

ხელნაწერის უფლებით

ოლეგ ავთანდილის ძე ხარშილაძე

დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების გენერაცია და  
არაწრფივი დინამიკა იონოსფეროში

სპეციალობით - 04.00.23- გეოფიზიკა,  
ატმოსფეროსა და ჰიდროსფეროს ფიზიკა

ფიზიკა - მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორის სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად  
წარმოდგენილი დისერტაცია

სამეცნიერო კონსულტანტი: გიორგი აბურჯანია  
ფიზიკა-მათემატიკის  
მეცნიერებათა დოქტორი, პროფესორი

თბილისი – 2006

## ს ა რ ჩ ე ვ ი

### შესავალი.

**თავი I საკვლევი პრობლემების ფორმულირება და შესაბამისი მათემატიკური მოდელი.**

- 1.1 იონოსფეროში პლანეტარული დაბალი სიხშირის ტალღების გავრცელების თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევების თანამედროვე მდგომარეობა.
- 1.2 დიდმასშტაბიანი დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების დინამიკის აღმწერი მოდელური განტოლებათა სისტემა.

**თავი II დაბალი სიხშირის საკუთარი პლანეტარული წრფივი ელექტრომაგნიტური ტალღები იონოსფეროში.**

- 2.1  $\beta$  – სიბრტყის მიახლოება პლანეტარული მასშტაბის ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის.
- 2.2 დაბალი სიხშირის დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური შემფოთებები იონოსფეროს E – არეში.
  - 2.2.1 ნელი მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) ტალღები.
  - 2.2.2 ჩქარი და ნელი პლანეტარული ულტრადაბალი სიხშირის (უდს) ელექტრომაგნიტური ტალღები.
- 2.3 პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები იონოსფეროს F – არეში.
  - 2.3.1 ალფენის ტიპის ნელი ტალღები.
  - 2.3.2 ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები.
- 2.4 გეომაგნიტური ველის სიმრუდის ზეგავლენა იონოსფერული პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებაზე.
- 2.5 იონოსფერული გარემოს სტაციონარული წონასწორული მდგომარეობა.

**თავი III იონოსფეროში გრიგალური შიდა ელექტრული ველების გენერაციის ახალი მექანიზმები.**

- 3.1 შიდა ელექტრული ველის თავისებურებანი იონოსფეროში. დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის მექანიზმები.
- 3.2 იონოსფეროს გამომახილი მასში დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური ველის წარმოქმნაზე.
- 3.3 იონოსფერულ პლაზმაში ტალღების ძგერით განპირობებული ელექტრომაგნიტური ველების გენერაციის არაწრფივი მექანიზმი.
  - 3.4.1 პლაზმურ გარემოში მოდულაციური არამდგრადობების ზოგიერთი ასპექტი.
  - 3.4.2 დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა დამაგნიტებულ პლაზმაში ორი ელექტრომაგნიტური ტალღების ძგერის შედეგად.
  - 3.4.3 ლენგმიურის ტალღების მოდულაციური არამდგრადობის არაწრფივი დინამიკა და გენერირებული ელექტრომაგნიტური ველების სიდიდის განსაზღვრა.
  - 3.4.4 დისიპაციური პროცესების ზემოქმედება ტალღების ძგერებით განპირობებული პლაზმური არამდგრადობის განვითარებაზე.
  - 3.4.5 ედეგების განხილვა და დასკვნა.

**თავი IV საკუთარი რხევების გენერაცია, გავრცელება, გაძლიერება და ურთიერთტრანსფორმაცია იონოსფეროში ადგილობრივ არაერთგვაროვან ზონალურ ქარებთან ურთიერთქმედებისას.**

- 4.1 პრობლემის კვლევის თანამედროვე მდგომარეობა.
- 4.2 საწყისი განტოლებები და არამოდალური ანალიზის საფუძვლები.
- 4.3 პრობლემის ზოგადი ანალიზი.
- 4.4 რიცხვითი ამოხსნების შედეგები და მათი ანალიზი.
- 4.5 ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობების შერჩევა.
- 4.5.1 როსბის დამაგნიტებული ტალღების ურთიერთქმედება ფონურ დინებასთან და მათი ტრანსფორმაცია ინერციულ ტალღებად.
- 4.5.2 ინერციული ტალღების ურთიერთქმედება ფონურ დინებასთან და მათი ტრანსფორმაცია როსბის ტიპის ტალღებად.
- 4.6 დიდმასშტაბიანი ტალღური შეშფოთებების მიღება წანაცვლებით დინებაში.
- 4.7 მიღებული შედეგების მოკლე ანალიზი.

**თავი 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.
- 5.2 იონოსფეროში სტაციონარული ტალღური შეშფოთებების აღმწერი არაწრფივი მოდელოური განტოლებები.
- 5.3 დიპოლური არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები იონოსფეროში.
- 5.4 არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურები იონოსფეროში ზონალური არაერთგვაროვანი ქარების ფონზე. დინამიური ავტოსტრუქტურების თვითორგანიზაცია იონოსფეროს დიდმასშტაბიანი მოძრაობების მოდელში.
- 5.5 დისიპაციური პროცესების გავლენა დიდმასშტაბიანი ტალღური სტრუქტურების დინამიკაზე იონოსფეროში.

**თავი VI ქაოსური ადვექცია იონოსფერულ არაწრფივ სტრუქტურებში გარეშე არასტაციონარული ზემოქმედებისას.**

- 6.1 ქაოსური ადვექცია არასტაციონარულ დინებებში.
- 6.2 ლაგრანჟისა და ეილერის მიდგომა ქაოსის ამოცანებში.
- 6.3 ქაოსური ადვექციის ზოგიერთი კინემატიკური მოდელი.
- 6.4 დინამიკურად თავსებადი ქაოსური ადვექციის ახალი მოდელები იონოსფეროს დიდმასშტაბიან მოძრაობებში.

**დასკვნა.**

**ლიტერატურა.**

## შ ე ს ა ვ ა ლ ი

თემის აქტუალობა: დედამიწის მახლობელი კოსმოსის სხვადასხვა არეებში (შრეებში) მიმდინარე პროცესები და მოვლენები მუდმივ დინამიკურ ურთიერთკავშირში იმყოფებიან ერთმანეთთან. ლითოსფერო-ატმოსფერო-იონოსფეროს სისტემაში, თანამედროვე წარმოდგენების თანახმად, ასეთი ურთიერთკავშირები ხორციელდება პლანეტარული მასშტაბის დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღების მეშვეობით. თავიანთი დიდი მასშტაბების გამო ასეთ

ტალღებში რხევით მოძრაობაში ერთვება მთელი გარემო, ამიტომ ამ ტიპის შემფოთებებს შეუძლიათ იონოსფერული გარემოს ელექტრომაგნიტური და მეტეოროლოგიური ამინდის ფორმირება. ბოლო ათეული წლის დედამიწისპირა და თანამგზავრული დაკვირვებების მასალები ცალსახად აჩვენებს, რომ წლის ნებისმიერ სეზონში იონოსფეროს სხვადასხვა შრეში არსებობენ გლობალური ხასიათის, ელექტრომაგნიტური ბუნების ულტრა დაბალი სიხშირის (უდს) ფონური ტალღური შემფოთებები. მათ შორის განსაკუთრებულ ინტერესს იმსახურებს ე.წ. ზონალური პლანეტარული მასშტაბის, უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებები, რომლებიც ვრცელდებიან დედამიწის ირგვლივ ფიქსირებულ განედებზე პარალელების გასწვრივ. დიდმასშტაბიანი, დაბალსიხშიროვანი ტალღური სტრუქტურები მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ ატმოსფეროსა და ოკეანეების სრულ ენერგეტიკულ ბალანსში და მათი ზოგადი ცირკულაციის პროცესში. პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებების მიმართ მზარდი ინტერესი განპირობებულია იმითაც, რომ მრავალი იონოსფერული პროცესი, როგორცაა დედამიწის ზებრუნვა [1], ბუნებრივი პროცესების ტალღური წინამორბედები [2,3], იონოსფეროს ტალღური გამოძახილი ანთროპოგენურ აქტიურობებზე [4] თავსდება ამ ტალღათა სიხშირულ დიაპაზონში. ამიტომ, ბუნებრივია, ასეთი ტალღების იონოსფეროში წარმოშობის, გავრცელების, გარემოსთან, არაერთგვაროვან ადგილობრივ ქარებთან და გარეშე არასტაციონარულ შემფოთებებთან მათი ურთიერთქმედების გამოკვლევა წარმოადგენს აქტუალურ პრობლემას.

ბოლო პერიოდამდე იონოსფეროს მკვლევრებში არსებობდა შეხედულება, რომ პლანეტარული ტალღები გენერირდებიან ტროპო – სტრატოსფეროში და შემდგომ აღწევენ იონოსფერულ E და F არეებამდე. მაგრამ ატმოსფეროში პლანეტარული ტალღების მიერ ენერჯის ქვედა შრეებიდან ზედაში ვერტიკალურად გადატანის ამოცანის თეორიულმა შესწავლამ (რიცხვითი, ანალიზური) აჩვენა [5,6], რომ აქ არსებული სტაბილური ზონალური ქარები საიმედო ეკრანირებას უკეთებს ზედა ატმოსფეროს (განსაკუთრებით ზაფხულში) პლანეტარული ტალღების ზემოქმედებისაგან. მხოლოდ ბუნიობის დროს, როცა ხდება ზონალური ქარების მიმართულების შეცვლა, შესაძლებელია მხოლოდ ძალიან გრძელი პლანეტარული ტალღების შეღწევა ზედა ატმოსფეროში. მიუხედავად ამისა, ბოლო ათწლეულებში

დაგროვდა უამრავი ექსპერიმენტული ფაქტი [7,14], რომელიც ამტკიცებს, რომ პლანეტარული უდს ამინდის შემქმნელი ტალღები იონოსფეროში არსებობენ წლის ნებისმიერ სეზონში და დღეღამის ნებისმიერ დროს. ეს ფაქტი მიუთითებს იმაზე, რომ დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებების წყარო უნდა არსებობდეს თვით იონოსფეროში.

წარმოდგენილი ნაშრომი ეძღვნება იონოსფეროს სხვადასხვა შრეში დიდმასშტაბიანი დაბალსიხშიროვანი ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების წარმოშობის მექანიზმის, მათი შემდგომი არაწრფივი დინამიკის განვითარებისა და ქაოსური მდგომარეობის ფორმირების გამოკვლევას.

#### **კვლევის მიზანი და ძირითადი ამოცანები:**

სადისერტაციო ნაშრომის მიზანია დედამიწის იონოსფეროს E და F არეებში ექსპერიმენტული დაკვირვებებით გამოვლენილი პლანეტარული მასშტაბის დაბალსიხშიროვანი ელექტრომაგნიტური ამინდის შემქმნელი ტალღების წარმოშობისა და შემდგომი დინამიკის ფიზიკური და მათემატიკური არაწრფივი მოდელების შექმნა, ამ მოდელების ამონახსნების პოვნა და მათი ანალიზი. ამ მიზნის მისაღწევად საჭირო გახდა შემდეგი ამოცანების გადაწყვეტა:

- დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების იონოსფეროში გაჩენის ფიზიკური მექანიზმის შემუშავება და ძირითადი ხელშემწყობი ფაქტორების გამოვლენა თვით იონოსფეროში.
- იონოსფეროს E არეში პლანეტარული უდს ჩქარი და ნელი ელექტრომაგნიტური ტალღების მახასიათებელი პარამეტრების – სიხშირის, ფაზური სიჩქარის, ტალღის სიგრძის, ტალღების ამპლიტუდების განსაზღვრა შესაბამისი წრფივი დინამიკური განტოლებების ანალიზის ბაზაზე.
- იონოსფეროს F არეში პლანეტარული უდს ჩქარი ელექტრომაგნიტური შემფოთებების თავისებურებების გამოკვლევა შესაბამისი წრფივი მათემატიკური მოდელის ამონახსნების ანალიზის საფუძველზე.
- E და F არეებში დიდმასშტაბიანი შიდა გრიგალური ელექტრული ველების გენერაციის ფიზიკური მექანიზმისა და წრფივი და არაწრფივი მათემატიკური მოდელების შემუშავება.

- იონოსფეროს E და F არეებში ნელი მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) ტალღების დინამიკის თავისებურებათა შესწავლა.

- იონოსფერულ გარემოში საკუთარი რხევების გენერაციის, გამლიერების, ურთიერთტრანსფორმაციისა და მილევის ახალი თავისებურებების გამოკვლევა ადგილობრივ არაერთგვაროვან ზონალურ ქარებთან ურთიერთქმედებისას.

- იონოსფეროს სხვადასხვა შრეში დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებების არაწრფივ გრიგალურ სტრუქტურებად თვითორგანიზაციის მოვლენის შესწავლა, შესაბამისი არაწრფივი კერძოწარმოებულებიანი დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის ამონახსნების ანალიზის საფუძველზე.

- იონოსფერულ არაწრფივ სტრუქტურებზე გარეშე არასტაციონარული ზემოქმედებისას ქაოსური მდგომარეობის ფორმირების თავისებურებების შესწავლა.

#### **კვლევის ობიექტი და საიმედოობა:**

კვლევის ობიექტს წარმოადგენს დედამიწის იონოსფერო და მასში მიმდინარე დიდმასშტაბიანი დაბალსიხშიროვანი ამინდის შემქმნელი ელექტრომაგნიტური ტალღური პროცესები. ტალღური პროცესების დინამიკის შესწავლა ხდება იონოსფეროს მაგნიტოჰიდროდინამიკის სრულ განტოლებათა სისტემის ბაზაზე. ამ განტოლებების რედუქცია – გამარტივება ჩატარებულია საკვლევი ტალღების ექსპერიმენტულად დადგენილი თვისებების გათვალისწინებით და ფუნდამენტური შენახვის კანონების დაცვით. მათემატიკური მოდელების ამოხსნების საპოვნელად გამოყენებულია თანამედროვე მათ.-ფიზიკის, მეტეოროლოგიისა და თეორიული ფიზიკის კარგად აპრობირებული მეთოდები. მიღებული შედეგების კარგი თანხვედრა იონოსფერული დაკვირვებების მონაცემებთან მიუთითებს კვლევის მეთოდებისა და მიღებული შედეგების საიმედოობის მაღალ გარანტიაზე.

#### **მეცნიერული სიახლე:**

- აღნიშნულია, რომ პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების გენერაციის წყარო მართლაც მდებარეობს თვით იონოსფეროში და ეს არის მუდმივად მოქმედი, დიდმასშტაბიანი პროცესებისათვის ფუნდამენტური ფაქტორი – გეომაგნიტური ველისა და დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის სივრცითი არაერთგვაროვნება (განედური ცვალებადობა).

- შესაბამისი დინამიკური განტოლებების ამონახსნების ანალიზის ბაზაზე დადგენილ იქნა იონოსფეროს E არეში ჩქარი და ნელი, ხოლო F არეში – ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების მახასიათებელი პარამეტრები. ნაჩვენებია, რომ ტალღები ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ აღმოსავლეთით ან დასავლეთით.

- დადგენილია, რომ გეომაგნიტური ველის სიმრუდე იონოსფეროში იწვევს ჰორიზონტალურ სიბრტყეში გარემოს ისეთ სტრატეფიკაციას, რომ საკუთარი პლანეტარული დაბალსიხშიროვანი ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელება ხდება ანიზოტროპიული: არსებობს ჩქარი გავრცელების უპირატესი მიმართულება.

- გამოვლინდა, რომ გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნება იონოსფეროს ანიჭებს დამატებით, ელექტრომაგნიტური ბუნების, დრეკადობას: რის შედეგადაც E და F არეებში გენერირდება დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველები. ამ ველების სიდიდე შეიძლება მნიშვნელოვნად მეტი იყოს, ვიდრე ლოკალური ქარების მიერ აღძრული პოლარიზაციული დინამო ელექტრული ველების სიდიდე.

- ნაჩვენებია, რომ იონოსფერულ გარემოში გარეშე ელექტრომაგნიტური ორი ტალღის ძგერის შედეგად ვითარდება არაწრფივი მოდულაციური არამდგრადობა, რის შედეგადაც გენერირდებიან ინტენსიური ელექტრომაგნიტური ველები.

- შესწავლილია ნელი მჰდ ტალღების მახასიათებლები და დინამიკის თავისებურებანი იონოსფეროს E და F არეებში. ნაჩვენებია, რომ ეს ტალღები ვრცელდებიან მერიდიანების გასწვრივ ჩრდილოეთით ან სამხრეთით და თანაც მნიშვნელოვნად უფრო ნაკლები ფაზური სიჩქარეებით, ვიდრე ჩვეულებრივი მჰდ ტალღები სრულად იონიზებულ პლაზმაში.

- გამოკვლეულია იონოსფერულ რეზონატორში საკუთარი რხევების გენერაციის, გამლიერების, ურთიერთტრანსფორმაციისა და მილევის თავისებურებანი ზონალურ არაერთგვაროვან ქარებთან ურთიერთქმედებისას. გამოვლენილია ტალღური მოდების ურთიერთტრანსფორმაციის ახალი, წრფივი მექანიზმი, რომელიც განპირობებულია ამოცანის შესაბამისი ოპერატორების არათვითშეუღლებულობითა და შესაბამისი საკუთარი ფუნქციების არაორთოგონალურობით.

- არაწრფივ კერძოწარმოებულებიან დინამიკურ განტოლებათა სისტემის ანალიზურად ნაპოვნი სტაციონარული ამონახსნების შესწავლის ბაზაზე ნაჩვენები იქნა, რომ დისპერგირებად იონოსფეროში დიდმასშტაბიან უდს ელექტრომაგნიტურ ტალღებს შეუძლიათ თვითლოკალიზაცია და სხვადასხვა სახის რეგულარული ძლიერად ლოკალიზებული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების წარმოქმნა.

