თ ა ვ ი I V

საკუთარი რხევების გენერაცია, გავრცელება, გაძლიერება და ურთიერთტრანსფორმაცია იონოსფეროში ადგილობრივ არაერთგვაროვან ზონალურ ქარებთან ურთიერთქმედებისას

4.1 პრობლემის კვლევის თანამედროვე მდგომარეობა

მოცემულ თავში გამოკვლეულია როსბის პლანეტარული დამაგნიტებული ტალღების და ინერციული ტალღების გენერაცია და შემდგომი დინამიკა მბრუნავ დისიპაციურ იონოსფეროში გლუვი არაერთგვაროვანი ზონალური ქარის (წანაცვლებითი დინებების) დროს. როსბის დამაგნიტებული ტალღები განპირობებულია სივრცულად არაერთგვაროვან გეომაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებით და წარმოადგენენ როსბის ჩვეულებრივი ტროპოსფერული ტალღების იონოსფერულ გამოვლინებებს. განხილულია როსბის და ინერციული ტალღების გაძლიერებისა და ურთიერთქმედების ეფექტური წრფივი მექანიზმი. წანაცვლებითი დინებებისათვის წრფივი ამოცანების ოპერატორები არათვითშეუღლებადია, შესაბამისი საკუთარი ფუნქციები კი არაორთოგონალური და ასეთი მოძრაობების შესწავლის დროს კანონიკურ-მოდალური მიდგომა ნაკლებად გამოსადეგია. აუცილებელი ხდება ე.წ. არამოდალური მათემატიკური ანალიზის გამოყენება, რომელიც ბოლო წლებში აქტიურად ვითარდება. არამოდალური მიდგომის საშუალებით შესაძლებელი ხდება იმის გამორკვევა, რომ წრფივი დინამიკის დროს წანაცვლებით დინებებში ტალღური შეშფოთებების ტრანსფორმაცია განპირობებულია ამოცანის საკუთარი ფუნქციების არაორთოგონალურობით. შესაბამისად ჩნდება სისტემის თავისუფლების ახალი ხარისხი და გარემოში შეშფოთების ევოლუციის ახალი გზა.

დიდი მასშტაბის ტალღური მოძრაობები მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ ატმოსფეროსა და ოკეანის ენერგეტიკულ ბალანსსა და ცირკულაციაში. იონოსფეროში დიდმასშტაბოვანი მოძრაობის თეორიულად შესაძლებელ უმარტივეს სახეობას წარმოადგენს გეოსტროფული მოძრაობა, ანუ მოძრაობა, რომლის აღმწერ დინამიურ განტოლებებში წნევის ჰორიზონტულ გრადიენტსა და კორიოლისის ძალას ერთი და იგივე რიგი გააჩნიათ, ხოლო დანარჩენი წევრების უგულებელყოფა შესაძლებელია.

როგორც ამ დარგის კლასიკოსების გამოკვლევებმა აჩვენეს [155,138,135], დიდი მასშტაბების რეალური ატმოსფერული მოძრაობები ხასიათდებიან გეოსტროფული მოძრაობებისადმი შეგუების (ადაპტაციის) უწყვეტი პროცესით. განსაკუთრებით აღსანიშნავია, რომ გეოსტროფული მიახლოება ატმოსფეროს ქვედა ფენებისათვის უზრუნველყოფს სინოპტიკური პრაქტიკისათვის დამაკმაყოფილებელ სიზუსტეს (დედამიწის სასაზღვრო ფენის, ფრონტალური ზედაპირების და ნაკადური დინებების გამოკლებით) [41,141].

აღსანიშნავია, რომ იონოსფეროში, ატმოსფეროს ქვედა ფენებისაგან განსხვავებით, დიდიმასშტაბური პლანეტარული პროცესების დინამიკის შესწავლის დროს აუცილებელია ქარების არაერთგვაროვნების, არასტაციონარულობის, ქვედა იონოსფეროს ტურბულენტური მდგომარეობის და არაერთგვაროვანი ელექტრომაგნიტური ძალების ზემოქმედების გათვალისწინება. ეს ფაქტორები იონოსფეროში გარემოს მცირე სიმკვრივისა და იონოსფერული აირის შედარებით მაღალი გამტარობის გამო უფრო ძლიერად არიან გამოხატული. ამ ფაქტორებს შეუძლიათ მოქმედი ქარის (როსბის ჩვეულებრივი, პლანეტარული ტალღები) გეოსტროფიულისაგან მნიშვნელოვანი გადახრის გამოწვევა. შესაბამისად, ცირკულაციებს იონოსფეროში ისეთი სპეციფიკური თავისებურებებიც უნდა გააჩნდეთ, რომლრბიც დამახასიათებელი არ არის ტროპოსფეროს პირობებისათვის.

იონოსფეროში როსბის დიდმასშტაბოვანი (პლანეტარული) ტალღების არსებობის სტაციონარული ამოცანა გეომაგნიტურ ველში გარემოს თანაბარი სწორხაზოვანი დინების შემთხვევისთვის პირველად განხილულ იქნა დოკუჩაევის ნაშრომში [134]. გაირკვა, რომ 100 კმ-ზე მაღლა ქარების დინამიკის ინტერპრეტაციის და თეორიული შესწავლის დროს აუცილებელია გეოსტროფიული ქარისაგან შესაძლო გადახრის გათვალისწინება, რაც ელექტრომაგიტური ძალების მოქმედებასთან არის დაკავშირებული. შემდგომში გამოჩნდა სხვა გამოკვლევებიც [144,149,139,140,67], სადაც შესწავლილია ქარების სტრუქტურების არასტაციონარული ევოლუცია იონოსფეროს გამტარ გარემოში, სივრცულად არაერთგვაროვანი გეომაგნიტური ველის ზემოქმედებით.

გეომაგნიტური ველის მოქმედება ერთი მხრივ იწვევს, როსბის ტიპის პლანეტარული ტალღების ინდუქციურ მილევას, რომელიც გამოწვეულია პედერსენის ანუ განივი (მაგნიტური ველის მიმართ) გამტარებლობით. მეორეს მხრივ კი გიროსკოპულ ეფექტს, რომელიც იონოსფეროში ჰოლის გამტარობით არის განპირობებული და შეშფოთებებზე კორიოლისის ძალის მსგავსად მოქმედებს. იონოსფეროში სივრცულად არაერთგვაროვანი კორიოლისის და ასევე არაერთგვაროვანი ელექტროდინამიკური (გეომაგნიტურ ველთან დაკავშირებული) ძალების ერთობლივი ზემოქმედების შედეგად იონოსფეროში შეიძლება არსებობდეს ტალღების ახალი ტიპი, რომლებიც ფიზიკურად როსბის ჩვეულებრივი ტალღებისაგან განსხვავდებიან და რომლებსაც როსბის ტიპის ტალღები ან როსბის დამაგნიტებული ტალღები შეიძლება ეწოდოთ.

ციტირებულ და სხვა წინამორბედ ნაშრომებში როსბის ტალღების დინამიკა ან როსბის დამაგნიტებული ტალღების შესწავლა, უკეთეს შემთხვევაში მუდმივი, ერთგვაროვანი ზონალური ქარების პირობებში ხდებოდა. ამიტომაც შესაბამისი წრფივი დინამიკური განტოლებების ამოხსნის მიზნით გამოიყენებოდა ტრადიციული, კანონიკური მოდალური მიდგომა, ანუ ტალღური სიდიდეების დროში სპექტრალური (ფურიეს ან ლაპლასის) გაშლა.

მაგრამ მრავალწლიანი დაკვირვებების შედეგები მოწმობს [62,37,36], რომ ატმოსფერულ-იონოსფერულ ფენებში მუდმივად არსებობენ სივრცულად არაერთგვაროვანი ზონალური ქარები _ წანაცვლებითი დინებები _ რომლებიც გამოწვეული არიან მზის გამოსხივების მეშვეობით ატმოსფერული ფენების არაერთგვაროვანი გათბობით. ამასთან დაკავშირებით აქტუალური ხდება ატმოსფეროს სხვადასხვა ფენაში როსბის ჩვეულებრივი და დამაგნიტებული ტალღების გენერაციისა და ევოლუციის ამოცანა არაერთგვაროვან ზონალურ ქართან (წანაცვლებით დინებასთან) მათი ურთიერთქმედების დროს.

წანაცვლებითი (არაერთგვაროვანი) დინებების მიმართ ინტერესი საზოგადოდ განპირობებულია როგორც მათი საყოველთაო რეალიზაციით _ დედამიწის მახლობელ სივრცესა და ასტროფიზიკულ ობიექტებში, (გალაქტიკებში, ვარსკლავებში, მსოფლიო ოკეანეში, ნაკადებში) ასევე ლაბორატორიულ და ტექნიკურ მოწყობლობებში

(ნავთობსადენებსა და გაზსადენებში, მაგნიტურ პლაზმურ ხაფანგებში, მაგნიტოჰიდროდინამიკურ გენერატორებში და ა.შ.). სიჩქარის წანაცვლება დინებებში წარმოადგენს უწყვეტ გარემოში სხვადასხვანაირი ენერგოტევადი პროცესების მძლავრ წყაროს, რომელთა თეორიული გააზრებაც, მიუხედავად გამოკვლევების მრავალწლიანი ისტორიისა, წრფივ მიახლოებაშიც კი გაძნელებულია. წრფივი ტალღური პროცესების კანონიკური (მოდალური) გამოკვლევა _ შეშფოთებების დროში სპექტრალური გაშლა საკუთარი მნიშვნელობების შემდგომი ანალიზით _ წანაცვლებით დინებებში უყურადღებოდ ტოვებს უკიდურესად მნიშვნელოვან ფიზიკურ პროცესს _ ტალღური მოდების ურთიერთტრანსფორმაციას [154, 157].

წანაცვლებითი პროცესების მკაცრმა მათემატიკურმა აღწერამ [154] გამოარკვია, რომ წრფივი პროცესების კანონიკური, მოდალური ანალიზის დროს დინამიკურ განტოლებებში მონაწილე ოპერატორები თვითშეუღლებულები არ არიან [157] და ამის შედეგად, ამოცანის საკუთარი ფუნქციები ერთმანეთის მიმართ არიან არაორთოგონალური და შესაბამისად, ძლიერ ინტერფერირებენ ერთმანეთთან. ამ ფაქტის ერთ-ერთი შედეგი გახლავთ ის გარემოება, რომ მაშინაც კი, როდესაც ყველა საკუთარი ფუნქცია დროში მონოტონურად (ექსპონენციალურად) მცირდება (ანუ საკუთარი სიხშირეების ყველა კომპლექსური ნაწილი უარყოფითია), კერძო ამონახსნმა შესაძლოა დროის სასრულ ინტერვალში დიდი ფართობითი ზრდის დემონსტრირება მოახდინოს. შესაბამისად, ცალკეული საკუთარი ფუნქციების და საკუთარი მნიშვნელობების ანალიზის საშუალებით წანაცვლებით დინებებში შეუძლებელია რაიმე დასკვნების გამოტანა ევოლუციის წრფივი სტადიის შესახებ. მოვლენების კორექტული აღწერის მიზნით, ეს გარემოება განაპირობებს საკუთარი ფუნქციების ინტერფერენციის შედეგების ზუსტი გათვლის აუცილებლობას, რაც ხშირად გადაულახავი სირთულის პრობლემას წარმოადგენს.

წანაცვლებით დინებებში მიმდინარე წრფივი პროცესების აღსაწერად არსებობს სხვა, ე.წ. არამოდალური მათემატიკური ანალიზი, რომელიც დასაბამს იღებს კელვინის ნაშრომში [152]. ამ მიდგომის დროს მოდიფიცირებული საწყისი ამოცანის (კოშის ამოცანის) ამოხსნა ხდება სივრცული ფურიე ჰარმონიკების დროში ევოლუციის შესწავლის საშუალებით [150,148,145,146,151]. არამოდალური მიდგომა, არის რა

ოპტიმალური “ენა”, წანაცვლებით დინებებში მაქსიმალურად ამარტივებს შეშფოთებების დინამიკის მათემატიკურ აღწერას და უმნიშვნელოვანესი მოვლენების (წრფივი დინამიკის არაორთოგონალურობით განპირობებული) გამოვლენის შესაძლებლობას იძლევა, რაც მოდალური ანალიზის დროს ყურადღების მიღმა რჩებოდა. ამ მიდგომის ფარგლებში მრავალი ახალი, მოულოდნელი შედეგია მიღებული. კერძოდ, ნაჩვენებია ბგერითი შეშფოთებების ევოლუციისას შესაბამისი სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისა და ჰორიზონტალურ წანაცვლებით დინებას შორის ენერგიის გაცვლა [145,146], აღმოჩენილია წანაცვლებით დინებებში ტალღების წრფივი ტრანსფორმაციის ახალი მექანიზმი [142,147].

როგორც წესი, დისპერგირებად გარემოში (იონოსფერო, ატმოსფერო, ოკეანე) როსბის ტიპის ტალღების დინამიკის გამოკვლევის დროს, ჰიდრო ან მაგნიტოჰიდროდინამიკური განტოლებების შესაბამის ჩაკეტილ სისტემაში ამონახსნის გაშლას აწარმოებენ მცირე პარამეტრის (როსბის პარამეტრის) მიხედვით. ეს კი, ფაქტობრივად შეესაბამება რხევების მაღალსიშირული ინერციული შტოს მიხედვით გასაშუალებას და შედეგად მიიღება გრიგალის გადატანის განტოლება ანუ ჩარნი-ობუხოვის განტოლება [85,138], რომლის ანალიზსაც ეძღვნება როსბის ტიპის ტალღების დინამიკასთან დაკავშირებული შრომების დიდი ნაწილი [156,37,72,48,73,97,96]. ასეთი მიახლოება, რა თქმა უნდა, სისტემაში სწრაფი პროცესების შესაძლებლობას გამორიცხავს და ყურადღების სფეროს მიღმა სტოვებს ზონალური წანაცვლებითი დინებების (ქარების) დროს მაღალსიხშირულ გიროსკოპულ ტალღებად როსბის ტალღების ტრანსფორმაციის შესაძლებლობას და შესაბამისად იწვევს, ატმოსფეროში მიმდინარე ტალღური პროცესების დინამიკის სურათის სერიოზულ დამახინჯებას. ამგვარად, ეს მიდგომა ხურავს ენერგიის გადატანის იმ არხს, რომლითაც გარკვეულ პირობებში როსბის ტიპის ტალღების ენერგიის მეტი ნაწილი მიედინება.

ქვემოთ ჩვენ ვაჩვენებთ, რომ უმარტივესი წანაცვლებითი დინებების (გლუვი-არაერთგვაროვანი ქარები) დროსაც კი, საბაზო მოდელად ჩარნი-ობუხოვის განტოლებების გამოყენება იწვევს მაღალსიხშირულ (ინერციულ) და დაბალსიხშირულ (როსბის) ტალღებს შორის ენერგიის გაცვლის მნიშვნელოვანი პროცესების იგნორირებას. ფაქტობრივად, ლაპარაკია დაბალსიხშირული შტოდან ტალღების სხვა,

მაღალსიხშირულ შტოში ტრანსფორმირებაზე, ანუ, ტალღური პროცესის დროითი მასშტაბის მნიშვნელოვან ცვლილებაზე. საქმე ისაა, რომ წანაცვლებით დინებებში სხვადასხვა მასშტაბის ტალღები ერთმანეთთან ურთიერთდაკავშირებული ხდებიან: მათი ევოლუციის აღმწერ განტოლებებში, სწორი ჩაწერის შემთხვევაში, ჩნდება განტოლებების ურთიერთდამაკავშირებელი (გადაჯაჭვული) წევრები, რომლებიც სისტემის პარამეტრების გარკვეული მნიშვნელობების შემთხვევაში ტალღური მოდების ინტენსიურ ურთიერთტრანსფორმაციას იწვევენ.

მოცემულ თავში გამოკვლეულია იონოსფეროს D, E და F არეეში, წანაცვლებით ზონალურ დინებებში როსბის ტიპის ტალღების წრფივი ევოლუცია. დინამიკურ განტოლებებში შეშფოთებული მაგნიტოჰიდროდინამიკური სიდიდეები სივრცული ფურიე ჰარმონიკების (სფჰ) საშუალებით არის წარმოდგენილი, რაც ფონურ ქართან მოძრავ კოორდინატთა სისტემაში არამოდალურ ანალიზს შეესაბამება. მსგავსი სივრცითი ფურიე გაშლა შესაძლებლობას იძლევა დინამიკურ განტოლებებში ძირითადი ზონალური დინების არაერთგვაროვნებასთან დაკავშირებული სივრცითი არაერთგვაროვნება შეიცვალოს დროითი არაერთგვაროვნებით. მაშასადამე, ამ მიდგომით განხილული დროითი-სასაზღვრო ამოცანა დაიყვანება კოშის ტიპის ამოცანაზე და მისი ამოხსნა სხვა შეშფოთებების დროითი ევოლუციის შესწავლის შესაძლებლობას იძლევა.

4.2 საწყისი განტოლებები და არამოდალური ანალიზის საფუძვლები

მოცემულ თავში ჩვენ ძირითადად განვიხილავთ იონოსფერულ გარემოში დიდმასშტაბიან (პლანეტარულ) ტალღურ მოძრაობებს, რომელთა ჰორიზონტალური სივრცული მასშტაბი L_h 10^3 კმ-ის და უფრო მეტი რიგისაა, ვერტიკალური მასშტაბი L_v ერთგვაროვანი ატმოსფეროს სიმაღლის სკალის H_0 რიგისაა ($L_v \approx H_0$), ხოლო დროითი მასტაბი τ ნახევარი დღეღამის რიგის ან მეტია. სწორედ ასეთი მოძრაობებია დაკავშირებული იონოსფეროს სტრუქტურის გლობალურ განაწილებასთან და მის დიდმასშტაბიან _ სადღეღამისო, სეზონურ, 27-დღიან და ა.შ. ვარიაციებთან. ექსპერიმენტული მონაცემების თანახმად, [137,36,61] იონოსფეროს დიდმასშტაბიან დინებების მახასიათებელი ვერტიკალური სიჩქარის V_v ჰორიზონტალურ V_h

სიჩქარესთან შეფარდება მცირეა $V_v / V_h \leq L_v / L_h < 10^{-2}$. ეს შეფარდება მიანიშნებს, რომ იონოსფეროს დიდმასშტაბიანი დინებები ძირითადად კვაზიჰორიზონტალურია. ამასთან, ამ გარემოს დინამიური თვისებები და მოძრაობა ნეიტრალური კომპონენტით განისაზღვრება, რადგან სრულდება პირობა $N_{e,i} / N_n << 1$ (სადაც N_e, N_i, N_n შესაბამისად ელექტრონების, იონების და ნეიტრალური კომპონენტის კონცენტრაციებია). დამუხტული ნაწილაკების არსებობა, თავის მხრივ, განაპირობებს განსახილველი გარემოს ელექტროგამტარობას.

შესაძლებელი იონოსფერული დიდმასშტაბოვანი ტალღური დინებებიდან ჩვენ გამოვყოფთ შეშფოთებების იმ კლასს, რომელთათვისაც რეინოლდსის ეფექტური მაგნიტური რიცხვი $R_{ეფექ}$ აკმაყოფილებს პირობას

$$R_{ეფექ} \approx 4\pi\sigma_{ეფექ} V \cdot L \cdot c^{-2} << 1$$

სადაც $\sigma_{ეფექ}$ იონოსფეროსთვის გამტარობის ეფექტური მნიშვნელობაა, c _ სინათლის სიჩქარე, V და L შესაბამისად სიჩქარის და შეშფოთების მახასიათებელი ზომებია. მოცემული პირობა იონოსფეროს F შრემდე საკმაოდ კარგად სრულდება [62,36]. შედეგად, იონოსფეროს ქვედა ფენებისთვის შესაძლებელია ინდუცირებული მაგნიტური ველის $\mathbf{b}$-ს ცვლილებით $b \approx R_{ეფექ} B$, წარმოქმნილი გრიგალური ელექტრული ველის $E_v \sim R_{ეფექ}(VB)$ უგულებელყოფა. შესაბამისად, ტალღური შეშფოთებების განხილული კლასისათვის მაგნიტური ველი შეიძლება მივიჩნიოთ მოცემულად და გარეშე, სივრცულად არაერთგვაროვანი გეომაგნიტური ველის $\mathbf{B_0}$-ის ტოლად $(\mathbf{B} = \mathbf{b} + \mathbf{B_0} \approx \mathbf{B_0}, \mathbf{E_v} \to 0)$. გეომაგნიტუირი ველი კი აკმაყოფილებს განტოლებებს $div\mathbf{B}_0 = 0$, $rot\mathbf{B}_0 = 0$. ასეთ, არაინდუქციურ მიახლოებაში საკმარისია განხილულ იქნას მხოლოდ გარემოში აღძრული $\mathbf{j}$ დენები, ხოლო მათ მიერ შექმნილი მაგნიტური ველები უგულვებელყოფილ იქნას. ამასთან იონოსფეროს პლაზმაში $\mathbf{B_0}$ გეომაგნიტური ველის $\mathbf{j}$ ინდუქციურ დენებზე მოქმედებას მივყავართ იონოსფეროს დინამიკის ცნობილ განტოლებებში პონდერმოტორული $[\mathbf{j} \times \mathbf{B_0}]$ ძალის გათვალისწინების აუცილებლობამდე (გარდა წნევის, კორიოლისის და ბლანტი ხახუნის ძალებისა). ამ ძალის მოქმედება იწვევს არამარტო გეოსტროფიული ქარის

მოდიფიცირებას (ჰოლის დენების გამო), არამედ იონოსფეროში ბლანტ დამუხრუჭებაზე უფრო ძლიერი ინდუქციური დამუხრუჭების წარმოქმნის გამო (პედერსენის დენით გამოწვეული), იწვევს ადგილობრივი ქარების გადახრას გეოსტროფიულისაგან [134,133], განსაკუთრებით F შრეში [62,61].

ერთი შეხედვით, იონოსფეროში როსბის ტიპის დიდმასშტაბოვანი შეშფოთება უნდა აღიწერებოდეს მარჩხი წყლის განტოლების ბაზაზე. მაგრამ, გრძელტალღოვანი ატმოსფერული პროცესებისათვის მარჩხი წყლის განტოლებების გამოყენებისას ატმოსფერო ითვლება ბაროტროპულად. სინამდვილეში, როგორც ეს სინოპტიკური რუკებიდან ჩანს, ეს ვარაუდი ყოველთვის არ სრულდება. ნაშრომში [97] ნაჩვენებია, რომ მარჩხი ატმოსფეროს განტოლებების სისტემა გარემოს კუმშვადობას უნდა ითვალისწინებდეს.

ზემოთთქმულიდან გამომდინარე, მიზანშეწონილია იონოსფეროში როსბის ტიპის პლანეტარული ტალღების ძირითადი თვისებების შესასწავლად საწყის განტოლებებად გამოვიყენოთ: გარემოს ჰორიზონტალური მოძრაობის სიჩქარის $\mathbf{V}_\perp(V_x,V_y)$ განტოლება, რომელშიც სიჩქარე განისაზღვრება წნევის გრადიენტით, კორიოლისის ძალით, მოცულობითი ელექტროდინამიკური და ბლანტი ხახუნის ძალებით [134,37,48],

$$\frac{\partial \mathbf{V}_\perp}{\partial t}+(\mathbf{V}_\perp\ \nabla)\,\mathbf{V}_\perp=-\frac{\nabla P}{\rho}-2\left[\mathbf{\Omega}_0\times\mathbf{V}_\perp\right]+\frac{1}{\rho c}\left[\mathbf{j}\times\mathbf{B}_0\right]+\nu\Delta_\perp\,\mathbf{V}_\perp, \qquad (124)$$

უწყვეტობის განტოლება [97]

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\left(\mathbf{V}_\perp\nabla\right)\rho+\rho\gamma^{-1}div\mathbf{V}_\perp=0, \qquad (125)$$

და მდგომარეობის განტოლება

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\left(\mathbf{V}_\perp\nabla\right)P+Pdiv\mathbf{V}_\perp=0. \qquad (126)$$

აქ P და $\rho=N_nM$ გარემოს წნევა და სიმკვრივეა, N_n - ნეიტრალური ნაწილაკების (მოლეკულების) კონცენტრაცია, M - იონის ან ნეიტრალური ნაწილაკის (მოლეკულის) მასა, $\mathbf{\Omega}_0$ - დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, $\mathbf{g}$ - სიმძიმის ძალის აჩქარება, γ - ადიაბატის მაჩვენებელი, ν – კინემატიკური სიბლანტე, $\Delta_\perp=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ - ჰორიზონტალური ლაპლასიანი. პონდერმოტორული $\left[\mathbf{j}\times\mathbf{B}_0\right]$ ძალა

მნიშვნელოვანწილად განაპირობებს იონოსფერული დინებების სპეციფიკას [67,27]. ინდუქციური დენის $\mathbf{j}$ სიმკვრივე იონოსფეროსათვის განისაზღვრება ომის განზოგადებული კანონით [62,133]:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel}\, \mathbf{E}_{d_{\parallel}} + \sigma_{\perp}\, \mathbf{E}_{d_{\perp}} + \frac{\sigma_H}{B_0}[\mathbf{B}_0 \times \mathbf{E}_d], \qquad (127)$$

სადაც პარალელური გამტარობა ($\mathbf{B}_0$ მაგნიტური ველის მიმართულებით) $\sigma_{\parallel}$, პედერსენის ან განივი გამტარობა $\sigma_{\perp}$ და ჰოლის გამტარობა σ_H განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებებით:

$$\sigma_{\parallel} = e^2 N\left(\frac{1}{m\nu_e} + \frac{1}{M\nu_{in}}\right),$$

$$\sigma_{\perp} = e^2 N\left\{\frac{\nu_e}{m\left(\nu_e^2 + \omega_{Be}^2\right)} + \frac{\nu_{in}}{M\left(\nu_{in}^2 + \omega_{Bi}^2\right)}\right\} \qquad (128)$$

$$\sigma_H = e^2 N\left\{\frac{\omega_{Be}}{m\left(\nu_e^2 + \omega_{Be}^2\right)} - \frac{\omega_{Bi}}{M\left(\nu_{in}^2 + \omega_{Bi}^2\right)}\right\}$$

სადაც e, m, $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$, $\omega_{Be} = eB_0/m$ - ელექტრონის მუხტი, მასა, ელექტრონების იონებთან და ნეიტრალურ მოლეკულებთან დაჯახების სიხშირე და ელექტრონების ციკლოტრონული სიხშირეა, ν_{in} და $\omega_{Bi} = eB_0/M$ შესაბამისი მნიშვნელობები იონებისავის. იონოსფეროს დიდი სიზუსტით კვაზინეიტრალურად მიჩნევით, ჩვენ უგულებელვყავით ელექტრული ველის ელექტროსტატიკური $\mathbf{E}_e = -\nabla \Phi$, ($\Phi$- ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალი) და გრიგალური $\mathbf{E}_v$ მდგენლები. ამგვარად (127) განტოლებაში ელექტრული ველის დაძაბულობა მხოლოდ გარემოს მოძრაობით გამოწვეული დინამო-ველით განისაზღვრება [134,62]

$$\mathbf{E_d} = [\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0]. \qquad (129)$$

იმის გამო, რომ პლანეტარული ტალღის სიგრძე დედამიწის R რადიუსის თანაზომადია, ასეთ მოძრაობას ჩვენ განვიხილავთ სპეციალურად დიდმასშტაბოვანი პროცესებისათვის შემუშავებული $\beta-$სიბრტყის მიახლოებაში [37,48], კოორდინატთა “სტანდარტულ” სისტემაში [41,141]. ამ სისტემაში x ღერძი მიმართულია პარალელის გასწვრივ აღმოსავლეთით, y - ღერძი მერიდიანის გასწვრივ ჩრდილოეთისკენ, ხოლო z - ღერძი ვერტიკალურად ზევით (დეკარტის ლოკალური კოორდინატთა სისტემა).

ამასთან dx, dy, dz დიფერენციალები კოორდინატთა სფერულ სისტემის λ, θ, r პარამეტრებთან შემდეგი მიახლოებითი ფორმულებით არის დაკავშირებული: $dx = R\sin\theta\, d\lambda$, $dy = -R\, d\theta$, $dz = dr$. სიჩქარეები შესაბამისად მოიცემა შემდეგი თანაფარდობებით: $V_x = V_\lambda$, $V_y = -V_\theta$, $V_z = V_r$. აქ $\theta = \pi/2 - \varphi$ განედის დამატება (კოგანედია), φ გეოგრაფიული განედი, λ გრძედი, r აითვლება დედამიწის ცენტრიდან რადიუსის გასწვრივ. შემდგომში მივიჩნიოთ, რომ $V_z = 0$ (ზემოთაღნიშნული მიზეზების გამო), ხოლო გეომაგნიტური ველი $\mathbf{B}_0(B_{0x}, B_{0y}, B_{0z})$ დიპოლურია, რომელსაც კოორდინატთა არჩეულ სისტემაში ასეთი კომპონენტები გააჩნია [134,62]:

$$B_{0x} = 0, \quad B_{0y} = -B_e \sin\theta', \; B_{0z} = -2B_e \cos\theta', \tag{130}$$

სადაც $B_e \approx 3{,}5 \times 10^{-5}$ ტლ – გეომაგნიტური ველის მნიშვნელობაა ეკვატორზე. ამასთან გეომატნიგური ველის სრული ინდუქცია $B_0 = B_e\left(1 + 3\cos^2\theta'\right)^{1/2}$ და $\theta' = \pi/2 - \varphi'$, φ' – გეომატნიგური განედია. კოორდინატთა იმავე სისტემაში დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის ვექტორის კომპონენტებისათვის $\mathbf{\Omega}_0\left(\Omega_{ox}, \Omega_{oy}, \Omega_{oz}\right)$ შეიძლება ჩავწეროთ

$$\Omega_{0x} = 0, \qquad \Omega_{0y} = \Omega_0 \sin\theta, \qquad \Omega_{0z} = \Omega_0 \cos\theta \; . \tag{131}$$

შემდგომში მივიჩნევთ, რომ φ გეოგრაფიული და φ' გეომატნიგური განედები ერთმანეთს ემთხვევა $(\varphi = \varphi', \theta = \theta')$ და შეშფოთებები განლაგებული არიან რაღაც ფიქსირებული $\varphi_0 = \pi/2 - \theta_0$ განედის მახლობლად. (124)–(125) განტოლებების სისტემა გავაწრფივოთ ბრტყელი ზონალური წანაცვლებითი $\mathbf{V}_0$ მოძრაობის (ქარის) ფონზე:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}'(x, y), \;\; \rho = \rho_0 + \rho'(x, y), \;\; P = P_0 + P'(x, y),$$

სადაც შტრიხიანი სიდიდეები შეშფოთებებია, ხოლო საშუალო (ფონური) მნიშვნელობები ნული ინდექსით არის აღნიშნული (შემდეგში, სიმარტივისთვის, შეშფოთებულ სიდიდეებს შტრიხის გარეშე აღვნიშნავთ). ასე რომ განტოლებების საწყისი სისტემა დიდმასშტაბიანი მცირე (წრფივი) შეშფოთებებისათვის მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\frac{d\mathbf{V}_\perp}{dt} + (\mathbf{V}_\perp \nabla)\mathbf{V}_0 = -\frac{\nabla P}{\rho_0} - 2[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{V}_\perp] - \frac{\sigma_\perp}{\rho_0 c^2}\left(B_0^2 \mathbf{V}_\perp - B_{0y} V_y \mathbf{B}_0\right) + \frac{B_0 \sigma_H}{\rho_0 c^2}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0] + \nu \Delta \mathbf{V}_\perp \,, \tag{132}$$

$$\gamma\frac{d\rho}{dt}+\gamma(\mathbf{V}_\perp\nabla)\rho_0+\rho_0 div\mathbf{V}_\perp=0, \qquad (133)$$

$$\frac{dP}{dt}+(\mathbf{V}_\perp\nabla)P_0+P_0 div\mathbf{V}_\perp=0. \qquad (134)$$

აქ $\mathrm{d}/\mathrm{dt}=\partial/\partial\mathrm{t}+\mathbf{V}_0\nabla$, $\mathbf{V}_0(\mathrm{V}_{0\mathrm{x}},0,0)$ ფონური ზონალური ქარის სიჩქარეა, ხოლო ჰოზირონტალური წანაცვლებითი დინებისათვის:

$$\mathbf{V}_0=ay\,\boldsymbol{e}_x, \qquad (135)$$

სადაც a _ ზონალური წანაცვლების მახასიათებელი მუდმივი პარამეტრია, $\boldsymbol{e}_x$ _ x ღერძის გასწვრივ მიმართული ერთეულოვანი ვექტორი.

შერჩეულ ლოკალურ მართკუთხა კოორდინატთა სისტემაში (132)–(134) კომპონენტებისათვის მივიღებთ განტოლებათა შემდეგ სისტემას:

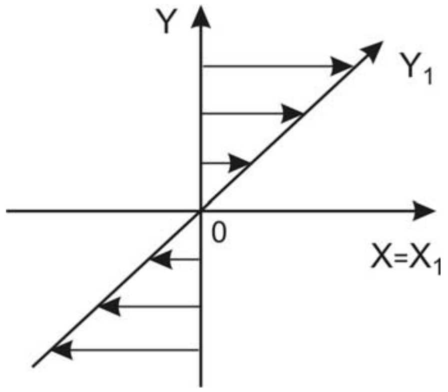
$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+ay\frac{\partial}{\partial x}\right)V_x=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x}-\frac{\sigma_\perp B_0^2}{\rho_0 c^2}V_x+\left(2\Omega_{oz}+\frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2}-a\right)V_y+\nu\Delta_\perp V_x, \qquad (136)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+ay\frac{\partial}{\partial x}\right)V_y=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial y}-\frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2}V_y-\left(2\Omega_{oz}+\frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2}\right)V_x+\nu\Delta_\perp V_y, \qquad (137)$$

$$\gamma\left(\frac{\partial}{\partial t}+ay\frac{\partial}{\partial x}\right)\rho+\rho_0\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_y}{\partial y}\right)=0, \qquad (138)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+ay\frac{\partial}{\partial x}\right)P+P_0\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_y}{\partial y}\right)=0\ . \qquad (139)$$

შევნიშნოთ, რომ (137) მოძრაობის განტოლებაში უგულვებელყოფილია წევრი $2\Omega_{oz}V_{0x}\rho/\rho_0$, რადგან იგი გაცილებით უფრო ნაკლებია, ვიდრე (137) განტოლების მარჯვენა ნაწილის მესამე წევრი. მართლაც, ჩვენს მიერ განხილული დიდმასშტაბიანი მცირე შეშფოთებებისათვის $V_x/V_{0x}>>\rho/\rho_0$ [37,48,73]. ამ შემთხვევაში განტოლება (138) დამოუკიდებელი ხდება და $V_{x,\,y}(x,y,t)$ სიჩქარის განაწილების ცნობილი მნიშვნელობების შემთხვევაში განსაზღვრავს შეშფოთებული გარემოს სიმკვრივეს. ამგვარად ჩვენი ამოცანისათვის განტოლებათა ჩაკეტილი სისტემა შედგება (136), (138) და (139) სამი განტოლებისაგან.



იონოსფეროში როსბის დამაგნიტებული ტალღის თავისებურებების შემდგომი ანალიზისათვის უფრო მოსახერხებელია სურ.2 მოძრავი $X_1O_1Y_1$ ღერძების მქონე კოორდინატთა სისტემის შემოღება, რომლის ათვლის O_1 წერტილი და Y_1 ღერძიც წონასწორული ლოკალური XOY სისტემის იმავე მახასიათებლებს ემთხვევა, ხოლო X_1 ღერძი შეუშფოთებელ (ფონურ) დინებასთან ერთად მოძრაობს (იხ. სურ.2. სიმარტივის მიზნით სურათების შესაბამისი წარწერების ტექსტი გადატანილია ამ თავის ბოლოში). ეს, ჩვენი ამოცანისათვის ცვლადების შემდეგი შეცვლის ტოლფასია:

$$x_1 = x - ayt, \quad y_1 = y, \quad t_1 = t, \tag{140}$$

ანუ

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t_1} - ay\frac{\partial}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y_1} - at_1\frac{\partial}{\partial x_1}. \tag{141}$$

ახალ ცვლადებში (2.13), (2.14), (2.16) განტოლებები მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial V_x}{\partial t_1} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\sigma_\perp B_0^2}{\rho_0 c^2}V_x + \left(2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2} - a\right)V_y + \nu\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y_1} - at_1\frac{\partial}{\partial x_1}\right)^2\right\}V_x, \tag{142}$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t_1} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2}V_y - \left(2\Omega_{0z} + \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2}\right)V_x + \nu\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y_1} - at_1\frac{\partial}{\partial x_1}\right)^2\right\}V_y, \tag{143}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t_1} + P_0 \left\{ \frac{\partial V_x}{\partial x_1} + \left(\frac{\partial}{\partial y_1} - a t_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \right) V_y \right\} = 0 . \tag{144}$$

ცვლადების ასეთი შეცვლა კოორდინატთა ახალ სისტემაში გადასვლას არ წარმოადგენს, რადგან (142)–(144) განტოლებებში V_x, V_y, P სიდიდეებს, ისევე როგორც (132)–(134) განტოლებებში, გააჩნიათ იგივე შეშფოთებული სიჩქარის კომპონენტებისა და ტალღური შეშფოთების წნევის აზრი. XOY დეკარტის კოორდინატთა სისტემაში საწყისი (132)–(134) (ან (136)–(139)) წრფივი განტოლებათა სისტემის კოეფიციენტები დამოკიდებული იყვნენ y სივრცით კოორდინატზე. ჩატარებულმა მათემატიკურმა გარდაქმნებმა ეს სივრცითი არაერთგვაროვნება დროითი არაერთგვაროვნებით შეცვალეს (იხ. განტ. (142)–(144)). ასე რომ (142)–(144) სისტემის კოეფიციენტები x_1, y_1 სივრცითი ცვლადებისაგან დამოუკიდებელი გახდა, რაც საშუალებას გვაძლევს ჩავატაროთ ამ განტოლებების სივრცითი (x_1, y_1) კოორდინატების მიმართ ფურიე ანალიზი, ხოლო ამ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების (სფჰ) დროითი ევოლუცია განვიხილოთ დამოუკიდებლად:

$$\begin{Bmatrix} V_x(x_1, y_1, t_1) \\ V_y(x_1, y_1, t_1) \\ P(x_1, y_1, t_1) \end{Bmatrix} = \int \int_{-\infty}^{\infty} \int dk_{x_1} dk_{y_1} \begin{Bmatrix} \widetilde{V}_x(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \\ \widetilde{V}_y(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \\ \widetilde{P}(k_{x_1}, k_{y_1}, t_1) \end{Bmatrix} \times \exp(i k_{x_1} x_1 + i k_{y_1} y_1). \tag{145}$$

აქ ტილდიანი მამრავლები, (მაგალითად $\widetilde{V}_x$) შესაბამისი ფიზიკური სიდიდეების სივრცით ფურიე ჰარმონიკებს აღნიშნავენ.

დეტალებში გარკვევის მიზნით, გარემოს სიჩქარე გავყოთ გრიგალურ და პოტენციურ კომპონენტად და შესაბამისად შემოვიყვანოთ სიჩქარის გრიგალი $\Omega = rot_z \mathbf{V}_\perp = \partial V_y / \partial x - \partial V_x / \partial y$ და დივერგენცია $\xi = div \mathbf{V}_\perp = \partial V_x / \partial x + \partial V_y / \partial y$. ამ ახალი ფუნქციების დახმარებით, საწყისი დინამიკური განტოლებები დადიან ისეთ განტოლებებამდე, რომლებსაც ძალზე ღირსშენსანიშნავი თვისება გააჩნიათ _ დიდმასშტაბიანი პროცესების დროითი წარმოებულის შემცველ წევრები იგივე რიგის არიან, რაც დანარჩენი წევრები. (ამ თვისებებით არ ხასიათდებიან (142),(143) ფორმით მოყვანილი იონოსფეროს გარემოს მოძრაობის განტოლებები). მიღებული განტოლებების სხვა მნიშვნელოვანი თავისებურებებია დედამიწის ბრუნვის $\mathbf{\Omega}_0$

კუთხური სიჩქარის და $\mathbf{B}_0$ გეომაგნიტური ველის სივრცითი არაერთგვაროვნების ეფექტების ბუნებრივი გათვალისწინება. შემდეგ შემოვგყავს როსბის პარამეტრი $\beta = \partial 2\Omega_{0z}/\partial y = 2\,\Omega_0 \sin\theta_0/R > 0$, აგრეთვე როსბის პარამეტრის მაგნიტური ანალოგები:

$$\beta_{Hz} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2}\right), \quad \beta_{\perp z} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2}\right), \quad b_{Hz} = \frac{\sigma_H B_0 B_{0z}}{\rho_0 c^2},$$

$$b_{\perp y} = \frac{\sigma_\perp B_{0y}^2}{\rho_0 c^2}, \qquad b_{\perp z} = \frac{\sigma_\perp B_{0z}^2}{\rho_0 c^2}. \tag{146}$$

(145) გამოსახულებების (142)–(144) განტოლებებში ჩასმით, ფიზიკური სიდიდეების ფურიე ჰარმონიკებში ტილდა ნიშნის მოხსნითდა უგანზომილებო ცვლადებზე გადასვლით:

$$\tau \Rightarrow 2\Omega_{0z} t_1; \qquad \Omega \Rightarrow \Omega\frac{R}{V_0}; \quad \xi \Rightarrow \xi\frac{R}{V_0}; \qquad P \Rightarrow \frac{P}{\rho_0 V_0 \cdot 2\Omega_{0z} \cdot R};$$

$$\beta \Rightarrow \beta\frac{R}{2\Omega_{0z}} \qquad \beta_{Hz} \Rightarrow \beta_{Hz}\frac{R}{2\Omega_{0z}}; \quad \beta_{\perp z} \Rightarrow \beta_{\perp z}\frac{R}{2\Omega_{0z}}; \quad \delta \Rightarrow \frac{P_0}{\rho_0 (2\Omega_{0z} R)^2}; \tag{147}$$

$$b_{Hz} \Rightarrow \frac{b_{Hz}}{2\Omega_{0z}}; \quad b_{\perp y} \Rightarrow \frac{b_{\perp y}}{2\Omega_{0z}}; \; b_{\perp z} \Rightarrow \frac{b_{\perp z}}{2\Omega_{0z}}; \; S \Rightarrow \frac{a}{2\Omega_{0z}}; \quad \nu \Rightarrow \frac{\nu}{2\Omega_{0z} R^2};$$

$$k_x = k_{x1} \cdot L; \quad k_y = k_y(0) - k_x S\tau; \quad k_y(0) = k_{y1}(0)L; \qquad k(\tau) = (k_x^2 + k_y^2(\tau))^{1/2};$$

თითოეული სივრცითი ფურიე ჰარმონიკისათვის მივიღებთ:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} &= \left[i\frac{k_x}{k^2(\tau)}(\beta + \beta_{Hz}) - b_{\perp z} - \frac{k_y^2(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y} - \nu k^2(\tau)\right]\Omega - \\ &- \left[1 - S - i\frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}(\beta + \beta_{Hz}) + b_{Hz} - \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y}\right]\xi,\end{aligned} \tag{148}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial\xi}{\partial\tau} &= -\left[2S\frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} - i\frac{k_x}{k^2(\tau)}(\beta + \beta_{Hz}) - i\frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta_{\perp z} + b_{\perp z} + \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} b_{\perp y} + \nu k^2(\tau)\right]\xi + \\ &+ \left[1 - 2S\frac{k_x^2}{k^2(\tau)} - i\frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}(\beta + \beta_{Hz}) + \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta_{\perp z} + b_{Hz} + \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y}\right]\Omega + k^2(\tau)P,\end{aligned} \tag{149}$$

$$\frac{\partial P}{\partial\tau} = -\delta\xi. \tag{150}$$

(148)–(150) განტოლებიდან ჩანს, რომ ჰოლის გამტარობა (წევრები ,,H” ინდექსიანი კოეფიციენტებით) იონოსფერულ გარემოს ანიჭებს კორიოლისის ძალის მსგავს, მაგრამ

საპირისპირო მიმართულების დამატებით გიროსკოპულობას, ხოლო პედერსენის გამტარებლობა (წევრები „$\perp$" ინდექსიანი კოეფიციენტებით) გარემოს დისიპაციურ (ინდუქციური დამუხრუჭება) თვისებებს აძლიერებენ [134, 62].

ტალღური შეშფოთებების სრული ენერგიის სიმკვრივეს, რომელთა სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებიც (148)-(150) ფორმულებით განისაზღვრება, ტალღური რიცხვების სივრცეში აქვს სახე:

$$E[k] = \frac{\Omega\Omega^*}{k^2(\tau)} + \frac{\xi\xi^*}{k^2(\tau)} + \frac{PP^*}{\delta}, \qquad (151)$$

სადაც ვარსკვლავი ნიშნავს კომპლექსურ შეუღლებულს.

ამგვარად, შეშფოთების სრული ენერგიის სიმკვრივე სამი ნაწილისაგან შედგება $E[k] = E_v + E_c + E_e$, სადაც პირველი შესაკრები $E_v = \Omega\Omega^*/k^2(\tau)$ არის შეშფოთების გრიგალური ნაწილის ენერგია, მეორე _ $E_c = \xi\xi^*/k^2(\tau)$ ენერგიის კუმშვადი ნაწილი, მესამე _ $E_e = PP^*/\delta$ შეშფოთების დრეკადობით განპირობებული, დრეკადი (პოტენციური) ენერგიაა. წანაცვლებითი დინების და დისიპაციური პროცესების არარსებობის დროს $(S = 0)$, $(\nu = 0,\ \sigma_\perp = 0)$ განხილული ტალღური შეშფოთებების სრული ენერგიის სიმკვირვე იონოსფეროში ინახება $\partial E(\tau)/\partial\tau = 0$.

4.3 პრობლემის ზოგადი ანალიზი

მოცემულ თავში გვსურს განვიხილოთ ის ხარვეზები, რომლებსაც უშვებენ ზონალური წანაცვლებითი დინებების არსებობისასAროსბის ტიპის ტალღების ევოლუციის აღწერის დროს. კონკრეტულად ვაჩვენებთ, რომ ზომიერი წანაცვლების მქონე დინებებში როსბის დაბალსიხშირული ტალღები, რომლებიც უპირატესად გრიგალურ ხასიათს ატარებენ, დროთა განმავლობაში მაღალსიხშირულ-პოტენციურ ინერციულ ტალღებად გარდაიქმნებიან. ფაქტობრივად ლაპარაკია ტრანსფორმაციის შედეგად ტალღური პროცესის დროითი მასშტაბის სერიოზულ ცვლილებაზე. ტალღების ტრანსფორმაციის ეს ახალი სახე, რომელიც წანაცვლებით დინებებში არსებობს, მაგნიტოჰიდროდინამიკური ტალღების შემთხვევაში პირველად აღწერილი იყო ნაშრომში [146]. ამ პროცესის ფიზიკა მარტივია და ადვილად აღიქმება ურთიერთდაკავშირებული წრფივი ოსცილატორების სისტემის მაგალითზე.

განვიხილოთ ორი ქანქარა, რომელთაგან თითოეულის სიგრძე დროში ადიაბატურად იცვლება. ეს განაპირობებს ამ ქანქარების საკუთარი სიხშირეების დროზე დამოკიდებულებას _ $\omega_1(t)$ და $\omega_2(t)$. დავუშვათ რომ მათ შორის არსებობს სუსტი კავშირი. თუ კავშირის კოეფიციენტს $\chi(t)$-თი აღვნიშნავთ (იგი ზოგად შემთხვევაში ასევე დროზეა დამოკიდებული) ასეთი ურთიერთდაკავშირებული ქანქარების რხევის განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით

$$\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2} + \omega_1^2(t) X_1 = \chi(t) X_2, \qquad \frac{\partial^2 X_2}{\partial^2} + \omega_2^2(t) X_2 = \chi(t) X_1, \qquad (152)$$

სადაც X_1 და X_2 ოსცილირებადი ცვლადებია, რომლებიც ქანქარების მოძრაობას ახასიათებენ. თუ, კავშირის მიუხედავად, ამ ქანქარების სიხშირეები ძალიან განსხვავდება ერთმანეთისაგან, მათ შორის ენერგიის გაცვლა ფაქტობრივად არ მოხდება. ენერგიის ეფექტური გაცვლა ოსცილატორების სიხშირეების დაახლოებისას იწყება. ენერგიის ეფექტური გაცვლის პირობაა [136]:

ა. “გადაგვარების” უბნის არსებობა სადაც

$| \omega_1^2(t) - \omega_2^2(t) | \lesssim | \chi(t) |$;

ბ. ”გადაგვარების” უბნის “ნელი” გავლა დროის იმ მონაკვეთის განმავლობაში, რომელიც საგრძნობლად აღემატება $\chi(t)$-ს:

$| d\omega_1(t)/dt |, | d\omega_2(t)/dt | << | \chi(t) |$.

ანუ თუკი დასაწყისში მხოლოდ ერთი ქანქარა ირხეოდა, მისი სიგრძის შეცვლის გამო, შეიძლება მოხდეს $\omega_1(t)$ და $\omega_2(t)$ სიხშირეების დაახლოება, რომლის დროსაც (ა) და (ბ) პირობები შესრულდება. ამასთან პირველი ქანქარას რხევითი ენერგიის მნიშვნელოვანი (და ალბათ, ძირითადი) ნაწილი მეორეს გადაეცემა, რის გამოც ძლიერდება მეორე ქანქარის რხევები. ამასთან პირველი ქანქარა შეიძლება საერთოდაც გაჩერდეს. მსგავსი სცენარი შეიძლება განხორციელდეს როსბის ტიპის ტალღებისთვისაც.

მართლაც, (ა) და (ბ) პირობები სამართლიანია ნებისმიერი ურთიერთდაკავშირებული რხევითი სისტემებისათვის, რომლებზეც შეიძლება დაყვანილ იქნენ მთელი რიგი ბუნებრივი ფიზიკური პროცესების აღწერა. მათი გამოყენება უშუალოდ შესაძლებელია სხვადასხვა შტოების ტალღების, მათ შორის

როსბის ტიპის ტალღების, წრფივი ურთიერთქმედების ანალიზისათვის, როცა მათი სიხშირეები უახლოვდებიან ერთმანეთს.

ამასთან ტალღების თითოეული მოდის ევოლუცია დამოკიდებულია ოთხ ძირითად წრფივ პროცესს შორის თანაფარდობაზე: (ა) თითოეული სივრცული ფურიე ჰარმონიკის დრეიფი **k** სივრცეში, (ბ) სივრცით ფურიე ჰარმონიკასა და საშუალო დინებას შორის ენერგიის გაცვლა, (გ) მოდების ურთიერთტრანსფორმაცია, (დ) შეშფოთების ენერგიის დისიპაცია. (ა) პროცესი უნივერსალურია და პრაქტიკულად ყველა ტიპის ტალღებისათვის ერთნაირად მიმდინარეობს. (ბ) და (გ) პროცესების ინტენსივობა მნიშვნელოვანწილად დამოკიდებულია სისტემის პარამეტრებსა და ტალღების ტიპზე, ხოლო (დ) პროცესის ეფექტურობა განისაზღვრება დისიპაციის კონკრეტული სახით.

