იზრდება 4.56-მდე, მცირდება 0.145-მდე. პირველი პირობისთვის პირველი შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეორე და მესამისთვის მეორე, მეოთხისთვის კი მესამე შემთხვევა.

K_{22}-პირველი საწყისი პირობისთვის 2.10^{-3} საწყისი მნიშვნელობიდან იზრდება 0.702-მდე მცირდება $3*10^{-3}$-მდე, მეორე პირობისთვის 0.125-დან იზრდება 11.4-მდე, მცირდება

0.293-მდე, მესამე პირობისთვის იზრდება 15.2-მდე, მეოთხისთვის იზრდება 6.42-მდე. პირველი ორი საწყისი პირობისთვის პირველი და მეორე შემთხვევებია უფრო ძლიერი.

K_3 კოეფიციენტი პირველი საწყისი პირობისთვის ძლიერად იზრდება, მეორისთვის იზრდება 65.002-მდე, მესამისთვის 0.89-მდე, მეოთხისთვის 52.026-მდე. ამ სამი შემთხვევის შედარებიდან პირველი ორი პირობა სამივე შემთხვევისთვის ძლიერია. მეოთხე პირობისთვის შედარებით ძლიერი მესამე შემთხვევაა.

K_{32}-პირველი საწყისი პირობისთვის ძლიერად იზრდება, მეორისთვის იზრდება 93.2-მდე, მესამისთვის 68-მდე იზრდება, მეოთხისთვის 76.9-მდე იზრდება. პირველი პირობისთვის სამივე შემთხვევაში ძლიერად იზრდება, მეორე პირობისთვის მეორე შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მესამე პირობისთვის –მესამე შემთხვევა.

K_4 კოეფიციენტი პირველი საწყისი პირობისთვის იზრდება $1.14*10^2$-მდე, მეორისთვის 20.1-მდე იზრდბა მესამისთვის 24.3-მდე იზრდება, მეოთხისთვის 6.34-მდე იზრდება. პირველი საწყისი პირობისთვის მესამე შემთხვევაა უფრო ძლიერი, მეორე და მესამე პირობებისთვის –მეორე, მეთხე პირობისთვის მესამე შემთხვევაა შედარებით ძლიერი.

ცხრილი 1.4.4 ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტების მნიშვნელობები 3)შემთხვევისთვის 900წმ-ს განმავლობაში.

k32	1,20E-03	4,16E+03	4,11E+04	4,24E+03	4,21E+03	4,16E+03	4,10E+03
	1,25E-01	6,49E+03	2,53E+02	1,84E+02	1,42E+02	1,13E+02	9,32E+01
	8,64E-02	7,19E+01	4,16E+01	3,13E+01	2,57E+01	2,14E+01	1,68E+01
	3,34E-02	2,81E+01	5,51E+01	1,48E+02	1,93E+02	4,79E+02	7,69E+01
k1	0,00E+00	1,86E+02	1,82E+02	1,95E+02	2,02E+02	1,87E+02	1,15E+02
	0,00E+00	8,56E+01	7,97E+01	7,28E+01	6,18E+01	4,41E+01	1,98E+01
	0,00E+00	5,17E+01	4,56E+01	3,92E+01	3,07E+01	2,09E+01	9,14E+00
	0,00E+00	4,96E-01	4,64E-01	3,62E-01	3,71E+00	1,60E-01	6,03E-02
k2	8,189E-05	0,01755726	0,0396913	0,07751223	0,18776857	1,9036455	0,2583579
	4,326E-06	0,16943389	0,523837	0,05306107	0,0169387	0,0065423	0,0023167
	1,004E-05	0,08285856	0,4172004	0,02802267	0,00867791	0,0037078	0,0017764
	8,426E-06	0,12795524	4,562746	2,09823797	0,48036788	0,2447134	0,145104

k4	1,12E-03	1,86E+02	3,71E+04	1,95E+02	2,02E+02	1,85E+02	1,14E+02
	1,25E-01	6,25E+03	9,06E+01	7,40E+01	6,19E+01	4,44E+01	2,01E+01
	8,64E-02	6,84E+01	6,62E+01	6,08E+01	5,12E+01	3,93E+01	2,43E+01
	3,34E-02	4,03E+00	1,63E+00	5,16E+00	1,06E+01	7,11E+00	6,34E+00
k3	8,189E-05	4042,43021	3984,5902	3818,55783	3586,24988	3269,5762	2743,8203
	4,326E-06	308,146192	215,8305	155,750201	115,660799	87,167676	64,002628
	1,004E-05	33,7357383	11,391777	4,91198159	2,57880178	1,4954241	0,8962114
	8,426E-06	24,223122	52,269659	135,166165	168,396526	401,12533	52,026115

შედეგებიდან შეიძლება დაკეთდეს შემდეგი დასკვნები:

განხილული მონაცემებიდან დგინდება, რომ 1) შემთხვევისთვის კრისტალების კონცენტრაციის კრიტიკული მნიშვნელობაა $5*10^{-5}$მ$^{-3}$, ხორხოშელას კონცენტრაცია ამ შემთხვევისთვის ყველა საწყისი პირობისთვის იზრდება, ხოლო წვეთების კონცენტრაციის შემცირება ხდება როცა საწყისი წყლიანობა არის $2*10^{-5}$გ/მ^3. 2) შემთხვევისთვის კრისტალების კრიტიკული კონცენტრაციაა $6*10^{-5}$მ$^{-3}$, ხორხოშელასთვის კი - $2*10^{-5}$მ$^{-3}$, წვეთების კონცენტრაციისთვის, როცა საწყისი წყლიანობა არის 10^{-6}გ/მ^3, კრიტიკული აღმოჩნდა $5*10^{-4}$მ$^{-3}$ მნიშვნელობის კრისტალების კონცენტრაცია. 3) შემთხვევისთვის კრისტალებისთვის კრიტიკული აღმოჩნდა საწყისი კონცენტრაციების შემდეგი მნიშვნელობები: $5*10^{-4}$ და $6*10^{-5}$მ$^{-3}$. ხორხოშელასთვის კრიტიკული აღმოჩნდა საწყისი კონცენტრაციის შემდეგი მნიშვნელობა-$5*10^{-4}$მ$^{-3}$. წვეთებისთვის, როცა საწყისი წყლიანობა იყო $5*10^{-5}$მ$^{-3}$ და კრისტალების საწყისი კონცენტრაციას ჰქონდა $2*10^{-5}$მ$^{-3}$ მნიშვნელობა შემცირდა.

მიღებული შედეგებიდან სისტემაში არსებული წყალი, განსაზღვრული პროპორციით გადანაწილდება დიდი ზომის წვეთებზე და ყინულის კრისტალებზე, ეს დამოკიდებულია საწყის პირობებზე. წვეთების წყაროს მოქმედებით იზრდება როგორც თხევადი ნალექის რაოდენობაც და ასევე სეტყვისაც. ხოლო კრიტალების წყაროს მოქმედება ზრდის უპირატესად სეტყვის რაოდენობას.

არსებობს $N_2(0)$ ისეთი კრიტიკული მნიშვნელობა, რომ მასზე ნაკლები მნიშვნელობისთვის ყინულის კრისტალები იზრდებიან საშიშ ზომებამდე და დიდი მნიშვნელობისთვის მცირდებიან. წვეთების სხვადსხვა სიმძლავრის წყაროს მოქმედება

იწვევს ამ კრიტიკული მნიშვნელობის გაზრდას, ხოლო კრისტალების წყარო ამცირებს. სხვადასხვა საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით კრისტალების სპექტრი ორმოდალურია, რაც შეიძლება აიხსნას მათი ზრდით გადაციებული დიდი წვეთების საშუალებით. წვეთების წყაროს სიძლიერის გაზრდა ხელს უწყობს წვიმის მომატებას და ასევე დიდი ზომის კრისტალების წარმოქმნას და ხორხოშელას მატებას. წვეთების სპექტრიც ზოგიერთი პირობისთვის ასევე ორმოდალურია.

თავი 2. კონვექციური ღრუბლის ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის განსაზღვრა თერმოდინამიკური მოდელის საშუალებით

მოცემულ ნაწილში, თერმოდინამიკური მოდელის საშუალებით განისაზღვრება ღრუბლის მქკ ანუ განისაზღვრება ღრუბელში შესული წყლის რა ნაწილი გამოიყოფა ნალექის სახით.

აღმავალი დენის სიჩქარე გროვა ღრუბელში სიმაღლის მიხედვით იზრდება, აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და მცირდება ნულამდე. ღრუბლის ფუძიდან და გვერდითი ზედაპირიდან შესული წყლის ორთქლი ძირითადად იხარჯება ატმოსფეროს გადაჯერებაზე, წვეთების წარმოქმნასა და ზრდაზე. ღრუბლის ზედა ნაწილში ანუ დივერგენციის ზონაში ხდება წვრილი წვეთების გადატანა გარემომცველ სივრცეში, სადაც მათი ნაწილი ორთქლდება და ნაწილი კრისტალიზაციის შედეგად წარმოქმნის ეგრეთ წოდებულ გრდემლს, რომელიც ზრდის ღრუბლის ზედაპირის ფართობს და მისი ზედაპირიდან აორთქლებული წყლის მასის რაოდენობას [50].

ღრუბელში შესული წყლის ორთქლის რაოდენობის დასადგენად საჭიროა აეროლოგიური ზონდირების საშუალებით განისაზღვროს აღმავალი დენის სიჩქარე და მოცემულ არეში ტენიანობის განაწილება სიმაღლის მიხედვით [44].

ღრუბლის გამარტივებული, ღერძულად სიმეტრიული მოდელისთვის, ვერტიკალური ტურბულენტობის უგულებელყოფის შემთხვევაში, სიჩქარე შემდეგი გამოსახულებით განისაზღვრება:

$$W = \frac{W_{max}}{W_m} z \exp(-\alpha_1 r^3) \qquad (2.1)$$

r-რადიუსიან ღრუბელში შესული წყლის ორთქლის რაოდენობა გამოისახება შემდეგნაირად:

$$Q = \pi \int_0^r \int_0^t \left(\int_0^{zk} \rho w(r,z,t) q(z) dz + \int_0^{z_{max}} \rho u(r,z,t) q(z) dz\right) dr dt \qquad (2.2)$$

სადაც q(z) ხვედრითი ტენიანობაა, u-რადიალური სიჩქარე, რომელიც უწყვეტობის განტოლებიდან განისაზღვრება. თუ განვიხილავთ ღრუბლის ერთეულოვანი ფართობის სვეტს და ჩავთვლით, რომ მისთვის $u \to 0$ და აეროლოგიური დიაგრამიდან განისაზღვრება W(z), მაშინ (2.2) ფორმულიდან ღრუბელში შესული წყლის ორთქლის რაოდენობისთვის მივიღებთ:

$$Q_v = \frac{Q}{\pi r^2} = \frac{(P_k - P_{max})\bar{q}(\gamma - \gamma_k)}{g(\gamma - \gamma_m)} \qquad (2.3)$$

სადაც γ -ტემპერატურის ვერტიკალური გრადიენტია, γ_m-ნოტიო ადიაბატური გრადიენტი, $\bar{q}$ -ხვედრითი ტენიანობის საშუალო მნიშვნელობა 0-z_{max} შუალედში, p წნევა, γ_k-ტემპერატურის კრიტიკული გრადიენტი, როცა კონვექცია წყდება. მისი დადგენისთვის განვიხილოთ ჰაერის ნაკადის ადიაბატური ასვლა-ჩამოსვლა.

$$T_1' = T_1 - \gamma_m (z_{max} - z_1) \qquad (2.4)$$

$$T_2' = T_2 + \gamma_2 (z_r - z_m) \qquad (2.5)$$

თუ ამ ორ გამოსახულებას ერთმანეთს გამოვაკლებთ და ფენის მეთოდს და დაკვირვების შედეგებს გამოვიყენებთ, მივიღებთ:

$$\gamma_{kr} = \gamma + 0.65[\gamma_2 - \gamma_m \sqrt{(\gamma_2 - \gamma)(\gamma_2 - \gamma_m)}] \qquad (2.6)$$

სადაც γ არის z_{kr}-z_{max} არეში ტემპერატურის გრადიენტის საშუალო მნიშვნელობა. თუ ამ მნიშვნელობას გამოვიყენებთ წყლის ორთქლის რაოდენობის განსაზღვრისთვის, მივიღებთ:

$$Q_v = \frac{10^{-3}\bar{q}(P_{kr} - P_{max})[\gamma + 0.65(\gamma - \sqrt{(\gamma 2 - \gamma)(\gamma 2 - \gamma m) - 0.35\gamma m})]}{0.65 g(\gamma - \gamma m)(1 - \sqrt{\frac{\gamma 2 - \gamma}{\gamma 2 - \gamma m}})} \qquad (2.7)$$

სადაც $\overline{q}$ არის დედამიწის ზედაპირიდან მაქსიმალურ დონემდე ხვედრითი ტენიანობის საშუალო არითმეტიკული.

გროვა-საწვიმარი ღრუბლის მარგი ქმედების კოეფიციენტის გამოთვლისთვის საჭიროა განისაზღვროს მოსული ნალექების რაოდენობა. კონვექციური ნალექების ლოკალური ხასიათის გამო, მისი განსაზღვრა მეტეოსადგურების მონაცემებით თითქმის შეუძლებელია. ამიტომ, ის უნდა განისაზღვროს ამისთვის გამოყოფილ პოლიგონზე. მიღებული შედეგებით დადგინდა კავშირი ღრუბლის ერთეულ ფართში შესული წყლის რაოდენობის და ერთეულ ფართობზე მოსულ ნალექს შორის, კერძოდ:

$$Q_p = 0.522 Q_v^{0.83} \tag{2.8}$$

რადგან ღრუბლის მქკ განიმარტება როგორც მოსული ნალექის ფარდობა ღრუბელში შესული წყლის ორთქლის რაოდენობასთან, ამიტომ

$$\eta = \frac{Q_p}{Q_v} = 0.522 Q_v^{-0.17} 100\% \tag{2.9}$$

მიღებული გამოსახულებით გამოვთვალეთ აღმოსავლეთ საქართველოს ტერიტორიაზე განვითარებული კონვექციური ღრუბლების მქკ.

მიღებული შედეგების შემოწმებისთვის, ასევე გამოითვლება მქკ-ის მაქსიმალური მნიშვნელობა. ყველა განხილულ შემთხვევაში სრულდება პირობა

$$\eta < \eta_{\max} \tag{2.10}$$

მიღებული შედეგები ნაჩვენებია ცხრ 2.1.-ში

შეიძლება დავასკვნათ, რომ გროვა-საწვიმარ ღრუბელში მიკროფიზიკური პროცესების დაჩქარება მიზანშეწონილია, სანამ ღრუბელი გადავა სტაციონალურ მდგომარეობაში. ღრუბლის განვითარების პროცესში მაკრისტალებელი რეაგენტით ზემოქმედების დროს გამოყოფილი სითბური ენერგია გაზრდის ღრუბლის მოცულობას და შესაბამისად კონდენსირებული წყლის რაოდენობას, რითაც ღრუბლის მქკ მიუახლოვდება მაქსიმალურ მნიშვნელობას. თანაც ნალექწარმოქმნის პროცესის დაჩქარება გამოიწვევს ღრუბლის პერიფერიული ნაწილიდან აორთქლებული წყლის შემცირებას და შესაბამისად ღრუბლის მქკ-ს გაზრდას.

ცხრ.2.1. შიდამასიური ღრუბლის მქკ-ს მნიშვნელობები

№	ზონდირების პუნქტი	ზონდირების თარიღი	მქკ% $\square_{max}$	მქკ% □თერმოდ.
1	თბილისი	25.07.1996	33.2	32.0
2	თეთრიწყარო	14.06.1974	35.3	23.0
3	თეთრიწყარო	06.06.1977	35.5	28.8
4	თეთრიწყარო	02.06.1983	32.1	32.0
5	თეთრიწყარო	19.06.1983	33.5	31.0
6	თეთრიწყარო	20.06.1983	32.4	27.0
7	რუისპირი	18.06.1977	31.1	24.0
8	რუისპირი	23.05.1979	33.4	24.5
9	რუისპირი	24.06.1979	35.5	25.0
10	რუისპირი	05.09.1979	35.7	26.4

თავი 3. კონვექციური ღრუბლის ერთნახევარ განზომილებიანი ოპერატიული მოდელით ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევა

3.1. ლიტერატურის მიმოხილვა

ნალექების რეგულირების პრობლემასთან დაკავშირებით ბოლო რამოდენიმე ათწლეულის მანძილზე დამუშავდა დიდი რაოდენობით მათემატიკური მოდელები კონვექციური ღრუბლებისთვის, რომლებიც აღწერდნენ ღრუბლის ბუნებრივ და ხელოვნურ ევოლუციას, ზემოქმედების სქემებს და სხვადასხვა რეაგენტის გავლენას. ძირითადად განვითარდა ორი ტიპის მოდელების შექმნის ტენდენცია: რთული და მარტივი. ამის ძირითადი მიზეზი იყო ის, რომ რთულ მოდელებში (ორ-სამგანზომილებიანი) რიცხვითი ექსპერიმენტები მოითხოვდნენ დიდ მანქანურ დროს, რაც ოპერატიული სამუშაოებისთვის არ გამოდგებოდა. ამიტომ დამუშავდა მარტივი-ერთგანზომილებიანი მოდელები. თუმცა თერმოჰიდროდინამიკის, მიკროფიზიკის და მათი ურთიერთქმედების აღმწერი განტოლებების სრული სახით ჩართვა ვერ ხერხდებოდა. ამიტომ ხშირად გამოიყენება მიკროფიზიკური პროცესებისთვის პარამეტრიზებული სქემები, ხოლო ძირითადი ყურადღება გადატანილია ღრუბლის

თერმოჰიდროდინამიკაზე. კოაგულაციის და კრისტალიზაციის პროცესების პარამეტრიზაციის სქემა მოცემულია [53,74,82,83]-ში. ამ შრომებში მიღებული განტოლებები საშუალებას იძლევა თერმოდინამიკის უფრო სრული უფრო სრული სახით განხილვისა და ღრუბლის ტენის გარდაქმნებისა თხევად და მყარ ნალექებში. [82] შრომაში განხილულია ღრუბლის ერთგანზომილებიანი მოდელი სტაციონარული დინამიკით და მიკროფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაციით. მოდელის მიხედვით ტენი იმყოფება წყლის ორთქლის, ღრუბლის წყლის, ნალექის წყლის და ყინულის კრისტალების სახით. განიხილება წვეთების გაყინვის ორი მექანიზმი: ჰეტეროგენული და ყინულის კრისტალების შეჯახების. მაკრისტალებელი რეაგენტით ღრუბელზე ზემოქმედება მოდელირდება ყინულის კრისტალების 2-3-ჯერ გაზრდით. ზემოქმედების შემდეგ ღრუბლის ზედა საზღვარი მკვეთრად იზრდება, რაც შეესაბამება ნაკადის ვერტიკალური სიჩქარის 30%-იან ცვლილებას. ღრუბლის დინამიკა არამგრძნობიარეა ყინულის კრისტალების მნიშვნელოვანი კონცენტრაციით ზემოქმედების მიმართ, როცა გადაციებული წვეთები მცირე რაოდენობითაა.