- გამოვლენილია, რომ დიდმასშტაბიანი იონოსფერული არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების გარეშე არასტაციონარულ შემფოთებებთან ურთიერთქმედებისას ადგილი აქვს ამ სტრუქტურების დაყოფას უფრო მცირე ზომის სტრუქტურებად და ფრაქტალური ბუნებისა და რეგულარულ-ქაოსური არეების ფორმირებას.

**ნაშრომის თეორიული და პრაქტიკული ღირებულება:**

ნაშრომის თეორიულ ღირებულებას განსაზღვრავს მასში მიღებული შედეგები, რომლებიც შეიცავენ მრავალ სიახლეს დისიპაციურ იონოსფეროში ელექტრომაგნიტური ამინდის შემქმნელი ტალღური სტრუქტურების წარმოშობის და მათი შემდგომი დინამიკის, წრფივი, არაწრფივი და ქაოსში გადასვლის სტადიების შესწავლით დაინტერესებულ მკვლევართათვის.

შედეგების პრაქტიკულ ღირებულებად უნდა ჩაითვალოს მრავალჯერადი ექსპერიმენტული დაკვირვებებით დადგენილი მონაცემების თეორიული ახსნა. მიღებული შედეგებიდან ერთ-ერთი – F არეში ჩქარი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების ჯგუფური სიჩქარე ლოკალური ფონური ქარის სიჩქარის ტოლია – იძლევა საშუალებას დადგინდეს ამ არეში ქარების სიჩქარე, რომლის განსაზღვრის ეფექტური ექსპერიმენტული მეთოდი დღეს-დღეობით არ არსებობს. მიღებული შედეგები გამოყენებას ჰპოვებს: ბუნებრივი კატასტროფული მოვლენების ელექტრომაგნიტური წინამორბედების საიმედოდ განსაზღვრაში; ხელოვნური აფეთქებების ფიქსაციასთან დაკავშირებულ ამოცანებში; გამაბინძურებელი მინარევების ატმოსფეროში გავრცელების პროცესის მონიტორინგის გაუმჯობესებაში; იონოსფეროში არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების არსებობაზე იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებში დაფუძნებული ძლიერი ტურბულენტობის თეორიის შესაქმნელად; იონოსფერულ გარემოში შემფოთებული მოძრაობების ქაოსში გადასვლისა და წესრიგი-უწესრიგობის ფორმირების თავისებურებების დადგენის პრობლემაში; ახალი ექსპერიმენტული



დაკვირვებების სტიმულირებაში.

**ნაშრომის აპრობაცია:**

სადისერტაციო ნაშრომში მიღებული ცალკეული შედეგები მოხსენებული იყო სხვადასხვა რანგის სიმპოზიუმებსა და კონფერენციებზე:

1. 3-rd IAGA/ICMA Workshop on Vertical Coupling in the Atmosphere/Ionosphere System, 18-22 September, 2006. Varna, Bulgaria. “Kharshiladze O.A. Dynamical Chaos and Order-Disorder transition in the Large-Scale Ionospheric Motions”
2. International Symposium on Recent Observations and Simulations of the Sun-Earth System (ISROSES). September 17-22, 2006. Varna, Bulgaria. “Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Kharshiladze O.A. Mechanism of Amplification and Mutual Transformation of Eigen Modes in the Ionosphere with Inhomogeneous Zonal Wind”.
3. Annual Meeting of the Balkan, Black Sea, and Caspian Sea Region network on Space Weather Studies. March 30-April 1, 2006, Antalya, Turkey. “Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Khantadze A.G. and J.G. Lominadze. Generation mechanism and propagation features of the ionospheric weather forming ULF electromagnetic wave structures”.
4. Annual Meeting of the Balkan, Black Sea, and Caspian Sea Region network on Space Weather Studies. March 30-April 1, 2006, Antalya, Turkey. “Aburjania G.D., Kharshiladze O.A. New mechanism of amplification and mutual transformation of waves in the ionosphere with inhomogeneous zonal wind”.
5. Workshop INTAS – South-Caucasus 2006 Scientific Cooperation and Collaborative Call, Tbilisi (Georgia) 19-21 April 2006. “Aburjania G.D., Kharshiladze O.A. New mechanism of amplification and mutual transformation of waves in the ionosphere with inhomogeneous zonal wind”.
6. 5<sup>th</sup> Ukraine international conference on space investigations. Evpatory, Ukraine, September 4 - 11, 2005. “Aburjania G.D., Lominadze J.G., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. New mechanism of amplification and mutual transformation of waves in the ionosphere with inhomogeneous zonal wind”. Thesis of reports. P.66. 2005.
7. International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP'04), Sendai, Japan, 14-18 May, 2004. “Aburjania G.D., Chargazia Kh.Z., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A. ULF Electromagnetic Wavy Structures in F-region of the Spherical Ionosphere Caused by Inhomogeneity of the Geomagnetic Field”.
8. 4<sup>th</sup> Ukraine international conference on space investigations. Crimea, Ukraine, September 19-26, 2004. “Aburjania G.D., Lominadze J.G., Khantadze A.G., Kharshiladze O.A. Generation

mechanism and propagation features of ULF planetary electromagnetic wave structures in the ionosphere”. Thesis od proceedings. 2004. P. 48.

9. IEEE Antenas and Propagation Society International Symposium. San-Antonio, Texas, 16-21 June, 2002. “ Aburjania G.D., Jandieri G.V., Kharshiladze O.A. Planetary-Scale Electromagnetic Wave Structures in E-Region of the Ionosphere”.
10. კოსმოსური კვლევების ინსტიტუტის საქალაქო სამეცნიერო სემინარზე (მოსკოვი, რუსეთი. 2004, 3 დეკემბერი);
11. თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ზოგადი ფიზიკის კათედრის სამეცნიერო სემინარებზე (თბილისი, 2004; 2005);
12. საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის მ. ნოდის გეოფიზიკის ინსტიტუტის სამეცნიერო სემინარზე (თბილისი, 2006).

#### პუბლიკაცია:

სადისერტაციო ნაშრომის ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია სწავლულ ექსპერტთა საბჭოს მიერ რეკომენდებულ მაღალრეიტინგიან რეცენზირებად და რეფერირებად გამოცემებში 21 სამეცნიერო სტატიის სახით [15-35].

#### დისერტაციის სტრუქტურა და მოცულობა:

სადისერტაციო ნაშრომი შედგება შესავლისაგან, ექვსი თავისაგან, დასკვნისაგან, გამოყენებული ლიტერატურისაგან, რომელიც შეიცავს 193 დასახელების შრომას რუსულ და ინგლისურ ენებზე. ნაშრომის საერთო მოცულობა შეადგენს 286 ნაბეჭდ გვერდს, მათ შორის ერთ ცხრილს, 59 ნახაზს და ლიტერატურის ნუსხას 11 გვერდზე.

პირველი თავი შედგება ორი პარაგრაფისაგან. პარაგრაფ 1.1-ში გადმოცემულია საკვლევი პრობლემის, კერძოდ, იონოსფეროს სხვადასხვა არეებში პლანეტარული ამინდის შემქმნელი ულტრადიბალი სიხშირის ტალღების წარმოშობისა და გავრცელების თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევების თანამედროვე მდგომარეობა. აღნიშნულია, რომ მიწისზედა, მიწისქვეშა, გარე მაგნიტოსფერულ გარემოებში ბუნებრივი და ხელოვნური აქტიურობებისას დედამიწის იონოსფეროს სხვადასხვა შრეში წარმოშობილი (გამოძახილის სახით) ტალღური შემფოთებების დიდი ნაწილი წარმოადგენს უდს დიაპაზონის რხევით მოძრაობებს [1-14]. სიხშირეთა ამ დიაპაზონის შემფოთებებს შორის განსაკუთრებული ადგილი უჭირავთ ეგრეთწოდებულ პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტურ ჩქარ და ნელ

ზონალურ ტალღებს, რომლებიც ვრცელდებიან დედამიწის ირგვლივ პარალელების გასწვრივ. აღნიშნული ტალღური სტრუქტურები მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ ატმოსფეროსა და ოკეანეების სრულ ენერგეტიკულ ბალანსში და მათი ზოგადი ცირკულაციის პროცესებში [36,37]. გარდა ამისა, უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები ითვლებიან ბიოლოგიურად აქტიურ შემფოთებებად, რომელთაც შეუძლიათ მნიშვნელოვანი ზემოქმედება მოახდინონ ბიოლოგიურ ობიექტებზე და მათ შორის ადამიანების ჯანმრთელობის მდგომარეობაზეც.

მსოფლიო ქსელის იონოსფერული და მაგნიტოსფერული ობსერვატორიების დაკვირვებების შედეგები აჩვენებს [7-14,36,37], რომ საშუალოგანედოვანი იონოსფეროს E არეში (სიმაღლე 80 – 150 კმ) ნებისმიერ სეზონში და დღელამის ნებისმიერ დროს არსებობენ პლანეტარული მასშტაბის (ტალღის სიგრძეებით  $10^3 \div 10^4$ კმ) უდს ( $10^{-4} \div 10^{-6}$ წმ<sup>-1</sup>) ნელი ტალღები, რომელთა ფაზური სიჩქარე ლოკალური ქარების სიჩქარის რიგისაა ( $1 \div 100$ ) მ/წმ, პერიოდი იცვლება ერთეულიდან რამდენიმე ათეულ დღემდე. ისინი ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ და იწვევენ მაგნიტურ პულსაციებს ერთიდან რამდენიმე ათეულ ნანოტესლამდე (ნტ). იონოსფეროს E არეში დაიკვირვება აგრეთვე შედარებით ჩქარი პლანეტარული ( $10^3 \div 10^4$ კმ) ელექტრომაგნიტური ტალღები, რომელთა ფაზური სიჩქარე იცვლება ფარგლებში ( $2 \div 20$ )კმ/წმ, სიხშირეთა დიაპაზონი შედის უდს შუალედში ( $10^{-1} \div 10^{-4}$ )წმ<sup>-1</sup>, პერიოდი ვარირებს რამდენიმე წუთიდან რამდენიმე საათამდე. მაგნიტური პულსაციების სიდიდე აღწევს რამდენიმე ერთეულიდან რამდენიმე ათეულ ნტ-ს. ჩქარი ელექტრომაგნიტური უდს შემფოთებების ფაზური სიჩქარეები დღისა და ღამის პერიოდებისათვის განსხვავდებიან ერთი რიგით და უფრო მეტია. დაკვირვების შედეგებიდან ასევე მკაფიოდ ვლინდება [11,12,14], რომ საშუალო და მაღალგანედოვან იონოსფეროს F არეში მუდმივად არსებობენ პლანეტარული მასშტაბის ( $10^3 \div 10^4$ )კმ ელექტრომაგნიტური ჩქარი ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ფაზური სიჩქარით რამდენიმე ერთეულ კმ/წმ-დან რამდენიმე ასეულ კმ/წმ-მდე; ტალღების სიხშირე მოთავსებულია დიაპაზონში ( $10 \div 10^3$ )წმ<sup>-1</sup>, პერიოდი - მეათედი წამიდან რამდენიმე წუთამდე; გეომაგნიტური ველის პულსაციების ამპლიტუდა იცვლება რამდენიმე ერთეულიდან რამდენიმე ათეულ ნანოტესლამდე.

იონოსფერულმა დაკვირვებებმა E და F არეებში დაბალსიხ-შიროვანი ელექტრომაგნიტური შეშფოთებების კიდევ ერთი კლასი გამოავლინა, რომელთაც ნელი მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) ტალღები ეწოდათ [39]. ამ ტალღების (ალფენის ნელი ტალღა და ჰელიკონის ტიპის ნელი ტალღა) სიგრძეები ნაკლებია  $10^3$  კმ-ზე, პერიოდი იცვლება ათეული წუთიდან 2 საათემდე, ფაზური სიჩქარეები  $(1\div 2)$  კმ/წმ რიგისაა. როგორც ჩანს, ეს ტალღები ვრცელდებიან უფრო ნელა, ვიდრე ჩვეულებრივი მჰდ ტალღები სრულად იონიზებულ პლაზმაში.

აღნიშნული ექსპერიმენტულად დამზერილი დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების იონოსფეროს სხვადასხვა რეგიონებში წარმოშობის, გავრცელების და დინამიკის სხვა მნიშვნელოვანი თავისებურებების შემდგომ თეორიულ გამოკვლევებს ეძღვნება წარმოდგენილი ნაშრომი.

**პარაგრაფ 1.2-ში** დაფუძნებულია დისიპაციურ იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების აღმწერი მათემატიკური მოდელი. ჩატარებულია იონოსფეროს მაგნიტური ჰიდროდინამიკის სრულ განტოლებათა სისტემის რედუქცია-გამარტივება, განსახილველი ტალღური სტრუქტურების თავისებურებებისა (ტალღის სიხშირე, სიგრძე, პერიოდი, ფაზური სიჩქარე, ამპლიტუდა და სხვა ექსპერიმენტული მონაცემები) და გარემოს (იონოსფეროს E და F არეების) მახასიათებელ პარამეტრთა შორის თანაფარდობის გათვალისწინებით. მიღებული სისტემა შედგება სამი კერძოწარმოებულიანი არაწრფივი ევოლუციური ტიპის განტოლებისა-გან.

**მეორე თავი** შედგება ხუთი პარაგრაფისაგან და ეძღვნება იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების წარმოშობისა და გავრცელების წრფივი სტადიის შესწავლას, როცა საწყის დინამიკურ განტოლებათა სისტემაში ტალღური შეშფოთებების დამახასიათებელი ამპლიტუდები არიან მცირე და მათში არაწრფივი წევრების უგულვებელყოფა შეიძლება. **პარაგრაფ 2.1-ში** აღნიშნულია, რომ საწყის დინამიკურ განტოლებათა სისტემის განტოლებების კოეფიციენტები არიან ცვლადი, კოორდინატებზე დამოკიდებული და ეს განპირობებულია დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის  $\Omega(y)$  და გეომაგნიტური ველის ინდუქციის  $B_0(y, z)$  სივრცითი არაერთგვაროვნებით. ხოლო ცვლადკოეფიციენტებიანი დიფერენციალური

განტოლე-ბების ამოხსნა დაკავშირებულია დიდ მათემატიკურ სირთულეებთან. ამ სირთულეების თავიდან აცილების მიზნით როსბის მიერ [40], შემოთავაზებულ იქნა, რომ დიდმასშტაბიანი პლანეტარული ტალღების აღმწერი განტოლებების ამონახსნების პოვნა ჩატარებულიყო ე.წ.  $\beta$  - სიბრტყის მიახლოებაში. ამ მიახლოებაში შეისწავლება დიდმასშტაბიან მოძრაობათა ისეთი კლასი, როცა გარემოს ნაწილაკთა გადაადგილება მერიდიანის გასწვრივ (ჩრდილოეთ-სამხრეთის მიმართულებით,  $y$  ღერძის გასწვრივ) არის ძალიან მცირე დედამიწის  $R$  რადიუსთან შედარებით ( $y \ll R$ ) ე.ი. მოძრაობა განიხილება რაიმე საშუალო ფიქსირებული განედის მახლობლობაში ( $\varphi_0 = \pi/2 - \theta_0$ ). ასეთი მოძრაობებისათვის კორიოლისის პარამეტრი  $f$  შეიძლება წარმოდგენილ იქნას  $y$ -კოორდინატის მიმართ წრფივი ფუნქციის სახით, ე.ი.  $f \approx f_0 + \beta y$ , ეს ნიშნავს დედამიწის სფერულობის მიახლოებით გათვალისწინებას,  $\beta y \ll f_0 = \text{const}$ , სადაც  $f_0 = 2\Omega_0 \cos \theta_0$ ,  $\beta = \partial f / \partial y = 2\Omega_0 \sin \theta_0 / R = \text{const}$ . ანალოგიური მიზეზების გამო გამოყენებულ იქნება ეგრეთწოდებული “სტანდარტულ” კოორდინატთა სისტემა [41,42], რომელშიც  $x$  ღერძი მიმართულია აღმოსავლეთით პარალელების გასწვრივ,  $y$  ღერძი – მერიდიანის გასწვრივ ჩრდილოეთით,  $z$  ღერძი მიმართულია ვერტიკალურად ზემოთ. ამ სისტემაში სიგრძის ელემენტები  $dx, dy, dz$  უკავშირდებიან სფერულ კოორდინატთა  $\lambda', \theta, r$  პარამეტრებს შემდეგი მიახლოებითი ფორმულებით:  $V_x = V_{\lambda'}$ ,  $V_y = -V_{\theta}$ ,  $V_z = V_r$ . აქ  $\lambda'$  არის გრძედი,  $r$  – მანძილი დედამიწის ცენტრიდან რადიუსის გასწვრივ. მაშინ დინამიკურ განტოლებებს სფერულ კოორდინატთა სისტემაში ექნებათ იგივე სახე, რაც დეკარტის კოორდინატთა სისტემაში (დეკარტის ლოკალურ კოორდინატთა სისტემა). ასე, რომ  $\beta$  - მიახლოებაში გათვალისწინებულია (მიახლოებით) იონოსფეროს სფერულობა და შესაბამის დინამიკურ განტოლებათა კოეფიციენტები გადაიქცევიან მუდმივ სიდიდეებად. მუდმივკოეფიციენტებიანი წრფივ განტოლებათა სისტემის ამონახსნები კი შეიძლება ვეძებოთ ბრტყელი ტალღის სახით:  $\exp\{i(k_x x + k_y y - \omega t)\}$ , სადაც  $\mathbf{k} (k_x, k_y, 0)$  არის ტალღური ვექტორი,  $\omega$  - შემფოთებათა სიხშირე. ამ შემთხვევაში (წრფივ მიახლოებაში) საწყის განტოლებათა სისტემის არატრივიალური ამონახსნების არსებობის პირობა გვაძლევს განსახილველი ტალღების დისპერსიულ განტოლებას, რომელიც მესამე რიგისაა სიხშირის მიმართ.