(ა). (145), (147) გამოსახულებებიდან ჩანს რომ ფონური დინების პერპენდიკულარული მიმართულებით არსებული შეშფოთების თითოეული სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის ტალღური რიცხვები $k_y(t)$ დროთა განმავლობაში იცვლება, $k_y(t) = k_y(0) - Sk_x\tau$. შესაბამისად, შეშფოთებების თითოეული სივრცითი ფურიე ჰარმონიკა წრფივ მიახლოებაში **k** სივრცეში განიცდის “დრეიფს”.

(ბ). სივრცული მახასიათებლების მნიშვნელობები ($k_x, k_y(\tau)$ ტალღური რიცხვები) მნიშვნელოვანწილად განაპირობებენ ფონურ წანაცვლებით დინებასა და სივრცით ფურიე ჰარმონიკებს შორის ენერგოგაცვლას. შესაბამისად, წრფივი დრეიფი იწვევს ამ გაცვლის ინტენსივობის ცვლილებას. ყველა სივრცით ფურიე ჰარმონიკას არ შეუძლია წანაცვლების ენერგიით სარგებლობა და გაძლიერება. ძლიერდებიან მხოლოდ ისინი, რომლებიც **k** სივრცის გარკვეულ არეში მდებარეობენ (“გაძლიერების არე” იხ. ქვემოთ). ამასთან თითოეული ამ ჰარმონიკათაგანი დროის გარკვეული შეზღუდული ინტერვალის განმავლობაში ძლიერდება მანამდე, სანამ წრფივი დრეიფის გამო არ დატოვებს გაძლიერების არეს. გარდა ამისა, სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის ამ არეში მდებარეობა ძირითადად პირობას ადებს მათი ტალღური ვექტორის მიმართულებას (და არა სიდიდეს). შესაბამისად ტალღურ შეშფოთებებსა და წანაცვლებით დინებას შორის ენერგიის გაცვლას **k** სივრცეში მკაფიოდ გამოსახული ანიზოტროპული ხასიათი აქვს. მაშ ასე, არსებობენ შეშფოთებები, რომლებსაც ევოლუციის წრფივ სტადიაზე

შეუძლიათ წანაცვლებითი ნაკადის ენერგიით სარგებლობა, მხოლოდ დროის შეზღუდულ მონაკვეთში და განიცდიან დროებით (“ტრანზიენტულ”) ზრდას.

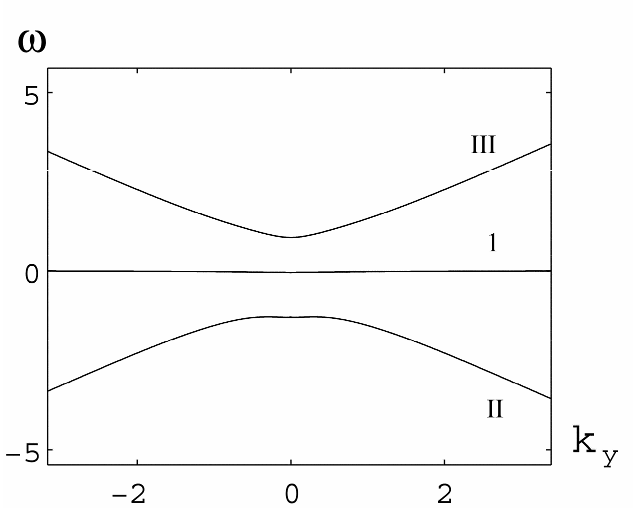
(გ). ტალღური მოდების ტრანსფორმაცია რეზონანსული პროცესია. ტალღების რეზონანსული ტრანსფორმაცია დინებებში დროში მოსალოდნელია თუ:

- გარემოში შესაძლებელია თუნდაც ორი ტალღური მოდის არსებობა;
- ტალღების სიხშირეები დროში იცვლება;
- ზემოთაღნიშნული (ა) და (ბ) პირობები სრულდება.

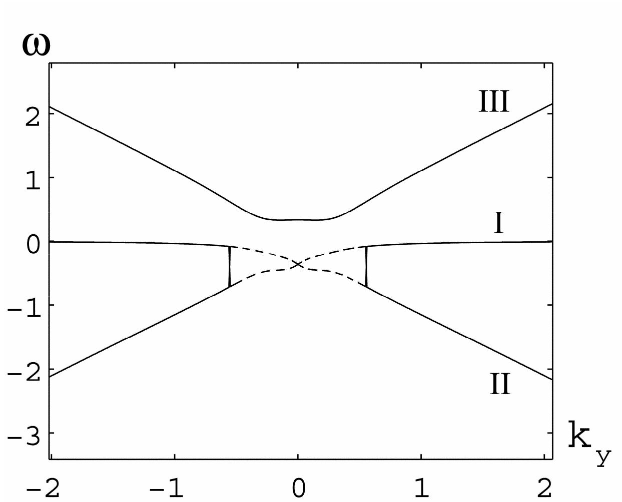
(დ). ბლანტი დისიპაცია. ეს მოვლენა ეფექტურია, როდესაც ტალღური რიცხვები იზრდებიან. საბოლოო ჯამში, თუ რომელიმე არაწრფივმა მოვლენამ არ იჩინა თავი, ამ პროცესს სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის ენერგია სითბოში გადაჰყავს.

საგანგებო აღნიშვნას იმსახურებს ის, რომ წანაცვლებით დინებებში (როდესაც $S \neq 0$) ტალღის ამპლიტუდის დროზე დამოკიდებულების გამო დისპერსიული განტოლება, რომლის მიღებაც (148)–(150) განტოლებებიდან არის შესაძლებელი, თუ მკაცრად შევაფასებთ, საკმაოდ პირობითია. მიუხედავად ამისა, იგი საშუალებას იძლევა მოვახდინოთ ტალღების სიხშირული მახასიათებლების ცვლილების თვისობრივი შეფასება დროში. გარდა ამისა, იძლევა ტალღების სხვადასხვა შტოების დაახლოების ხარისხის შეფასების შესაძლებლობას, რაც $k_y(\tau)$-ს გარკვეული მნიშვნელობების დროს ხდება. როგორც წესი, (იხ. მაგალიად, [97]) როსბის და ინერციული ტალღების დისპერსიული მრუდების გრაფიკული წარმოდგენის დროს k_x განედურ ტალღურ ვექტორზე დამოკიდებულებას განიხილავენ. მაგრამ ჩვენს შემთხვევაში, ტალღების ტრანსორმაციის აღწერილი მოვლენის თვალსაჩინოებისათვის უფრო მოხერხებული იქნება სიხშირის k_y-ზე დამოკიდებულების განხილვა.

ბრტყელი ტალღების ტიპის შეშფოთებების განხილვის დროს (148)–(150) განტოლებათა სისტემიდან შეიძლება მიღებულ იქნას $\omega(k_x,k_y)$ სიხშირისთვის მესამე ხარისხის პირობითი დისპერსიული განტოლება. ამ დისპესიული განტოლების ამონახსნი წანაცვლების S პარამეტრის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის მოყვანილი 2-3 სურათებზე.



სურ.3



სურ.4

სურათ 3-ზე მოყვანილია იონოსფეროს D-არის დისპერსიული განტოლების ამონახსნი $S=0$-სთვის. ასეთ შემთხვეავში გვაქვს ტალღების სამი შტო (განზომილებიანი სახით):

(ა) I შტო, რომლის ω სიხშირე $2\Omega_0$-ზე გაცილებით ნაკლებია $\omega << 2\Omega_0$, შეესაბამება როსბის ტალღებს:

$$\omega_R = -\frac{k_x V_R}{1+k^2 r_R^2}, \tag{153}$$

სადაც $V_R = \beta r_R^2$ - როსბის სიჩქარეა, $r_R = C_a/(2\Omega_{0z})$ - როსბის რადიუსია $C_a = (P_0/\rho_0)^{1/2}$. E-არეში როსბის პარამეტრი β როსბის მაგნიტური პარამეტრით იცვლება $\beta \to \beta - (1/(\rho_0 c^2))\partial(\sigma_H B_0 B_{0z})/\partial y$; F-არესთვის ისევ β რჩება.

(ბ) II შტო, არის $\omega \sim 2\Omega_0$ სიხშირის მქონე ინერციული, გიროსკოპიული ტალღები:

$$\omega_I^2 = (2\Omega_{0z})^2(1+k^2 r_R^2), \tag{154}$$

(გ) III შტო, არის $\omega >> 2\Omega_0$ სიხშირის მქონე გრძელი აკუსტიკური ტალღები:

$$\omega_a^2 = k^2 C_a^2. \tag{155}$$

დიდი **k**-ების შემთხვევაში II ინერციული ტალღები გარდაიქმნებიან C_a სიჩქარით მოძრავ გრძელ აკუსტიკურ III ტალღებად.

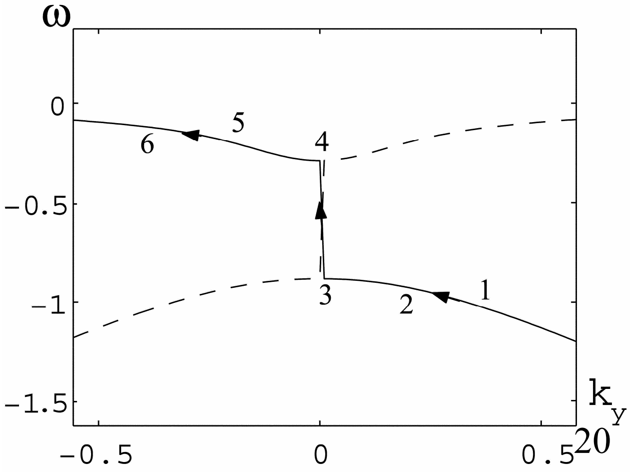
I შტო, რომელიც აღწერს როსბის ტიპის ტალღებს, პრაქტიკულად ერწყმის k_y ღერძს (სურ. 3), რადგან ამ ტალღების სიხშირეები დანარჩენი ორი ტალღის (II და III) სიხშირეებზე გაცილებით ნაკლებია. ბუნებრივია, რომ (ა) და (ბ) პირობების შესრულებას ბევრი აკლია, შესაბამისად როსბის ტიპის ტალღები არ არიან დაკავშირებული ინეციულ

ტალღებთან და ამიტომაც $S=0$ შემთხვევაში ტალღების ურთიერთტრანსფორმაცია არ ხდება.

თვალი გავადევნოთ დისპერსიული მრუდების ცვლილებას $S\neq 0$ შემთხვევაში (იხ. სურ. 4). განვიხილოთ მხოლოდ ორი შტოს, I და II-ის ურთიერთკავშირი, რადგან მხოლოდ მათი ჯგუფური სიჩქარეები შეიძლება დაემთხვეს ერთმანეთს და მხოლოდ მათ შორის შეიძლება განვითარდეს რეზონანსული კავშირი. შესაბამისად, მოსალოდნელია მხოლოდ ამ ტალღების ურთიერთტრანსფორმაცია. $S=0.8$ წანაცვლების მნიშვნელობებისათვის არსებობს ტალღური რიცხვების $k_x, k_y(\tau)$, დიაპაზონი, რომლის დროსაც დაბალსიხშირული I და მაღალსიხშირული II შტოები უახლოვდებიან და ერწყმიან კიდეც ერთმანეთს.

წარმოიქმნება "გადაგვარების არე" (არე, რომელიც პუნქტირით არის ნაჩვენები სურ. 4-ში), რომელშიც თვალსაჩინო ხდება ტალღების ტრანსფორმაციის პირობების შესრულება ((ა) და (ბ) პირობები). ანუ, თუ მივიჩნევთ, რომ საწყის მომენტში მხოლოდ დიდი $k_y(0)$ ტალღური ვექტორის მნიშვნელობის მქონე როსბის დაბალსიხშირული ტალღა იყო აღძრული, (ანუ $k_y(0)/k_x >> 1$ და ასეთი პირობისას ტალღური შეშფოთები პრაქტიკულად ვერ გრძნობენ წანაცვლებითი დინების არსებობას) დროთა განმავლობაში, $k_y(\tau)$-ის ცვლილებასთან ერთად მისი სიხშირე გაიზრდება, იგი მოხვდება გადაგვარების არეში (მისი სიხშირე II ინერციული ტალღის სიხშირეს დაემთხვევა) და მისი ენერგიის გარკვეული ნაწილი ტრანსფორმირდება ტალღების სხვა შტოს ენერგიად (II შტო). აქ სახეზეა სრული ანალოგია ურთიერთმოქმედ ურთიერთდაკავშირებულ, ცვლადი სიგრძის მქონე ქანქარებთან, რაც ამ განყოფილების დასაწყისში იქნა განხილული.

განვიხილოთ, თუ რით არის განპირობებული წანაცვლებით დინებებში ტალღის სიხშირის დროზე დამოკიდებულება და როგორია ამ დროითი დამოკიდებულების შედეგი.



სურ.5

განხილული ტალღების სიხშირეები (მაგ. (153), (154)) $k_y(\tau)$ ტალღური რიცხვის

განსაზღვრული ფუნქციებია. $k_y(\tau)$-ის ცვლილება დროში გამოიწვევს სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების სიხშირის დროით ვარიაციას _ ტალღა “სრიალებს” განხილული მოდების დისპერსიული მრუდის მახლობლად. შესაბამისად, სისტემის პარამეტრების გარკვეული მნიშვნელობებისათვის ურთიერთმოქმედი ტალღების დისპერსიული მრუდები უახლოვდებიან ერთმანეთს “განსაკუთრებული წერტილის” ($k_y(\tau) \to 0$) მახლობლად და ტალღის სიხშირეები დროის შეზღუდული მონაკვეთის განმავლობაში შეიძლება ერთმანეთს დაემთხვეს. ეს ფაქტი ტალღის სიხშირეების მცირე დროითი ვარიაციის შემთხვევაშიც კი იწვევს ტალღების რეზონანსს და მათი ენერგიის ურთიერთრანსფორმაციას. განხილული პროცესის ევოლუციის დამახასიათებელი თავისებურებანი სურ. 5-ზეა წარმოდგენილი.

დავუშვათ, რომ ქვედა, II შტოს (ინერციული ტალღის) $k_y(0) = 0.4$ ტალღური რიცხვის მქონე ტალღური ჰარმონიკა თავდაპირველად 1 წერტილში წარმოიქმნა. $k_y(\tau)$-ის ვარიაციის გამო ტალღა დროში დისპერსიული წირის ($1 \to 2 \to 3$) გასწვრივ მისრიალებს და მისი სიხშირე იცვლება. 3 წერტილის მახლობლად მდებარეობს აგრეთვე როსბის I, ზედა შტოს დისპერსიული მრუდის ნაწილი, ანუ დისპერსიულ წირზე “გადაგვარების არე” წარმოიქმნება. შესაბამისად, 4 წერტილში ზედა შტოს სიხშირე ქვედა შტოს სიხშირეს 3 წერტილში უახლოვდება (მათი დამთხვევაც არის შესაძლებელი). შესაძლებელი ხდება რეზონანსული ურთიერთქმედება _ ტალღების ტრანსფორმაცია (წერტილები $3 \to 4$). შემდგომ ტრანსფორმირებული ტალღა (ანუ, ზედა შტოს ტალღა) ზედა დისპერსიული წირის გასწვრივ “სრიალს” აგრძელებს ($4 \to 5 \to 6$).

ამგვარად, დისპერსიულ წირზე “გადაგვარების არეს” წარმოქმნა განაპირობებს წანაცვლებით დინებებში ტალღური შეშფოთებების სივრცით ფურიე ჰარმონიკებს შორის ენერგიის გაცვლას და პროცესის თვალსაჩინოება უზრუნველყოფილია დისპერსიული მრუდის გასწვრივ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების სრიალით.

შეშფოთებების მიერ სითხის დინების მაღალი სიჩქარის არიდან ნაკლები სიჩქარის არეში და პირიქით გადატანის დროს ტალღურ შეშფოთებას და წანაცვლებით დინებას შორის ენერგიის გაცვლას საფუძვლად უდევს ე.წ. “ლიფტ-აფ” მექანიზმი [153,143]. სივრცით ფურიე ჰარმონიკასა და ფონურ დინებას შორის ენერგიის გაცვლა მით უფრო

ინტენსიურია, რაც უფრო სწრაფად ინაცვლებს სითხის შეშფოთებული ელემენტი წანაცვლების გასწვრივ, ანუ, სხვა სიტყვებით, რაც უფრო მეტია შეშფოთების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების სიჩქარის პროექცია წანაცვლების (ჩვენს შემთხვევაში Y ღერძის) გასწვრივ. ამასთან, ამ სიჩქარის მნიშვნელობები საგრძნობლად განსხვავდებიან კუმშვადი და არაკუმშვადი ტალღური შეშფოთებების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისათვის.

არაკუმშვადი ტალღების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისათვის კმაყოფილდება პირობა $\mathbf{k} \perp \mathbf{V}$. ასე რომ $k_y(\tau) >> k_x$ დროს, ანუ მაშინ როდესაც ტალღური ვექტორი პრაქტიკულად Y ღერძის ანუ წანაცვლების გასწვრივ არის მიმართული, სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის სიჩქარე პრაქტიკულად ამ მიმართულების პერპენდიკულარულია. შედეგად წანაცვლების ღერძის გასწვრივ სიჩქარის პროექცია მცირეა და “ლიფტ-აფ” მექანიზმის თანახმად, სივრცით ფურიე ჰარმონიკასა და ფონურ დინებას შორის ენერგიის გაცვლა პრაქტიკულად არ ხდება. ამ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისათვის ენერგიის რაიმე შესამჩნევი გაცვლა შესაძლებელი არის მხოლოდ დროის შეზღუდულ ინტერვალში, მაშინ როდესაც სრულდება პირობა $k_y(\tau) \le k_x$ (შეშფოთების დროებითი (ტრანზიენტული) ზრდა).

სიტუაცია ძირფესვიანად განსხვავებულია კუმშვადი ტალღების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისათვის. ამ დროს $\mathbf{k}$ და $\mathbf{V}$–ს შორის კუთხე $\pi/2$–ისგან საგრძნობლად განსხვავდება. უფრო მეტიც, ამ შემთხვევაში, $\mathbf{V}$ პრაქტიკულად $\mathbf{k}$-ს პარალელურია. ცხადია, რომ $\mathbf{V}$ სიჩქარის ასეთი მიმართულებისათვის ასევე შესაძლებელია სივრცით ფურიე ჰარმონიკასა და ფონურ დინებას შორის ენერგიის გაცვლა მაშინაც კი, როდესაც $k_y(\tau) >> k_x$ (იხ. შემდეგი პარაგრაფი).

ამრიგად, შეიძლება აღინიშნოს, რომ წანაცვლების გასწვრივ სითხის ელემენტის გადაადგილებას ცალსახად არ შეუძლია ტალღური შეშფოთების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებსა და ფონურ დინებას შორის ენერგიის გაცვლის უზრუნველყოფა. შრომების [153,143] თანახმად, ფონურ დინებასა და ტალღას შორის ენერგიის გაცვლა შესაძლებელია, თუკი ტალღა გარდა წანაცვლების გასწვრივ გააადგილებისა, სითბური წნევის შეშფოთებასაც იწვევს. ამგვარად შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ იონოსფერული როსბის ტიპის და ინერციული ტალღების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკები $k_y(\tau)$-ის

გარკვეული მნიშვნელობების დროს ფონურ დინებასთან ენერგიის გაცვლის გარდა, სითბური წნევის შეშფოთეაბასაც გამოიწვევენ (იხ. შემდეგი პარაგრაფის. სურ.6,17).

შემდეგ პარაგრაფში ზემოთმოყვანილი დასკვნები (148)–(151) განტოლებების რიცხვითი ამოხსნის ანალიზის საფუძველზე იქნება ილუსტრირებული.

4.4 რიცხვითი ამოხსნების შედეგები და მათი ანალიზი

იონოსფერულ წანაცვლებით დინებებში დამაგნიტებული როსბისა და ინერციული ტალღების სივრცული ფურიე ჰარმონიკების ევოლუციის მიმდინარეობის თავისებურებების შესწავლის მიზნით ჩვენს მიერ ჩატარებულ იქნა (148)-(151) განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ამოხსნები. ამოხსნილ იქნა კოშის საწყისი ამოცანა კომპლექსურ კოეფიციენტებიანი სამი ჩვეულებრივი დიფერენციალური განტოლებისაგან შემდგარი სისტემისათვის. უფრო ზუსტად, ამოხსნილ იქნა ნამდვილ კოეფიციენტებიანი ექვსი განტოლებისაგან შემდგარი სისტემა:

$$\frac{\partial\Omega_1}{\partial\tau} = -a_2\Omega_1 - a_1\Omega_2 - a_3\xi_1 - a_4\xi_2 , \qquad (156)$$

$$\frac{\partial\Omega_2}{\partial\tau} = -a_2\Omega_2 + a_1\Omega_1 - a_3\xi_2 + a_4\xi_1 , \qquad (157)$$

$$\frac{\partial\xi_1}{\partial\tau} = -b_1\xi_1 - b_2\xi_2 + b_3\Omega_1 + b_4\Omega_2 + k^2(\tau)P_1 , \qquad (158)$$

$$\frac{\partial\xi_2}{\partial\tau} = -b_1\xi_2 + b_2\xi_1 + b_3\Omega_2 - b_4\Omega_1 + k^2(\tau)P_2 , \qquad (159)$$

$$\frac{\partial P_1}{\partial\tau} = -\delta\xi_1 , \qquad \frac{\partial P_2}{\partial\tau} = -\delta\xi_2 . \qquad (160),(161)$$

აქ შემოყვანილია ახალი ცვლადები $\Omega = \Omega_1 + i\Omega_2$, $\xi = \xi_1 + i\xi_2$, $P = P_1 + iP_2$, i– კომპლექსური ერთეულია; $a_1, a_2, \ldots, b_1, b_2, \ldots, \delta$ ნამდვილი კოეფიციენტები დაკავშირებული არიან (148 – 150) განტოლებების კოეფიციენტებთან და იონოსფეროს სხვადასხვა (D, E, F) ფენებისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობა გააჩნიათ. მათი გამოსახულებები ქვემოთ იქნება მოყვანილი.

რიცხვითი გამოთვლები ჩატარებულ იქნა გარემოსა და ტალღური შეშფოთებების პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის. რიცხვითი ამონახსნის ანალიზმა

აჩვენა ენერგიის ეფექტური გაცვლა ტალღების სხვადასხვა შტოებს შორის და ტალღებსა და ფონურ დინებას შორის.

4.4.1 ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობების შერჩევა

საწყის მდგომარეობაში სუფთა სახით ცალკეული ტალღის გამოსაყოფად ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობების შერჩევა ხდებოდა ისე, რომ დასაწყისში ძირითადად მხოლოდ ერთი განსაზღვრული ტალღა (როსბის ტიპის ან ინერციული ტალღა) აღიძვრებოდა, სხვა მოდების შესამჩნევი მინარევების გარეშე.

ამასთან დაკავშირებით (148)-(150) განტოლებებში შემავალი ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობები შეიძლება შეირჩეს ამავე განტოლებებიდან შემდეგ პირობებში: $k_y(0) >> k_x$ და, შესაბამისად, $S \approx 0$. მართლაც, როდესაც $|k_y(0)/k_x| >> 1$ მერიდიანული ტალღური რიცხვის ფორმულაში $k_y(\tau) = k_y(0) - k_x S \cdot \tau$ დროის მახასიათებელი შუალედისათვის $S\tau \le 1$, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $k_y(\tau) \approx k_y(0)$. აღსანიშნავია, რომ საწყისი მნიშვნელობის $k_y(0)/k_x >> 1$ სახით შერჩევა არ ზღუდავს $k_y(\tau)/k_x$ პარამეტრის გამოყენების არეს, რადგან $|k_y(\tau)/k_x|$ დროში მონოტონურად ნულამდე მცირდება, ხოლო შემდეგ იზრდება და ყველა რეალურ მნიშვნელობას იღებს. შესაბამისად, სისტემაში საწყის ფიზიკურ სიდიდეებზე წანაცვლებითი დინების ზეგავლენა შეიძლება უგულებელვყოთ, რადგან დროის საწყისი მომენტისათვის (148)-(150) განტოლებების მარჯვენა ნაწილში შეიძლება დავუშვათ, რომ $S \to 0$. მაშინ (148)-(150) სისტემაში ყველა კოეფიციენტი მუდმივი იქნება და საწყისი ფიზიკური სიდიდეების განსასაზღვრავად ტალღური წარმოდგენა შეიძლება გამოვიყენოთ, $\partial A(\tau)/\partial \tau \approx -i\omega\, A(\tau)$, სადაც ω – საწყისი შეშფოთების სიხშირეა. ამასთან (148)-(150) სისტემა, ანუ იგივე (156)-(161), ექვსუცნობიანი ექვსი ალგებრული განტოლების ერთგვაროვან სისტემად გადაიქცევა (ფიზიკური სიდიდეების ნამდვილი და წარმოსახვითი მნიშვნელობებისათვის $\Omega^0 = \Omega_1^0 + i\Omega_2^0$, $\xi^0 = \xi_1^0 + i\xi_2^0$, $P^0 = P_1^0 + iP_2^0$). შესაბამისად, $\Omega_1^0, \Omega_2^0 \dots P_1^0, P_2^0$ ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობების გამოსახულებაში (მათი ცხადი სახე დიდი ზომების გამო არ მოგვყავს) პარამეტრის სახით შევა განსახილველი ტალღური შეშფოთების სიხშირე $\omega^{I,II} = \omega_1^{I,II} + i\omega_2^{I,II}$. შემდეგ, ω^{I} ან ω^{II}-ისთვის უნდა შევარჩიოთ

მესამე ხარისხის პირობითი დისპერსიული განტოლების შესაბამისი რიცხვითი ამონახსნი, რომელიც (148)-(150) განტოლებების საფუძველზე მიიღება:

$$\omega^3 + \left[a_1 + b_2 + i(b_1 + a_2)\right]\omega^2 + \left[a_1 b_2 + a_4 b_4 - a_2 b_1 - a_3 b_3 - \eta k^2 + \right.$$
$$\left. + i(a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_4 + b_3 a_4)\right]\omega - \eta k^2 (a_1 + i a_2) = 0, \qquad (162)$$

$\Omega_1^0, \Omega_2^0 \ldots, P_2^0$-ის გამოსახულებაში (162) განტოლების შესაბამისი ფესვის ჩასმით თავიდანვე შესაძლებელია როსბის დამაგნიტებული ტალღის ან ინერციული ტალღის ცალკეული მოდის აღგზნების უზრუნველოფა ($S \neq 0$-ის გათვალისწინებით). შემდეგ, ამ საწყისი მნიშვნელობების დახმარებით, (156)–(161) განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ამოხსნების საფუძველზე შესაძლებელია დავაკვირდეთ დისიპაციურ იონოსფეროში საწყის მომენტში აგზნებული კონკრეტული ტალღური შეშფოთების ევოლუციას.

გარდა ფიზიკური სიდიდეებისა, (156)-(161) საწყის განტოლებებში კოეფიციენტის სახით შედის პარამეტრები, რომლებიც გარემოს წონასწორულ მდგომარეობას ახასიათებენ. იონოსფეროს სიღრმეში წონასწორული პარამეტრების მნიშვნელობა ფართო დიაპაზონში იცვლება, შესაბამისად, ტალღური შეშფოთებების მახასიათებლები მნიშვნელოვნად შეიცვლებიან სხვადასხვა შრეების (D, E, F) საზღვრებში. ამიტომ, აქ მიზანშეწონილია მოვიყვანოთ (156)–(162) საწყისი განტოლებების კოეფიციენტების მნიშვნელობები იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებისათვის.

<u>D-შრე</u>. ამ შრეში, რომელიც 80 კმ-მდე სიმაღლეს მოიცავს, გარემოს დამახასიათებელი სიხშირეები აკმაყოფილებენ თანაფარდობებს $\nu_{en} >> \nu_{ei}$, $\nu_{in}\nu_{ei} >> \omega_{Be}\omega_{Bi}$, $\nu_{in} >> \omega_{Bi}$ და $\omega_{Be} >> \nu_{en}$. ამასთან (128) თანაფარდობის საშუალებით შეიძლება გამოვარკვიოთ, რომ (156)-(161) განტოლებების მარჯვენა ნაწილის კოეფიციენტებში ის წევრები, რომლებიც σ_H და $\sigma_\perp$ შეიცავენ, გაცილებით უფრო მცირე არიან β და Ω_{0z}-იან წევრებთან შედარებით და შესაბამისი კოეფიციენტები განისაზღვრება გამოსახულებებით:

$$a_1 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta, \; a_2 = \nu k^2(\tau), \; a_3 = 1 - S, \; a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta;$$

$$b_1 = \nu k^2(\tau) + 2S\frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)}, \; b_2 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta, \; b_3 = 1 - 2S\frac{k_x^2}{k^2(\tau)}, \; b_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta \; . \qquad (163)$$

ამგვარად, (156)-(162) საწყის განტოლებებში რჩება მხოლოდ ნეიტრალური ატმოსფეროს დამახასიათებელი წევრები და ისინი აღწერენ, შესაბამისად, როსბის ჩვეულებრივი ტალღის (153), ინერციული ტალღის (154), აგრეთვე გრძელი გრავიტაციული ტალღის (155) ევოლუციას.

E – შრე. იონოსფერული E – შრესთვის, რომელიც დაახლოებით 80-150 კმ სიმაღლეს მოიცავს, შეიძლება დავუშვათ, რომ $\nu_e \approx \nu_{en}$, $\omega_{Be}\omega_{Bi} >> \nu_{in}\nu_{en}$;. ამასთან, ჰოლის გამტარობა $\sigma_H \approx eN/B_0$ განივ გამტარობაზე დომინირებს $\sigma_H >> \sigma_\perp \approx \sigma_H \omega_{Bi}/\nu_{in}$; (156)–(161) შესაბამის განტოლებებში σ_H–ის შემცველი წევრები Ω_{0z} კოეფიციენტების შემცველი წევრების რიგის ხდებიან. ამიტომაც E – შრისთვის (156)–(161) განტოლებების მარჯვენა ნაწილებში კოეფიციენტები მიიღებენ სახეს:

$$a_1 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \quad a_2 = \nu k^2(\tau), \quad a_3 = 1 - S - b_{Hz}, \quad a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta_{Hz} \ ;$$

$$b_1 = \nu k^2(\tau) + 2S\frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)}, \qquad b_2 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \tag{164}$$

$$b_3 = 1 - 2S\frac{k_x^2}{k^2(\tau)} - b_{Hz}, \qquad b_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta_{Hz}, \qquad b_{Hz} = \frac{N}{N_n}\frac{\omega_{ie}}{\Omega_{0z}}\cos\theta_0,$$

$$\beta_{Hz} = \beta - \frac{N}{N_n}\frac{\omega_{ie}}{\Omega_{0z}}\sin\theta_0, \qquad \omega_{ie} = \frac{eB_e}{M}.$$

წონასწორული გეომაგნიტური ველის გავლენა აღიწერება β_{Hz}, b_{Hz} პარამეტრებით და განპირობებულია იონოსფეროს E –Eშრეში ჰოლის დენების არსებობით.

F- შრე. ამ შრის საზღვრებში (150-500 კმ) სრულდება თანაფარდობები $\omega_{Be}\omega_{Bi} >> \nu_e\nu_{in}$ და $\omega_{Bi} >> \nu_{in}$. ამასთან, განტოლება (128)-ის თანახმად, F-შრეში დომინირებს განივი გამტარობა $\sigma_H/\sigma_\perp \approx (M\omega_{Bi} - m\omega_{Be})/(m\nu_e) \to 0$. ამიტომ a, b და β კოეფიციენტებისათვის მივიღებთ:

$$a_1 = \frac{k_x}{k^2(\tau)}\beta, \ \ a_2 = \nu k^2(\tau) + \frac{k_y^2(\tau)}{k^2(\tau)}b_{\perp y} + b_{\perp z}, \ \ a_3 = 1 - S - \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)}b_{\perp y}, \ \ a_4 = \frac{k_y(\tau)}{k^2(\tau)}\beta \ \ ;$$

$$b_1 = \nu k^2(\tau) + 2S\frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} + \frac{k_x^2}{k^2(\tau)} b_{\perp y} + b_{\perp z}, \quad b_2 = \frac{1}{k^2(\tau)}\left[k_x\beta + k_y\beta_{\perp z}\right],$$

$$b_3 = 1 - 2S\frac{k_x^2}{k^2(\tau)} + \frac{k_x k_y(\tau)}{k^2(\tau)} b_{\perp y}, \quad b_4 = \frac{1}{k^2(\tau)}\left[k_y(\tau)\beta - k_x\beta_{\perp z}\right], \tag{165}$$

$$\beta_{\perp z} = \frac{N}{N_n}\frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}}\frac{2\sin 2\theta_0}{\left(1+3\cos^2\theta_0\right)^2}, \quad b_{\perp y} = \frac{N}{N_n}\frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}}\frac{\sin^2\theta_0}{2(1+3\cos^2\theta_0)},$$

$$b_{\perp z} = \frac{N}{N_n}\frac{\nu_{in}}{\Omega_{0z}}\frac{2\cos^2\theta_0}{1+3\cos^2\theta_0}.$$

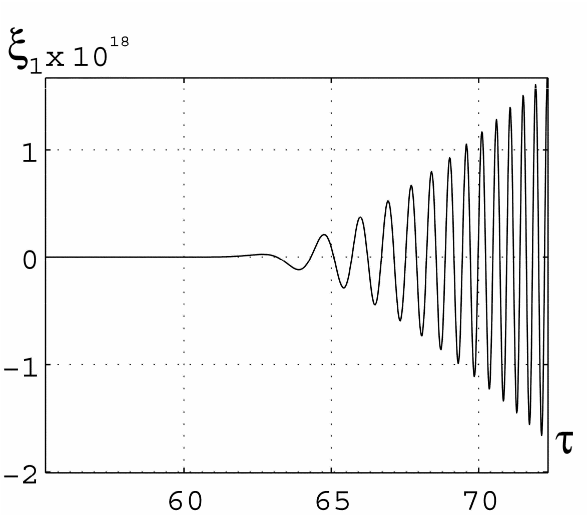
გარემოში წონასწორული არაერთგვაროვანი გეომაგნიგური ველის არსებობა ასახულია $b_{\perp y,z}$, $\beta_{\perp z}$ პარამეტრების გამოსახულებებში. ამ ველის გარემოსთან ურთიერთქმედება განპირობებულია პედერსენის დენებით.

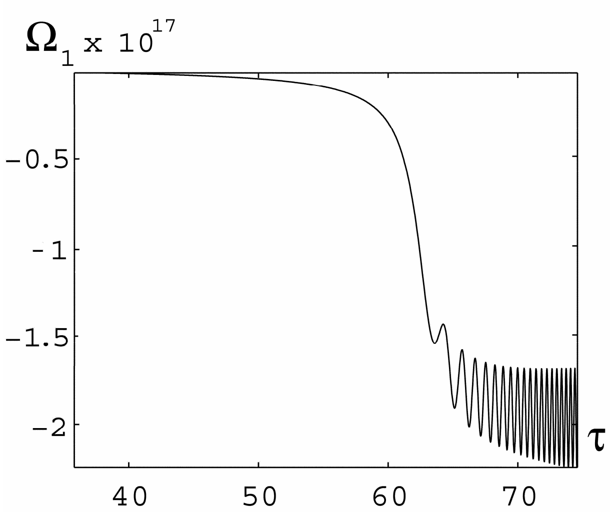
4.4.2 როსბის დამაგნიტებული ტალღების ურთიერთქმედება ფონურ დინებასთან და მათი ტრანსფორმაცია ინერციულ ტალღებად

რიცხვითი ექსპერიმენტების შედეგების ანალიზი დავიწყოთ იონოსფეროს D-შრეში როსბის ტიპის ტალღების აღგზნების შემთხვევისთვის.

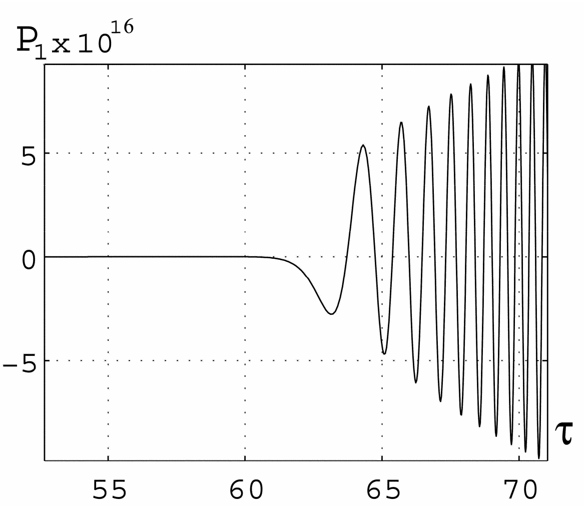
გაძლიერება. საწყის მომენტში, ძირითადად, აღგზნებული იყო მხოლოდ როსბის პლანეტარული, დაბალსიხშირული ტალღა, რომლის მერიდიალური ტალღური ვექტორი $k_y(0)$, არის საკმაოდ დიდი $k_y(0)/k_x = 50 >> 1$ და $\beta = 0.1$, $S = 0.8$, $\delta = 1$, $\nu = 0$, $k_x = 2$, $k_y(0) = 100$, $P_1^0 = 1$. (156)-(161) და (151) განტოლებების რიცხვითი ამონახსნების შედეგების ნაწილი წარმოდგენილია სურ.6-12-ზე. $k_y(0)/k_x >> 1$ პირობის შესრულების შემთხვევაში, როსბის ტალღა ძირითადად გრიგალურია (იხ სურ.10, სადაც ჯამური ენერგია, ძირითადად, გრიგალური ენერგიით არის განპირობებული) და პრაქტიკულად უკუმშვადია (შეშფოთების ენერგიის კუმშვადი და დრეკადი ნაწილები ევოლუციის საწყის სტადიაზე ნულის ტოლია, იხ. სურ.11,12). როგორც უკვე აღინიშნა ამ თავის მე-3 განყოფილების დასკვნით ნაწილში, უკუმშვად შემთხვევაში ტალღური შეშფოთება ენერგიას ფონური დინებიდან შეივსებს მხოლოდ $k_y(\tau) \approx k_x$ პირობის შესრულების შემთხვევაში. მართლაც, როგორც სურ.6-9-დან ჩანს, დროში წრფივი დრეიფის გამო

$k_y(\tau)$ იწყებს შემცირებას, მაგრამ მანამდე, სანამ $k_y(\tau) >> k_x$ ფონურ დინებასა და სივრცით ფურიე ჰარმონიკებს შორის ენერგიის გაცვლა უმნიშვნელოა. ხოლო დროებისათვის, როდესაც $k_y(\tau) \approx k_x$ როსბის ტალღის სივრცითი ფურიე ჰარმონიკები იწყებენ წანაცვლების ენერგიის ინტენსიურ მიღებას და ძლიერდებიან (სურ.9), ანუ ჰარმონიკები ხვდებიან "გაძლიერების არეში" (იხ. აგრეთვე ამ თავის მე-3 განყოფილება). სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების გაძლიერება



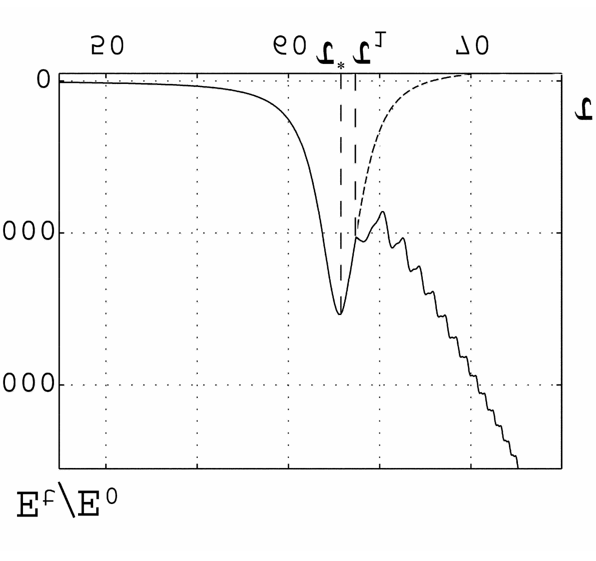


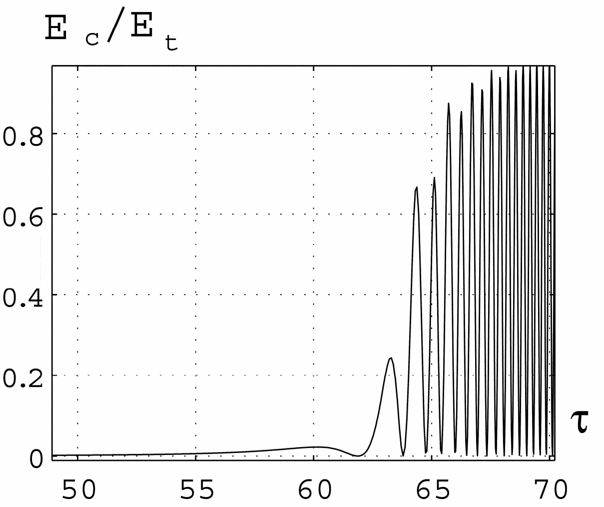
სურ.6



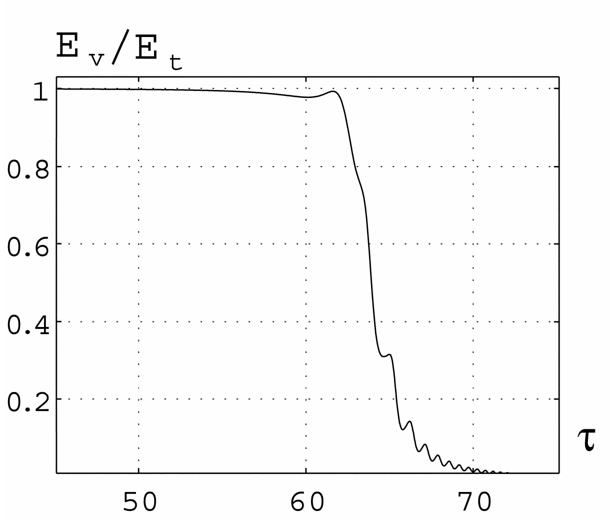
სურ. 8

სურ.9





სურ. 10



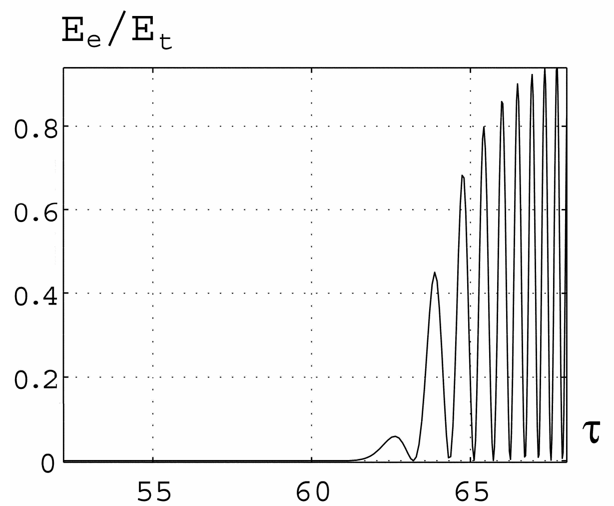
სურ. 11

წყდება მაშინ, როდესაც $k_y(\tau^*)=0$. (იხ. სურ.9, როდესაც $\tau=\tau^*=k_y\left(\tau^*\right)/(Sk_x)\approx 62{,}5$). ხოლო შემდეგ, როდესაც $k_y\left(\tau\right)/k_x<0$ ან $\tau^*<\tau\le\tau_1$ დროის ინტერვალში, ისინი იწყებენ დინებისათვის ენერგიის ნაწილის უკან გადაცემას.

მიუხედავად იმისა, რომ დროის საწყის მომენტში $0\le\tau<\tau^*$, გარემოში აუცილებლად არსებობს როსბის ტიპის ტალღა (იხ. სურ. 10), სურ. 6-8-ზე მისი არსებობა დიდი დროითი მასშტაბის გამო (ინერციულ ტალღასთან შედარებით) ვიზუალურად პრაქტიულად შეუმჩნეველია (სურათებზე თითქმის სწორი ხაზია გამოსახული).

სურ. 6-ზე ჩანს, რომ როსბის ტიპის ტალღა იონოსფეროს წანაცვლებებით დინებებში იწვევს გარემოს სითბური წნევის P ძლიერ შეშფოთებას და მე-3 განყოფილების თანახმად ხდება, ფონურ დინებასა და ამ ტალღას შორის ენერგიის ინტენსიური გაცვლა.

<u>ტრანსფორმაცია.</u> როგორც სურ.9 და სურ.10-დან ჩანს, საწყისი შეშფოთების ევოლუციასთან ერთად სრულ ენერგიაში გრიგალური კომპონენტების წილი თითქმის ნულამდე ეცემა ($\tau_2\sim 80$ დროს) და ენერგიის ძირითადი ნაწილი გარდაიქმნება ინერციული ტალღების ენერგიად. ასე რომ, ადგილი აქვს



სურ.12

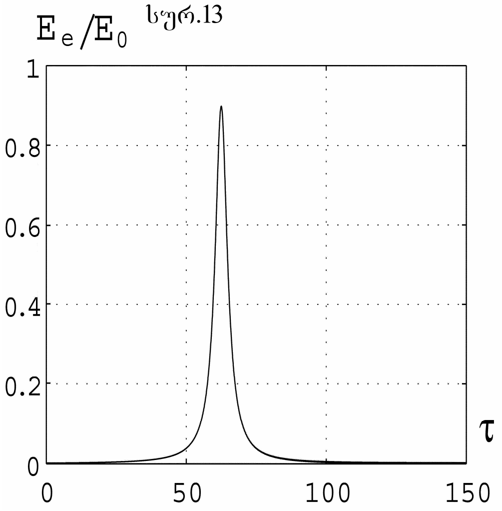
ინერციულ ტალღებად როსბის ტალღების ინტენსიურ ტრანსფორმაციას. სრულ ენერგიას (სურ.9) და სივრცით ფურიე ჰარმონიკას (სურ.6-8) მაღალსიხშირული ოსცილაციები უჩნდება. ამგვარად, თუ $\tau = 0$–ის დროს ენერგია გრიგალურ დაბალსიხშირულ მოდებში (როსბის ტალღებში) იყო თავმოყრილი, როდესაც $\tau >> \tau^*$, მთელი ენერგია ლოკალიზებულია მაღალსიხშირულ პოტენციურ შეშფოთებებში _ ინერციულ ტალღებში (სურ. 11, 12). როსბის ტიპის ტალღების ინერციულ ტალღებად ტრანსფორმაცია იწყება $\tau = \tau^*$ მომენტიდან, დროის შეზღუდული ინტერვალის განმავლობაში, როდესაც სრულდება პირობები (ა),(ბ) (იხ.ამ თავის, 3 განყოფილება) და ეს ორი შტო ერთმანეთთან გადაბმული ხდება. უნდა აღინიშნოს, რომ I და II შტოების ტალღები დაკავშირებული არიან არა მხოლოდ ერთმანეთთან, არამედ (როგორც ეს უკვე აღინიშნა ზემოთ) საშუალო დინებასთან და ამასთან ახდენენ ენერგიის გაცვლას. ამასთან ხდება როსბის ტიპის ტალღების ენერგიის მნიშვნელოვანი ნაწილის ტრანსოფრმაცია. შეიძლება ითქვას, რომ $\tau = \tau_1$ მომენტისათვის (იხ. სურ. 9) დინებაში რჩება მხოლოდ II შტოს ტალღა (ინერციული). ეს შეშფოთება დროთა განმავლობაში, წანაცვლების ენერგიის ხარჯზე მატულობს, (იხ. სურ.9-ზე გრაფიკის მონაკვეთი, როდესაც $\tau > \tau_1$). 9-12 სურათიდან კარგად ჩანს, თუ როგორ იცვლება როსბის ტალღის ევოლუციის პროცესი ინერციულ ტალღად ტრანსფორმაციის გამო: ეს ასე რომ არ ყოფილიყო, როსბის ტალღის ენერგია სურ.9-ზე პუნქტირით აღნიშნული კანონის მიხედვით შემცირდებოდა და როსბის ტალღა სრულად დაუბრუნებდა ენერგიას ფონურ დინებას.

რიცხვითი გამოთვლების შედეგები ასევე აჩვენებენ, რომ E-შრის იმ სიმაღლეებზე, სადაც $\beta_{Hz} = 0$ (დღისით 115 კმ, ღამით 150 კმ სიმაღლეზე) [158], როსბის ტიპის პლანეტარული ტალღები პრაქტიკულად არ აღიგზნება, მაგრამ ამ სიმაღლეზე შეიძლება გამოვლინდნენ ინერციული ტალღები.

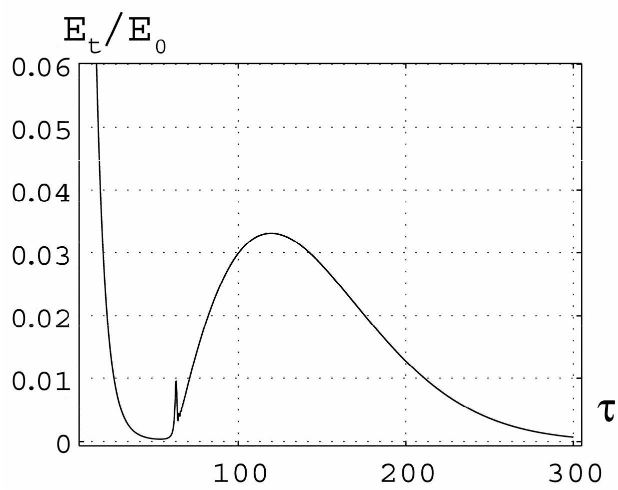
b_{Hz} პარამეტრის ზრდასთან ერთად (როდესაც $\beta_{Hz} \neq 0$) იონოსფეროს E-შრის ჰოლის დენების $\mathbf{B}_0$ გეომაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედება მნიშვნელოვანი ხდება და შესამჩნევად იცვლება თავდაპირველად შეშფოთებული როსბის დამაგნიტებული ტალღის ევოლუციის დინამიკა. თავდაპირველად ტალღური შეშფოთებები საზრდოობენ წანაცვლების ენერგიით და სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების სრული

ენერგია დროის $\tau=\tau^*=k_y(0)/(Sk_x)$ მომენტამდე იზრდება. შემდგომში შეშფოთებები (როცა $\tau>\tau^*$, $k_y(\tau)/k_x<0$) თავის ენერგიას უბრუნებენ ფონურ დინებას (სურ. 13). ამასთან, თავდაპირველად აღგზნებული როსბის ტიპის ტალღა (როდესაც $k_y(0)/k_x=50>>1$) დროთა განმავლობაში (როდესაც $k_y(\tau)\approx k_x$) იწყებს ინერციულ ტალღად ტრანსფორმირებას და მას $\tau^*=6{,}25$ დროის მომენტამდე თავისი ენერგიის ძირითად ნაწილს გადასცემს (იხ. სურ. 14). განსაკუთრებით უნდა აღინიშნოს ის, რომ როდესაც $\tau>\tau^*=62{,}5$ შებრუნებული პროცესიც ხდება: ინერციული ტალღა თავისი ენერგიის ძირითად ნაწილს როსბის ტიპის ტალღას უბრუნებს (სურ. 14, 15).