[83] შრომაში განხილულია მთაზე კონვექციის ორგანზომილებიანი მოდელი ნალექების გამოყოფის გათვალისწინებით. თერმოჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემა იხსნება რიცხვითი მეთოდით. საწყის პირობად გამოიყენება რადიოზონდის მონაცემები. დედამიწის ზედაპირზე გადახურების და აორთქლების პროცესები წარმოქმნიდნენ გროვა ღრუბელს, რომელიც ვითარდება თავსხმა ნალექის წარმოქმნამდე. მოდელი გამოიყენებოდა ოროგრაფიულ გროვა ღრუბელზე ზემოქმედების რიცხვითი ექსპერიმენტისთვის, როგორც მაკრისტალებელი, ასევე ჰიგროსკოპული რეაგენტით. მაკრისტალებელი რეაგენტით ინტენსიური ზემოქმედების მოდელირებისას -10^0C-ზე, ღრუბლის მთელი წყალი გარდაიქმნებოდა ყინულის კრისტალებში. ჰიგროსკოპიული ნაწილაკებით ზემოქმედების მოდელირებისას ყალიბდებოდა მცირე რაოდენობით მსხვილი წვეთები. აღმოჩნდა, რომ ინტენსიური ზემოქმედება იწვევს მოსული ნალექის რაოდენობის შემცირებას, ხოლო სუსტი ზემოქმედებისას შესაძლებელია ნალექის გაზრდა შედარებით სუსტი ღრუბლიდან და შემცირება უფრო მძლავრიდან.

[36]-ში განხილულია თბილი კონვექციური ღრუბლის არასტაციონარული, ღერძულად სიმეტრიული ორგანზომილებიანი მოდელი. თერმოჰიდროდინამიკის განტოლებების გამარტივებული სისტემა ამოხსნილია რიცხვითი მეთოდით, რეაგენტზე წარმოქმნილი მსხვილი წვეთების სპექტრის აღმწერ განტოლებასთან ერთად. ზემოქმედების მოდელირებისთვის გამოყენებულია 60 მკმ. რადიუსიანი მსხვილი წვეთების სპექტრი. შესატანი წვეთების კონცენტრაცია შეადგენდა 10^{8}-10^{12} ნაწილაკს. მოდელის საშუალებით განისაზღვრა ტემპერატურის, მსხვილი წვეთების განაწილების ფუნქციის და მისი ინტეგრალური მახასიათებლების: კონცენტრაცია, წყლიანობა, ნალექის ინტენსიობა ცვლილებები. განვითარების დასაწყისში მსხვილი წვეთების ძირითადი მასა გადაიტანებოდა ღრუბლის ზედა ნაწილში, ხოლო პერიფერიებიდან იწყებდნენ დაშვებას გადატანილი წვეთები. სუსტი ნალექი აღინიშნა ზემოქმედებიდან 10წთ-ს შემდეგ. ღრუბლის ცენტრალურ ნაწილში არსებული მსხვილი წვეთების მასა ისეთ ზომებამდე იზრდებოდა, რომ მათი ვარდნის სიჩქარე მეტი ხდებოდა აღმავალი ნაკადის სიჩქარეზე, რის შედეგადაც აკუმულირებული ზონა იშლებოდა ზემოქმედებიდან დაახლოებით 15წთ-ს შემდეგ. ღრუბლის განვითარებაში მოხდა მნიშვნელოვანი ცვლილებები: აღინიშნა წვრილწვეთოვანი ფრაქციის ძლიერი ჩამორეცხვა, აღმავალი ნაკადის შესუსტება და დაღმავალის გაძლიერება ან გაჩენა. ეს ცვლილებები მკვეთრად გამოიხატა შედარებით მძლავრი ღრუბლისთვის. ხელოვნურად მიღებული ნალექის მასა მძლავრი ღრუბლისთვის შეადგენდა ღრუბლის მთელი წყლის 30-40%-ს, ხოლო უფრო სუსტისთვის-2-3%-ს. რიცხვითი ექსპერიმენტით დადგინდა მოსული ნალექის რაოდენობის კავშირი შეტანილი მსხვილი წვეთების კონცენტრაციასთან და ზემოქმედების სიმაღლესთან.

[11]-ში განხილულია კონვექციური ღრუბლის ერთგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი, რომელშიც აღწერილია ღრუბლის მიკროსტრუქტურის ევოლუცია, დაწყებული ღრუბლის წვეთის ჩასახვით კონდენსაციის გულებზე, მათი კოაგულაციური ზრდით და ნალექის ნაწილაკების წარმოქმნით, გამოყოფით და ღრუბლის დაშლით. ყინულის კრისტალების წარმოქმნა ხდებოდა როგორც კრისტალიზაციის გულებზე წვეთების დაჯახებით, ასევე ნუკლეაციის სუბლიმაციური გულების

აქტივაციით. ღრუბლის ფუძეზე გამოყენებულ სასაზღვრო პირობებში გათვალისწინებულია ტროპოსფეროს ქვედა ფენაში სასრული ზომის თერმიკების მიერ ფორმირებულ ღრუბელში ჰაერის შეტაცება.Gგამოყენებული ტემპერატურის და სინოტივის მონაცემები მიღებული იყო რადიოზონდის და ფრენითი გაზომვებიდან. შედარებისთვის მოდელირებულია ვერტიკალური სიმძლავრის 4კმ რადიუსიანი რეალური ღრუბელი. მოდელის მიხედვით მოსული ნალექის რაოდენობამ შეადგინა 33000ტ. ღრუბლის აქტიური სტადიის ბოლოს კონდენსირებული წყლის რაოდენობა ღრუბლის წვეთების სახით შეადგენდა 500000ტ. ზემოქმედების მოდელირებით კრისტალიზაციის გულების ერთი რიგით გაზრდამ მოსული ნალექის რაოდენობა გაზარდა 80000ტ-მდე. კრისტალიზაციის გულების შემდგომი მატება აღარ იწვევდა ნალექის ზრდას, რაც უჩვენებს, რომ ღრუბელში არსებობს ნალექის წარმოქმნის რაღაც ზღვარი.

[97]-ში განხილულია არასტაციონარული გროვა ღრუბლის მოდელი ნალექის გამოყოფის გათვალისწინებით. მიკროფიზიკური პროცესები პარამეტრიზებულია [53,74]-ში მოყვანილი სქემის მიხედვით. მოდელი იძლევა ღრუბლის სიმძლავრის, მოსული ნალექის რაოდენობის და სხვა სიდიდეების პროგნოზს. მოდელი გამოიყენებოდა ტროპიკული ღრუბლის დინამიკის შესასწავლად და თეორიული და ექსპერიმენტული მონაცემების კარგ თანხვედრას იძლევა [91].

[100]-ში განხილულია გროვა-საწვიმარი ღრუბლის ერთგანზომილები-ანი მოდელი, წვეთების ჰორიზონტალური გადაადგილებით და აორთქლების პროცესით. კოაგულაცია პარამეტრიზებულია [74]-ში მოყვანილი სქემის მიხედვით, რომელშიც ჩართულია წვეთების გაყინვა. მოდელირებულია ღრუბელზე ზემოქმედება მაკრისტალებელი რეაგენტით და ამის შედეგად ღრუბლის ტრანსფორმაცია – კრიტალიზაციის სითბოს გავლენა დინამიკაზე. საწყის მონაცემებად გამოიყენებოდა რადიოზონდის მონაცემები. მოდელი იძლევა ღრუბლის მაქსიმალური სიმაღლის, მოსული ნალექის რაოდენობის და ხანგრძლივობის პროგნოზს.

[14]-ში შექმნილია ძლიერი კონვექციური ღრუბლის სამგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი, რომელშიც თემოჰიდროდინამიკის განტოლებები იხსნება

კოაგულაციის კინეტიკის განტოლებასთან ერთად სამფაზიანი გარემოსთვის (წყალი-ყინული-ორთქლი). მოყვანილია მოდელის ზოგადი აღწერა, განტოლებათა სისტემა და მათი ამოხსნის სქემა. ხდება რიცხვითი ექსპერიმენტის ანალიზი ინტენსიური კონვექციური პროცესის მოდელირებით.

[93]-ში მოყვანილია კონვექციის არასტაციონალური ერთგანზომილე-ბიანი მოდელი. მიღებულია კონვექციური ღრუბლის აღმწრი დინამიკის და თერმოდინამიკის განტოლებები, ასევე მათი გამარტივების გზები. განხილული ატმოსფერო გაყოფილია ორ ნაწილად: ჰომოგენურად განაწილებული საღრუბლო გარემო და ღრუბლის მიმდებარე სივრცე. ღრუბლის შიგა მახასიათებლები გასაშუალოებულია ყოველი ვერტიკალური განიკვეთისთვის და სიმაღლის და დროის ფუნქციებია. გარემომცველი ატმოსფეროს მახასიათებლები მხოლოდ დროის ფუნქციებია. ღრუბელში ტემპერატურის ცვლილება გამოწვეულია ფაზური გადასვლებით და ჰაერის ჩათრევით. ამოხსნის რიცხვითი მეთოდი წარმოადგენს “ნაკადის მიმართ სხვაობების” ერთ-ერთ ვარიანტს.

[94]-ში მოყვანილია კონვექციური ღრუბლის არასტაციონალური მოდელის მეორე ნაწილი. განხილულია ღრუბლის შიგა პროცესების მოდელირების შესაძლებლობა. შემოყვანილია წყლის მდგომარეობის 5 ჯგუფი: წყლის ორთქლი, ღრუბლის წვეთები, ღრუბლის კრისტალები, რომლებსაც მთლიანად წარიტაცებს აღმავალი ნაკადები, წვიმის წვეთები და ყინულის კრისტალები. მოდელირებულია შემდეგი პროცესები: ღრუბ-ლის და წვიმის წვეთების კონდენსაცია, მათი კოაგულაცია, ღრუბლის წვეთების ავტოკონვერსია, ყინულის კრისტალების კოაგულაცია ღრუბლის და წვიმის წვეთებთან, კრისტალების დნობა, წვიმის წვეთების აორთქლება და კრისტალების სუბლიმაცია ღრუბლის ქვედა ფენაში. რიცხვითი ექსპერიმენტი ჩატარებულია დაკვირვების და გაზომვის მონაცემებით, ჩატარებულს მონტანას შტატში (აშშ). შედეგები უჩვენებენ, რომ მოდელი გამოდგება რეალური სიტუაციების ანალიზისთვის.

[10]-ში განხილულია აქტიური ზემოქმედების მეთოდების ძირითადი პრობლემები და რიცხვითი მოდელების გამოყენება ასეთი ამოცანისთვის. ნაჩვევებია, რომ ზემოქმედების მეთოდის სრულყოფა ითხოვს ახალი ტიპის მოდელების შექმნას- ღრუბლის

მიკროსტრუქტურის ფორმირების მართავი მოდელებისა. მოყვანილია ასეთი ტიპის მოდელი, რომელიც ეყრდნობა სეტყვის ღრუბელში მიკროფიზიკური პროცესების მოდელს და დადის ოპტიმალური მართვის ამოცანის ამოხსნაზე.

[95] მოყვანილია გროვა და გროვა-საწვიმარი ღრუბლების ანსამბლის მოდელირების რიცხვითი ექსპერიმენტების შედეგები, რომლებიც ეყრდნობა არადრეკად განტოლებებს. მიკროფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაცია ხდება კესლერის მეთოდის (1969) და მისი მოდიფიკაციის მიხედვით, რომელიც ითვალისწინებს კრისტალურ ფაზას. რიცხვითი ინტეგრება ხდება 16კმ ფენიან ვერტიკალურ ბადეში, სასაზღვრო ზოლიდან 200მ-ის დაშორებით 1კმ-მდე თავისუფალ ატმოსფერომდე (30 დონე). ჰორიზონტალში ბადის ბიჯი შეადგენდა 1კმ, ინტეგრება ხდება ბადეზე 32*64 უჯრით. რიცხვითი ექსპერიმენტისთვის შერჩეული იყო 1974წ.12/08 შემთხვევა. გარემოზე დამოკიდებული პარამეტრები და მსხვილმასშტაბიანი ვერტიკალური მოძრაობები მოცემული იყო. დადგინდა, რომ ღრუბლების შერწყმის პროცესში წარმოიქმნება "ხიდი" უფრო ნაკლები ღრუბლიანობისა, წარმოქმნილი კონვერგენციის ზონაში. ღრუბლების შერწყმა ხდება ქარის მიმართულების წანაცვლების გასწვრივ მსხვილმასშტაბიან დინებაში.

[72]-ში მოყვანილია ღრუბელში მიმდინარე მიკროფიზიკური პროცესების აღწერა სამგანზომილებიანი რიცხვითი მეზომასშტაბური კონვექციური მოდელით MESOSCOP . მოდელი გამოიყენება ღრუბელში მიმდინარე მიკროფიზიკური და თერმოდინამიკური პროცესების და სხვა მექანიზმების შესასწავლად, ასევე აქტიური ზემოქმედებისთვის. მიკროფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაციისთვის გამოყენებულია კესლერის მეთოდი. მოყვანილია თხევადი და მყარი ფაზის ნაწილაკების განვითარების სრული აღწერა. თხევადი ფაზისთვის განხილულია შემდეგი პროცესები: წვეთის წარმოქმნა კონდენსაციის ბირთვზე, წყლის ორთქლის დიფუზია ღრუბლის წვეთზე, ღრუბლის წვეთის და ნალექის წვეთის აორთქლება, ასევე ღრუბლის წვეთის ჩაჭერა ნალექის წვეთით. კრისტალური ფაზისთვის განხილულია ნუკლეაციის, კრისტალიზაციის და სუბლიმაციის პროცესები. ასევე წვეთის კრისტალებთან ურთიერთქმედება.

[8]-ნაშრომში განხილულია სეტყვის პროცესები სამგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელით, თერმოდინამიკური და მიკროფიზიკური პროცესების გათვალისწინებით. საწყისი განტოლებები შედგენილია რადიოზონდირების მონაცემებით. გამოთვლების ჩატარებისთვის გამოყენებულია ალგორითმი, დამყარებული გახლეჩვის და ბუბნოვ-გალერკინის მეთოდზე. მოყვანილია გამოთვლების ანალიზი.

[34]-ში მოყვანილია კონვექციური ღრუბლის ორგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი, შერეული ფაზური მდგომარეობებით. მიკროფიზიკური პროცესები გათვალისწინებულია წვეთების და კრისტალების სპექტრის კინეტიკის განტოლებების ინტეგრების ბაზაზე, ორთქლის გადაჯერების გათვალისწინებით წყალზე და ყინულზე. გამოკვლეულია კონვექციური ღრუბლის განვითარება და ნალექების სივრცულ-დროითი განაწილება ბუნებრივი განვითარებისას და მაკრისტალებელი რეაგენტით ზემოქმედებისას. შეფასებულია ზემოქმედების გავლენა მიკროსტრუქტურაზე.

[35]-ში შექმნილია კონვექციური ღრუბლის ორგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი. მოძრაობის დინამიკა იხსნება ღრმა კონვექციის განტოლებათა სისტემით და პუასონის განტოლებებით. მიკროფიზიკური პროცესები ითვლება წვეთების და კრისტალების განაწილების ფუნქციების, კინეტიკის განტოლებების და ტემპერატურის, სინოტივის გადაჯერების განტოლებებთან ერთად. დეტალურად არის გათვალისწინებული წვეთების და კრისტალების წარმოქმნის პროცესები კონდენსაციის და სუბლიმაციის ბირთვებზე. მათი ზრდა კონდენსაციის, სუბლიმაციის, კოაგულაციის და აკრეცაიის ხარჯზე. ასევე წვეთის გაყინვა, კრისტალების დნობა და წვიმის წვეთის აორთქლება. მოყვანილია ამოხსნის ალგორითმი შექმნილი გახლეჩის მეთოდით. მოყვანილია ასევე გამოთლების შედეგები.

[33]-ში განხილულია კონვექციურ ღრუბელში მიკროფიზიკური პროცესების მსვლელობა მაკრისტალებელი აეროზოლის შეყვანის შემთხვევაში. განხილულია ღრუბლის განვითარების სხვადასხვა სტადია. აღწერილია ამოცანის ფიზიკა-მათემატიკური ფორმულირება. შექმნილია კონვექციური ღრუბლის ღერძულად სიმეტრიული მოდელის რიცხვითი ამოხსნის მეთოდი. ამოხსნები მიღებულია ცალკეული

ფიზიკური პროცესების დროის მიხედვით გახლეჩით. მოყვანილია შექმნილი კრისტალების კონცენტრაციის გამოთვლის მაგალითი, ასევე რეაგენტის ნაწილაკებისა ღრუბლის ცენტრალურ ნაწილში.

[37]-ში ნაჩვენებია, რომ ღრუბლის და ნალექწარმოქმნის მოდელები მგრძნობიარეები არიან საღრუბლო კრისტალების წარმოქმნის პროცესის აღმწერი მეთოდების მიმართ, ამიტომ ისინი დამოკიდებულნი არიან ამ პროცესების პარამეტრიზაციის ხარისხზე. ექსპერიმენტალურ მონაცემებზე დაყრდნობით ხდება ღრუბლის მიკროსტრუქტურის პარამეტრიზაცია სამი წევრის ჯამით, რომლებიც აღწერენ საღრუბლო ნაწილაკების წარმოქმნის სხვადასხვა მექანიზმს. მოყვანილია ყოველი წევრის ცხადი სახე. განხილულია ყინულის კრისტალის წარმოქმნის მექანიზმები და მათი პარამეტრიზაციის მეთოდები. Aაღნიშნულია, რომ წვეთის გაყინვის პროცესები მნიშვნელოვანი წყაროებია ახალი კრისტალების წარმოქმნისთვის.

[51]-ში მოყვანილია გროვა-საწვიმარი ღრუბლის რიცხვითი მოდელის მგრძნობელობის გამოკვლევის შედეგები საწყის კონცენტრაციაზე დამოკიდებულებით. ღრუბლის მოდელირებისთვის გამოიყენებოდა სამგანზომილებიანი მეზომასშტაბური მოდელი. ჩატარდა 7 ექსპერიმენტი სხვადასხვა საწყისი კონცენტრაციით. შედეგებმა აჩვენა, რომ დაბალი კონცენტრაციისთვის (არა უმეტეს 600სმ$^{-3}$) ჭარბობს გადაციებული წვეთების წარმოქმნის პროცესები, რომლებიც ზომების გაზრდის შემდეგ წვიმის სახით ცვივა. მაქსიმალური წყლიანობა აღინიშნა მე-15წთ-ზე. 700-დან 1000სმ$^{-3}$ კონცენტრაციის შუალედში ჭარბობს კრისტალიზაციის პროცესები და ნალექი წარმოიქმნება კრისტალების დნობის შედეგად. ნალექის მაქსიმალური წყლიანობა აღინიშნა 20-25წთ-ზე, როცა საწყისი კონცენტრაცია აღწევდა 10000სმ$^{-3}$. ღრუბლის ტენი წარმოიქმნებოდა მხოლოდ კრისტალიზაციით და წყლის ორთქლის დიფუზიით კრისტალებზე, ამასთან წვრილი წვეთების დიდი რაოდენობა ხელს უშლის მსხვილი კრისტალების და ნალექის წარმოქმნას. დაკვირვების მონაცემებით საწყისი კონცენტრაცია იცვლებოდა 500-დან 1200სმ$^{-3}$ და საშუალოდ შეადგენდა 850სმ$^{-3}$-ს. მსხვილი წვეთების კონცენტრაცია 35მკმ-ზე მეტი

რადიუსით არ Aაღემატებოდა 1სმ$^{-3}$-ს. დაკვირვების და ექსპერიმენტის შედეგების შედარებამ აჩვენა, რომ მოდელი სწორად აღწერს ღრუბლის უმეტეს მახასიათებლებს.