**პარაგრაფ 2.2-ში** ჩატარებულია ამ დისპერსიული განტოლების ანალიზი E არისათვის. განტოლება არის კომპლექსური, ამიტომ მას გააჩნია კომპლექსური ამონახსნები,  $\omega = \omega_0 + i\gamma$ ,  $|\gamma| \ll \omega_0$ , სადაც  $\omega_0$  არის ტალღის საკუთარი სიხშირე,  $\gamma$  - კი ტალღის ჩაქრობის (მიღევის) კოეფიციენტი (დეკრემენტი), რომელიც განპირობებულია რელეის ხახუნით ( $\Lambda \neq 0$ ). რადგანაც ეს განტოლება არის  $\omega$ -ს მიმართ მესამე ხარისხის, მას გააჩნია საკუთარ ამონახსნთა სამი კლასი, რომლებიც შეესაბამებიან სამ განსხვავებული თვისებების ტალღურ შემფოთებებს როგორც E, ასევე F არეებში.

**ქვეპუნქტ 2.2.1-ში** ნაჩვენებია, რომ E არეში ზომიერი ტალღის სიგრძეების შემთხვევაში ( $\lambda \leq 10^3$  კმ), შემფოთებებზე გავლენას ვერ ახდენენ კორიოლისისა და ამპერის ძალები. მაშინ გრძელტალღოვან არეში დისპერსიულ განტოლებას გააჩნია ამონახსნი ალფენის ნელი ტალღების სახით, ხოლო შედარებით მოკლეტალღოვან არეში ჰელიკონების სახით. შეფასებულია ამ ტალღების სიხშირეთა სიდიდე, მიღევის დეკრემენტი, პერიოდი, ფაზური სიჩქარეები, ამპლიტუდები, ტალღის სიგრძეები. ნაჩვენებია, რომ ექსპერიმენტულად დამზერილი (იხ. პარაგრაფ 1.1)  $(1 \div 2)$  კმ/წმ ფაზური სიჩქარით მოძრავი ნელი მჰდ ტალღები [39] შეიძლება იდენტიფიცირებულ იქნან ალფენის ნელ ტალღებთან (რომლებიც მოკლეტალღოვან არეში უწყვეტად გადადიან ჰელიკონებში), რომლებიც ვრცელდებიან მერიდიანების გასწვრივ ჩრდილოეთით (ან სამხრეთით) და არიან სუსტად მიღევადი.

**ქვეპუნქტ 2.2.2-ში** შესწავლილია E არეში დისპერსიული განტოლების პლანეტარული მასშტაბის ( $\lambda \sim 10^3 \div 10^4$  კმ) ამონახსნების თავისებურებები, რომლებზეც არსებით გავლენას ახდენენ კორიოლისისა და ამპერის ძალები, განპირობებული არიან ამ ძალების სივრცითი არაერთგვაროვნებით და არიან წმინდა ზონალური ტალღები,  $k = k_x$ . მაშინ შედარებით მოკლეტალღოვანი შემფოთებებისათვის დისპერსიულ განტოლებას გააჩნია ამონახსნი ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების სახით, რომლებიც არიან სუსტად მიღევადი. ეს ტალღა არის იონოსფეროს E არის საკუთარი რხევების ახალი შტო. ტალღები განპირობებული არიან გეომაგნიტური ველების არაერთგვაროვნებით. ისინი ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ აღმოსავლეთით ან დასავლეთით. ტალღების

პარამეტრების რიცხვითი გათვლები ჩატარებულია იონოსფეროსა და ნეიტრალური ატმოსფეროს ცნობილი მოდელების გამოყენებით, მზის დაბალი და მაღალი აქტივობისათვის. ამ ტალღებისათვის ფაზური სიჩქარის და პერიოდის სიდიდეები დღისით და ღამით თითქმის რიგით განსხვავდებიან და ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ ეს სიდიდეები დამოკიდებულია დამუხტულ ნაწილაკთა კონცენტრაციაზე, რომელიც დღე-ღამის განმავლობაში იცვლება სულ ცოტა ერთი რიგით. ასე, რომ ამ თეორიულად გამოვლენილი პლანეტარული ტალღების პარამეტრების მნიშვნელობა იონოსფეროს E არეში კარგ თანხვედრაშია პარაგრაფ 1.1-ში მოყვანილ ექსპერიმენტულად დამზერილი ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების პარამეტრებთან [9,12,14].

შედარებით გრძელტალღოვანი შემფოთებებისათვის E არეში, დისპერსიულ განტოლებას აქვს ამონახსნი ნელი (როსბის ტიპის) ტალღის სიხშირის სახით. ეს ტალღა განიცდის მნიშვნელოვან ჩაქრობას, მაგრამ უფრო გრძელი ტალღები არიან სუსტად ქრობადი. რიცხვითმა გამოთვლებმა აჩვენა, რომ როსბის ტიპის ტალღების თეორიული გამოთვლებით დადგენილი პარამეტრები კარგ თანხვედრაშია პარაგრაფ 1.1. აღნიშნული ნელი როსბის ტიპის ტალღების ექსპერიმენტულად დადგენილ პარამეტრებთან [7,8,10,11,13,53].

**პარაგრაფ 2.3** ეძღვნება იონოსფეროს F არისათვის პარაგრაფ 2.1-ში მიღებული დისპერსიული განტოლების ამონახსნების შესწავლას. ამ რეგიონში ჰოლის დენების სიდიდე არის ძალზე მცირე, ჰოლის გამტარებლობის კოეფიციენტი მიისწრაფვის ნულისაკენ. ამის გამო დისპერსიული განტოლება შესამჩნევლად მარტივდება, მაგრამ ისევ რჩება  $\omega$ -ს მიმართ მესამე ხარისხის, რომლის ერთი ამონახსნი არის ტრივიალური  $\omega_0 = 0$ . ამ ტრივიალურ ამონახსნსაც გააჩნია თავისი ფიზიკური აზრი და ამის შესახებ საუბარი იქნება პარაგრაფ 2.4-ში. ხოლო დარჩენილი განტოლება არის მეორე ხარისხის და შესაბამისად, ექნება ორი არატრივიალური საკუთარი ამონახსნი.

**ქვეპუნქტ 2.3.1-ში** ნაჩვენებია, რომ ზომიერი ტალღის სიგრძეების შემთხვევაში ( $\lambda \leq 10^3$  კმ) დისპერსიული განტოლება განსაზღვრავს ალფენის ნელი ტალღის სიხშირეს და დეკრემენტს. ტალღა ვრცელდება მერიდიანის გასწვრივ ჩრდილოეთით ან სამხრეთით და სუსტად მიიღევა რელეის ხახუნის გამო ( $|\gamma| \sim 10^{-6}$  წმ<sup>-1</sup>). გამოთვლილია

ამ ტალღის სიხშირე, პერიოდი, ტალღის სიგრძე და ამპლიტუდის სიდიდე. ასე, რომ F არეში დამზერილი დიდმასშტაბიანი ელექტრო-მაგნიტური შემფოთებები [39] (იხ. აგრეთვე პარაგრაფი 1.1), რომლებიც ვრცელდებიან მერიდიანის გასწვრივ, როგორც ჩრდილოეთით ასევე სამხრეთით 2,5 კმ/წმ-ზე მეტი სიჩქარით, შეიძლება იდენტიფიცირებულ იქნან როგორც ალფენის ნელი ტალღები.

**ქვეპუნქტ 2.3.2-ში** განხილულია F არისათვის დისპერსიული განტოლების ამონახსნები გრძელტალღოვანი ( $10^3 \div 10^4$ )კმ შემფოთებე-ბისათვის. ასეთი ტალღებისათვის გეომაგნიტური ველების სივრცითი არაერთგვაროვნება ხდება ძალზე მნიშვნელოვანი, ამიტომ დისპერსიულ განტოლებაში გრადიენტული წევრების უგულვებელყოფა უკვე არ შეიძლება. ამ შემთხვევაში განტოლებას აქვს (გარდა ერთი ტრივიალური  $\omega_0 = 0$  ამონახსნისა) ორი ამონახსნი (ურთიერთსაწინააღ-მდეგოდ მოძრავი) ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების სიხშირეებისათვის. ეს ამონახსნი აღწერს ზონალური შემფოთებების მხოლოდ რხევით რეჟიმს და წარმოადგენს მდგარ ტალღებს პარალელების გასწვრივ, როგორც ამას ადგილი აქვს ლენგმიურის ტალღებისათვის სრულად იონიზებულ პლაზმაში. ეს პლანეტარული ელექტრომაგნიტური რხევები არის იონოსფეროს F არის ახალი საკუთარი რხევები. ამ შემფოთებებს შეუძლიათ F-არეში გავრცელება ზონალურ ქარებთან ერთიერთქმედებით. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ აღნიშნული ტალღების მახასიათებელი პარამეტრები კარგ თანხვედრაშია ძლიერი მიწისძვრებისა და მაგნიტური ქარიშხლების დროს საშუალო – განედოვან F შრეზე დამზერილი დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური უდს შემფოთებათა სათანადო მახასიათებლებთან (იხ. აგრეთვე პარაგრაფი 1.1) [2-4].

**პარაგრაფ 2.4-ში** შესწავლილია დედამიწის გეომაგნიტური ველის სიმრუდის გავლენა 2.2 და 2.3 პარაგრაფებში განხილულ დიდმასშტაბიან უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების დინამიკაზე იონოსფეროში. ნაჩვენებია, რომ გეომაგნიტური ველის სიმრუდე იწვევს იონოსფერული გარემოს სტრატეფიკაციას დედამიწის ზედაპირის გასწვრივ, 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.

პარაგრაფ 2.5-ში გამოკვლეულია იონოსფერული გარემოს სტაციო-ნარული წონასწორული მდგომარეობის შესაბამისობა სისტემის დისპერსიული განტოლების ტრივიალურ ( $\omega_0 = 0$ ) ამონახსნებთან.

მესამე თავი წარმოდგენილია ოთხი პარაგრაფით და მასში შემოთავაზებულია იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი შიდა გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის ახალი წრფივი და არაწრფივი ფიზიკური მექანიზმები და შესაბამისი წრფივი და არაწრფივი მატემატიკური მოდელები. პარაგრაფ 3.1-ში გაანალიზებულია შიდა ელექტრული ველის თავისებურებანი იონოსფეროში. აღნიშნულია, რომ აქამდე მიღებული იყო მოსაზრება, თითქოს იონოსფეროში დინამო-მექანიზმით წარმოიშობა მხოლოდ დიდმასშტაბიანი პოლარიზაციული კვაზისტატიკური ელექტრული ველი ადგილობრივი ქარების მეშ-ვეობით. ხოლო თუ კი იონოსფეროში დაიკვირვება დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველი, მაშინ ის შემოტანილი უნდა იყოს გარედან (ან მაგნიტოსფეროდან ან სხვა ადგილიდან). მაგრამ ბოლო რამდენიმე ათეული წლების განმავლობაში იონოსფერული და მაგნიტოსფერული ობსერვატორიების საერთაშორისო ქსელებში დაგროვდა მრავალრიცხოვანი დაკვირვებების მასალები [7-14,36-38], რომლებიც ცალსახად აჩვენებს, რომ იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებში, წლის ნებისმიერ დროს და დღედამის ნებისმიერ მონაკვეთში არსებობენ დიდმასშტაბიანი ( $10^3 \div 10^4$ )კმ ელექტრომაგნიტური ბუნების შემფოთებები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ დედამიწის ირგვლივ დიდი ფაზური სიჩქარეებით ( $2 \div 20$ )კმ/წმ E არეში და  $10^3$  კმ/წმ რიგის სიჩქარით F არეში და აქვთ პერიოდები რამდენიმე წამიდან რამდენიმე საათამდე (იხ. აგრეთვე თავი მეორე). ეს კი მიუთითებს, რომ შიდა გრიგალური ელექტრული ველის წყარო არსებობს თვით იონოსფეროში.

გამოვლენილია, რომ ეს მექანიზმი არის იონოსფეროში გლობალურად მოქმედი ფაქტორი – გეომაგნიტური ველის სივრცითი არაერთგვაროვნება.

**პარაგრაფ 3.2-ში** დაფუძნებულია იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის აღმწერი მათემატიკური მოდელი. ნაჩვენებია, რომ საწყისი დინამიკური განტოლებების ბაზაზე შეიძლება მიღებულ იქნას განტოლება, რომელიც საშუალებას იძლევა გამოთვლილ იქნას შიდა გრიგალური ელექტრული ველის  $E_v$  დაძაბულობის სიდიდე, საიდანაც ჩანს, რომ გრიგალური  $E_v$  ველის გენერაცია იონოსფეროში შეიძლება გამოწვეული იყოს გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნებით, მერიდიანული ქარით ( $V_y \neq 0$ ), ასევე ვერტიკალური ქარით ( $V_z \neq 0$ ) და იონოსფეროში ტალღური შეშფო-თებების გავრცელების სისწრაფის ეფექტით. ნაჩვენებია, რომ შემოთავაზებული მექანიზმით გაჩენილი გრიგალური ელექტრული ველის დაძაბულობა შეიძლება მნიშვნელოვნად მეტი იყოს დინამო-ელექტრული ველის დაძაბულობაზე იონოსფეროში, კერძოდ ვლესულობით, რომ  $E$ -არეში  $E_{v,y} \sim 75 \times 10^{-3}$  ვოლტი/მ (რომელიც კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტული დაკვირვებებით დადგენილ სიდიდეებთან [43]). ანალოგიურად შეიძლება შეფასდეს გენერირებული გრიგალური ელექტრული ველი  $F$  არისათვისაც. ასე, რომ  $F$  არისათვის  $E_{v,y} \sim 10^{-3}$  ვოლტი/მ. ასეთ ძლიერ ველებს კი შეუძლიათ არსებითი გავლენა იქონიონ დინამიკური პროცესების გენერაციაზე და ფორმირებაზე იონოსფეროს  $E$  და  $F$  არეებში.

**პარაგრაფ 3.3-ში** შესწავლილია იონოსფეროს სხვადასხვა შრეების გამოძახილის თავისებურებანი, მასში დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური ველის წარმოქმნაზე. ნაჩვენებია, რომ იონოს-ფეროს  $E$  და  $F$  არეებში დიდმასშტაბიანი ჩქარი პროცესები განპირო-ბებულია შიდა გრიგალური ელექტრული ველით, ხოლო ნელი დიდმასშტაბიანი იონოსფერული პროცესები გამოწვეულია კვაზისტატიკური დინამო ელექტრული ველით, რომელიც თავის მხრივ გენერირდება ადგილობრივი ქარით.

**პარაგრაფ 3.4-ში** შემოთავაზებულია იონოსფერულ გარემოში ელექტრომაგნიტური ველების გენერაციის ახალი, არაწრფივი მექანიზმი და სათანადო მათემატიკური მოდელი. შესწავლილია მაგნიტოაქტიურ პლაზმურ გარემოში ახალი ტიპის მოდულაციური არამდგრადობის წარმოქმნისა და შემდგომი ევოლუციის ახალი

სცენარი: მოდულაციური არამდგრადობა განპირობებულია არა ჩვეულებრივი დაბალსიხშირული იონური ბგერით, არამედ ორი მაღალსიხშიროვანი გარეშე ელექტრომაგნიტური ტალღის ძგერით. ეს პროცესი არის გამოკვეთილად არაწრფივი და მიღებულია მისი აღმწერი არაწრფივ განტოლებათა სისტემა. ჩატარებულია ამ განტოლებათა ანალიზი და ნაპოვნია სათანადო ამონახსნები. ნაჩვენებია, რომ ძგერით განპირობებული ლენგმიურის ტალღების მოდულაციური არამდგრადობის შედეგად ხდება ლენგმიურის ტურბულენტობის ხაზოვანი ზომების შემცირება გარეშე (ფონური) მაგნიტური ველის გასწვრივ და ამავე დროს ადგილი აქვს ელექტრომაგნიტური ველების გენერაციას. გამოთვლილია ამ არამდგრადობის განვითარების ზღურბლი და გენერირებული გრიგალური ელექტრული ველების ამპლიტუდების სიდიდე. გაანალიზებულია დისიპაციური პროცესების გავლენა აღნიშნული პროცესების ევოლუციაზე. დადგენილია, რომ იონოსფერული გარემოს მახასიათებელი პარამეტრებისათვის გამოკვლეული პროცესები შეიძლება გახდნენ დომინანტი სხვა ანალოგიურ პროცესებთან შედარებით.

**მეოთხე თავი** ეძღვნება იონოსფეროს საკუთარი რხევების გენერაციის, გავრცელების, გაძლიერებისა და ურთიერთტრანსფორმაციის თავისებურებების კვლევას ადგილობრივ ზონალურ არაერთგვაროვან ქარებთან (წანაცვლებით დინებებთან) ურთიერთქმედებისას.

**პარაგრაფი 4.1-ში** გაანალიზებულია საკვლევი პრობლემის შესწავლის თანამედროვე მდგომარეობა. აღნიშნულია, რომ წანაცვლებითი დინებების აღმწერი განტოლებების შესაბამისი ოპერატორები არიან არათვითმეულლებულნი და შესაბამისად, მათი საკუთარი ფუნქციები არიან არაორთოგონალური, რის შედეგადაც ისინი ძლიერ ინტერფერირებენ ერთმანეთთან. ამის გამო წანაცვლებითი დინებების შესწავლა კლასიკური – მოდალური მიდგომით (როდესაც მოძრაობის აღმწერი სიდიდეები (ფუნქციები) წარმოიდგინება ფურიეს ან ლაპლასის ინტეგრალად დროითი და სივრცითი კოორდინატების მიმართ) არ შეიძლება. აუცილებელი ხდება ახალი, არამოდალური მათემატიკური მიდგომის გამოყენება.