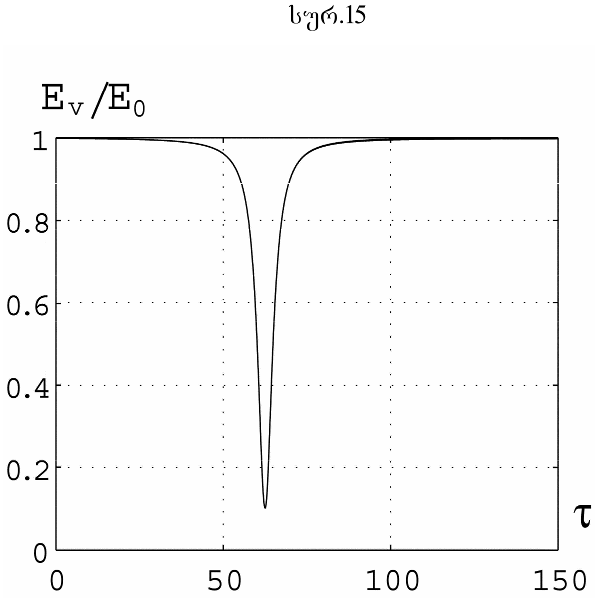
სურ.13



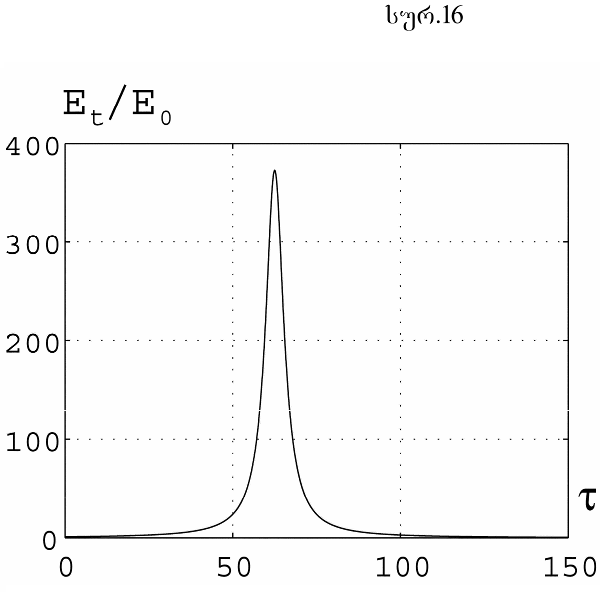
სურ.14



სურ.15



სურ.16

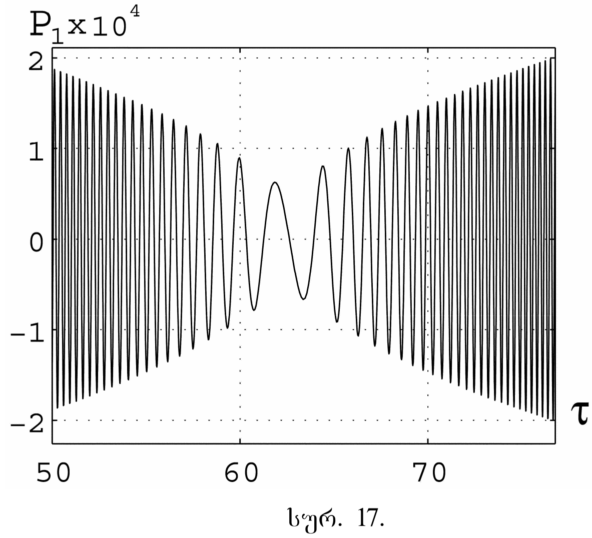


ბოლოს, ინერციული და როსბის ტიპის ტალღების ნარევი, როდესაც $\tau \geq \tau^*$ და $k_y(\tau)/k_x < 0$, თავის ენერგიას გარემოს უბრუნებს მაშინაც კი, როდესაც გარემოში დისიპაციური პროცესები არ გვაქვს (იხ. სურ. 13-15, სადაც $\nu = 0$ და შეადარეთ სურ. 9-11). წანაცვლებით დინებასთან ენერგიის გაცვლა აქაც “ლიფთ-აფ” მექანიზმით არის განპირობებული. (იხ. ამ თავის მე-3 განყოფილება).

იონოსფეროს F შრეში როსბის დამაგნიტებული ტალღის აღგზნების დინამიკა და მისი შემდგომი ევოლუცია განისაზღრება გარემოსთან და გეომაგნიტურ ველთან პედერსენის დენების ურთიერთქმედებით. ეს ურთიერთქმედება საბოლოო ჯამში ტალღური შეშფოთებების ინდუქციურ მილევამდე დადის. $\beta_{\perp z}$ პარამეტრის ზრდასთან ერთად ($b_{\perp y}, b_{\perp z} << 1$ პარამეტრების მცირე მნიშვნელობების დროს) თავდაპირველად აღგზნებული როსბის ტიპის ტალღის ევოლუცია (ინერციული ტალღის გენერაცია, გაძლიერება და ტრანსფორმაცია) თვისობრივად ისევე მიმდინარეობს, როგორც D-შრეში, იმ განსხავებით, რომ უმჯობესდება ფონურ დინებასთან ურთიერთქმედების ეფექტურობა და, შესაბამისად, უფრო შესამჩნევად იზრდება შეშფოთების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ამპლიტუდა. $b_{\perp y}, b_{\perp z}$ პარამეტრების ზრდასთან ერთად იზრდება შეშფოთების (როსბის ტიპის და ინერციული ტალღების) ინდუქციური მილევის ინტენსიურობა და ტალღური ენერგიის სითბოდ გარდაქმნა (იხ. სურ. 16).

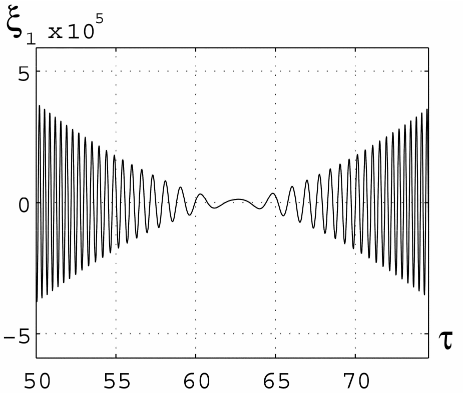
4.4.3 ინერციული ტალღების ურთიერთქმედება ფონურ დინებასთან და მათი ტრანსფორმაცია როსბის ტიპის ტალღებად

თუ იონოსფეროს D-შრეში თავდაპირველად მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიგზნება (იხ. (3.3) ფორმულა), მაშინ წანაცვლებით დინებაში შესაბამისი სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის ევოლუცია ძირფესვიანად განსხვავდება როსბის ტიპის ტალღის შემთხვევისგან.

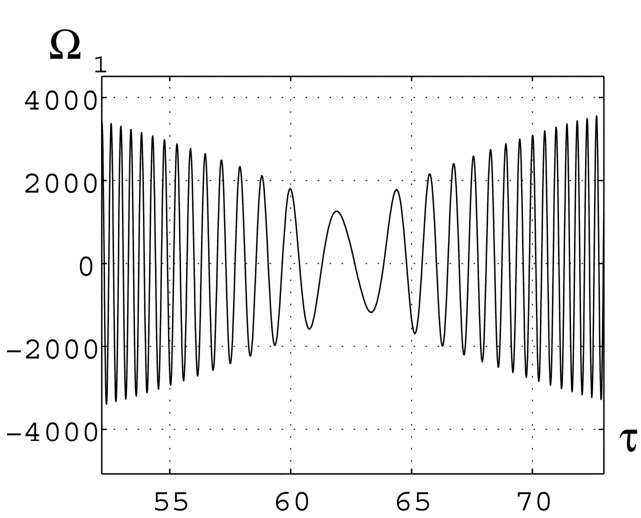


სურ. 17.

სურ. 17-22 წარმოდგენილია (1)-(6) და (2.28) განტოლებების რიცხვითი ამოხსნის შედეგების ნაწილი, როდესაც



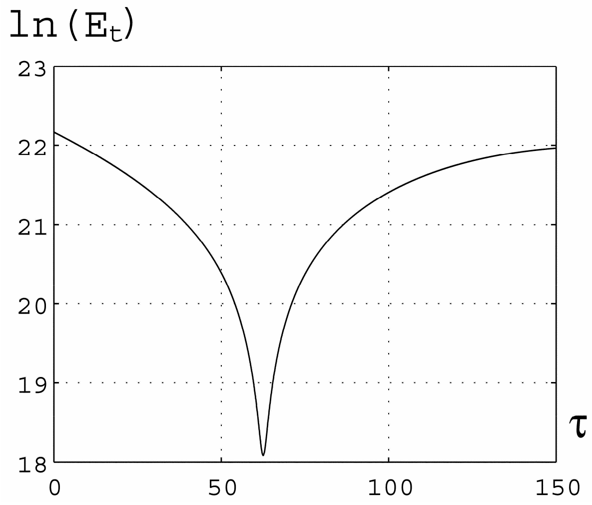
სურ. 19



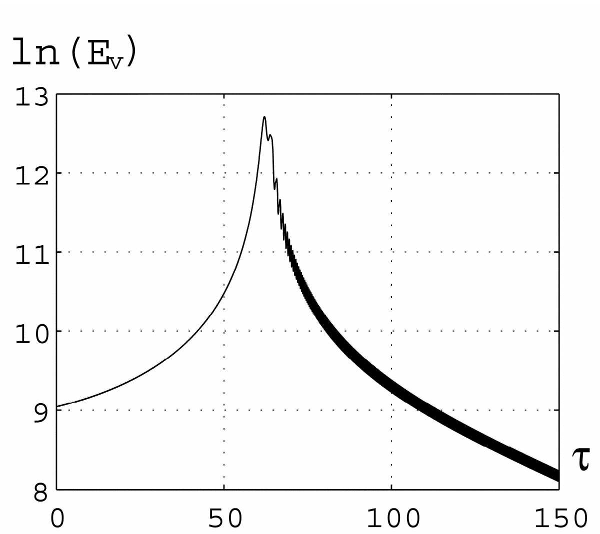
სურ. 18

დროის საწყის მომენტში აღიგზნება მხოლოდ ინერციული ტალღა და $\beta = 0.1$, $S = 0.8$, $\delta = 1$, $\nu = 0$, $k_x = 2$, $k_y(0) = 100$, $P_1^0 = 1$. როგორც ამ თავის მე-3 განყოფილებაში აღინიშნა, ინერციული (პოტენციური) ტალღა კუმშვადი ტალღების კლასს განეკუთვნება. ამიტომ იგი ინტენსიურად ცვლის ენერგიას ფონურ დინებასთან, $k_y(0)$ და k_x–ს შორის ნებისმიერი თანაფარდობის დროს. როსბის ტალღა, ინერციული ტალღისგან განსხვავებით, ფონურ დინებასთან შესამჩნევად ურთიერთქმედებს მხოლოდ მაშინ, როდესაც $k_y(0) \sim k_x$.

ჩანს, რომ დროთა განმავ- ლობაში



სურ. 20

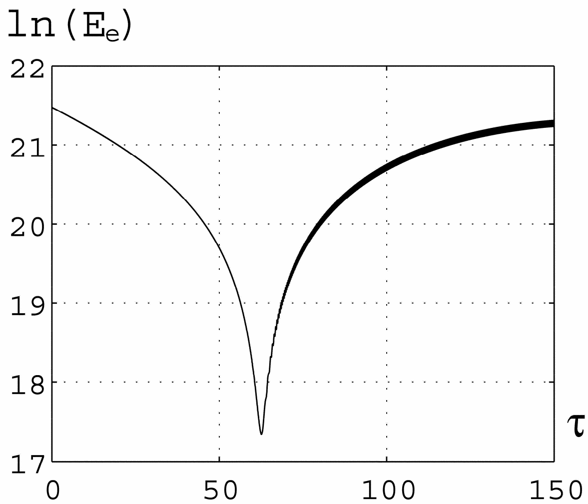


სურ. 21

(როდესაც

$$0 < \tau \le \tau^* = k_y(0)/(Sk_x) \approx 62.5$$)

ინერციული ტალღის სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ამპლიტუდები (აგრეთვე მათი სიხშირეები) მცირდებიან. სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ენერგიის ნაწილი ფონურ დინებას გადაეცემა (სურ. 17-19). დროთა განმავლობაში მერიდიანული ტალღური ვექტორი მცირდება $k_y(\tau^*) \to 0$ და $\tau^* = k_y(0)/(Sk_x) \approx 62,5$ დროის მახლობლად ინერციული ტალღების სიხშირე უახლოვდება როსბის ტიპის ტალღის სიხშირეს, წარმოიქმნება გადაგვარების არე (იხ. მე-3 განყოფილება). ამ შემთხვევაში, საწყისი ინერციული ტალღის ენერგიის ნაწილი (დაახლოებით 20%, როგორც ეს სურ. 20-22-დან ჩანს), როსბის ტიპის ტალღის ენერგიად გარდაიქმნება. ასე რომ, ამ დროს ხდება როსბის ტიპის ტალღის გენერირება (სურ. 21). შემდგომში სივრცითი ფურიე ჰარმონიკები ხვდებიან გაძლიერების არეში, სადაც $k_y(0)/k_x < 0$ (როდესაც $\tau > \tau^*$) და ინერციული და როსბის ტიპის ტალღების ნარევი იწყებს ენერგიის მიღებას ფონური დინებიდან: იზრდებიან სივრცითი ჰარმონიკების P_1, Ω_1, ξ_1 ამპლიტუდები, მათი სიხშირეები (სურ. 17-19) და ენერგიები (სურ. 20-22).



სურ. 22

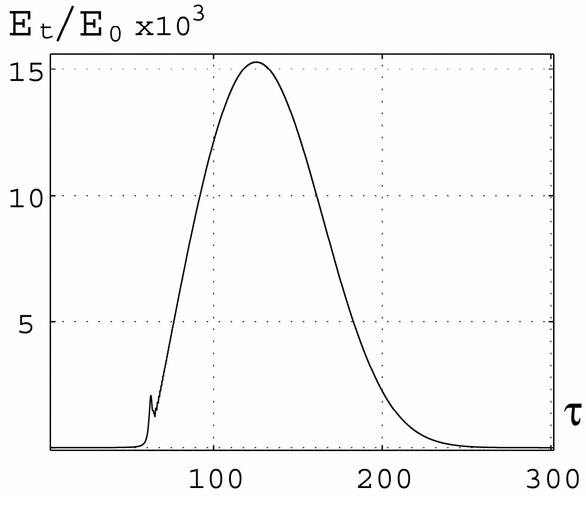
თუ ინერციული ტალღა თავდაპირველად იონოსფეროს E-შრეში არის აღგზნებული, მისი შემდგომი ევოლუცია რამდენადმე განსხვავებულად მიმდინარეობს. ჰოლის გამტარობის გამო ინერციული ტალღა თავიდან ენერგიის ნაწილს გადასცემს ფონურ დინებას, ენერგიის ნაწილი კი იმავდროულად ტრანსფორმირდება როსბის ტიპის ტალღად. ტალღების ტრანსფორმაცია ხდება მაშინ, როდესაც შეშფოთების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკები გადაგვარების არეში ხვდებიან როდესაც $\tau \approx \tau^* = k_y(0)/k_x$. შემდგომში, როდესაც $\tau > \tau^*$, ინერციული და როსბის დამაგნიტებული ტალღების ნარევი წანაცვლების ენერგიით საზრდოობს და ძლიერდება. საბოლოოდ, როდესაც

$\tau >> \tau^*$, ტალღების ნარევი ენერგიას ფონურ დინებას უბრუნებს, დისიპაციური პროცესების არარსებობის დროსაც კი ($\nu = 0$). b_{Hz} პარამეტრის ზრდასთან ერთად (ანუ ჰოლის დენის ამპლიტუდის ზრდასთან ერთად) იზრდება როსბის დამაგნიტებული ტალღის გენერაციის ეფექტურობა.

F-შრეში თავდაპირველი ინერციული ტალღის ევოლუცია, ძირითადად განისაზღვრება პედერსენის გამტარებლობით. ეს განაპირობებს შეშფოთების ინტენსიურ მილევას (იხ. მაგ. სურ. 16) და თვისობრივად ემთხვევა წინამორბედი პუნქტის ბოლოში აღნიშნული როსბის დამაგნიტებული ტალღის ევოლუციას.

4.5 დიდმასშტაბიანი ტალღური შეშფოთებების მილევა წანაცვლებით დინებაში

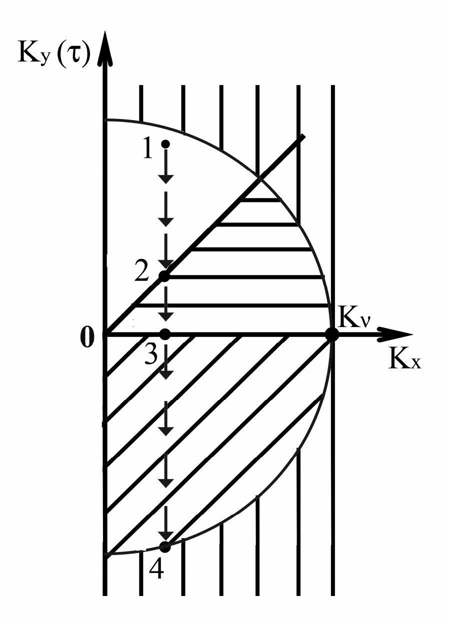
როგორც უკვე აღინიშნა, წანაცვლებით დინებაში ხდება სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დრეიფი ტალღური რიცხვების სივრცეში. ასე რომ, სივრცითი ჰარმონიკების ტალღური ვექტორის რადიალური კომპონენტები დროში იზრდება, $k_y(\tau) = k_y(0) - Sk_x\tau$, ანუ, მცირდება შეშფოთების ტალღის სიგრძე მერიდიანის გასწვრივ (როდესაც $\tau \to \infty,\ \ell_y = 2\pi / |k_y(\tau)| \to 0$). ჩვეულებრივ, უწყვეტ გარემოში მასშტაბების დანაწევრება ხდება არაწრფივი პროცესების ხარჯზე [83]. მაგრამ ჩვენს შემთხვევაში შეშფოთების მასშტაბების მონოტონური ცვლილება ხდება წრფივ რეჟიმში. მოკლეტალღოვანი შეშფოთე- ბებისათვის კი მნიშვნელოვანი ხდება დისიპაციური პროცესების (ჩვენს შემთხვევაში, სიბლანტის) გავლენა (იხ. სურ. 23. $\tau > 120$-თვის). დისიპაციის ხარჯზე შეშფოთების ენერგია გადაეცემა გარემოს სითბოს სახით და საბოლოო ჯამში ხდება ტალღური შეშფოთებების პრაქტიკულად სრული მილევა (იხ. სურ. 23. $\tau \approx 300$-თვის).



სურ. 23

აღნიშნული პროცესი სქემატურად

k_xOk_y სიბრტყეში შეიძლება აღიწეროს (იხ. სურ. 24). ჩვენ აქ მხოლოდ $k_x > 0$ სიბრტყეს განვიხილავთ, რადგან შედეგები ანალოგიურად ადვილად შეიძლება გადავიტანოთ $k_x < 0$ სიბრტყეზეც. არაწრფივი პროცესების გათვალისწინების გარეშე განხილული ტალღური შეშფოთებების (როსბის ტიპის ტალღები, ინერციული ტალღები) დინამიკა განისაზღვრება შემდეგი ძირითადი პროცესებით: პირველი _ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დრეიფი $\mathbf{k}$ სივრცეში, მეორე _ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების მიერ ფონური დინების ენერგიის მიღება, მესამე _ მოდების ურთიერთტრანსფორმაცია, მეოთხე _ სიბლანტით და ინდუქციური დამუხრუჭებით განპირობებული მილევა. ამ პროცესებიდან თითოეულის რეალიზება ხდება ტალღური $\mathbf{k}$ ვექტორის სხვადასხვა მნიშვნელობებისთვის. ამიტომაც, მიმდინარე მოვლენების ანალიზისა და სიცხადისათვის პროცესების მიმდინარეობის არე $\mathbf{k}$ სივრცეში დიფერენციალურად უნდა იქნას განხილული. დავუშვათ, რომ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკებისთვის, რომლის ტალღური რიცხვი აკმაყოფილებს უტოლობას $|\mathbf{k}| > k_\nu$, დისიპაცია მნიშვნელოვანი ხდება (სურ. 24-ზე ეს უბანი $|\mathbf{k}| = k_\nu$ რადიუსის მქონე ნახევარწრის გარეთ ვერტიკალური ხაზებით არის გამოსახული), სადაც k_ν-ს რიცხვითი მნიშვნელობა დისიპაციის კონკრეტულ სახეზე არის დამოკიდებული. მივიჩნიოთ აგრეთვე, რომ წანაცვლებით დინებასა და ტალღურ შეშფოთებას შორის ენერგიის გაცვლა ხდება სურ. 24-ზე ჰორიზონტალური და დახრილი ხაზებით გამოსახულ არეში (გაძლიერება-ტრანსფორმაციის არე). სითბური ფლუქტუაციის გამო იონოსფერულ გარემოში ყოველთვის შესაძლებელია ნებისმიერი $\mathbf{k}$–ს მქონე როსბის ტიპის ან ინერციული ტალღების შეშფოთებების აღგზნება.



სურ. 24

განვიხილოთ, თუ როგორია სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ევოლუცია, რომელიც დროის საწყის მონენტში სურ. 24-ის 1 წერტილში მდებარეობს. ამ ჰარმონიკის ტალღური რიცხვი Y ღერძის გასწვრივ $k_y(\tau)$ დროში იცვლება, რაც იწვევს ისრებით

აღნიშნული მიმართულების გასწვრივ მის დრეიფს. დროის განსაზღვრულ τ მომენტში, როდესაც ჰარმონიკა 2 წერტილს აღწევს, იწყება მისი ენერგიის ანომალური ზრდა (წანაცვლების ენერგიის ხარჯზე) და ეს გაგრძელდება მანამდე, სანამ იგი ტალღის სხვა შტოდ არ გარდაიქმნება (სურ. 24. წერტილი 3). შემდეგში საწყისი და ტრანსფორმირებული ტალღების ნარევი წანაცვლების ენერგიით საზრდოობს და ძლიერდება (დახრილი ხაზებით დაშტრიხული უბანი). შემდეგ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკა დრეიფს აგრძელებს, აღწევს 4 წერტილს, სადაც ვილინდებიან დისიპაციური პროცესები, რომლებიც სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ენერგიას სითბოდ აქცევენ. სხვა ფურიე ჰარმონიკები, რომლებიც **k** სივრცის სხვა წერტილებს შეესაბამებიან, ანალოგიურად ევოლუციონირებენ. 1 წერტილიდან ფურიე ჰარმონიკების წასვლის შემდეგ ეს წერტილი თავისუფალი არ ხდება, რადგან სითბური ეფექტების გამო ახალი ფლუქტუაციები ამ წერტილს ისევ იკავებენ და იგივენაირად ევოლუციონირებენ.

შესაბამისად, წანაცვლებითი დინების ენერგიის გარდაქმნა ტალღური შეშფოთებების ენერგიად და მოდების ურთიერთტრანსფორმაცია მათი შემდგომი დისიპაცია გარემოში პერმანენტულად ხდება და ამან შეიძლება გამოიწვიოს გარემოს ძლიერი გათბობა. ცხადია, რომ გათბობის ინტენსივობა დამოკიდებულია საწყისი შეშფოთების დონეზე და წანაცვლებითი დინების S პარამეტრზე.

4.6 მიღებული შედეგების მოკლე ანალიზი

დისერტაციის მოცემულ თავში შესწავლილია დისიპაციურ იონოსფეროში წანაცვლებითი დინების დროს (გლუვი, არაერთგვაროვანი ზონალური ქარები), გარემოში როსბის დამაგნიტებული ტალღების და ინერციული ტალღების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ევოლუციის წრფივითი სტადია. დინამიკური განტოლებების შესაბამისი სისტემების რიცხვითი ამოხსნისა და თეორიული ანალიზის საფუძველზე გამოვლენილია წანაცვლებითი დინების ენერგიის ტალღური შეშფოთებების ენერგიად გარდაქმნის, ტალღების ექსტრემალური (რამდენიმე რიგით) გაძლიერების, საკუთარი მოდების ურთიერთტრანსფორმაციის და შეშფოთების ენერგიის სითბოდ გარდაქმნის ახალი მექანიზმები.

როსბის დამაგნიტებული ტალღების და ინერციული ტალღების გაძლიერება შესაძლებელია გარემოს, წანაცვლების და ტალღების პარამეტრების გარკვეული მნიშვნელობების დროს, რომლებიც იონოსფეროში წანაცვლებითი დინების გათბობის უჩვეულო გზას ქმნიან. ამ დროს ტალღები ენერგიას წანაცვლებითი დინებიდან იღებენ და შემდგომი წრფივი ურთიერთტრანსფორმაციის და ტალღური რიცხვების სივრცეში (შეშფოთების მასშტაბების დანაწევრება) სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დრეიფის საშუალებით ენერგიას გადაიტანენ მილევის არეში. საბოლოოდ, სიბლანტე და ინდუქციური მილევა ამ ენერგიას გარდაქმნიან სითბოდ. პროცესი პერმანენტულია და მან გარემოს ძლიერი გათბობა შეიძლება გამოიწვიოს. თანაც გათბობის ინტენსივობა განისაზღვრება საწყისი შეშფოთების დონით და წანაცვლებითი დინების პარამეტრებით.

წანაცვლებითი დინების შესანიშნავ თავისებურებას წრფივ რეჟიმში ტალღური შეშფოთებების მასშტაბების შემცირება წარმოადგენს. შესაბამისად, მოკლე მასშტაბებში, ადგილი აქვს ენერგიის გადატანას დისიპაციის არეში. ეს თავისებურება განპირობებულია წრფივ რეჟიმში, ტალღური რიცხვების სივრცეში, შეშფოთებების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების წრფივი დრეიფით.

ტალღური შეშფოთებების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების გაძლიერება ხდება დროის შეზღუდულ მონაკვეთში (ტრანზიენტულად), როდესაც ადგილი აქვს მოდების საკმარისად ძლიერი ურთიერთკავშირს და სრულდებიან გაძლიერების შესაბამისი პირობები.

საკუთარი მოდების (როსბის ტალღების და ინერციული ტალღების) ურთიერთტრანსფორმაცია სივრცით ერთგვაროვან იონოსფეროშიც კი ($\rho_0 = const$) არის შესაძლებელი, ფონური ქარის სიჩქარის არაერთგვაროვნების დროს. უნდა აღინიშნოს, რომ ტრანსფორმაციის ამ მექანიზმის გამოვლენა შესაძლებელია მოხდეს არამოდალური მათემატიკური ანალიზის გამოყენებით და მის ფარგლებში. ეს პროცესები მხედველობის არის მიღმა რჩებოდა, როდესაც გამოიყენებოდა უფრო ტრადიციული მოდალური მიდგომა. შესაბამისად, არამოდალური მიდგომა, რომელიც ითვალისწინებს წრფივი ტალღური დინამიკის ამოცანის საკუთარი ფუნქციების

არაორთოგონალობას, წანაცვლებით დინებებში მიმდინარე ტალღური პროცესების გამოკვლევისათვის უფრო ადეკვატური მათემატიკური ენა გამოდგა.

მოცემულ ნაშრომში ტალღების ტრანსფორმაციის განხილული მექანიზმის ბუნება მნიშვნელოვნად განსხვავდება არაერთგვაროვან პლაზმაში მანამდე ცნობილი ტრანსფორმაციის წრფივი მექანიზმისაგან [160]. გარემოს სიმკვრივის არაერთგვაროვნებაზე ტალღების ტრანსფორმაცია წარმოიქმნება სივრცის სასრულ არეში (სიმკვრივის არაერთგვაროვნების მართობულად) მანამ, სანამ არსებობს ეს არაერთგვაროვნება. ჩვენს შემთხვევაში კი, წრფივი ტალღების ტრანსფორმაცია ხდება წანაცვლებითი დინებით მოცულ მთელს სივრცეში, მაგრამ დროის შეზღუდულ ინტერვალში (ტრანზიენტულად). ცხადია, რომ ამ მოვლენის წარმოქმნისათვის აუცილებელია გარემოში თუნდაც ორი ტალღური მოდის არსებობა. ტალღების ტრანსფორმაციის განხილული მექანიზმის რეალიზაცია შესაძლებელია მე-3 განყოფილებაში მოყვანილი (ა) და (ბ) პირობების შესრულების შემთხვევაში.

მოცემულ ნაშრომში გამოვლენილია იონოსფეროში არაერთგვაროვანი ზონალური ქარების არსებობისას, როსბის ტიპის და ინერციული ტალღების ურთიერთტრანსფორმაციის ეფექტი. ეს ეფექტი დინამიკურ მეტეოროლოგიაში, ატმოსფეროს, ოკეანის, იონოსფეროს და მაგნიტოსფეროს ზოგადი ცირკულაციის მოდელებში (რომლებშიც როსბის ტალღები მონაწილეობენ) არსებული ზოგიერთი წარმოდგენის გადასინჯვას გვაიძულებს. ეს განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ექსპერიმენტულად დამზერილი მონაცემების ინტერპრეტაციის დროს. ამასთან, წანაცვლებით დინებებში აუცილებელია სხვადასხვა დროითი და სივრცითი მასშტაბების ტალღების ურთიერთტრანსფორმაციის შესაძლებლობების გათვალისწინება.

ამგვარად, ატმოსფეროსა და ოკეანეში არსებული როსბის ტიპის დიდმასშტაბოვანი ტალღების დინამიკის აღწერისათვის, ფიზიკური პროცესების მათემატიკური მოდელირების მიზნით, ჩარნი-ობუხოვის ან გრიგალის გადატანის განტოლებების გამოყენება (სადაც პრაქტიკულად მაღალი სიხშირეების მიხედვით გასაშუალება ხდება), რბილად რომ ვთქვათ, უსაფუძვლოა, რადგან ატმოსფეროსა და ოკეანეში მუდმივად არსებობენ წანაცვლებითი დინებები.

ალტერნატიული და უფრო ადეკვატურია მათემატიკული მოდელი, რომელიც იონოსფერულ გარემოში გარდა როსბის ტიპის ტალღებისა, ითვალისწინებს სხვა ტალღური მოდების, თუნდაც როსბის ტალღებისაგან დროითი მასშტაბების მიხედვით მნიშვნელოვნად განსახვავებული მოდების არსებობასაც. ელექტრომაგნიტული პონდერმოტორული ძალის, ანუ სხვადასხვა იონოსფერულ შრეებში არაერთგვაროვანი გეომატნიგური ველის, ჰოლის და პედერსენის დენების არსებობა აუმჯობესებს ტალღურ შეშფოთებებსა და ფონურ წანაცვლებით დინებას შორის ურთიერთქმედების და ენერგიის ურთიერთგაცვლის ეფექტურობას.

ბოლოს აღვნიშნოთ, რომ მოცემული ანალიზი შესრულებულია დინების ერთგვაროვანი წანაცვლების გათვალისწინებით (ფონური დინების სიჩქარის კოორდინატზე წრფივი დამოკიდებულების შემთხვევაში). მაგრამ მიღებული შედეგები, ძირითადად იგივე იქნება, ფონური სიჩქარის წანაცვლების არაერთგვაროვანი (არაწრფივი) პროფილისთვისაც, როდესაც ტალღის დამახასიათებელი განივი ზომა ℓ_y ნაკლებია სიჩქარის არაწრფივი პროფილის დამახასიათებელ $\mathrm{L_y}$ ზომაზე, $\ell_y << \mathrm{L_y}$, ანუ, როდესაც ფონური ქარის პროფილის აპროქსიმაცია ხდება ტეილორის მწკრივის წრფივი წევრით [161].

წარწერები სურათებისათვის

სურ. 2 დეკარტის კოორდინატთა ლოკალური XOY სისტემა და X_1OY_1 სისტემა მოძრავი ღერძებით. ისრებით აღნიშნულია ფონური დინების $V_{0x} = ay$ სიჩქარის მიმართულებები. X_1 ღერძი წანაცვლებით დინებასთან ერთად მოძრაობს.

სურ. 3 დისპერსიული მრუდები D-არეში $\beta = 0.1,\quad S = 0,\quad \delta = 1,\quad \nu = 10^{-7}$ $\mathrm{k_x} = 0.5$ პარამეტრებისთვის.

სურ. 4 დისპერსიული მრუდები D-არეში $S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 10^{-7}$ $\mathrm{k_x} = 0.5$ პარამეტრებისთვის.

სურ. 5 ტალღების ტრანსფორმაციის დამახასიათებელი სურათი.

სურ. 6 $P_1 = \mathbf{Re}P$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დროითი ევოლუცია პარამეტრებისათვის: $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\quad k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1$, D –არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 7 $\Omega_1 = \mathrm{Re}\,\Omega$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დროითი ევოლუცია, პარამეტრებისათვის: $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\quad k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1$, D –არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 8 $\xi_1 = \mathrm{Re}\,\xi$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების დროითი ევოლუცია, პარამეტრებისათვის: $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\quad k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1$, D –არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 9 სრული ენერგიის E_t/E_0 სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროზე დამოკიდებულება, D -არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\quad k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1$, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება $(\mathrm{E}_0 = \mathrm{E}_t(\tau = 0))$.

სურ. 10 ენერგიის გრიგალური წილის სრულ ენერგიასთან შეფარდების დროზე დამოკიდებულება D -არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\ k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1$, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 11 ენერგიის E_c კუმშვადი ნაწილის სრულ E_t ენერგიასთან შეფარდების დროზე დამოკიდებულება D -არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,$ $k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 12 ენერგიის E_e დრეკადი ნაწილის სრულ E_t ენერგიასთან შეფარდების დროზე დამოკიდებულება D -არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,$ $k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის ტალღა აღიძვრება.

სურ. 13 სრული ენერგიის E_t/E_0 სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროითი ევოლუცია, E-არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\quad k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის დამაგნიტებული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 14 ენერგიის E_V გრიგალური ნაწილის სრულ E_t ენერგიასთან შეფარდების დროზე დამოკიდებულება E-არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,$ $k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის დამაგნიტებული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 15 ენერგიის E_e დრეკადი ნაწილის სრულ E_t ენერგიასთან შეფარდების დროზე დამოკიდებულება E-არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,$ $k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის დამაგნიტებული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 16 სრული ენერგიის E_t/E_0 სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროითი ევოლუცია, F-არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,$ $\delta \approx 2,$ $\nu = 0,\ k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ $\beta_{1z} = 5,\ b_{1y} = 0.01, b_{1z} = 0.01,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის ტიპის დამაგნიტებული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 17 $P_1 = \mathbf{Re}\,P$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროითი ევოლუცია, D-არეში, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,$ $\delta \approx 1,$ $\nu = 0,\ k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 18 $\Omega_1 = \mathrm{Re}\,\Omega$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროითი ევოლუცია, $\beta = 0.1,\ S = 0.6,\ \delta = 0.3,\ \nu = 0,$ $k_x = 2.5,\ k_y(0) = 50,\ P_1^0 = 1,$ პარამეტრებისათვის, D-არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 19 $\xi_1 = \mathrm{Re}\,\xi$ სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის დროითი ევოლუცია, $\beta = 0.1,\ S = 0.6,\ \delta = 0.3,\ \nu = 0,$ $k_x = 2.5,\ k_y(0) = 50,\ P_1^0 = 1,$ პარამეტრებისათვის, D-არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 20 სრული ენერგიის E_t სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის ლოგარითმის დროზე დამოკიდებულება, $\beta = 0.1,\ S = 0.6,\ \delta = 0.3,\ \nu = 0,$ $k_x = 2.5,\ k_y(0) = 50,\ P_1^0 = 1,$ პარამეტრებისათვის, D-არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 21 ენერგიის E_V გრიგალური ნაწილის ლოგარითმის დროზე დამოკიდებულება, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,$ $k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$

პარამეტრებისათვის, D -არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 22 ენერგიის E_e დრეკადი ნაწილის ლოგარითმის დროზე დამოკიდებულება, $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\ \delta = 1,\ \nu = 0,\ \ k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,$ პარამეტრებისათვის, D -არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ ინერციული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 23 სრული ენერგიის E_t / E_0 სივრცითი ფურიე ჰარმონიკის მილევა დროში $\beta = 0.1,\ S = 0.8,\quad \delta \approx 1,\ \ \nu = 10^{-6},\ k_x = 2,\ k_y(0) = 100,\ P_1^0 = 1,\ b_H = 5,$ პარამეტრებისათვის, E -არეში, როდესაც დროის საწყის მომენტში მხოლოდ როსბის დამაგნიტებული ტალღა აღიძვრება.

სურ. 24 $k_x 0\, k_y$ სიბრტყეში ტალღური შეშფოთებების ევოლუციის თვისობრივი წარმოდგენა. ჰორიზონტალური და დახრილი ხაზებით დაშტრიხულ არეში შეშფოთებები ძლიერდება და ურთიერთტრანსფორმირდება (სურ. 4,15). გარე, ვერტიკალური ხაზებით დაშტრიხულ არეში შეშფოთების ენერგია გარემოში დისიპაციური პროცესების გამო სითბოდ გადაიქცევა.

თ ა ვ ი V

დიდმასშტაბიანი დაბალსიხშიროვანი ელექტრომაგნიტური ტალღების თვითორგანიზაცია არაწრფივ გრიგალურ სტრუქტურებად იონოსფერულ გარემოში

5.1 დისპერგირებად გარემოში არაწრფივი სოლიტონური და გრიგალური ტიპის სტრუქტურების წარმოშობის ზოგიერთი თეორიული ასპექტი

წინა თავებში საკმაოდ დაწვრილებით იყო განხილული დიდმას-შტაბიანი ტალღური პროცესების კანონზომიერებანი დისიპაციურ იონოსფეროში წრფივ მიახლოებაში (როცა სათანადო განტოლებებში შენარჩუნებულია მხოლოდ წრფივი წევრები) ანუ განვიხილეთ წრფივი სისტემები. რეალურ პირობებში, როგორც წესი, ტალღების დინამიკა უფრო რთულად მიმდინარეობს, ვიდრე ამას წარმოადგენს წრფივი მიახლოება. ამიტომ მნიშვნელოვანია იმის გარკვევა, სახელდობრ, თუ რას უნდა

ველოდოთ არაწრფივი პროცესების გათვალისწინებისას (ე.ი. როცა სათანადო დინამიკურ განტოლებებში მონაწილეობენ არაწრფივი წევრებიც), ანუ როცა განვიხილავთ არაწრფივ სისტემებს. სხვანაირად რომ ვთქვათ, უკვე ჩვენ გვაინტერესებს, თუ როგორი მოვლენები დაიმზირება მოცემულ გარემოში ამა თუ იმ ზემოქმედებაზე განსახილველი გარემოს არაწრფივი გამოძახილისას.

ქვემოთ, როცა ვისაუბრებთ არაწრფივ გარემოზე ანუ გარემოს არაწრფივ გამოძახილზე, მხედველობაში გვექნება შემდეგი მოსაზრებები. ვთქვათ, გარემოში (იონოსფეროში) ვრცელდება რაღაც ტიპის ტალღა. ეს ტალღა ზემოქმედებს გარემოზე და ზოგადად რომ ვთქვათ, ცვლის მის თვისებებს. წრფივი გარემოს შემთხვევაში ეს ცვლილება ითვლება ძალზე მცირედ ისე, რომ მისი უგულვებელყოფა შეიძლება. თუ კი ეს ცვლილება მნიშვნელოვანია, მაშინ მისი უგულვებელყოფა არ შეიძლება, რაც ნიშნავს რომ ამ დროს იცვლება თვით ტალღის გავრცელების პირობები. ასე, რომ წარმოიშობა ტალღის თვითზემოქმედების მექანიზმი, როცა ტალღა ზემოქმედებს რა გარემოზე და საპასუხოდ, გარემო უკუქმედებს ტალღაზე. თუ კი სიმარტივის მიზნით ამ უკანასკნელს უგულვებელვყოფთ (რომელიც წარმოადგენს დამოუკიდებელ, რთულ ამოცანას), და ყურადღებას გავამახვილებთ მხოლოდ ტალღის გავრცელების თვისებებზე, მაშინ ყოველივე ეს გამოიყურება როგორც არაწრფივი ტალღური პროცესი, ანუ სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ - გვაქვს არაწრფივი ტალღა. მათემატიკურად არაწრფივი ტალღები აღიწერებიან, როგორც წესი, არაწრფივი კერძოწარმოებულებიანი დიფერენციალური განტოლებებით ან განტოლებათა სისტემით.

სანამ გადავიდოდეთ წინა თავებში გამოვლენილი წრფივი ტალღების შემდგომი, არაწრფივი დინამიკის შესწავლაზე იონოსფეროში, მანამ მოკლედ მიმოვიხილოთ უფრო მარტივი მოძრაობის შემთხვევები და მათ ბაზაზე შემოვიყვანოთ ძირითადი ცნებები და წარმოდგენები, რომლებიც დამახასიათებელია არაწრფივი სისტემებისათვის.

<u>მსრბოლი ტალღები.</u> განვიხილოთ შემდეგი ძალზე მარტივი მოდელი. ვთქვათ, გვაქვს $n(x,t)$ სიმკვრივის, x ღერძის გასწვრივ ერთნაირი v სიჩქარით მოძრავი, არაურთიერთქმედ ნაწილაკთა ნაკადი. მაშინ ამ გარემოს უკუმშვადი მოძრაობის განტოლებას აქვს სახე:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} = 0, \qquad (166)$$

არაურთიერთქმედ ნაწილაკთა ერთობლიობა, ცხადია, არ წარმოადგენს არაწრფივ სისტემას, მაგრამ განტოლება (166) გარეგნულად გამოიყურება როგორც არაწრფივი და აქვს (როგორც ქვემოთ ვნახეთ) ამონახსნები, რომელთაც გააჩნიათ არაწრფივი ტალღების თვისებები.

თუმცა განტოლება (166) არ არის წრფივი, მაგრამ მისი ამოსხნა შეიძლება ზუსტად, რაც ძალზე იშვიათად ხდება არაწრფივი სისტემების შესწავლისას. რადგანაც ეს განტოლება არის პირველი რიგის, მისი ამონახსნი შეიძლება ნაპოვნი იქნეს მახასიათებელთა მეთოდით. მახასიათებელთა განტოლებას აქვს სახე:

$$\frac{dx}{dt} = v, \ \frac{dv}{dt} = 0.$$

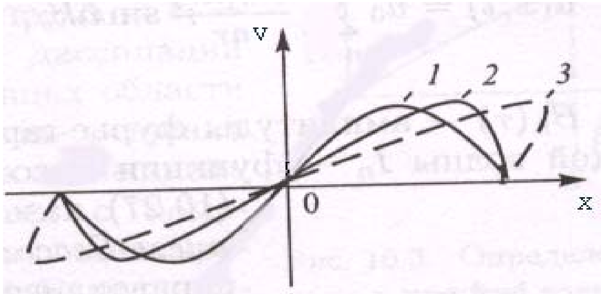
აქედან გამომდინარეობს, რომ (166) განტოლების მახასიათებელს აქვს სახე:

$$x - vt = \text{const}.$$

შესაბამისად, (166) განტოლების ზოგად ამონახსნს ექნება სახე:

$$v(x,t) = F(x - vt). \qquad (167)$$

სადაც ფუნქცია F განისაზღვრება საწყისი პირობით $v(x,0) = F(x)$. ამ ამონახსნს ეწოდება <u>მარტივი ტალღა</u> ანუ <u>რიმანის ტალღა</u>. ეს ამონახსნი აღწერს ტალღას, რომელიც ვრცელდება x ღერძის დადებითი მიმართულებით v სიჩქარით. ამიტომაც ჰქვია ასეთ ტალღას მსრბოლი ტალღა. გავამახვილოთ ყურადღება იმაზე, რომ (167) იძლევა ტალღის პროფილს არაცხადად და დამოკიდებულია საწყისი პროფილის სახეზე $F(x)$. უმარტივეს შემთხვევაში, როცა $v = v_0 = \text{const}$ ტალღა ვრცელდება მუდმივი სიჩქარით x ღერძის გასწვრივ და ფორმის შეუცვლელად. ასეთ შეშფოთებას ეწოდება <u>სტაციონარული ტალღა</u>. უფრო მოსახერხებელია ნაკადის მოძრაობას დავაკვირდეთ ფაზურ სიბრტყეზე (x,v), რომელზედაც ყოველი წერტილი დროის მიხედვით გადაადგილგება თავისი საკუთარი სიჩქარით. ნაკადის საწყისი მდგომარეობა ამ სიბრტყეზე წარმოვადგინოთ სინუსოიდით ($v_0 = a_0 \sin b_0 x$, სადაც a_0, b_0 რაღაც მუდმივებია. სურ. 25-ზე საწყისი მდგომარეობა გამოსახულია (1) მრუდით).



სურ. 25. მარტივი ტალღის (რიმანის ტალღის) პროფილის დამახინჯება (გადაყირავება) არაწრფივ გარემოში. ტალღის პროფილი საწყის $\mathbf{t} = 0$ მომენტისათვის (1); $t = t_0 > 0$ მომენტისათვის (2) და $t > t_0$ (3)

ასე, რომ ყოველი წერტილის სიჩქარე x ღერძიდან მისი დაშორების პროპორციულია. შესაბამისად, მახინჯდება ტალღის პროფილიც: ნაწილაკები, რომელთა სიჩქარე $v > 0$, გარბიან წინ, ხოლო ნაწილაკები, რომელთა სიჩქარეც $v < 0$, ჩამორჩებიან ტალღას. ამის შედეგად ტალღა თანდათანობით ხდება უფრო დამრეცი და ბოლოს წარმოებული $\partial v / \partial x$ ხდება უსასრულო ტალღის წინა ფრონტზე (მრუდი 2 სურ.25-ზე). დროის შემდგომი მომენტისათვის ტალღა გადაყირავდება (опрокидывание) და ფუნქცია $v(x)$ კარგავს ცალსახობას, მას უჩნდება მობრუნების წერტილები (მრუდი (3) სურ.25-ზე), ე.ი. წარმოიქმნებიან შემხვედრი ნაკადები და მოძრაობა ხდება მრავალნაკადიანი. დროის მიხედვით შემხვედრი ნაკადების რიცხვი განუსაზღვრელად იზრდება. ეს კი ნიშნავს, რომ წარმოიშობიან საწყისი ტალღების მაღალი ჰარმონიკები (სიხშირეებით 2ω, 3ω და ა.შ.) ანუ მაღალსიხშიროვანი ტალღები [83].

მაშასადამე, ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედების არარსებობისასაც კი ადგილი აქვს ტალღების გადაყირავებას, ეს უკანასკნელი კი დამახასიათებელია მხოლოდ არაწრფივი ამოცა-ნებისათვის.

დისპერსიის გავლენა. სოლიტონები. რეალურ პირობებში (განსა-კუთრებით იონოსფერულ გარემოში) ტალღების გადაყირავება იშვიათად დაიმზირება. ეს იმის გამო ხდება, რომ არსებობენ ისეთი ფაქტორები, რომლებიც აბრკოლებენ, ხელს უშლიან ტალღების გადაყირავებას მოცემულ გარემოში. ერთ-ერთი ასეთი ფაქტორია გარემოს დისპერსია. ტალღების დისპერსია ეწოდება მათი ფაზური სიჩქარის არაწრფივ დამოკიდებულებას ტალღურ ვექტორზე.

დისპერსიის ეფექტის დემონსტრირების მიზნით, განვიხილოთ კორტევეგა-დე ვრიზის არაწრფივი განტოლება, რომელიც აღწერს არაწრფივ მოვლენათა ფართო კლასს დისპერგირებად გარემოში (პლაზმაში, იონოსფეროში, ოკეანეებში და სხვა) [83]:

$$\frac{\partial v}{\partial t}+(c+v)\frac{\partial v}{\partial x}+\beta\frac{\partial^3 v}{\partial x^3}=0\,, \qquad (168)$$

სადაც c პირობითად არის წრფივი ტალღის ფაზური სიჩქარე, $\beta=\mathrm{const}$. წრფივ მიახლოებაში (როცა მესამე წევრი არ გვაქვს, ე.ი. $v\partial v/\partial x\to 0$) განტოლება (168) გვაძლევს დისპერსიულ თანაფარდობას

$$\omega=kc-\beta k^3\,, \qquad (169)$$

სადაც ω ტალღის სიხშირეა, k-ტალღური ვექტორი.

ვეძებოთ (168) განტოლების ამოხსნა სტაციონარული მსრბოლი ტალღის სახით, რომელიც გადაადგილდება x ღერძის გასწვრივ მუდმივი u სიჩქარით ფორმის შეცვლელად:

$$v=v(x-ut)\equiv v(\xi)\,. \qquad (170)$$

ჩავსვათ (170) განტოლება (168)-ში და მოვახდინოთ მისი ინტეგრება, შემდეგ მიღებული განტოლება გავამრავლოთ $v'=\partial v/\partial\xi$-ზე და კიდევ ერთხელ გავაინტეგროთ, შედეგად მივიღებთ განტოლებას:

$$\frac{1}{2}\beta v'^2+\frac{1}{6}v^3-\frac{1}{2}\alpha v^2-C_1 v=\mathrm{const}\equiv C_2\,. \qquad (171)$$

აქ $\alpha=u-c$, C_1 და C_2 ინტეგრების მუდმივებია. სიმარტივისთვის განვიხილოთ შემთხვევა $\beta>0$ და წარმოვადგინოთ (171) შემდეგი სახით:

$$3\beta v'^2=(b_1-v)(b_2-v)(b_3-v)\,, \qquad (172)$$

სადაც $b_1>b_2\ge b_3$ მუდმივებია და გამოისახებიან α, C_1 და C_2-ით და მათ ცხად სახეს აქ არ ამოვწერთ.