[9]-ში განხილულია კონვექციურ ღრუბელში მიმდინარე მიკროფიზიკური პროცესების შესწავლის და მართვის პრობლემები, რიცხვითი მოდელების გამოყენებით. მოცემულია სეტყვის ღრუბლის მიკროფიზიკური პროცესების მოდელი მოცემული თერმოჰიდროდინამიკით. მოყვანილია გამოთვლების ზოგიერთი შედეგი. შექმნილია ალგორითმი გახლეჩის და ბუბნოვ-გალერკინის მეთოდებზე დაყრდნობით. ნაჩვენებია, რომ აქტიური ზემოქმედების მეთოდის განხორციელება დადის ოპტიმალური მართვის ამოცანაზე განაწილებული პარამეტრებით. მოყვანილია ამ ამოცანის დასმა სეტყვის პროცესებთან.

[46]-ში შექმნილია ოროგრაფიული ღრუბლის ორგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი, რომელშიც მიკროსტრუქტურა ითვლება წვეთების და კრისტალების ზომის სპექტრის კინეტიკის განტოლებებით. გამოკვლეულია წყლიანობის, ყინულიანობის, წვეთების და კრისტალების კონცენტრაციის ველების ევოლუცია საწყის პარამეტრებზე დამოკიდებულებით.

[15]-ში შექმნილია შერეული ღრუბლისათვის მიკრიფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაციის მეთოდი, რომლითაც შესაძლებელია ყინულის მიმართ გადაჯერების სიდიდის გამოთვლა ღრუბლის ყინულის განაწილების ფუნქციის გარეშე. წვრილი საღრუბლო ნაწილაკები აღიწერება გამა-განაწილებით, რომლებიც აღდგებიან მომენტების მნიშვნელობებით. პარამეტრიზაცია გამოიყენება კონვექციური ღრუბლის არასტაციონარულ ღერძულად სიმეტრიულ მოდელში. სუსტი ღრუბლისათვის მოდელი უჩვენებს, რომ ნალექწარმოქმნაში უფრო მნიშვნელოვანია ყინულის ნაწილაკები წვეთებთან შედარებით.

[60]-ში მოყვანილია თბილი ღრუბლის ორგანზომილებიანი მოდელი, პროგნოსტული განტოლებებით (r-z) სიბრტყეში ჩახვევისთვის. მოდელის დინამიკას ადგენენ პოტენციური ტემპერატურა, წყლის ორთქლი და წვიმის წყალი. პარამეტრიზაცია ჩართულია ტურბულენტური და მიკროფიზიკური პროცესების წარმოსადგენად.

ექსპერიმენტები ჩატარდა რეალური გარემოსთვის. შედეგებმა აღწერა ღრუბლის განვითარება ჩასახვიდან ნალექის განვითარებამდე.

[78]-ში განხილულ მოდელში ღრუბელს აქვს ცილინდრული ფორმა და გამოყენებულია ოგურა-ტაკახაშის მოდელის განტოლებები. შეიცავს მოძრაობის განტოლებას, უწყვეტობის განტოლებას, წყლის ორთქლის, ღრუბლის წყლის, წვიმის წყლის და კრისტალების გადატანის განტოლებებს. ჩართულია შემდეგი მიკროფიზიკური პროცესები: კონდენსაცია, ავტოკონვერსია, სუბლიმაცია, დნობა, აორთქლება. გამოიყენება სხვადასხვა ტროპიკული ატმოსფეროს პირობებისთვის.

[2] შრომაში განხილულია კონვექციური ღრუბლის არასტაციონარული რიცხვითი მოდელი. განტოლებათა სისტემა, რომელიც მოდელს დაედო საფუძვლად შეიცავს საღრუბლო გარემოს თერმოჰიდროდინამიკას, პარამეტრიზებული მიკროფიზიკური პროცესებით. რიცხვითი ექსპერიმენტები ჩატარდა რადიოზონდის გამოყენებით. მოდელი შეიძლება გამოყენებული იქნას კონვექციის და ნალექების ანალიზისთვის, ასევე ოპერატიული სამუშაოებისთვის ნალექთა ხელოვნურ რეგულირებაში.

[6] შრომაში მოყვანილია კონვექციური ღრუბლის ორგანზომილებიანი თერმოჰიდროდინამიკური მოდელი, მიკროფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაციით. ჩატარებულია აქტიური ზემოქმედების რიცხვითი ექსპერიმენტები მაკრისტალიზებელი რეაგენტით ნალექების გაზრდისათვის. მიღებულია, რომ მათი მნიშვნელოვანი ზრდა დაკავშირებულია დინამიურ ეფექტებთან. ღრუბლის გეომეტრიული ფორმების გაზრდამ გამოიწვია ჩადინებული ტენის ზრდა, რაც იწვევს ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გაზრდას.

[4] შრომაში მოყვანილია კონვექციური ღრუბლის ორგანზომილებიანი თერმოჰიდროდინამიკური მოდელი პარამეტრიზებული მიკროფიზიკური პროცესებით. ატმოსფეროს გარკვეული სტრატიფიკაციისას ჩნდება მრავალუჯრედოვანი გროვა ღრუბელი, სუსტი უჯრედოვანი ურთიერთქმედებით. თითქმის არ ხდება მათ შორის ტენის გაცვლა, რაც იწვევს მათ დამოუკიდებელ განვითარებას. მათი რაოდენობის გაზრდა კი იწვევს ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გაზრდას.

[69]. ტროპოკული დინამიკის არსი არის ურთიერთქმედება ნოტიო კონვექციასა და ფართომასშტაბიან ნაკადებს შორის. ეს ურთიერთქმედება ითრევს დინამიურ, თერმიდიმანიურ, რადიაციულ და ზედაპირულ პროცესებს სივრცე-დროის ფართო შკალაში. ტროპიკული ატმოსფეროს სტრუქტურა ძლიერადაა დამოკიდებული ღრუბლის მიკროფიზიკურ პროცესებზე, რადგან სინი ასრულებენ ფუნდამენტურ როლს ლატენტური სითბოს გათავისუფლებაში, ნალექების ფორმირებაში და ღრუბელსა და რადიაციად შორის ურთიერთქმედებაში. რადგან ასეთი მასშტაბების პროცესებია ჩათრეული, კვლევა იყენებს მარტივ მიდგომებს ღრუბლის დინამიკის და მიკროფიზიკის წარმოდგენისთვის. ნაშრომში განხილულია კავშირები ღრუბლის პროცესებსა და ტროპიკული ატმოსფეროს საშუალო მდგომარეობებსა შორის, იდეალიზებულ აქვა-პლანეტულ მოდელში, რომელიც იყენებს ღრუბლის კონვექციის რეზოლუციის პარამეტრიზაციას. (CRCP, სუპერ-პარამეტრიზაცია). იგი წარმოადგენს გლობალურ მოდელურ ბადეს, რომელშიც ყოველ სვეტში ჩადგმულია ღრუბლის მოდელი. ღრუბლის რეზოლუციური მოდელი სწორდება დას-აღმ. მიმართულებებზე და გამოდგება არა მარტო თერმოდინამიკური ცვლადებისთვის არამედ ზონალური მომენტებისთვისაც. საწყის ეტაპზე ეკვატორზე დაიკვირვება ღრმა კონვექციის კოჰერენტული სტრუქტურების სპონტანური წარმოქმნა და ძლიერი დასვლური ქარი. ეს კოჰერენტული სტრუქტურები წააგავს მადდენ-ჯულიანის ოსცილაციებს, რომლებიც დაიკვირვება ტროპიკებში.

[58]. GEWEX საღრუბლო სისტემის შესწავლა (GCSS, GEWEX არის გლობალური ენერგიის და წყლის ციკლის ეხსპერიმენტი) არის ერთობლივი ღონისძიება, რომელიც მიზნად ისახავს ღრუბლის პარამეტრიზაციის დიდ მასშტაბური ატმოსფერული მოდელების გამოყენებისთვის კლიმატის კვლევაში და ამინდის პროგნოზებში. GCSS გამოიყენება CRM მოდელებში; ასეთებია დამამუშავებელი მოდელები საკმარისი სივრცით-დროითი გარჩევისუნარიანობით, რომ წარმოადგინოს არა მარტო ღრუბლის ცალკეული ელემენტი, არამედ სივრცის და დროის ფართო არე სტატისტიკური ანალიზისთვის საღრუბლო სისტემებისა მოდელირებაში.

[54]. შემოყინვასა და ღრმა კონვექციას შორის კავშირი ზოგადად ცნობილია. ამასთან ერთად ყინულის კრისტალების შემოყინვის ხარისხის ექსპერიმენტალური და დაკვირვების მონაცემები კონვექციის პარამეტრებთან ერთად არასაკმარისია და განსაზღვრული რაოდენობის კითხვები უპასუხოდ რჩება: რომელი დინამიკა ან თერმოდინამიკა იწვევს ღრმა კონვექციას? რა არის შემოყინვის მიკროფიზიკის კირელაციები? ამ კითხვების პასუხები ფუნდამენტურია ნალექთა ფორმირბის გაგების და აგრეთვე მაგ. მაღალი რეზოლუციის ამინდის მოდელირებისთვის. ამ ღია კითხვებზე პასუხისთის მიმდინარეობს საველე ექსპერიმენტი შვეიცარიის პრე-ალპურ ზონაში. მთის ძირს ვერტიკალურად მიმართული X-ზოლიანი დოპლერის რადარი 1წ დროის და 50მ სივრცული რეზოლუციით მოთავსდა დნობის დონის ქვევით, ნალექის ნაწილაკების სრული დოპლერის სპექტრის გასაზომად. მთის წვერზე, რადარის ზემოთ ყინულის ნაწილაკები დაფიქსირდა ოპტიკური დისდრომეტრით, რომელიც ზომავს ყინულის ნაწილაკების განაწილებას ზომებით. დამატებით ყინულის ნაწილაკები მერდება მათი ზომის, ჩვევების დაშემოყინვის ხარისხის დასადგენად. ჰორიზონტალური კინემატიკური ველი ექსპერიმეტის ადგილის გარშემო კონტროლდება C-ზოლიანიდოპლერის რადარით, მომუშავე ორმაგ დოპლერულ მგომარეობაში. ეს კინემატიკური ველი გამოიყენება ღრმა კონვექციის წარმოქმნის მიზეზების დასადგენად.

[79]. ფართომასშტაბური მიკროფიზიკური სქემების უპირატესობა, რომლებიც გამოიყენება რიცხვით მეზომასშტაბურ მოდელებში დამუშავდა იმ პირობებისთვის წარმოდგენითვის, რომლებიც არსებობს ცივ ფრონტალურ სისტემებში ან საშუალო განედების ციკლონებში. არ არის ცნობილი ეს პარამეტრიზაციები როგორ წარმოადგენენ იმ პირობებს, რომლებიც ფიქსირდება ტროპიკულ ციკლონებში. ამ მოხსენებაში არსებული პარამეტრიზაციის სქემები შეცვლილია, რომ უკეთ წარმოადგინონ ის მიკროფიზიკური პირობები, რომლებიც ფიქსირდება ტროპიკულ ციკლონებში. კერძოდ, თოვლის და ხორხოშელას ნაწილაკების შეწონილი სიჩქარეების განაწილების წარმოდგენა დამუშავდა იმ კრისტალის ტიპებისთვის, რომლებსაც ამ განსაზღვრული ყინულის ფაზის წარმოდგენა შეუძლიათ. დამატებით,ზომებზე დამოკიდებული ახალი განაწილებები თოვლის,

ხორხოშელას, წვიმის და ღრუბლის ყინულისთვის ჩართულის მოდელში, რომ უფრო ზუსტად წარმოადგინოს ის სიდიდეები, რომლებიც დაიკვირვება ტროპიკულ ციკლონებში. ამ ახალი წარმოდგენების შედეგად, სიჩქარე, რომლითაც თოვლის, ხორხოშელას და ყინულის კონცენტრაციები იცვლება ისეთი პროცესების გამო, როგორიცაა აგრეგაცია, ავტოკონვერსია, შემოყინვა და აკრეცია მნიშვნელოვად შეიცვლება. MM5 მეზომასშტაბური მოდელის გამოყენებით, ციკლონ ერინის მაღალრეზოლუციანი მოდელირებები ჩატარდა დროის პერიოდით 7სექტემბრიდან 11სექტემბრამდე 2221წ. რადგან ერინი არასდროს აღწევს მიწას, ეს ტროპიკული ციკლონი წარმოადგენს იდეალურ გარემოს შტორმების მოკროფიზიკური პროცესების უკეთ წამოდგენისთვის. ამ ნაშრომში გამოკვლეულია თუ როგორ იცვლება ტრაექტორია, მინიმალური ზედაპირული წნევა და ნალექების რაოდენობა იმ სქემებზე, რომლებიც გამოიყენება მიკროფიზიკური პროცესებისთვის.

ღრუბლების რადიაციული თვისებები მნიშვნელოვნად იზრდება ყინულის კრისტალების არსებობისას. როცა გადაციებული წყლის წვეთები და ყინულის კრისტალები თანაარსებობენ მოცემულ ღრუბელში, ყინულის კრისტალები უფრო სწრაფად იზრდებიან ბერჟერონის შემოყინვის პროცესის გამო ნალეწის წარმოქმნამდე. ამას შეიძლება დიდი მნიშვნელობა ქონდეს წყლის გლობალური ბალანსის და მიკროფიზიკური პროცესებისთვის. შერეული ფაზების ღრუბლის პარამეტრიზაციულ მოდელებში საკმაო შეუთავსებლობებია. მოცემულ ნაშრომში ტემპერატურაზე დამოკიდებული თხევადი ფრაქცია და თხევადი წყლიანობა შეისწავლება თვითმფრინავის გაზომვებით მაღალ სიმაღლეებზე შერეული ფაზების ღრუბლებში. თხევადი და მთლიანი წყალშემცველობა იზომებოდა ნევზოროვის ზონდებით.

ზომები და მასები. წრფივი რეგრესიის ანალიზის საშუალებით შესრულდა მონაცემთა ანალიზი გასაშუალოებული მასების ზომებით განაწილებაზე. ამ ნაშრომში მიტჩელის მონაცემები ხელახლაა განხილული.

[64]. ღრუბლის კონდენსაციის ბირთვების გავლენის რაოდენობრივი შესწავლისთვის ნალექებზე შექმნილია ჰიბრიდული ღრუბლის მიკროფიზიკური მოდელი.

გადაჯერების მაქსიმალური მნიშვნელობა მნიშვნელოვანი ფაქტორია ღრუბლის წვეთების კონცენტრაციის რაოდენობისთვის. ამ მნიშვნელობის დადგენა ბადის ისეთ წერტილებში შეუძლებელია, რომელთა ინტერვალი მეტია ათეულ მეტრზე. მოდელს ამ სიდიდის შეფასებისთვის დამატებით დამხმარე მოდელის გამოყენება სჭირდება. ამ ჰიბრიდულ მოდელში ბადის ყოველ წერტილს აქვს დამხმარე მოდელი ბირთვების აქტივიზაციის შეფასებისთვის. ყოველ დამხმარე მოდულს ბირთვის კონდენსაციური ზრდა შეფასაბულია ლაგრანჟიანის საშუალებით ტაკედა და კუბას მიკროფიზიკური მოდელის დახმარებით (1982). ამ მოდელის დახმარებით შესწავლილია სხვადსხვა ღკბ-ზე წარმოქმნილი წვიმის წყლის რაოდენობა. გამოკვლევებმა უჩვენა, რომ ღკბ-ს კონცენტრაციის გაზრდამ წვიმის წყლის რაოდენობა, ვარდნის სიჩქარე, წვიმის წვეთების კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად გაზარდა და გიგანტური ბირთვები არ ასრულებენ მნიშვნელოვან როლს ნალექწარმოქმნაში ჰაერის საზღვაო მასებში. ამ მოდელით მიღებული წვიმის წყლის განაწილება მნიშვნელოვნად განსხვავდება სხვა მოდელებით მიღებული შედეგებისგან, რომლებშიც წვიმის ვარდის სიჩქარრე უცვლელია.

[67]. სამხრეთ ნახევარსფეროს პირველი საველე ეწსპერიმენტის დროს საერთაშორისო INCA (Interhemispheric differences in cirrus properties from anthropogenic emissions) პროექტში ღრუბლებზე დაკვირვებას აწარმოებდა გერმანული ფალკონის თვითმფრინავი. თვითმფრინავის მონაცემები დაჯგუფდა ვერტიკალური პროფილის მონაცემებთან მიღებულს ლიდარის სისტემით, რომელიც პუნტა არენას-ში (ჩილე) მდებარეოდა და დამუშავდა AWI –ით. ღრუბლის მიკროფიზიკური და ოპტიკური თვისებები მიიღებოდა PMS FSSP-300 და 2D-C ზონდით და აგრეთვე პოლარული ნეფჰელომეტრით. შედეგებმა უჩვენა, რომ ღრუბელში არსებობს მცირე ზომის ყინულის კრისტალების გაცილებით დიდი რაოდენობა (100სმ$^{-3}$-ზე მეტი, ეფექტური დიამეტრით 11მკმ). ტენიანობის გაზომვებმა აღმოაჩინა რომ ყველა შესაძლო წყლის ორთქლი რაოდენობა მთლიანად იხარჯება ურიცხვი ყინულის კრისტალის წარმოქმნაზე. დიდი ზომის კრისტალები აღმოჩნდნენ იმ ადგილებში, სადაც არის წყლის ორთქლის

დამატებითი რაოდენობა მათი შემდგომი ზრდისთვის. არ დაფიქსირდა წყლის წვეთების არანაირი რაოდენობა ღრუბლის ფუძეში, რაც აიხსნება მათი გაყინვით ამ ნაწილში.