**პარაგრაფი 4.2-ში** გამოყვანილია პრობლემის აღმწერი წრფივ დინამიკურ განტოლებათა ჩაკეტილი სისტემა და ჩამოყალიბებულია აღნიშნული მოვლენების

კვლევისათვის ადექვატური არამოდალური მათემატიკური ანალიზის საფუძვლები. ნაჩვენებია, რომ ქარების არაერთგვაროვნების გამო (წანაცვლებითი დინება) დინამიკურ განტოლებათა სისტემის კოეფიციენტები არიან არაერთგვაროვანი – ცვლადი (სივრცით კოორდინატებზე დამოკიდებული). არამოდალურ მათემატიკურ მიდგომას (რაც ძირითადად მდგომარეობს ახალ საკოორდინატო ცვლადებზე გადასვლაში) ეს არაერთგვაროვნება გადაჰყავს დროით არაერთგვაროვნებაში. ამის შემდეგ შეიძლება მოძრაობის აღმწერი სიდიდეების გაშლა ფურიეს ინტეგრალად, სივრცითი კოორდინატების მიმართ, ხოლო დროითი ცვლადი რჩება პირვანდელი სახით. ასე რომ, ამოცანა დაიყვანება კოშის ტიპის წრფივ საწყის ამოცანაზე სივრცითი ფურიე ჰარმონიკების (სფჰ) მიმართ უგანზომილებო ცვლადებში.

განხილული მოძრაობის სრული ენერჯის სიმკვრივე შედგება სამი წევრისაგან:  $E[k] = E_v + E_c + E_e$ ,  $E_v = \Omega\Omega^*/k^2(\tau)$  – შემფოთების გრიგალური ნაწილის ენერჯია;  $E_c = \xi\xi^*/k^2(\tau)$  – შემფოთების კუმშვადი ნაწილის ენერჯია და  $E_e = PP^*/\delta$  – შემფოთების დრეკადი ნაწილის ენერჯია (პოტენციალური ენერჯია). მიღებული განტოლებათა სისტემა აღწერს იონოსფერულ გარემოში  $D, E$  და  $F$  შრეებში, როსბის ტიპის (ანუ დამაგნიტებული როსბის), ინერციული და გრძელი გრავიტაციული ტალღების წრფივ დინამიკას. ამ შემფოთებებიდან მხოლოდ დამაგნიტებული როსბისა და ინერციული ტალღები ავლენენ ერთმანეთთან ურთიერთქმედების ტენდენციას, ამიტომ შემდგომში განიხილება მხოლოდ ამ ტალღების დინამიკა. როგორც მიღებული გამოსახულებებიდან ჩანს, ტალღური ვექტორის მერიდიონალური ( $y$ ) მდგენელი დამოკიდებულია დროზე, ე.ი. ტალღური ვექტორი და შესაბამისად ტალღურ სიდიდეთა სფჰ განიცდიან წრფივ დრეიფს ტალღურ ვექტორთა სივრცეში. შესაბამისად, დროზე იქნება დამოკიდებული განსახილველი შემფოთებების სიხშირე, ტალღის სიგრძე და პერიოდი. როგორც ქვემოთ იქნება აღნიშნული, ეს ფაქტი იწვევს არაერთ ახალ, საიტერესო პროცესებს იონოსფეროში (წანაცვლებით დინებებში).

**პარაგრაფ 4.3-ში** ნაჩვენებია, რომ ზოგადად წანაცვლებით მოძრაობებში (მათ შორის იონოსფერულ გარემოში ტალღების გავრცელებისას) ტალღური შემფოთებების დინამიკა ანალოგიურია ურთიერთდაკავშირებული ცვლადი სიგრძის მათემატიკური ქანქარების (ოსცილატორების) მოძრაობისა. სიგრძის ცვალებადობის გამო ამ

ოსცილატორების საკუთარი სიხშირეები ხდებიან დროზე დამოკიდებული,  $\omega_1(t)$ ,  $\omega_2(t)$  და მათი ურთიერთქმედების ინტენსიურობა დამოკიდებულია მათ საკუთარ სიხშირეებს შორის თანაფარდობებზე. დადგენილია, რომ ამ სისტემაში ენერჯის ურთიერთგაცვლა აქტიურად მიმდინარეობს თუ შესრულებულია ორი ძირითადი რეზონანსული პირობა: ა) უნდა არსებობდეს ე.წ. «გადაგვარების არე», სადაც  $|\omega_1^2(t) - \omega_2^2(t)| \leq |\chi(t)|$ ; სადაც  $\chi(t)$ -არის ოსცილატორებს შორის კავშირის კოეფიციენტი. ბ) სისტემა «ნელა» უნდა გადიოდეს «გადაგვარების არეს»- ე.ი. დროის შუალედში, რომელიც მნიშვნელოვნად მეტია  $\chi(t)$ -ზე:  $|d\omega_1(t)/dt|, |d\omega_2(t)/dt| \ll |\chi(t)|$ .

**პარაგრაფ 4.4-ში** ჩატარებულია მიღებული განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ამოხსნა და მიღებული შედეგების ანალიზი. ამონახსნების საპოვნელად გამოყენებულია კომპიუტერული მათემატიკური სისტემა «Matlab 6.5» და ჩვეულებრივი დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის ამოხსნის მეოთხე რიგის რუნგე-კუტას მეთოდი. **პარაგრაფ 4.4.1-ში** საძიებელი ფიზიკური სიდიდეების საწყისი მნიშვნელობების შერჩევა ხდება იმ პირობით, რომ საწყის მომენტში სისტემაში არსებობდეს მხოლოდ ერთი ტიპის ტალღა (როსბის ტიპის ან ინერციული) სხვა მოდების ყოველგვარი შესამჩნევი მინარევების გარეშე.

**პარაგრაფ 4.4.2** ეძღვნება როსბის დამაგნიტებული ტალღების ფონურ დინებასთან (არაერთგვაროვან ქარებთან) ურთიერთქმედების და მათი ინერციულ ტალღებად ტრანსფორმაციის გამოკვლევას იონოსფეროს  $D$ ,  $E$  და  $F$ -შრებში. საწყის მომენტში მხოლოდ გრიგალური (უკუმშვადი) დაბალსიხშიროვანი დამაგნიტებული როსბის ტალღა იქნა აღძრული საკმაოდ დიდი მერიდიონალური  $k_y(0)$  ტალღური რიცხვით, დროის მიხედვით  $k_y(\tau)$ -ს წრფივი დრეიფის გამო როსბის ტიპის ტალღების სფჰ აქტიურად იღებენ ენერჯიას ფონური (წანაცვლებითი, ქარის) დინებისაგან და სიდიდით იზრდებიან, ე.ი. სფჰ ხვდებიან გაძლიერების არეში. გარკვეული დროის მომენტიდან სფჰ-ის გაძლიერება წყდება და ხდება ენერჯიის ნაწილის დაბრუნება ფონური დინებისათვის. ამ მომენტიდან ადგილი აქვს კუმშვადი და დრეკადი შეშფოთებების გაჩენას გრიგალური როსბის ტიპის ტალღების ენერჯიის ხარჯზე. ასე, რომ გარემოში ძირითადად არსებობს კუმშვადი და დრეკადი ინერციული ტალღები, ე.ი. მოხდა როსბის ტიპის ტალღების ტრანსფორმაცია ინერციულ ტალღებად. შემდეგ

ადგილი აქვს ინერციული ტალღების გაძლიერებას ფონური (ქარის) დინების ენერჯის ხარჯზე. დისერტაციაში მოყვანილია ამ პროცესის აღმწერი სურათები შემფოთებული ველისა და პროცესის შესაბამისი ენერჯებისათვის.

**პარაგრაფი 4.4.3-ში** შესწავლილია ინერციული ტალღების ურთიერთქმედება არაერთგვაროვან ფონურ დინებასთან (ქართან) და მათი ტრანსფორმაცია როსბის ტიპის ტალღებად. პროცესები ძირითადად მიმდინარეობს წინა პარაგრაფში განხილული როსბის ტიპის ტალღების ანალოგიურად. მაგრამ რადგანაც ინერციული ტალღები პოტენციალური ტიპის კუმშვად შემფოთებებს წარმოადგენენ, ენერჯის ურთიერთგაცვლა ფონურ დინებასთან მიმდინარეობს უფრო ინტენსიურად. მოყვანილია სათანადო რიცხვითი ექსპერიმენტების გრაფიკები.

აღნიშნული შედეგები, ძირითადად, შეეხებოდა იონოსფეროს  $D$ -არეს. უფრო მაღალ  $E$  და  $F$  შრეებში აღნიშნულ პროცესებზე ზემოქმედებას იწყებს ჰოლის ( $E$ -შრე) და პედერსენის ( $F$ -შრე) დენები. ამ დენების ზემოქმედების შედეგად ადგილი აქვს ტალღური შემფოთებების ფონურ დინებასთან ურთიერთქმედების გაძლიერებას და ურთიერთტრანსფორმაციის პროცესები უფრო ინტენსიური და ეფექტური ხდება.

**პარაგრაფი 4.5** ეძღვნება იონოსფეროს ზემოთშესწავლილი საკუთრი ტალღების ფონურ არაერთგვაროვან დინებებთან ურთიერთქმედებაზე დისიპაციური პროცესების გავლენის შესწავლას. ნაჩვენებია, რომ იონოსფერული გარემოს კინემატიკური სიბლანტისა და პედერსენის გამტარებლობის (ანუ ინდუქციური ჩაქრობის) გათვალისწინებით, შემფოთებული ენერჯია საბოლოო ჯამში თითქმის მთლიანად გადაეცემა გარემოს სითბოს სახით. მოყვანილია სათანადო რიცხვითი ექსპერიმენტებით დადგენილი სრული ენერჯის ევოლუციისა და მილევის აღმწერი გრაფიკები.

**მეხუთე თავი** შედგება ექვსი პარაგრაფისაგან. იგი ეძღვნება პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების არაწრფივი დინამიკის შესწავლას დისპერგირებად და დისიპაციურ იონოსფეროში, რომელზეც ურთიერთქმედებს ადგილობრივი ზონალური არაერთგვაროვანი ქარი. **პარაგრაფი 5.1**, ძირითადად, მიმოხილვითია და მასში წარმოდგენილია დისპერგირებად გარემოში არაწრფივი სოლიტონური და გრიგალური

ტიპის ტალღური სტრუქტურების წარმოშობაზე არსებული თანამედროვე წარმოდგენების მოკლე ანალიზი.

**პარაგრაფ 5.2-ში** გაანალიზებულია საწყისი არაწრფივი კერძო-წარმოებულებიანი დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემა. ნაჩვენებია, რომ იონოსფერული დაკვირვებებით დადგენილი ტალღური შეშფოთებების მახასიათებელი ამპლიტუდის მნიშვნელობისათვის ამ განტოლებებში არაწრფივი წევრების სიდიდეები შეიძლება გაუტოლდნენ დისპერსიული წევრების სიდიდეებს. ეს კი ნიშნავს, რომ არაწრფივობისა და დისპერსიის კონკურენციის გამო გარემოში, რომელშიც ტალღური მოძრაობები აღიწერებიან ამ განტოლებებით (მაგ. იონოსფეროში) შესაძლებელია წარმოიშვან სტაციონარული ძლიერად ლოკალიზებული სოლიტონურ-გრიგალური არაწრფივი სტრუქტურები არადისიპაციურ მიახლოებაში. ჩატარებულია არაწრფივი დინამიკურ განტოლებათა სისტემის გარდაქმნა-გამარტივება სტაციო-ნარული შემთხვევისთვის.

**პარაგრაფ 5.3-ში** გამოკვლეულია მიღებული სტაციონარული განტოლების არაწრფივი ლოკალიზებული, სოლიტონური და გრიგალური ტიპის ამონახსნების არსებობა. ძლიერად ლოკალიზებული სოლიტონების მიმართ ინტერესი, განსაკუთრებით ორი და სამგან-ზომილებიანი განმხოლოებული გრიგალური სტრუქტურების მიმართ, ბოლო ათწლეულებში აიხსნება ატმოსფეროში და ოკეანეებში სხვადასხვა სახის ლოკალიზებული შეშფოთებების აღმოჩენითა და შესწავლით. კერძოდ: სინოპტიკური გრიგალები ოკეანეებში, გოლფსტრიმის გრიგალები [46], იუპიტერის ატმოსფეროში დიდი წითელი ლაქა [47,48], ამინდის შემქმნელი ციკლონები, ქარბორბალები დედამიწის ატმოსფეროში [49] და ა.შ. კერძოდ, ამ პარაგრაფში აგებულია ე.წ. დიპოლური გრიგალები: ორგანზომილებიანი არაწრფივი განმხოლოებული ციკლონ-ანტიციკლონური ტიპის გრიგალური სტრუქტურები (ჰორიზონტალური  $x$  და  $y$  კოორდინატების მიმართ ძლიერად-ექსპონენციალურად ლოკალიზებულნი). სტრუქტურა წარმოადგენს საწიანადმდეგოდ მბრუნავი ორი გრიგალის ციკლონ-ანტიციკლონის წყვილს, რომლებსაც გააჩნიათ ერთნაირი ინტენსივობა და მოძრაობენ პარალელების გასწვრივ მუდმივი სიჩქარით აღმოსავლეთისაკენ.

**პარაგრაფ 5.4-ში** შესწავლილია მეორე თავში გამოვლენილი დიდმასშტაბიანი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების არაწრფივი ურთიერთქმედება იონოსფერულ არაერთგვაროვან ზონალურ ქარებთან. საწყისი დინამიკური განტოლებებიდან მიღებულია ასეთი ურთიერთ-ქმედების აღმწერი ერთი არაწრფივი განტოლება დენის ფუნქციისა-თვის. ცვლადთა განცალების მეთოდით ეს სივრცით ორგანო-მილებიანი განტოლება დაიყვანება:  $y$ -ცვლადის მიმართ შტურმ-ლიუვილის წრფივ სასაზღვრო ამოცანაზე, ხოლო  $x$ -ცვლადის მიმართ კლასიკური კორტევეგა დე-ვრიზის არაწრფივ განტოლებაზე. ნაპოვნია ძლიერად ლოკალიზებული ამონახსნი, რომელიც გარემოსა და სტრუქტურის მახასიათებელი პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელო-ბისათვის აღწერს ან განმხილვებულ ციკლონს (ანტიციკლონს), ან ციკლონ-ჭავლი-ანტიციკლონს ან სოლიტონების ჯაჭვს.

**პარაგრაფ 5.5-ში** შესწავლილია სხვადასხვა კლასის საწყისი შემფოთებების 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 კერძოწარმოებულისანი განტოლებათა სისტემის ამოხსნების სტანდარტული ქვეპროგრამების გამოყენებით. ნაჩვენებია, რომ განსახილველი არაწრფივი სისტემა დროთა განმავლობაში ივიწყებს საწყის პირობებს (შემფოთებებს) 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 შემფოთებების მიცემის შემდეგ სისტემა ევოლუციონირებს ისე, რომ საბოლოოდ ფორმირდება განმხილვებული გრიგალური ტიპის სტრუქტურები და სოლიტონური ჯაჭვები და საბოლოო ჯამში შემფოთებები გადადიან დიდმასშტაბიან ზონალურ დინებებში.



პარაგრაფ 5.6-ში გაანალიზებულია თუ რა გავლენის მოხდენა შეუძლია დისიპაციურ პროცესებს წინა პარაგრაფში გამოვლენილი არაწრფივი გრიგალური სტრუქტურების დინამიკაზე. მიღებულია ტალღური სტრუქტურების ენერჯისა და ენსტროფის ევოლუციის განტოლებები. აღნიშნულია, რომ დისიპაციურ იონოსფეროში ( $\Lambda \neq 0$ ) საწყის არაწრფივ განტოლებათა სისტემისათვის გრიგალი, საზოგადოდ, ვერ იქნება სტაციონარული ტალღა, რადგანაც დისიპაციას შეუძლია გრიგალის ენერჯის გადანაწილება გარემოს ნაწილაკებზე და ამ გადანაწილების პროცესში გრიგალის მახასიათებელი პარამეტრები გახდებიან დროზე დამოკიდებული (ენერჯის კარგვის გამო დროში ცვლადი გახდება გრიგალის ამპლიტუდა, ხაზოვანი ზომები, გადაადგილების სიჩქარე). შესაბამისად, ტალღური სტრუქტურა არღვევს სტაციონარულობის პირობებს და დროის მიხედვით შეიცვლის ფორმასაც. ნაჩვენებია, რომ შედარებით მცირე მასშტაბიანი გრიგალებისათვის, ენერჯია და ენსტროფია დროის მიხედვით ექსპონენციალურად მცირდება. კერძოდ, სტრუქტურების რელაქსაციის მახასიათებელი დრო რიგით ტოლია  $t_0 \sim \Lambda^{-1} \approx 10^5 \text{წმ} = 28 \text{სთ}$ . ამ დროის გავლის შემდეგ გრიგალის ენერჯია სითბოს სახით გადაეცემა გარემოს. ხოლო დიდმასშტაბიანი გრიგალები ძალზე ნელა მიიღვივან და გაცილებით დიდხანს შეუძლიათ იარსებონ იონოსფეროს ქვედა შრეებში. რადგანაც სტრუქტურებს გადააქვთ მათში ჩაჭერილი ნაწილაკები (ნივთიერება), მათ შეუძლიათ შეასრულონ მნიშვნელოვანი როლი ნივთიერების, ენერჯის, სითბოს გადატანაში და შესაბამისად, იონოსფეროს მაკროტურბულენტური მდგომარეობის ფორმირებაში. შესაბამისად, იონოსფეროში მაღალ და დაბალ განედებს შორის სითბოს გლობალური მერიდიანული გადატანის პროცესი ჩრდილოეთსა და სამხრეთს შორის, შეიძლება წარმოდგენილ იქნას, როგორც მაკროტურბულენტური პროცესი, რომელშიც ტურბულენტობის ელემენტად და სითბოს გადამტან აგენტად შეიძლება ჩაითვალოს ზემოთაღნიშნული არაწრფივი ლოკალიზებული გრიგალური სტრუქტურები.