განტოლება (172)-ს აქვს ფინიტური ამონახსნი, რომელიც არსებობს, როცა $b_1\ge v\ge b_2$. როცა $b_2>b_3$ ამონახსნი წარმოადგენს არაწრფივ პერიოდულ ტალღას (იხ. სურ.27):

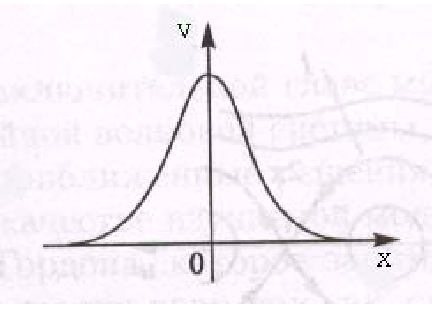
$$v(\xi) = (b_1 - b_2)\mathrm{dn}^2\left(\sqrt{\frac{b_1 - b_2}{12\beta}}; \chi\right) + b_3, \qquad (173)$$

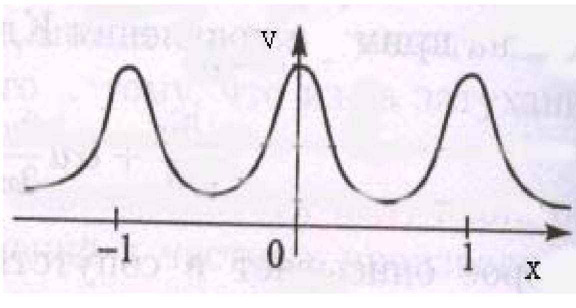
სადაც dn არის იაკობის ელიფსური ფუნქცია, რომლის მოდული χ ტოლია $\chi = \sqrt{(b_1 - b_2)/(b_1 - b_3)} < 1$, როცა $\chi = 1$ ე.ი. $b_2 = b_3$, ამონახსნი (173) გადადის ერთეულ, განმხოლოებულ ტალღაში (სოლიტონი):

$$v(\xi) = \frac{b_1 - b_2}{\mathrm{ch}^2\left(\sqrt{\frac{b_1 - b_2}{12\beta}}\xi\right)} + b_3,$$

სიმარტივისათვის, სტრუქტურის დაურღვევლად დავუშვათ, რომ $b_3 = 0$. ეს ნიშნავს, რომ სოლიტონს შეესაბამება $C_1 = C_2 = 0$ (171)-ში. მაშინ $b_1 = 3\alpha$ და მივიღებთ (იხ. სურ.26):

$$v(x - ut) = \frac{3\alpha}{\mathrm{ch}^2\left[\sqrt{\alpha/(4\beta)}(x - ut)\right]}. \qquad (174)$$





სურ.26 სოლიტონი (82) სურ.27 სტაციონარული პერიოდული ტალღა

მაშასადამე, თუ კი სისტემაში მნიშვნელოვანია არაწრფივი ეფექტები, მაშინ სუპერპოზიციის პრინციპი არაა სამართლიანი (ე.ი. კერძო ამონახსნთა წრფივი კომბინაცია უკვე არაა ამ განტოლების ამონახსნი). არაწრფივობა ამახინჯებს ტალღის პროფილს და ტალღის ფორმა ძალზე განსხვავდება სინუსოიდისაგან (წრფივი

განტოლების ამონახსნისაგან). თუ არაწრფივ სისტემაში არ არის დისპერსია, მაშინ ყველა მცირეამპლიტუდიანი ტალღა ვექტორებით k ვრცელდება ერთიდაიგივე ფაზური სიჩქარით და შეუძლიათ ხანგრძლივი დროის განმავლობაში იურთიერთქმედონ ერთმანეთთან და გადასცენ ერთმანეთს ენერგია. ასე, რომ სულ მცირე არაწრფივობასაც კი ადრე თუ გვიან მივყავართ ტალღის ფრონტის დამახინჯებების დაგროვებამდე. ასეთი არაწრფივი დამახინჯებები, როგორც წესი, იწვევენ ტალღის ფრონტის დახრილობის ზრდას და საბოლოოდ მის ან გადაყირავებას ან დარტყმითი ტალღის წარმოშობას. დისპერსიის არსებობისას სხვადასხვა k-ს შესაბამისი ტალღების ფაზური სიჩქარეები განსხვავებულნი არიან, ტალღები თითქმის არ ურთიერთქმედებენ ერთმანეთთან და ტალღური პაკეტი იძენს დაშლის (განრთხმის) ტენდენციას და ამიტომ ტალღების არცთუ ისე დიდი ამპლიტუდების შემთხვევაში დისპერსიას შეუძლია კონკურირება გაუწიოს არაწრფივობას. მაღალი ჰარმონიკები, რომლებიც წარმოიშობიან საწყისი ტალღის არაწრფივი დამახინჯებების შედეგად, დისპერსიის გამო ან გაუსწრებენ ძირითად ტალღას ან ჩამორჩებიან იმის მიხედვით, ამ ძირითადი ტალღის ჯგუფური სიჩქარე ($V_{gr} = \partial\omega/\partial k$) იზრდება თუ მცირდება k-ს გაზრდით. ამის გამო ძირითადი ტალღა ჯერ კიდევ გადაყირავებამდე შეიძლება დაიშალოს ცალკეულ არაწრფივ ტალღურ პაკეტებად და დარტყმითი ტალღა არ წარმოიშვას. თუ კი ტალღის ფრონტის დახრილობის არაწრფივი ზრდა ზუსტად გაკომპენსირდება დისპერსიული განრთხმით (დაშლით), მაშინ გარემოში შეიძლება გაჩნდეს სტაციონარული ტალღები, ე.ი. ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან ფორმის შეუცვლელად, რომლებშიც მათი აღმწერი ფიზიკური სიდიდეები დამოკიდებული იქნებიან ავტომოდელურ კოორდინატებზე $x - ut$, სადაც x არის მოძრაობის გასწვრივ მიმართული კოორდინატთა ღერძი, ხოლო u-ტალღის გადაადგილების სიჩქარე.

<u>გრიგალური სტრუქტურები</u>. ზემოთაღნიშნულ ერთგანზომილებიან განმხოლოებულ ტალღებს, სოლიტონებს გავრცელებისას გადააქვთ ენერგია, ხოლო გარემოს ნაწილაკები არ გადააქვთ. ამ სტრუქტურების აღმწერ დინამიკურ განტოლებაში არაწრფივ წევრს აქვს სახე $\partial a^2/\partial y$ (სადაც a არის ტალღის აღმწერი ფიზიკური სიდიდე). ასეთ არაწრფივობას უწოდებენ სკალარულ არაწრფივობას.

ჯერ კიდევ გასულ საუკუნეში კარგად იყო ცნობილი ეილერის ჰიდროდინამიკური განტოლების ორი და სამგანზომილებიანი არაწრფივი განმხოლოებული გრიგალური ამონახსნები [84]. ისინი წარმოადგენენ კინეტიკური ენერგიის კონას, რომლებიც არ იშლებიან გრიგალისა და სხვა ფიზიკური სიდიდეების შენახვის გამო. ბოლო რამდენიმე ათეული წელია ფართოდ განიხილება დიდმასშტაბიანი ატმოსფერული გრიგალები მოდელური განტოლების ბაზაზე, რომელიც თითქმის ერთდროულად შემოთავაზებულ იქნა დ. ჩარნისა [85] და ა. ობუხოვის [86] მიერ როსბის ტალღების აღსაწერად. ამ განტოლების სოლიტონური ტიპის ლოკალიზებული გრიგალური ამონახსნი ნაპოვნი იქნა მხოლოდ 1976 წელს ლარიჩევისა და რეზნიკის მიერ [88]. ანალოგიური განტოლება პლაზმაში დრეიფული ტალღების არაწრფივი დინამიკის აღსაწერად მიღებულ იქნა ა. ჰაზეგავასა და კ. მიმას მიერ [87]. ამ განტოლებების განსაკუთრებული თვისება მდგომარეობს იმაში, რომ მათ ერთგანზომილებიან შემთხვევაში ანალოგი არ გააჩნიათ, რამდენადაც ისინი შეიცავენ არაწრფივ წევრს ორგანზომილებიანი ვექტორული ნამრავლის სახით ($\nabla a \times \nabla b$) (სადაც a და b აღწერენ ტალღურ ველებს) ანუ იაკობიანის სახით $\partial a / \partial x \cdot \partial b / \partial y - \partial a / \partial y \cdot \partial b / \partial x$. ასეთ არაწრფივობას ეწოდება ვექტორული არაწრფივობა.

ლაბორატორიული პლაზმისათვის გრიგალების თეორიული გამოკვლევა დაიწყო ნაშრომიდან [89], სადაც გამოყვანილ იქნა გამარტივებული განტოლება მაგნიტოჰიდროდინამიკური გრიგალე-ბისათვის, რომლებიც არიან სუსტად ლოკალიზებული (ხარისხობრივი ლოკალიზაცია). პლაზმაში გრიგალების თეორიის შემდგომი განვითარება გაგრძელდა ვ. ფეტვიაშვილის [97], ვ. ჰორტონის [104], ა. მიხაილოვსკის [93], გ. აბურჯანიასა [91,94] და სხვათა ნაშრომებში. აგებულ იქნა მრავლფეროვანი ძლიერად ლოკალიზებული გრიგალური ორი და სამგანზომილებიანი ამონახსნები.

ლოკალიზებული გრიგალური არაწრფივი სტრუქტურები მნიშვნე-ლოვნად განსხვავდებიან წინა პუნქტში აღნიშნული განმხოლოებული სოლიტონებისაგან უპირველეს ყოვლისა იმით, რომ გრიგალებს გადააქვთ მათში ჩაჭერილი მბრუნავი ნაწილაკები (ჩაჭერილი ნაწილაკები), რომელთა რიცხვი რიგით უტოლდება გაბნეულ

ნაწილაკებს. ამიტომ ასეთ გრიგალებს შეუძლიათ გააძლიერონ გარემოს სითბოგამტარებლობა, დიფუზია და ენერგიის გადატანა.

5.2 იონოსფეროში სტაციონარული ტალღური შეშფოთებების აღმწერი არაწრფივი მოდელური განტოლებები

პლანეტების ატმოსფერო, ოკეანეები, პლაზმური გარემოები – წარმოადგენენ რთულ დინამიკურ სისტემებს, რომლებშიც დაიმზირება მრავალნაირი მოძრაობებისა და გარემოს პარამეტრების ვარიაციის ფართო სივრცით – დროითი სპექტრი. ეს ვარიაციები თავის გამოხატულებას პოულობენ მრავალრიცხოვან და მრავალფეროვან ტალღურ და რხევით მოვლენებში. რხევების ამ სპექტრიდან ზოგიერთ უბნებს ძალზე ეფექტურად შეუძლიათ არაწრფივი ურთიერთქმედება ერთმანეთთან და გარემოსთან. ამიტომ ყველა ამ და სხვა ურთიერთქმედებების გათვალისწინება ერთ ფიზიკო – მათემატიკურ მოდელში ყოვლად შეუძლებელია. ამის აუცილებლობა არც არის. უმჯობესია საწყისი რთული განტოლებებიდან გამოყვანილ იქნას გამარტივებული (მოდელური) განტოლება, რომელშიც აშკარად იქნება გამოყოფილი მოცემული ამოცანისათვის მთავარი ეფექტები, ხოლო მეორეხარისხოვანი შესწორებები – უგულვებელყოფილი. ეს გამარტივება უნდა მოხდეს ფიზიკის ფუნდამენტურ კანონებზე დაყრდნობით და ექსპერიმენტების მონაცემების გათვალისწინებით. თანაც აუცილებელია შენარჩუნებულ იქნას ის სიმეტრია და მოძრაობების ინტეგრალები, რომელიც ახასიათებდა საწყის განტოლებათა სისტემას.

აღნიშნული სქემის გამოყენებით გარდავქმნათ ჩვენი ამოცანისთვის გამოსასვლელი (22)-(24) არაწრფივი განტოლებათა სისტემა.

წინა თავებში ნაჩვენები იქნა, რომ იონოსფეროს E და F არეებში წრფივ მიახლოებაში შეუძლიათ წარმოიშვან და გავრცელდნენ დიდმასშტაბიანი ნელი მჰდ ტალღები, პლანეტარული ჩქარი და ნელი ტალღები. ახლა გადავიდეთ ისეთი მნიშვნელოვანი საკითხის შესწავლაზე, თუ როგორ გავლენას ახდენს აღნიშნული წრფივი ტალღების შემდგომ დინამიკაზე იონოსფეროში არაწრფივი ეფექტების გათვალისწინება. მითუმეტეს, რომ მრავალი ექსპერიმენტული დაკვირვების მასალები ცალსახად უჩვენებენ [95-99], რომ დედამიწის ატმოსფეროს სხვადასხვა შრეებში

პერმანენტულად არსებობენ სხვადასხვა სახის არაწრფივი განმხოლოებული (სოლიტონური) გრიგალური სტრუქტურები. ექსპერიმენტებში ჩანს, რომ ამ სტრუქტურებს გადააქვთ მასში ჩაჭერილი მბრუნავი ნაწილაკები (გარემოს ნივთიერება). ასეთ სტრუქტურებში ნაწილაკების ბრუნვის სიჩქარის სიდიდე U_c და თვით გრიგალების გადაადგილების სიჩქარის სიდიდე U აკმაყოფილებენ შემდგომ თანაფარდობას: $U_c / U > 1$ [72,96].

პირველ რიგში შევაფასოთ ჩვენი საწყისი არაწრფივ განტოლებათა სისტემის (22)-(24) ბაზაზე თუ როგორ თანაფარდობაში არიან მათში ძირითადი წრფივი $\partial\Delta\Psi / \partial t$ და არაწრფივი $J(\Psi, \Delta\Psi)$ წევრები. ამ მიზნით შემოვიყვანოთ ტალღური სტრუქტურების დროითი T და სივრცითი L მახასიათებლები (ე.ი. მახასიათებელი დრო T და მახასიათებელი ხაზოვანი ზომა L) თანაც გავიხსენოთ პირველ თავში განმარტებული კავშირი ნაწილაკთა სიჩქარესა V და დენის ფუნქციას შორის $\psi(x, y, t)$, $V \sim \partial\Psi / \partial y$. შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი თანაფარდობა: $V \sim U_c \sim \Psi / L$, $U \sim L / T$. მაშინ (22) განტოლების თანახმად წრფივ და არაწრფივ წევრებს შორის თანაფარდობა განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით: $J(\Psi, \Delta\Psi) / \partial\Delta\Psi / \partial t \sim \Psi T / L^2 \sim U_c / U$. მაშასადამე, არა-წრფივი ეფექტები ძალზე მნიშვნელოვანია ისეთი ტალღური შეშფოთებებისათვის, რომლებიც აკმაყოფილებენ პირობას $U_c / U > 1$. ეს უტოლობა, როგორც აქვე ზემოთ აღინიშნა, კარგად სრულდება ექსპერიმენტული დაკვირვებებით დადგენილი არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურებისათვის. მეორეს მხრივ, უტოლობა $U_c > U$ შეესაბამება ე. წ. ანტიტვისტინგურ პირობას. ტვისტინგის მოვლენა ნიშნავს, რომ განსახილველი ტალღური სტრუქტურები სწრაფად იშლებიან (ირღვევიან) იმის გამო, რომ მათი გავრცელების სიჩქარე ზოგადად დამოკიდებულია მერიდიონალურ კოორდინატზე (y- კოორდინატზე) [100]. თუ პირობა $U_c > U$ სრულდება, მაშინ ასეთი სტრუქტურების გავრცელების სიჩქარე იმდენად სუსტადაა დამოკიდებული y-კოორდინატზე, რომ მისი უგულვებელყოფა შეიძლება და ტალღური სტრუქტურები ამ მოვლენის გამო აღარ დაინგრევიან. ამ თავის დასაწყისში უკვე აღინიშნა, რომ თუკი არაწრფივ დინამიკურ განტოლებებში არაწრფივი წევრები სიდიდით უტოლდება დისპერსიულ წევრებს (იონოსფერო დისპერგირებადი გარემოა) ((22) განტოლების

მაგალითზე ესენია $J(\Psi,\Delta\Psi)$ და $\beta\partial\Psi/\partial x$), მაშინ ასეთ გარემოში შესაძლებელია სტაციონარული მსრბოლი ტალღური სტრუქტურების წარმოშობა, რომლებიც გადაადგილდებიან x - ღერძის გასწვრივ ფორმის შეუცვლელად, ე. ი. წარმოიქმნებიან არაწრფივი სოლიტონური ტიპის სტაციონარული გრიგალური სტრუქტურები. შევადაროთ ეს წევრები ერთმანეთს: $J(\Psi,\Delta\Psi)\sim\Psi^2/L^4$, $\beta\partial\Psi/\partial x\sim\beta\Psi/L$; ასე, რომ $J(\Psi,\Delta\Psi)/(\beta\partial\Psi/\partial x)\tilde{}\,\Psi/\left(\beta L^3\right)\sim U_c/\left(\beta L^2\right)\equiv R_d$. როცა $R_d\sim 1$ წარმოიქმნება სტაციონარული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები; როცა $R_d>>1$ პროცესი ხდება ძლიერად არაწრფივი და შესაძლებელია ტალღის ფრონტის გამრუდება და შესაბამისად, ტალღების გადაყირავება; ხოლო როცა $R_d<<1$, ტალღები ხდებიან სუსტად არაწრფივი და დისპერსიული ეფექტები (დისპერსიული დაშლის ეფექტები) ცდილობენ ტალღების გაქრობას.

მაშასადამე, როცა $R_d\sim 1$, ანუ როცა შეშფოთებების ამპლიტუდა $\Psi\sim\beta L^3\sim\beta/K^3\sim\beta\lambda^3$ მოცემულ გარემოში (იონოსფეროში), რომელშიც ტალღური შეშფოთებების არაწრფივი დინამიკა აღიწერება (22)-(24) განტოლებებით, შესაძლებელია სტაციონარული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების წარმოშობა, რომლებსაც შეუძლიათ გავრცელდნენ პარალელების გასწვრივ (x - ღერძის გასწვრივ) მუდმი-ვი სიჩქარით ფორმის შეუცვლელად.

ვეძებოთ (22)-(24) სისტემის სტაციონარული არაწრფივი ამონახსნები, ე.ი. როცა საძიებელი სიდიდეები $\Psi(\eta,y)$, $A(\eta,y)$ და $b_z(\eta,y)$ არიან ავტომოდელური $\eta=x-ut$ ცვლადის ფუნქციები, სადაც u არის ტალღური სტრუქტურების x - ღერძის გასწვრივ გადაად-გილების მუდმივი სიჩქარე, $u=\mathrm{const}$, თანაც ეს სტრუქტურები გადაადგილდებიან ფორმის შეუცვლელად. ამონახსნების პოვნის გამარტივების მიზნით, შემოვისაზღვროთ ამონახსნთა იმ კლასით, რომლებიც აკმაყოფილებენ შემდეგ პირობებს:

$$\Psi=-\frac{\alpha}{\mu_0}b_z,\qquad \nabla_\perp^2 A=\Delta_\perp A=\frac{\partial b_y}{\partial x}-\frac{\partial b_x}{\partial y}=f(y),\qquad (175)$$

სადაც f არის თავისი არგუმენტის ნებისმიერი რეგულარული ფუნქციაა და შემდეგში გარკვეულობისათვის მას ჩავთვლით უსას-რულობაში (როცა $y \to \infty$) სწრაფად კლებად ფუნქციად (მაგალითად, ექსპონენციალურად კლებად ფუნქციად).

სტაციონარული ამონახსნებისათვის, როცა ფიზიკური სიდიდეები დამოკიდებულნი არიან $\eta = x - ut$, $y = y$, $u = \mathrm{const}$ ცვლადებზე. დროითი წარმოებული $\partial/\partial t \Rightarrow -u\partial/\partial\eta$, ხოლო $\partial/\partial x = \partial/\partial\eta$. ამიტომ (174) თანაფარდობის გათვალისწინებით (23) განტოლება მიიღებს სახეს:

$$\left(u + C_{B1}\right)\frac{\partial}{\partial\eta}\nabla_{\perp}^{2}A = 0. \qquad (176)$$

ეს ნიშნავს, რომ არაწრფივი სტრუქტურა გადაადგილდება სიჩქარით

$$u = -C_{B1}, \qquad (177)$$

სადაც, როგორც უკვე იქნა განმარტებული პირველ თავში, $C_{B1} = \alpha\left(\partial B_{0z}/\partial y\right)/\mu_0 = -2\alpha B_e \sin\theta_0/\left(\mu_0 R\right)$. ასე, რომ $u > 0$ და საძიებელი არაწრფივი სტრუქტურები გადაადგილდებიან პარალელების გასწვრივ დასავლეთიდან აღმოსავლეთისაკენ.

განხილვა დავიწყოთ არადისიპაციური იონოსფეროს შემთხვევიდან, როცა $\Lambda = 0$. დისიპაციის გავლენას არაწრფივი სტრუქტურების დინამიკაზე შევისწავლით პარაგრაფ 4.5-ში.

ჩავსვათ (175) და (177) განტოლება (24)-ში, მაშინ ვღებულობთ, რომ

$$\frac{1}{\mu_0\rho}J\left(A,\nabla_{\perp}^{2}A\right) = -\frac{C_{B1}}{\alpha\rho}\frac{\partial b_z}{\partial\eta} + \frac{1}{\mu_0\rho}\left(B_0\frac{\partial}{\partial y} + \beta_{B2}\right)\nabla_{\perp}^{2}A. \qquad (178)$$

თუ ამ სიდიდეს ჩავსვამთ (22) მარჯვენა მხარის ბოლო წევრში, გავითვალისწინებთ (175) და (177) თანაფარდობებს და შევასრულებთ რა მარტივ, მაგრამ შრომატევად გარდაქმნებს, საბოლოოდ (22)-(24) სისტემის ნაცვლად მივიღებთ ერთ არაწრფივ განტოლებას

$$J\left(\nabla_{\perp}^{2}b_z - \frac{\mu_0\beta}{\alpha}y, C_{B1}y + \frac{\alpha}{\mu_0}b_z\right) = 0. \qquad (179)$$

აქ მოყვანილი ფუნქცია J უკვე განმარტებულ იქნა პირველ თავში: $J(a,b) = \partial a/\partial x \cdot \partial b/\partial y - \partial a/\partial y \cdot \partial b/\partial x$ და მას იაკობის ოპერატორი ანუ იაკობიანი ეწოდება.

არაწრფივი კერძოწარმოებულებიანი განტოლება (179) აღწერს მეორე და მესამე თავში შესწავლილი დიდმასშტაბიანი ულტრადაბალი სიხშირის წრფივი ტალღების (ნელი მჰდ ტალღები, ჩქარი და ნელი პლანეტარული ტალღები) არაწრფივ დინამიკას არადისიპაციურ იონოსფეროში. შევეცადოთ ვიპოვოთ (179) განტოლების ანალიზური ლოკალიზებული კერძო ამონახსნები და ჩავატაროთ მათი ანალიზი და იდენტიფიკაცია იონოსფერული დაკვირვებების მონაცემებთან.

5.3 დიპოლური არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები იონოსფეროში

ძლიერად ლოკალიზებული სოლიტონური სტრუქტურები ძალზე დიდ როლს თამაშობენ ტალღური მოვლენების ანალიზისას ჰიდროდინამიკაში, ოპტიკაში, აკუსტიკაში, რადიოფიზიკაში, პლანეტათა ატმოსფეროებში, ასტროფიზიკაში და ა.შ. როგორც უკვე არაერთხელ აღინიშნა, წრფივ სისტემებში სოლიტონების გაჩენა შეუძლებელია; მათი ფორმირება განპირობებულია გარემოს არაწრფივობით და დისპერსიით. ფიზიკური მოსაზრებებით სოლიტონების არსებობა (არსებობა ლოკალიზებული შეშფოთებებისა, რომლებიც ვრცელდებიან მუდმივი სიჩქარით ფორმის შეუცვლელად და ურთიერთდაჯახების შემდეგ ფორმის შეუცვლელად სცილედბიან ერთმანეთს ნაწილაკების დრეკადი დაჯახების მსგავსად) აიხსნება იმით, რომ ტალღის პროფილის დახრილობის (ციცაბოს) არაწრფივი ზრდა შეიძლება გაკომპენსირებულ იქნას მისი განრთხმით (დაშლით) დისპერსიის გამო. ამ ორი მოვლენის კონკურენციის შედეგად წარმოიქმნება სოლიტონური სტრუქტურები.

სოლიტონების მიმართ ინტერესი, განსაკუთრებით ორი და სამგანზომილებიანი განმხოლოებული გრიგალური სტრუქტურების მიმართ, ბოლო ათწლეულებში აიხსნება ატმოსფეროში და ოკეანეებში სხვადასხვა სახის ლოკალიზებული შეშფოთებების აღმოჩენითა და შესწავლით. კერძოდ: სინოპტიკური გრიგალები ოკეანეში, გოლფსტრიმის გრიგალები [100,101], იუპიტერის ატმოსფეროში დიდი წითელი ლაქა

[96,97], ამინდის შემქმნელი ციკლონები, ანტიციკლონები, ტაიფუნები, ქარბორბალები დედამიწის ატმოსფეროში [95] და ა.შ.

გაუგებრობის თავიდან აცილების მიზნით სოლიტონურ ამონახსნებში ჩვენ ვიგულისხმებთ თუნდაც ერთი კოორდინატის მიმართ ლოკალიზებულ შეშფოთებებს (იხ. პარაგრაფი 4.4), რომლებიც მოძრაობენ მუდმივი სიჩქარით და ფორმის შეუცვლელად.

განსაკუთრებულ ინტერესს იმსახურებს ორგანზომილებიანი არაწრფივი განმხოლოებული გრიგალური სტრუქტურები (ორი ჰორიზონტალური x და y კოორდინატების მიმართ ლოკალიზებულნი), რომლებიც პირველად ნაპოვნი იქნა 1976 წელს ვ. ლარიჩევისა და
გ. რეზნიკის მიერ [88] როსბის ტალღებისათვის ოკეანეში. ასეთ სტრუქტურებს ეწოდებათ დიპოლური სტრუქტურები (ციკლონ - ანტიციკლონური) და ეს სტრუქტურები ექსპონენციალურად მიილევიან ცენტრიდან ყველა მიმართულებით (სიბრტყეზე); ამიტომ ასეთი ტალღების ენერგია თავმოყრილია სივრცის რომელიღაც პატარა ლოკალიზებულ არეში.

მოცემული პარაგრაფი ეძღვნება ასეთი დიპოლური გრიგალური სტრუქტურების აგებას (179) განტოლებისათვის. ავღნიშნავთ, რომ (179) ტიპის ყოველი განტოლება, ე. ი. $J(a(\eta,y),b(\eta,y))=0$, გეომეტრიულად ნიშნავს ∇a და ∇b ვექტორების ვექტორული ნამრავლის z კომპონენტს: $J(a,b)=(\nabla a\times\nabla b)_z=0$; ეს კი ნიშნავს, რომ ვექტორები ∇a და ∇b ურთიერთპარალელურები არიან, ე. ი. a და b ველების იზოხაზები ერთმანეთს ემთხვევიან, ანუ ერთი (მაგ a) არის მეორის (b) რაგაც ფუნქცია. ასე, რომ (179) განტოლებიდან უშუალოდ გამომდინარეობს, რომ

$$\nabla_\perp^2 b_z-\frac{\mu_0\beta}{\alpha}y=F\left(\frac{\alpha}{\mu_0}b_z+C_{B1}y\right), \qquad (180)$$

სადაც F - არის თავისი არგუმენტის ნებისმიერი ფუნქცია. ტოლობა (180) სამართლიანია მთელს სივრცეში, მხოლოდ გამონაკლისი შეიძლება იყოს განსაკუთრებული წირი, რომელზეც განტოლება (180) შეიძლება არ შესრულდეს და რომელიც მოიცემა განტოლებით

$$b_z + \frac{\mu_0 C_{B1}}{\alpha} y = b_z - \frac{\mu_0}{\alpha} uy = \text{const}\,, \qquad (181)$$

ე. ი. ეს განსაკუთრებული წირი მოიცემა დენის ფუნქციის $b_z - \mu_0 uy/\alpha$ იზოხაზებით არაწრფივ სტრუქტურასთან ერთად მოძრავ კოორდინატთა სისტემაში.

მაშასადამე, ამ ოპერაციით ჩვენ არაწრფივი განტოლება (179) დავიყვანეთ უფრო მარტივ (180) განტოლებაზე.

როგორც უკვე აღინიშნა, ფიზიკური მოსაზრებებით უფრო საინტერესონი არიან სივრცით ლოკალიზებული ამონახსნები, ისეთები, როცა $b_z, \Psi \Rightarrow 0$, თუ კი $r = \left(\eta^2 + y^2\right)^{1/2} \to \infty$. ამ დროს განიხილავენ შემთხვევებს, როცა (180) განტოლებაში ფუნქცია F არის უწყვეტი თავისი არგუმენტის მიმართ (იხ. პარაგრაფი 5.4) და ალტერნატიულ შემთხვევას, როცა F ფუნქცია განიცდის წყვეტას რომელიმე წირზე (მაგ. (181) წირზე) ან ზედაპირზე.

ამ პარაგრაფში განვიხილავთ წყვეტილი წრფივი F ფუნქციის შემთხვევას. ასე, რომ ვეძებთ (179) განტოლების სტაციონარულ ორგანზომილებიან ლოკალიზებულ ამონახსნს $b_z = b_z(\eta, y)$, $\eta = x - ut$, რომელიც ვრცელდება x ღერძის გასწვრივ (ე. ი. პარალელების გასწვრივ) მუდმივი $u = \text{const}$ სიჩქარით, ფორმის შეუცვლელად. ამ მიზნით x, y სიბრტყეზე გამოვყოთ I არე - a რადიუსიანი წრე ცენტრით $x = y = 0$ წერტილში და არე II – ამ წრის გარეთ. ავაგოთ b_z ფუნქცია, რომელიც ამ ორ არეებში აკმაყოფილებს შემდეგ განტოლებებს

$$\nabla_\perp^2 b_z - \frac{\mu_0 \beta}{\alpha} y = -\gamma^2 \frac{\mu_0}{\alpha}\left(\frac{\alpha}{\mu_0} b_z + C_{B1} y\right), \quad \text{როცა} \ \ r \le a\,, \qquad (182)$$

$$\nabla_\perp^2 b_z - \frac{\mu_0 \beta}{\alpha} y = \chi^2 \frac{\mu_0}{\alpha}\left(\frac{\alpha}{\mu_0} b_z + C_{B1} y\right), \quad \text{როცა} \ \ r > a\,. \qquad (183)$$

აქ მუდმივები γ, χ და a ჯერ-ჯერობით ნებისმიერია, $r = (\eta^2 + y^2)^{1/2}$, ცხადია, ასეთი b_z ფუნქცია აკმაყოფილებს (179) განტოლებას მთელ x, y სიბრტყეზე, გამონაკლისი შეიძლება იყოს წრეწირი $r = a$, რომელზეც ამონახსნებს უნდა დაედოთ შეკერვის პირობები.

მოვითხოვოთ, რომ ფუნქცია b_z ექსპონენციალურად მიისწრაფ-ვოდეს ნულისაკენ, როცა $r \to 0$ (შეშფოთების ლოკალიზებულობის პირობა). მაშინ (183)

განტოლებიდან გამომდინარეობს (ამ განტოლებაში y-ის შემცველი წევრების ჯამი ნულის ტოლი უნდა იყოს), რომ

$$\chi^2 = -\frac{\beta}{C_{B1}} > 0. \qquad (184)$$

მაშინ სისტემა (182), (183) მარტივდება და მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\nabla_\perp^2 b_z + \gamma^2 b_z = \frac{\mu_0}{\alpha}\left(\beta - \gamma^2 C_{B1}\right)y, \text{ როცა } r \le a, \qquad (185)$$

$$\nabla_\perp^2 b_z - \chi^2 b_z = 0, \qquad \text{როცა } r > a, \qquad (186)$$

მაშასადამე, ჩვენ რთული არაწრფივი განტოლების (179) ამოხსნა დავიყვანეთ წრფივ განტოლებათა (185), (186) სისტემის ამოხსნაზე. ასეთ ოპერაციას (გარდაქმნებს) ვუწოდებთ ვექტორულ ინტეგრებას.

შემოვიყვანოთ პოლარულ კოორდინატთა სისტემა r, φ: $\eta = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$, $\varphi = \operatorname{arctg}(y/\eta)$. შემოვისაზღვროთ ეგრეთწოდებული დიპო-ლური ამონახსნებით, რომელთათვისაც

$$b_z(r,\varphi) = b(r)\sin\varphi. \qquad (187)$$

პოლარულ კოორდინატთა სისტემაში ჰორიზონტალური ლაპლასიანი $\nabla_\perp^2 = \Delta_\perp = r\partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r + (1/r^2)\partial^2/\partial\varphi^2$. განტოლებათა სისტემის (185), (186) ამონახსნების პოვნა დავიწყოთ II არისათვის ამონახსნების პოვნით. განტოლება (186) წარმოადგენს ჰელმჰოლცის ერთგვაროვან განტოლებას [102], მის ამოხსნას ჩავატარებთ ცვლადთა განცალების მეთოდით. მაშინ განტოლება (186) მიიღებს სახეს:

$$z^2 b'' + zb' - (z^2 + 1)b = 0. \qquad (188)$$

სადაც $z = \chi r$, შტრიხი ნიშნავს $z = \chi r$-ით წარმოებულს. ეს განტოლება კი წარმოადგენს ბესელის ტიპის განტოლებას, კერძოდ, მის ამონახსნს წარმოადგენს მაკდონალდის I რიგის ფუნქცია $K_1(\chi r)$ [102,103]. მაშასადამე, (186) განტოლების ზოგად ამონახსნს წარმოადგენს ფუნქცია:

$$b_z(r,\varphi) = C_1 K_1(\chi r)\sin\varphi, \text{ როცა } r > a, \qquad (189)$$

სადაც C_1 ნებისმიერი მუდმივაა.

ახლა გადავიდეთ ამონახსნის პოვნაზე შიდა I არისათვის, ე. ი. ამოვხსნათ (185) განტოლება. ეს განტოლება წარმოადგენს ჰელმჰოლცის არაერთგვაროვან განტოლებას და მისი ზოგადი ამონახსნი წარმოიდ-გინება ჰელმჰოლცის ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნისა $b_{g,h}$ და ჰელმჰოლცის არაერთგვაროვანი განტოლების კერძო ამონახსნის $b_{p,i}$ ჯამის სახით:

$$b_z = b_{g,h} + b_{p,i}. \qquad (190)$$

ერთგვაროვანი განტოლების ზოგადი ამონახსნისათვის (185)-დან გვექნება:

$$\nabla_{\perp}^2 b_{g,h} + \gamma^2 b_{g,h} = 0. \qquad (191)$$

ვეძებოთ ამ განტოლების ამონახსნი (დიპოლური ამონახსნი) შემდეგი სახით:

$$b_{g,h} = b_1(r)\sin\varphi. \qquad (192)$$

ჩავსვათ (192) განტოლება (191)-ში, მივიღებთ განტოლებას

$$\rho^2 b_1'' + \rho b_1' + \left(\rho^2 - 1\right) b_1 = 0. \qquad (193)$$

აქ $\rho = \gamma r$, შტრიხი ნიშნავს წარმოებულს ρ-თი. მიღებული განტოლება წარმოადგენს ბესელის პირველი გვარის ფუნქციების $J_n(\rho)$-ს განტოლებას, რომლის რიგი $n = 1$, ე. ი. (193) განტოლების ამონახსნია $J_1(\gamma r)$ ფუნქცია. ასე, რომ ერთგვაროვანი განტოლების (191) ზოგადი ამონახსნისათვის (192) ვღებულობთ:

$$b_{g,h} = C_2 J_1(\gamma r)\sin\varphi, \qquad (194)$$

სადაც C_2 ჯერჯერობით ნებისმიერი მუდმივია.

ბოლოს ვიპოვოთ არაერთგვაროვანი (185) განტოლების კერძო ამონახსნი $b_{p,i}$. ეს უკანასკნელი (185) განტოლების მარჯვენა მხარის სახიდან გამომდინარე, ვეძებოთ შემდეგი სახით:

$$b_{p,i} = C_3 r\sin\varphi, \qquad (195)$$

სადაც C_3 ჯერჯერობით ნებისმიერი მუდმივაა. ჩავსვათ (195) განტოლება (185), მარტივი გარდაქმნებით მივიღებთ C_3 მუდმივასათვის გამოსახულებას, რომელსაც თუ ჩავსვამთ (195)-ში მივიღებთ

$$b_{p,i} = -\frac{\beta_{B1}(\chi^2 + \gamma^2)}{\gamma^2} r\sin\varphi. \qquad (196)$$

ასე, რომ (189), (194) და (196) ამონახსნების გათვალისწინებით, ჩვენი საწყისი (185), (186) განტოლებების ზოგადი ამონახსნებისათვის ვღებულობთ მნიშვნელობებს:

$$b_z = -\frac{\mu_0}{\alpha}\psi = \left[C_2 J_1(\gamma r) - \frac{\beta_{B1}(\chi^2+\gamma^2)}{\gamma^2} r\right]\sin\varphi, \quad r < a, \qquad (197)$$

$$b_z = -\frac{\mu_0}{\alpha}\psi = C_1 K_1(\chi r)\sin\varphi, \qquad r > a. \qquad (198)$$

ახლა მოვითხოვოთ, რომ ფუნქცია b_z და მისი წარმოებულები $\partial b_z/\partial r$, $\partial^2 b_z/\partial r^2$ უწყვეტნი იყვნენ $r = a$ წრეხაზზე (რადგანაც გამოსასვლელ განტოლებებში (185), (186) შედიან მეორე რიგის წარმოებულები). განტოლებები (182) და (183)-ის თანახმად აღნიშნული უწყვეტობის პირობები ნიშნავს, რომ

$$\left.\frac{\alpha}{\mu_0} b_z + C_{B1} y\right|_{r=a+0} = 0, \quad \left.\frac{\alpha}{\mu_0} b_z + C_{B1} y\right|_{r=a-0} = 0, \qquad (199)$$

$$\left.\frac{\partial b_z}{\partial r}\right|_{r=a+0} = \left.\frac{\partial b_z}{\partial r}\right|_{r=a-0}. \qquad (200)$$

ამ პირობების დაკმაყოფილების შემთხვევაში, (182) და (183)-დან ცალსახად გამომდინარეობს მეორე რიგის წარმოებულების ($\nabla_\perp^2 b_z$) უწყვეტობაც. ამონახსნთა (199) და (200) შეკერვის პირობები საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ (197) და (198) ამონახსნებში შემავალი ნებისმიერი მუდმივების სიდიდე (C_1, C_2) და ამ გზით მიღებული ამონახსნები იქნებიან უწყვეტნი $r = a$ წრეხაზზე.

ჩავსვათ ამონახსნები (197) და (198) პირობებში (199), მაშინ მუდმივებისთვის C_1 და C_2, მივიღებთ:

$$C_1 = \frac{\mu_0 \beta a}{\alpha \chi^2 K_1(\chi a)}, \quad C_2 = -\frac{\mu_0 \beta a}{\alpha \gamma^2 J_1(\gamma a)}. \qquad (201)$$

ხოლო თუ ამონახსნებს (197), (198) ჩავსვამთ (200) პირობებში, მაშინ ვღებულობთ განტოლებას, რომელიც ერთმანეთთან აკავშირებს χ და γ სიდიდეებს a-ს მეშვეობით

$$\frac{K_2(\chi a)}{\chi K_1(\chi a)} = -\frac{J_2(\gamma a)}{\gamma J_1(\gamma a)}. \qquad (202)$$

ამ თანაფარდობას ეწოდება დიპოლური გრიგალების დისპერსიული განტოლება. ეს განტოლება განსაზღვრავს γ-ს, როგორც χ-ს ფუნქციას (ანუ თუ გავითვალისწინებთ (184)-ს, a-ს მეშვეობით) და გააჩნია თვლადი რაოდენობა ფესვებისა $\gamma = \gamma_n(\chi)$, $n = 1,2,..$ [100,102]. ყველაზე მდგრადია პირველი ამონახსნი $\gamma_1(\chi)$ და მისი სიდიდე იცვლება $\gamma a = 3,83$ მნიშვნელობიდან, როცა $\chi = 0$, მნიშვნელობამდე $\gamma a = 5,14$ თუ $\chi \to \infty$ [102,103].

ასე, რომ თუ მოცემულია a-ს მნიშვნელობა, ფორმულით (202) ვღებულობთ γ-ს და (201) ფორმულით განვსაზღვრავთ C_1 და C_2 მუდმივებს. საბოლოოდ ვღებულობთ ამონახსნს დიპოლური გრიგალებისათვის:

$$b_z(r,\varphi) = -\frac{\mu_0}{\alpha}\Psi(r,\varphi) = a\beta_{B1}G(r)\sin\varphi, \qquad (203)$$

სადაც ფუნქცია $G(r,t)$ განისაზღვრება ფორმულით:

$$G(r,t) = \begin{cases} \left(\dfrac{\chi}{\gamma}\right)^2 \dfrac{J_1(\gamma r)}{J_2(\gamma a)} - \dfrac{\chi^2+\gamma^2}{\gamma^2}\dfrac{r}{a}, & r \le a \\ -\dfrac{K_1(\chi r)}{K_2(\chi a)}, & r > a \end{cases}, \qquad (204)$$

$$\chi^2 = -\frac{\mu_0\beta}{\alpha\beta_{B1}}.$$

ავღნიშნოთ, რომ ამონახსნი (203), (204) დამოკიდებულია მხოლოდ ერთ პარამეტრზე, შეკერვის წრეწირის რადიუსზე a (ანუ არაწრფივი სტრუქტურის – გრიგალის მახასიათებელ ზომაზე). ამონახსნის წარმოებულები მეორე რიგის ჩათვლით ($\Delta_\perp\Psi$) უწყვეტია $r = a$ წრეხაზზე. მაგრამ ე.წ. გრიგალის ($\nabla\Delta\Psi$) გრადიენტი ($\nabla_\perp^2(b_z,\Psi)$) განიცდის სასრულ წყვეტას [100,72] შეკერვის წირზე $r = a$ გადასვლისას, ამიტომ ეს ამოხსნები აკმაყოფილებენ (179), (182), (183), და (185), (186) განტოლებებს მთელ x, y სიბრტყეზე.

ჩვენს მიერ აგებულ დიპოლურ გრიგალს (111), როცა $r \to \infty$ გააჩნია ასიმპტოტიკა $b_z, \psi \sim r^{-1/2}\exp(-\chi r/a)$, ასე, რომ სტრუქტურა ლოკალიზებულია x, y სიბრტყეზე. ფორმულა (203)-ის თანახმად $b_z, \psi \sim \sin\varphi$. ამის გამო დენის ფუნქციის დონის ხაზებს

(იზოხაზებს) ექნებათ დიპოლური სახე (იხ. სურ.31). ასე, რომ არაწრფივი სტრუქტურა წარმოადგენს საწინააღმდეგოდ მბრუნავი ორი გრიგალის – ციკლონი ($\psi < 0$) და ანტიციკლონის ($\psi > 0$) წყვილს, რომლებსაც გააჩნიათ ერთნაირი ინტენსივობა და მოძრაობენ სწორხაზოვნად x ღერძის გასწვრივ (პარალელების გასწვრივ) მუდმივი $u = -C_{B1} > 0$ სიჩქარით (ე.ი. დასავლეთიდან აღმოსავლეთისაკენ).

ამ პარაგრაფში ჩვენს მიერ თეორიულად გამოვლენილი დიპოლური გრიგალების (ციკლონ - ანტიციკლონი) მსგავსი შეშფოთებები ხშირად დაიკვირვება დედამიწის ატმოსფეროში [95,98], ოკეანეებში [100,101] და პლაზმურ ლაბორატორიულ დანადგარებში [104,97,99].

უნდა აღინიშნოს, რომ ზემოთ ჩვენს მიერ გამოვლენილი დიპოლური გრიგალური სტრუქტურების გადაადგილების სიჩქარე $u = -C_{B1} > 0$ განსხვავდება შესაბამისი წრფივი ტალღების ფაზური სიჩქარისაგან (იხ. თავი 2). თუ კი ეს სიჩქარეები ერთმანეთს დაემთხვევა, მაშინ არაწრფივი სტრუქტურები დაიწყებენ შესაბამისი სიხშირის პერიოდული ტალღების (წრფივი ტალღების) გამოსხივებას, მთელი მისი ენერგია ამას მოხმარდება და არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები არ იარსებებენ!

5.4 არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები იონოსფეროში ზონალური არაერთგვაროვანი ქარების ფონზე

მრავალწლიანი დაკვირვებების მასალები დამაჯერებლად აჩვენებს, რომ იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებზე მუდმივად არსებობენ ზონალური ქარები (პარალელების გასწვრივ მიმართული დინებები), რომელთა სიჩქარეები არიან სივრცით არაერთგვაროვანი მერიდიანის გასწვრივ (ე.ი. მათი სიჩქარეები არიან y კოორდინატის ფუნქცია) [36,37,62,65,80]. ამიტომ აუცილებელია იონოსფეროში ტალღური მოძრაობების დინამიკის შესწავლისას გათვალისწინებულ იქნეს ამ ტალღების ურთიერთქმედება ადგილობრივ არაერთგვაროვან ქარებთან. ამ პრობლემის შესწავლას ეძღვნება მოცემული პარაგრაფი.

ამ მიზნით, პირველ რიგში აუცილებელია საწყის არაწრფივ სტაციონარულ განტოლებაში (87) გავითვალისწინოთ ზონალური ქარის არსებობა გარემოში. ვთქვათ, განსახილველი ტალღები იონოსფერულ გარემოში ვრცელდებიან საშუალო ზონალური

(ჰორიზონტალური) ქარების ფონზე, რომელთა სიჩქარე ტოლია $\overline{V}(y)$. ამ შემთხვევაში დენის ფუნქცია Ψ წარმოიდგინება შემდეგი სახით [23]:

$$\Psi = \psi - \int_{-\infty}^{y} \overline{V}(y) dy, \qquad (205)$$

სადაც ψ არის დენის ფუნქციის გადახრა საშუალო მნიშვნელობიდან (ე. ი. დენის ფუნქციის შეშფოთებული ტალღური ნაწილი); მეორე წევრი (205)-ში აღწერს არაერთგვაროვანი ქარების არსებობას იონოსფეროს მოცემულ შრეზე.

გამოსახულება (205) შევიტანოთ (179) განტოლებაში შემდეგი ფორმულის მეშვეობით $b_z = -\mu_0 \Psi / \alpha = -(\mu_0 / \alpha) \times \left(\psi - \int_{\infty}^{y} \overline{V}(y) dy \right)$, მცირე გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$J\left(\psi - \int_{-\infty}^{y} \overline{V}(y) dy + Uy, \nabla_{\perp}^{2} \psi - \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \left(\beta' + \frac{\mu_0}{\alpha^2 \rho} U \right) y \right) = 0, \qquad (206)$$

აქ შემავალი პარამეტრი β' უკვე განმარტებული იყო მეორე თავში და ტოლია $\beta' = \beta + \beta_{B1} / (\alpha\rho)$. განტოლება (206)-ში უკვე გათვალისწინებულია (წინა პარაგრაფის მსგავსად), რომ ჩვენ ვეძებთ სტაციონარულ ამონახსნებს $\Psi(\eta, y)$, $\eta = x - ut$, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ მუდმივი u სიჩქარით და ფორმის შეუცვლელად.

კიდევ ერთხელ აღვნიშნავთ, რომ ჩვენ გვაინტერესებს (206) არაწრფივი განტოლების ლოკალიზებული, სოლიტონური ტიპის ამონახსნები და ასეთ ამონახსნებში ჩვენ ვგულისხმობთ ისეთ შეშფოთებებს, რომლებიც ლოკალიზებული არიან თუნდაც ერთი კოორდინატის მიმართ.

როგორც ეს უკვე აღინიშნა მეორე თავში, ჩვენს მიერ გამოკვლეული წრფივი პლანეტარული ტალღები არიან ზონალურნი, ე. ი. ისინი ვრცელდებიან (გადაადგილდებიან) პარალელების გასწვრივ (x ღერძის გასწვრივ), ამიტომ ასეთი პოლარიზაციის შეშფოთებებისათვის უფრო უპრიანი იქნება გამოკვლეულ იქნას ისეთი არაწრფივი ლოკალიზებული სტრუქტურების არსებობა, რომელთა მახასიათებელი

ზომა x ღერძის გასწვრივ L_x მნიშვნელოვნად მეტი იქნება მათ მახასიათებელ ზომაზე y ღერძის გასწვრივ L_y.

განტოლება (206)-ში გადავიდეთ უგანზომილებო ცვლადებზე $\psi = \psi' VL$, $\overline{V} = \overline{V}'\omega_0 / L$, $U = U'\omega_0 L$, $\beta' = (\beta')'\omega_0 L$, $\eta = \eta' L / \delta = \eta' L_x$, $y = y' L$, სადაც L და L_x არიან გრიგალის სივრცითი მასშტაბები მერიდიანული და ზონალური მიმართულებით, V არის გარემოს ნაწილაკების მახასიათებელი სიჩქარე, ω_0 - მეორე თავში განხილულიდან ერთერთი წრფივი ელექტრომაგნიტური ტალღის საკუთარი სიხშირე. ამ უგანზომილებო ცვლადებში, განტოლება (206) შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\varepsilon\delta^2 J\left(\psi', \frac{\partial^2 \psi'}{\partial \eta'^2}\right) + \varepsilon J\left(\psi', \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y'^2}\right) + \left(\alpha_0 U' + (\beta')' - \frac{\partial^2 \overline{V'}}{\partial y'^2}\right)\frac{\partial \psi'}{\partial \eta'} +$$

$$\delta^2\left(\overline{V'} - U'\right)\frac{\partial^3 \psi'}{\partial \eta'^3} + \left(\overline{V'} - U'\right)\frac{\partial^3 \psi'}{\partial y'^2 \partial \eta'} = 0, \qquad (207)$$

აქ შემოვიყვანეთ ორი მცირე პარამეტრიც $\varepsilon = V / \omega_0 L << 1$ და $\delta = L / L_x << 1$, რომლებიც ახასიათებენ განსახილველი არაწრფივი ტალღური სტრუქტურების თავისებურებებს. კერძოდ, ამ სტრუქტურების ხაზოვანი ზომა x ღერძის გასწვრივ მნიშვნელოვნად მეტია მის ზომაზე y ღერძის გასწვრივ ($\delta << 1$) და მეორე ($\varepsilon \lll 1$), ტალღური სტრუქტურების ხაზოვანი სიჩქარე საგრძნობლად აღემატება გარემოს მერხევი ნაწილაკების ხაზოვან სიჩქარეს, ხოლო პარამეტრი $\alpha_0 = \mu_0 L^2 / \alpha^2 \rho = N\omega_p^2 L^2 / N_n c^2$. შემდგომში უგანზომილებო სიდიდეებში შტრიხებს არ გამოვიყენებთ. ვეძებთ ტალღურ სტრუქტურებს, რომელთათვისაც არაწრფივობა და დისპერსია იქნება ერთი და იგივე რიგის (როგორც ზემოთ აღინიშნა, ამ სიდიდეების კომპენსაციისას წარმოიშობა ლოკალიზებული, სოლიტონური ტიპის სტრუქტურები), ე.ი. ვუშვებთ, რომ $\delta^2 = \varepsilon$, მაშინ (207)-დან მივიღებთ:

$$\left(\overline{V} - U\right)\frac{\partial^3 \psi}{\partial y^2 \partial \eta} + \left(\alpha_0 U + \beta' \quad \frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial y^2}\right)\frac{\partial \psi}{\partial \eta} + \varepsilon\left[\left(\overline{V} - U\right)\frac{\partial^3 \psi}{\partial \eta^3} + J\left(\psi, \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}\right)\right] +$$

$$+\varepsilon^2 J\left(\psi, \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2}\right) = 0. \qquad (208)$$

ამ განტოლების ამონახსნს ვეძებთ შემდეგი მწკრივის სახით:

$$\psi = \psi_0 + \varepsilon\psi_1 + \varepsilon^2\psi_2 + \cdots, \; u = U_0 + \varepsilon U_1 + \varepsilon^2 U_2 + \cdots, \qquad (209)$$

თუ (209)-ს ჩავსვამთ (208)-ში და გავუტოლებთ ნულს რიგით ერთნაირად მცირე წევრების ჯამს, ნულოვან მიახლოებაში გვექნება წრფივი განტოლება:

$$\left(\alpha_0 U_0 + \beta' - \frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial y^2}\right)\frac{\partial\psi_0}{\partial\eta} + \left(\overline{V} - U_0\right)\frac{\partial^3\psi_0}{\partial y^2\partial\eta} = 0, \qquad (210)$$

რომლის ამონახსნი უნდა აკმაყოფილებდეს სასაზღვრო პირობებს $\psi_0(\eta,0) = \psi_0(\eta,1) = 0$, რომლებიც შეესაბამებიან დინებებს, შემოსაზ-ღვრულს მერიდიანების გასწვრივ (უსასრულო არის შემთხვევაში ამ პირობას მივყავართ დენის ფუნქციის ნულთან ტოლობის პირობასთან უსასრულობაში: $\psi \to 0$ როცა $y \to \pm\infty$). ვეძებოთ (210) განტოლების ამონახსნი ცვლადთა განცალების მეთოდით $\psi_0 = F(\eta)\Phi(y)$, მაშინ $\Phi(y)$ ფუნქციისათვის მივიღებთ შტურმ - ლიუვილის სტანდარტულ ამოცანას:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + G(y)\Phi = 0, \quad \Phi(y_1) = \Phi(y_2) = 0, \qquad (211)$$

$$G(y) = \frac{1}{\overline{V} - U_0}\left(\alpha_0 U_0 + \beta' - \frac{\partial^2\overline{V}}{\partial y^2}\right),$$

სადაც y_1 და y_2 არის ზონალური დინების (ქარების) კიდეების კოორდინატები.