[73]. მცირე ზომის ყინულის კრისტალების როლი და FSSP (Eorward Scattering Spectrometer Probe) გამოყენება მცირე ზომის კრისტალების (<50მკმ) თვისებების დახასიათებაში, ახალ კრიტერიუმებს აყალიბებს. ადრეული მიკროფიზიკური პარამეტრიზაციები ამ მონაცემებს უგულებელყოფდა. ეს ნაშრომი ეყრდნობა ერთი განსაკუთრებული ტროპიკული ღრუბლის პარამეტრიზაციას (მაქფარქუარი და ჰეიმსფილდი 1997). მიკროფიზიკური და რადიომეტრული მონაცემები მიღებული CEPEX (Central Equatorial Pacific EXperiment) გამოიყენებოდა ყინულის კრისტალების ზრდისთვის. მათ გამოიყენეს VIPS (Video ice particle sampler) მონაცემები მცირე ზომის კრისტალების მოდის დადგენისთვის. ნაშრომში მოცემულია განსხვავება ამ ორ მიდგომას შორის.

3.2 ამოცანის დასმა და ძირითადი განტოლებები

კონვექციური ღრუბლის წარმოქმნა და განვითარება განპირობებულია მიკრო და მაკროფიზიკური პროცესებით და მათი ურთიერთქმედებით. ხოლო ნალექების ფორმირება და გამოყოფა-აღმავალი და დაღმავალი, ნაკადებით, რომლებიც არეგულირებენ ამ პროცესს. თავის მხრივ ნალექის ნაწილაკებიც ზრდის პროცესში მოქმედებენ ჰაერის ნაკადებზე, რითაც ცვლიან ღრუბლის დინამიკას. ღრუბლის დინამიკის შეცვლა კი იწვევს ღრუბლის მიკროსტრუქტურის ცვლილებას. ასეთი რთული მექანიზმის და მცირე მანქანური დროის დახარჯვისთვის, ღრუბლის თერმოდინამიკის აღწერისთვის გამოყენებულია განტოლებები, რომლებიც საფუძვლად დაედო ოგურა-ტაკახაშის მოდელს [82], ხოლო ნალექების წარმოქმნის და გამოყოფისთვის პარამეტრიზებული სქემები [53,74,83]. საწყის მონაცემებად გამოყენებულია რადიოზონდის მონაცემები. ღრუბლის დინამიკის აღწერისთვის დაშვებულია, რომ მას აქვს ცილინდრის ფორმა, დროში უცვლელი რადიუსით.

ღრუბელში ტენი იმყოფება შემდეგ მდგომარეობებში: წყლის ორთქლი, ღრუბლის წყალი, წვიმის წყალი და ყინულის კრისტალები. ჩართულია შემდეგი მიკროფიზიკური

პროცესები: კონდენსაცია, ავტოკონვერსია (ღრუბლის წყლის გადასვლა წვიმის წყალში), კრისტალიზაცია, კოაგულაცია, სუბლიმაცია, აორთქლება და დნობა. ჩათვლილია, რომ უარყოფითი ტემპერატურის პირობებში ღრუბლის ტენი იმყოფება გადაციებულ მდგომარეობაში. ღრუბლის წვეთები გადაიტანება ჰაერთან ერთად, ხოლო წვიმის წვეთების და ყინულის კრისტალების ვარდნის სიჩქარე დამოკიდებულია ნალექის წყლიანობასა და ყინულოვნებაზე და სიდიდით ჰაერის ვერტიკალური ნაკადის საშუალო სიჩქარის სადარია. ამრიგად ეს არის ღრუბლის მარტივი, ერთნახევარგანზომილებიანი არასტაციონარული მოდელი, რომელშიც ღერძი მიმართულია ზევით და თან გათვალისწინებულია ღრუბლის გვერდით საზღვრებზე ჰაერის შერევა.

ვერტიკალური სიჩქარის განტოლება [82]-ის მიხედვით ჩაწერილი ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში, შემდეგი სახისაა:

$$\rho_{a0}\frac{\partial W}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho_{a0} ruW\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \lambda}\left(\rho_{a0} VW\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_{a0} WW\right)= \\ =\rho_{a0}g\left(\frac{T_v-T_{v0}}{T_{v0}}\right) \qquad (3.2.1)$$

სადაც U,V,W-სიჩქარის რადიალური, ტანგენციალური და ვერტიკალური მდგენელებია; r,λ,z –რადიალური, ტანგენციალური და ვერტიკალური კოორდინატებია; t-დრო; ρ_{a0} –ღრუბლის გარემომცველ სივცეში ჰაერის სიმკვრივეა,T_v –ვირტუალური ტემპეტატურა: T_v,=T(1+0.608Q_v), სადაც Q_v 1გრ. ჰაერში არსებული წყლის ორთქლის მასაა გრამებში, g-სიმძიმის ძალის აჩქარება. უწყვეტობის განტოლებას ექნება სახე:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho_{a0}ru\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \lambda}\left(\rho_{a0}v\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_{a0}W\right)=0 \quad (3.2.2)$$

(2.2.1),(2.2.2)-ს ინტეგრებით ღრუბლის განიკვეთში, უცვლელი a-რადიუსით და ρ_{a0} πa^2 -ზე გაყოფით, მივიღებთ:

$$\frac{\partial \overline{W}}{\partial t}+\frac{2}{a}\left(\widetilde{U}_a\overline{W}_a+\widetilde{U_a''W_a''}\right)+\frac{1}{\rho_{a0}}\frac{\partial}{\partial z}\left[\rho_{a0}\left(\overline{W}\,\overline{W}+\overline{W'W'}\right)\right]= \\ =g\,\frac{\overline{T_v-T_{v0}}}{T_{v0}} \qquad (3.2.3)$$

$$\frac{2}{a}\widetilde{U}_a+\frac{1}{\rho_{a0}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_{a0}\overline{W}\right)=0 \quad (3.2.4)$$

მიღებულ გამოსახულებებში შემოღებულია აღნიშვნები რაიმე A ცვლადისთვის

$$\overline{A}=\frac{1}{\pi a^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{a}Ardrd\lambda$$

$$\widetilde{A}=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}Ad\lambda \qquad (3.2.5)$$

$$A'=A-\overline{A},\;\; A''=A-\widetilde{A},\;\; A_a''=A_a-\widetilde{A}_a$$

“a”ინდექსი აღნიშნავს, რომ სიდიდე განიხილება,როცა r=a A

რაღაც ცვლადისთვის სრულდება შემდეგი პირობები:

$\widetilde{A}_a=A_0\;\; \widetilde{U}_a<0$ (3.2.6)

$\widetilde{A}_a=A\;\; \widetilde{U}_a>0$

თუ მიღებულ განტოლებებში უგულებელვყოფთ $\overline{W}$’ $\overline{W}$’ წევრს, იმის გათვალისწინებით, რომ ჰაერის ვერტიკალური აღრევა ღრუბელში არაცხადი სახით შედის სასრულსხვაობიანი მეთოდის გამოყენებისას, ჰორიზონტალური შერევა ღრუბელსა და გარემოს შორის გამოისახება შემდეგნაირად:

$$\widetilde{U_a''W_a''}=\alpha^2\overline{W}\left|\overline{W}\right|$$

სადაც α^2 =0.1 ექსპერიმენტით დგინდება [91] , ხოლო უწყვეტობის განტოლებიდან განისაზღვრება, რომ $\partial W/\partial Z=-\frac{2}{a}\widetilde{U}_a$ და თან ემატება ნალექის ნაწილაკების ვარდნით

გამოწვეულ წინააღმდეგობის ძალა. თანაც რადიალური სიმეტრიისას $\widetilde{W}_a = W_a$ -ღერძულად სიმეტრიული მოდელი. შედეგად ვღებულობთ:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -W\frac{\partial W}{\partial z} - \frac{2\alpha^2}{a}W|W| + \frac{2}{a}\left(W - \widetilde{W}_a\right)\widetilde{U}_a + g\frac{T_v - T_{v0}}{T_{v0}} - g\left(Q_c - Q_r - Q_i\right) \quad (3.2.7)$$

ამრიგად, მიღებული (3.2.7) განტოლების მარჯვენა მხარის პირველი წევრი აღწერს ვერტიკალურ ადვექციას, მეორე-ღრუბლის გვერდით საზღვრებზე ჰაერის ტურბულენტურ შერევას, მესამე-დინამიური ჩათრევა, რომელიც აკმაყოფილებს ღრუბელსა და გარემოს შორის უწყვეტობის პირობას, მეოთხე-ამომგდები ძალა, მეხუთე-ნალექის ნაწილაკების ვარდნით გამოწვეული წინააღმდეგობის ძალა. Qc,Qr,Qi-შესაბამისად 1გრ ჰაერში ღრუბლის, წვიმის და ყინულის მასაა გრამებში. ამ განტოლებაში შემავალი $\widetilde{U}_a$ სიდიდე განისაზღვრება უწყვეტობის განტოლებიდან, შემდეგი სასაზღვრო პირობით: თუ z=0 მაშინ W=0.

აღსანიშნავია, რომ ღრუბლის სხვადასხვა ერთგანზომილებიან მოდელებში [90,91], ღრუბელსა და გარემოს შორის დინამიური ურთიერთქმედება წარმოდგენილია ჩათრევის წევრით, რომელიც რადიუსის უკუპროპორციულია. მოცემულ მოდელში შეტაცება აღწერილია მე-2 და მე-3 წევრებით, რომლებიც წარმოადგენენ ღრუბლის გვერდით საზღვრებზე ჰაერის ნაკადის ჰორიზონტალურ შერევას (ტურბულენტობის შედეგად) და ასევე გვერდით საზღვრებზე სისტემატურ შედინება-გამოდინებას, ამიტომ მოცემული მოდელი შეიძლება შუალედურ-ერთნახევარგანზომილებიანად ჩაითვალოს, რადგან ორივე წევრი, რომელიც შეტაცებას აღწერს რადიუსის უკუპროპორციულია.

(3.2.1)-ს ანალოგიურად, თერმოდინამიკის განტოლება შემდეგი სახით დაიწერება:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial t} &= -W\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma 0\right) + \frac{2\alpha 2}{a}|W|(T0 - T) + \frac{2}{a}\widetilde{U}a\left(T - \widetilde{T}a\right) + \\ &+ \left[\frac{Le}{Cp}(P1 - P6 - P7 - P9) + \frac{Ls}{Cp}(P4 - P8) + \frac{Lf}{Cp}(P3 - P5)\right]\end{aligned} \quad (3.2.8)$$

სადაც Γ0 ტემპერატურის მშრალადიაბატური გრადიენტია, L_e-აორთქლების (595კალ/გ), L_s-სუბლიმაციის (680კალ/გ)LL_f-დნობის,(80კალ/გ)-ფარული სითბოებია, C_p-

ჰაერის სითბოტევადობა (0.24კალ/გ*გრად), განტოლებაში შემავალი T არის ღრუბლის განიკვეთის მიმართ გასაშუალოებული ტემპერატურა $T=\overline{T}$ და თუ ღრუბლის ტემპერატურა უფრო მაღალია ვიდრე გარემოსი, ამიტომ $T>T_0$ და განტოლების მარჯვენა მხარეში მეორე წევრი იქნება უარყოფითი. Eეს ნიშნავს, რომ ღრუბლის ტემპერატურა გარემოსთან ტურბულენტური შერევით დაიწევს. (3.2.6) პირობის მიხედვით ღრუბელში შედარებით ცივი ჰაერის შესვლა, მის ტემპერატურას დაადაბლებს და განტოლების მესამე წევრი იქნება უარყოფითი,$\widetilde{U}_a<0, \widetilde{T}_a=T_0$ ამიტომ $T-\widetilde{T}_a>0$ ხოლო გარემოში ღრუბლიდან ჰაერის გასვლა კი არ შეცვლის მის ტემპერატურას. თუ$\widetilde{U}_a>0$ -ღრუბლიდან ჰაერის გასვლს გარემოში, მაშინ $\widetilde{T}_a=T$ და მესამე წევრი 0-ის ტოლია. (3.2.8) განტოლებაში არ შევიდა P_2, რადგან ეს პროცესი სითბოს გამოყოფის გარეშე მიმდინარეობს.

ანალოგიურად დაიწერება უწყვეტობის განტოლებები წყლის ორთქლის, ღრუბლის წყლის, წვიმის წყლის და ყინულის კრისტალების გადატანისთვის.

წყლის ორთქლის გადატანის განტოლება:

$$\frac{\partial Q_V}{\partial t}=-W\frac{\partial Q_V}{\partial z}+\frac{2\alpha 2}{a}|W|(Q_{V0}-Q_V)+\frac{2}{a}\widetilde{U}_a(Q_V-\widetilde{Q}_{Va})-P_1+P_6+P_7+P_8-P_4+P_9 \quad (3.2.9)$$

ღრუბლის წყლის გადატანის განტოლება:

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t}=-W\frac{\partial Q_C}{\partial Z}+\frac{2\alpha^{@}}{a}|W|(Q_{C0}-Q_C)+\frac{2}{a}\widetilde{U}_a(Q_C-\widetilde{Q}_{Ca})+P_1-P_2-P_6 \qquad (3.2.10)$$

თხევადი ნალექის გადატანის განტოლება:

$$\begin{aligned}\frac{\partial Q_Z}{\partial t}&=-(W-V_W)\frac{\partial Q_z}{\partial Z}+\frac{Q_Z}{\rho_a}\frac{\partial(\rho_a V_W)}{\partial Z}+\frac{2\alpha^2}{a}|W|(Q_{R0}-Q_R)+\\&+\frac{2}{a}\widetilde{U}_a(Q_R-\widetilde{Q}_{Ra})+P_2-P_3-P_7+P_5\end{aligned} \qquad (3.2.11)$$

სადაც $V_W=3.12*10^3(\rho_a Q_{ra})^{0.125}$ (სმ/წმ) არის თხევადი ნალექის წვეთების ვარდნის საშუალო სიჩქარე.

მყარი ნალექის გადატანის განტოლება:

$$\begin{aligned}\frac{\partial Q_i}{\partial t}&=-(W-V_i)\frac{\partial Q_i}{\partial Z}+\frac{Q_i}{\rho_a}\frac{\partial(V_i\rho_a)}{\partial Z}+\frac{2\alpha 2}{a}|W|(Q_{i0}-Q_i)+\\&+\frac{2}{a}\widetilde{U}_a(Q_i-Q_{ia})+P_3+P_4-P_5-P_8-P_9\end{aligned} \qquad (3.2.12)$$

სადაც $V_i = 3.12 * 10^3 (\rho_a Q_i)^{0.125} f_0$ (სმ/წმ) არის მყარი ნალექის ნაწილაკების ვარდნის საშუალო სიჩქარე. f0=0.75- ვენტილაციის კოეფიციენტი. თუ ჩავთვლით, რომ უარყოფით ტემპერატურაზე, ყინულის კრისტალები თოვლის ფიფქის სახით წარმოსდგება, მაშინ გამოიყენება [82] გამოსახულება: $V_i = 5.92 * 10^2 (\rho_a Q_i)^{0.11}$ სმ/წმ.

განტოლებაში შემავალი Pi ცვლადები განსაზღვრავენ შემდეგი პროცესების სიჩქარეს (1/წმ) და მათი მნიშვნელობებისთვის გამოყენებულია შემდეგი გამოსახულებები [53,74,82,83,91]:

P1-წყლის ორთქლის კონდენსაცია. ჩათვლილია, რომ მყისიერად ხდება.

P2-ავტოკონვერსიის შედეგად ღრუბლის წყლის გადასვლა წვიმის წყალში.

$P_2 = K_1 (Q_c - \frac{b}{\rho_a}), K_1 = 0, Q_c \le \frac{b}{\rho_a}, K_1 = 10^{-3}$ 1/წმ, როცა $Q_c \ge \frac{b}{\rho_a}$ სადაც $b = 10^{-6}$ გრ/სმ²

P3-წვიმის წყლის კრისტალიზაციის სიჩქარე.

P4-წყლის ორთქლის სუბლიმაცია კრისტალებზე. ამ პროცესს ადგილი აქვს მაშინ, როცა ტემპერატურა გაყინვის ტემპერატურაზე მეტია და წყლის ორთქლის გაჯერება მეტია წყლის ორთქლის ყინულზე გაჯერებაზე. იგი დამოკიდებულია კრისტალის ფორმაზეც. ჩათვლილია, რომ კრისტალებს სფეროს ფორმა აქვთ და მარშალ-პალმერის განაწილებას ემორჩილებიან. მისთვის მიღებულია გამოსახულება:

$$P_4 = \frac{1}{\rho_a} \frac{(\frac{Q_V}{Q_{is}} - 1)(\rho_a Q_i)^{0.525} f_0^{-0.42}}{7 * 10^5 + \frac{0.41 * 10^7}{L_{is}}}$$

P5-ყინულის კრისტალების დნობა.

P6-ღრუბლის წყლის აორთქლება:

$$P_6 = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\left(\frac{Q_V}{Q_{VS}} - 1\right)(\rho_a Q_C)^{0.525}}{5.4 * 10^5 + \frac{0.41 * 10^7}{L_{WS}}}$$

P7-წვიმის წყლის აორთლება:

$$P_7 = -\frac{1}{\rho_a} \frac{(\frac{Q_V}{Q_{VS}} - 1)(\rho_a Q_R)^{0.525}}{5.4 * 10^5 + \frac{0.41 * 10^7}{L_{WS}}}$$

P8-ყინულის კრისტალების აორთქლება:

$$P_8 = -\frac{1}{\rho_a} \frac{(\frac{Q_V}{Q_{IS}} - 1)(\rho_a Q_i)^{0.525} f_0^{-0.42}}{7.10^5 + \frac{0.41 * 10^7}{L_{is}}}$$

P9-დნობადი კრისტალების აორთქლება:

$$P_9 = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\left(\frac{Q_V}{Q_{VS}} - 1\right)(\rho_a Q_i)^{0.525} f_0^{-0.42}}{5.4*10^5 + \frac{0.41*10^7}{L_{WS}}}$$

გამოსახულებებში შემდეგი სიდიდეები აღნიშნავენ: Q_{is}, l_{is}-წყლის ორთქლის გამაჯერებელი კუთრი წყლიანობა და წყლის ორთქლის გამაჯერებელი დრეკადობაა ყინულის ზედაპირის მიმართ. Q_{vs}, l_{ws}-წყლის ორთქლის გამაჯერებელი კუთრი წყლიანობა და წყლის ორთქლის გამაჯერებელი დრეკადობაა წყლის ზედაპირის მიმართ. მათთვის გამოყენებულია შემდეგი გამოსახულებები:

$$Q_{vs} = 3.8\, p^{-1} 10^{7.5 \frac{(T-273)}{T-36}}$$

$$Q_{is} = 3.8\, p^{-1} 10^{9.5 \frac{(T-273)}{T-8}}$$

სადაც p- ატმოსფერული წნევაა.

თუ შემოვიტანთ ცვლადს, რომელიც განსაზღვრავს წყლის საერთო შემცველობას (ტენშემცველობას) ღრუბელში $Q=Q_v+Q_c+Q_r+Q_i$, მაშინ ამ სიდიდეების და უწყვეტობის განტოლებების გამოყენებით მივიღებთ საერთო ტენშემცველობის განტოლებას:

$$\rho_{a0} \frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho_{a0} Q W)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho_{a0} V_w Q_r + \rho_{a0} V_i Q_i)}{\partial z} - \frac{2}{a} \rho_{a0} \widetilde{U}_a \widetilde{Q}_a + \frac{2\alpha^2}{a} \rho_{a0} |W| (Q_0 - Q) \qquad (3.2.13)$$

ყველა ცვლადისთვის სრულდება (3.26) და შემდეგი საწყისი და სასაზღვრო პირობები:

როცა z=0 (დედამიწის ზედაპირი) და z=H (ტროპოსფეროს ზედა საზღვარი) $W=Q_c=Q_r=Q_i=0$.