უნდა აღინიშნოს, რომ წინამდებარე მესამე-მეხუთე თავებში შესწავლილი დიდმასშტაბიან ტალღურ სტრუქტურებს რხევით მოძრაობაში მოჰყავთ მთელი გარემო, ამიტომ მათ შეუძლიათ იონოსფეროში ელექტრომაგნიტური და მეტეოროლოგიური ამინდის ფორმირება.

მეექვსე თავი შედგება ოთხი პარაგრაფისაგან. იგი ეძღვნება იონოსფეროში წარმოქმნილი არაწრფივი სოლიტონური და გრიგალური სტრუქტურების ქაოსური დინამიკის გამოკვლევას გარე არასტაციონალური ზემოქმედების პირობებში. ასეთ შემთხვევაში ადგილი აქვს სტაციონალური არაწრფივი სტრუქტურების გეომეტრიის ცვლილებას, ხდება მათი დაშლა ცალკეულ ქვესტრუქტურებად და სატელიტურ გრიგალებად. ნაჩვენებია, რომ არასტაციონალური შემფოთებების ზემოქმედება ცვლის სტრუქტურებში ნაწილაკთა ტრაექტორიებს, მათი რეგულარული მოძრაობის სახეს და სივრცის გარკვეულ არეებში ხდება ნაწილაკთა ქაოსური ადვექცია.

პარაგრაფი 6.1-ში მიმოხილულია სითხის დინებებში ქაოსური ადვექციის შესწავლის თანამედროვე მდგომარეობა. ტერმინი “ქაოსური ადვექცია” გაჩნდა 1984 წელს და ამის შემდეგ დაიწყო მისი ინტენსიური კვლევა სხვადასხვა ფიზიკურ პროცესებში. თეორიულად ნაჩვენებია იყო, რომ სითხის დინებების ეფექტური შერევა და ქაოსური ადვექცია შესაძლებელია დინებაზე პერიოდული შემფოთებების ზედდებისას. ასეთ მოვლენებს შეიძლება ადგილი ჰქონდეთ როგორც ორ, ასევე სამგანზომილებიან შემთხვევაში. სამგანზომილებიანი ავტონომიური დინამიური სისტემა შეიძლება იყოს ქაოსური, მაგრამ ორგანომილებიანი სისტემებში ქაოსის არსებობისთვის საჭიროა დინებაზე გარე არასტაციონალური ზემოქმედება, რასაც მივყავართ არაავტონომიურ დინამიურ განტოლებათა სისტემამდე  $3/2$  თავისუფლების ხარისხით. განტოლებები, რომლებიც აღწერენ სითხის ნაწილაკთა ტრაექტორიებს ორგანომილებიან ნაკადებში, ფორმალურად იდენტური არიან ჰამილტონური სისტემების განტოლებებთან. აქ დენის ფუნქციის როლში გამოდის სისტემის ჰამილტონიანი, კანონიკურ ცვლადებს შეესაბამებიან რეალური კოორდინატები დინების სიბრტყეში. სამგანზომილებიან შემთხვევაში ასეთი პირდაპირი ანალოგია არ გვაქვს. ამრიგად, ორგანომილებიან დინებებში ქაოსური ადვექციის აღსაწერად შეიძლება გამოვიყენოთ ჰამილტონური სისტემების კვლევის თეორიული შედეგები დინამიური სისტემების ფაზური სივრცეებისათვის და გადმოვიტანოთ ისინი რეალურ კონფიგურაციულ სივრცეში. ამისათვის ეფექტურად გამოიყენება ამ პროცესების რიცხვითი მოდელირება და ანალიზი. ამჟამად ქაოსური ადვექცია იქცა ჰიდროდინამიკის ცალკე განყოფილებად,

რომელსაც დიდი გამოყენება აქვს ოკეანოლოგიაში, ელექტრომექანიკურ სისტემებში, მასალათა დამუშავებაში და სხვა.

**პარაგრაფ 6.2-ში** შესწავლილია გეოფიზიკური ჰიდროდინამიკის სხვადასხვა მოდელებში შესწავლილი ქაოსური ადვექციის კონცეფციის გამოყენების შესაძლებლობა იონოსფერულ პლაზმაში დინამიურად თავსებადი მოდელების კლასისათვის, რომელთა საშუალებით ვახდენთ დიდმასშტაბიანი პლანეტარული არაწრფივი სტრუქტურების ევოლუციის ანალიზს. ამ შემთხვევაში გამოიყენება არაკუმშვადი სითხის ნაკადის სიჩქარის მდგენელების წარმოდგენა დენის ფუნქციის საშუალებით, რომელიც შეესაბამება იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი მოძრაობის განტოლებებს. სიჩქარეთა მდგენელების ამ წარმოდგენის გაერთიანებით ადვექციის განტოლებებთან მიღებულია ჰამილტონური ტიპის კანონიკური განტოლებები.

იონოსფეროზე გარე არასტაციონალური შემფოთებების ზემოქმედებისას დენის ფუნქცია  $\Psi = \Psi(x, y, t)$  დროზეა დამოკიდებული და მიღებული ადვექციის განტოლებათა სისტემა არაავტონომიურია. ამ შემთხვევაში დენის ფუნქციას აქვს ჰამილტონიანის როლი. ჰამილტონის დინამიკის ფაზურ სივრცეს შეესაბამება დეკარტეს კოორდინატების რეალური კონფიგურაციული  $(x, y)$  სიბრტყე. ამრიგად, იონოსფეროში დიდმასშტაბიანი მოძრაობების ნაკადებში ადვექციის ორგანზომილებიანი კინემატიკა ექვივალენტურია ჰამილტონური დინამიკის სტაციონარული ორგანზომილებიანი დინებებისა. ჰამილტონური სისტემის თავისუფლების ხარისხი სტაციონარული დინებების და სტრუქტურების შემთხვევაში არის ერთი, სტრუქტურების არასტაციონარული შემფოთებებისა და დინებების შემთხვევაში კი 3/2. ჰამილტონური მიდგომა საშუალებას იძლევა რიცხვითი ანალიზით გამოვიკვლიოთ ქაოსური ადვექციის შესაძლებლობა დისერტაციაში წარმოდგენილი იონოსფერული მოძრაობების დინამიურ მოდელში. როდესაც დენის ფუნქცია აკმაყოფილებს დინამიური განტოლებების ამონახსნების გამოყენებით მიღებულ თანაფარდობებს, მაშინ ჰიდროდინამიური მოდელი დინამიკურად თავსებადია. კინემატიკურ მოდელში, როგორც წესი, ეს მოთხოვნა არ კმაყოფილდება. დინამიკური თავსებადობა მრავალ მათემატიკურ პრობლემას აწყდება, რომელიც დიდმასშტაბიანი იონოსფერული მოძრაობებისათვის მე-5 თავში განვიხილეთ. დენის ფუნქციის, იგივე

ჰამილტონიანისთვის მიღებულია გამოსახულებები, რომლებიც საშუალებას იძლევიან შევისწავლოთ იონოსფერული გრიგალური სტრუქტურების გარე არასტაციონალურ შემფოთებებთან ურთიერთქმედება და მათში ნაწილაკების მოძრაობის ქაოსური ადვექციის (ლაგრანჟის ტურბულენტობის) ხასიათი.

ქაოსური ადვექციის კინემატიკურ მოდელებში გამოყენებული დენის ფუნქცია არ აკმაყოფილებს რეალური ფიზიკური ამოცანის შესაბამის დინამიკურ განტოლებებს. მიუხედავად ამისა, ასეთი მოდელები გვამძლევენ რეალური იონოსფერული პროცესებისთვის მიახლოებით სურათს.

ამ პარაგრაფში გრიგალური სტრუქტურების საზღვარზე მიმდინარე პროცესების გამოკვლევისთვის კვლავ გათვალისწინებულია ჰამილტონური სისტემების ფაზური დინამიკის ანალოგიური პროცესები. კერძოდ, სტაციონარულ ორგანოზომილებიან გრიგალებში გვაქვს სასაზღვრო ჩაკეტილი წირი, რომელიც არის გამყოფი საზღვარი გრიგალური და ფონური დინების ნაწილაკებს შორის. ეს საზღვარი ნაწილაკებისათვის გადაულახავი ბარიერია მხოლოდ სტაციონალურ გრიგალებში. ამ სასაზღვრო წირს ფაზურ სივრცეში შეესაბამება ფაზური ტრაექტორიების გამყოფი სეპარატრისა. რიცხვითი გათვლებით ნაჩვენებია, რომ სტაციონალური გრიგალების შემფოთებებისას ეს საზღვარი იშლება, ხდება ნაწილობრივ გამჭირვალე და ნაწილაკები მას გადალახავენ, გადადიან გრიგალიდან ფონურ დინებაში და პირიქით. ნაშრომში განხილული დინამიური სისტემების არასტაციონარული შემფოთებებისას ქაოსის ნიშნები ჩნდება გრიგალის საზღვარზე, ე.ი. სეპარატრისულ არეზე. იმ შემთხვევაში, როდესაც შემფოთების სიხშირე და სისტემის საკუთარი სიხშირე რიგით უტოლდებიან ერთმანეთს, ქაოსური ფენის ზომა უგანზომილებო ცვლადებში გარე შემფოთების სივრცული ზომის რიგისაა. თუ გარეშე შემფოთების სიხშირე გაცილებით მეტია სისტემის საკუთარ სიხშირეზე, ქაოსური ფენა სწრაფად მცირდება და დინამიური სისტემა ვეღარ გრძნობს მაღალ სიხშირულ შემფოთებებს.

ამრიგად, ამ პარაგრაფში დასაბუთებულია ანალოგია ჰამილტონური სისტემების ფაზურ სივრცესა და მაგნიტოჰიდროდინამიკური იონოსფერული დინამიური სისტემების კონფიგურაციულ სივრცეს შორის. ეს ანალოგია სამართლიანია ორგანოზომილებიან შემთხვევაში.

**პარაგრაფ 6.3-ში** განხილულია ადვექციის კინემატიკური მოდელები, როდესაც დენის ფუნქცია არ აკმაყოფილებს იონოსფეროს დინამიკურ განტოლებათა სისტემას. ასეთ კინემატიკურ მოდელებში არ სრულდება დინამიური თავსებადობის პირობა, მიუხედავად ამისა, როგორც ეს ნაჩვენებია ამ პარაგრაფში, ეს მიდგომა საინტერესოა მარტივ სისტემებში ქაოსის წარმოშობასა და განვითარების შესწავლის თვალსაზრისით.

ნაწილაკთა ტრაექტორიის შესწავლისათვის ჩატარებულია რიცხვითი ექსპერიმენტები წერტილოვანი და დიპოლური გრიგალური სტრუქტურებისათვის.

გათვლებმა 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 შემფოთებული გრიგალის სასაზღვრო ფენა განიმარტოს როგორც ფრაქტალური ობიექტი. ეს ფრაქტალური სასაზღვრო ფენა იერარქიული აგებულებისაა, რთული ტოპოგრაფიული სტრუქტურით, რაც უნდა განაპირობებდეს ასეთ გარემოში ფიზიკური პროცესების (დიფუზია, სითბოგამტარობა, რხევითი და ტალღური მოძრაობები) მიმდინარეობის თვისობრივ ცვლილებებს.

რიცხვითმა ექსპერიმენტებმა კინემატიკურ მოდელებში გამოავლინეს, რომ ქაოსი იწყება სეპარატრისის წირზე უნაგირი წერტილიდან, რომლის მდებარეობას განსაზღვრავს ფონური დინების სიჩქარის მუდმივი მდგენელი. ქაოსური არე ფართოვდება ამ წერტილიდან და ქმნის სტოქსტურ ფენას. შემფოთების ამპლიტუდის გაზრდით ამ ფენის სიგანე იზრდება და ავსებს კონფიგურაციულ სიბრტყეს.

**პარაგრაფ 6.4-ში** შესწავლილია ქაოსური ადვექციის შესაძლებლობები მე-5 თავში განხილული იონოსფერული დიდმასშტაბიანი შემფოთებების დინამიურად თავსებად მოდელებში. შესაბამისი დენის ფუნქციის საშუალებით აგებულია ადვექციის განტოლებათა სისტემა და ჩატარებულია მისი რიცხვითი ანალიზი. სტაციონალური დენის ფუნქციის შემთხვევაში სისტემაში არ არსებობს ნაწილაკების ქაოსური ადვექცია. იონოსფეროზე გარე არასტაციონარული ზემოქმედებისას ქვევიდან (მიწისძვრები, სხვადასხვა აფეთქებები) ან ზევიდან (მაგნიტური ქარიშხლები) ამ სტრუქტურებზე მოხდება დამატებითი, სხვადასხვა ამპლიტუდისა და მასშტაბის შემფოთებების ზემოქმედება. ამ შემფოთებების წარმოდგენა შესაძლებელია ჰარმონიული რხევების ან

ტალღების სახით. იონოსფერული პლაზმის ჰიდროდინამიკურ მოდელებში გარე ზემოქმედების გათვალისწინება იწვევს რთულ ანალიზურ მათემატიკურ პრობლემებს. ამ ამოცანის ანალიზურად შესწავლის სირთულის გამო სისტემის ქაოსური ყოფაქცევის გამოკვლევისათვის გამოყენებულია რიცხვითი მეთოდები. ასეთი შემფოთებების გათვალისწინებით ადვექციის განტოლებების რიცხვითმა ანალიზმა (ფაზური სივრცის პუნქტარეს კვებით) გამოავლინა ქაოსური ადვექციის არსებობა სტრუქტურების ახლო არეში. სტრუქტურების მიმდებარე ფენაში ჩნდება ქაოსური ფენა. ამ ფენის ფორმირება და ევოლუცია მსგავსია კინემატიკურ მოდელებში მიღებული სურათის.

ისევე როგორც კინემატიკურ მოდელებში, იონოსფერული გრიგალურ სტრუქტურებზე ჰარმონიული მცირე შემფოთებების ზემოქმედებით ადგილი აქვს ამ სტრუქტურების დაშლას ძირითად და სატელიტურ გრიგალებად. მიღებული გრიგალური ანსამბლი ფრაქტალური ბუნებისაა და წარმოადგენს რეგულარული და ქაოსური მოძრაობების ერთობლიობას, რაც მტკიცდება სხვადასხვა მასშტაბზე მათი თვითმსგავსებიდან. ამრიგად, იონოსფერულ, გარედან შემფოთებულ პლაზმაში არსებობენ დამუხტული ნაწილაკებისაგან (ელექტრონები, იონები) შემდგარი ფრაქტალური სტრუქტურები, რომელთა არსებობა და მათ შორის ურთიერთქმედება მნიშვნელოვნად უნდა განაპირობებდეს იონოსფეროს დინამიკას. ეს გარემოება ხელს შეუწყობს ბევრი ახალი ეფექტის წარმოშობას ზოგადად ფრაქტალურ გარემოში და კერძოდ, იონოსფერული პლაზმის ფრაქტალურ სტრუქტურებში ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებისა და არეკვლის კვლევისას.

**დასკვნაში** წარმოდგენილია ნაშრომში მიღებული ძირითადი, ახალი შედეგები.

## თ ა ვ ი I

### საკვლევი პრობლემების ფორმულირება და შესაბამისი მათემატიკური მოდელი

- 1.1 იონოსფეროში პლანეტარული დაბალი სიხშირის ტალღების გავრცელების თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევების თანამედროვე მდგომარეობა

იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებში მიმდინარე მრავალი მოვლენა, ისეთი როგორცაა დედამიწის ატმოსფეროს ზე-ბრუნვა [1] (როცა ზედა ატმოსფერო უფრო ჩქარა ბრუნავს ვიდრე თვით დედამიწის ზედაპირი), ბუნებრივი პროცესების (მიწისძვრები, ვულკანების ამოფრქვევა, მაგნიტური ქარიშხლები, ცუნამი, ქარბორბალა და სხვა) იონოსფერული წინამორბედები [2,3,44], ანთროპოგენულ ზემოქმედებაზე (სამრეწველო, სამხედრო და ატომური აფეთქებები, რაკეტების, თანამგზავრებისა და რეაქტიული თვითმფრინავების გაშვება და სხვა), იონოსფეროს ტალღური გამომახილი [4,45,47] განეკუთვნებიან ულტრადიდი სიხშირის (უდს), დიდმასშტაბიანი, პლანეტარული ზომის ტალღურ შემფოთებებს. დიდმასშტაბიანი ტალღური სტრუქტურები მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ ატმოსფეროსა და ოკეანეებს შორის სრული ენერგეტიკული ბალანსისა და მათი ზოგადი ცირკულაციის პროცესებში [36,37,48]. გარდა ამისა უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები ითვლებიან ბიოლოგიურად აქტიურ შემფოთებებად. მაგალითად, კატასტროფული ბუნებრივი საშიშროების წინა პერიოდში ცხოველების, თევზების, მწერების უცნაურ ქცევას ხსნიან მათზე უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებების ზემოქმედებით [49,38]. არაორდინალური ბუნებრივი და ხელოვნური აქტიურობისას გულსისხლძარღვთა დაავადებების მქონე ადამიანების ჯანმრთელობის მკვეთრ გაუარესებას ამჟამად უკავშირებენ მათი ბიოლოგიური რითმების დესინქრონიზაციას, რონელსაც იწვევს უდს ელექტრომაგნიტური შემფოთებების ზემოქმედება [38].

სწორედ ასეთი ხშირი და მრავალფეროვანი გამოვლინების გამო, პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების წარმოშობისა და გავრცელების თავისებურებათა გამოკვლევებისადმი ინტერესი სულ უფრო და უფრო იზრდება.