განვიხილოთ შემთხვევა, როცა ზონალურ ქარი არის სუსტად არაერთგვაროვანი ($a_0 << 1$) და მისი სიჩქარე V ჰარმონიულად იცვლება მერიდიანის გასწვრივ:

$$\overline{V} = V_0[1 + a_0\sin(k_0 y)], \; a_0 << 1. \qquad (212)$$

მაშინ (211) განტოლების ზოგად ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე:

$$\Phi = \Phi_0 \sin(n\pi y), \quad U_0 = \frac{m^2 (V_0 - \beta'/m^2)}{m^2 + \alpha_0}, \qquad (213)$$

სადაც k_0 არის ქარის მერიდიონალური (y ღერძის გასწვრივ) ზომის მახასიათებელი უგანზომილებო სიდიდე, Φ_0 არის ნებისმიერი მუდმივი ამპლიტუდა: $m = n\pi$, $n = 1,2,3,....$

მცირე ε პარამეტრის მიმართ შემდეგი მიახლოება მოიცავს დისპერსიისა და არაწრფივობის ეფექტებს:

$$\frac{\partial^3 \psi_1}{\partial y^2 \partial \eta} + G(y)\frac{\partial \psi_1}{\partial \eta} = -\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial \eta^3} - \frac{\alpha_0 U_1}{\overline{V} - U_0}\frac{\partial \psi_0}{\partial \eta} + \frac{1}{\overline{V} - U_0}\frac{\partial \psi_0}{\partial y}\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial y^2 \partial \eta} -$$

$$-\frac{1}{\overline{V} - U_0}\frac{\partial \psi_0}{\partial \eta}\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial y^3} + \frac{U_1}{\overline{V} - U_0}\frac{\partial^3 \psi_0}{\partial y^2 \partial \eta}. \quad (214)$$

აქ, ψ_1 აკმაყოფილებს იგივე სასაზღვრო პირობებს რასაც ψ_0. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\psi_0 = F(\eta)\cdot\Phi(y)$ და (214)-ს გავამრავლებთ Φ-ზე და ვაინტეგრებთ დინების მართობულად, მივიღებთ:

$$\frac{\partial}{\partial \eta}\int_{y_1}^{y_2} \psi_1 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + G(y)\Phi\right) dy = a_1 U_1 \frac{\partial F}{\partial \eta} + a_2 F \frac{\partial F}{\partial \eta} + a_3 \frac{\partial^3 F}{\partial \eta^3}. \qquad (215)$$

ცხადია, რომ (211)-ის თანახმად განტოლება (215)-ის მარცხენა მხარე ნულის ტოლია, და ამიტომ $F(\eta)$ ფუნქციამ უნდა დააკმაყოფილოს კორტევეგა-დე ვრიზის (კდვ) სტაციონალური განტოლება:

$$\frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{a_2}{a_1 U_1} F \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{a_3}{a_1 U_1}\frac{\partial^3 F}{\partial \eta^3} = 0, \qquad (216)$$

სადაც

$$a_1 = -\int_{y_1}^{y_2} \left(\alpha_0 + G(y)\right)\frac{\Phi^2}{\overline{V} - U_0} dy, \quad a_2 = \int_{y_1}^{y_2} \frac{\Phi^3}{\overline{V} - U_0}\frac{\partial G}{\partial y} dy, \quad a_3 = -\int_{y_1}^{y_2} \Phi^2 dy.$$

როგორც უკვე აღვნიშნეთ პარაგრაფ 4.1-ში, იმის და მიხედვით, თუ როგორ შევარჩევთ ინტეგრების მუდმივებს, კდვ განტოლების ამონახსნი წარმოადგენს ან სოლიტონურ ტალღას (გრიგალს) ან არაწრფივ პერიოდულ (კნოიდურ) ტალღას. ჩვენ ვეძებთ სოლიტონური ფორმის სტრუქტურებს, ამიტომ (174) ფორმულის თანახმად, (216) განტოლების ამონახსნს აქვს სახე:

$$F(\eta) = \mathrm{sgn}(a_2 a_3) A \,\mathrm{sech}^2(\kappa\eta), \qquad (217)$$

სადაც A არის სოლიტონის ნებისმიერი მუდმივი ამპლიტუდა, $\kappa^{-1} = d$ არის სოლიტონის მახასიათებელი სივრცითი ხაზოვანი ზომა.

თუ (217)-ს ჩავსვამთ (216)-ში U_1 და κ–სათვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებებს:

$$U_1 = -\mathrm{sgn}(a_2 a_3)\frac{a_2}{3a_1}A, \quad \kappa^2 = \frac{1}{12}\left|\frac{a_2}{a_3}\right| A. \qquad (218)$$

შევნიშნოთ, რომ გამოსახულება (213) განსაზღვრავს U_0 სიჩქარეს ყოველი საკუთარი Φ ფუნქციისათვის და განხილულ ამოცანაში A ამპლიტუდა არის ერთადერთი ნებისმიერი მუდმივა. კდვ განტოლების ამონახსნის არსებობისათვის აუცილებელი პირობაა, რომ სიდიდე $\overline{V} - U_0$ სიდიდეების a_1 და a_2-ის გამოსახულებებში არ გაუტოლდეს ნულს ინტერვალში $y_1 < y < y_2$. ეს პირობა და აგრეთვე $\varepsilon = \delta^2$ პარამეტრის სიმცირის მოთხოვნა არის ერთადერთი შეზღუდვა არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურის ამპლიტუდისათვის.

მიღებული შედეგების ბაზაზე შეგვიძლია დენის ფუნქციის ψ განსაზღვრა. ამისათვის შევასრულოთ ინტეგრირება (205) გამოსახულებაში (212) და (2131) თანაფარდობების გათვალისწინებით და მხედველობაში მივიღოთ ზონალური ფონური ქარის სიჩქარის $V(y)$ სუსტი არაერთგვაროვნება ($a_0 << 1$), საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\Psi = \quad V_0 y + \psi_0^0 \sin(n\pi y)\,\mathrm{sech}^2(\kappa\eta). \qquad (219)$$

აქ, $\psi_0^0 = \Phi_0 A \operatorname{sgn}(a_2 a_3)$. გარდა ამისა, (218)-ის დახმარებით შეგვიძლია გამოვითვალოთ არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურის მახასიათებელი ხაზოვანი ზომა

$$\kappa^{-1} = d = \left| \frac{\psi_0^0 V_0 a_0 \kappa_0^3 n\pi (7n^2\pi^2 + \kappa_0^2)\left[1 - (-1)^n \cos\kappa_0\right]}{8(V_0 - U_0)^2 (n^2\pi^2 - \kappa_0^2)(9n^2\pi^2 - \kappa_0^2)} \right|^{-1/2}. \qquad (220)$$

აქედან ცხადია, რომ გრიგალის მახასიათებელი ხაზოვანი ზომა არის სტრუქტურის ამპლიტუდის (ψ_0^0) უკუპროპორციული, როგორც ეს უნდა იყოს არაწრფივი სოლიტონური სტრუქტურებისათვის [105,106] და ის დამოკიდებულია ქარის სიჩქარის ამპლიტუდასა (V_0) და გრიგალის მოძრაობის სიჩქარეზე (U_0).

ანალოგიურად, არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების მოძრაობის სრული სიჩქარისათვის მივიღებთ:

$$u = \frac{m^2}{m^2 + \alpha_0}\left(V_0 - \frac{\beta'}{m^2}\right) +$$

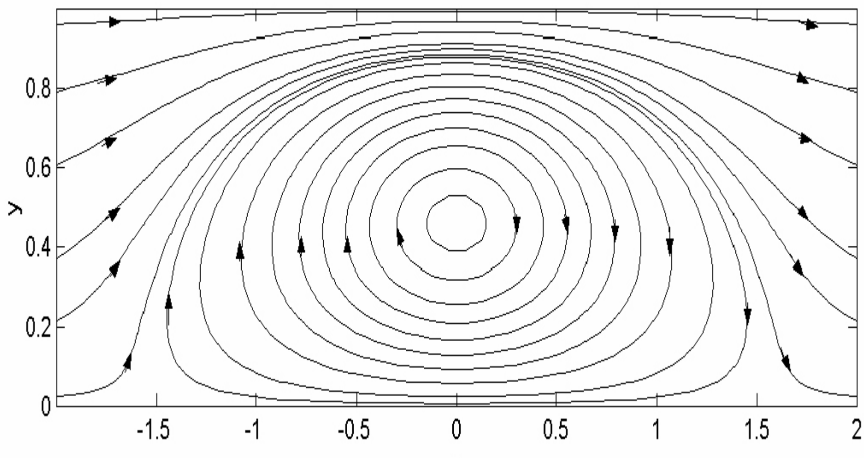
$$+ \frac{\psi_0^0 V_0}{2} \frac{a_0 \kappa_0^3 n\pi (7n^2\pi^2 + \kappa_0^2)}{(n^2\pi^2 - \kappa_0^2)(9n^2\pi^2 - \kappa_0^2)} \times$$

$$\times \frac{(4n^2\pi^2 - \kappa_0^2)\left[1 - (-1)^n \cos\kappa_0\right]}{\left[(\alpha_0 U_0 + \beta')(4n^2\pi^2 - \kappa_0^2) + 4a_0 V_0 \kappa_0 n^2\pi^2 (1 - \cos\kappa_0)\right]}. \qquad (221)$$

ცხადია, არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების მოძრაობის სიჩქარე პარალელების გასწვრივ დამოკიდებულია ქარის სიჩქარეზე (V_0), გეომაგნიტური ველისა და დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის არაერთგვაროვნებაზე (β'), და აგრეთვე სტრუქტურის ამპლიტუდაზე (A, ψ_0^0), როგორც ეს დამახასიათებელია არაწრფივი გრიგალური შეშფოთებებისათვის [105-107]. გამოსახულება (221)-დან ჩანს, რომ გრიგალის მოძრაობის სიჩქარე შესაძლებელია გაუტოლდეს ნულს, ე.ი. შესაძლებელია წარმოიქმნას მდგარი სტრუქტურები. მოძრავ გრიგალებს კი შეუძლიათ წარმოიქმნან, როგორც აღმოსავლეთის ($V_0 < 0$), ასევე დასავლეთის ($V_0 > 0$) ქარების ფონზე.

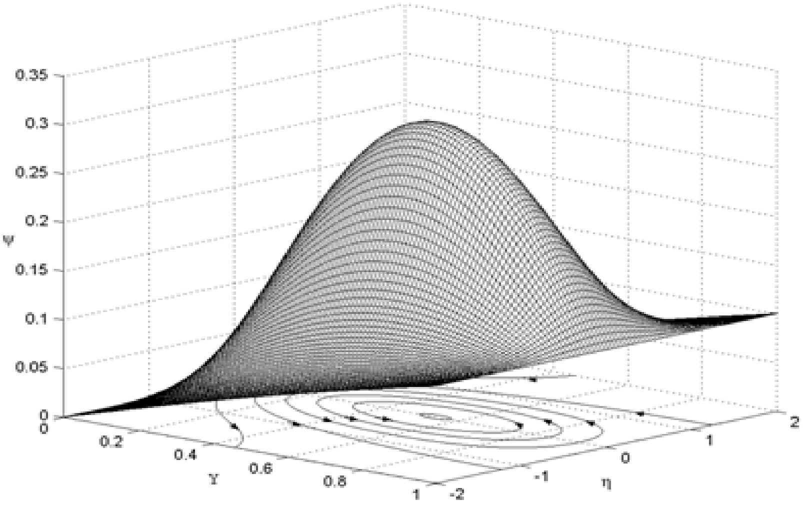
განხილული ტალღური შეშფოთებებისათვის სიჩქარის გრიგალი განსხვავდება ნულისაგან, $\nabla \times V \approx \nabla_{\perp}^{2} \Psi e_z \neq 0$ და შესაბამისად ისინი არიან გრიგალური სტრუქტურები, რომლებსაც გადააქვთ ჩაჭერილი მბრუნავი ნაწილაკი.

ფორმულა (219)-ის საფუძველზე, შესაძლებელია აიგოს დენის ხაზები, დონის წირები და გრიგალური სტრუქტურების სივრცითი რელიეფი მოძრავ კოორდინატთა სისტემაში (η, y). გარკვეულობისათვის დედამიწის რადიუსი არჩეულია ზონალური მიმართულების ხაზოვან მასშტაბად $L_x \sim 10^6$მ; $a_0 \sim \varepsilon \sim \delta^2 \sim 0.01$; შესაბამისად, სიგრძის მასშტაბი მერიდიანული მიმართულებით არის $L \approx 0.1 L_x$. დროითი მასშტაბი განისაზღვრება ტალღური შეშფოთების მახასიათებელი პერიოდით. ზონალური ქარის სიჩქარის ამპლიტუდის მახასიათებელი სიდიდისათვის არჩეულია მნიშვნელობა $V_0 = 10^2$ კმ/წმ. სურ.28-ზე წარმოდგენილია დენის ფუნქციის დონის წირები (იზოხაზები) გარემოსა და მოძრაობის მახასიათებელი პარამეტრების მნიშვნელო-ბებისათვის $V_0 = 0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\beta' = 0.01$, $\chi_0 = 0.9$, $n = 1$, საიდანაც ჩანს, რომ იონოსფეროში ზონალური ქარების სამხრეთის მხარეს ფორმირდება ანტიციკლონური ტიპის გრიგალი.



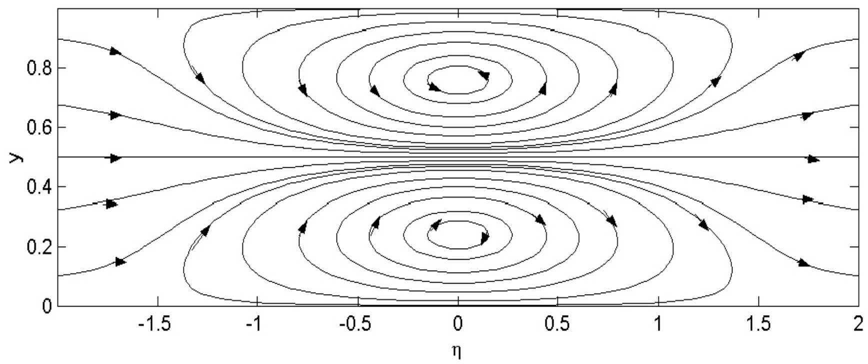
სურ.28 ანტიციკლონი

როცა $V_0 < 0$ გენერირდება ციკლონური ტიპის გრიგალი (იხ. სურ.29, სადაც $V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\beta' = 0.01$, $\chi_0 = 0.5$, $n = 1$) ზონალური ქარის ჩრდილოეთ ნაპირზე.



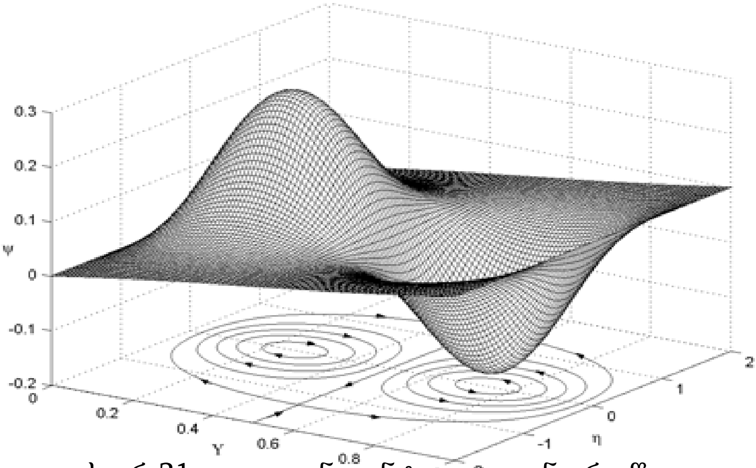
სურ.29 ციკლონი

სურათები 30,31-დან ჩანს, რომ როცა $n = 2$, იონოსფეროში ზონალური ქარის ფონზე ფორმირდება ერთნაირი ინტენსივობის ერთმანეთთან დაკავშირებული ციკლონ – ანტიციკლონური წყვილი. როცა $V_0 > 0$ (იხ. სურ.30, სადაც $V_0 = 0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\beta' = 0.01$, $\chi_0 = 0.9$, $n = 2$) ციკლონ – ანტიციკლონურ წყვილს უჩნდებათ საერთო მაღალსიჩქარიანი არე (ჭავლური დინება).



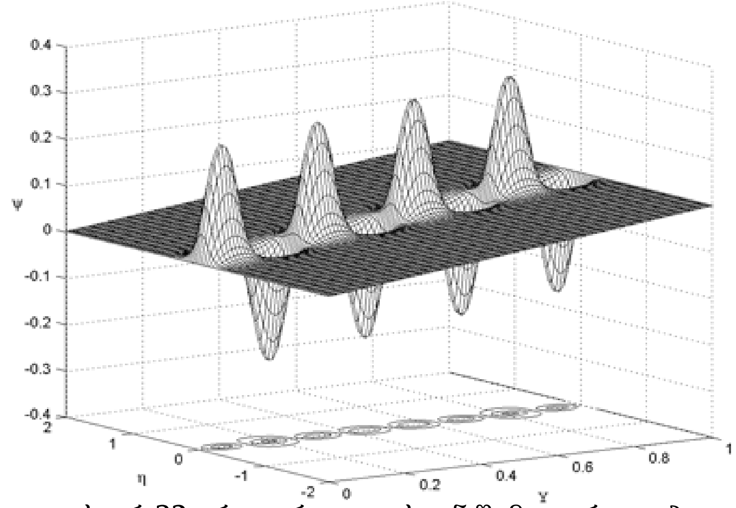
სურ.30 ჭავლური დინება

იმ შემთხვევაში, თუ $V_0 < 0$ (იხ. სურ.31, სადაც $V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\beta' = 0.01$, $\chi_0 = 0.6$, $n = 2$), საერთო ჭავლური ნაკადი ქრება და წარმოიქმნება ლარიჩევ – რეზნიკის ტიპის [88], ერთნაირი ინტენსივობის მქონე ციკლონ – ანტიციკლონური გრიგალური წყვილი.

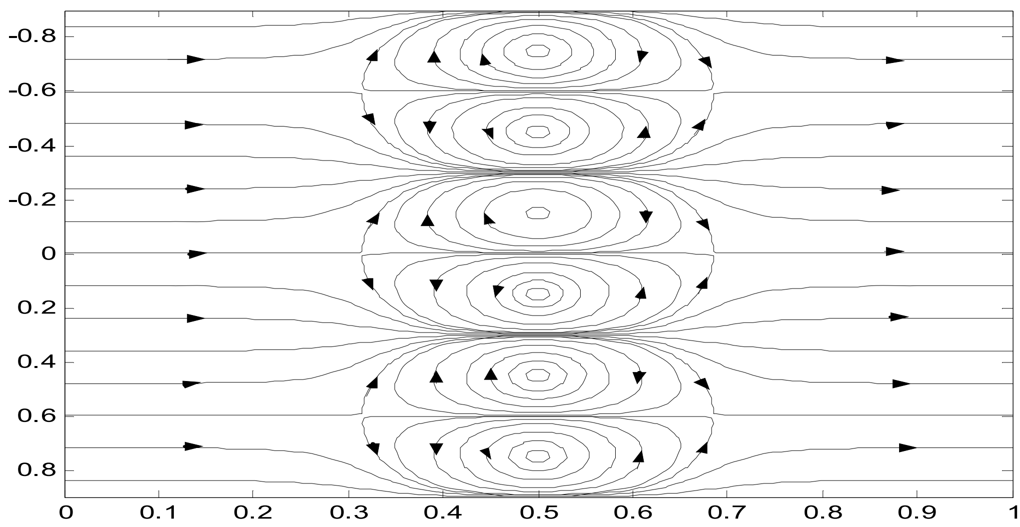


სურ.31 ციკლონ – ანტიციკლონური წყვილი

n-ის გაზრდით გრიგალების რიცხვი იზრდება (იხ. სურ.32, სადაც $V_0 = -0.1$, $\Psi_0^0 = 0.25$, $a_0 = 0.01$, $\alpha_0 = 0.2$, $\beta' = 0.01$, $\chi_0 = 0.5$, $n = 8$). სურ.32-ზე წარმოდგენილია რვა გრიგალის - ოთხი წყვილი ციკლონ-ანტიციკ-ლონის გენერაცია იონოსფეროში არაერთგვაროვანი ზონალური ქარების ფონზე. გრიგალური სტრუქტურები განლაგებული არიან დინების მართობულად (მერიდიანების გასწვრივ) და მათ შეიძლება ეწოდოთ მართობული გრიგალების ჯაჭვი (მწკრივი) (სურ.32,33).



სურ.32 რვა გრიგალისგან შემდგარი ჯაჭვი



სურ.33 ექვსი გრიგალისგან შემდგარი ჯაჭვი

ზემოთაღნიშნული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების მსგავსი ლოკალიზებული წარმონაქმნები (ციკლონები, ანტიციკლონები, “კატის თვალები” და სხვა) ხშირად დაიკვირვება დედამიწის ატმოსფეროს სხვადასხვა შრეებში [37,95,98] და ოკეანეებში [72,100,101].

5.5 დინამიური ავტოსტრუქტურების თვითორგანიზაცია იონოსფეროს დიდმასშტაბიანი მოძრაობების მოდელში

ამ თავში განვიხილეთ იონოსფეროს სხვადასხვა შრეში დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური შეშფოთებების არაწრფივ სტაციონალური გრიგალურ სტრუქტურებად თვითორგანიზაციის მოვლენა, შესაბამისი არაწრფივი კერძოწარმოებულებიანი დიფერენციალურ განტოლებათა (22)-(24) სისტემის ანალიზური ამონახსნების საფუძველზე. საინტერესოა ამ არასტაციონარული არაწრფივ კერძოწარმოებულებიან დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ამოხსნა და შედარება ანალიზურ შედეგებთან.

[162] ნაშომის მიხედვით, რხევების ანალოგიურად, სტრუქტურები შეიძლება დავყოთ თავისუფალ, იძულებით და ავტოსტრუქტურებად. თავისუფალი სტრუქტურების მაგალითს წარემოადგენს სტრუქტურები, რომლებიც წარმოიქმნებიან დინებაში მბრუნავი ხრახნის უკან, ჩვეულებრივი ბოლის რგოლები და სხვ. კონვექციური სტრუქტურები ბენარის ექსპერიმენტში, როდესაც სითხის ფენა თბება ქვევიდან, წარმოადგენს იძულებითი სტრუქტურის მაგალითს. ავტოსტრუქტურებია

ლოკალიზებული სივრცული მდგრადი წარმონაქმნები, რომლებიც არსებობენ დისიპაციურ არაწონასწორულ გარემოში და არ არიან დამოკიდებული სასაზღვრო და საწყის პირობებზე. ამ სტრუქტურების ფორმა არ განისაზღვრება სისტემის საწყისი შეშფოთების ცვლილებით სასრულო არეში, დამოკიდებულია სისტემის თვისებებზე, ამიტომ ეწოდებათ მათ ავტოსტრუქტურები. ისევე როგორც ავტორხევების შემთხვევაში, ასეთი დამოკიდებულება საწყის პირობებზე შესაძლებელია მხოლოდ დისიპაციურ გარემოში. სისტემის დისიპაცია უნდა გავიგოთ ზოგადად, რომლისთვისაც აუცილებელი არაა გარემოს სიბლანტე. ასეთი სტრუქტურების მაგალითს წარმოადგენს როსბის ავტოსოლიტონი და იუპიტერის დიდი წითელი ლაქა. ავტოსტრუქტურები თავის მხრივ იყოფიან სტატიკურ, სტაციონალურ და დინამიურ სტრუქტურებად. დინამიური ავტოსტრუქტურები რეგულარულად ან ქაოსურად იცვლებიან დროში. სტატიკური ავტოსტრუქტურების მაგალითს წარმოადგენს ტიურინგის სტრუქტურები, რომლებიც წარმოიქმნებიან ცოცხალ ორგანიზმებში. სტაციონალური ავტოსტრუქტურების მაგალითს წარმოადგენს ბენარის კონვექციური ექვსწახნაგიანი პრიზმატური სტრუქტურები. სტრუქტურების თვითორგანიზების მექანიზმის გასარკვევად უფრო მნიშვნელოვანია სტრუქტურების განვითარებისა და ფორმირების მექანიზმების გამორკვევა, ვიდრე არამდგრადობების თვისებები, თუმცა სტრუქტურების გაჩენის მიზეზი მაინც არამდგრადობებია. ასევე სტაციონალური სტრუქტურების ანსამბლები წარმოიქმნებიან სითხეში, მბრუნავ ცილინდრებს შორის. ამ დროს კუეტის დინებაში ჩნდება ტეილორის გრიგალების ჯაჭვი. ცილინდრების ბრუნვის სიჩქარის გაზრდით ჩნდებიან ტურბულენტური სტრუქტურები და იწყება ქაოსი.

შევნიშნოთ, რომ განხილული სტაციონალური ავტოსტრუქტურები, რომლებიც ტიპიურია ჰიდროდინამიკური სისტემებისათვის, წარმოიქმნებიან არა იზოლირებულად, არამედ გარკვეული ანსამბლების და ჯაჭვური პერიოდული წარმონაქმნების სახით. დინამიური ავტოსტრუქტურები ხასიათდებიან საკუთარი შინაგანი თვისებების ხარისხით. ამ სტრუქტურებს შეიძლება გააჩნდეთ რთული დროითი დინამიკა და ქაოსური ყოფაქცევაც კი. საზღვრების არსებობა, გარეშე ველების ზემოქმედება, არაწონასწორული გარემოს არაერთგვაროვნება წარმოშობს

სტრუქტურების არაერთგვაროვან ანსამბლებს. ასეთ შემთხვევებს ადგილი აქვს ჰიდროდინამიკაში წანაცვლებით ნაკადებში, პლაზმაში – ელექტრონულ ნაკადებში და სხვ.

ამრიგად, გარემოში არამდგრადობის განვითარებისას შეიძლება დამყარდეს მოძრაობა ტალღის ან მოწესრიგებული სტრუქტურების სახით, ანუ მოხდეს გარემოში სტრუქტურების თვითორგანიზება. ასეთ მოძრაობათა მახასიათებლები (ტალღის ამპლიტუდა, სიხშირული სპექტრი, სტრუქტურის სივრცული განაწილება) განისაღვრებიან თვით სისტემის მიერ და არ არიან დამოკიდებული სასაზღვრო და საწყისი პირობების სასრულო ცვლილებებზე. სისტემაში იგულისხმება გარემო და მასზე მოქმედი ველები.

ამ პარაგრაფში შესწავლილია სხვადასხვა კლასის საწყისი შეშფოთებების ევოლუციის თავისებურებანი (22)-(24) არასტა- ციონალური არაწრფივი განტოლებათა სისტემის ერთ-ერთი ორ განტოლებიანი ვარიანტის (A=0) რიცხვითი ამოხსნების ანალიზის ბაზაზე, როდესაც განიხილება მაგნიტუტი ველის მხოლოდ ერთი z მდგენელი. რიცხვითი ამოხსნები ჩატარდა «Matlab 6.5” და «Winset” მათემატიკური კომპიუტერული სისტემის პარაბოლური ტიპის კერძოწარმოებულიანი განტოლებათა სისტემის ამოხსნების სტანდარტული ქვეპროგრამების გამოყენებით

კომპიუტერული პროგრამა WInSet –ის საშუალებით შეიძლება თვალნათლივ წარმოვადგინოთ სივრცითი სტრუქტურები, რომლებიც წარმოიქმნებიან არაწრფივი პარაბოლური (დიფუზიური) განტოლებატა სისტემის ამოხსნით. ამ ტიპის განტოლებათა სისტემას მიეკუთვნება ჩვენს მიერ I თავში განხილული (22)-(24) განტოლებათა სისტემა, სადაც დენის ფუნქცია აირჩევა ჰელმჰოლცის განტოლებათა ამონახსნების კლასიდან: $\Delta\psi = -k^2\psi$. ამოხსნები ტარდებოდა სასრულო სხვაობიანი მეთოდის გამოყენებით. მიღებული რიცხვითი ამონახსნები დენის ფუნქციისათვის მოცემულია სურათებზე 34-37,39-45. აღნიშნული კომპიუტერული პროგრამა საშუალებას იძლევა მივიღოთ ამონახსნების ხელსაყრელი ვიზუალური წარმოდგენა, დავაკვირდეთ სტრუქტურების დინამიკას დროში, მათ ურთიერთქმედებებს, ურთიერთ-ტრანსფორმაციებს, შეერთებას და დაშლას. სურ. 38-ზე ნაჩვენებია მაგნიტური ველის განაწილების ტიპიური შემთხვევა.

როგორც ცნობილია, სასრულო სხვაობითი მეთოდის მდგრადობის პირობის დარღვევისას მიიღება მცდარი ამონახსნი. სასრულო სხვაობით მეთოდში გამოყენებული დისკრეტული აპროქსიმაციის ბიჯი x და y მიმართულებებზე იყოს h. მაშინ ეილერის მეთოდის გამოყენებისას მდგრადობის პირობა გამოყენებული ცხადი სხვაობითი სქემისათვის იქნება $\delta < h^2/2$, სადაც δ არის დროითი ინტეგრების ბიჯი. ამასთან დაკავშირებით პარაბოლური ტიპის განტოლებათა რიცხვითი ამონახსნებისას ხშირად გამოიყენება არაცხადი სხვაობითი სქემა, რომელთაგან ყველაზე პოპულარულია კრანკ-ნიკოლსონის სქემა. ამ სქემის გამოყენებისას სხვაობითი სქემა იქნება მდგრადი სივრცული და დროითი ინტეგრირების ნებისმიერი ბიჯებისათვის. ეს საშუალებას იძლევა ვაწარმოოთ გათვლები დიდი დროითი ბიჯის შემთხვევაშიც.

რიცხვით ექსპერიმენტებში საწყის პირობებად მიღებულია მოცემულ მართკუთხა არეში განსაზღვრულ ბადეში დენის ფუნქციისა და მაგნიტური ველის შემთხვევითი, ქაოსური განაწილება. ე.ი. გვაქვს გარემოსა და მაგნიტური ველის ქაოსური, ტურბულენტური საწყისი განაწილება. ჩატარებულმა რიცხვით ექსპერიმენტებმა აჩვენეს, თუ როგორ ხდება იონოსფეროში ამ ქაოსური მდგომარეობიდან სტრუქტურების თვითორგანიზება. ნაჩვენებია, რომ განსახილველი არაწრფივი სისტემა დროთა განმავლობაში ივიწყებს საწყის პირობებს (შეშფოთებებს) და რელაქსირდება გარკვეულ ლოკალიზებულ არაწრფივ ტალღურ სტრუქტურებად (გრიგალებად). ამ სტრუქტურებს შეიძლება ვუწოდოთ დინამიური ავტოსტრუქტურები ანუ თვითორგანიზებადი კოჰერენტული სტრუქტურები. ასეთი ყოფაქცევა საზოგადოდ დამახასიათებელია არაწრფივი დეტერმინირებული სისტემებისათვის. კერძოდ, თუკი მოცემულ არაწრფივ განტოლებათა სისტემას გააჩნია სტაციონარული ძლიერად ლოკალიზებული ამონახსნი, მაშინ ნებისმიერი შემთხვევითი საწყისი მონაცემების, ანუ საწყისი მცირე შეშფოთებების მიცემის შემდეგ სისტემა ევოლუციონირებს ისე, რომ საბოლოოდ ფორმირდება განმხოლოებული გრიგალური ტიპის სტრუქტურები და სოლიტონური ჯაჭვები და საბოლოო ჯამში შეშფოთებები გადადიან დიდმასშტაბიან ზონალურ დინებებში.

ასევე ამ რიცხვით ექსპერიმენტებში დადგენილია, რომ წარმოქმნილი სტრუქტურები გარემოსა და თვით მათი მახასიათებელი პარამეტრების სხვადასხვა

მნიშვნელობისათვის შეიძლება იყონ: ან ცალკეული მონოპოლური ციკლონი (ანტიციკლონი), ან დიპოლური ციკლონ-ანტიციკლონური გაერთიანება, ან გრიგალების ჯაჭვი. გამოვლენილ გრიგალებს გადააქვთ მათში ჩაჭერილი ნაწილაკები, ამიტომ მათ შეუძლიათ ნივთიერების, ენერგიის, სითბოს გადატანა და შესაბამისად, იონოსფეროში ძლიერი მაკროსკოპული ტურბულენტობის ფორმირება.

5.6 დისიპაციური პროცესების გავლენა დიდმასშტაბიანი ტალღური სტრუქტურების დინამიკაზე იონოსფეროში

წინა პარაგრაფში, იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებში არაწრფივი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების წარმოქმნის თავისებურებები შესწავლილ იქნა გარემოში დისიპაციური პროცესების უგულვებელყოფის პირობებში. მაგრამ იონოსფერული გარემოსთვის გარდა დისპერგირებადობის თვისებისა, ასევე დამახასიათებელია სხვადასხვა სახის დისიპაციური პროცესების არსებობა.

დისიპაციურ იონოსფეროში (როცა (22)-(24) განტოლებებში $\Lambda \neq 0$) გრიგალი, საზოგადოდ, ვერ იქნება სტაციონარული ტალღა, რადგანაც დისიპაციას შეუძლია მოახდინოს გრიგალის ენერგიის გადანაწილება გარემოს ნაწილაკებზე. ამ გადანაწილების პროცესში გრიგალის მახასიათებელი პარამეტრები გახდებიან დროზე დამოკიდებული (ენერგიის კარგვის გამო შეიცვლება გრიგალის ამპლიტუდა, ხაზოვანი ზომები, გადაადგილების სიჩქარე და ა.შ.) და შესაბამისად, ტალღური სტრუქტურა კარგავს სტაციონარულობის თვისებებს და დროის მიხედვით შეიცვლის ფორმასაც. საბოლოოდ, პროცესი შეიძლება დამთავრდეს (გრიგალის საწყისი ზომისა და დისიპაციის ინტენსივობის მიხედვით) სტრუქტურის დაშლით და იონოსფერული გარემოს სათანადო გაცხელებით.

დისიპაციურ გარემოში არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების დინამიკის კვლევისას, როგორც აღნიშნულია ნაშრომებში [108,109], აუცილებელია შესაბამისი გადატანის განტოლებების გამოყენება. ამ შემთხვევაში სტრუქტურების ინტეგრალური მახასიათებლები, როგო-რიცაა E-ენერგია (25) და ენსტროფია (26) არ შეინახებიან და იცვლებიან დისიპაციური პროცესების გამო ($\Lambda \neq 0$). ნაშრომების [108,109] თანახმად, ასეთ პირობებში (25) და (26) თანაფარდობებში უნდა ჩაისვას ამონახსნები (219), (203),

სადაც პარამეტრები $\Psi_0^0(t)$, $u(t)$ და $k(t)$ იქნებიან დროის მიხედვით ცვლადი სიდიდეები (დისიპაციის ზემოქმედების გამო). ამ შემთხვევაში ენერგიისა (25) და ენსტროფიის (26) ევოლუციის შესასწავლად დისიპაციურ იონოსფეროში, საჭიროა ამ ფიზიკურ სიდიდეების ფორმულებში შემავალი ინტეგრალების შეფასება: $\int(\nabla_\perp\psi)^2 dxdy \sim d^{-2}\int\psi^2 dxdy$, $\int(\nabla_\perp^2\psi)^2 dxdy \sim d^{-2}\int(\nabla_\perp\psi)^2 dxdy$, სადაც d არის გრიგალის მახასიათებელი სივრცითი მასშტაბი. თუ განვიხილავთ შედარებით მცირე მასშტაბიან გრიგალურ სტრუქტურებს $d << k_0^{-1}$, მაშინ ენერგიას (25) ტოლობაში და ენსტროფიას (26) თანაფარდობაში აქვთ იგივე რიგი, რაც დისიპაციურ წევრებს (მარჯვენა მხარეებს (25) და (26)-ში). ასე, რომ ამ შემთხვევისათვის (შედარებით მცირე მასშტაბიანი სტრუქტურებისათვის) (25) და (26) განტოლებები შეიძლება გადაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\partial E/\partial t \approx -2\Lambda E\ ,\ \partial Q/\partial t \approx -2\Lambda Q\,. \qquad (222)$$

ეს ნიშნავს, რომ ასეთი გრიგალების ენერგია და ენსტროფია დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება. კერძოდ, გრიგალების რელაქსაციის მახასიათებელი დრო t_0, (222)-ის თანახმად, ტოლია $t_0 \sim \Lambda^{-1} \approx 10^5$ წმ $\approx$28სთ. Mმაგრამ თუ განვიხილავთ უფრო დიდმასშტაბიან სტრუქტურებს, $d > k_0^{-1}$, მაშინ ენერგიისა და ენსტროფიის გადატანის (25) და (26) განტოლებებში დისიპაციური წევრი, მაგალითად ენერგიის განტოლებაში, ტოლია $\sim d^{-2}\int\psi^2 dxdy$, ხოლო თვით ენერგია რიგით $\sim\int\left(b_z^2/\mu_0\right)dxdy \sim \int\psi^2 dxdy$. ასე, რომ ენერგია d^2-ჯერ მეტია დისიპაციურ წევრზე, ასეთივე თანაფარდობას მივიღებთ (26) განტოლებიდან ენსტროფიისთვისაც. ეს ნიშნავს, რომ დიდმასშტაბიანი არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები ძალზე ნელა მიილევიან და შეუძლიათ დიდხანს იარსებონ იონოსფერულ შრეებში.

მაშასადამე, დიდმასშტაბიანი არაწრფივი გრიგალური სტრუქ-ტურები არიან სუსტად მილევადი, საკმაო დიდხანს არსებობენ იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებში და რადგანაც ამ სტრუქტურებს გადააქვთ მათში ჩაჭერილი გარემოს ნაწილაკები (ნივთიერება), შეუძლიათ ითამაშონ მნიშვნელოვანი როლი იონოსფეროში ნივთიერების, სითბოს, ენერგიის გადატანაში და შესაბამისად, იონოსფეროს მაკრო-

ტურბულენტური მდგომარეობის ფორმირებაში [110]. მაგალითად, ასეთ მდგრად გრიგალებს შეუძლიათ ითამაშონ „ტურბულენტური აგენტის“ (ანუ ძლიერი ტურბულენტობის შემადგენელი ელემენტის) როლი იონოსფეროს E და F არეების გლობალურ ცირკულაციურ პროცესებში, ჰორიზონტალური მაკროსკოპული ტურბულენტობის ურთიერთგაცვლაში. ჰორიზონტალუ-რი ტურბულენტური ურთიერთგაცვლის კოეფიციენტი K_T შეიძლება შეფასდეს ობუხოვის ფორმულის მიხედვით [63,111,112], $K_T \approx 10^{-2} d^{4/3}$ მ²/წმ. ასე, რომ გრიგალებისათვის, რომელთა ხაზოვანი ზომა $d \sim 10^3$ კმ საშუალო განედოვან იონოსფეროში, ვღებულობთ რომ $K_T \approx 3 \times 10^6$ მ²/წმ. ეს შეფასება (რომელიც შეიძლება ჩაითვალოს ზედა ზღვრულ მნიშვნელობად) აჩვენებს, რომ მაღალ და დაბალ განედებს შორის სითბოს გლობალური ურთიერთგაცვლის პროცესებს, სითბოს მერიდიონალურ გადატანას ჩრდილოეთიდან სამხრეთისაკენ აქვთ მაკროტურბულენტური ხასიათი (შევნიშნოთ, რომ იონოსფერულ სიმაღლეებზე, პოლარული რეგიონი უფრო თბილია, ვიდრე ეკვატორული რეგიონი).

თ ა ვ ი VI

ქაოსური ადვექცია იონოსფერულ არაწრფივ სტრუქტურებში გარეშე არასტაციონარული ზემოქმედებისას

6.1 ქაოსური ადვექცია არასტაციონარულ დინებებში

ტერმინი “ქაოსური ადვექცია” გაჩნდა 1984 წელს არეფის სტატიაში [164]. ამ სტატიამ სტიმული მისცა ამ მოვლენის კვლევას სხვადასხვა ფიზიკურ პროცესებში. თუმცა მანამდე 60-იან წლებში არნოლდისა [191] და ჰენონის [192] სტატიებში, რომლებიც ეხებოდნენ ადვექციას სამგანზომილებიან სტაციონალურ ნაკადებში, უკვე მოცემული იყო მსგავსი იდეები და რეზულტატები. მაგრამ მათზე სათანადო ყურადღება არ იყო მიქცეული. ამჟამად ქაოსური ადვექცია იქცა ჰიდროდინამიკის ცალკე განყოფილებად, რომელსაც აქვს დიდი გამოყენება თეორიასა და ექსპერიმენტებში.

ამრიგად, პირველები, ვინც მიუთითა პირდაპირ სითხის დინებებში ქაოსის თეორიის საშუალებით შერევის, ქაოსური ადვექციის შესაძლებლობაზე იყო არნოლდი. მან დაუშვა, რომ სითხის დინებებში ნაწილაკების ტრაექტორია შეიძლება იყოს ქაოსური. ფრანგმა ასტრონომმა ჰენონმა განავითარა არნოლდის ეს იდეა და აჩვენა, რომ სტაციონალურ სამგანზომილებიანი სითხის ნაკადს, რომელშიც არ გვაქვს სიბლანტე, შეუძლია ქაოსური დენის წირების ფორმირება. არეფმა შენიშნა, რომ განტოლებები, რომლებიც აღწერენ სითხის ნაწილაკთა ტრაექტორიებს ორგანზომილებიან ნაკადებში, ფორმალურად იდენტური არიან ჰამილტონური სისტემების განტოლებებთან. აქ დენის ფუნქციის როლში გამოდის სისტემის ჰამილტონიანი. არეფმა გამოიყენა ეს დაკვირვება კომპიუტერულ მოდელირებაში და დაამტკიცა, რომ ჰამილტონურ სისტემებში, რომლებზეც მოქმედებს პერიოდული ცვლადი ძალა, შესაძლებელია ადგილი ჰქონდეს ეფექტურ შერევას და ქაოსურ ადვექციას. სამგანზომილებიან შემთხვევაში ასეთი პირდაპირი ანალოგია არ გვაქვს, მაგრამ ორგანზომილებიან შემთხვევაში ეს კავშირი არსებობს. სითხეებში შერევა შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც თვალნათელი მაგალითი და გამოვლინება სისტემების ქაოსური ყოფაქცევისა. ქაოსური ადვექცია ექსპერიმენტალურად შესწავლილი იყო ოტინოს შრომებში [166]. მან აჩვენა, რომ დინებებში უმარტივეს სიჩქარეთა ველებსაც შეუძლიათ შექმნან საკმარისად რთული ქაოსური სურათები. ქაოსური ადვექცია აჩქარებს სითხეების შერევის პროცესს. შერევისას დინებებში ხდება არეების გაჭიმვა და დაკეცვა, რასაც, ადგილი აქვს ჰამილტონურ სისტემების ფაზურ სივრცეშიც და სმაილის პროცესის სახელით არის ცნობილი. ორგანზომილებიან დინებებში არის არე რომელიც ცუდად ერევა დანარჩენს, თითქმის არ იცვლის ფორმას, მხოლოდ ბრუნავს რთული წესით, და არე რომელიც ასრულებს გაჭიმვა-კეცვას. ამ არეში მიიღება ქაოსური სურათი. ე.ი. ამ არეში საწყის მომენტში ახლოს მდებარე წერტილები სწრაფად შორდებიან ერთმანეთს. თეორიაში ფაზური სივრცის ასეთი არეების გასაყოფად შემოყავთ განსაკუთრებული წერტილები: ჰიპერბოლური (უნაგირა), ელიფსური და სხვ.

შეიძლება წარმოვიდგინოთ, რომ სითხის ორგანზომილებიან დინებებში სითხე მიედინება ჰიპერბოლური წერტილისაკენ ერთი მიმართულებით. ხოლო გამოედინება მისგან – მეორე მიმართულებით, ე.ი. დენის წირი იცვლის მიმართულებას. (მაგალითად

წყაროს შემთხვევაში დენის წირები წყაროს წერტილიდან გამოდიან ერთნაირი მიმართულებით). ხოლო ელიფსურ წერტილს სითხე გარს შემოუვლის, ე.ი. ელიფსური წერტილი მოთავსებულია ჩაკეტილი კონცენტრული დენის წირების ცენტრში. გამოყოფენ კიდევ მესამე, პარაბოლური ტიპის წერტილებს. ამ წერტილებში ადგილი აქვს წანაცვლებით ან ტანგენციალურ დინებებს, რომლებსაც ჩვენ არ განვიხილავთ.

სტაციონარულ დინებეში დენის წირები დაფიქსირებულია სივრცეში და ნაწილაკთა ტრაექტორიები არასდროს გადაიკვეთებიან და არ ხდება მათი შერევა. შერევისათვის საჭიროა ვაიძულოთ ნაკადი იცვლებოდეს დროში ისე, რომ დროის სხვადასხვა მომენტისათვის დენის წირები იკვეთებოდეს და მათი სხვადასხვა ნაწილაკთა ტრაექტორიები დაემთხვევა ერთმანეთს. ეს დასკვნა, გაკეთებული ოტტინოს მიერ, მნიშვნელოვანი იყო სითხეთა შერევის ეფექტური მექანიზმის შესაქმნელად. ყველაზე მარტივია ამის განხორციელება, როდესაც ნაკადი დროში იცვლება პერიოდულად. იმისათვის რომ ასეთმა ნაკადმა მოახდინოს ეფექტური შერევა, საჭიროა პერიოდულად მოხდეს სითხის ელემენტის გაჭიმვა და კეცვა (იგივე მოხდება დენის წირებშიც) ასეთია სმაილის მიერ აღწერილი ფაზური სივრცის ცვლილების ე.წ. “ნალისებური” სტრუქტურა. ამ შემთხვევაში გაბრტყელებისა და დაკეცვის შემდეგ არე უბრუნდება საწყის ფორმას, მაგრამ სითხეთა განაწილება არაერთგვაროვანია.

შერევის შემდეგ ქაოსური პროცესების დასაწყებად მნიშვნელოვანია უნაგირა წერტილის არსებობა დინებაში. ამ წერტილში სითხე შედის და გამოდის მისგან. ეს შეიძლება ავხსნათ შემდეგი სახით. სტაციონალურ დინებებში ამ წერტილიდან გამოსული ნაწილაკი ბრუნდება ისევ ამ წერტილში ან გადადის სხვა უნაგირა წერტილში. სტაციონალურ დინებებში უნაგირა წერტილი დაფიქსირებულია სივრცეში და არავითარ შერევას ადგილი არ აქვს. არასტაციონარულ ორგანზომილებიან დინებებში უნაგირა წერტილი პერიოდულად მოძრაობს და ამ წერტილში შემავალი და გამომავალი დინებების არეები შესაძლებელია კვეთდნენ ერთმანეთს. წერტილს, სადაც ერთმანეთს კვეთენ ეს ნაკადები უწოდებენ ტრანვერსალურ ჰომოკლინურ წერტილს. ქაოსის თეორიიდან ცნობილია, რომ ამ წერტილის არსებობა ფაზურ არეში გვიჩვენებს ქაოსური მოძრაობის შესაძლებლობას. მათემატიკური თვალსაზრისით სისტემა შეიძლება ჩაითვალოს ქაოსურად თუ მასში შესაძლებელია “ნალისებური”

სტრუქტურების ან ტრანსვერსალური კვეთების არსებობა. ასეთი კვეთების არსებობა შესაძლებელია სისტემებშიც, რომლებიც აღიწერებიან ნიუტონის მოძრაობის კანონით. ეს ფაქტი პირველად XIX საუკუნეში აღმოაჩინა პუანკარემ. ამ შემთხვევაში დინამიკის ანალიზის სირთულემ განაცვიფრა პუანკარე, რომელმაც პირველად შენიშნა მდგომარეობა, რომელსაც ამჟამად ეწოდება ქაოსი, პროცესი სადაც არ შეიძლება სისტემის მდგომარეობის პროგნოზირება. XIX საუკუნეში გიბსიც მივიდა იმ დასკვნამდე, რომ ჰამილტონურ სისტემებსაც ახასიათებს შეუქცევადობა და პროგნოზის შეუძლებლობა, ე.ი. არადეტერმინირებული პროცესების არსებობა.

ამრიგად შერევის პროცესის გასაუმჯობესებლად საჭიროა დინებების პერიოდული ცვლილება, რასაც მივყავართ ქაოსამდე.