მოდელისთვის მნიშვნელოვანია კრისტალიზაციის და დნობის პარამეტრიზაციის დაზუსტებული სქემა. მიღებულია, რომ ყინულის კრისტალები წარმოიქმნებიან წვიმის წვეთის გაყინვით. ეს პროცესი იწყება 0^0C-დან და კრისტალების წარმოქმნის სიჩქარე წვიმის წვეთების პირდაპირპროპორციულია [74]:

$P_3 = \frac{dQ_i}{dt} = G Q_r$ სადაც G=const

ამ გამოსახულებაში მუდმივი კოეფიციენტი უჩვენებს, რომ ღრუბლის ნებისმიერ გადაციებულ ნაწილში კრისტალიზაცია ერთნაირი სიჩქარით მიმდინარეობს. ეს დასაბუთებული იყო მრავალ შრომაში, ძირითადად კოენიგის მიერ მოყვანილი

დაკვირვების მასალების საფუძველზე [75]. კოენიგი სწავლობდა კრისტალიზაციის პროცესს ზაფხულის გროვა ღრუბლებში და მივიდა იმ დასკვნამდე, რომ ღრუბლებში სადაც დიდია წვიმის წყლის რაოდენობა, კრისტალების წარმოქმნის პროცესი მიმდინარეობს სწრაფად და თხიერიდან მყარ ფაზაში გადსვლის სიჩქარე ღრუბლის მთელ გადაციებულ ნაწილში თითქმის ერთნაირია. თუმცა ამ დასკვნის გამოყნება შეიძლება ზღვაზე წარმოქმნილი კონვექციური ღრუბლის და ნალექის პროცესების მოდელირებისას, ხოლო კონტინენტური ღრუბლებისთვის მისი შეცვლა ხდება საჭირო. ღრუბელში მიმდინარე მიკროფიზიკური პროცესების შესწავლის დროს აღმოჩნდა, რომ კრისტალიზაციის სიჩქარე დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და წვეთის ზომაზე. მაგ. 1სმ დიამეტრის წვეთი იყინება -20^0C-ზე, ხოლო 10^{-4}სმ რადიუსის წვეთი თხიერ მდგომარეობაშიც არსებობს -40^0C-ზე.

როგორც ცნობილია სეტყვის ჩასახვა ხდება წვიმის წვეთების გაყინვით, თუ არ ვიხილავთ ღრუბლის წყლის გაყინვას, ხოლო მათი ზრდა ხდება ღრუბლის გადაციებულ ნაწილში მასზე ღრუბლის და წვიმის წყლის შემოყინვით და სუბლიმაციით [5]. Mმაშასადამე სეტყვის წრმოქმნის და ზრდის სიჩქარე იქნება:

$$P_3 = P_{3,1} + P_{3,2} + P_{3,3} + P_{3,4} \qquad (3.2.14)$$

სადაც პირველი წევრი წვიმის წყლის გაყინვის სიჩქარეა, მეორე-ღრუბლის წყლის აკრეციის სიჩქარე, მესამე-წვიმის წყლის შემოყინვის სიჩქარე, მეოთხე-სუბლიმაციის სიჩქარე.

ღრუბლის წყლის აკრეციის სიჩქარე გამოისახება:

$$P_{3,2} = \frac{\Pi n_{20}\Gamma(3.5)}{4\lambda_2^{3.5}}\left(\frac{4g\rho_2}{3C_D\rho}\right)^{0.5} \qquad (3.2.15)$$

რადგან წვიმის წვეთებს გააჩნიათ ვარდნის საკუთარი სიჩქარე, ამიტომ მათთვის გვექნება:

$$P_{3,3} = \frac{\Pi^2\rho_1}{\rho} n_{10} n_{20} \left|V_2 - V_1\right| \left(\frac{5}{\lambda_1^6\lambda_2} + \frac{1.33}{\lambda_1^5\lambda_2^2} + \frac{0.22}{\lambda_1^4\lambda_2^3}\right) \qquad (3.2.16)$$

სადაც $\left|V_2 - V_1\right|$ არის მასათა საშუალო შეწონილი სიჩქარე.

სუბლიმაციისთვის გამოვიყენოთ [5] ფორმულა

$$P_{3,4} = \beta(q_{1n} - q_{2n}) \qquad (3.2.17)$$

სადაც $\beta = 3*10^{-4}$ წმ$^{-1}$, q_1,q_2-კუთრი წყლიანობა და ყინულოვნებაა.

წვიმის წვეთების გაყინვის სიჩქარე შემდეგნაირად გამოითვლება:

$P_{3,1} = -\int_0^{\infty} \frac{dN}{dt}\frac{\Pi D^3}{6} dD$ $\frac{dN}{dt}$-წვეთების კონცენტრაციის ცვლილების სიჩქარეა. მისთვის არსებობს მრავალი ემპირული ფორმულა, რომელთა მნიშვნელობებიც თითქმის ერთნაირია. მაგ.

$$P_{3,1} = 20\Pi^2 B_1 n_{10} \frac{\rho_1}{\rho}[\exp(A_1(T_0 - T) - 1)]\lambda_1^{-7} \qquad (3.2.18)$$

ამ განტოლებებში შემავალი სიდიდეებია: B_1=9.1*10^{-4}სმ$^{-3}$გრად$^{-1}$წმ$^{-1}$, A_1=0.68გრად$^{-1}$, ρ, ρ_1, ρ_2-შესაბამისად ჰაერის, წყლის და ყინულის სიმკვრივეებია, წვეთების და კრისტალებისთვის გამოყენებულია მარშალ-პალმერის განაწილება:

$$n_i = n_{i0}\exp(-\lambda_i D_i)$$

სადაც i=1,2. D-ნაწილაკის დიამეტრია, n_{0i} საწყისი განაწილების ფუნქცია, წვიმის წვეთებისთვის იგი ტოლია 8*10^{-2}სმ$^{-4}$, ხოლო კრისტალებისთვის-4*10^{-4}სმ$^{-4}$ λ პარამეტრი დამოკიდებულია წყლიანობასა და ყინულოვნებაზე:

$$\lambda_i = \left(\frac{\Pi\rho_i n_{0i}}{\rho q_i}\right)^{0.25}$$

მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ:

$$P_3 = 20\Pi^2 B_1 n_{10} \frac{\rho_1}{\rho}[\exp(A_1(T_0 - T) - 1)]\lambda_1^{-7} + \frac{\Pi n20\Gamma(3.5)}{4\lambda_2^{3.5}}\left(\frac{4g\rho 2}{3CD\rho}\right)^{0.5} +$$

$$+\frac{\Pi 2\rho 1}{\rho} n10n20|V2 - V1|\left(\frac{5}{\lambda_1^6\lambda 2} + \frac{1.33}{\lambda_1^5\lambda_2^2} + \frac{0.22}{\lambda_1^4\lambda_2^3}\right) + \beta(q_{1n} - q_{2n}) \quad (3.2.19)$$

როცა $T>T_0$, მაშინ ადგილი აქვს ყინულის კრისტალების დნობას. ეს პროცესი განპირობებულია როგორც ჰაერიდან მიღებული სითბოს რაოდენობით, ასევე კონდენსაციით, ღრუბლის და წვიმის წყლის აკრეციით, წყლის ორთქლის სუბლიმაციისას გამოყოფილი სითბოს რაოდენობით.

სითბური ბალანსის განტოლებას ექნება შემდეგი სახე:

$$L_1\frac{dm}{dt} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \qquad (3.2.20)$$

სადაც

$$Q_1 = \frac{\Pi D_2^2}{\rho} q_c V_2 (T - T_0) \qquad (3.2.21)$$

-ყინულზე ღრუბლის წყლის აკრეციის შედეგად გამოყოფილი სითბოს რაოდენობაა.

$$Q_2 = C(T - T_0)\int_0^\infty \frac{\Pi(D_1 + D_2)^2}{4\rho} \left|V_2 - V_1\right| \frac{\Pi D_1^3}{6} \rho n_{10} \exp(-\lambda_1 D_1) dD \qquad (3.2.22)$$

-ყინულზე წვიმის წყლის აკრციით გამოყოფილი სითბოს რაოდენობაა.

$$Q_3 = 2\Pi D_2 \lambda (T - T_0)(1.6 + 0.3\,\mathrm{Re}^{0.5}) \qquad (3.2.23)$$

-ჰაერიდან მიღებული სითბოს რაოდენობაა.

$$Q_4 = 2\Pi D \lambda (\rho_V - \rho_{VS})(1.6 + 0.3\,\mathrm{Re}^{0.5}) D_2 \qquad (3.2.24)$$

-დიფუზიის შედეგად ყინულზე წყლის ორთქლის სუბლიმაციით გამოყოფილი სითბოს რაოდენობაა.

განტოლებებში გამოყენებულია შემდეგი აღნიშვნები: L_1-დნობის კუთრი სითბო, C-წყლის კუთრი სითბოტევადობა, λ-ჰაერის სითბოგამტარობის კოეფიციენტი, D-დიფუზიის კოეფიციენტი, L-ორთქლადქცევის კუთრი სითბო, Re-რეინოლდსის რიცხვი.

დნობის სიჩქარის ალბათობა იქნება:

$$P_5 = -\int_0^\infty \frac{dm}{dt} n_{20} \exp(-\lambda_2 D_2) dD_2 \qquad (3.2.25)$$

(3.2.20, 3.2.21, 3.2.22, 3.2.23, 3.2.24)-ის ჩასმით (3.2.25)-ში, მივიღებთ:

$$\begin{aligned} P_5 = &-\frac{2\Pi n20}{pL1}[1.6\lambda_2^{-2} + 0.3\Gamma(2.75)\lambda_2^{-2.75}\nu^{-0.5}(\frac{4g\rho 2}{3CD\rho})][\lambda(T - T_0) + LD(\rho_V - \rho_{VS})] - \\ &-\frac{C(T - T0)}{L1}(P_{3,1} + P_{3,2}) \end{aligned} \qquad (3.2.26)$$

როგორც ჩანს P_5-უარყოფითია, ამიტომ აკლდება ყინულოვნებას და ემატება წყლიანობას.

მიღებულ კრისტალიზაციის და დნობის პროცესების პარამეტრიზაციის გამოსახულებებში გათვალისწინებულია ამ პროცესების ტემპერატურაზე დამოკიდებულება, რაც უკეთეს შედეგს იძლევა. ღრუბლის წყლის კონდენსაციის ან აორთქლების სიჩქარის გამოთვლა ხდება არაპირდაპირი გზით. კონდენსაცია მყისიერად ხდება, როგორც კი სივრცის რაიმე ნაწილში ფარდობითი სინოტივე გადააჭარბებს 100%-ს.

კონდენსირებული წყლის რაოდენობა ემატება ღრუბლის წყალს. ხოლო თუ ღრუბლის წყალი მოხვდება არეში, სადაც სინოტივე ნაჯერობაზე მეტია, მაშინ მოხდება ამ წყლის აორთქლება გაჯერებამდე. თუ ღრუბლის წყლის რაოდენობა საკმარისი არ იქნება გაჯერებისთვის, მაშინ აორთქლდება წვიმის წყალი.

Mმიღებული ფორმულები გამოყენებული იყო ღრუბლის ერთ და ორ განზომილებიან მოდელებში რიცხვითი ექსპერიმენტების ჩატარებისას. მიღებული შედეგები კარგად თანხვდება დაკვირვების მონაცემებს, ვიდრე ადრე გამოყენებული პარამეტრიზებული სქემების შედეგები.

მოდელის განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ამოხსნისთვის, სისტემაში შემავალი ყველა განტოლება შეიძლება ჩაიწეროს ერთი განტოლებით რაიმე განზოგადებული ცვლადის მიმართ:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -W(z,t)\frac{\partial A}{\partial Z} + f(A) \qquad (3.2.27)$$

შემდეგი საწყისი პირობებით:

როცა t=0 $A(z,0)=A_0(z)$

z=0 $A(0,t)=A_0$

სადაც f(A) –კოორდინატის და დროის რაიმე არაცხადი ფუნქციაა.

შევცვალოთ არგუმენტის უწყვეტი ცვლილების არე კოორდინატის წერტილების დისკრეტული სიმრავლეებით-ბადით:

$$Z_K = K\Delta Z, K = 0,1,2....K = \frac{H}{\Delta Z}$$

$$t^n = n\Delta t, n = 0,1,2.......$$

სადაც $\Delta Z, \Delta t$ -ბადის ბიჯებია სივრცის და დროის მიხედვით.

გამოთვლების ოპერატიულობის გამო რიცხვითი სქემების შერჩევის ძირითადი კრიტერიუმი კომპიუტერის თვლის მცირე დრო რჩება, ამიტომ ამორჩეულია წარმოებულთა სასრულხვაობიანი აპროქსიმაციის შედარებით უხეში მიახლოება. მაგ. (3.2.13) დიფერენციალური განტოლება აპროქსიმირებულია შემდეგი სხვაობიანი სქემით:

$$\frac{A_i^{k+1} - A_i^k}{\Delta t} = -\overline{W}\,\frac{A_{i+1}^k - A_{i-1}}{2\Delta Z} + f(A_i^k) \qquad (3.2.28)$$

ამასთან $\overline{W} = \frac{W_i^k + W_{i-1}^k}{2}$ როცა $W \geq 0$

$\overline{W} = \frac{W_{i+1}^k + W_i^k}{2}$ როცა $W<0$

სქემის მდგრადობისთვის სრულება კურანტ-ფრიდრიხ-ლევის მდგრადობის პირობა;

$|W| \leq \frac{\Delta Z}{\Delta t} \approx 250$მ/10წმ=25მ/წმ (3.2.29)

ამ პირობის შესრულება ყოველთვის შეიძლება თუ სივრცით-დროითი ბიჯები შესაბამისადაა შერჩეული.

დროის თითოეულ ბიჯზე გამოთვლები შემდეგი თანამიმდევრობითაა:

1.განისაზღვრება $\widetilde{U}_a$ W-ს მიხედვით უწყვეტობის განტოლებიდან.

2.გამოითვლებაV_w, V_i ვარდნის საშუალო სიჩქარეები.

3.გამოითვლება W-ს ახალი მნიშვნელობები და T,Q_v,Q_c,Q_r,Q_i-ს ფაქტიური მნიშვნელობები, მხოლოდ დინამიური წევრების გათვალისწინებით.

4.გამოითვლება ნაჯერობის ტემპერატურა წყლის Q_{vs} და ყინულის Q_{is} მიმართ.

5.გამოითვლება P_i მიკროფიზიკური პროცესების სიჩქარეები.

P_i-ს გათვალისწინებით ხდება T,Q_v,Q_c,Q_r,Q_i-ს საბოლოო მნიშვნელობების გამოთვლა.

3.3 კონვექციური ღრუბლის ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევა

როგორც ცნობილია, კონვექციური ღრუბლის ტენშემცველობა საკმაოდ დიდია და შეადგენს 10^4-10^6ტ-ს. ამასთან ტენის დანაკარგები, გამოწვეული ნალექებით და ღრუბლის ელემენტების აორთქლებით განუწყვეტლივ ივსება სანამ ღრუბელი დაშლას არ დაიწყებს. ამ შევსების ძირითადი მიზეზი წყლის ორთქლის აღმავალი ნაკადებია ღრუბლში. ჰაერის და წყლის ორთქლის ნაკადების სიდიდეების შეფასება ადასტურებს იმას, რომ კონვექციური ღრუბელი მისი არსებობის განმავლობაში ქვევიდან იწოვს დიდი რაოდენობით ჰაერს და წყლის ორთქლს. ამიტომ საინტერესოა წყლის ორთქლის იმ რაოდენობის შეფასება, რომელსაც ღრუბელი ნალექებად გადააქცევს. ე.ი. ღრუბლის მარგი ქმედების კოეფიციენტის განსაზღვრა.

ჩ.ნიუტონმა [81] გამოიკვლია ორთქლის და წვეთების ტენის ბალანსი. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ ყოველი წმ-ის განმავლობაში კონვექციურ ღრუბელში აღწევდა 700კტ ჰაერი და 8.8კტ წყლის ორთქლი მხოლოდ მისი წინა ნაწილიდან. ნიუტონის შეფასებით წყლის ორთქლის საერთო რაოდენობის მხოლოდ ნახევარი იხარჯება ნალექის წარმოქმნაზე. ეს შეფასება ეთანხმება სხვა მკვლევარების შეფასებებს. მაგ. ფენკჰაუზერმა [65] დაიანგარიშა მარგი ქმედების კოეფიციენტი იზოლირებული ღრუბლისთვის და დაადგინა, რომ იგი≈60%. ხოლო აუერის და მარვიცის [50] მონაცემებით უმეტეს შემთხვევაში ≈50-60%. მათ მიერ მიღებული 120% კი იმ ფაქტს ასახავს, რომ წყლის ორთქლის ფუძიდან შესვლასთან ერთად დიდი მნიშვნელობა აქვს ჰორიზონტალურ შერევასაც.რუპრეხტის [85] მონაცემებით ღრუბლის გვერდებიდან შედის 3-ჯერ მეტი ჰაერი, ვიდრე ღრუბლის ფუძიდან. შესული წყლის ორთქლის 60% კონდენსირდება, ხოლო 15% ნალექის სახით გამოიყოფა.

[57] სტატიაში აღწერილია ორი მოდელით COHMEX (Cooperative Huntsville Meteorological Experiment) და GATE (GARP Atlantic Tropical Experiment) მიღებული წყლის ბალანსის შედეგების შედარება HICE სქემით. შედარებამ უჩვენა, რომ ეფექტურობა დამოკიდებულია გარემოს ტენშემცველობაზე და ქარზე. დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ ეფექტურობა განსაზღვრული, როგორც სრული ნალექის შეფარდება ღრუბლის ფუძიდან შესული წყლის ორთქლის სრულ რაოდენობასთან მცირდება გარემოს ვერტიკალური ჭრილის შემცირებისას. ეს დამოკიდებულება აისახა FC პარამეტრიზებულ სქემებში (Fritsch, Chappell 1980) ამ კუთხიდან დათვლილი კოეფიციენტი მერყეობს 100-დან 20%-მდე ჭრილის ზრდის მიხედვით $2*10^{-3}$-დან $4.5*10^{-3}$-ს შესაბამისად.