ადრე ითვლებოდა, რომ ბუნებრივ პირობებში პლანეტარული უდს ტალღები წარმოიშობიან ტროპო-სტრატოსფეროში და შემდეგ აღწევენ იონოსფერულ სიმაღლეებს. მაგრამ პლანეტარული ტალღური შემფო-თებების მიერ ატმოსფეროს ქვედა ფენებიდან ზედასკენ ენერჯის ვერტიკალური გადატანის ფიზიკური და მათემატიკური მოდელების რიცხვითი ამოხსნების ანალიზმა აჩვენა [5,6], რომ ლოკალური სტაბილური ზონალური ქარები საიმედო ეკრანირებას უკეთებს ზედა ატმოსფეროს (განსაკუთრებით ზაფხულში) ტროპო-სტრატოსფეროში გენერირებული

პლანეტარული უდს ტალღების ზემოქმედებისაგან. კერძოდ, ანალიზური გამოთვლებით მიღებულ იქნა პირობა [50,51], რომელსაც უნდა აკმაყოფილებდეს პლანეტარული ტალღა და მისი გავრცელების გარემო (ატმოსფერო), რომ ტალღას შეეძლოს გავრცელება ვერტიკალური მიმართულებით:

$$k(k+1) < 2 \frac{\Omega_0}{\alpha} .(*)$$

აქ  $k$  შეშფოთების ტალღური რიცხვია (მთელი რიცხვია და უჩვენებს თუ რამდენი ტალღის სიგრძე თავსდება დედამიწის დიამეტრში);  $\alpha$  ცირკულაციის ინდექსი;  $\Omega_0$  – დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე.

ტროპოსფეროში ზონალური ქარები ზაფხულში მიმართულია აღმოსავლეთით ( $\alpha < 0$ ), ხოლო ზამთარში დასავლეთით ( $\alpha > 0$ ). ასე, რომ ზაფხულში პლანეტარული ტალღების ზემოთ გავრცელების პირობები არ იქმნება, რადგანაც ამ დროს (\*) პირობა ირღვევა. ზამთარში ( $\alpha > 0$ ) პლანეტარულ ტალღებს თეორიულად შეუძლიათ გავრცელდნენ ზევით იონოსფერულ შრეებამდეც კი. (\*)-დან აგრეთვე გამომდინარეობს, რომ ზემოთ ასვლა შეუძლიათ მხოლოდ ძალზე დიდმასშტაბიან ტალღებს, რომელთა ტალღური რიცხვი  $k = 1, 2, \dots$  რადგანაც ჩვეულებრივ  $\Omega_0 / \alpha \approx 4$  და ეს პირობა იქმნება ბუნიობის დროს, როცა ზონალური ქარები იცვლიან მიმართულებას. ასე, რომ თეორიულად შეუძლებელია იონოსფერულ სიმაღლეებზე ავიდნენ პლანეტარული შეშფოთებები, რომელთა ტალღური რიცხვი  $k = 3, 4, \dots$ . თუმცა მსოფლიო იონოსფერულ და მაგნიტოსფერულ ობსერვატორიებში დაგროვილი დაკვირვებებისა და ექსპერიმენტული გაზომვების მონაცემები ადასტურებენ [2-14], რომ პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტური ტალღური შეშფოთებები ყველა შესაძლო ტალღური რიცხვებით  $k = 1, 2, 3, \dots$  მუდმივად არსებობენ იონოსფეროს E და F არეებში. მათ შორის განსაკუთრებულ ყურადღებას იმსახურებენ პლანეტარული ზონალური სწრაფი და ნელი ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან დედამიწის ირგვლივ მოცემულ განედებზე პარალელის გასწვრივ. ყველაფერი ეს იმაზე მეტყველებს, რომ პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების წყაროები უნდა არსებობდნენ თვით იონოსფეროშივე.



წარმოდგენილი ნაშრომის ერთ-ერთ მიზანს წარმოადგენს პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების იონოსფეროში გენერაციის მთავარი მექანიზმების გამოვლენა.

გამოსაკვლევ დიდმასშტაბიანი ტალღური შემფოთებების აღძვრის, გავრცელებისა და შემდგომი დინამიკის აღმწერი ფიზიკური და მათემატიკური მოდელების შესაქმნელად და ამ გზაზე არსებული უფრო ფაქიზი პრობლემების თავისებურებებში გასარკვევად, ცოტა უფრო დაწვრილებით აღწეროთ თუ რა სახის პლანეტარული შემფოთებები ვლინდება ამჟამად არსებული იონოსფერული და მაგნიტოსფერული (დედამიწისპირა და თანამგზავრული) დაკვირვებების მონაცემებიდან.

მსოფლიო ქსელის იონოსფერული და მაგნიტოსფერული ობსერვატორიების მრავალწლიანი დაკვირვებების შედეგები აჩვენებს [52,7,8,10,13], რომ საშუალოგანედოვანი იონოსფეროს E არეში (სიმაღლე  $80 \div 150$  კმ) ნებისმიერ სეზონში და დღე-ღამის ნებისმიერ დროს არსებობენ პლანეტარული მასშტაბის (ტალღის სიგრძეებით  $10^3 \div 10^4$  კმ), უდს  $(10^{-4} \div 10^{-6})$ წმ<sup>-1</sup> ნელი ტალღები, რომელთა ფაზური სიჩქარე ლოკალური ქარების სიჩქარის რიგისაა ( $1 \div 100$ ) მ/წმ, პერიოდი იცვლება ერთეულიდან რამდენიმე ათეულ დღემდე. ისინი ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ და იწვევენ მაგნიტურ პულსაციებს ერთიდან რამდენიმე ათეულ ნანოტესლამდე (ნტ). იონოსფეროს E არეში დაიკვირვება აგრეთვე შედარებით ჩქარი პლანეტარული ( $10^3 \div 10^4$ )კმ ელექტრომაგნიტური ტალღები [9,11,12,14], რომელთა ფაზური სიჩქარე იცვლება ფარგლებში ( $2 \div 20$ ) კმ/წმ, სიხშირეთა დიაპაზონი შედის შუალედში  $(10^{-1} \div 10^{-4})$ წმ<sup>-1</sup>, პერიოდი ვარირებს რამდენიმე წუთიდან რამდენიმე საათამდე. მაგნიტური პულსაციების სიდიდე აღწევს რამდენიმე ათეულიდან რამდენიმე ასეულ ნტ-ს. ჩქარი ელექტრომაგნიტური უდს შემფოთებების ფაზური სიჩქარეები დღისა და ღამის პერიოდებისათვის განსხვავდებიან ერთი რიგით და უფრო მეტით. დიდი ფაზური სიჩქარეები და ამ სიჩქარეების ძლიერი დღე-ღამური ვარიაციები შეუძლებელს ხდის მათ იდენტიფიცირებას ჩვეულებრივ მაგნიტოჰიდროდინამიკურ (მჰდ) და გიროტროპულ ტალღებთან [39,54,55]. ასე, რომ ამ ტალღების აღძვრის სხვა მიზეზები უნდა არსებობდნენ იონოსფეროშივე.

პირველი თეორიული ნაშრომები, რომლებშიც დაისვა საკითხი პლანეტარული ნელი ტალღების არსებობის შესახებ იონოსფეროს E არეში გამოქვეყნებულ იქნა ჯერ კიდევ 1967 წელს ა. ხანთაძის [56] და ტოლსტოის [57] მიერ. ამ ნაშრომებში პირველად იქნა ნაჩვენები, რომ პლანეტარული ნელი ტალღების არსებობა E არეში შეიძლება განპირობებული იყოს გეომაგნიტური ველების განედური არაერთგვაროვნებით. სამწუხაროდ, მომდევნო თითქმის ოცი წლის განმავლობაში ამ ტალღების თეორიული კვლევებისადმი ინტერესი არ გამოვლენილა. ამ საკითხმა შემდგომი განვითარება ჰპოვა ნაშრომებში [58,59]. მათ შორის ნაშრომში [59] გათვალისწინებულ იქნა დისიპაციური პროცესებიც, კერძოდ რელეისა და იონური ხახუნის ძალები და ნაპოვნი იქნა ჩქარი ტალღების მიღების დეკრემენტის სიდიდე. ნაჩვენები იქნა, რომ დიდმასშტაბიანი (პლანეტარული) ელექტრომაგნიტური ტალღები არიან სუსტად მიღევადი.

დაკვირვების შედეგებიდან ასევე მკაფიოდ ვლინდება [9,12,14], რომ საშუალო და მაღალგანედოვან იონოსფეროს F არეში მუდმივად არსებობენ პლანეტარული მასშტაბის ( $10^3 \pm 10^4$  კმ) ელექტრომაგნიტური ჩქარი ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ფაზური სიჩქარით რამდენიმე კმ/წმ-დან, რამდენიმე ასეულ კმ/წმ-მდე; ტალღების სიხშირე მოთავსებულია დიაპაზონში ( $10 \pm 10^{-3}$  წმ<sup>-1</sup>), პერიოდი – მეთაღი წამიდან რამდენიმე წუთამდე; გეომაგნიტური ველის პულსაციების ამპლიტუდა იცვლება რამდენიმე ათეულიდან რამდენიმე ასეულ ნანოტესლამდე. ამ ტალღების ფაზური სიჩქარეები არ განიცდიან მნიშვნელოვან დღე-ღამურ ვარიაციებს, მაგრამ ამ სიჩქარეების სიდიდეები ძალიან არიან დამოკიდებული მზის აქტიურობაზე (ეგზოსფერულ ტემპერატურაზე). ამ ელექტრომაგნიტური პლანეტარული ტალღების თეორიული შესწავლის პირველი მცდელობა გაკეთებულ იქნა ნაშრომში [60].

E და F არეებში არსებული ზემოთაღნიშნული ტალღების სიგრძეები თანაზომადია დედამიწის იონოსფეროს ხაზოვანი ზომისა, ამიტომ ამ ტალღებისათვისაც მნიშვნელოვანი უნდა იყოს დედამიწის გეომაგნიტური ველის სივრცითი არაერთგვაროვნება, რადგანაც ამ არაერთგვაროვნების მასშტაბი თანაზომადია იონოსფეროს ხაზოვან ზომასთან. ამ პრობლემის შემდგომ კვლევას ეძღვნება წარმოდგენილი ნაშრომის გარკვეული ნაწილი.

იონოსფერულმა დაკირვებებმა E და F არეებში ელექტრომაგნიტური შემფოთებების კიდევ ერთი კლასი გამოავლინა, რომელთაც ნელი მჰდ ტალღები ეწოდებათ [55,61]. ეს ტალღები (ალფენის და ჰელიკონის ტიპის) არ არიან დამოკიდებული კორიოლისისა და ამპერის ძალების სივრცით არაერთგვაროვნებაზე და იონოსფერულ გარემოში ვრცელდებიან უფრო ნელა ვიდრე ჩვეულებრივი მჰდ ტალღები სრულად იონიზებულ პლაზმაში.

ბუნებრივ პირობებში ზემოთაღნიშნული შემფოთებები ვლინდებიან როგორც ფონური რხევები. გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ მათ ხელოვნურ გენერაციას ან გაძლიერებას იწვევს იონოსფეროზე იმპულსური ზემოქმედება ზემოდან – მაგნიტური შტორმებისას [3], ან ქვემოდან – მიწისძვრების, ვულკანური ამოფრქვევებისა და ხელოვნური აფეთქებებისას [45-47]. ბოლო შემთხვევაში შემფოთებები ვლინდებიან, როგორც არაწრფივი სოლიტონური გრიგალური სტრუქტურები.

ზემოთაღნიშნულიდან გამომდინარეობს, რომ ასეთი ფონური შემფოთებების წყარო უნდა არსებობდეს იონოსფეროს E და F არეებში. აუცილებელია, რომ გამოვლენილ იქნეს ფაქტორები, რომლებიც უზრუნველყოფენ ასეთი შემფოთებების წარმოშობას. ამასთანავე, იმ დინამიკური პროცესების სათანადო აღწერისა და გააზრებისათვის, რომლებსაც ადგილი აქვს იონოსფეროში ამ ტიპის ტალღების ფორმირებისა და გავრცელებისას, აუცილებელია არაწრფივი ეფექტების, გარემოს დისპერსიისა და დისიპაციის გათვალისწინება. აგრეთვე, შესწავლილ უნდა იქნეს წარმოქმნილი ელექტრომაგნიტური უდს ტალღების გარემოსთან ურთიერთქმედება, გამოკვლეულ უნდა იქნეს გაბატონებული ქარებისა და არაწრფივი სოლიტონური გრიგალური სტრუქტურების წარმოქმნის შესაძლებლობა ამ მოდებზე.

## 1.2 დიდმასშტაბიანი დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების დინამიკის აღმწერი მოდელური განტოლებათა სისტემა

ცნობილია, რომ ტროპოსფეროსგან განსხვავებით, სადაც ამინდის შემქმნელი დაბალსიხშიროვანი ( $10^{-4} \div 10^{-6}$ )წმ<sup>-1</sup>, პლანეტარული მასშტაბის ტალღური პროცესები (სიგრძით  $(10^3 \div 10^4)$ კმ) მიმდინარეობენ ძალიან ნელა, ლოკალური გაბატონებული

ქარების სიჩქარით (5÷20)მ/წმ [37,62,63], როგორც დაკვირვებების შედეგები აჩვენებს, დედამიწის ზედა ატმოსფეროში (იონოსფეროში) (80÷1000)კმ პლანეტარულ ტალღურ პროცესებს გააჩნიათ საკმაოდ ფართო დროითი (რამდენიმე წამიდან რამდენიმე კვირამდე და მეტი) და სიჩქარის (100 მ/წმ-დან 10<sup>3</sup> კმ/წმ-მდე) სპექტრი [36,55,61,64]. პლანეტარული ტალღების ასეთი თავისებურებანი ზედა ატმოსფეროში განპირობებულია იონოსფერული გარემოს გამტარებლობით და მასში გეომაგნიტური ველის არსებობით.

დედამიწის ზედა ატმოსფეროში გამტარებლობისა და გეომაგნიტური ველის არსებობა იონოსფეროს ანიჭებს დამატებით ელექტრო-მაგნიტური ბუნების დრეკადობას. შედეგად, დინამიკური პროცესები იონოსფეროში, რომელიც წარმოადგენს სამკომპონენტთან სითხეს (პლაზმას), განპირობებული არიან არამარტო ნეიტრალური ნაწილაკების წნევით  $P_n$ , არამედ ელექტრონების  $P_e$ , იონებისა  $P_i$  და მაგნიტური ველის  $P_B = B_0^2 / (8\pi) \approx Q^2 / (8\pi r^6)$  წნევებით. აქ  $B_0$  არის გეომაგნიტური ველის ინდუქცია,  $r$  – მანძილი დედამიწის ცენტრიდან განსახილველ წერტილამდე,  $Q = 8.1 \times 10^{25}$  გაუსი-სმ<sup>3</sup> – დიპოლის მაგნიტური მომენტი.

მაგნიტური წნევა  $P_B$  იონოსფეროს E (80÷150)კმ და F (150÷700)კმ – არეებში თითქმის არ იცვლება სიმაღლის გაზრით და საშუალოდ უდრის  $4 \times 10^{-3}$  დინი/სმ<sup>2</sup>. მოლეკულების წნევა  $P_n$  კი სიმაღლის გაზრდით სწრაფად მცირდება და უკვე 150 კმ-ზე უტოლდება მაგნიტურ წნევას,  $P_n \approx P_B$ . იონოსფერული პლაზმის წნევა  $P = P_e + P_i \approx 2Nk_B T_e$  (სადაც  $k_B \approx 1.4 \times 10^{-16}$  ერგ/კ<sup>0</sup> არის ბოლცმანის მუდმივა,  $T_e$  - ელექტრონების ტემპერატურა) ყოველთვის ბევრად ნაკლებია ვიდრე  $P_n$  და  $P_B$ . მაგალითად, პლაზმის კონცენტრაციის მაქსიმალური მნიშვნელო-ბისათვის, როცა  $T_e = 200^0 K$ , პლაზმის წნევა  $P \approx 10^{-5}$  დინი/სმ<sup>2</sup>.

ზემოაღნიშნულიდან გამომდინარეობს, რომ სიმაღლის მიხედვით იონოსფეროში მიმდინარე დინამიკური პროცესები განპირობებული იქნება ან ნეიტრალური გაზის წნევით  $P_n$  (E არეში) ან გეომაგნიტური ველის წნევით  $P_B$  (F არეში). ამა თუ იმ ფაქტორის ( $P_n$  ან  $P_B$ ) გავლენის ინტენსივობა არსებითად იქნება დამოკიდებული

როგორც გარემოს იონიზაციის ხარისხზე  $\eta = N/N_n$ , ასევე ელექტრონების ციკლოტრონული სიხშირის  $\omega_e = eB_0/(mc)$ , იონების ციკლოტრონული სიხშირის  $\omega_i = eB_0/(Mc)$ , აგრეთვე დამუხტულ და ნეიტრალურ ნაწილაკებს შორის დაჯახებების სიხშირეების  $v_{en}$ ,  $v_{in}$  სიდიდეებზე. აქ  $e$  არის ელემენტარული მუხტი,  $m$  და  $M$  – ელექტრონისა და იონის (ნეიტრალების) მასები,  $c$  – სინათლის სიჩქარე,  $N_n$  – ნეიტრალური მოლეკულების კონცენტრაცია.

იონოსფეროში, სიმაღლეთა არეებში ( $80 \div 700$ )კმ, სიხშირეები  $\omega_e \approx 10^7$  წმ<sup>-1</sup>,  $\omega_i \approx (1.5 \div 3)10^2$  წმ<sup>-1</sup>. დაჯახებათა სიხშირეების მაქსიმალური მნიშვნელობები იონოსფეროს  $E$  არეში შესაბამისად ტოლია  $v_{ei} = 10^4$  წმ<sup>-1</sup>,  $v_{en} = 10^5$  წმ<sup>-1</sup>,  $v_{in} = (10^3 \div 10^4)$  წმ<sup>-1</sup>.  $F$  არეში დაჯახებათა  $A$  სიხშირეები სიმაღლის გაზრდით სწრაფად მცირდება. იონიზაციის ხარისხი  $\eta$  იონოსფეროს  $E$  არეში სიმაღლის მიხედვით იცვლება დიაპაზონში  $\eta \approx 10^{-9} \div 10^{-6}$ , ხოლო  $F$  არეში -  $\eta \approx 10^{-6} \div 10^{-4}$ . კვაზინეიტრალური პლაზმის კონცენტრაციის  $N$  სიდიდე სიმაღლის მიხედვით დღე-ღამის განმავლობაში იცვლება ერთი-ორი რიგით. პლანეტარული მასშტაბის შედარებით ჩქარი პროცესებისათვის არსებით მნიშვნელობას იძენს სახელდობრ  $N$ -ის მნიშვნელობა ღამისა და დღის პირობებისათვის.

ზემოთაღნიშნულიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ დედამიწის იონოსფერო სიმაღლეთა ინტერვალში ( $80 \div 150$ )კმ მთლიანობაში იქცევა როგორც ნეიტრალური გარემო, რომელშიც იონური კომპონენტა არსებობს როგორც პასიური ( $\eta \sim 10^{-9} \div 10^{-6}$ ) არადამაგნიტებული ( $\omega_i \ll v_{ei} + v_{in}$ ) მინარევი და რომელიც გადაადგილდება (წარიტაცება) ნეიტრალური ნაწილაკებთან ერთად ( $V_i \approx V_n$ ) [36,62,65]. იონოსფეროს ამ არის დინამიკური თავისებურებები, ძირითადად, კონტროლირდება ნეიტრალური გაზის წნევით ( $P_n \gg P_B$ ).  $E$  არეში ელექტრონული კომპონენტა კი დამაგნიტებულია ( $\omega_e \gg v_{ei} + v_{en}$ ), მთლიანად კონტროლირდება გეომაგნიტური ველის მიერ და გადაადგილდება ნეიტრალური ნაწილაკებისაგან დამოუკიდებლად შიდა ელექტრული ველის  $E$  მოქმედებით (იხილე ქვემოთ). შესაბამისად, იონოსფეროს  $E$  არეში ზედა ატმოსფეროს დინამიკა უნდა აღიწეროს ორ სითხიანი მაგნიტური

ჰიდროდინამიკის საფუძველზე ელექტრონებისა და ნეიტრალებისათვის ( $V_i = V_n$  ტოლობის გათვალისწინებით). ამ არეში იონოსფერული რეზონატორის რხევების სპექტრში უნდა არსებობდეს ორი შტო, რომლებიც განპირობებული იქნებიან შესაბამისად ელექტრონებისა და ნეიტრალების შემფოთებებით [66,67].

იონოსფეროს F არეში ელექტრონები და იონები დამაგნიტებული არიან ( $\omega_e \gg \nu_{ei} + \nu_{en}$ ,  $\omega_i \gg \nu_{ei} + \nu_{in}$ ), ისინი მიბმული არიან გეომაგნიტური ველის ძალხაზებზე და მათი მოძრაობა მთლიანად კონტროლირდება გეომაგნიტური ველის წნევით. ამ არეში იონოსფერული პლაზმა დაჯახებების მეშვეობით მოძრაობაში ითრევს ნეიტრალურ ნაწილაკებსაც (მოლეკულებს) და მათი ყოფაქცევაც განისაზღვრება გეომაგნიტური ველის წნევით ( $P_B \geq P_n$ ). ამიტომ ეს მრავალკომპონენტური იონოსფეროს რეგიონი დაბალსიხშიროვანი მცირე შემფოთებების პირობებში დაიწყებს რხევას როგორც ერთი მთლიანი გარემო. ამ შემთხვევაში F არეში დინამიკური პროცესები შეიძლება გამოკვლეულ იქნას ერთსიხშიროვანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის ფარგლებში [34,68].

ეს მნიშვნელოვანი დასკვნები, რომლებიც უშუალოდ გამომდინარეობენ ზემოთმოყვანილი შეფასებებიდან, ქვემოთ გამოყენებული იქნება პლანეტარული ულტრადაბალსიხშიროვანი (უდს) ელექტრომაგნიტური ტალღური სტრუქტურების წარმოშობის, გავრცელებისა და გარემოსთან ურთიერთქმედების გამოსაკვლევად იონოსფეროს E და F არეებში.

იონოსფერო წარმოადგენს ნაწილობრივ იონიზებულ სამკომპონენტურ პლაზმას, რომელიც შედგება ელექტრონების, იონებისა და ნეიტრალური ნაწილაკებისაგან. მის ალსაწერად გამოიყენება კვაზიჰიდროდინამიკური განტოლებები, რომლებიც ჩვეულებრივი ჰიდროდინამიკური განტოლებებისაგან განსხვავდებიან მათში “ხახუნის ძალის” არსებობით, რომელიც სხვადასხვა ნაწილაკთა დაჯახებებითაა გამოწვეული [61,69,70]. კვაზიჰიდროდინამიკური განტოლებები აღწერენ დინებებს, ელექტრომაგნიტურ დენებს, მათ ურთიერთქმედებებს და დიფუზურ პროცესებს იონოსფერულ პლაზმაში. თუ გავითვალისწინებთ, რომ განსახილველი დიდმასშტაბიანი იონოსფერული შემფოთებებისათვის ( $\lambda \geq 10^3$  კმ და მეტი) დიფუზური პროცესები, ატმოსფეროს კუმშვადობა და სივრცითი არაერთგვა-როვნება

მეორე ხარისხიდან როლს ასრულებს, კვაზიჰიდროდინამიკურ განტოლებათა სისტემა შედარებით მარტივდება და მიიღება განტო-ლებათა შემდეგი სისტემა [61,62,65,69,70]:

$$\rho_n \frac{d\mathbf{V}_n}{dt} = \mathbf{F}_n - \rho_i v_{in} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i) - \rho_e v_{en} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_e), \quad (1)$$

$$\rho_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} = \mathbf{F}_e - \rho_e v_{en} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n) - \rho_e v_{ei} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) - eN\mathbf{E} - eN\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\rho_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = \mathbf{F}_i - \rho_i v_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) - \rho_e v_{ei} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) + eN\mathbf{E} + eN\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V}_n = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{V}_e = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{V}_i = 0, \quad (4)$$

სადაც  $n$ ,  $e$  და  $i$  ინდექსები განსაზღვრავენ მოლეკულებს (ნეიტრალურ ნაწილაკებს), ელექტრონებსა და იონებს;  $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{V}\nabla)$ ,  $\mathbf{V}$  არის შესაბამის ნაწილაკთა ჰიდროდინამიკური სიჩქარე;  $\rho_n = N_n M$ ,  $\rho_e = Nm$ ,  $\rho_i = NM$  სიმკვრივეებია,  $m$  და  $M$  შესაბამისად ელექტრონებისა და იონების (მოლეკულების) მასებია,  $N_n$  და  $N$  ნეიტრალურ და დამუხტულ ნაწილაკთა კონცენტრაციებს განსაზღვრავს;  $v_{ei}$ ,  $v_{en}$ ,  $v_{in}$  აღწერს შესაბამისად ელექტრონების იონებთან და მოლეკულებთან და იონების მოლეკულებთან შეჯახების სიხშირეებს;  $\mathbf{E}$  არის წარმოქმნილი ელექტრული ველის დაძაბულობა;  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{B}_0$  გეომაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორია,  $\mathbf{b}$  არის გეომაგნიტური ველის შემფოთება,  $\mathbf{F}_n, \mathbf{F}_e, \mathbf{F}_i$  განსაზღვრავენ არაელექტრომაგნიტურ ძალებს, რომლებიც ზოგადად შეიცავენ ნაწილაკთა იმპულსის ნაკადის სიმკვრივის ტენზორის გრადიენტებს;  $\nabla(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$  არის ნაბლა ოპერატორი.

(1)-(4) განტოლებები, მდგომარეობის, სითბოს გადატანისა და მაქსველის განტოლებებთან ერთად ქმნიან ყოველი კომპონენტისათვის ჩაკეტილ სისტემას. დინამიკურ პროცესებზე ექსპერიმენტული დაკვირვებების შედეგების გამოყენებით, შესაძლებელია ამ განტოლებების მნიშვნელოვანი გამარტივება.

იონოსფერულ სიმაღლეზე (80÷500)კმ ( $\eta = N/N_n \sim 10^{-9} - 10^{-4} \ll 1$ ) არაელექტრომაგნიტური ძალების სიდიდე გარემოს კომპონენტების სიმკვრივეების პროპორციულია და რადგანაც  $\eta = N/N_n \sim 10^{-9} - 10^{-4} \ll 1$ , გამოდის, რომ  $|\mathbf{F}_i| \leq |\mathbf{F}_e| \ll |\mathbf{F}_n|$ . ამიტომ  $\mathbf{F}_e$  და  $\mathbf{F}_i$  არ იწვევენ დიდი დენების აღძვრას. გარდა ამისა,

ელექტრონებისა და იონების ინერცია ნეიტრალურ ნაწილაკთა ინერციასთან შედარებით მცირეა და შესაძლებელია მისი უგულვებელყოფა. ყოველივე ამის გათვალისწინებით (1)-(4) განტოლებებიდან მიიღება იონოსფერული გარემოს მოძრაობის განტოლება:

$$\rho_n \frac{d}{dt} \mathbf{V}_n = \mathbf{F}_n + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (5)$$

სადაც  $\mathbf{j} = eN(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e)$  არის ელექტრული დენის ძალის სიმკვრივე.

უნდა აღინიშნოს, რომ E-არეში და უფრო მაღლა გეომაგნიტური ველის პარალელური გამტარებლობა  $\sigma_{\parallel}$  აღემატება განივ  $\sigma_{\perp}$  და ჰოლის  $\sigma_H$  გამტარებლობებს  $\sigma_{\parallel} \gg \sigma_{\perp}, \sigma_H$ , სადაც  $\sigma_{\parallel}, \sigma_{\perp}, \sigma_H$  არიან გამტარებლობის  $\sigma_{ij}$  ტენზორის მდგენელები. ამიტომ, ელექტრული ველის მდგენელი გეომაგნიტური ველის ძალწირების გასწვრივ  $E_{\parallel}$ , ჩვეულებრივ მცირეა ვიდრე მისი მდგენელი გეომაგნიტური ველის ძალწირების განივ  $E_{\perp}$ , ე. ი.  $|E_{\parallel}| \ll |E_{\perp}|$  [67]. ზემოთთქმულისა და განხილული შემფოთებების დაბალსიხშირულობის ( $\omega \ll \omega_{e,i}$ ) გათვალისწინებით, განტოლებები (2)-(3) შეიძლება ჩაწერილ იქნეს შემდეგი სახით:

$$-\frac{v_{en}}{\omega_e} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_n) - \frac{v_{ei}}{\omega_e} (\mathbf{V}_e - \mathbf{V}_i) + \mathbf{V}_D \times \mathbf{n}_0 = \mathbf{V}_e \times \mathbf{n}_0, \quad (6)$$

$$-\frac{v_{in}}{\omega_i} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n) - \frac{v_{ei}}{\omega_i} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) + \mathbf{V}_i \times \mathbf{n}_0 = \mathbf{V}_D \times \mathbf{n}_0, \quad (7)$$

სადაც  $\omega_e = eB_0 / m$  და  $\omega_i = eB_0 / M$  არის შესაბამისად ელექტრონებისა და იონების ციკლოტრონული სიხშირეები;  $e$  არის ელემენტარული მუხტი;  $\mathbf{V}_D = \mathbf{E} \times \mathbf{B}_0 / B_0^2$  - ელექტრონების დრეიფული სიჩქარეა;  $\mathbf{n}_0 = \mathbf{B}_0 / B_0$  არის ერთეულოვანი ვექტორი გეომაგნიტური ველის ძალწირების გასწვრივ. იონოსფეროში  $\omega_e \approx 10^7 \text{ სმ}^{-1}$ ,  $\omega_i \approx (1,5 \div 3) 10^2 \text{ სმ}^{-1}$ , დაჯახებათა სიხშირეები  $v_{ei} \approx 10^4 \text{ ს}^{-1}$ ,  $v_{in} \approx 10^4 \text{ ს}^{-1}$ ,  $v_{en} \approx 10^5 \text{ ს}^{-1}$  აღწევენ თავიანთ მაქსიმალურ მნიშვნელობებს იონოსფერულ სიმაღლეთა დიაპაზონის (80÷500)კმ დაბალ შრეებზე და სწრაფად იკლებენ სიმაღლის პროპორციულად. აქედან გამომდინარეობს, რომ  $v_{ei} / \omega_e \ll 1$ ,  $v_{en} / \omega_e \ll 1$



იონოსფეროს E და F შრეებზე, რაც გულისხმობს, რომ იონოსფერული პლაზმის ელექტრონული კომპონენტი ყოველთვის დამაგნიტებულია ზედა ატმოსფეროში. ზემოთაღნიშნული უტოლობების გათვალისწინებით (6) და (7) განტოლებები დაიყვანება შემდეგ სახემდე:

$$\mathbf{V}_D \times \mathbf{n}_0 = \mathbf{V}_e \times \mathbf{n}_0 \Rightarrow \mathbf{V}_e = \mathbf{V}_D \Rightarrow \mathbf{E} = -\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}_0, \quad (8)$$

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n + \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0 / (\rho v_i), \quad v_i = N v_{in} / N_n. \quad (9)$$

ამასთან, იონოსფეროს E და F შრეებზე იონოსფერული პლაზმის ელექტრონული კომპონენტი ყოველთვის დამაგნიტებულია, მოძრაობს ელექტრონული დრეიფის სიჩქარით ( $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_D$ ) და ჩაყინულია გეომაგნიტური ველის  $\mathbf{B}_0$  ძალწირებში ( $\partial \mathbf{b} / \partial t = \nabla \times \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}_0$ ). რაც შეეხება იონების მოძრაობის განტოლებას (9)-ს: რადგანაც იონოსფეროს E რეგიონში (80-150)კმ სიმაღლეზე  $\omega_i / v_{in} \sim 10^{-2} \ll 1$ , მარჯვენა მხარეს მეორე წევრი შეიძლება უგულვებელყოფილ იქნას პირველ წევრთან შედარებით და მიიღება  $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n$ . ეს ნიშნავს, რომ იონოსფეროს E არეში ნეიტრალური ქარები სრულად წარიტაცებენ იონურ კომპონენტებს.

თუ (8) განტოლებას გავამრავლებთ სკალარულად  $\mathbf{B}_0$  ვექტორზე, მიიღება მნიშვნელოვანი ტოლობა  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \Rightarrow \mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ , იონოსფეროს E და F შრეებში გენერირებული შიდა ელექტრული ველი ყოველთვის პერპენდიკულარულია  $\mathbf{B}_0$  გეომაგნიტური ველისა.

მაქსველის განტოლებების

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad \mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (10)$$

გამოყენებით განტოლებათა სისტემა (5), (8) და (9) ხდება ჩაკეტილი, სადაც  $\mu_0$  არის მაგნიტური მუდმივა. შემდგომ, თუ (10) განტოლებების გამოყენებით მიღებული სისტემიდან გამოვრიცხავთ E და J სიდიდეებს და გავითვალისწინებთ, რომ განსახილველი ტალღური პროცესებისათვის  $\mathbf{F}_n / \rho = -\nabla P / \rho + \mathbf{g} + \mathbf{V} \times 2\Omega_0$  და სიმარტივისათვის ფიზიკურ სიდიდეებს ჩამოვაშორებთ ნეიტრალური ნაწილაკების აღმნიშვნელ ინდექსს n-ს, მივიღებთ ჩაკეტილ არაწრფივ მაგნიტო-ჰიდროდინამიკურ განტოლებათა სისტემას იონოსფეროს E და F რეგიონებისათვის:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + \mathbf{V} \times 2\boldsymbol{\Omega}_0 + \frac{1}{\mu_0 \rho} \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{V}_e \times \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{V} \times \mathbf{B} - \frac{\alpha}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 \rho v_i} \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}, \quad (12)$$

სადაც ჰოლის პარამეტრი  $\alpha$  ზოგადად განისაზღვრება ფორმულით  $\alpha = 1/(B_0 \sigma_H)$ ,  $\sigma_H = e^2 N \left[ \omega_e / (m(\omega_e^2 + v_e^2)) - \omega_i / (M(\omega_i^2 + v_{in}^2)) \right]$  არის ჰოლის გამტარებლობა;  $P$  შემფოთებული გაზოკინეტიკური წნევაა;  $v_e = v_{ei} + v_{en}$ ;  $v_i = \eta v_{in}$ ;  $\mathbf{g}$  არის თავისუფალი ვარდნის აჩქარება;  $\boldsymbol{\Omega}_0$  არის დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის ვექტორი. იონოსფეროს  $E$  არეში  $\omega_e \gg v_{en}$ ,  $\omega_i \ll v_{in}$  და  $\alpha = 1/(eN)$  (ჰოლის გამტარებლობა 150 კმ-ზე მაღლა ქრება და  $\sigma_H \rightarrow 0$ ).