შერევის პროცესების ანალიზს დიდი მნიშვნელობა აქვს ქაოსური ადვექციის გასარკვევად. როდესაც მსუბუქი ნაწილაკი მოძრაობს სითხესთან ერთად და იმეორებს სითხის დინების მოძრაობას, წარიტაცება სითხით და მყისიერად იძენს დინების სიჩქარეს, ამბობენ, რომ ადგილი აქვს ნაწილაკის პასიურ ადვექციას. სითხის დინების სიჩქარე მოიცემა სითხის მოძრაობის განტოლებით, მაგალითად ეილერის ან ნავიე-სტოქსის განტოლებით. ამრიგად ნაწილაკის მოძრაობის კინემატიკური განტოლებები, იგივე ადვექციის განტოლებათა სისტემა მოიცემა სახით:

$$\frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dy}{dt} = v_y, \quad \frac{dz}{dt} = v_z \qquad (223)$$

სადაც v_x, v_y, v_z სითხის დინების სიჩქარის მდგენელებია. ამ სახით მოძრაობის განტოლებათა ჩაწერა შეესაბამება ლანგრაჟის მეთოდს, სადაც განიხილება ცალკეული ნაწილაკის მოძრაობა დროში, განსხვავებით ეილერის მეთოდისაგან, სადაც გვაინტერესებს არა ნაწილაკების დინამიკა, არამედ სიჩქარეთა ველის ცვლილება დროში სივრცის მოცემულ წერტილში. მოცემული (223) განტოლებათა სისტემა, როგორც დინამიური სისტემა, შეიძლება შეიცავდეს ქაოსურ, არარეგულარულ ამონახსნებსაც, მაშინაც კი როდესაც სისტემის მარჯვენა მხარე შეიცავს მხოლოდ მარტივ კვადრატულ არაწრფივობას, როგორც გვაქვს ლორენცის სისტემაში [193]. მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ ეილერის ქაოსის განხილვისას ლორენცის ტიპის განტოლებათა სისტემა მიიღება უსასრულო განზომილებიანი ჰიდროდინამიკული სისტემის სამ ჩვეულებრივ დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემამდე რედუქციით. ადვექციის

პრობლემის გარკვევისას ჩვენ არ გვჭირდება ასეთი შეკვეცა და მიახლოებითი ამოხსნების ძებნა. ანუ (223) განტოლებათა სისტემა ზუსტია და სრულად ასახავს ყველა შესაძლო მოძრაობას რაც შესაძლებელია გვქონდეს (223) განტოლებებით აღწერილ დინებაში. თუ (223) განტოლებათა სისტემის დინამიკა შეიცავს ქაოსურ ამონახსნებს, ეს ყოფაქცევა არის დინების კინემატიკის მკაცრად დასაბუთებული თვისება. ამრიგად, მივიჩნევთ რომ (223) განტოლებათა სისტემის საშუალებით განხილული ჰიდროდინამიკული პროცესები ზუსტად და სრულად ასახავს დინებების დინამიკას. ამ შემთხვევაში ზუსტად უნდა განისაზღვროს (223) სისტემის მარჯვენა მხარე, ანუ დინების სიჩქარე. თუ სამგანზომილებიან სივრცეში ნაკადის სიჩქარე არ არის დროის ფუნქცია, ანუ გვაქვს სტაციონალური სამგანზომილებიანი დინება, შესაძლებელია გვქონდეს სისტემის ქაოსური ყოფაქცევა იმ შემთხვევაში, როდესაც სიჩქარის მდგენელები არაწრფივ წევრებს შეიცავენ. მართლაც, როგორც ეს ნაჩვენებია შემდეგ პარაგრაფში, სამგანზომილებიან ავტონომიურ დინამიურ სისტემაში შესაძლებელია გვქონდეს ქაოსი, ხოლო ორგანზომილებიან შემთხვევაში სტაციონალურ დინებებში ქაოსი არ გვაქვს და ორგანზომილებიანი (223) სისტემა, სტაციონალური მარჯვენა ნაწილით (ავტონომიური განტოლებათა სისტემა), შეიცავს მხოლოდ რეგულარულ ამონახსნებს. არარეგულარული ქაოსური ამონახსნებისათვის ორგანზომილებიან შემთხვევაში სისტემა უნდა იყოს არაავტონომიური, ე.ი. სიჩქარის მდგენელები იყოს დროის ფუნქცია.

რაც შეეხება ტერმინოლოგიას ლიტერატურაში, ზოგიერთი ავტორი ნაცვლად ტერმინისა “ქაოსური ადვექცია” გამოიყენებს “ქაოსურ შერევას”, “ლაგრანჟის ქაოსს” ან “ლაგრანჟის ტურბულენტობას”.

[165] ნაშრომში მოყვანილია პუბლიკაციაების სია ქაოსურ ადვექციაში 1966-1990 წ. პერიოდისათვის. [166] მონოგრაფიაში განხილულია ქაოსური ადვექციის მრავალი ფუნდამენტალური ასპექტი. ითვლება, რომ ეს მონოგრაფია წარმოადგენს კლასიკურ ჰიდროდინამიკაში ახალი მიმართულების წარმოქმნის სიგნალს. სითხეში ქაოსური დინებების განხილვას ეძღვნება [167] კრებულიც.

ქაოსური ადვექციის თეორიის შემუშავების შემდეგ სწრაფად დაიწყო მისი ექსპერიმენტალური კვლევა [164-166]. თავიდანვე ცხადი იყო, რომ ქაოსური ადვექციის

ძებნა ექსპერიმენტზე საჭირო იყო ბლანტ დინებებში. ასეთ დინებად არჩეული იყო სტოქსის დინება, სადაც ნაკადის მთელი ველი განისაზღვრება მისი საზღვრების მოძრაობით. მაგალითად დინებები ორ ერთმანეთში ჩადგმულ არაკოაქსიალურ ცილინდრებს შორის. წიგნმა [166] ითამაშა დიდი როლი ქაოსური ადვექციის მოვლენის შესწავლასა და სხვადასხვა სამეცნიერო-ტექნიკური პრობლემის გადაწყვეტაში. ქაოსური კონვექციის საკითხები განიხილება ასევე [168] წიგნში.

პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით განსაკუთრებით უნდა აღინიშნოს ამ დარგის მიღწევები სითხეების შემრევი მოწყობილობების შექმნაში, მიკრო-ელექტრომექანიკურ სისტემებში, მასალათა დამუშავებაში და სხვ.

ბოლო წლების შედეგები, რომლებიც მიღებულია ქაოსური ადვექციის შესწავლისას გეოფიზიკური ჰიდროდინამიკის სხვადასხვა მოდელებში, მთლიანად ამტკიცებს [178] ნაშრომში გამოხატულ აზრს იმის შესახებ, რომ “ქაოსური ადვექცია არის ნაყოფიერი და მძლავრი კონცეფცია, რომელიც ალბათ მომავალში იპოვის ბევრ გამოყენებას ატმოსფეროსა და ოკეანის გამოკვლევისას”. დისერტაციის მოცემულ თავში ნაჩვენებია, თუ რა გამოყენება აქვს ამ კონცეფციას იონოსფერულ პლაზმაში დინამიურად თავსებადი მოდელების კლასისათვის, რომელთა საფუძველს წარმოადგენს დიდმასშტაბიანი პლანეტარული არაწრფივი სტრუქტურების განტოლებათა სისტემა.

6.2 ლაგრანჟისა და ეილერის მიდგომა ქაოსის ამოცანებში

ორგანზომილებიანი არაკუმშვადი სითხის ნაკადის სიჩქარის მდგენელები შეიძლება გამოვსახოთ Ψ დენის ფუნქციის საშუალებით:

$$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

თუ ამ განტოლებებს გავაერთიანებთ ადვექციის განტოლებებთან მივიღებთ:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad \frac{\mathrm{dy}}{\mathrm{dt}} = -\frac{\partial \Psi}{\partial \mathrm{x}}.$$

ამრიგად, მივიღეთ დინამიკაში კარგად ცნობილი ჰამილტონის კანონიკური განტოლებები ერთი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემისათვის. ამ შემთხვევაში დენის ფუნქციას აქვს ჰამილტონიანის როლი. x და y არიან შეუღლებული კანონიკური ცვლადები. ნებისმიერი მათგანი წარმოადგენს განზოგადებულ კოორდინატს. მაშინ

მეორე დეკარტეს კოორდინატი იქნება შეუღლებული განზოგადოებული იმპულსი. ეს ცვლადები გამოიყენებიან დინამიკის ჰამილტონის ფორმულირებაში. ჰამილტონის დინამიკის ფაზურ სივრცეს შეესაბამება რეალური დეკარტეს კოორდინატების კონფიგურაციული (x, y) სივრცე.

ამრიგად, არაკუმშვადი სითხის ნაკადის ადვექციის ორგანზომილებიანი კინემატიკა ეკვივალენტურია ერთი თავისუფლების ხარისხის მქონე სისტემის ჰამილტონური დინამიკის. არეფის ამ მიგნებას ჩვენ გამოვიყენებთ ორგანზომილებიანი დიდმასშტაბიანი იონოსფერული მოძრაობების თვისებების შესასწავლად. ამ შემთხვევაში მნიშვნელობა არ აქვს სითხის სიბლანტის გათვალისწინებას. სითხის სიბლანტეს არ შეუძლია კინემატიკის ჰამილტონური ბუნების შეცვლა, რადგან ის განსაზღვრულია მხოლოდ არაკუმშვადობის თვისებით. ეს არ არის დამოკიდებული იმაზე არის თუ არა მოძრაობა დისიპაციური.

არეფის ეს მოყვანილი დებულება ცნობილი იყო ჰიდროდინამიკის სპეციალისტებისათვის და ალბათ ითვლებოდა ფორმალურ თანხვედრად . ასევე ცნობილი იყო ერთი თავისუფლების ხარისხის მქონე არასტაციონალურ ჰამილტონურ სისტემებში ქაოსის არსებობა. მაგრამ ამ დებულებებს შორის კავშირი გამოიყენა არეფმა და შემოიყვანა ქაოსური ადვექციის ცნება.

განვიხილოთ არაწრფივ დინამიურ სისტემებში ქაოსის არსებობის აღმოჩენის ცნობილი მეთოდები.

არაწრფივი დინამიური სისტემების ფინიტურ, ექსპონენციალურად არამდგრად მოძრაობას ეწოდება ქაოსური მოძრაობა ანუ ქაოსი. არაქაოსურ მოძრაობას უწოდებენ რეგულარულს. 60-80-ან წლებში ქაოსის სინონიმი იყო ტერმინი “სტოქასტურობა”. თანამედროვე ლიტერატურაში იყენებენ “ქაოსს”. განტოლებათა ქაოსური ამონახსნების ანალიზისათვის შემუშავებულია რიცხვითი მეთოდები და კრიტერიუმები, რომლებიც შეიძლება გამოვიყენოთ ერთდროულად. ყველაზე უფრო დამუშავებულია და ხშირად გამოიყენება ლიაპუნოვის მაჩვენებლების გამოთვლა, ფურიე-სპექტრის და კორელაციური ფუნქციების ანალიზი, პუანკარეს ასახვები (პუანკარეს კვეთები).

ლიაპუნოვის მიხედვით დინამიური სისტემების მოძრაობას ეწოდება ექსპონენციალურად არამდგრადი თუ საწყის მომენტში ახლომდებარე ფაზურ

წერტილებს შორის მანძილი $\Delta(t)$ დროში იზრდება ექსპონენციალური კანონით: $\Delta(t) \sim \Delta(0)e^{\sigma t}$. σ სიდიდეს, რომელიც ახასიათებს ტრაექტორიების ექსპონენციალურად დაშორების სიჩქარეს ფაზურ სივრცეში, ეწოდება ლიაპუნოვის მაჩვენებელი. უფრო მკაცრი განსაზღვრისას მოითხოვება, რომ საწყის მომენტში ფაზურ წერტილებს შორის დაშორება იყოს ძალიან მცირე, $\Delta(t) \to 0$. ამავე დროს ლიაპუნოვის მაჩვენებელი უნდა გამოითვალოს დიდი დროითი ინტერვალის ზღვარში, $t \to \infty$.

ამრიგად,

$$\sigma = \overline{\lim_{\substack{t \to \infty \\ \Delta(0) \to 0}}} \frac{1}{t} \ln \frac{\Delta(t)}{\Delta(0)},$$

სადაც ხაზი აღნიშნავს ზედა ზღვარს. ნაჩვენებია, რომ σ-ს დადებითი მნიშვნელობა გვიჩვენებს მოძრაობის არამარტო ექსპონენციალურ არამდგრადობას, არამედ ამტკიცებს, რომ სისტემაში შეიძლება არსებობდეს ტრაექტორიების შერევა. დადებითი ლიაპუნოვის მაჩვენებელი გვიჩვენებს მდგომარეობის პარამეტრების არაპერიოდულობას (არასტაციონალურობას) დროში. ასეთი მახასიათებლები გააჩნიათ შემთხვევით პროცესებს. იგივე თვისებები აღმოაჩნდათ პროცესებს, რომლებიც აღიწერებიან დეტერმინირებული კანონებით. ამ პროცესებს ეწოდებათ დეტერმინირებული ქაოსი. დინამიკური ქაოსი ნიშნავს პარამეტრების მცირე ცვლილებების მიმართ დინამიური სისტემის ევოლუციის მგრძნობელობას. რეგულარული მოძრაობებისათვის $\sigma \le 0$, ხოლო ქაოსურ რეჟიმში $\sigma > 0$. ამრიგად, σ-ს ნიშანი წარმოადგენს ქაოსის კრიტერიუმს. ლიაპუნოვის კოფიციენტების დათვლა მოითხოვს მონაცემების კომპიუტერულ დამუშავებას, რომლის ალგორითმი, მოცემულია ნაშრომში [189]. ასეთი სახით განსაზღვრულ ლიაპუნოვის მაჩვენებელს უწოდებენ ლოკალურს. სისტემის მდგომარეობის მახასიათებელი განტოლებათა სისტემისათვის შესაძლებელია არსებობდნენ სხვადასხვა ლიაპუნოვის მაჩვენებლები. მათი საერთო რიცხვი არ აღემატება მდგომარეობის სივრცის N განზომილებას ანუ მდგომარეობის განტოლებათა რაოდენობას. ლიაპუნოვის მაჩვენებლებით შეიძლება ქაოსის რაოდენობრივი შეფასება დისიპაციურ და ჰამილტონურ დინამიურ სისტემებში.

ჰამილტონური სისტემების ფაზურ სივრცეში წარმოიქმნებიან ე.წ. ფრაქტალური სტრუქტურები (სიმრავლეები), რომლებიც ახასიათებენ არარეგულარულ, ქაოსურ

მოძრაობებს. ასეთი სიმრავლეები უმეტეს შემთხვევაში უკეთ აღწერენ ბუნებაში არსებულ ობიექტებსა და პროცესებს, ვიდრე კლასიკური გეომეტრიული სიმრავლეები.

მანდელბროტის მიხედვით [163] ფრაქტალი არის გეომეტრიული ფიგურა, სადაც მსგავსი ფრაგმენტი მეორდება მასშტაბის ყოველი შემცირებისას. ამრიგად, ფრაქტალს გააჩნია მასშტაბური ინვარიანტობა. ასეთ ფრაქტალებს უწოდებენ კონსტრუქციულს და მათი აგება მარტივი გეომეტრიითაც შეიძლება. არაწრფივ დინამიურ სისტემებში წარმოიქმნებიან ფრაქტალები, რომელთა აგება უფრო რთულია, ვიდრე კონსტრუქციული ფრაქტალების. ამ ფრაქტალებს მასშტაბური ინვარიანტობა გააჩნიათ მიახლოებით ანუ მასშტაბირებისას არ ხდება ფრაგმენტების ზუსტი განმეორება. ასეთ სიმრავლეებს ეწოდებათ დინამიური ფრაქტალები, ამიტომ ფრაქტალის თვისებებიდან გამომდინარე ასეთ ობიექტებს მიეკუთვნებიან სიმრავლეები, რომელთა ჰაუსდორფის ანუ ფრაქტალური განზომილება მეტია მის ტოპოლოგიურ განზომილებაზე. თავიდან ფრაქტალური სიმრავლეები მათემატიკურ იშვიათობას წარმოადგენდნენ. დღეისათვის ბევრ ფიზიკურ ობიექტს აღმოაჩნდა ფრაქტალური ბუნება. ჩვენ განვიხილავთ იონოსფერული დიდმასშტაბიანი სტრუქტურების ფრაქტალურ თვისებებს.

თუ სიმრავლეს არ გააჩნია რეგულარული სტრუქტურა (ფრაქტალები), მისი გეომეტრიის დახასიათება ხდება ფრაქტალური განზომილებით. თუ შემოსაზღვრული M სიმრავლე ეკუთვნის d განზომილებიან ევკლიდეს R^d სივრცეს და $N(\varepsilon)$ არის ε სიგანის d განზომილებიანი კუბების მინიმალური რაოდენობა, რომლებიც მთლიანად ფარავენ სიმრავლის ყველა წერტილს, მაშინ M სიმრავლის ტევადობითი ანუ ფრაქტალური განზომილება მოიცემა შემდეგი სახით:

$$D_F = \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{\ln N(\varepsilon)}{|\ln \varepsilon|}.$$

სიმრავლის ფრაქტალური განზომილება დაკავშირებულია ლიაპუნოვის მაჩვენებლებთან. თუ დინამიური სისტემას N განზომილებიან ფაზურ სივრცეში მოძრაობას გააჩნია ლიაპუნოვის მაჩვენებლების სპექტი $\{\sigma_i\}$ $(1 \le i \le N)$ და K არის უდიდესი მთელი რიცხვი, ისეთი რომ $\sum_{i=1}^{k} \sigma_i > 0$, მაშინ ფრაქტალური განზომილება D_F მოიცემა შემდეგი გამოსახულებით:

$$D_F = K + \frac{1}{|\sigma_{k+1}|}\sum_{i=1}^{k}\sigma_i \ .$$

ამ ფორმულის მარჯვენა მხარეში გამოსახულება არის ლიაპუნოვის განზომილება D_L. ეს დებულება წარმოადგენს კაპლან-იორკეს ჰიპოთეზას. ჰიპოთეზა მდგომარეობს იმაში, რომ ფრაქტალური განზომილება ემთხვევა ლიაპუნოვის განზომილებას $D_F = D_L$. მკაცრად დამტკიცებულია, რომ ზოგად შემთხვევაში $D_F \geq D_L$. ტიპიურ შემთხვევაში $D_F - D_L \sim 10^{-3} << D_F$ და პრაქტიკულ ამოცანებში შესაძლებელია განსხვავების უგულვებელყოფა. ორგანზომილებიან სისტემებში ქაოსური მოძრაობის განსაზღვრის თანახმად $\sigma_1 > 0$. ასევე ნულოვანი მახასიათებელი მაჩვენებლის თეორემის მიხევდით [188] $\sigma_2 \geq 0$. აქედან მივიღებთ, რომ $K \geq 2$ და $D_F \geq K \geq 2$.

ჰიდროდინამიკურ სისტემებში ქაოსის შესწავლა არის მექანიკის ერთერთი ცენტრალური პრობლემა. ნავიე-სტოქსის განტოლების ტურბულენტური მდგომარეობის შესაბამისი ამონახსნების ანალიზი [163] აჩვენებს, რომ ტურბულენტობა არის ქაოსი. თუ ამ დროს საწყისი პირობები რეგულარულია ტურბულენტობა (ქაოსი) წარმოიქმნება სისტემის არაწრფივი დინამიური თვისებების გამო. ქაოსი განპირობებულია ჰიდროდინამიკური არადგრადობებით. ასევე დისიპაციის გათვალისწინებით ნავიე-სტოქსის განტოლებებისათვის ლიაპუნოვის მაჩვენებლების გამოთვლა ამტკიცებს, რომ ტურბულენტობა არის ქაოსური მოძრაობა.

თუ სისტემის ჰამილტონიანი არის დროის ფუნქცია $H = H(p_N, q_N, t)$, მაშინ ამ სისტემის თავისუფლების ხარისი $i = (2N+1)/2$, სადაც N არის განზოგადებული (p_N, q_N) კოორდინატების რაოდენობა, ანუ ჩვენი კოორდინატული (x, y) წყვილების რაოდენობა. დრო განიხილება როგორც დამატებითი კანონიკური ცვლადი. ამ ნაშრომში განიხილებიან $H = H(x, y, t)$ სახის ჰამოლტონიანები, ამიტომ ჩვენ შემთხვევაში $N = 1$ და სისტემის თავისუფლების ხარისი $i = 3/2$. როგორც ცნობილია, ეს არის სისტემის თავისუფლების მინიმალური ხარისხი, სადაც შესალებელია გაჩნდეს ქაოსი [179]. ასეთი სისტემის ტრაექტორიები $x(t_n), y(t_n)$ ხელსაყრელია აისახოს (x, y) სიბრტყეზე პერიოდული დროის მომენტებში $t_n = t_0 + nT$. ტრაექტორიების წარმოქმნის ასეთ მეთოდს უწოდებენ პუანკარეს ასახვას ან პუანკარეს კვეთებს. ეს მეთოდი გვაძლევს

სისტემის დინამიკისა და ევოლუციის სტრობოსკოპულ სურათს. ჰამილტონური სისტემების ფაზური დინამიკის პუანკარეს კვეთა მკაფიოდ წარმოადგენს სისტემის რეგულარული და ქაოსური მოძრაობის არეებს. ქაოსური მოძრაობა წარმოიდგინება ასახვის წერტილების არარეგულარული განაწილებით, რომლებიც გაფანტულნი არიან “ქაოსურ ზღვაში”, ხოლო რეგულარული კვაზიპერიოდული მოძრაობები წარმოდგენილია ჩაკეტილი იზოლირებული არეებით, წირებით და ქმნიან “კუნძულებს”. ამ “ზღვაში” მიმოფანტული “კუნძულები” ქმნიან არარეგულარულ სურათს, რომელიც ასახავს ქაოსური დინამიკის რთულ ყოფაქცევას სისტემის ფაზურ სივრცეში. კუნძულები არ არიან მდგრადი რეგულარული სტრუქტურები, რადგან მათ შიგნით არსებობენ ქაოსური მოძრაობის იზოლირებული არეები. ამრიგად ჰამილტონური სისტემების ფაზურ სივრცეში მდგრადი და არამდგრადი, იგივე რეგულარული და ქაოსური, იგივე მოწესრიგებული და მოუწესრიგებელი არეების თანაარსებობა არის ერთ-ერთი საინტერესო და მნიშვნელოვანი აღმოჩენა. ამ ქაოსური არეების სრული გადაფარვისას სისტემაში მყარდება სრული ქაოსი.

სისტემის არასტაციონალური შეშფოთება ცვლის მის ფაზური სივრცის ტოპოლოგიას. რეზონანსული შეშფოთება წარმოქმნის კუნძულების რიგს და ზრდის ელიფსური და ჰიპერბოლური წერტილების რაოდენობას ფაზურ სივრცეში. ჩირიკოვის კრიტერიუმის მიხედვით, სისტემაში ქაოსური დინამიკა იწყება არარეგულარული კუნძულების გადაფარვისას. ფაზური სივრცის სეპარატრისული არის ანალიზი აჩვენებს, რომ შეშფოთება შლის სეპარატრისას წირს და ცვლის მას სტოქასტური ფენით. სტოქასტური ფენა წარმოადგენს ქაოსის წყაროს [163]. შეშფოთების ამპლიტუდის გაზრდით ეს ფენა ფართოვდება და მცირდება რეგულარულობის არეები. ამის შემდეგ სტოქასტურ არეში რჩებიან მცირე რეგულარულობის კუნძულები, რომლებიც მცირდებიან შეშფოთების გაზრდისას. გათვლები მოცემულ მასშტაბებში აჩვენებენ ასეთი დიდი სტრუქტურების არსებობას. თუმცა “სტოქასტურ ზღვაში”არსებობენ უფრო მცირე ზომის რეგულარული კუნძულები (მდგრადობის არე), რომლებიც ჩნდებიან მასშტაბის გაზრდისას. ეს კუნძულები მონაწილეობენ რთულ ბიფურკაციულ მოძრაობებში. ამ დროს ისინი იშლებიან, შორდებიან ერთმანეთს ან პირიქით, ხდება მათი შერწყმა. ამ კუნძულების ყოფაქცევა მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს მთელი

სისტემის დინამიკაზე. ნაწილაკების მოძრაობა ამ არეში რთულია და ადგილი აქვს მათ ე.წ. ანომალურ გადატანას. ეს მოვლენა დაკავშირებულია ამ კუნძულების მახლობლად ფაზური სივრცის რთულ ტოპოლოგიასთან. როგორც რიცხითი გათვლები აჩვენებენ, კუნძულების სასაზღვრო ფენა სხვადასხვა მასშტაბზე თვითმსგავსებას ამჟღავნებს და მას რთული ფრაქტალური აგებულება გააჩნია. ამ პროცესების ანალიზური კვლევა დიდ სირთულეებს აწყდება [163], ამიტომ ქაოსური დინამიკის შესწავლისათვის განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია რიცხვითი ექსპერიმენტების ჩატარება და ფაზური სივრცის ვიზუალური ანალიზი. ასეთი ანალიზი აჩვენებს, რომ რეგულარული მოძრაობის არის საზღვარი რთული ფრაქტალური ბუნებისაა. გარე შეშფოთების ამპლიტუდის ცვლილებით "ქაოსურ ზღვაში" არსებული მცირე რეგულარული კუმძულები წარმოიქმნებიან, მრავლდებიან, ან ქრებიან.

ამრიგად, N არაწრფივი დიფერენციალური განტოლების სისტემის ტრაექტორიები შეიძლება ავლენდნენ ქაოსურ ცვლილებებს ფაზურ სივრცეში. ამ თვისებას უწოდებენ ლანგრანჟის ტურბულენტობას და მას ადგილი აქვს ავტონომიურ განტოლებათა სისტემის შემთხვევაში, როდესაც $N \geq 3$ და არაავტონომიურში - $N \geq 2$. კლასიკური ჰიდროდინამიკის მოდელური ამოცანებისათვის შესაბამისი მაგალითები $N=3$ სისტემისათვის განხილული იყო წინა საუკუნის 60-იან წლებშიც. სწორედ აღნიშნული მოვლენებისათვის ჰ.არეფმა გამოიყენა ტერმინი "ქაოსური ადვექცია" [164], რომელიც ბოლო წლებში გახდა "ლანგრანჟის ტურბულენტობის" სინონიმი.

ქაოსური ადვექციის გაგებისათვის მნიშვნელოვანი იყო არნოლდის და ჰენონის ურიერთდაკავშირებული სტატიები [191,192]. მათ როგორც დინამიურ სისტემათა თეორიის სპეციალისტებმა პირველებმა განსაზრეს ადვექციის განტოლებებში ქაოსის არსებობის არსი.

არნოლდმა დაამტკიცა, რომ ბელტრამის დინებაში, სადაც სიჩქარისა და გრიგალის ვექტორები პარალელურია, ლემბის ვექტორი ნულია. ლემბის ვექტორი $\vec{L}=[\vec{v}\times\vec{w}]$, სადაც $\vec{w}$-გრიგალია. სივრცეში ნაწილაკთა მოძრაობის ტრაექტორიები არ არიან შემოსაზღვრული ორგანზომილებიანი ზედაპირით. ნაწილაკები იმოძრავებენ ნაკადის მთელ არეში და გამოავლენენ სისტემის ქაოსურ მოძრაობას. N=3 ავტონომიური განტოლებათა სისტემის მაგალითად განვიხილოთ ე.წ. ABC ნაკადი:

$$v_x = \sin z + 0.65\cos y$$
$$v_y = \sin x + \cos z$$
$$v_z = 0.65\sin y + \cos x$$

ამ სივრცული მოძრაობის ტრაექტორიების პუანკარეს კვეთის ანალიზი აჩვენებს, რომ სისტემაში მოძრაობა ქაოსურია და არაინტეგრირებადი. ამრიგად, ბელტრამის დინებაში პირველად არნოლდმა შენიშნა არაინტეგრირების ნიშნები.

წინა საუკუნის 90-იან წლებში განსაკუთრებული ყურადღება ეთმობოდა ოკეანოლოგიური პროცესების დეტერმინირებულ მოდელებს, სადაც გამოვლინდება ქაოსი. [168,169] მიმოხილვებში მოცემულია მრავალი შედეგი ამ მიმართულებიდან. მოყვანილ შრომებში ძირითადად განხილულია არაავტონომიური ჰამილტონური სისტემები, რომლებშიც კანონიკური ცვლადების როლს თამაშობენ დეკარტეს x და y კოორდინატები, ე.ი. განიხილებოდა ორგანზომილებიანი მოძრაობები. Hჰამილტონიანის როლში მიღებულია დენის ფუქცია. კინემატიკური მოდელებისათვის განიხილებოდა შედარებით ანალიზურად მარტივი დენის ფუნქციის გამოსახულება და დინამიკური თავსებადობის პრობლემა, როგორც წესი არ განიხილებოდა. ამ შრომებს მიეკუთნება ჭავლური დინებების [170,171] და განცალკავებული გრიგალების [172] შესწავლა. კინემატიკური მოდელი სამგანზომილებიანი სტაციონალური შემთხვევისათვის განხილულია [173] ნაშრომში. დინამიკური თავსებადობის პრობლემა განხილულია [174] ნაშრომში. ეს პრობლემა მდგომარეობს იმაში, რომ დენის ფუნქცია უნდა აკმაყოფილებდეს იმ თანაფარდობებს, რომლებიც გამომდინარეობენ დინამიკური განტოლებებიდან. კინემატიკურ მოდელებში, რომლებიც მოყვანილია ზემოთ ჩამოთვლილ ლიტერატურაში, ეს მოთხოვნა როგორც წესი, არ კმაყოფილდება. როგორც ლიტერატურიდან ჩანს პირველი არატრივიალური დინამიკურად შეთანხმებული ორგანზომილებიანი მოდელი, რომელსაც გააჩნია გეოფიზიკური მნიშვნელობა, გაანალიზებული იყო კიდას გრიგალის მაგალითზე [174,175]. დინამიკურად თავსებადი მოდელების შექმნისათვის დიდი მნიშვნელობა აქვს წერტილოვანი გრიგალების დინებებთან ურთიერთქმედების შესწავლას და მათში ნაწილაკების მაძრაობის ლაგრანჟის ტურბულენტობის ანალიზს. დიპოლური გრიგალების შეშფოთებისას წარმოქმნილი ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობა განიხილებოდა [176,177] შრომებში. ზოგად შემთხვევაში, დინამიკური სისტემების დისკრეტიზაციისას უმარტივეს

კვაზიგეოსტროფიულ მოდელებშიც კი მიიღება დიდგანზომილებიანი სისტემები. სისტემის რიგის მნიშვნელოვნად შემცირება შესაძლებელია სპექტრალური მეთოდების გამოყენებით.

ამრიგად დინამიკური თავსებადობა მრავალ პრობლემას აწყდება. ერთის მხრივ ასეთი მოდელები შეიძლება აიგოს უმარტივესი წერტილოვანი გრიგალებისათვის, რომლებშიდაც, გარკვეულ მიახლოებაში, შესაძლებელია რეალური გრიგალური სტრუქტურების თვისებების შესწავლა. მაგრამ ასეთი მოდელები გვაძლევენ რეალური პროცესების მხოლოდ თვისობრივ მიახლოებით სურათს. მეორეს მხრივ დინამიკური სისტემების განზომილების დაწევა, რაც იძლევა ამოცანის რიცხვით გამოკვლევის საშუალებას, გვიჩვენებს მხოლოდ პროცესის რომელიმე მხარეს, მის რაიმე თვისებას. ანუ ასეთი მიდგომა იძლევა პროცესის არასრულ სურათს. ამიტომაც არის მნიშვნელოვანი ამოცანის ამოხსნისას, რეალური დინამიკურად თავსებადი მოდელის შექმნა და მისი ანალიზური ამოხსნა, რაც საშუალებას მოგვცემს მივიღოთ პროცესის დინამიკურად თავსებადი დენის ფუნქცია, მივიღოთ შესაბამისი შესაძლო სტრუქტურები და განვიხილოთ მათში ნაწილაკების მოძრაობის რეგულარული და ქაოსური რეჟიმები. სწორედ ასეთი მოდელია გაანალიზებული წინამდებარე თავში.

ლიტერატურაში გარდა ლაგრანჟის ქაოსისა ასევე განიხილება ეილერის ტიპის ქაოსი. ლორენცის მიერ განხილული სითბური კონვექციის ცნობილ მოდელში [193] განიხილება მოძრავი ნაწილაკების სიჩქარეთა ველში შესაძლო ქაოსი. ამ ტიპის ქაოსურ მოძრაობებს ეწოდებათ ეილერის ქაოსი. ამ შემთხვევაში დენის ფუნქცია მიიღება დინამიკურად თავსებადი კონვექციის განტოლებათა სისტემიდან, რომლის ამონახსნი იძებნება $\Psi = \Psi_1(t)\sin(k_x x)\sin(k_y y)$ სახით. ამონახსნის ასეთი წარმოდგენით მიიღება ლორენცის ცნობილი განტოლებათა სისტემა:

$$\frac{dx}{dt} = -\sigma x + \sigma y$$
$$\frac{dy}{dt} = rx - y - xz$$
$$\frac{dz}{dt} = -bz + xy$$

სადაც $x,\ y,\ z$ სისტემის მდგომარეობის მახასიათებლებია; $r,\ \sigma,\ b$ - მოცემული უგანზომილებო პარამეტრებია, გაწარმოება ხდება უგანზომილებო დროით. ამ სისტემას

პარამეტრების გარკვეული მნიშვნელობებისას გააჩნია ქაოსური ამონახსნები. დენის ფუნქციის განსაზღვრით შესაძლებელია ვიპოვოთ მოძრავი ნაწილაკის სიჩქარის x და y მდგენელები:

$$u_x = \frac{dx}{dt} = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}$$
$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

ამრიგად, განხილულ მოდელში მოძრაობის განტოლებებს აქვთ შემდეგი სახე:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -k_y \Psi_1(t)\sin(k_x x)\cos(k_y y) \\ \frac{dy}{dt} &= k_x \Psi_1(t)\cos(k_x x)\sin(k_y y) \end{aligned} \qquad (224)$$

როდესაც ლორენცის სისტემაში შემავალი მმართველი პარამეტრი $r > r_c$, სადაც r_c პარამეტრის კრიტიკული მნიშნელობაა, სისტემაში ჩნდება ქაოსური პროცესი და სიჩქარის ველი არ არის პროგნოზირებადი. ე.ი. მივიღეთ ეილერის ტიპის ქაოსი. მეორეს მხრივ მოძრაობის განტოლებათა სისტემიდან შესაძლებელია განისაზღვროს ნაწილაკთა ტრაექტორიის განტოლება:

$$\sin(k_x x)\sin(k_y y) = const\ .$$

მართლაც, ნაწილაკების ტრაექტორია წირია, სადაც $d\Psi = 0 \Rightarrow \Psi = const$.
ე.ი. დენის ფუნქციის ზედაპირის იზოხაზები განსაზღვრავენ ტრაექტორიებს. $\Psi_1(t)$ ფუნქცია არის უწყვეტი და დიფერენცირებადი. თუ გადავალთ ახალ დროზე

$$d\tau = k_y \Psi_1(t) dt$$

მივიღებთ მოძრაობის განტოლებათა სისტემას:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= -\sin(k_x x)\cos(k_y y) \\ \frac{dy}{d\tau} &= a\cos(k_x x)\sin(k_y y) \end{aligned} \qquad (225)$$

საწყისი პირობით: $x(t=0) = x_0$, $\quad y(t=0) = y_0$, სადაც $\frac{k_x}{k_y} = a$. τ ახალი დროის, როგორც ძველი t დროის ფუნქციის განსაზღვრისათვის გვაქვს განტოლება:

$$\frac{d\tau}{dt} = k_y \Psi_1(t)$$

როგორც ვხედავთ, დროითი პარამეტრის შერჩევით შესაძლებელია ეილერის ტიპის ქაოსის შემთხვევაში ნაწილაკთა ქაოსური მოძრაობის “რეგულირება”. თუმცა რეალურ დროით მასშტაბში ნაწილაკის ტრაექტორია ქაოსურია, რომლის ქაოსურობის ზომა შესაძლებელია შეფასდეს ლიაპუნოვის კოეფიციენტების გამოთვლით. ამრიგად, ეილერის ტიპის ქაოსში ტრაექტორიები შეიძლება იყოს რეგულარული, ხოლო სიჩქარეთა ველი არარეგულარულია. ამიტომ ფიზიკურად უფრო საინტერესო მოვლენას წარმოადგენს ლაგრანჟის ქაოსი, რომელსაც შეიძლება ადგილი ჰქონდეს იონოსფერულ დიდმასშტაბიან გრიგალურ სტრუქტურებში. გრიგალური სტრუქტურების შემთხვევაში, ლიაპუნოვის კოეფიციენტების გამოყენებით, შეიძლება გამოვთვალოთ ტრაექტორიის ქაოსურობის შეფასების ფრაქტალური განზომილება და შევადაროთ ის არაწრფივი დიპოლური სტრუქტურების დაშლისას ნაწილაკების ქაოსური ტრაექტორიების ფრაქტალურ განზომილებას. საინტერესოა გაირკვეს თუ როგორ არის დამოკიდებული ეს შედეგი წერტილის საწყის მდებარეობაზე, ანუ იმაზე წერტილი სად იმყოფება – გრიგალის შიგნით თუ გარეთ. როგორც ავღნიშნეთ, ლიაპუნოვის დადებითი კოეფიციენტები და ფრაქტალუტი წილადი განზომილებები ქაოსის ცნობილი კრიტერიუმებია. ამ პატამეტრების რიცხვითი გათვლები აჩვენებენ, რომ მოცემულ ნაშრომში განხილული დიდმასშტაბიან გრიგალურ პლანეტარულ სტრუქტურებში, ნაწილაკები მოძრაობენ ქაოსურად არეში, რომლის ზომა დამოკიდებულია გარე შეშფოთების სახეზე (სიხშირესა და ტალღურ რიცხვზე). ნაწილაკთა x და y ნორმირებული კოორდინატები ქაოსურად ან რეგულარულად იცვლილებიან დროში ნაწილაკის საწყისი მდებარეობის სხვადასხვა მნიშვნელობებისას. იგივე შედეგი უფრო თვალსაჩინოდ მიიღება პუანკარეს კვეთის მეთოდის გამოყენებით.

მოცემული რთული ქაოსური ტრაექტორიებიდან საინტერესოა გამოვყოთ ის ტრაექტორიები, როდესაც ნაწილაკი გარე არიდან შედის გრიგალის შიგნით ან პირიქით. რეალურ იონოსფერულ პირობებში ჩვენს მიერ განხილული გრიგალური სტრუქტურები არსებობენ ზონალური ქარების ფონზე და მუდმივად ხდება მათი შეშფოთება. ამ შემთხვევაში ცვლილებას განიცდის სტრუქტურის ნაწილაკთა სიჩქარე, გრიგალის ვექტორი, ზომები და სხვა. ეს პარამეტრები შეიძლება განიცდიდნენ მცირე რხევებს დაახლოებით 10%-იან ფარდობითი ცვლილებით საკმარისად ფართე

სიხშირულ დიაპაზონში. სტაციონალურ გრიგალებში გვაქვს ჩაკეტილი წირი, რომელიც არის გამყოფი საზღვარი გრიგალისა და ფონური დინების ნაწილაკებს შორის. ეს საზღვარი გადაულახავი ბარიერია ნაწილაკებისათვის მხოლოდ სტაციონალურ გრიგალებში. ამ სასაზღვრო წირს ფაზურ სივრცეში შეესაბამება ფაზური ტრაექტორიების სეპარატრისა. როგორც გათვლები აჩვენებენ, სტაციონალურ გრიგალების შეშფოთებისას ეს საზღვარი ხდება გამჭვირვალე და ნაწილაკები მას გადალახავენ. ჩნდება შესაძლებლობა ნაწილაკების და სხვადასხვა ტიპის მინარევების გადასვლისა სტრუქტურის შიდა და გარე არეებს შორის. ჰამილტონურ არაავტონომიურ სისტემებში ადგილი აქვს ანალოგიურ პროცესს [163]. აქ ფაზურ სივრცეში ხდება სეპარატრისას გახლეჩა, და მის ახალ ფენაში წარმოიქმნება ქაოსური არე, რომლის ზომები გარე შეშფოთებაზეა დამოკიდებული. ამ შემთხვევაშიც გვაქვს ანალოგია ჰამილტონური სისტემების ფაზურ სივრცესა და ჰიდროდინამიკური სისტემების კონფიგურაციულ სივრცეს შორის. ეს ანალოგია სამართლიანია ორგანზომილებიან შემთხვევებში. ცნობილია, რომ შეშფოთებული ჰამილტონური სისტემები ხასიათდებიან ქაოსურობით. ამ დროს სეპარატრისას მახლობლობაში ჩნდება ე.წ. სტოქასტური ფენა, სადაც ადგილი აქვს ფაზური ტრაექტორიების შერევას. თუ ნაწილაკი იმყოფება ამ ფენაში, სტაციონალურ შემთხვევაში ის გაივლის გრიგალის ახლოს და ვერ შევა მასში, ხოლო შეშფოთებულ შემთხვევაში შეიძლება გრიგალის მიერ იყოს ჩაჭერილი. ამრიგად ორ ნაწილაკს, რომელთა საწყისი მდებარეობები მცირედ განსხვავდებიან და მდებარეობენ ქაოსურ ფენაში, შეიძლება ჰქონდეთ სრულიად განსხვავებული ტრაექტორიები და სწრაფად დაშორდნენ ერთმანეთს მცირე დროში. ზოგადად შეიძლება ითქვას, რომ როდესაც გარე შეშფოთების სიხშირე სისტემის საკუთარი სიხშირის რიგისაა, ქაოსური შერევის არის ზომა უგანზომილებო ცვლადებში რიგით გარე შეშფოთების სივრცული ზომისაა. თუ გარეშე შეშფოთების სიხშირე გაცილებით მეტია სისტემის საკუთარ სიხშირეზე, სტოქასტური ფენის ზომა სწრაფად მცირდება. ამრიგად სისტემა ამ შემთხვევაში ვეღარ გრძნობს მაღალსიხშირულ შეშფოთებებს [163]. განხილული სიხშირეთა ცვლილების დიაპაზონი ფართეა, რაც საშუალებას იძლევა გრიგალების სტრუქტურული ცვლილებები შევისწავლოთ სხვადასხვა ბუნებრივი თუ ანტროპოგენური შეშფოთებებისას. [180]

ნაშრომში შეშფოთებათა მეთოდის გამოყენებით მიღებულია ერთგვაროვანი ფონური დინებისა და ცილინდრული გრიგალის ურთიერთქმედებისას გრიგალის მიერ ნაწილაკთა ჩაჭერის პირობები. არაერთგვაროვანი დინების შემთხვევაში, ანუ β-ეფექტის არსებობისას, ნაწილაკთა ტრაექტორიის შეფასება შესაძლებელია გრიგალის შიდა სტრუქტურის გათვალისწინების გარეშე [181]. გრიგალის შიგნით ნაწილაკთა მოძრაობისას დინამიკის შესწავლისათვის გათვალისწინაბულია გრიგალის ზომები, ხოლო β-ეფექტი უგულვებელყოფილია, ანუ გარე დინება ითვლება ერთგვაროვნად [180]. ზოგად შემთხვევაში, ე.ი. თუ გავითვალისწინებთ გრიგალის შიდა არაერთგვაროვან სტრუქტურას და β-ეფექტს, ანალიზური შეფასება შეუძლებელია. ამ შემთხვევაში ჩვენს მიერ განხილული იონოსფერული სტრუქტურებისათვის გამოვიყენებთ რიცხვით მეთოდებს.

ამრიგად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ სივრცული და დროითი არაერთგვაროვნების მქონე ორგანზომილებიან დინებებში გადატანის მოვლენების ანალიზისათვის ბოლო წლებში ფართედ გამოიყენება ჰამილტონური სისტემების თეორია. ამ შემთხვევაში ფაზურ სიბრტყეზე ჰამილტონური სისტემის თავისუფლების ხარისხია 3/2 [83]. არაკუმშვადი სითხის შემთხვევაში დენის ფუნქცია წარმოადგენს ლანგრანჟის წარმოდგენის დინამიკაში ნაწილაკების ენერგიის სრულ ანალოგს. ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია ჰამილტონური მექანიკის ბევრი კლასიკური შედეგის გამოყენება. კერძოდ, შესაძლებელია განვიხილოთ ნაწილაკების ქაოტიზაციის მოვლენა, იგივე ლანგრანჟის ქაოსი, მსგავსად ფაზური ტრაექტორიების შერევისა ჰამილტონის მექანიკაში. ასეთი არარეგულარული მოძრაობები ჩნდება იქაც კი, სადაც ეილერის წარმოდგენაში გვაქვს რეგულარობა. აქ მხოლოდ საჭიროა, რომ სიჩქარეთა ველი იყოს დროის ფუნქცია, ე.ი. ამ შემთხვევაში მოძრაობის განტოლებები არაავტონომიურია. ანალოგიური ამოცანები ჩნდებიან სხვადასხვა რხევითი რეჟიმების რეალიზაციისას, ნაკადების გასწვრივ ტალღების გავრცელებისას და სხვ. ბოლო წლებში ამ ტიპის საკითხები შეისწავლება ჰამილტონური სისტემებისათვის გამოყენებული შეშფოთებათა თეორიით, სიმბოლური დინამიკით, რიცხვითი მოდელირებით და ექსპერიმენტით [182-185].

[185] ნაშრომში განხილულია ოთხგრიგალიანი სისტემა და შესწავლილია ნაწილაკთა ლანგრანჟის ტრაექტორიები და მათი გადაადგილება გრიგალებს შორის. მიღებულია, რომ სიჩქარეთა ეილერის ველის მაღალი სივრცული ჰარმონიკები მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ ნაწილაკთა ტრაექტორიების აღწერაში. არსებობს განსხვავება ერთნაირ და სხვადასხვა ნიშნიან გრიგალებს შორის ნაწილაკების გადატანაში, გადატანა უმეტესად ხდება ერთნაირნიშნიანი გრიგალებისათვის.

6.3 ქაოსური ადვექციის ზოგიერთი კინემატიკური მოდელი

იმ შემთხვევაში, როდესაც დენის ფუნქცია მოცემულია მოძრაობის დინამიკური განტოლებებიდან დამოუკიდებლად, მოდელს ეწოდება კინემატიკური. ასეთი მოდელები გვაძლევენ იონოსფეროს გრიგალურ სტრუქტურებში დამუხტული ნაწილაკების გადატანის და ქაოსური ადვექციის გაგების, პროცესის ფიზიკური სურათის წარმოდგენის საშუალებას.

ასეთ კინემატიკურ მოდელებში არ სრულდება დინამიური თავსებადობის პირობა, მიუხედავად ამისა ეს მიდგომა საინტერესოა მოძრაობაში ქაოსის გამოვლენის თვალსაზრისით.

ნაწილაკთა მოძრაობის ქაოსი შეგვიძლია გამოვიკვლიოთ და შევაფასოთ ტრაექტორიის ლიაპუნოვის მაჩვენებლების გამოთვლით სხვადასხვა საწყისი მდებარეობისას. რიცხვითი ანალიზი აჩვენებს, რომ ქაოსი იწყება სეპარატრისას მახლობელ არეში და ვითარდება ქაოსური ფენის გაფართოებით. ამ ფენაში ადგილი აქვს ნაწილაკთა ქაოსურ ადვექციას. ამ დროს მოძრაობის აღმწერი განტოლებები სრულიად დეტერმინირებულია და არ შეიცავენ შემთხვევით სიდიდეებს. მიუხედავად ამისა ნაწილაკების ყოფაქცევა ქაოსურია.

გრიგალის და არასტაციონალური დინებების არსებობისას ნაწილაკთა მოძრაობა და მათი ტრაექტორია რთულდება და შესაძლებელია გახდეს ქაოსური. ამის დასამტკიცებლად განვიხილოთ უმარტივესი წერტილოვანი გრიგალის შემთხვევა, რომელიც ურთიერთქმედებს ორგანზომილებიან ბრტყელ, არასტაციონალურ, არაკუმშვად სითხის დინებასთან. ამ შემთხვევაში სიჩქარეთა ველი შეიძლება განისაზღვროს უგანზომილებო დენის ფუნქციით [186]

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_1 \tag{226}$$

სადაც Ψ_0 არის წერტილოვანი გრიგალის დენის ფუნქცია:

$$\Psi_0 = \ln\sqrt{x^2 + y^2}$$

ხოლო Ψ_1 აღწერს ნაკადს, რომელსაც გავყოფთ სტაციონალურ და არასტაციონალურ მდგენელებად:

$$\Psi_0 = \varepsilon y + \xi y \sin \omega t$$

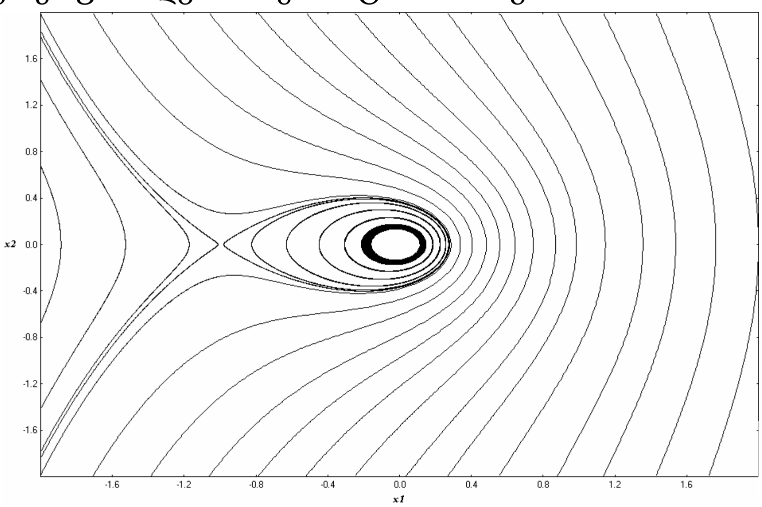
სადაც ε, ξ ნაწილაკთა მოძრაობის ნორმირებული სიჩქარეებია დინების სტაციონალურ და არასტაციონალურ მდგენელებში, x, y ნორმირებული კოორდინატებია. მაშინ ნაწილაკთა მოძრაობის განტოლებას პროექციებში აქვს სახე:

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{y}{x^2 + y^2} + \varepsilon + \xi \sin \tau$$
$$\frac{dy}{d\tau} = -\frac{x}{x^2 + y^2} \qquad (227)$$

სადაც $\tau = \omega t$ - ნორმირებული დროა. როდესაც არ გვაქვს შეშფოთება, ე.ი. $\xi = 0$ ნაწილაკთა ტრაექტორიები მოცემულია სურ.46-ზე. ჩაკეტილი და ღია ტრაექტორიები, ე.ი. გრიგალის შიგნით და გარეთ, გაყოფილია სეპარატრისას წირით, რომელიც გადის

უნაგირა განსაკუთრებულ წერტილზე კოორდინატებით $\left(-\frac{1}{\varepsilon}, 0\right)$.