კოეფიციენტის შეფასება ჩატარდა ასევე CCOPE (Cooperative Convective Precipitation Experiment) ფრანკჰაუზერის (1988) მიერ. არსებობს მცირე კორელაცია კოეფიციენტსა და დაბალდონიან ჭრილებს შორის. ასევე წყლის ორთქლის შემცველობასთან. არ დადგინდა რაიმე ცხადი კავშირი კოეფიციენტსა და გარემოს სხვა მახასიათებლებს შორის, თუმცა ფრანკჰაუზერმა აღნიშნა, რომ კოეფიციენტის მნიშვნელობა ადრე მოყვანილ შრომებში, შეიძლება ზედმეტად იყოს გაზრდილი წყლის ორთქლის გადამეტებული შეფასების გამო

სტატიაში ასევე მოყვანილია სხვადასხვა მოდელების გამოყენებით (FC,GCE,Anthese) მიღებული კოეფიციენტების მნიშვნელობების შედარება. FC-თი მიღებული მნიშვნელობები მერყეობს 33-დან127%მდე, ხოლო Anthese-თი მიღებული 40-დან 60%-მდე. დასკვნაში აღნიშნულია, რომ კოეფიციენტის დასაზუსტებლად საჭიროა მიკროფიზიკის დეტალურად შესწავლა და ზედაპირის გათვალისწინება. თუმცა შედეგების გათვალისწინება მაინც მნიშვნელოვანია შემდგომი კვლევისათვის. როგორც განხილული შრომებიდან ჩანს, მარგი ქმედების კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია იმ მეთოდზე, რომლითაც ხდება მისი შეფასება, ხოლო მეთოდები დამოკიდებულია მრავალ ფაქტორზე, როგორებიცაა მოდელებში გამოყენებული გამარტივებები, პარამეტრიზებული სქემები და ამ სქემებში ჩართული მიკროფიზიკური პროცესები, სხვადასხვა დაშვებები და ა.შ. აქედან მიიღება მისი მნიშვნელობების დიდი მერყეობა. სხვადასხვა ავტორები სხვადსხვა სიდიდეებს იღებენ მისი განსაზღვრისთვის, რასაც დიდი მნიშვნელობა აქვს. ღრუბლის მარგი ქმედების კოეფიციენტის განსაზღვრისთვის მასში შესული წყლის ორთქლის და ჰაერის საერთო რაოდენობის დასადგენად ხშირად იყენებენ აღმავალი ნაკადების სიჩქარეს, ასევე ღრუბელში კონდენსირებული წყლის ორთქლის რაოდენობას და სხვა პარამეტრებს.

ერთნახევარგანზომილებიანი ოპერატიული მოდელით ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის გამოკვლევისთვის გამოვიყენებთ მოდელით მიღებული ნალექის შეფარდებას ღრუბლის ფუძიდან შესული წყლის ორთქლის სრულ რაოდენობასთან:

$$A = \frac{Q_p}{Q_c} 100\% \qquad (3.3.1)$$

სადაც Q_p-მოსული ნალექის რაოდნობა, ხოლო Q_c -ღრუბელში კონდენსირებული წყლის ორთქლია.

თუ ავჯამავთ კონდენსირებული წყლის რაოდენობას ღრუბლის სიმაღლის მიხედვით, მივიღებთ ღრუბელში კონდენსირებული წყლის საერთო რაოდენობას. აქ მნიშვნელოვანია ერთი მომენტი: რადგან გამოყენებულია სივრცით-დროითი ბადე, ეს იქნება არსებული წყლის რაოდენობა დროის ფიქსირებული მომენტისთვის. ასევე იქნება ნალექებისთვისაც.

მაშინ მივიღებთ მარგი ქმედების კოეფიციენტის დროზე დამოკიდებულებას, ხოლო დროის განსაზღვრული მომენტისთვის ეს იქნება მქკ-ს მყისიერი მნიშვნელობა:

$$A(t)=\frac{Q_P(t)}{\sum_1^n Q_C(t)}100\% \qquad (3.3.2)$$

სადაც n არის ბიჯების რაოდენობა ღრუბლის სიმაღლის მიხედვით, ხოლო დროში აისახება ღრუბლის სიცოცხლის ხანგრძლივობა.

ასეთნაირად განსაზღვრული მქკ-ს მნიშვნელობების დასადგენად გამოყენებულია რადიოზონდების მონაცემები სხვადასხვა სიმძლავრის ღრუბლისათვის. რადიოზონდის მონაცემები მოცემულია ცხრ.3.1-ში.

ცხრილი 3.1 რადიოზონდირების მონაცემები

Hკმ	T^0C	Pმბარ	f%	Hკმ	T^0C	Pმბარ	f%
0	21	924	52	0	19	955	50
1	20	903	63	1	15	877	58
2	10	801	94	2	4	742	83
3	2	709	100	3	2	700	75
4	-5	625	90	4	-5	592	62
5	-10	549	60	5	-10	534	59
6	-16	481	55	6	-14	500	71
7	-24	420	35	7	-26	400	70
8	-33	365	31	8	-35	341	73
9	-41	318	33	9	-41	300	70
10	-48	274	30	10	-45	254	61
11	-49	235	27	11	-46	250	58
12	-50	202	27	12	-47	200	55
13	-50	174	25	13	-48	161	52
14	-50	149	23				
15	-50	128	21				
16	-50	114	20				

პირველ შემთხვევაში ღრუბლის სიმაღლე შეადგენდა 13კმ, რადიუსი-3კმ, ტურბულენტობის კოეფიციენტი =0.1. გამოყენებულია აღმოსავლეთ საქართველოს 1987წ

ივნისის ზონდის მონაცემები. დედამიწის ზედაპირზე სითბური იმპულსის გადაცემა მოხდა ღრუბლის განვითარების დაწყებისას. სივრცითი ბიჯი შეადგენდა 250მ, ხოლო დროითი 60წმ-ს. ღრუბლის სიცოცხლის ხანგრძლივობა 45წთ-ია. (3.3.2)-ს მიხედვით განსაზღვრულმა კოეფიციენტის მაქსიმალურმა მნიშვნელობამ 62% შეადგინა. მისი დროზე დამოკიდებულება მოც. გრაფ 3.1-ზე. როგორც გრაფიკიდან ჩანს, ეს დამოკიდებულება წრფივია, 0-ვანი მნიშვნელობიდან იწყება, თანდათან იზრდება, აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და მკვეთრად მცირდება მინიმალურ მნიშვნელობამდე, რაც პროცესის დასრულებას აღნიშნავს.

მეორე შემთხვევაში ღრუბლის სიმაღლე იყო 10.5კმ, რადიუსი-3კმ, ტემპერატურა დედამიწის ზედაპირზე-19^{0}C. ფარდობითი ტენიანობა შეადგენდა 50%-ს. სივრცითი ბიჯი შეადგენდა 250მ-ს, ხოლო დროითი 60წმ-ს. ღრუბლის სიცოცხლის ხანგრძლივობა 30წთ. გამოყენებულია 1979წლის სექტემბრის ზონდის მონაცემები. ანალოგიურად დათვლილი ეფექტურობის კოეფიციენტის მაქსიმალური მნიშვნელობა 42%-ია. მისი დროზე დამოკიდებულებაც მოცემულია გრაფ 3.2-ზე. როგორც გრაფიკიდან ჩანს ეს დამოკიდებულებაც წრფივია. იწყება 0-ვანი მნიშვნელობიდან და შედარებით ნელა ვითარდება. აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და შემდეგ მკვეთრად მცირდება მინიმალურ მნიშვნელობამდე-მდე, რაც შესაბამისად პროცესის დასრულებას აღნიშნავს.

განხილულ შემთხვევებში კოეფიციენტის განსაზღვრაში მონაწილეობს ღრუბელში კონდენსირებული წყლის ორთქლი და მოსული ნალექის რაოდენობა, ამიტომ მისი მნიშვნელობები ამ სიდიდეებითაა განპირობებული. შეიძლება დავადგინოთ, რომ ისინიც დროზე წრფივადაა დამოკიდებული. კოეფიციენტის მნიშვნელობები დამოკიდებულია როგორც ღრუბლის სიმძლავრეზე, ასევე გარემოს მდგომარეობაზეც.

მაკრისტალიზებელი რეაგენტით ზემოქმედების მოდელირება შემდეგნაირად ხდება: დროის რაღაც განსაზღვრულ მომენტში ღრუბლის გადაცივებულ ნაწილში (-6- -11^{0}C) შეგვაქვს გარკვეული რაოდენობის მაკრისტალებელი რეაგენტი; დიფუზიის გამარტივებულ განტოლების ანალიზური ამოხსნით ვიგებთ დროის Δt შუალედში პასიური რეაგენტის მიერ დაკავებულ მოცულობას, სადაც უნდა გაიყინოს განსაზღვრული

რაოდენობის ღრუბლის და წვიმის წყალი. ვითვლით კრისტალებზე წყლის ორთქლის სუბლიმაციისას გამოყოფილ სითბოს რაოდენობას. ჩათვლილია , რომ ეს სითბო მთლიანად გადაეცემა განსახილველი არის ჰაერს და ათბობს ΔT^{0} °-ით. ამით იქმნება დამატებითი აღმავალი დენები, რომლებიც გამოიწვევენ ღრუბლის სიმძლავრის გაზრდას, ე.ი. ღრუბლის მიკროფიზიკის ცვლილება იწვევს მისი დინამიკის ცვლილებას. ატმოსფეროს განურჩევითი წონასწორობისას ($\gamma=\gamma_{ზ}$) აღმავალი დენის სიჩქარის და ღრუბლის სიმძლავრის ზრდის მაქსიმუმი ითვლება

$$\Delta\omega_{max} = \frac{u\nu}{a^3\rho}\sqrt{\frac{\lambda\theta}{\pi c_p\rho}} \quad (1)$$

$$\Delta h = \sqrt{\frac{\lambda\theta}{\pi c_p\rho s^2 a^2}} \quad (2)$$

ν-ტურბულენტობის კინემატიკური კოეფიციენტი, a-რადიუსი, λ-კონვექციის პარამეტრი, Q-რეაგენტის მიერ დაკავებულ V მოცულობაში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა, S-ზემოქმედების ხანგრძლივობის შებრუნებული პარამეტრი $S=\sqrt{\lambda(\gamma_a-\gamma)}$

ერთჯერადი ზემოქმედებისას მათი მნიშვნელობებია $W_{max}\approx1$მ/წმ და $\Delta h\approx600$მ. ეს მნიშვნელობები მცირეა თუმცა მრავალჯერადი ზემოქმედებისას ღრუბლის მოცულობის ნაზრდმა შეიძლება მიაღწიოს რამოდენიმე კმ და მასში კონდენსირებული წყალი უზრუნველყოფს დამატებითი ნალექის წარმოქმნას.

ზემოქმედების მოდელირება ტარდება ღრუბლის განვითარების სხვადასხვა სტადიაში. მიღებული შედეგები უჩვენებენ, რომ უკეთესი შედეგები მიიღება განვითარების სტადიისთვის.

მე-10წთ-ზე –6--10°C გადაცივებულ ნაწილში მოვახდინეთ 6-ჯერადი ზემოქმედება. გამოთვლილი ω_{max} და Δh არის 1.8მ/წმ და 1.3კმ. ზემოქმედების შედეგად ეფექტურობის კოეფიციენტი გაიზარდა 17.6%-ით.

მეორე ზონდის შემთხვევაში ზემოქმედების შედეგად ღრუბლის მ.ქ.კ. გაიზარდა 22%-ით.

ზემოქმედების შედეგად დინამიკას და ნალექის დროში ცვლილებას ერთნაირი სახე აქვს: საწყის მომენტში ხდება ნალექის ინტენსივობის შემცირება ბუნებრივთან შედარებით. ფიზიკურად ასე აიხსნება: მაკრისტალებელი რეაგენტით ზემოქმედებისას ხდება დამატებითი სითბური ენერგიის გამოყოფა და იზრდება აღმავალი დენის სიჩქარე, რაც იწვევს ნალექის წყლის ზევით გადატანას და ინტენსივობის შემცირებას. ინტენსივობის დროში ცვლილებას აქვს იმპულსური ხასიათი, თუმცა მაინც გამოიყოფა ორი მაქსიმუმი, რომლებიც ზემოქმედების შემთხვევაში დროში გადაწეულა.

სხვადასხვა სიმძლავრის ღრუბელზე ზემოქმედების მოდელირებამ აჩვენა, რომ სუსტი ღრუბლის ნალექის პროცენტული ნამატი დიდია. თუმცა უფრო ხელსაყრელია ზემოქმედების ჩატარება კონვექციურ ღრუბელზე. ექსპერიმენტებით დადგინდა, რომ ყოველი ღრუბლისათვის არსებობს რეაგენტის ექსტრემალური რაოდენობა, რომლისთვისაც ზემოქმედებით მიღებული დამატებითი ნალექის რაოდენობა მაქსიმალურია. რეაგენტის რაოდენობა დამოკიდებულია ღრუბლის სიმძლავრეზე და დინამიკაზე. ნალექების გაზრდისათვის საჭიროა ზემოქმედება წარმოებდეს განვითარების სტადიაში. რეაგენტი უნდა შევიტანოთ –6 -11°C ტემპერატურის ინტერვალში 5წთ ინტერვალით.

მიღებული შედეგებიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ გამოყენებული მოდელით შეფასებული კოეფიციენტი დამოკიდებული აღმოჩნდა როგორც ღრუბლის სიმძლავრეზე და გარემოს მდგომარეობაზე, ასევე მის გამოთვლებში მონაწილე სიდიდეებზე და მიკროფიზიკურ პროცესებზე, მათ ურთიერთგადასვლაზე. ამ სიდიდეების შეცვლა მის მაქსიმალურ მნიშვნელობას თითქმის არ ცვლის, თუმცა მისი დროში მსვლელობა კი შეცვალა. ასევე მნიშვნელოვანია ის მეთოდები, რომლითაც ხდება ღრუბლის პარამეტრების დადგენა. ამიტომ მიკროფიზიკის უფრო დეტალურად განხილვა და მისი შეძლებისდაგვარად პირდაპირი გზით ჩართვა აუცილებელი ხდება. როგორც აღნიშნული იყო ამ პარაგრაფის დასაწყისში კოეფიციენტის მნიშვნელობა შეიძლება გაზრდილი იყოს წყლის ორთქლის რაოდენობის გადამეტებულად შეფასების გამო. მის დასადგენად კი იყენებენ აღმავალ ნაკადებს, რომელთა საშუალებითაც ხდება კონდენსირებული წყლის

ორთქლის განსაზღვრა. უშუალოდ ღრუბელში კონდენსირებული წყლის ორთქლი კი უფრო დაზუსტებული სიდიდეა. მისი გამოყენებით მიღებული მნიშვნელობა ბუნებრივთან უფრო ახლოსაა. თუმცა მიღებული შედეგები სხვა ავტორების მიერ მიღებულ შედეგებთან კარგ თანხვდენაშია.

თავი 4. კონვექციურ ღრუბელში ნალექწარმომქმნელი პროცესების სტიმულირება

კონვექციური ღრუბლის ქვედა თბილ ნაწილში ჰიგროსკოპული ნივთიერების შეტანას შეუძლია დიდი ზომის ნაწილაკების რაოდენობის გაზრდა და მის გადაციებულ ნაწილში მყარი საღრუბლო ნაწილაკების წარმოქმნის შემცირება. ეს იწვევს თხევადი ნალექწარმოქმნელი პროცესების გაზრდას და წყლიანობის გადნაწილებას თბილ და ცივ ნაწილებს შორის. შეტანილ ჰიგროსკოპულ ნაწილაკებზე ხდება წვეთების კონდენსაციური ზრდა, ეს კი იწვევს ანომალიურად დიდი ზომის წვეთების გაზრდას, რაც დააჩქარებს კოაგულაციის პროცესს ღრუბლის თბილ ნაწილში. თუმცა არსებობს იმის შესაძლებლობა, რომ მსხვილი წვეთები აღმოჩნდნენ ღრუბლის გადაციებულ ნაწილში და იქ გაიყინონ. თანაც რაღაც განსაზღვრულ პირობებში ვარდნილი მსხვილი წვეთების კოაგულაციური ზრდა წვრილი წვეთების ხარჯზე მიაღწევს ზომების იმ ზღვარს, როცა ლენარდის გახლეჩვის მექანიზმი ამოქმედდება და დაიწყება ლენგმიურის ჯაჭვური პროცესი ანუ წვეთოვანი ფრაქციის ზვავური ზრდა, რომელიც გადაიტანს მზარდ დიდ წვეთებს.

გახლეჩვის შედეგად წარმოწმნილი წვრილი წვეთები აღმავალი ნაკადებით გადაიტანება ზევით, მსხვილდება და ვარდნისას იწყებენ კოაგულაციურ ზრდას. ამიტომ ლენგმიურის ჯაჭვური პროცესის სტიმულირებას ღრუბლის თბილ ნაწილში ჰიგროსკოპული რეაგენტის შეტანით შეიძლება სეტყვასთან ბრძოლასთან ეფექტური აღმოჩნდეს.

ამასთან ღრუბლის სხვადასხვა პარამეტრებისთვის სხვადასხვანაირად ვითარდება ეს ორი მექანიზმი. თუ აღმავალი ნაკადები დიდია, ხოლო წვრილი წვეთების წყლიანობა არასაკმარისი, მაშინ მზარდი მსხვილი წვეთები ლენარდის გახლეჩის ზომებს მიაღწევენ

ღრუბლის გადაციებულ ნაწილში, სადაც გაიყინებიან და მათი გახლეჩის ალბათობა შემცირება. თუ მსხვილი წვეთები არ მიაღწევენ ლენარდის გახლეჩის ზომებს, მაშინ ლენგმიურის ჯაჭვური პროცესიც არ დაიწყება.

ჰიგროსკოპული რეაგენტით ზემოქმედებისას ამოქმედდება შემდეგი ორი მექანიზმი. პირველი-თბილი ნაწილის ერთჯერადი ჩამორეცხვა მზარდი მსხვილი ნაწილაკებით და მეორე-თბილ ნაწილში ჯაჭვური პროცესის წარმოქმნას, რაც ღრუბლის გადაციებულ ნაწილს დააკლებს ტენიანობას. ამ მექანიზმების ამორჩევა დამოკიდებულია ღრუბლის პარამეტრებზე. უფრო მისაღებია ფართო სპექტრის ნაწილაკების შეტანა ღრუბლის ქვედა ნაწილში.

ცნობილია, რომ მარილის კრისტალის სრულ გადნობამდე წარმოქმნილი წვეთის ზომა ტოლია კრისტალის გაორკეცებული რადიუსისა. მისი შემდგომი კონდენსაციური ზრდისთვის გამოვიყენოთ გამოსახულება:

$$\frac{rdr}{dt} = G\left(s + \frac{b}{r^3}\right) \qquad (4.1)$$

სადაც

$$b = 1.47 * 10^{-4} 4\pi R_0^3 \rho_0$$

R_0, ρ_0-მარილის კრისტალის რადიუსი და სიმკვრივეა. თერმოდინამიკური ფუნქცია $G = \frac{D\rho_v}{\rho}\left(1 + \frac{DL^2\rho_v}{R_v T^2 K}\right)$, D-ორთქლის დიფუზიის კოეფიციენტია. s=f-1-გადაჯერება. როცა 0-ს ტოლი არ არის, მაშინ:

$$t = \frac{R^2 - R_0^2}{2sG} + \frac{b}{6as^2G}\ln\left[\frac{(R+a)^2(R_0^2 - aR_0 + a^2)}{(R_0+a)^2(R^2 - aR + a^2)}\right] - \\ - \frac{b\sqrt{3}}{3as^2G} arctg\left[\frac{(R-R_0)2a\sqrt{3}}{3a^2 + (2R-a)(2R_0-a)}\right] \qquad (4.2)$$

ღრუბელში არსებობს სივრცეები არა მხოლოდ დადებითი, არამედ უარყოფითი გადაჯერებებით, ე.ი. გაუჯერებლობით. გადაჯერების არსებობა და სიდიდე დამოკიდებულია აღმავალი დენების არსებობით და სიჩქარით.

საკითხი, თუ როგორია რეალურად არსებული გადაჯერება ღრუბელში და რამდენ ხანს იმყოფება წვეთი დადებითი გადაჯერების რეში, არც ისე მარტივია. გადაჯერება თავისი აბსოლუტური სიდიდით საკმაოდ მცირეა, ექსპერიმენტული გაზომვისთვის.

მრავალრიცხოვანი თეორიული შეფასებებით ღრუბლის ძირითად ფენაში საშუალო ზომის წვეთებზე გადაჯერება აღწევს 0.1% და მეტს, თუ აღმავალი დენების სიჩქარე შეადგენს ათ ან მეტ სმ/წმ. უფრო მსხვილ წვეთებისთვის გადაჯერება მეტია, უფრო მცირესთვის – ნაკლები. ღრუბლის ქვედა ნაწილში გადაჯერების მაქსიმალური მნიშვნელობა პროცენტის რამოდენიმე მეათედს შეადგენს.

როგორც ცნობილია, საშუალო ზომის ღრუბლებში წვეთების ზომები შედარებით მცირეა-დაახლოებით 10მკმ. მხოლოდ კონდენსაციით ასეთ ზომებამდე წვეთები გაიზრდებიან 10-20წთ-ში.

ამრიგად მხოლოდ კონდენსაციურ პროცესებს თავისუფლაად შეუძლიათ წვეთების გამსხვილება საშუალო ზომებამდე. ხელსაყრელი პირობების დროს, როცა აღმავალ ნაკადებში წვეთების მცირე კონცენტრაციაა, არსებობენ გიგანტური კონდენსაციის ბირთვები რადიუსით >1მკმ, წვეთების რაღაც ნაწილი 20-25მკმ-მდე საკმაოდ მცირე დროში (30წთ-ზე ნაკლები) გაიზრდება. როგორი იქნება ასეთი წვეთების რაოდენობა ჯერჯერობით ძნელი გასარკვევია, რადგან ექსპერიმენტული მასალები არასაკმარისია ან საერთოდ არ არსებობს.

ცხრილში მოცემულია წვეთების კონდენსაციური ზრდა სხვადასხვა ტემპერატურის და გადაჯერებისთვის. როგორც ცხრილიდან ჩანს წვეთის კონდენსაციური ზრდის სიჩქარე ძლიერდ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე ერთნაირი გადაჯერებებისას.

ცხრილი 4.1 სხვადასხვა რადიუსის წვეთის კონდენსაციური ზრდეის სიჩქარე სხვადასხვა ტემპერატურისა და გადაჯერებისთვის.

T/k	273							
	278							
	283							
	288							
	293							
s	0,01							
Rh	1,50E-05	2,00E-05	2,50E-05	3,00E-05	4,00E-05	5,00E-05	1,00E-04	1,50E-04

Ro	2,00E-06							
t/ϑ∂	51,280912	215,73285	655,57556	1620,6432	6687,0234	19733,983	436830,63	1891986,5
	49,930404	210,05142	638,31065	1577,9628	6510,9173	19214,279	425326,48	1842160,1
	48,232927	202,91033	616,61009	1524,3170	6289,5665	18561,054	410866,71	1779532,4
	47,427342	199,52132	606,31148	1498,8578	6184,5183	18251,048	404004,43	1749810,7
	45,526268	191,52373	582,00815	1438,7778	5936,6186	17519,474	387810,35	1679671,4
Ro	7,50E-06							
t/ϑ∂	3,14E-00	1,16E+01	3,02E+01	6,65E+01	1,31E+02	4,00E+02	1,27E+04	9,40E+04
	3,05E-00	1,13E+01	2,94E+01	6,47E+01	1,27E+02	3,89E+02	1,24E+04	9,16E+04
	2,95E-00	1,09E+01	2,84E+01	6,25E+01	1,23E+02	3,76E+02	1,20E+04	8,84E+04
	2,90E-00	1,07E+01	2,80E+01	6,15E+01	1,21E+02	3,70E+02	1,18E+04	8,70E+04
	2,78E-00	1,03E+01	2,68E+01	5,90E+01	1,16E+02	3,55E+02	1,13E+04	8,35E+04
Ro	8,50E-06							
t/ϑ∂	7,3653288	20,190547	45,089503	89,084800	161,50485	274,30725	8757,8724	65335,339
	7,1713593	19,658819	43,902049	86,738708	157,25154	267,08324	8527,2295	63614,701
	6,9275556	18,990481	42,409517	83,789864	151,90548	258,00325	8237,3304	61452,000
	6,8118516	18,673302	41,701194	82,390407	149,36836	253,69408	8099,7507	60425,630
	6,5388060	17,924803	40,029647	79,087877	143,38109	243,52503	7775,0810	58003,535
Rh	2,50E-05	3,00E-05	3,50E-05	4,00E-05	4,50E-05	5,00E-05	1,00E-04	1,50E-04
Ro	1,00E-05							
t/ϑ∂	35,518229	114,13952	266,78530	536,52704	980,59618	1672,3841	53830,735	404390,97
	34,583469	111,13563	259,76411	522,40685	954,78908	1628,3707	52414,031	393748,30
	33,410806	107,36722	250,95598	504,69298	922,41392	1573,1556	50636,766	380397,02
	32,853842	105,57739	246,77250	496,27965	907,03709	1546,9307	49792,641	374055,72
	31,539412	101,35340	236,89952	476,42429	870,74799	1485,0405	47800,517	359090,35
s	1,00E-01							
Ro	2,00E-06							
t/ϑ∂	50,381131	207,04150	606,44709	1424,5563	5102,2187	12598,182	119286,00	477080,07
	49,054320	201,58896	590,47601	1387,0399	4967,8492	12266,403	116144,55	464515,93
	47,386626	194,73556	570,40168	1339,8849	4798,9579	11849,384	112196,00	448723,85
	46,595176	191,48309	560,87484	1317,5062	4718,8058	11651,476	110322,10	441229,27
	44,727459	183,80770	538,39278	1264,6954	4529,6576	11184,439	105899,96	423543,08
Ro	7,50E-06							
t/ϑ∂	3,1325603	11,550267	30,152812	66,185983	129,65974	395,01516	11573,518	71749,950
	3,0500628	11,246085	29,358723	64,442943	126,24509	384,61224	11268,724	69860,380

	2,9463702	10,863753	28,360618	62,252085	121,95315	371,53663	10885,623	67485,346
	2,8971600	10,682307	27,886940	61,212352	119,91629	365,33123	10703,811	66358,207
	2,7810305	10,254118	26,769122	58,758721	115,10958	350,68732	10274,761	63698,311
Ro	8,50E-06							
t/წმ	7,3564464	20,150993	44,952923	88,687322	160,48705	271,95006	8201,7148	53600,381
	7,1627107	19,620307	43,769066	86,351698	156,26054	264,78813	7985,7186	52188,788
	6,9192010	18,953278	42,281055	83,416011	150,94817	255,78616	7714,2292	50414,533
	6,8036367	18,636720	41,574877	82,022798	148,42704	251,51402	7585,3863	49572,511
	6,5309203	17,889688	39,908394	78,735004	142,47750	241,43236	7281,3343	47585,451
Ro	1,00E-05							
t/წმ	35,489053	113,99476	266,27461	535,03146	976,75591	1663,4733	51662,027	355462,40
	34,555061	110,99467	259,26686	520,95063	951,04988	1619,6944	50302,398	346107,43
	33,383362	107,23104	250,47559	503,28614	918,80151	1564,7735	48596,735	334371,55
	32,826854	105,44348	246,30011	494,89626	903,48490	1538,6884	47786,617	328797,51
	31,513504	101,22485	236,44604	475,09625	867,33791	1477,1279	45874,751	315642,85

საღრუბლო ნაწილაკების საშუალო ზომებამდე გასამსხვილებლად 5-დან 10მკმ-მდე მარტო კოაგულაციას სჭირდება 1.5-2-ჯერ მეტი დრო, ვიდრე კონდენსაციას. აღმოჩნდა რომ, 10-დან 15მკმ-მდე რადიუსის წვეთების გამსხვილებას განაპირობებს ძირითადად კონდენსაცია. ხოლო კოაგულაცია ვერ უზრუნველყოფს სპექტრის გამსხვილებას. უკვე წარმოქმნილი მსხვილი წვეთების ზრდაში კოაგულაცია სულ უფრო მნიშვნელოვან როლს თამაშობს. დაახლოებით 20-დან 25-მკმ-დე რადიუსების შუალედში კოაგულაციური ზრდის სიჩქარე უტოლდება კონდენსაციურისას და შემდგომ ასეთი წვეთების ზრდა განპირობებულია პრაქტიკულად მხოლოდ კოაგულაციით.

ამიერკავკასიის ჰიდრომეტეოროლოგიის სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტის სეტყვასაწიინაღმდეგო ექსპედიციებში ჩატარებულ იქნა სეტყვის ღრუბლებზე მარტო ჰიგროსკოპული რეაგენტით აქტიური ზემოქმედების 26 ცდა. როგორც წესი მარილის შეტანის შემდეგ ღრუბლის ზედა საზღვარმა ზრდა შეწყვიტა, უმეტეს შემთხვევაში კი შემცირდა. (ასეთივე შედეგები იყო მიღებული სევანის ტბის აუზში გროვა-საწვიმარ ღრუბლებზე ჩატარებულ 52 ცდაშიც)

ყველა განხილულ შემთხვევაში ჰიგრისკოპული რეგენტი შეჰქონდათ ღრუბლის თბილ ნაწილში 0-ვანი იზოთერმის მახლობლობაში ან ზოგ შემთხვევში უარყოფითი ტმპერატურის არეში. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ 5-10მკმ რადიუსის ჰიგროსკოპიულ ნაწილაკებზე წარმოქმნილი მსხვილი წვეთების დიდი ნაწილი აღმავალი ნაკადებით გადაიტანება, ვერ ასწრებენ იმ ზომამდე გაზრდას, როცა გახლეჩვა დაიწყება და იყინებიან. წარმოქმნილი სეტყვის მარცვლების ზომა აღწევს 100-500მკმ რადიუსს. ეს პროცესი დაახლოებით 10წთ. გრძელდება. მარილის მსხვილ წვეთებზე წარმოქმნილი წვეთების ნაწილი ვარდება ღრუბლიდან, რითაც აძლიერებს ნალექწარმოქმნის პროცესს. გაყინული მსხვილი წვეთები ყინულის ნაწილაკებთან ერთად, რომლებიც მაკრისტალებელ რეაგენტზე წარმოიქმნა, წარმოადგენენ ხელოვნურ ხელისშემშლელ სეტყვის ჩანასახებს. დადგინდა, რომ არსებობს ყინულის ჩანასახის კონცენტრაციის ისეთი მნიშვნელობა დაახლოებით 50-100$მ^{-3}$, რომ მასზე დიდი კონცენტრაციის მნიშვნელობებისთვის იწყება კონკურენციის პრინციპი სეტყვის ბუნებრივ და ხელოვნურ ჩანასახებს შორის. დიდი წყლიანობებისთვის 10$გრ/მ^3$ ეს ეფექტი ფიქსირდება 300-500$მ^{-3}$ კონცენტრაციის მნიშვნელობებისთვის.თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ ყინულის ჩანასახის 500$მ^{-3}$ –მდე კონცენტრაციის შექმნა რისკის ზღვარია-დიდი წყლიანობის და ღრუბლის ძლიერი კვების დროს კონცენტრაციის ეს მნიშვნელობა შეიძლება არ აღმოჩნდეს საკმარისი.

აქტიური ზემოქმედების ექსპერიმენტები ჩატარდა აღმოსავლეთ საქართველოს თეთრიწყაროს რაიონში ორი სეზონის განმავლობაში, როგორც ჰიგროსკოპული ასევე მაკრისტალებელი რეაგენტის ერთდროული გამოყენებით. მათი უმეტესობა დადებითი შედეგით დამთავრდა, რაც გამოიხატებოდა წვიმის გაძლიერებაში და სეტყვის სრულ ან ნაწილობრივ გაქრობაში.

ბუნებრივია, რომ ცდების არსებული რაოდენობა სტატისტიკის თვალსაზრისით არ არის საკმარისი და საჭიროა ჩატარდეს მთელი რიგი აქტიური ზემოქმედების ექსპერიმენტები ჰიგროსკოპული რეაგენტის გამოყენებით.

ზოგიერთი სასოფლო-სამეურნეო ამოცანის გადააწყვეტისთვის ხელოვნური მორწყვის მიზნით, ქიმიური ხსნარების გაფრქვევისთვის, წაყინვებთან ბრძოლისთვის

აქტუალური ხდება ნისლების ხელოვნურად შექმნის საკითხი [3]. ნისლი წარმოიშვება წყლის ორთქლის კონდენსაციისა და სუბლიმაციის შედეგად და დაიკვირვება უშუალოდ ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში. ის წარმოადგენს წყლის წვეთებისა და (ან) ყინულის კრისტალების ერთობლიობას, რომლებიც შეტივტივებულ მდგომარეობაში იმყოფება ჰაერში და იწვევს ხილვადობის გაუარესებას 1კმ-ზე ნაკლებ მანძილზე.ნისლები საკმაოდ კარგად არის შესწავლილი და გამოკვლეული საკმაოდ ბევრ შრომაში, რომლებიც განხილულია [3]-ში. ატმოსფერულ პროცესებს და მოვლენებს გააჩნიათ დიდი ენერგიები. ამიტომ მათზე პირდაპირი ზემოქმედება მათი რეგულირების მიზნით დაკავშირებულია დიდ ენერგეტიკულ დანახარჯებთან. თუმცა მათ ახასიათებთ არამდგრადი მდგომარეობა. შეიძლება მცირე ენერგეტიკული ბიძგით მოხერხდეს თვითგანვითარებული რეაქციის ხარჯზე, პროცესების მართვა. ხელოვნური ნისლის შემთხვევაში შეიძლება ორი მიდგომის გამოყენება: 1) ნისლის შექმნა წყლის წვეთების გაფრქვევით და 2) წყლის ორთქლის წვეთებში გადაყვანა კონდენსაციით. გამოთვლების შედეგები წვეთების კონდენსაციური ზრდაზე ჰიგროსკოპიულ ბირთვებზე შეიძლება ამ მიზნებისთვის იქნეს გამოყენებული.

<u>ძირითადი დასკვნები:</u>

- მიღებულია ორკომპონენტიანი დისპერსული გარემოსთვის კოაგულაციის კინეტიკის არაწრფივი ინტეგრო-დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის ანალიზური ამოხსნები ნაწილაკთა წყაროების დათვალისწინებით
- ანალიზური ამოხსნების საშუალებით დადგინდა, რომ არსებობს $N_2(0)$ ისეთი კრიტიკული მნიშვნელობა, რომ მასზე ნაკლები მნიშვნელობისთვის ყინულის კრისტალები იზრდებიან საშიშ ზომებამდე და დიდი მნიშვნელობისთვის მცირდებიან. წვეთების სხვადსხვა სიმძლავრის წყაროს მოქმედება იწვევს ამ კრიტიკული მნიშვნელობის გაზრდას, ხოლო კრისტალების წყარო ამცირებს. სხვადასხვა საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით კრისტალების სპექტრი ორმოდალურია, რაც შეიძლება

აიხსნას მათი ზრდით გადაციებული დიდი წვეთების საშუალებით. წვეთების წყაროს სიძლიერის გაზრდა ხელს უწყობს წვიმის მომატებას და ასევე დიდი ზომის კრისტალების წარმოქმნას და ხორხოშელას მატებას.

- ამოცანის საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით სისტემაში არსებული წყალიანობა გარკვეული რაოდენობით გადანაწილდება კრისტალებზე და წვეთებზე. წვეთების წყაროს მოქმედებით იზრდება როგორც თხევადი ნალექის რაოდენობაც და ასევე სეტყვისაც. ხოლო კრიტალების წყაროს მოქმედება ზრდის უპირატესად სეტყვის რაოდენობას.
- ყოველი სიმძლავრის წყაროსთვის არსებობს კრისტალების საწყისი კონცენტრაციის ისეთი მნიშვნელობა, როცა სეტყვის რაოდენობა მაქსიმალურია და შესაბამისად წვიმის მინიმალური. ზოგიერთი საწყისი პირობისთვის წვეთების და კრისტალების, რომ წყაროების მოქმედების შემთხვევაში ყინულოვნება ყოველთვის მატულობს.
- საწყის პირობებზე დამოკიდებულებით ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის კოეფიციენტები სხვადასხვანაირად ვითარდება.
- სეტყვის გაზრდისთვის უფრო მნიშვნელოვანია წვეთების წყარო, ვიდრე კრისტალებისა.
- დამუშავდა კონვექციური ღრუბლის ერთგანზომილებიანი თერმოჰიდროდინამიკური მოდელი, ატმოსფეროს აეროლოგიური ზონდირების მონაცემების გამოყენებით. მისი საშუალებით შეფასდა სხვადასხვა ღრუბლისათვის ნალექწარმოქმნის ეფექტურობის სიდიდეები და შედარდა მის მაქსიმალურ მნიშვნელობასთან.
- გროვა-საწვიმარ ღრუბელში მიროფიზიკური პროცესების დაჩქარება მიზანშეწონილია, სანამ ღრუბელი გადავა სტაციონალურ მდგომარეობაში. ღრუბლის განვითარების პროცესში მაკრისტალებელი რეაგენტით ზემოქმედების დროს გამოყოფილი სითბური ენერგია გაზრდის ღრუბლის მოცულობას და შესაბამისად კონდენსირებული წყლის რაოდენობას, რითაც ღრუბლის მქკ მიუახლოვდება მაქსიმალურ მნიშვნელობას. თანაც ნალექწარმოქმნის პროცესის დაჩქარება გამოიწვევს ღრუბლის პერიფერიული ნაწილიდან აორთქლებული წყლის შემცირებას და შესაბამისად ღრუბლის მქკ-ს გაზრდას.