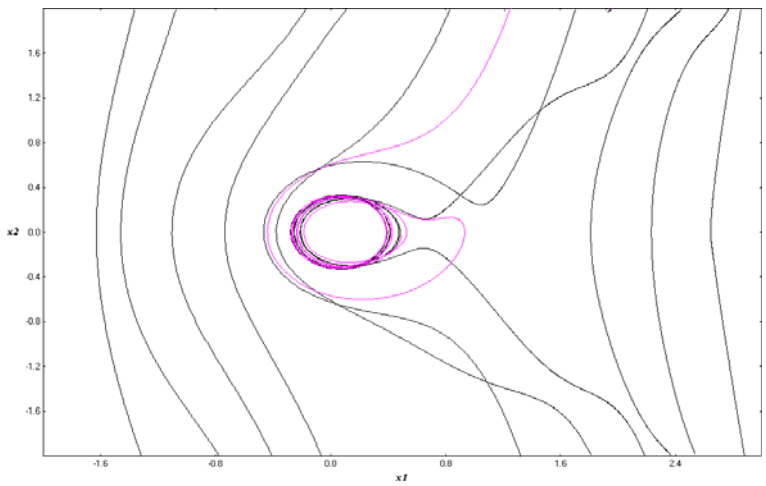
ამრიგად, სეპარატრისა წარმოადგენს ნაწილაკთა ფინიტური და ინფინიტური მოძრაობების გამყოფ საზღვარს. სეპარატრისას შიგნით



სურ. 46

(გრიგალში) ნაწილაკთა მოძრაობა პერიოდულია ჩაკეტილ ტრაექტორიებზე, ხოლო სეპარატრისას გარეთ (დინებაში) მოძრაობა გრძელდება უსასრულო არეში.

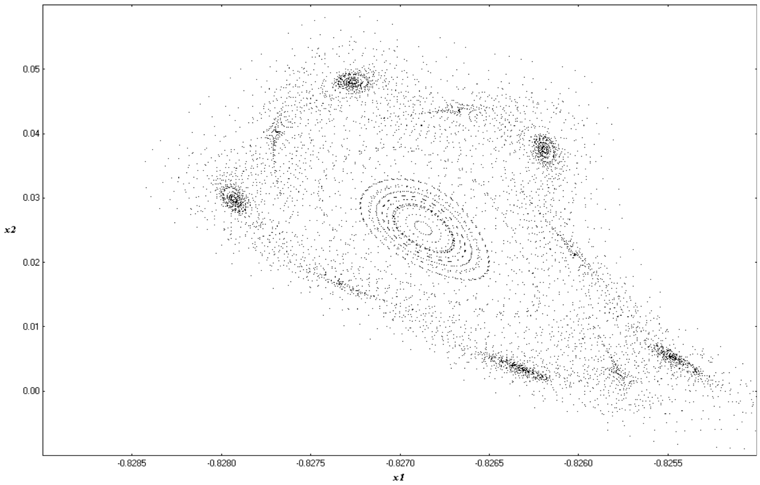
შეშფოთებულ დინებებში მოძრაობის სურათი რადიკალურად იცვლება. ჩვენს მიერ ჩატარებულმა რიცხვითმა ექსპერიმენტებმა ნაწილაკების ტრაექტორიის შესწავლისას აჩვენა. რომ, თუ სეპარატრისას არეში მოძრავი ნაწილაკი სტაციონალურ შემთხვევაში გაივლის გრიგალის გარეთ მასთან ახლოს, შეშფოთებული არასტაციონალური დინებისას შესაძლებელია ნაწილაკი გრიგალმა ჩაიჭიროს. ასევე, თუ სტაციონალურ შემთხვევაში გრიგალის შიგნით მყოფი ნაწილაკი ბრუნავს მასში და ვერ გამოდის გრიგალის გარეთ (ვერ გადაკვეთს სეპარატრისას) შეშფოთებული დინებისას იგი შეიძლება გამოვიდეს გრიგალის გარეთ (სურ.47). ნაწილაკთა ასეთი ყოფაქცევა შეიძლება აიხსნას გრიგალის სასაზღვრო ფენის ტოპოლოგიის ცვლილებით, რაც მტკიცდება შემდეგი რიცხვითი ექსპერიმენტებით.



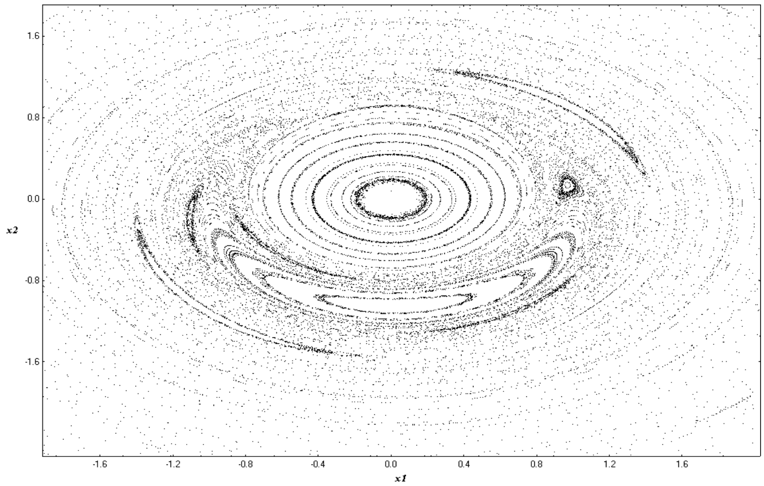
სურ. 47

თუ დინებას შევაშფოთებთ პერიოდული და მცირე ამპლიტუდით, ე.ი. $\xi \neq 0$, მაშინ მოხდება გამყოფი სეპარატრისას გახლეჩა, დანაწევრება და აქ ჩაისახება ფრაქტალური არე, რაც ნაჩვენებია სურ.48-ზე, სადაც მოყვანილია წერტილოვანი გრიგალის შეშფოთებული სეპარატრისას მცირე უბანი გადიდებულ მასშტაბში. ასეთ შემთხვევაში, ჰამილტონური სისტემების მექანიკიდან ცნობილია, რომ ფაზურ სივრცეში არაშეშფოთებული სისტემის უნაგირა განსაკუთრებული წერტილის მახლობლობაში ფორმირდება ჰომოკლინური სტრუქტურა, სადაც ადგილი აქვს ტრაექტორიების შერევას. ჩვენს კონფიგურაციულ (x, y) სიბრტყეზე იგივე აღინიშნება ნაწილაკთა ტრაექტორიისათვის უნაგირა წერტილის მახლობლობაში. სურ. 49,50-ზე მოცემულია

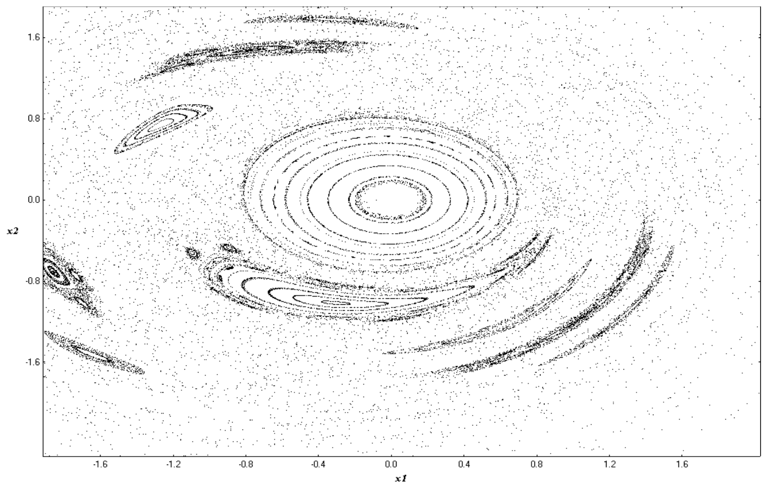
(227) სისტემის პუანკარეს კვეთები. აქ საწყისი მდებარეობა არჩეულია სხვადასხვა წერტილში (სეპარატრისას გარეთ და შიგნით) და უნაგირა წერტილში. სურ. 50-ზე მოცემულია იგივე სისტემის პუანკარეს კვეთები შედარებით გაზრდილი $\xi = 0.5$ შეშფოთებებისას. ჩანს, რომ სეპარატრისას მახლობლობაში, დაწყებული უნაგირა წერტილიდან ქაოსური არე ფართოვდება და ქმნის სტოქასტურ ფენას.



სურ. 48



სურ. 49



შეშფოთების ξ ამპლიტუდის გაზრდით ამ ფენის სიგანე იზრდება და ავსებს მთელ კონფიგურაციულ სივრცეს. როდესაც $\xi = 1.5$ რჩება მცირე რეგულარობის კუნძულები და შემდეგ ესეც ქრება. ამრიგად სტოქასტური არის გაჩენა ნიშნავს ქაოსური ადვექციის დაწყებას, რაც ხელს უწყობს ნაწილაკთა ეფექტურ შერევას. ცნობილია, რომ შერევის მახასიათებელი დრო, ე.წ. კორელაციების გახლეჩის დრო (პროცესის სტატისტიკური მახასიათებელია და გვიჩვენებს სისტემის ყოფაქცევის პროგნოზის შესაძლო დროს), უკუპროპორციულია ლიაპუნოვის მაქსიმალური მაჩვენებლის. როგორც რიცხვითი გამოთვლები აჩვენებენ, (227) სისტემის ლიაპუნოვის კოეფიციენტების მნიშვნელობები დამოკიდებულია ნაწილაკის საწყის მდებარეობაზე და შეშფოთების სიდიდეზე. ლიაპუნოვის კოეფიციენტების მნიშვნელობები და ნიშანიც დამოკიდებულია ნაწილაკის საწყის წერტილის მდებარეობაზე, ანუ სად იწყება მოძრაობა: სეპარატრისაზე, უნაგირა წერტილში, სეპარატრისას შიგნით თუ გარეთ. აქედან შეიძლება დავასკვნათ, რომ რადგანაც ლიაპუნოვის კოეფიციენტები იძლევიან ქაოსის რაოდენობრივ ზომას, მათი გამოთვლის საშუალებით შესაძლებელია დინების სხვადასხვა წერტილში ქაოსური მოძრაობის ჩასახვისა და განვითერების შეფასება. მთელს განსახილველ არეში ლიაპუნოვის კოეფიციენტების გამოთვლით მივიღებთ ლიაპუნოვის კოეფიციენტების რუქას.

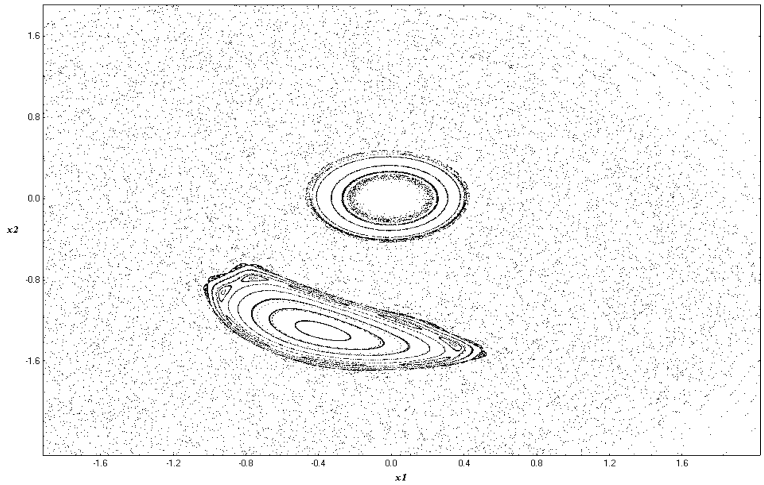
ამრიგად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ ნაწილაკთა მოძრაობის ხასიათი დამოკიდებულია მათ საწყის მდებარეობისა და შეშფოთების სიდიდეზე. მცირე შეშფოთებებისას გრიგალის არეში რჩება ბირთვი, რომელიც შედგება ჩაკეტილი ტრაექტორიებისაგან. ამ არეში ნაწილაკთა მოძრაობა მკაცრად პერიოდულია. ეს ნაწილაკები ვერ გავლენ ქაოსურ არეში რაც განპირობებულია გახლეჩილი სეპარატრისას რთული აგებულებით. ამიტომ საინტერესოა შევისწავლოთ სეპარატრისას არეში ნაწილაკთა ქაოსური მოძრაობის და ამ არის სტრუქტურა.

დინებასა და გრიგალს შორის ნაწილაკების გაცვლას არეგულირებს სეპარატრისული არე. სტაციონალური დინებისას ეს არე წირია და შეიძლება ითქვას, რომ ადგილი აქვს გარე დინების ლამინარულ მოძრაობას ამ წირის გასწვრივ ისე, რომ ნაწილაკი ვერ შედის გრიგალში, ე.ი. სეპარატრისა სრულად აირეკლავს გარე დინების ნაწილაკებს. როგორც რიცხვითი ექსპერიმენტები აჩვენებენ (სურ.47), შეშფოთების

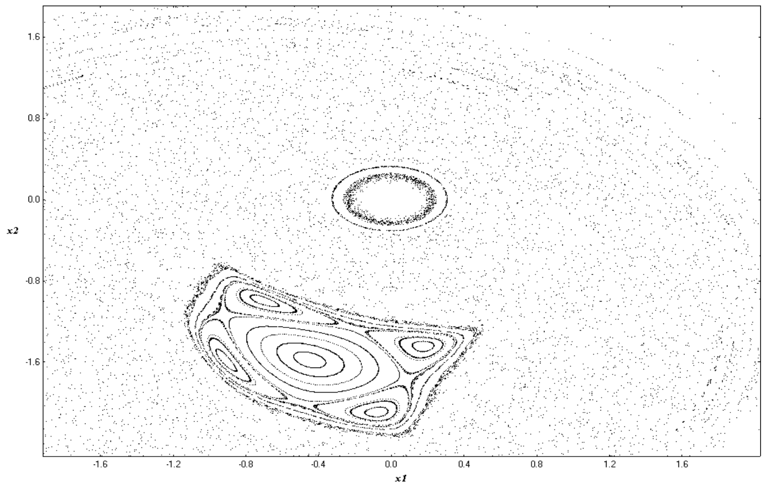
არსებობისას გარე დინებიდან ნაწილაკები ნაწილობრივ შედიან გრიგალში ან პირიქით, ეს გადასვლა დამოკიდებულია სეპარატრისას ფენაში ნაწილაკთა საწყის მდებარეობაზე, ე.ი. სეპარატრისული ფენის ყველა წერტილი არ არის იდენტური რაც მტკიცდება მათი შესაბამისი ტრაექტორიების ლიაპუნოვის კოეფიციენტების გამოთვლითაც. სეპარატრისას ფენის დიდი მასშტაბით აგებისას აღმოჩნდა, რომ მასში გვაქვს რეგულარობის კუნძულები, რომელთა მახლობლოდაც არსებობენ ქაოსურობის არეები და მცირე რეგულარობის კუნძულები (სურ.48). ეს სურათი მეორდება მასშტაბის ყოველი გაზრდით, ე.ი. სეპარატრისას არეში სტოქასტური ფენა თვითმსგასია და შეიძლება მივაკუთვნოთ ფრაქტალურ სიმრავლეებს. ამით შეიძლება ავსხნათ ის, რომ საწყისი მდებარეობის მიხედვით ნაწილაკი შეიძლება გამოვიდეს სეპარატრისას ფენიდან ან დარჩეს მასში. ნაწილაკის გაბნევა, არეკვლა და გასვლა ამ ფენაში დამოკიდებული იქნება მის საწყის მდებარეობაზე, დენის წირის მიმართულებაზე ამ წერტილში. გრიგალისა და დინების სასაზღვრო ფენა რთული ფრაქტალური ბუნებისაა და ამიტომაც ნაწილაკთა გაბნევაც ამ არეზე რთულ ხასიათს ატარებს. გათვლები აჩვენებენ, რომ შეშფოთების ამპლიტუდის გაზრდით რეგულარობის კუნძულების განაწილება ცვლადია და მსგავსია ძირითადი საწყისი გრიგალის ცვლილების დინამიკის. ფრაქტალური ობიექტების არსებობა დინებაში განაპირობებს ნაწილაკთა გადატანის რთულ ბუნებას. ამ დროს ადგილი ექნება ნაწილაკთა არაერთგვაროვან შერევას, ე.ი. განაწილების სიმკვრივე არ იქნება თანაბარი ან მასთან მიახლოებული. არასტაციონალურ დინებებში ნაწილაკთა ქაოსურ ადვექციას ექნება არაერთგვაროვანი შერევის ხასიათი. ამ შერევას ექნება ფრაქტალური, რთული სტრუქტურის ბუნება. შერევის ხასიათი დამოკიდებული იქნება ნაწილაკების გვარობაზე, მათ ფიზიკურ და ქიმიურ თვისებებზე. ეს შეიძლება განაპირობებდეს მათ დაჯგუფებას თვისებათა განსხვავებით, მაგალითად მუხტის მიხედვით, ე.ი. შეშფოთებული იონოსფერულ პლაზმაშიც უნდა არსებობდნენ ფრაქტალური ბუნების დამუხტული სტრუქტურები, რომელთა არსებობა და მათ შორის ურთიერთქმედება მნიშვნელოვნად უნდა განაპირობებდეს იონოსფეროს დინამიკას.

არასტაციონალური დინების ურთიერთქმედებამ მარტივ წერტილოვან გრიგალთან შეიძლება წარმოქმნას არა მხოლოდ სივრცეში გაფანტული “კუნძულები”

(სურ.50), არამედ რეგულარული მოძრაობის ლოკალიზებული გრიგალი (სურ. 51), რომელიც



სურ. 51



სურ. 52

შეშფოთების ამპლიტუდის გაზრდისას შეიძლება გარგაიქმნას რთული აგებელების მულტიპოლურ გრიგალად (სურ.52). ამ შემთხვევაში წერტილოვანი გრიგალის ზომა მინიმუმამდეა შემცირებული. ასეთი ახალი წარმონაქმნების არსებობა განპირობებული იქნება საწყისი გრაგალისა და დინების ენერგიის გადანაწილებით. ანალიზი აჩვენებს, რომ ამ სტრუქტურების აგებულება ფრაქტალურია და მათი ზომები მნიშვნელოვნად შეიძლება აღემატებოდეს საწყისი წერტილოვანი გრიგალის ზომებს.

მიღებული შედეგები გვიჩვენებენ, რომ ორგანზომილებიან შემთხვევაში მარტივი წერტილოვანი გრიგალის ნაწილაკთა ტრაექტორიები შესაძლებელია იყოს საკმარისად რთული. ქაოსური ადვექციის მარტივი მოდელების შესწავლა ატმოსფეროში და

იონოსფეროში მინარევების, სითბოს, მუხტის, ველის გადატანის რთული პროცესების აღწერის საშუალებას იძლევა.

დასმული ამოცანიდან გამომდინარე აგრეთვე საინტერესო ჰიდროდინამიკურ კინემატიკურ მოდელს წარმოადგენს დიპოლური გრიგალი [187], რომლის დენის ფუნქცია თანაბრად მოძრავ ათვლის სისტემაში შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

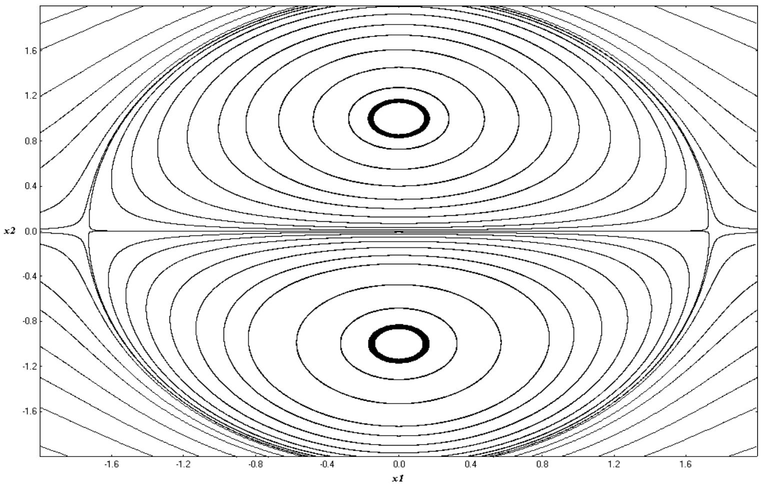
$$\Psi_0 = \Psi_m \left(\frac{y}{2a} + \ln \left[\frac{x^2 + (y-a)^2}{x^2 + (y+a)^2} \right]^{1/2} \right) \qquad (228)$$

სადაც Ψm -გრიგალის ამპლიტუდაა, $(0, \pm a)$-მაქსიმუმების ცენტრების კოორდინატებია. საინტერესოა ასეთი დიპოლის ჰარმონიული რხევით შეშფოთებისას მიღებული სტრუქტურების ანალიზიც. გათვლები ჩატარებულია შეშფოთების სხვადასხვა სიხშირეების შემთხვევაში. [179] ნაშრომში ნაჩვენებია, რომ სტაციონალური სისტემის შეშფოთებისას ω სიხშირის ჰარმონიული რხევით სტაციონალური ველის სეპარატრისა იხლიჩება თითქმის ნებისმიერი ω-თვის. როგორც ცნობილია ქაოსი ჩნდება სეპარატრისას დაშლისას და ფაზურ სიბრტყეზე ჩნდება სტოქასტური ფენა. როგორც ჩატარებული რიცხვითი ანალიზი აჩვენებს მცირე ε-თვის სეპარატრისას მახლობლად ჩნდებიან ქაოსური «კუნძულები”, რომლებშიც ნაწილაკები მოძრაობენ ქაოსურად. ε-ის გაზრდით «კუნძულები” იზრდებიან და ჩნდება ე.წ. «სტოქასტური ზღვა” [179].

მნიშვნელოვანია ისიც, რომ განხილული სტრუქტურები ლოკალიზებულია და სტაციონალურ შემთხვევაში მათი საზღვრები, იგივე სეპარატრისები, ჩაკეტილი წირებია. როგორც ცნობილია [179], თუ სეპარატრისა არ არის წრფივი, მაშინ ნებისმიერ ჰარმონიულ შეშფოთებას შეუძლია მოგვცეს ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობა სეპარატრისას მახლობლად. თუ სეპარატრისა წრფივია, მაშინ ანალოგიურად გვაქვს ქაოსი, როდესაც შემაშფოთებელი ველი არ არის სეპარატრისას პარალელური.

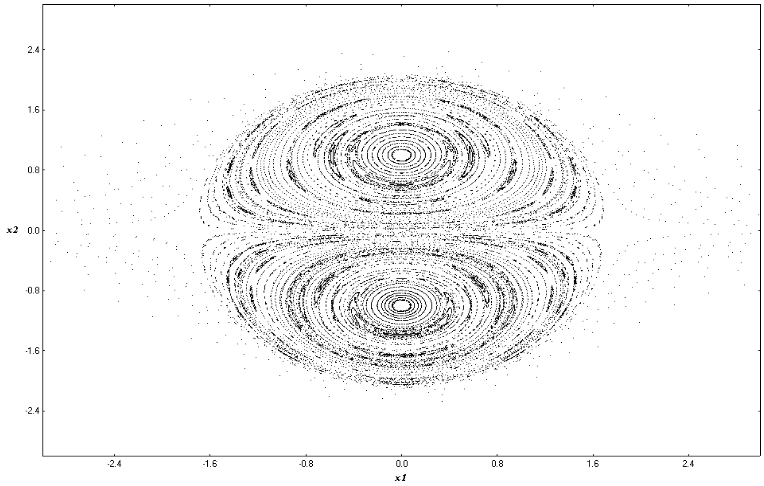
ჩატარებული რიცხვითი ექსპერიმენტები ასევე აჩვენებენ, რომ ქაოსური მოძრაობის ფენის სისქე უგანზომილებო ცვლადებში არის გარე შეშფოთებების რიგის იმ შემთხვევაში, როდესაც გარე შეშფოთების სიხშირე სისტემის საკუთარი სიხშირის რიგისაა. თუ გარე შეშფოთებების სიხშირე გაცილებით მეტია სისტემის საკუთარ სიხშირეზე, მაშინ ქაოსური ფენის სისქე სწრაფად მცირდება და სისტემა თითქმის ველარ

გრძნობს მაღალსიხშირულ შეშფოთებებს. ასეთი რიცხვითი ანალიზი ჩატარებულია როგორც დიპოლური, ასევე წერტილოვანი გრიგალური მოდელების შემთხვევებში. სტაციონალური დიპოლური გრიგალი მოცემულია სურ.53-ზე.

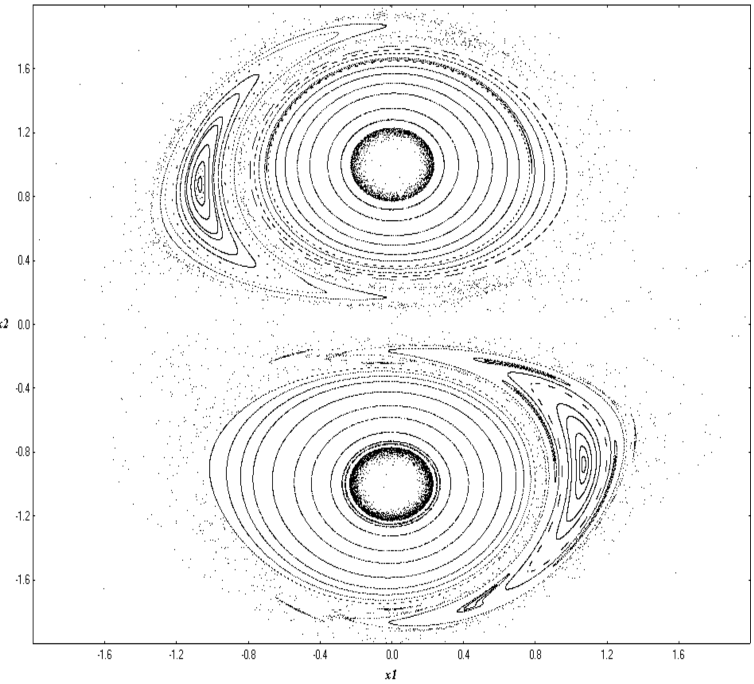


სურ. 53

ჰარმონიული შეშფოთებებისას, როდესაც $V_0 = 0.1,\ \Psi_0 = 1,\quad n = 1,\ U = 0,\quad \varepsilon = 0.01,\ \omega = 1$ გრიგალის საზღვარზე სეპარატრისას მახლობლად ჩნდება ქაოსური ფენა, გრიგალის შიგნით კი – დამატებითი რეზონანსულ სტრუქტურები (იხ. სურ. 54). ამ ახალ სტრუქტურებზე ხდება ნაწილაკების რეგულარული მოძრაობა. სურ.55-ზე მოცემულია დიპოლური გრიგალის პუანკარეს კვეთა, როდესაც $\Psi_0 = 1,\ a = 1,\ \varepsilon = 0.01,\ \omega = 1$. ამ შემთხვევაში გამოკვეთილი დიდი მასშტაბის რეგულარულობის «კუნძულები” ანუ დამატებითი გრიგალები განლაგებულია ანტისიმეტრიულად და მათი განლაგება დამოკიდებულია ძირითადი გრიგალის ბრუნვის მიმართულებაზე. მათი განლაგება იცვლება სიმეტრიულად, როდესაც ფონის დინების სიჩქარეს შევცვლით საპიროსპირო მიმართულებით. არასტაციონალური ფონური დინების სიჩქარის გაზრდით ხდება გრიგალის დაშლა სრულ ქაოსამდე.



სურ. 54



სურ. 55

ამრიგად დადგენილია, რომ განხილული გრიგალური სტრუქტურების არასტაციონალურ ფონურ დინებასთან ურთიერთქმედების კინემატიკურ მოდელებში არსებობს ნაწილაკების ქაოსური მოძრაობა – ქაოსური ადვექცია. ქაოსური ადვექციის ხასიათი დამოკიდებულია გარე შეშფოთების სტრუქტურაზე და ამპლიტუდაზე.

6.4 . დინამიკურად თავსებადი ქაოსური ადვექციის ახალი მოდელები იონოსფეროს დიდმასშტაბიან მოძრაობებში

როგორც ნაჩვენებია ამ ნაშრომში, იონოსფეროში შესაძლებელია გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნებით განპირობებული დაბალსიხშირული წრფივი და არაწრფივი ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების გენერირება. არაწრფივი დინამიკური განტოლებების ანალიზური ამოხსნების საშუალებით ნაჩვენებია, რომ ეს დიდმასშტაბიანი ტალღები იონოსფეროში ლოკალიზდებიან არაწრფივი გრიგალური სტაციონარული სტრუქტურების სახით, რომლებიც მოძრაობენ მუდმივი სიჩქარით, დასავლეთით ან აღმოსავლეთით. ეს არაწრფივი სტრუქტურები შედეგებიან ცალკეული ან დაწყვილებული, ურთიერთსაწინააღმდეგოდ მბრუნავი გრიგალებისაგან (ციკლონ-ანტიციკლონური წყვილი) და გადააქვთ გარემოს ჩაჭერილი ნაწილაკები. გრიგალის მახასიათებელი ზომა $d \sim 10^4$ კმ-ია. ამ გრიგალურ სტრუქტურებს შეუძლიათ ითამაშონ

მნიშვნელოვანი როლი ატმოსფეროში ნივთიერების და ენერგიის გადატანის პროცესებში, გარემოს მაკროტურბულენტური მდგომარეობის ფორმირებაში.

იონოსფეროში გარე ზემოქმედებისას ქვევიდან (მიწისძვრები, სხვადასხვა აფეთქებები) ან ზევიდან (მაგნიტური ქარიშხლები) ამ სტრუქტურებზე მოხდება დამატებითი, სხვადასხვა ამპლიტუდის შეშფოთებების ზემოქმედება, რომელთაც შეუძლიათ მნიშვნელოვნად შეცვალონ სტრუქტურების დინამიკა. ამიტომ, აქტუალურია საკითხი, თუ როგორ იცვლება თვით სტრუქტურა და მისი მოძრაობის ხასიათი, თუ მასზე მოქმედებს გარე შემაშფოთებელი ძალა. იონოსფერული პლაზმის ჰიდროდინამიკურ მოდელებში გარე ზემოქმედების გათვალისწინება იწვევს რთულ ანალიზურ პრობლემებს. ამ ამოცანის ანალიზური სირთულის გამო დინამიური სისტემის გამოკვლევისათვის გამოვიყენებთ რიცხვით მეთოდებს. თუ მოძრაობის დინამიკური განტოლებები ანალიზურადაა ამოხსნილი და მიღებულია დენის ფუნქცია, მაშინ საკმარისია განვიხილოთ მოძრაობის კინემატიკური განტოლებების ამოხსნები, რომლებშიც გამოვიყენებთ ჰამილტონური სისტემების წარმოდგენებს.

ასეთი კინემატიკური განტოლებები ზოგადად არაწრფივია და ავლენენ ძლიერ დამოკიდებულებას საწყის პირობებზე. მივიღებთ საწყის მომენტში ახლომდებარე ტრაექტორიების ძლიერ დაშორებას დროში და ქაოსურ შერევას (ქაოსურ ადვექციას). როგორც აღინიშნა, ქაოსური თვისებები მიიღება ბრტყელ ორგანზომილებიან დინებებში (როგორსაც ჩვენ განვიხილავთ იონოსფეროს დიდ-მასშტაბიან მოძრაობებში).

როგორც ზევით იყო ნაჩვენები, ნაწილაკთა მოძრაობის კინემატიკურ განტოლებებს აქვთ ჰამილტონის ფორმა, სადაც ჰამილტონიანის როლს თამაშობს დენის ფუნქცია და კანონიკური ცვლადების სივრცე ემთხვევა კონფიგურაციულ (x,y) სიბრტყეს.

ჩვენს მიერ მე-5 თავში შესწავლილი მოდელი არის დინამიკურად თავსებადი. ე.ი. დენის ფუნქცია მიღებულია ანალიზურად იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი მოძრაობის განტოლებებიდან. გარე ზემოქმედებებისას დენის ფუნქცია წარმოვადგინოთ სახით

$$\Psi = \Psi_0(x,y) + \Psi_1(x,y,t)$$

სადაც Ψ_0 დენის ფუნქციის სტაციონარული მდგენელია და არის გრიგალური $\Omega = rot\vec{V} = \Delta\Psi_0 \neq 0,$ ხოლო არასტაციონარული მდგენელი Ψ_1 – არაგრიგალურია

$\Delta\Psi_1 = 0$. ამრიგად Ψ_0 განსაზღვრავს სტაციონარული სტრუქტურის სახეს. სტრუქტურაზე დამატებული Ψ_1 გარე ზემოქმედება წარმოვადგინოთ შეშფოთების ჰარმონიული რხევის ან ტალღის სახით. მოძრაობის რიცხვითი ანალიზისა და შესაძლო ქაოსურობის ხარისხის შეფასების მიზნით გამოვიყენოთ ჰამილტონურ მექანიკაში გამოყენებული პუანკარეს კვეთისა და ლიაპუნოვის მაჩვენებლების შეფასების მეთოდები. პუანკარეს კვეთის მეთოდით მიიღება არჩეული ნაწილაკის მოძრაობის სტრობოსკოპული სურათი (x,y) სიბრტყეზე წინასწარგანსაზღვრული მცირე პერიოდით.

ამრიგად, დავუშვათ, რომ $\Psi_1 = -\varepsilon x \cos\omega t$, ან $\Psi_1 = -\varepsilon x \cos(\omega t - kx)$, სადაც ε შეშფოთების ამპლიტუდაა. თუ ε მცირეა, მივიღებთ სტაციონარული დინების მცირე შეშფოთებას, ანუ, დინების სიჩქარეთა ველზე ედება მცირე ჰარმონიული შეშფოთება რხევის ან ბრტყელი ტალღის სახით. მაშინ დინების სიჩქარის მდგენელებია:

$$\begin{aligned} U &= \frac{\partial \Psi}{\partial y} \\ V &= -\frac{\partial \Psi}{\partial x} + \varepsilon \cos \omega t \end{aligned} \qquad (228)$$

ხოლო ტალღური შეშფოთებისათვის გვექნება

$$V = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} + \varepsilon \cos(\omega t - kx) \qquad (229)$$

თუ $\varepsilon = 0$ (228) სისტემა ავტონომიურია. ზოგადად სისტემა პერიოდულია $T = 2\pi/\omega$ პერიოდით. ნაწილაკთა მდებარეობებს დავაკვირდეთ ამ პერიდულობით. შესაბამისად, ნაწილაკთა მდებარეობა განისაზღვრება მეორე სისტემის ფაზური ტრაექტორიების პუანკარეს კვეთებით.

მე-5 თავში ვაჩვენეთ, რომ უდს ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების დინამიკის თვითშეთანხმებულ სისტემას აქვს შემდეგი სტაციონარული ამონახსნი გრიგალური სტრუქტურების სახით:

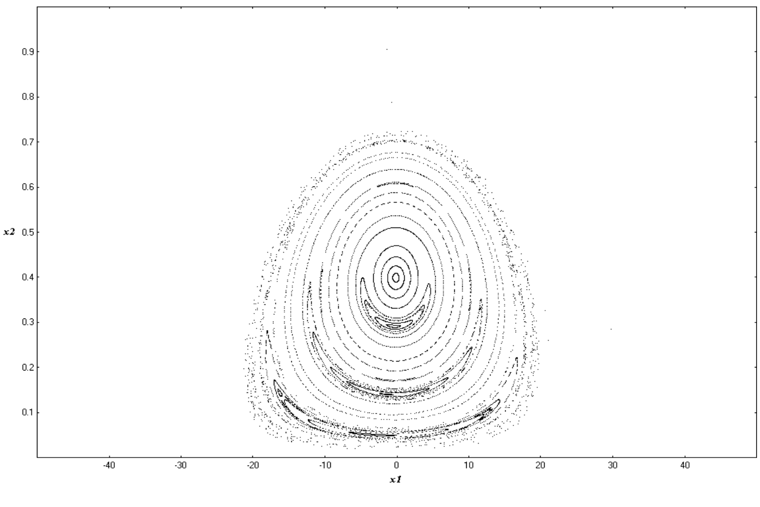
$$\Psi_0 = -V_0 y + \Psi_m \sin(n\pi y) \sec h^2(k\eta) \qquad (230)$$

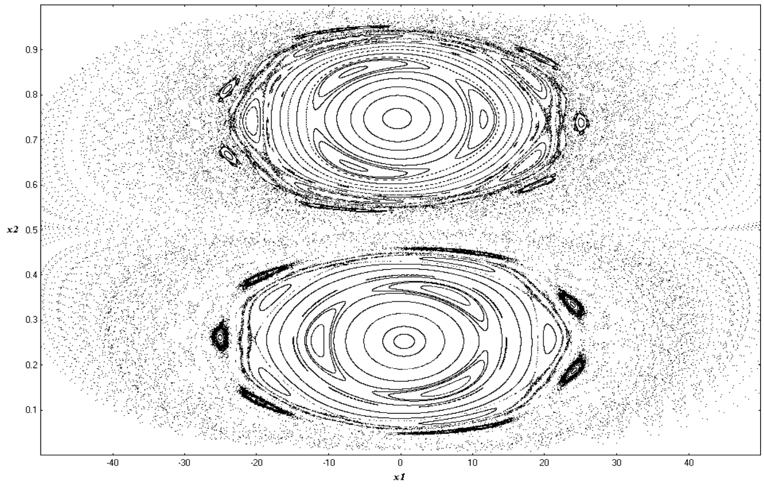
სადაც $n = 1,\ 2,\ V_0 > 0$ ან $V_0 < 0$, Ψ_m სტრუქტურის ამპლიტუდაა, $\eta = x - ut$, u - სტრუქტურის მოძრაობის სიჩქარეა, V_0 არის მერიდიანების გასწვრივ არაერთგვაროვანი ქარის V სიჩქარის ამპლიტუდაა: $V = V_0[1 + a_0 \sin(k_0 y)]$, $a_0 << 1.$, a_0 ქარის სიჩქარის მოდულაციის ამპლიტუდაა.

ამრიგად, იონოსფერული დიდმასშტაბიანი მოძრაობის აღმწერი ჩვენი მოდელი არის დინამიკურად თავსებადი და საინტერესოა მისი გამოკვლევა ქაოსური ადვექციის შესაძლებლობის თვალსაზრისით.

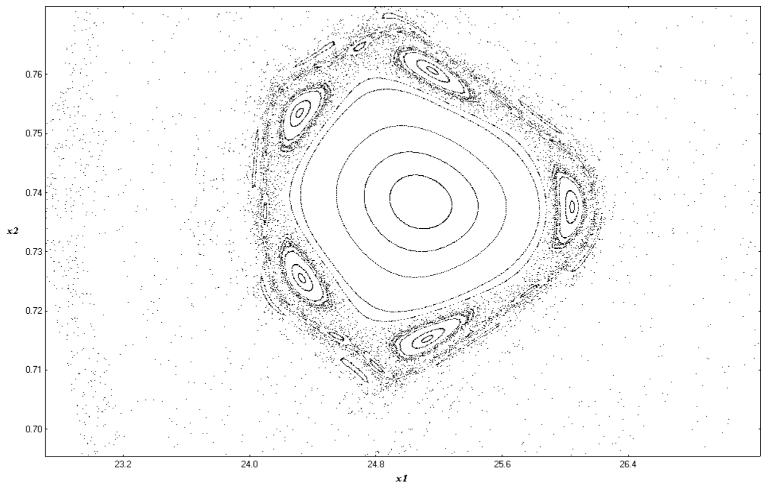
მოცემული დინამიურად თავსებადი იონოსფერული მოძრაობის მოდელისათვის ჩატარებულია ადვექციის განტოლებების რიცხვითი ანალიზი. ამ შემთხვევაშიც, ისევე როგორც კინემატიკურ მოდელებში, გამოვლენილია ნაწილაკთა ქაოსური ადვექციის შესაძლებლობა და რეზონანსული, რეგულარული კუნძულების წარმოქმნა საწყისი გრიგალის მახლობლობაში. ჰარმონიული მცირე შეშფოთებების ზემოქმედებით ადგილი აქვს ამ სტრუქტურების დაშლას ძირითად და სატელიტურ გრიგალებად. სურ.31-ზე (230) სტრუქტურის სტაციონალური ველი $(n=1)$ და სურ.56-ზე მისი ჰარმონიული რხევით შეშფოთების შემთხვევა ($V_0 = 0.1,\ \Psi_0 = 0.01$). სურ.57-ზე მოცემულია ციკლონ-ანტიციკლონური წყვილიზე $(n=2)$ ჰარმონიული ტალღით ზემოქმედებისას ფორმირებული გრიგალი. აქ,
როგორც კინემატიკურ მოდელებში, სხვადასხვა მასშტაბებზე ანალიზმა აჩვენა, რომ მიღებული სტრუქტურები თვითმსგავსია (იხ. სურ. 58,59) და სასაზღვრო ფენის არეში წარმოიქმნება ნაწილაკთა ტრაექტორიების ფრაქტალური განაწილება.

იონოსფეროს დიდმასშტაბიანი მოძრაობების განტოლებაში შედის მაგნიტური ველიც. ამ ველის კონფიგურაცია და დინამიკა დამოკიდებული იქნება ნაწილაკთა (იონებისა და ელექტრონების) დინამიკაზე. ამიტომ შეიძლება ვიფიქროთ, რომ ნაწილაკთა ქაოსური შერევა გავლენას მოახდენს მაგნიტური ველის სტრუქტურაზე, შესაძლებელია სეპარატრისის არეში აჩენდეს ფრაქტალური სტრუქტურის მაგნიტურ ველს.

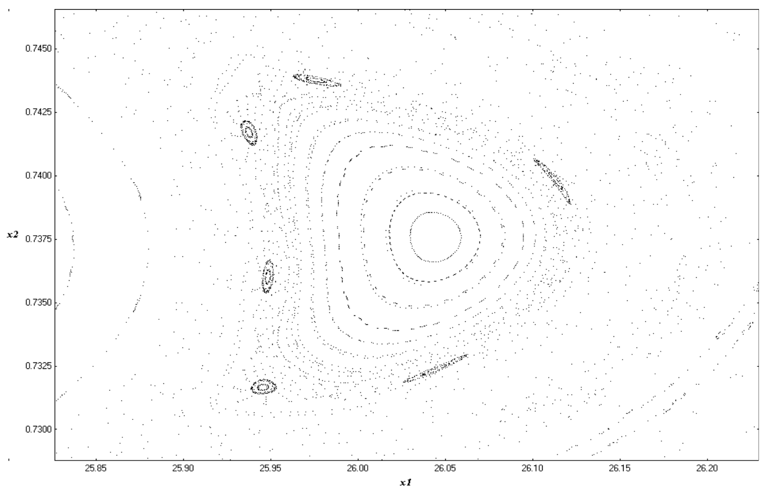




სურ. 57



სურ. 58



სურ. 59

ფრაქტალური გარემოს რთული გეომეტრია ძლიერ გავლენას უნდა ახდენდეს მათში მიმდინარე სხვადასხვა პროცესებზე. ფრაქტალურ გარემოში, ტრადიციულ უწყვეტ გარემოსთან შედარებით, სხვა სახით უნდა მიმდინარეობდეს რხევითი და ტალღური პროცესები, სხვანაირია, დენის გამტარებლობა, ველის ფორმირება, დიფუზური პროცესები. ამ მომენტისათვის მეტნაკლებად გარკვეულია სწორედ დიფუზური პროცესების მიმდინარეობა ფრაქტალურ გარემოში. დიფუზია ფრაქტალურ გარემოში მიმდინარეობს უფრო ნელა, ვიდრე ჩვეულებრივ უწყვეტ გარემოში. ეს აიხსნება იმით, რომ დიფუნდირებადი ნივთიერებების ნაწილაკები იძულებული არიან გადაადგილდნენ რთული კონფიგურაციის ვიწრო არხებში, სადაც არსებობენ ჩიხები, მკვეთრი მოსახვევები და დერეფნების დავიწროებები. ფორებიან გარემოში დიფუზია განისაზღვრება არხებისა და ფორების ფრაქტალური ქსელით, რომელთა გეომეტრია, მათი ფრაქტალური განზომილება იცვლება დიფუნდირებადი ნივთიერების შესვლით გარემოში. ფრაქტალურ გარემოში ნაცვლად დიფუზიის კლასიკური განტოლებისა:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \Delta u \,,$$

დიფუზიის აღსაწერად გამოიყენება დიფუზიის განტოლება დროით წილად-წარმოებულიანი წევრით [188]:

$$\frac{\partial^{\alpha} u}{\partial t^{\alpha}} = \Delta u$$

სადაც $0 < \alpha < 1$. ნაცვლად ჩვეულებრივი ტალღური განტოლებისა

$$\frac{\partial^{2} u}{\partial t^{2}} = \Delta u$$

ფრაქტალურ გარემოში ტალღურ განტოლებას ექნება სახე:

$$\frac{\partial^{\alpha} u}{\partial t^{\alpha}} = \Delta u$$

ან ლაპლასიანიც უნდა შეიცვალოს $\Delta^{\beta} u$ - წილადიანი რიგის ლაპლასის ოპერატორით. ასეთი გარდაქმნები ცხადია შეცვლის ფრაქტალურ გარემოში ტალღური პროცესების მიმდინარეობის ხასიათს და თვისებებს. ეს შექმნის ბევრ ახალ ეფექტს ზოგადად ფრაქტალურ გარემოში და კერძოდ იონოსფერული პლაზმის ფრაქტალურ სტრუქტურებში ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებისას.

დ ა ს კ ვ ნ ა

მოცემულ ნაშრომში გამოკვლეულ იქნა დედამიწის იონოსფეროს E და F არეებში პლანეტარული მასშტაბის (ტალღის სიგრძით 10^3 კმ და მეტი), დაბალი სიხშირის $(10 \div 10^{-6}$ ჰც) ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების წარმოშობისა და მათი შემდგომი არაწრფივი დინამიკის თავისებურებანი. დადგენილ იქნა, რომ იონოსფეროში შესაძლებელია ასეთი ტიპის ტალღური სტრუქტურების ფართო კლასის არსებობა.

• თეორიულად ნაჩვენები იქნა, რომ იონოსფეროს E-არეში წარმოიქმნებიან ზომიერი მასშტაბის (ტალღის სიგრძით 10^3კმ და ნაკლები) ნელი მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) ტალღები (ალფენის, ჰელიკონი). სრულად იონიზებული პლაზმისაგან განსხვავებით, ეს გრძელი ტალღები რხევით მოძრაობაში ითრევენ იონოსფეროს ნეიტრალურ ნაწილაკებს (იონები წარიტაცებენ ნეიტრალებს და პირიქით) და შედარებით ნელა ვრცელდებიან იონოსფერულ გარემოში. მოკლე ტალღების არეში ნელი ალფენის ტალღების მახასიათებელი სიხშირე მოთავსებულია დიაპაზონში $(4\times10^{-3} \div 9\times10^{-4})$ჰც პერიოდი არის (0,5 ÷ 2)სთ, ტალღის სიგრძე 10^3კმ რიგის და მათ შეუძლიათ გავრცელება მერიდიანების გასწვრივ (ჩრდილოეთით ან სამხრეთით) (1÷2)კმ/წმ რიგის ფაზური სიჩქარით. ტალღები წარმოქმნიან 150 ნანოტესლას (ნტ) რიგის გეომაგნიტურ პულსაციებს. ტალღები არიან სუსტად მილევადი დეკრემენტით 10^{-6}ჰც. ამ ტალღებისათვის თეორიულად მიღებული ეს მახასიათებლები კარგ თანხვედრაშია იონოსფეროს E-არეში ექსპერიმენტული დაკვირვებებით გამოვლენილი ზომიერმასშტაბიანი დაბალსიხშიროვანი ელექტრომაგნიტური ტალღე-ბის თვისებებთან [68,74].

• დადგენილ იქნა, რომ იონოსფეროში მუდმივადმოქმედი, გლობალური პროცესებისათვის ფუნდამენტური ფაქტორები – დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარისა და გეომაგნიტური ველების სივრცითი არაერთგვაროვნება (მერიდიანული ცვალებადობა) – იწვევენ იონოსფეროს E-არეში ჩქარი და ნელი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების გაჩენას. ჩქარი ტალღების წარმოშობას ხელს უწყობს აგრეთვე ჰოლის ეფექტი. ეს ჩქარი ტალღები ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ (როგორც დასავლეთით, ასევე აღმოსავლეთით) (2÷20)კმ/წმ ფაზური სიჩქარით დინამო

რეგიონში, ტალღების სიხშირე არის დიაპაზონში ($10^{-1}\div10^{-4}$)ჰც. პერიოდი მოთავსებულია ინტერვალში 4 წთ-დან 6სთ-მდე; ტალღის სიგრძე არის 10^3კმ და მეტი. ისინი სუსტად მილევადი ტალღებია, მილევის დეკრემენტი 10^{-6}წმ$^{-1}$ რიგისაა. ტალღები იწვევენ მნიშვნელოვან 10^2 ნტ რიგის გეომაგნიტურ პულსაციებს. ეს ტალღები შეიძლება ჩაითვალოს იონოსფეროს E არის ახალი ტიპის საკუთარ ტალღებად (რხევებად).

• ნაჩვენებია, რომ ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები იონოსფეროში E არეში წარმოიქმნებიან შიდა გრიგალური ელექტრული ველის მოქმედებით. ჩქარი ტალღების სიხშირეები და ფაზური სიჩქარეები დამოკიდებული არიან დამუხტულ ნაწილაკთა სიმკვრივეზე (უკუპროპორციული დამოკიდებულება). ამიტომ იონოსფეროს E არეში ამ შეშფოთებების ფაზური სიჩქარის დღისა და ღამის სიდიდეები ერთი (ერთნახევარი) რიგით განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. როგორც დიდი ფაზური სიჩქარეები, ასევე მათი ძლიერი ცვლა დღე-ღამეში გამორიცხავს მათ იდენტიფიცირებას მჰდ ტალღებთან. ეს ტალღები დაკვირვებებით გამოვლენილ იქნა შრომებში [2,11,12,14].

• დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარისა და გეომაგნიტური ველების არაერთგვაროვნება აჩენს იონოსფეროს E არეში აგრეთვე ნელ პლანეტარულ, უდს როსბის ტიპის ტალღებს. ისინი ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ აღმოსავლეთით ადგილობრივი საშუალო ზონალური ქარების სიჩქარის ტოლი ფაზური სიჩქარით – ($1\div100$)მ/წმ. ნელი ტალღების სიხშირე მოთავსებულია შუალედში ($10^{-4}\div10^{-6}$)ჰც. მათი პერიოდები ვარირებს 2სთ-დან 14 დღეღამემდე; ტალღის სიგრძე დაახლოებით 10^3კმ და მეტი. ველი ტალღები განიცდიან ჩაქრობას ლოკალური ატმოსფეროს შრეებს შორის რელეის ხახუნის გამო, მილევის დეკრემენტი არის 10^{-5}ჰც. მაგრამ უფრო გრძელი ტალღები (ტალღის სიგრძით 10^4კმ) მიილევიან ძალზე სუსტად. ნელი ტალღები იწვევენ ($1\div20$)ნტ რიგის მაგნიტურ შეშფოთებებს. ნელ პლანეტარულ ტალღებს შეუძლიით გამოიწვიონ ზედა ატმოსფეროს ზებრუნვა (სუპერროტაცია, როცა ატმოსფერო უფრო ჩქარა ბრუნავს, ვიდრე თვით დედამიწა). ნაჩვენებია, რომ ამ ტალღების გენერაცია იონოსფეროს E არეში გამოწვეულია ადგილობრივი ქარებით გაჩენილი დინამო ელექტრული ველების გავლენით. ეს ტალღები ექსპერიმენტულად გამოვლენილ იქნა ნაშრომებში [7,8,10,13,53,66].

• ნაჩვენები იქნა, რომ იონოსფეროს F არეშიც შეიძლება წარმოიშვას ალფენის ნელი ტალღები. მათ შეუძლიათ გავრცელება მერიდიანების გასწვრივ ჩრდილოეთით ან სამხრეთით (2÷5)კმ/წმ ფაზური სიჩქარით ტალღებს აქვთ 10^3კმ სიგრძე, სიხშირე იცვლება შუალედში $(4 \cdot 10^{-2} \div 10^{-3})$ჰც, ხოლო პერიოდები მოთავსებულია (3წმ – 1,5სთ) ინტერვალში და იწვევენ 10^3 ნტ რიგის მაგნიტურ პულსაციებს. მსგავსი ტალღების ექსპერიმენტული გამოვლენის შესახებ მითითე-ბულია ნაშრომებში [68,74].

• გამოვლენილ იქნა, რომ იონოსფეროს F არეში აგრეთვე წარმოიშობა ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ (5÷10)კმ/წმ ფაზური სიჩქარით (როგორც დასავლეთით, ასევე აღმოსავლეთით). ამ ტალღების სიხშირე მოთავსებულია შუალედში $(10 \div 10^{-3})$ჰც, პერიოდი იცვლება (1÷110) წმ-ის დიაპაზონში, მათი ტალღის სიგრძე 10^3კმ და მეტია. ტალღები სუსტად ქრებიან დეკრემენტით 10^{-6} ჰც. ამ ტალღებით გამოწვეული გეომაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდა არის დაახლოებით 10^2ნტ. დადგენილია, რომ ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები F არეში გენერირდებიან შიდა გრიგალური ელექტრული ველების მოქმედებით. მათი სიხშირე და ფაზური სიჩქარე დამოკიდებულია ნეიტრალების კონცენტრაციაზე F არეში. ეს ტალღები არიან იონოსფეროს F რეგიონის საკუთარი რხევების ახალი შტო. აღნიშნული ტალღები, როგორც ჩანს, ექსპერიმენტულად გამოვლენილ იქნა ნაშრომებში [9,12,14,90]. ამ ტალღების ჯგუფური სიჩქარე ადგილობრივი ზონალური ქარების სიჩქარის ტოლია. თუ კი გაიზომება მათი ჯგუფური სიჩქარე, მაშინ შესაძლებელი იქნება F არეში ლოკალური ქარების სიჩქარის გაზომვა, რომლის განსაზღვრის ეფექტური ექსპერიმენტული მეთოდი დრეს-დღეობით არ არსებობს.

• შესწავლილია დედამიწის გეომაგნიტური ველის სიმრუდის გავლენა დიდმასშტაბიან უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების დინამიკაზე იონოსფეროში. გეომაგნიტური ველის სიმრუდის გათვალისწინების შემთხვევაში იონოსფეროს პლაზმაში ანიზოტროპიული ელექტრომაგნიტური დრეკადობა წარმოიქმნება. ნაჩვენებია, რომ გეომაგნიტური ველის სიმრუდე იწვევს იონოსფერული გარემოს სტრატიფიკაციას დედამიწის ზედაპირის გასწრვივ, ისე როგორც ამას აკეთებს სიმძიმის ძალა დედამიწის ატმოსფეროში ვერტიკალური მიმართულებით. ამ ეფექტის გავლენა

განსახილველ ტალღებზე აისახება მათი გავრცელების ანიზოტროპიულ თვისებაში. ე.ი. გეომაგნიტური ველის სიმრუდე იწვევს უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების უპირატესი გავრცელების მიმართულების გამოყოფას. კერძოდ, ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები E-არეში აღმოსავლეთით უფრო სწრაფად ვრცელდებიან, ვიდრე დასავლეთით; ხოლო ჩქარი ტალღები F-არეში და ნელი პლანეტარული ტალღები E-არეში უფრო სწრაფად ვრცელდებიან დასავლეთით, ვიდრე აღმოსავლეთით.

- პირველად შემოთავაზებულია იონოსფეროს E და F არეებში დიდმასშტაბიანი შიდა გრიგალური ელექტრული ველების გენერაციის ფიზიკური მექანიზმი და წრფივი და არაწრფივი მატემატიკური მოდელი. დადგენილია, რომ გეომაგნიტური ველის სივრცულმა არაერთგვაროვნებამ შეიძლება იონოსფეროში გააჩინოს პლანეტარული მასშტაბის შიდა გრიგალური ელექტრული ველი, რომელთა სიდიდე მნიშვნელოვნად აღემატება ადგილობრივი ქარების მიერ აღძრულ კვაზიელექტროსტატიკურ, დინამო ელექტრული ველების სიდიდეს. ნაჩვენებია, რომ ამ მექანიზმით იონოსფეროს E არეში შეიძლება გენერირდეს 7.5×10^{-2}ვოლტი/მ სიდიდის, ხოლო F არეში - 10^{-3}ვოლტი/მ სიდიდის გრიგალური ელექტრული ველები. ეს მონაცემები კარგ თანხვედრაშია დაკვირვებების შედეგებთან [43,79].
- ნაჩვენებია, რომ ორი გარეშე ელექტრომაგნიტური ტალღის ძგერის შედეგად იონოსფერულ პლაზმაში ვითარდება არაწრფივი მოდულაციური არამდგრადობა, რის შედეგადაც იონოსფერულ გარემოში გენერირდებიან მნიშვნელოვანი სიდიდის გრიგალური ელექტრული ველები. მიღებული შედეგები შესაძლოა საინტერესო იყოს მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში ტალღა-ტალღა და ტალღა-ნაწილაკის ტიპის არაწრფივი ურთიერთქმედების თეორიისათვის. გამოკვლეულ პროცესებს შესაძლოა ადგილი ჰქონდეს რეალურ ლაბორატორიულ, იონოსფერულ, მაგნიტოსფერულ და ასტროფიზიკურ პლაზმაში. აქ განხილულმა მოდულაციურმა არამდგრადობამ თეორიამ შესაძლოა გამოიწვიოს დამუხტული ნაწილაკების განივი და გრძივი იმპულსების დამატებითი ულუფების არაწრფივი აჩქარება [17]. ასეთნაირად აჩქარებულმა ნაწილაკებმა, მაგალითად, დედამიწის მაგნიტოსფეროსა და ზედა იონოსფეროში არსებულმა შეუღლებულმა ფოტოელექტრონებმა, შესაძლოა გამოიწვიონ

ადგილობრივი იონოსფეროს F-არეში დამზერილი წითელი გამოსხივების ინტენსივობის გაძლიერება [18]. ლაბორატორულ პლაზმაში ამ ეფექტმა შეიძლება განაპირობოს აჩქარებული ნაწილაკების ნაკადის გენერაცია.

• შესწავლილია დისიპაციურ იონოსფეროში წანაცვლებითი დინების დროს (გლუვი, არაერთგვაროვანი ზონალური ქარები), გარემოში როსბის დამაგნიტებული ტალღების და ინერციული ტალღების სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების ევოლუციის წრფივი სტადია. დინამიკური განტოლებების შესაბამისი სისტემების რიცხვითი ამოხსნისა და თეორიული ანალიზის საფუძველზე გამოვლენილია წანაცვლებითი დინების ენერგიის ტალღური შეშფოთებების ენერგიად გარდაქმნის, ტალღების ექსტრემალური (რამოდენიმე რიგით) გაძლიერების, საკუთარი მოდების ურთიერთტრანსფორმაციის და შეშფოთების ენერგიის სითბოდ გარდაქმნის ახალი მექანიზმები. დადგენილია, რომ ზოგადად წანაცვლებით დინებებში საკუთარი რხევების გაძლიერების, ურთიერთტრანსფორმაციის და მილევის მოვლენების აღსაწერად უფრო ადეკვატურია არამოდალური მათემატიკური მიდგომა, რომელიც სრულყოფილად ითვალისწინებს აღნიშნული დინების აღმწერ განტოლებებში ოპერატორების არათვითშეუღლებულობას და შესაბამისი საკუთარი ფუნქციების არაორთოგონალურობას.

• დადგენილია, რომ პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს იონოსფეროში შეუძლიათ თვითლოკალიზდნენ სივრცით ორგანზომილებიანი, ძლიერად ლოკალიზებული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების სახით. ეს ნაჩვენები იქნა შესაბამისი არაწრფივი კერძოწარმოებულებიანი დინამიკურ განტოლებათა სისტემის ანალიზური სტაციონარული ამონახსნების ანალიზის საფუძველზე. გრიგალური სტრუქტურები გადაადგილდებიან ფორმის შეუცვლელად პარალელების გასწვრივ მუდმივი სიჩქარით (დასავლეთით ან აღმოსავლეთით) არაერთგვაროვანი ზონალური ქარების ფონზე. წარმოქმნილი სტრუქტურები გარემოსა და თვით მათი მახასიათებელი პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის შეიძლება იყონ ან ცალკეული მონოპოლური ციკლონი (ანტიციკლონი), ან საერთო ჭავლური ნაკადის მომცველი ციკლონ-ანტიციკლონური წყვილი, ან დიპოლური ციკლონ-ანტიციკლონური გაერთიანება ან გრიგალების მართობული (ფონური

დინების მიმართ) ჯაჭვი (მწკრივი). სტრუქტურების ხაზოვანი ზომა $10^3 \div 10^4$ კმ რიგისაა. დიდმასშტაბიანი გრიგალები იონოსფეროში შეიძლება არსებობდნენ საკმაოდ დიდი ხნის განმავლობაში (რამდენიმე დღეღამე). ნაჩვენებია, რომ ადგილობრივი ზონალური არაერთგვაროვანი ქარები ხელს უწყობენ გრიგალური სტრუქტურების ფორმირებას იონოსფეროში. გამოვლენილ გრიგალებს გადააქვთ მათში ჩაჭერილი ნაწილაკები, ამიტომ მათ შეუძლიათ ნივთიერების, ენერგიის, სითბოს გადატანა და შესაბამისად, იონოსფეროში ძლიერი მაკროსკოპული ტურბულენტობის ფორმირება. ამ დროს ტურბულენტობის “აგენტად”, ელემენტად შეიძლება ჩაითვალოს ცალკეული გრიგალი. ჩატარებულია ამ მოსაზრების განმამტკიცებელი შეფასებები. გრიგალური სტრუქტურები იწვევენ ერთი რიგით უფრო ძლიერ გეომაგნიტური ველის პულსაციას, ვიდრე შესაბამისი წრფივი ტალღები.

• შესწავლილია სხვადასხვა კლასის საწყისი შეშფოთებების ევოლუციის თავისებურებანი (1)-(3) არასტაციონალური არაწრფივი განტოლებათა სისტემის ერთ-ერთი ვარიანტის რიცხვითი ამოხსნების ანალიზის ბაზაზე. რიცხვითი ამოხსნები ჩატარდა «Matlab 6.5” და «Winset” მათემატიკური კომპიუტერული სისტემის პარაბოლური ტიპის კერძოწარმოებულიანი განტოლებათა სისტემის ამოხსნების სტანდარტული ქვეპროგრამების გამოყენებით. ნაჩვენებია, რომ განსახილველი არაწრფივი სისტემა დროთა განმავლობაში ივიწყებს საწყის პირობებს (შეშფოთებებს) და რელაქსირდება გარკვეულ ლოკალიზებულ არაწრფივ ტალღურ სტრუქტურებად (სოლიტონებად, გრიგალებად). ამ სტრუქტურებს შეიძლება ვუწოდოთ ავტოსტრუქტურები ანუ თვითორგანიზებადი კოჰერენტული სტრუქტურები. ასეთი ყოფაქცევა საზოგადოდ დამახასიათებელია არაწრფივი დეტერმინირებული სისტემებისათვის. კერძოდ, თუკი მოცემულ არაწრფივ განტოლებათა სისტემას გააჩნია სტაციონარული ძლიერად ლოკალიზებული ამონახსნი, მაშინ ნებისმიერი საწყისი მონაცემების, ანუ საწყისი მცირე შეშფოთებების მიცემის შემდეგ სისტემა ევოლუციონირებს ისე, რომ საბოლოოდ ფორმირდება განმხოლოებული გრიგალური ტიპის სტრუქტურები და სოლიტონური ჯაჭვები და საბოლოო ჯამში შეშფოთებები გადადიან დიდმასშტაბიან ზონალურ დინებებში.

• გამოკვლეულია იონოსფეროში წარმოქმნილი არაწრფივი სოლიტონური და გრიგალური სტრუქტურების ქაოსური დინამიკა გარე არასტაციონალური ზემოქმედების პირობებში. ასეთ შემთხვევაში ადგილი აქვს სტაციონალური არაწრფივი სტრუქტურების გეომეტრიის ცვლილებას, ხდება მათი დაშლა ცალკეულ ქვესტრუქტურებად და სატელიტურ გრიგალებად. ნაჩვენებია, რომ არასტაციონალური შეშფოთებების ზემოქმედება ცვლის სტრუქტურებში ნაწილაკთა ტრაექტორიებს, მათი რეგულარული მოძრაობის სახეს და სივრცის გარკვეულ არეებში ხდება ნაწილაკთა ქაოსური ადვექცია.

• რიცხვითმა ექსპერიმენტებმა გამოავლინეს ქაოსური ფენის არსებობა გრიგალების სასაზღვრო არეში, მისი შემდგომი გაფართოებით “სტოქსტურ ზღვამდე”. ამ “ზღვაში” რჩებიან რეგულარულობის “კუნძულები”, რომლებშიც აღმოჩენილია თვითმსგავსების თვისება სხვადასხვა მასშტაბებზე. ეს უფლებას იძლევა შეშფოთებული გრიგალის სასაზღვრო ფენა განიმარტოს როგორც ფრაქტალური ობიექტი. ეს ფრაქტალური სასაზღვრო ფენა იერარქიული აგებულებისაა, რთული ტოპოლოგიერი სტრუქტურით, რაც უნდა განაპირობებდეს ასეთ გარემოში ფიზიკური პროცესების (დიფუზია, სითბოგამტარობა, რხევითი და ტალღური მოძრაობები) მიმდინარეობის თვისობრივ ცვლილებებს.

• გამოკვლეული ტალღები წარმოადგენენ იონოსფერული რეზონატორის საკუთარ რხევებს. ამიტომ გარეშე ზემოქმედებისას (მაგალითად, ძლიერი მიწისძვრები, ვულკანების ამოფრქვევა, მაგნიტური ქარიშხლები, სმერჩები, კოსმოსური თანამგზავრების გაშვება, ატომური, სამხედრო და სამრეწველო აფეთქებები და სხვა) იონოსფეროში პირველ რიგში გენერირდებიან ან გაძლიერდებიან ეს ტალღები და მასთან დაკავშირებული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები. Aმიტომ ეს ტალღები შეიძლება იყონ მოსალოდნელი ბუნებრივი კატასტროფული მოვლენების ელექტრომაგნიტური წინამორბედები.

• მოცემულ ნაშრომში შესწავლილი ტალღების სიხშირე მოთავსებულია $(10 \div 10^{-6})$ჰც დიაპაზონში და მოიცავს დაბალსიხშიროვან ინფრაბგერით და ულტრადაბალი სიხირის სპექტრს. ამ დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური შეშფოთებები არიან ბიოლოგიურად ძალზე აქტიურნი [38,49]. მათ შეუძლიათ შეასრულონ

პათოლოგიური გართულებების გამშვები (ტრიგერული) მექანიზმის როლი ადამიანებში, რომლებსაც აქვთ მიდრეკილება ჰიპერტონიული და სხვა დაავადებებისადმი. ასე, რომ ეს ტალღები ყურადღებას იმსახურებენ იმ მხრივაც, რომ ისინი არიან გარემოს ელექტრომაგნიტური დაბინძურების მნიშვნელოვანი წყარო. გამოკვლეული ტალღები შეიძლება იყვნენ აგრეთვე ცნობილი გეომაგნიტური P_c პულსაციების წყარო.

ამ ნაშრომებში განხილული დიდმასშტაბიანი უდს ტალღებს შორის ექსპერიმენტულად მეტ-ნაკლებად დამაკმაყოფილებლად შესწავლილია ნელი მჰდ და ნელი პლანეტარული როსბის ტიპის ტალღები [7,8,10,13,52] (თუმცა აუცილებელია მათი უფრო სრულყოფილი ექსპერიმენტული გამოკვლევა). ხოლო რაც შეეხება ჩქარ პლანეტარულ უდს ელექტრომაგნიტურ ტალღურ სტრუქტურებს იონოსფეროს E და F არეებში, მათი ექსპერიმენტული შესწავლის დონე შორსაა სასურველისაგან. Aამიტომ ქვემოთ სპეციალურად გამოვყოფთ ჩქარი ტალღების სპეციფიკურ მახასიათებელ თვისებებს, რომლებიც გაუადვილებს დაინტერესებულ ექსპერიმენტატორებს მათ იდენტიფიკაციას.

1. ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს ორივე E და F არეებში აქვთ ზოგად-პლანეტარული ხასიათი და მოიცავენ განედებს პოლუსიდან ($\theta = 0$) ეკვატორამდე ($\theta = \pi/2$). ტალღების სიხშირე და ფაზური სიჩქარე იზრდებიან პოლუსიდან ეკვატო-რამდე; ეკვატორზე ორმაგდებიან.
2. აღნიშნული ტალღებისათვის დამახასიათებელია ანიზოტროპია გავრცელების მიმართულების მიხედვით: ჩქარი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღა E-არეში უფრო სწრაფად ვრცელდება აღმოსავლეთით (1.5-ჯერ მეტად), ვიდრე დასავლეთით; ხოლო ნელი ტალღა E-არეში და ჩქარი ტალღა F-არეში უფრო სწრაფად ვრცელდებიან დასავლეთით (1.5-ჯერ მეტად), ვიდრე აღ-მოსავლეთით.
3. დღეღამის განმავლობაში ელექტრონების კონცენტრაციის ძლიერი ცვლილება (თითქმის ერთი რიგით), იწვევს E არეში ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების ფაზური სიჩქარის მნიშვნელოვან ზრდას ღამის პეიოდისათვის (სიხშირე და ფაზური სიჩქარე უკუპროპორციულია ელექტრონების კონცენ-ტრაციის N) (გამოთვლები აჩვენებს, რომ ფაზური

სიჩქარე დღისით არის რამდენიმე ასეული მ/წმ, ხოლო ღამით რამდენიმე ათეული კმ/წმ).

4. ელექტრონების კონცენტრაციის სიმაღლის მიხედვით ცვლილების ცნობილი პროფილით $N(z)$, ცალსახად შიეძლება გათვლილ იქნას E არეში ჩქარი ტალღების ფაზური სიჩქარის ცვლილება სიმაღლის მიხედვით და პირიქით.
5. F არეში ჩქარი ტალღების სიხშირე და ფაზური სიჩქარე ნეიტრალების კონცენტრაციის (N_n) უკუპროპორციულია $(\sim N_n^{-1/2})$, ამიტომ სიმაღლის ზრდასთან ერთად მნიშვნელოვნად იზრება ამ ტალღების სიხშირე და ფაზური სიჩქარე (გამოთვლები აჩვენებს, რომ 200-დან 500 კმ სიმაღლეზე გადასვლისას ფაზური სიჩქარე იზრდება რამდენიმე კმ/წმ-დან 1000კმ/წმ-მდე).
6. განსაკუთრებით ძლიერად ეს ტალღები გამოძახილს იძლევიან ძლიერი მიწისძვრისას, მაგნიტური ქარიშხლებისას, ხელოვნური აფეთქებისას, მზის აქტივობის ცვლილებისას და სხვა არაორ-დინალური ბუნებრივი და ხელოვნური აქტიურობისას.
7. რადგანაც ეს ტალღები არიან ელექტრომაგნიტური ბუნების და პლანეტარული მასშტაბის, ამიტომ უფრო მოსახერხებელია მათი უშუალო დარეგისტრირება მოხდეს მსოფლიო ქსელში იონოს-ფერული და მაგნიტური ობსერვატორიებიდან და გეოფიზიკური თანამგზავრებიდან ერთდროულად.

ლიტერატურა

1. Rishbeth N., Superrotation of the upper atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys., V. 10, P. 799-819, 1972.
2. Hayakawa M. (Edit), Atmospheric and Ionospheric Phenomena Associated with Earthquackes// Terra Sci. Publ. Comp., Tokyo, 1999.
3. Hajkowicz L.A., Global onset and propagation of large-scale travelling ionospheric disturbances as a result of the great storm of 13 March 1989 // Planet. Space Sci., V.39, P. 583-593, 1991.
4. Дробжев В.И., Молоетов Г.Р., Шарадзе З.С. и др. Отклик ионосферы на возмущения, инициированные промышленным взрывом. Ионосферные исследования. №39., С.61-71. 1986.
5. Charney J.G., Drazin P.G. Ppropagation of planetary-scale disturbances from the lower to the upper atmosphere // J. Geophys. Res., V. 66, N 1, P. 83-409, 1961.
6. Dickinson R.E. Theory of planetary wave-zonal flow interaction // J.Atmos. Sci., V. 26, N 1, P. 73-81, 1969.

7. Cavalieri D.J. Traveling planetary-scale waves in the E-region // J. Atmos. Terr. Phys., V. 38, P. 965-978, 1976.
8. Manson A.H., Heek C.E., Gregory J.B. Winds and waves (10 min-30 day) in the mesosphere and lower thermosphere at Saskatoon // J. Geophys. Res., V. 86, N 10, P. 9615-9625, 1981.
9. Sharadze Z.S., Japaridze G.A., Kikvilashvili G.B., et al. Wavy disturbances of nonacoustical nature in the midlatitude ionosphere // Geomagn. Aeron., V. 28, N 3, P. 446-451,1988.
10. Sharadze Z.S., Mosashvili N.V., Pushkova G.N., Yudovich L.A. Long-period- wave disturbances in E-region of the ionosphere // Geomag. Aeron., V. 29,N. 6, P. 1032-1034, 1989.
11. Al'perovich L.S., Drobgev V.I., Sorokin V.M., et al. On the midlatitude oscillations of the geomagnetic field and its connection to the dynamical processes in the ionosphere // Geomagn. Aeron., V. 22, N 5, P. 797-802, 1982.
12. Сорокин В.М. Волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем // Изв. Вузов. Радиофизика. Т. 31, N 10, С. 1169-1179. 1988.
13. Zhou Q.H., Sulzer M.P., Tepley C.A. An analysis of tidal and planetary waves in the neutral winds and temperature observed at low-latitude E-region heights // J. Geophys. Res., V. 102, N 11, P. 491-505,1997.
14. Bauer T.M., Baumjohann W., Treumann R.A., et al., Low-frequency waves in the near-Earth plasma sheet // J. Geophys. Res., V. 100, N A6, P. 9605-9617, 1995.
15. Aburjania G.D., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. Mechanism of planetary Rossby wave energy amplification and transformation in the ionosphere with an inhomogeneous zonal smooth shear wind// J. Geophys. Res., (AGU, USA), V. 111. A09304. doi:10.1029/2005 JAO 11567. 2006.
16. Aburjania G. D., Alperovich L. S., Khantadze A. G., Kharshiladze O.A. A new model for the generation of large-scale ionospheric vortex electric field// Physics and Chemistry of the Earth., (Elsevier, Netherlands), V. 31. Issue 4-9. P. 482-485. 2006.
17. Абурджаниа Г.Д., Мачабели Г.З., Харшиладзе О.А. Нелинейный механизм генерации электромагнитных полей в замагниченной плазме, обусловленный биением волн// Физика плазмы., (РАН, Москва), Т. 32. Вып. 7. С. 632-639. 2006.
18. Aburjania G. D., Machabeli G.Z, Kharshiladze O.A. Nonlinear Mechanism for Electromagnetic Field Generation in Modulation –Unstable Magnetized Plasma Media// Physics Letters A.б (Elsevier, Netherlands), V. 352. No 1,2. P. 163-169. 2006.
19. Харшиладзе О.А. Лагранжевый хаос в электродинамических выхревых структурах// Georgian Engineering News. N. 2. P. 19-23. 2006.
20. O. Kharshiladze. Dynamical Chaos and Order-Disorder Transition in the Large-Scale Ionospheric Motions// Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences, V 173, N 2, P 281-284, 2006.
21. O. Kharshiladze. On the Problem of Dynamics of the Ionospheric Wavy Disturbances in the Shear Flow// Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences, V 173, N 3, P 486-489, 2006.
22. Абурджаниа Г.Д., Ломинадзе Дж.Г., Хантадзе А.Г., Харшиладзе О.А. Новый механизм усиления и взаймной трансформации волн в ионосфере с неоднородным зональным ветром// Космічна наука і Технологія., (НАНУ, Киев), Т. 12. № 1. С. 29-48. 2006.
23. Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z, Lominadze J.G., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. Generation and Propagation of the ULF planetary-scale electromagnetic wavy structures in the ionosphere// Planetary Space Science., (Elsevier, USA), V. 54. No 8. P. 935-952. 2005.

24. O. Kharshiladze. Physical and mathematical models for generation of large-scale internal vortical electric fields in the ionosphere // Bulletin of the Georgian National Academy of Sciences, V 172, N 1, P 61-64, 2005.
25. Aburjania G.D., Kharshiladze O.A. Dynamics of the inertial and Rossby waves in the ionosphere at inhomogeneous zonal wind: Amplification and mutual transformations // Applied Mathematics, Mechanics and Informatics, (TGU, Tbilisi), V. 10. No 2. P. 1-36. 2005.
26. Kharshiladze O.A. Influence of the geomagnetic field curvature on the propagation of the planetary ULF electromagnetic waves in the ionosphere // Journal of the Georgian Geophysical Society. Issue B. Physics of Atmosphere, Ocean and Space Plasma. V.9B. P.74-79. 2004.
27. Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Jandieri G.V., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. On the new modes of planetary-scale electromagnetic waves in the ionosphere// Annales Geophysicae., (Springer, France), V.22. No 4. P. 508-517. 2004.
28. Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A. ULF Electromagnetic Wavy Structures in F-region of the Spherical Ionosphere Caused from Inhomogeneity of the Geomagnetic Field // Proceedings of ISAP'04., Sendal, Japan. P.257-260. 2004.
29. Aburjania G.D., Lominadze J.G., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. Generation Mechanism and Features of Propagation of the ULF planetary-scale electromagnetic wavy structures in the ionosphere// Космічна наука і Технологія. Т. 43. № 11. С. 1205-1233. 2004
30. Aburjania G.D., Kharshiladze O.A. New chanel of modulation interaction and related to it electromagnetic field generation in the magnetized plasma // Journal of the Georgian Geophysical Society. Issue B. Physics of Atmosphere, Ocean and Space Plasma. V.9B. P.80-91. 2004.
31. Aburjania G.D., Chargazia Kh. Z., Jandieri G.V., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A., Machabeli G.Z. Theoretical model for conjugate fotoelectron energy transfer and related to them night sky airglow enhancement in the local midlatitude ionospheric F-region// Recent Research Development in Geophysics., (Research Signpost, Kerala, India), V. 5. P. 247-261. 2003.
32. Aburjania G.D., Chargazia Kh. Z., Jandieri G.V., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. Dynamics of the new modes of the low-frequency planetary-scale electromagnetic wave structures in the ionosphere// Recent Research Development in Geophysics. V. 5, P. 211-246. 2003.
33. Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Kaladze T.D., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. New generation mechanism of the planetary-scale internal vortical electric field in the Eart's ionosphere // Journal of the Georgian Geophysical Society. Issue B. Physics of Atmosphere, Ocean and Space Plasma. V.8B. P.122-135. 2003.
34. Абурджаниа Г.Д., Хантадзе А.Г., Харшиладзе О.А. Нелинейные планетарные электромагнитные вихревые структуры в F-области ионосферы// Физика плазмы. Т. 28. Вып. 7. С. 633-638. 2002.
35. Aburjania G.D., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A. Planetary-Scale Electromagnetic Wave Structures in E-Region of the Ionosphere // IEEE Antenas and Propagation Society International Symposium. Proceedings, June 16-21, San-Antonio, Texas, 2002. V.1.P.210-213. 2002.
36. Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Движение в ионосфере. Новосибирск: Наука. 1979.
37. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере.М.: Мир, 1978.
38. Breus T.K. The chronostructure of healthbiorhithms under effect of external environment factors. M.: Poligraph Servis. 2002.

39. Сорокин В.М. О роли ионосферы в распространении геомаогнитных пульсаций. Геомагнетизм и аэрономия // Т. 26, N 5. С. 640-646б 1986.
40. Rossby C.G. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacement of the semi-permanent centers of action // J. Marine Res. V. 2, N 1, P. 38-55, 1939.
41. Гандин Л.С., Лайхтман Д.Л., Матвеев Л.Т., Юдин М.И. Основы динамической метеорологии. Л.: Гидрометиздат, 1955.
42. Томпсон Ф.Д. Анализ предсказание погоды численными методами. М.: Иностр. лит., 1962.
43. Behnke, R.A. Hogfors S.T. Evidence for the existence of night-time region polarization fields at Arecibo // Radio Sci., V. 9, P. 211-216, 1974.
44. Cheng K., Huang Y. Ionospheric disturbances observed during the period of Mount Pinatubo eruptions in June 1991 // J. Geophys. Res. V. 97, N 24, P. 16,995-16,1008, 1992.
45. Shaefer L.D., Rock D.R., Lewis J.P., et al. Detection of explosive events by monitoring acoustically-induced geomagnetic perturbations // Lawrence Livermore Laboratory, CA USA, 94550, Livermore, 1999.
46. Похотелов О.А., Липеровский В.А., Фомичев Ю.П. Модификация ионосферы во время военных действии в зоне Персидского залива // Докл. АН СССР. Т. 321, N 6, С. 1168-1171, 1999.
47. Pokhotelov O.A., Parrot M., Pilipenko V.A., et al. Response of the ionosphere to natural and man-made acoustic sources // Ann.Geophys., V.13, P. 1197-1210, 1995.
48. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 1,2. М.: Мир, 1984.
49. Копитенко Ю.А. Связь между УНЧ электромагнитной литосферной эмиссией и неоднородным поведением биологических систем перед землетресением // Биофизика. Т. 40, N 6, С. 1114-1116, 1995.
50. Dickinson, R.E. Planetary Rossby wave propagating verticaly through weak westerly wind wave guides // J. Atmos. Sci., V. 25, N 6, P. 984-1002,1968.
51. Хантадзе А.Г. Шарадзе З.С. Ионосферные эффекты планетарных волн // Волновое Возмущение в атмосфере. Алма-АтаЖ Наука, С. 143-158, 1980.
52. Cavalieri D.J., Deland R.J., Poterna J.A., Gavin R.F. The correlation of VLF propagation variations with atmospheric planetary-scale waves // J. Atmos. Terr. Phys., V. 36, P. 561-574, 1974.
53. Fagundes P.R., Pillat V.G, et al, Observations of F layer electron density profiles modulated by planetary wave type oscillations in the equatorial ionospheric anomaly region // Journal of Geophys. Res., V 110, A12302, doi:10 1029/2005JA011115, 2005.
54. Борисов Н.Д. Моисеев Б.С. Возмущение МГД – возмущений в ионосфере волной Релея. Геомагнетизм и аэрономия // Т. 29. N 4,. С. 614-620, 1989.
55. Сорокин В.М., Федорович Г.В. Физика медленных МГD - волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
56. Khantadze A.G. Determination of the wind field by the pressure gradient field and latitudinal effect of geomagnetic field // Proc. Inst. Geophys. Acad. Sci. Georgian SSR, P. 24-29, 1967.
57. Tolstoy I. Hydromagnetic gradient waves in the ionosphere // J. Geophys. Res. V. 47, N 5, pp. 1435-1442, 1967.
58. Хантадзе А.Г. Гидромагнитные градиентные волны м динамо-области ионосферы // Сообщ. АН ГССР. Т. 123, N 1, С. 69-71, 1986.
59. Кобаладзе З. Л., Хантадзе А. Г. О распространении крупномасштабных возмущений в ионосфере // Сообщ. АН ГССР. Т. 134, N 1, С. 97-100, 1989.

60. Khantadze A.G. On the electromagnetic planetary in the Earth ionosphere // J. Georgian Geophys. Soc. Issue B. Tbilisi. V. 4, pp. 125-127, 1999.
61. Kamide Y., Electrodynamic Processes in the Earth's Ionosphere and Magnetosphere. Kyoto Sangyo University Press, Kyoto, 1988.
62. Хантадзе А.Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Тбилиси: Наука, С. 88-109, 1973.
63. Holton J.R. The Dynamic Meteorology of the Stratosphere and Mesosphere, Amer. Meteor. Soc., Boston, Massachusetts, 1975.
64. Kraichman M.B. Handbook of Electromagnetic Propagation in Conducting Media. Washington: U.S. Print Office. 1975.
65. Гершман Б.И. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, С. 163-195, 1974.
66. Aburjania G.D., Jandieri G.V., Khantadze A.G. Self-organization of planetary electromagnetic waves in the E-region of the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., V. 65, P. 661-671, 2003.
67. Абурджания Г.Д., Хантадзе А.Г. Крупномасштабные электромагнитные вихревые структуры в Е-области ионосферы // Гемагнетизм и Аерономия. Т. 42, N 2, С. 245-251, 2002.
68. Хантадзе А.Г. Электромагнитные планетарные волны в земной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42, N 3, С.333-335, 2002.
69. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. Атомиздат. 1978.
70. Kelley M.C. The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics, Academic Press, San Diego, 1989.
71. Бостром Р. Электродинамика ионосферы. В кн.: Космическая геофизика. М.: Наука, 1976.
72. Монин А.С. (Ред.). Физика океана. Т. 2, Гидродинамика океана. М.: Наука, 1978.
73. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1.2, М.: Мир, 1986
74. Jacchia L.G. Thermospheric temperature, density and composition: new models // SAO. Spec. Rep. N 375, P. 1-106, 1970.
75. Докучаев В.П. О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере // Изв. АН СССР. Сер. Геофизическая. N 5, С. 783-787, 1959.
76. Krall N.A., Trivelpiece A.W. Principles of Plasma Physics. McGraw-Hill Book Company, New York, 1973.
77. Al'perovich L.G., Drobgev V.I., Kpasnov V.M., et al. Results of simultaneous observations of geomagnetic variations and wave disturbances in the ionosphere // Radiofizika, V. 23, P. 763-765,1980
78. Поляков В.М., Шепкин Л.А., Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Ионосферные процессы // Новосибирск: Наука, С. 288-298, 1968.
79. Tarpley J.D. The ionospheric wind dynamo. 2. Solar tides // Planet. Space Sci., V. 18, P. 1091-1103, 1970.
80. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988.
81. Хантадзе А.Г., Абурджания Г.Д., Гвелесиани А.И. Физика возникновения новых ветвей планетарных электромагнитных волн в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 43, N 2, С.193-203, 2003.
82. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1988.
83. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. От маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука, 1988.
84. Ламб Г. Гидродинамика Т. 1,2. М.: Rand C-Dynamics. 2003.
85. Charney J.G. On the scale of atmospheric motions // Geophys. Publ. V. 17, N 2, P. 17-20, 1947.

86. Обухов А.М. К вопросу о геострофической ветре // Изв. АН СССР, сер. Географ. Геофиз. Т. 13, N 2, С. 281-286, 1949.
87. Hasegawa A., MiMa K. Stationary spectrum of strong turbulence in magnetized nonuniform plasma // Phys. Rev. Lett. V. 39, N 4, P. 205-208. 1977.
88. Ларичев В.Д., Резник Г.М. О двумерных уединенных волнах Россби // ДАН СССР. Т. 231, N 5, С. 1077-1079, 1976.
89. Кадомцев Б.Б., Погуце О.П. Нелинейные волновые возмущения плазмы в токамаке // ЖЭТФ. Т. 65, N 2, С. 575-589, 1973.
90. Павленко В.П., Петвиашвили В.И. Уединенный вихрь при желобковой неустойчивости // Физика плазмы. Т. 9, вып. 5, С. 1034-1037, 1983.
91. Абурджаниа Г.Д. Самоорганизация нелинейных вихревых сруктур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах. М.: Едиториал УРСС, 2006.
92. Meiss J.D., Horton W. Solitary drift waves in the presence of magnetic shear // Phys. Fluids. V. 26, N 4, pp. 990-997, 1983.
93. Mikhailovskii A.B., Aburjania G.D., Onishenko O.G. Balloning vortex in magnetized plasma // Phy. Lett. V. 100A, N 9, pp. 503-506, 1984.
94. Aburjanyia G.D., Lakhin V.P. A class of exact solutions of the Hasegawa – mima equations // Phys. Lett. V. 123, N 8, pp. 402-404, 1987.
95. Интенсивные атмосферные вихри (под. Ред. Л. Бенгтссона и Дж. Лайтхилла). М.: Наука, 1985.
96. Незлин М.В., Снежин Е.Н. Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука, 1990.
97. Петвиашвили В.И., Похотелов О.А. Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
98. Chmyrev V.M., Marchenko V.A., Pokhotelov O.A., et al. Vortex structures in the ionosphere and the magnetosphere of the Earth // Planet. Space Sci., V. 39, P. 1025-1030, 1991.
99. Незлин М.В., Черников Г.П. Аналогия дрейфовых вихрей в плазме и геофизической гидродинамике // Физика плазмы. Т. 21, N 11, С. 975-999, 1995.
100. Каменкович В.М., Кощляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1983.
101. Козлов В.Ф. Модели топографических вихрей в океане. М.: Наука, 1983.
102. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1973.
103. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Гос. Изд. Техн.-теор. Лит. 1955.
104. Horton W. Nonlinear Drift Waves and Transport in Magnetized Plasma. Austin, USA: University of Texas Press. 322 p., 1990.
105. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
106. Ньюель Л. Солитоны в математике и физике. М.: Мир, 1989.
107. Догг П., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988.
108. Aburdzhaniya G.D., Ivanov V.N., Kamenetz F.F. Dynamics of drift vortices in collision plasmas // Phys. Scripta. V. 35, pp.677-681.
109. Абурджаниа Г.Д. Самоорганизация окустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землятресением. Физика плазмы. Т. 22, N 10, С. 954-959, 1996.
110. Абурджания Г.Д. Структурная турбулентность и диффузия плазмы. Т. 16, N 1, С. 70-76, 1990.
111. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Часть 1. М.: Наука, 1965.

112. Обухов А.М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере // Труды Института теорет. Геофизики. Т. 1, С. 95-115, 1946.
113. Eleman, P., 1973. electromagnetic field. In Cosmical Geophysics. Ed. by A.Egeland, O. holter, and A. Omholt. Universitets Forlaget, Oslo.
114. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат,1979. 317 с.
115. Ораевский В.Н., Сагдеев Р.З. // Журн. техн. физ. 1962. Т.32. С.1291.
116. Веденов А.А., Рудаков Л.И.// ДАН СССР. 1964. Т.67. С.159.
117. Захаров В.Е. // ЖЭТФ. 1972. Т.62. №5. С.1745.
118. Галеев А.А., Ораевский В.Н., Сагдеев Р.З.//Письма в ЖЭТФ 1972. Т.16. С.194.
119. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Сигов Ю.С., Шапиро В.Д., Шевченко В.И.// Физика плазмы. 1975. Т.1. Вып. 1. С.10.
120. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. // ЖЭТФ. 1977. Т.73. Вып. 4(10). С.1352.
121. Pelletier G. // Phys.Rev.Lett. 1982. V.49. No11. P.782.
122. Захаров В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т.21. Вып.8. С.479.
123. Красносельских В.В., Сотников В.И. // Физика плазмы. 1977. Т.3. Вып.4. С.872.
124. Липатов А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т.26. Вып. 10 . С.516.
125. Асаулов Ж.А., Захаров В.Е. // Физика плазмы. 1985. Т.11. Вып.11. С.1331.
126. Christiansen P.J., Jain V.K., Stenflo L.// Phys.Rev.Lett. 1981. V.46. No 11 . P.1333.
127. Giles M.J.// Phys.Rev.Lett. 1981. V.47. No 14. P.1606.
128. Machabeli G.Z.,Vladimirov S.V., Melrose D.B.// Phys.Rev.E. 1999. V.59. №4. P.4552.
129. Амиранашвили Ш.Г., Игнатов А.М.//Физика плазмы. 1995. Т.21. №5. С.368.
130. Machabeli G.Z., Vladimirov S.V., Melrose D.B., Luo Q. // Phys. Rev.E. 2002. V.65.,No 3. P. 3608
131. Абурджания Г.Д., Мачабели Г.З., Нанобашвили И.С. // Геомагн. Аэрон. 2002. Т.42. №1. С.94.
132. Абурджаниа Г.Д., Гугучиа З.О., Хантадзе А.Г., Харшиладзе О.А. Усиления и трансформация энергии замагниченных волн Россби в ионосфере с неоднородным зональным ветром. I I // Геомагн. аэрон. 2006. Т. №. . С. (работа I I).
133. Гершман Б.Н., Ерухимов А.Н., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984.
134. Докучаев В.П. О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере //Изв. АН СССР. 1959.Сер. Геофизическая. №5. С. 783-787.
135. Кибель И.А. О приспособлении движения воздуха к геострофическому//ДАН СССР, 1955. №1. С. 104-107.
136. Коткин Г.Л., Сербо В.Г. Сборник задач по классической механике. М.: Наука, 1969.
137. Митра С.К. Верхная атмосфера. М.: Иностр. лит.,1965.
138. Обухов А.М. К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. географ.геофиз. 1949. Т.13. №4. С. 281-306.
139. Хантадзе А.Г. Об изменении скорости и направления ветра с высотой в турбулентной электропроводной атмосфере //Геомагн. аэрон. 1968. Т.8. №2. С.236-249.
140. Хантадзе А.Г., Шарикадзе Д.В. О двумерном нестационарном ветровом поле в ионосфере // Изв. АН СССР. Физика атм. океана. 1969. Т.5. №9, С.957-960.
141. Холтон Дж.Р. Динамическая метеорология атмосферы и мезосферы. Л.: Гидрометиздат, 1976.

142. Чагелишвили Г.Д., Чхетиани О.Г. Линейная трансформация волн Россби в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т.62. Вып. 4. С 294-300.
143. Чагелишвили Г.Д., Чанишвили Р.Г., Ломинадзе Д.Г. Физика усиления вихревых возмущений в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т.63. Вып. 7. С. 517-522.
144. Bramley E.N. The effects of ion drag and of plasma forces on neutral air winds in F-region // J. Atmos. Terr. Phys. 1967.V. 29. №10. P. 1317-1321.
145. Chagelishvili G.D., Rogava A.D., Segal I.N. Hydrodynamic stability of compressible plane Couette flow // Phys. Rev. E. 1994.V.50.№6. P. 4283-4285.
146. Chagelishvili G.D., Rogava A.D., Tsiklauri D.G. Effect coupling and linear transformation of Waves in shear flow // Phys. Rev. E. 1996.V. 53. № 6. P. 6028-6031.
147. Chagelishvili G.D., Chanishvili R.G., Lominadze J.G., Tevzadze A.G. Magnetohydrodynamic waves linear evolution in parallel shear flows: amplification and mutual transformations // Phys. Plasmas. 1997.V.4. №2.P.259-271.
148. Farrell B.F., Ioannou P.J. Transient development of perturbations in stratified shear flow//J. Atmos. Sci. 1993. V.50. №14. P. 2201-2214.
149. Geisler J.E. A numerical study of the wind system in the middle thermosphere// J.Atmos. Terr. Phys. 1967.V.29. №12. P. 1469-1482.
150. Graik A.D.D., Criminale W.O. Evolution of wavelike disturbances in shear flow: a class of exact solutions of the Navier-Stokes equations //Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1986. V.406.P.13- 21.
151. Kalashnik M.V., Mamatsashvili G.R.., Chagelishvili G.D., Lominadze J.G. Linear dynamics of non-symmetric perturbations in geostrophic horizontal shear flows // Q. Journ.R. Meteorol.Soc.2004.№1. P.1-17.
152. Kelvin Lord (W. Thomson). Stability of fluid motion: Rectilinear motion of viscous fluid between two parallel plates// Phil. Mag. 1887.V.24. №5. P.188-196.
153. Landahl M.T. Wave breakdown and turbulence// SIAM J. Appl. Math. 1975.V.28. P.735-747.
154. Reddy S.C., Schmid P.J., Hennigson D.S. Pseudospectra of the Orr-Sommerfeld operator // SIAM. J. Appl. Math. 1993.V.53. P.15-23.
155. Rossby C.G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems// J. Mar. Res. 1938. №2.P.239-263.
156. Rossby C.G. On the dispersion of planetary waves in a barotropic atmosphere// Tellus. 1949. V.1. P.1-11.
157. Trefenthen L.N., Trefenthen A.E., Reddy S.C., Driscoll T.A. Hydrodynamic stability without eigenvalues // Science. 1993. V.261. P.578-584.
158. Абурджаниа Г.Д., Хантадзе А.Г., Гвелесиани А.И. Физика возникновения новых ветвей планетарных электромагнитных волн в ионосфере // Геомагн. аэрон. 2003.Т. 43. №2. С. 193-203.
159. Абурджаниа Г.Д., Гугучиа З.О., Хантадзе А.Г., Харшиладзе О.А. Усиления и трансформация энергии замагниченных волн Россби в ионосфере с неоднородным зональным ветром. I // Геомагн. аэрон. 2006. Т. №. . С. (работа I).
160. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. Волновые процессы в неоднородной плазме. – В кн.: Вопросы теории плазмы.: Атомиздат, 1973. Т.7. С. 146-204.
161. Volponi F.,Mahajan S.M., Yoshida Z.. Asymptotic analysis and renormalized perturbation theory of the non-Hermitian dynamics of an inviscid vortex // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. № 2. P. 6312-6318.

162. Гапонов-Грехов А.В., Робинович М.И. Автостуктуры. Хаотическая динамика ансамблей // Нелинейные волны. Структуры и бифуркация. М. Наука, 1987. с.7-44.
163. Заславский Г.М. Физика хаоса в Гамильтоновых системах. М.2004
164. Aref H. Stirring by chaotic advection //J.Fluid. Mech.1984. v.143. P.1-21.
165. Aref H. Chaotic advection of fluid particles //Phil. Trans.Roy.Soc.London. 1990.v.333. N 1631.P.273-288.
166. Ottino J.M. The kinematic of mixing; stret-ching, chaos and transport. N.Y.:Cambridge University Press. 1989. 364 p.Reprinted 1997.
167. Aref H., El Nashie M.S. (ed.). Chaos applied to fluid mixing. London: Pergamon,1995. 380 p.
168. Samelson R.M. Chaotic transport by mesoscale motions// Stochastic modeling in physical oceanography/ Ed. J.Alder, P.Muller, B.Rozovstii. Boston.:Bizkhaser, 1996. P.423-433.
169. Yang H.Chaotic transport and mixing by ocean gyre circulation //ibid.P.434-466
170. Behringer R.P., Meyers S.D., Swinney H.L. Chaos and mixing in a geostrophic flow// Phys. Fluids. 1991. V.3. N5. P. 1243-1249
171. Del Castillo-Negrete D., Morrison P.J. Chaotic transport by Rossby waves in shear flow// Phys.Fluids. 1993.V.5.N4.P.948-965.
172. DutKiewicz S., Paldor N. On the mixing enhancement in a meandering jet due to interaction with an eddy// J.Phys.Oceanogr. 1994. V.24.N11.P.2418-2423.
173. Yang H., Liu Z. The three – dimensional chaotic transport and the Great ocean barrier // J.Phys. Oceanogr. 1997 V.27. N7.P.1258-1273.
174. Polvani L.M., Wisdom J. Chaotic Lagrangian trajectories around an elliptical vortex patch emledded in a constant and uniform background shear flow// Phys.Fluids. 1990.V.2.N2.P.123-125.
175. Dahleh M.D. Exterior flow of the Kida ellipse// Phys.Fluids. 1992.V.4.N9.P.1979-1985.
176. Velasko Fuentes O.U.Propagation and transport properties of dipolar vortices on a γ-plane// Phys.Fluids. 1994.V.6.N10.P.3341-3352.
177. Velasko Fuentes O.U., e.a.Chaotic transport by dipolar vortices on a β-plane// J.Fluid. 1995.V.291.P.139-161.
178. Pierrehumbert E.T. Chaotic mixing of tracer and vorticity by modulated traveling Ross by waves// Geophys. Astrophys. Fluid.Dyn. 1991. V.58.N1-4. P.258-319.
179. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука. 1984.С.87-95.
180. Гледзер А.Е. Захват и высвобождение массы в вихревых структурах океана// Изв. АН Физ.атм. океана 1999. Т.35.№6.с.838-845.
181. Жмур В.В. Дисковая модель мезомасштабного вихря в потоке со сдвигом скорости// Океанология.1988. Т.28. Вып.5. С.709-714.
182. Rom-Kedar V., Leonard A., Wiggins S. An analytical study of transport mixing and chaos in an unsteady vertical flow//J.Fluid Mech. 1990. V.214. P.347-394.
183. Hackborn W., Ulucakly M., Yuster T. A theoretical and experimental study of hyperbolic and degenerate mixing regions in a chaotic Stokes flow// J.Fluid Mech. 1997. V.346. P.23-47.
184. Cardoso O., Gluckmann B., Parcollet O., Tabeling P.Duspersion in quasi-two-dimensional –turbulent flow: An exsperimental stusy // Phys.Fluids. 1996.V.8.N1.P.209-214.
185. Williams B.S., Martean D., Gollub J.P. Mixing of passive scalar in magnetically for ced two-dimensional turbulence// Phys.Fluids. 1997.V.9.N7.P.2061-2080.

186. Данилов С.Д., Довженко В.А. и др. Перенос пассивной примеси в нестационарной четырехвихревой гидродинамической системе // Известия АН. Физ. Атм.Океан. 1999.Т.35. №6. С. 810-820.
187. Будянский М.В., Пранц С.В. Механизм хаотического перемешивания в элементарном детерминированном потоке// Письма в МТФ.2001.Т.27. Вып.12.С.51-56.
188. Данилов Ю.А. Лекции по нелинейной динамике. Москва. УРСС.2005.
189. Wolf.A., Swift J., Swinney H., Vastano J. Determining Lyapunov exponents from a time series, Physica D, 16, 285-317, 1985.
190. Aref H. The development of chaotic advection // Phys.Fluids. 2002. V.14, N4, P.1315-1325.
191. Arnold V.I. Sur la topologie des ecoulements stationnaires des fluides partaits // C.R.Acad. Sci. Paris A. 1965. V.261. P. 17-20.
192. Henon M. Sur la topologie des lignes courant dans un cas particulier// C.R.Acad. Sci. Paris A, 1966. V.262. P.312-314.
193. Lorenz E. Deterministic nonperiodic flow. // J. Atmos. Sci. 1963, V. 20, N 2, P. 130-141.