- შექმნილია კონვექციური ღრუბლის ერთნახევარგანზომილებიანი მოდელი, კრისტალიზაციის და დნობის პარამეტრული სქემების ტემპერატურაზე და ზომებზე დამოკიდებულებით.
- მოდელით მიღებული ღრუბლის პარამეტრებით შეფასდა მ.ქ.კ.-ს მნიშვნელობები სხვადასხვა სიმღლავრის ღრუბლისათვის.
- შემოთავაზებულია რეკომენდაციები ღრუბელზე დინამიური ზემოქმედების განხორციელებისთვის.
- გამოყენებული მოდელით შეფასებული კოეფიციენტი დამოკიდებული აღმოჩნდა როგორც ღრუბლის სიმძლავრეზე და გარემოს მდგომარეობაზე, ასევე მის გამოთვლებში მონაწილე სიდიდეებზე და მიკროფიზიკურ პროცესებზე, მათ ურთიერთგადასვლაზე. ამ სიდიდეების შეცვლა მის მაქსიმალურ მნიშვნელობას თითქმის არ ცვლის, თუმცა მისი დროში მსვლელობა კი შეცვალა. ასევე მნიშვნელოვანია ის მეთოდები, რომლითაც ხდება ღრუბლის პარამეტრების დადგენა. ამიტომ მიკროფიზიკის უფრო დეტალურად განხილვა და მისი შეძლებისდაგვარად პირდაპირი გზით ჩართვა აუცილებელი ხდება.
- გამოკვლეულია ჰიგროსკოპული ნივთიერებით წვეთების კონდენსაციური ზრდის სიჩქარეები სხვადასხვა პირობებში.
- წვრილი წვეთების ზრდის სიჩქარე დამოკიდებული აღმოჩნდა გადაჯერებაზე, ხოლო მსხვილისა ტემპერატურაზე.
- გამოკვლეულია ხელოვნური და ბუნებრივი ნისლის წარმოქმნის და გაფანტვის საკითხი კონდენსაციის ბირთვების შეტანით ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში

Lლიტერატურა

1. ბეგალიშვილი ნ. ღრუბლის ნაწილაკების კოაგულაციის განტოლებათა სისტემის ზოგიერთი ანალიზური ამოხსნების შესახებ. ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.100 გვ97-105 1997წ

2. ბეგალიშვილი ნ., რობიტაშვილი გ., შაქარაშვილი ვ. კონვექციური ღრუბლის ოპერატიული რიცხვითი მოდელი ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.100 გვ112-118 1997წ

3. ბეგალიშვილი ნ., რობიტაშვილი გ., ტატიშვილი., ამირანაშვილი ა., ჩიხლაძე ვ. ხელოვნური ნისლის შექმნის საკითხისთვის. ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.104 გვ 64-80 2001წ

4. ბეგალიშვილი ნ., რობიტაშვილი გ., რობიტაშვილი თ., ჯაფარიძე ნ. მრავალუჯრედიანი გროვა ღრუბლის რიცხვითი მოდელი ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.104 გვ 33-44 2001წ

5.რობიტაშვილი თ., ტატიშვილი მ. ღრუბელში მიმდინარე მიკროფიზიკური პროცესების პარამეტრიზაცია ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.104 გვ55-64 2001წ

6.რობიტაშვილი გ., ჯაფარიძე ნ., ოდიკაძე მ., რობიტაშვილი თ. კონვექციურ ღრუბელზე აქტიური ზემოქმედების რიცხვითი მოდელირება
ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები ტ.104 გვ45-54 2001წ

7.კონვექციური ღრუბლის თეორიული მოდელების დამუშავება კონვექციური ღრუბლის ერთგანზომილებიანი ოპერატიული მოდელით. ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის ანგარიში 1992

8.Ашабоков Б.А., Калажоков Х.Х Результаты численного анализа термогидродинамических и микрофизических характеристик градового облака на основе трехмерной модели. Тр. Высокогор. Геоф. Ин-та. 1989 №74, с19-24

9.Ашабоков Б.А., Калажоков Х.Х Некоторые численные модели анализа и управления микрофизическими процессами в конвективных облаках.Тр.1Всес. Симп. Долгопрудный 1984 М. 1988 с 160-169 .

10.Ашабоков Б.А., Шаповалов А.В. О модели управления формированием микроструктуры градовых облаков. Тр. Высокогор. Геоф. Ин-та. 1991 №80, с 3-8

11.БариновВ.Г.,Довгалюк Ю.А.,Станков Е.И. К выбору параметров конвективного облака для оценки эффекта воздействия. Труды ГГО. 1968 вып 497 с 96-105

12.Бегалишвили Н.А., Джапаридзе Н.Д., Надибаидзе Г.А К кинетике коагуляции, дробления и кристаллизации облачных частиц. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с3-7

13. Бегалишвили Н.А., Енукашвили И.М Интегральные уравнения кинетической теории коагуляции в смещанных атмосферных облаках. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.36(42) Ленинград Гидрометеоиздат 1971 с15-22

14. Бекряев В.И., Гурович М.В. Нестационарная численная модель. Тр. Гл. Геоф. Обсерв.-1991 №538 с 109-121

15.Буйков М.В., Рухадзе И.И. О параметризации микрофизических процессов в смещанных облаках. Укр. Регион. НИИ Гос. Ком СССР по гидромет и контр. Природ. Среды. Киев 1987 с38

16. Васильева К.И.,Седунов Ю.С. Универсальные решения кинетического уравнения коагуляции. Изв.АН СССР, сер. Физ. Атм.и океана, т. 11,№3

17. Васильева К.И.,Седунов Ю.С. Некоторые вопросы решения кинетического уравнения коагуляции. Труды ИЭМ, 1972, вып 30, с11-26

18.Волощук В.М., Седунов Ю.С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. Гидрометеоиздат. 1975

19. Головин А.М. Решение уравнения коагуляции облачных капель в восходщем потоке воздуха. Изв.АН СССР. Сер.Геофиз. 1963 №5 с783-791

20. Головин А.М. О спектре коагулирующих облачных капель. . Изв.АН СССР. Сер.Геофиз. 1963 №9 с1438-1447

21. Головин А.М. О кинетическом уравнении коагулирующих облачных капель с учетом конденсации. Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1963 №10 с1571-1580

22. Головин А.М. К вопросу решении уравнения коагуляции дождевых капель с учетом конденсации. Изв.АН СССР. Сер.Геофиз. 1963 №6 с 1290-1293

23. Де Гроот С.,ВанЛеувен В.,Ван Верт Х. Релятивисткая кинетическая теория. Москва. Мир 1983

24.Дёч G. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа. Москва 1958

25. Енукашвили И.М. О решении уравнения коагуляции. Изв.АН СССР. Сер.Геофиз. 1964 №10 с944-948

26. Енукашвили И.М. О кинетической теории коагуляции в атмосферных облаках. Тр. Ин-та Геоф. АН Груз.СССР 1967, т25 №1 с140-154

27. Енукашвили И.М. К вопросу кинетической теории гравитационной коагуляции в пространственно-неоднородных облаках. Изв. АН СССР. Сер.Геофиз. 1964 №11 с1043-1045
28. Енукашвили И.М О влиянии изменения скорости восходящих потоков с высотой на кинетику гравитационной коагуляции в пространственно-неоднородных облаках. Тр. Ин-та Геоф. АН Груз.СССР 1967, т25 №1
29.Енукашвили И.М., Бегалишвили Н.А .,Джапаридзе Н.Д .,Надибаидзе Г.А. К вопросу численного моделирования засева конвективных облаков гигроскопическими реагентами Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.63(69) Ленинград Гидрометеоиздат 1975 с30-36
30. Енукашвили И.М., Бегалишвили Н.А., Джапаридзе Н.Д О численном решении кинетических уравнении коагуляции облачных частиц методом Монте-Карло. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.47(53) Ленинград Гидрометеоиздат 1973 с3-29
31.Енукашвили И.М., Бегалишвили Н.А., Джапаридзе Н.Д О численном решении методом Монте-Карло линеаризованных кинетических уравнении коагуляции с учетом дробления облачных частиц. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.63(69) Ленинград Гидрометеоиздат 1975 с124-135
32. Енукашвили И.М.,Джапаридзе Н.Д.,Цицвашвили Ш.И., Бегалишвили Н.А О численном моделировании методом Монте-Карло активных воздействии на кинетику осадкообразования в конвективных облаках. Труды Закав. НИ Гидромет.И. Вып.55(61) Ленинград Гидрометеоиздат 1974 с12-29
33. Клинге В.В.. Сергеев В.В. Численное моделирование образования ледяных кристаллов в процессе распространения реагента в конвективных облаках. Тр. 2 Всес. Симп. Долгопрудный 1986 М. 1989 с 72-75
34. Когтева Е.А.,Хаин А.Т.,Хворостянов В.И. Исследование эволюции трехфазного конвективного облака с помощью двумерной микрофизической модели. Тр. 2 Всес. Симп. Долгопрудный 1986. М 1989 с 29-37
35. Когтева Е.А.,Хаин А.Т.,Хворостянов В.И. Двумерная нестационарная модель конвективного облака с детальным учетом микроструктуры капельной и кристалической фазы. Тр. Центр. Аэрол. Обсер. 1989 №172 с 41-55
36. Ломинадзе В.П.,Малбахов В.П.,Мишвеладзе Б.А. Численное моделирование воздействия на конвективное облако с целью стимулирования осадков крупными каплями, выросшими на гигантских гигроскопических ядрах. Труды ЗакНИГМИ, 1976, вып 64(70) с3-25

37. Мазин И.П. Возможные механизмы зарождения кристаллов в облаках и их параметризация в численных моделях. Матер. всес. Семин. Киев 1985 М. 1988
с 7-13
38. Надибаидзе Г.А. Некоторые аналитические решения системы кинетических уравнений коагуляционного роста градовых частиц в среде переохлажденных крупных капель. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с32-37
39. Надибаидзе Г.А Численное моделирование кинетики коагуляционного роста градовых частиц в среде переохлажденных крупных капель. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с43-49
40. Надибаидзе Г.А., Джапаридзе Н.Д., К вопорсу скорости роста зародищей града. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с64-68
41. Надибаидзе Г.А., Джапаридзе Н.Д., Бегалишвили Н.А. Статистическая выборка в задачах численного моделирования процессов коагуляции облачных частиц в среде переохлажденных крупных капель. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с32-37
42.Н адибаидзе Г.А., Джапаридзе Н.Д., Бегалишвили Н.А. О стохастическом и непрерывном коагуляционном росте облачных частиц в задачах численного моделироввания кинетики осадкообразования. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с62-70
43. Робиташвили Г.А.,Рухадзе И.И Об эволюции спектра крупных капель в модели одномерного конвективного облака. Труды Закав.НИГидромет.И. Вып.67(73) Ленинград Гидрометеоиздат 1978 с49-57
44. Смирнов В.И. Микроструктура облаков и осадков. ВИНИТИ Метеор. И Климатол. 1987 с1-193
45. Тодес О.М. Кинетика коагуляции и укрупнение частиц. АНСССР. 1949,вып.7
46. Тороян Г.Р., Хворостянов В.И. Моделирование орографических облаков с учетом микроструктуры капельной и кристалической фаз. Тр. Центр. Аэрол. Обсер. 1987 №163 с 71-92
47.Трантер К.Дж. Интегральные преобразования в математической физике Москва 1956
48. Тунияцкий Н.Н О коагуляции полидисперсных аэрозолей. ЖЭТФ. 1938
49. Тупчиев В.А.,Фреймундт Г.Н. Об асимптотике решения уравнения коагуляции с ядром $(U-V)^2$. Труды ИЭМ. 1972, вып. 30 с 3-10

50.Шметер С.М. Физика конвективных облаков
51. Banta R., Hanson K.R. Sensitivity studies on the continentality of a numerically simulated cumulonimbus. J. Clim and Appl. Meteorol. 1987 N2 pp 275-286
52. Berry E.X. A mathematical framework for cloud models. J. Atmos. Sci., 1969, 26, pp 109-11
53. Berry E.X. Cloud droplet grouth by collection. J.Atmos. Sci. 1967, 24, N6, pp 688-701
54.Bjorn R. B. Influence of embedded convection on microphysics of precipitation. . 11th Conference on cloud Physics. 2002
55. Bleck R. A fast approximative method for integrating the stochastic coalescence equation J. Geophys. Res., 1970, 75, N27, pp 5165-5171
56.Brad B. Lawson P., Mitchell D. Further analysis and improvements of ice crystal mass-size relationships. 11th Conference on cloud Physics. 2002
57. Brad S., Wei-Kuo Tao, Simpson J. Factors responsible for different precipitation efficiencies between COHMEX and GATE squall simulations. Conferencs on Cloud Physics January 15-20 1995, Dallas, Texas, pp306-312
58.Brown Philip R.A., David O'C.Starr. Microphysical impacts on idealized cloud-resolving simulations of cirrus. 11th Conference on cloud Physics. 2002
59. Chin H.C., Neiburger M. A numerical simulation of the gravitational coagulation process for cloud droplets. J. Atmos. Sci., 1972, 29, N4, pp 718-727
60. Costa A., Sampaio A. A two-dimensional cloud model: description and numerical experiments 12-th International Conference on Clouds and Precipitation Proceedings Zurich, Switzerland 19-22 August, 1996 pp 782-785
61. Davis M.N., Sartor J.D Theoretical collision efficiencies for small cloud droplets in stokes flow. Nature, 1967, 215, pp 1571-1372
62. Drake R.L., Wright T.J The scalar transport equation of coalescence theory: moments J. Atmos. Sci., 1972, 29,N3, pp537-547
63. Drake R.L., Wright T.J The scalar transport equation of coalescence theory: new families of exact solutions. J. Atmos. Sci. ,1972, 29, N3, pp548-556
64. Faisal S. Boudala, George A. Isaac, Stewart G. Qiang Fu, Korolev A.V. Parameterization of liquid fraction in terms of temperature and clod water content in stratiform mixed phase clouds. 11th Conference on cloud Physics. 2002

65.Fankhauzer S.C. Thunderstorm-environment interactions revealed by chaff trajectories in the mid-troposphere ESSA Regearch labor. Tech. Memorandum-NSSL Report N39 Norman Okla 1968
66.Frontier N. K. Effect of cloud condensation nuclei on the precipitation numerical simulation with a hybrid microphysical model. 11th Conference on cloud Physics. 2002
67.Gayet Jean-Francois, Auriol Fr., Immler F., Storm J. Microphysical and optical properties of a wave-cirrus cloud sampled during the INCA experiment. 11th Conference on cloud Physics. 2002
68. Gillespe D.T. The stochastic coalescence model for cloud droplet grouth. J. Atmos. Sci., 1972, 29, N8, pp1496-1510
69.Grabovski W.W. Cloud microphysics and the tropical climate: idealized aquaplanet simulations using the cloud-resolving convection parameterization (CRCP). 11th Conference on Clod Physics. 2002
70. Hill T.A., Choularton T.W. An airborne study of the microphysical structure of cumulus clouds. Qurt. J. Roy. Meteorol. Soc. 1985 N468 pp517-544
71. Hocking L.M. The collision efficiency of small droplets. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1959, 23, pp404-411
72. Holler Hartmut Parametrization of cloud- mycrophysical processes in a three-dimensional convective mesoscale model DFVLR Forshungber-1986, N2 pp 1-82
73.Ivanova D.c., Mitchell D.L., McFarquhar G. Tropical cirrus parameterization for bimodal size spectra: comparing FSSp and VIPS small crystal mode size distributions. 11th Conference on cloud Physics. 2002
74. Kessler E. On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. Meteo. Monodr. 1969. V10. N32. pp84
75. Koenig L. Some observations suggesting ice multiplication in the atmosphere. J. Atm. Sci. 1968 V.25. N3
76. Kovets A., Olund B. The effect of coalescence and condensation on rain formation in a cloud of finite vertical extent. J. Atmos. Sci., 1969, 26, N5 pp 1060-1065
77. Lapidus A., Shafrir U. A new Monte-Carlo simulation model for the temporal development of cloud droplet spectra. J. Atmos. Sci., 1972, 29, N7, pp 1308-1312
78. Lester Alfonso, Martinez Daniel, Perez Carlos Numerical simulations of tropical convective clouds over Cuba using one-dimensional and time-dependent cloud model. 12-th International Conf. On Clouds and Precipitation Proceedings. Zurich Switzerland 1996, 19-22 August pp 801-805

79. McFarquhar G.M. Representations of microphysical processes in mesoscale models: applications for tropical cyclones. . 11th Conference on cloud Physics. 2002

80. Melzak Z.A. The effect of coalescence in certain collision processes. Quart. J. Appr. Math., 1953, v.11,N2

81. Newton Ch.W. Air and water flux in a squall-line. 12-th Conf. Radar Met. Norman Okla. 1966

82. Ogura J.,Takahashi T. Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. Mon. Weath. Rev. 1971 V99, N12, pp 895-911

83. Orville H.D., Koop E., Hubbard K.G. Numerical simulation of cloud seeding experiments. Proc. WMO/JAMAP Sci. onf. Weath. Modif. Tashkent 1973 pp81-88

84.Philips V.T.J., Clark P., Bower K.N., Field P.R. The microphysics of deep frontal clouds over the UK. 11th Conference on cloud Physics. 2002

85. Ruprecht E. Der Einflus der seitlichen vermischung auf die schauerentwichlung Beitz Phys. Atm. 1971 N1

86. Schuman T.E.W Theoretical aspects of the size distribution of fog particles. Quart. J. Roy.Met.Soc. 1940,60, N186, pp195-207

87. Scott W.T. Analytic studies of cloud droplet coalescence. J. Atm. Sci., 1967, v25, N1, pp54-65

88. Scott W.T. On the connection between the Telford and kinetic equation approaches to droplet coalescence theory J. Atmos. Sci. 1986, 25 N5

89. Shafrir U., Neiburger M Collision efficiencies of two spheres falling in a viscous medium J. Geophys. Res., 1970, 75, N27, pp 5165-5171

90. Simpson Y. Wiggert V. Models of precipitation in cumulus towers. Month. Weath. Rev.,1969, 97, N7, pp471-489

91.Simpson y. Wiggert V. 1968 Florida cumulus seeding experiment Numerical model. Results. Month. Weath. Rev. 1972,99,N2, pp 87-118

92. Srivastava R.G. Size distribution of raindrops generated by their breakup and coalescence. J. Atmos.Sci.,1971, 28 N3 pp410-415

93. Stoyanov Stoyan A numerical model of convective cloud. Part1. Governing equations. Bolgarian Geop. Rev. N3 1991-17 pp51-57

94. Stoyanov Stoyan A numerical model of convective cloud. Part2 Mycrophysics. Csae study. Bolgarian Geophys. Rev.N3 1991-17 pp58-65

95.Tao Wei-Kuo, Simpson j. A further study of cumulus interactions and merges three-dimensional simulations with tragectiry analyses. J. Atmos. Sci. 1989-46, N19 pp 2974-3004
96. Telford J.W. A new aspect of coalescence theory. J. Meteorol., 1955, 12
97. Twomey S. Computations of rain formation by coalescence. J. Atmos. Sci., 1967, 23, pp 404-411
98. Warshaw M Cloud droplet coalescence: statistical foundations and a one dimensional sedimentation model. J. Atmos. Sci., 1967, 24, pp 273-286.
99. Warshaw M. Cloud droplet coalescence: effects of the Davis-Sartor collision efficiency. J. Atmos. Sci., 1968, 25, N5, pp 784-879
100. Weinstein A.J. A numerical model of cumulus dynamics and microphysics. J. Atm. Sci. 1970 N2, pp246-255