(5), (11) განტოლებებიდან გამომდინარეობს, რომ გარემოს ერთეულოვან მასაზე მოქმედი ამპერის ელექტრომაგნიტური ძალა  $F_A$  განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$\frac{\mathbf{F}_A}{\rho} = \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B}_0 = \frac{1}{\mu_0 \rho} \nabla \times \mathbf{b} \times \mathbf{B}_0 \approx \mathbf{V} \times 2\boldsymbol{\Omega}_i - \mathbf{V}_D \times 2\boldsymbol{\Omega}_i = \mathbf{u} \times 2\boldsymbol{\Omega}_i, \quad (13)$$

სადაც  $2\boldsymbol{\Omega}_i = \eta e B_0 / M = \eta \omega_i$ ;  $\mathbf{u} = \mathbf{V} - \mathbf{V}_D$ . განტოლება (13)–დან გამომდინარეობს, რომ ამპერის ძალას  $F_A$ , რომელიც მოქმედებს გარემოს ერთეულოვან მასაზე (ანუ ამპერის აჩქარებას),  $\mathbf{F}_A / \rho = \mathbf{u} \times 2\boldsymbol{\Omega}_i$ , აქვს კორიოლისის აჩქარების მსგავსი სახე,  $\mathbf{V} \times 2\boldsymbol{\Omega}_0$ . ამასთანავე, ამპერის ძალა მოქმედებს ატმოსფერულ – იონოსფერულ გარემოზე კორიოლისის ძალის მსგავსად. კორიოლისისა და ამპერის ძალის ასეთი მსგავსება ნიშნავს, რომ იონოსფერულ გარემოში უნდა წარმოიქმნას ახალი ტიპის დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური რხევები, გამოწვეული გეომაგნიტური ველის  $\mathbf{B}_0$  არაერთგვაროვნებით ისევე, როგორც როსბის ტიპის ჩვეულებრივი პლანეტარული ტალღები წარმოიქმნება ატმოსფეროში დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის  $\boldsymbol{\Omega}_0$  არაერთგვაროვნებით. ამ შემთხვევაში (ეს შემდგომში უფრო ნათლად იქნება ნაჩვენები) ელექტრომაგნიტური  $F_A$  ძალის (13) ფორმულაში შემავალი პირველი წევრი გამოწვეულია გარემოს დინების სიჩქარით (დინამო ველი  $\mathbf{E}_d = \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0$ ) და

განაპირობებს როსბის ტიპის ნელი ელექტრომაგნიტური ტალღის წარმოშობას; მეორე წევრი კი (13) – ში განპირობებულია გრიგალური ელექტრული ველით  $\mathbf{E}_V = \mathbf{V}_D \times \mathbf{B}_0$  და წარმოშობს ჩქარ პლანეტარულ ელექტრომაგნიტურ ტალღას.

დიდმასშტაბიანი (პლანეტარული) ტალღები სუსტად მიიღვეიან გარემოს ტურბულენტობის, მოლეკულური სიბლანტისა და სითბური გამტარებლობის მოქმედებით, რადგანაც რეინოლდსის რიცხვი დიდია ასეთი მოძრაობებისათვის. მართლაც, გამოთვლებმა აჩვენა, რომ პლანეტარული მასშტაბის ( $L \sim (10^3 - 10^4)$  კმ (შემდგომში მხოლოდ ასეთი მოძრაობები იქნება განხილული)) შეშფოთებებისათვის იონოსფეროს E არეში რეინოლდსის რიცხვი  $R_m = \omega L^2 / \nu_H \sim 1/\alpha$  (სადაც L და  $\omega$  შესაბამისად არის შეშფოთებათა მახასიათებელი ხაზოვანი ზომა და სიხშირე,  $\nu_H = 1/(\mu_0 \sigma_H)$ ), საკმაოდ მცირეა ( $R_m \sim 1$ ) [61,62,65]. ამიტომ, ინდუქციის განტოლებაში წევრი, რომელიც პროპორციულია ჰოლის პარამეტრისა ( $\sim \alpha$ ) უნდა შენარჩუნდეს, ხოლო პირობის  $\sigma_H \gg \sigma_{\perp} \approx \sigma_H \omega_i / \nu_{in}$  თანახმად ბოლო წევრის უგულვებელყოფა შეიძლება (სადაც  $\sigma_{\perp}$  არის განივი გამტარებლობა). უფრო მეტიც, როგორც უკვე აღინიშნა, დიდმასშტაბიანი იონური მოძრაობის სიჩქარე იონოსფეროს E-არეში აკმაყოფილებს ტოლობას  $\mathbf{V}_i = \mathbf{V}_n$ , ე.ი. ნეიტრალეები სრულად წარიტაცებენ იონებს. შესაბამისად, იონის ხახუნის ეფექტი დიდმასშტაბიანი მოძრაობისას იონოსფეროს E-არეში შეიძლება უგულვებელყოფილ იქნას (განტოლება (12)-ის ბოლო წევრი). იონოსფეროს F-არეში, სადაც ჰოლის ეფექტი პრაქტიკულად არ მოქმედებს, განტოლება (12)-ის ბოლო წევრის უგულვებელყოფა მაინც შეიძლება პლანეტარული ტიპის შეშფოთებებისათვის, რადგანაც რეინოლდსის რიცხვი  $R_{m\perp} = \omega L^2 / \nu_{\perp}$  ( $\nu_{\perp} = 1/(\mu_0 \sigma_{\perp})$ ) არის საკმაოდ დიდი,  $10^2$  რიგის [61,62,65]. მართლაც, დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ პლანეტარული ტალღები იონოსფეროში ვრცელდებიან დიდ მანძილებზე მნიშვნელოვანი ჩაქრობის გარეშე [7,9,10,14,52].

1. ცნობილია, რომ როსბის პლანეტარული ტალღა ქრება მხოლოდ დედამიწის ზედაპირზე ხახუნის ძალის მოქმედებით [37,63]. ამასთან, ზოგი ავტორი თვლის, რომ დიდმასშტაბიანი მოძრაობებისათვის შიდა დისიპაციის როლის აღსაწერად მოხერხებულია მოძრაობის განტოლებაში დისიპაციური ძალის

მოდელირება რელის ხახუნის ძალის სახით, რომელიც სიჩქარის პროპორციულია  $F_R = -\Lambda V$  [6,37]. აქ,  $\Lambda$  არის ატმოსფერული შრეების ზედაპირული ხახუნის მუდმივი კოეფიციენტი, რომელიც იონოსფერულ სიმაღლეებზე აღწევს  $10^{-5} \text{ სმ}^{-1}$  მნიშვნელობას.

ასე, რომ იონოსფეროს  $E$  და  $F$  შრეებისათვის მაგნიტო – ჰიდროდინამიკურ განტოლებათა სისტემა (11), (12) შეიძლება ჩაწერილ იქნას შემდეგი სახით:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + \mathbf{V} \times 2\mathbf{\Omega}_0 + \frac{1}{\mu_0 \rho} \nabla \times \mathbf{b} \times \mathbf{B} - \Lambda \mathbf{V}, \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{b} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \frac{\alpha}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{b} \times \mathbf{B}, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B}_0 = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0. \quad (16)$$

აქ  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{B} = B_{0y} \mathbf{e}_y + B_{0z} \mathbf{e}_z$ ,  $B_{0y} = -B_e \sin \theta'$ ,  $B_{0z} = -2 B_e \cos \theta'$ ,  $B_e = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ T}$  არის გეომაგნიტური ველის ინდუქციის მნიშვნელობა ეკვატორზე,  $2\mathbf{\Omega}_0 = 2\Omega_{0y} \mathbf{e}_y + 2\Omega_{0z} \mathbf{e}_z$ ,  $2\Omega_{0y} = 2\Omega_0 \sin \theta$ ,  $2\Omega_{0z} = 2\Omega_0 \cos \theta$ ,  $\Omega_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ წმ}^{-1}$ ;  $\theta' = \pi/2 - \varphi'$ ,  $\varphi'$  - გეომაგნიტური განედი,  $\theta = \pi/2 - \varphi$ ,  $\varphi$  - გეოგრაფიული განედია,  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$  ერთეულოვანი ვექტორებია შესაბამისად  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ღერძების გასწვრივ.

არაწრფივ განტოლებათა (14) და (15) ჩაკეტილი სისტემა შეიცავს ექვს სკალრულ განტოლებას, რომელიც იძლევა შესაძლებლობას განისაზღვროს ექვსი უცნობი სიდიდე:  $V_x$ ,  $V_y$ ,  $V_z$ ,  $b_x$ ,  $b_y$ ,  $b_z$ .  $\mathbf{V}$  და  $\mathbf{b}$  სიდიდეების განსაზღვრის შემდეგ, წნევა  $P$  განისაზღვრება (11) განტოლებიდან კვადრატურებში (რადგანაც  $\rho = \text{const}$ ); დენის სიმკვრივე და ელექტრული ველი გამოითვლება მაქსველის (10) განტოლებებიდან; ელექტრონების სიჩქარე განისაზღვრება  $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_D$  გამოსახულებიდან, იონების სიჩქარე კი განისაზღვრება - (9) ფორმულადას. ამგვარად,  $E$  და  $F$  შრეების სამკომპონენტთან იონოსფერულ პლაზმაში დიდმასშტაბიანი მოძრაობების საწყის – სასაზღვრო ამოცანა სრულად იხსნება (14)-(16) განტოლებათა სისტემის ბაზაზე.

იონოსფეროს  $E$  და  $F$  შრეებში მიმდინარე დინამიკურ პროცესებზე მრავალწლიანი დაკვირვებების მონაცემები მკაფიოდ უჩვენებს [7-14,36], რომ დიდმასშტაბიანი

მოძრაობების მახასიათებელი სიჩქარის ვერტიკალური მდგენლის  $V_v$  შეფარდება მის ჰორიზონტალურ  $V_h$  მდგენელთან რიგით თანხვედება ამ მოძრაობების ვერტიკალური  $L_v$  და ჰორიზონტალური  $L_h$  ხაზოვანი ზომების შეფარდებას და ადგილი აქვს თანაფარდობას  $V_v/V_h \leq L_v/L_h < 10^{-2}$ .

ამრიგად, დიდმასშტაბიანი მოძრაობები იონოსფეროში არის ძირითადად ორგანზომილებიანი და კვაზი – ჰორიზონტალური, ე. ი. სიჩქარის ვექტორს აქვს ორი არანულოვანი კომპონენტი  $V = (V_x, V_y, 0)$ . ამ შემთხვევაში (14) მოძრაობის ვექტორული განტოლებიდან მარტივად მიიღება ორი სკალარული განტოლება  $V_x$  და  $V_y$ -სათვის

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \right) V_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{B_{0z}}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_z}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial z} \right) - \frac{B_{0y}}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) + 2\Omega_z V_y - \Lambda V_x + \frac{b_z}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) - \frac{b_y}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right), \quad (17)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \right) V_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{B_{0z}}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) - 2\Omega_z V_x - \Lambda V_y + \frac{b_x}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) - \frac{b_z}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right). \quad (18)$$

ინდუქციის (15) განტოლებიდან ანალოგიურად მიიღება სამი სკალარული განტოლება შემფოთებული მაგნიტური ველის კომპონენტებისათვის  $b_x, b_y, b_z$ :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \right) b_x = \left( B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) V_x - \frac{\alpha}{\mu_0} \left( B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) + \left( b_x \frac{\partial}{\partial x} + b_y \frac{\partial}{\partial y} + b_z \frac{\partial}{\partial z} \right) V_x - \frac{\alpha}{\mu_0} \left( b_x \frac{\partial}{\partial x} + b_y \frac{\partial}{\partial y} + b_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) + \frac{\alpha}{\mu_0} \left[ \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial x} + \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial y} + \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial z} \right] b_x, \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
& \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \right) b_y = \left( B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) V_y - \beta_{B2} V_y + \\
& + \left( b_x \frac{\partial}{\partial x} + b_y \frac{\partial}{\partial y} + b_z \frac{\partial}{\partial z} \right) V_y - \frac{\alpha}{\mu_0} \left[ \left( B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) - \right. \\
& - \beta_{B2} \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) - \beta_{B1} \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \left. \right] + \frac{\alpha}{\mu_0} \left[ \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial x} + \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial y} \right. \\
& \left. + \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial z} \right] b_y - \frac{\alpha}{\mu_0} \left( b_x \frac{\partial}{\partial x} + b_y \frac{\partial}{\partial y} + b_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right), \quad (20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left( \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \right) b_z = -\beta_{B1} V_y - \frac{\alpha}{\mu_0} \left( B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) + \\
& \frac{\alpha}{\mu_0} \left[ \beta_{B1} \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) - \beta_{B2} \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \right] - \\
& - \frac{\alpha}{\mu_0} \left( b_x \frac{\partial}{\partial x} + b_y \frac{\partial}{\partial y} + b_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) + \\
& \frac{\alpha}{\mu_0} \left[ \left( \frac{\partial b_z}{\partial y} - \frac{\partial b_y}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial x} + \left( \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial y} + \left( \frac{\partial b_y}{\partial x} - \frac{\partial b_x}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial z} \right] b_z. \quad (21)
\end{aligned}$$

პარამეტრები  $\beta_{B1,2} = \partial B_{0z,y} / \partial y$  ახასიათებენ გეომანტიური ველის სივრცით (განედურ) არაერთგვაროვნებას.

(17)-(21) განტოლებათა სისტემა, მოცემული რეალურ საწყის და სასაზღვრო პირობებში, აღწერს სივრცით სამგანზომილებიანი დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური შეშფოთებების არაწრფივ ევოლუციას უკუმშვადი იონოსფეროს E და F არეებში.

შემდგომში, ქვემოთ, ჩვენ ძირითადად განვიხილავთ ე.წ. ზონალურ დიდმასშტაბიან ტალღურ შეშფოთებებს, რომელთათვისაც შესაბამისი ფიზიკური სიდიდეები (17)-(21) განტოლებათაA სისტემაში არ არიან დამოკიდებული z კოორდინატისაგან (ამ ტალღებში ნაწილაკები ირხვეიან მერიდიანის გასწვრივ (y ღერძის გასწვრივ), ხოლო თვით ტალღები ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ (x

დერძის გასწვრივ) და ასეთ ტალღებს ეწოდებათ ჰორიზონტალურ – განივი ტალღები). მართლაც, როგორც ზემოთ აღინიშნა, ზონალური პლანეტარული მასშტაბის მოძრაობებისათვის მახასიათებელი ხაზოვანი ზომების შეფარდება  $L_v/L_h \approx k_h/k_v = k_{x,y}/k_z < 10^{-2} \Rightarrow k_z \sim \partial/\partial z \rightarrow 0$  (სადაც  $\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z)$  არის შემფოთებების ტალღური ვექტორი). ასე, რომ ზონალური პლანეტარული შემფოთებებისათვის შეიძლება დაშვებულ იქნას  $\partial/\partial z = 0$ . საზოგადოდ კი შეიძლება მოვიქცეთ შემდეგნაირად: (17)-(21) განტოლებათა სისტემაში  $\partial/\partial z$ -იანი წევრები შევინარჩუნოთ, მაგრამ მოვახდინოთ ამ განტოლებათა სისტემის ინტეგრება ვერტიკალური გამტარი შრის გასწვრივ ( $z$  დერძის გასწვრივ), სათანადოდ შერჩეული სასაზღვრო პირობებისათვის ქვემოთ, დედამიწის ზედაპირთან და ზემოთ, მაგნიტოსფეროში. შემდგომ, მიღებულ განტოლებებში ჩაისვას გამტარებლობის ტენზორის მდგენელები, რომლებიც გაინტეგრებული იქნებიან სიმაღლის მიხედვით. შედეგი იქნება იგივე, რაც  $\partial/\partial z = 0$  შემთხვევაში, განსხვავება იქნება მხოლოდ ერთის რიგის მუდმივებში.

მოხერხებულობისათვის, შემოვიყვანოთ ელექტრომაგნიტური ველის ვექტორ – პოტენციალის  $z$  მდგენელი  $A$ , რომელიც მაგნიტური ველის ინდუქციას  $\mathbf{b}$  უკავშირდება თანაფარდობით  $(\nabla \times \mathbf{b})_z = -\nabla_{\perp}^2 A$ . გარდა ამისა, უკუმშვადობის პირობის ( $\text{div} \mathbf{V} = 0$ ) გამოყენებით, სიჩქარის მდგენელები დავაკავშიროთ დენის  $\psi(x, y)$  ფუნქციასთან:  $V_x = -\partial\psi/\partial y$ ,  $V_y = \partial\psi/\partial x$ . შემდეგ ვიმოქმედოთ  $\partial/\partial y$  ოპერატორით (17) განტოლებაზე, ხოლო (18)–ზე  $\partial/\partial x$  ოპერატორით და პირველს გამოვაკლოთ მეორე, მაშინ მივიღებთ იონოსფეროში გრიგალის გადატანის არაწრფივ განტოლებას:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \Lambda \right) \nabla_{\perp}^2 \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0 \rho} \left[ \beta_{B1} \frac{\partial b_z}{\partial x} - \left( \beta_{B2} + B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla_{\perp}^2 A \right] =,$$

$$J(\nabla_{\perp}^2 \Psi, \Psi) + \frac{1}{\mu_0 \rho} J(A, \nabla_{\perp}^2 A), \quad (22)$$

სადაც,  $\beta$  არის როსბის პარამეტრი, რომელიც ახასიათებს დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის გრადიენტის (არაერთგვაროვნების) სიდიდეს  $\beta = \partial 2\Omega_z / \partial y$ .

ანალოგიურად (19)-(21) განტოლებებიდან მიიღება შემდეგი სისტემა:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - C_{B1} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla_{\perp}^2 A + B_{0y} \frac{\partial}{\partial y} \nabla_{\perp}^2 \Phi - \beta_{B2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \Phi =$$

$$-J(\nabla_{\perp}^2 A, \Phi) + J(A, \nabla_{\perp}^2 \Phi) + 2J\left(\frac{\partial A}{\partial x}, \frac{\partial \Phi}{\partial x}\right) + 2J\left(\frac{\partial A}{\partial y}, \frac{\partial \Phi}{\partial y}\right), \quad (23)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + C_{B1} \frac{\partial}{\partial x}\right) b_z + \beta_{B1} \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\alpha}{\mu_0} \left(\beta_{B2} + B_{0y} \frac{\partial}{\partial y}\right) \nabla_{\perp}^2 A = J(b_z, \Psi) - \frac{\alpha}{\mu_0} J(A, \nabla_{\perp}^2 A). \quad (24)$$

აქ შემოყვანილია შემდეგი აღნიშვნები:  $C_{B1,2} = \alpha \beta_{B1,2} / \mu_0$ ,  
 $\nabla_{\perp}^2 = \Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ ,  $\Phi \equiv \Psi + \alpha b_z / \mu_0$  და  $J(a, b) = \partial a / \partial x \cdot \partial b / \partial y -$   
 $- \partial a / \partial y \cdot \partial b / \partial x$  არის ე.წ. იაკობიანი.

განტოლებათა (22)-(24) სისტემიდან შესაძლებელია განისაზღვროს განსახილველ შემფოტებათა E ენერჯიის დროითი ევოლუცია E

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \int [\rho (\nabla_{\perp} \Psi)^2 + \mu_0^{-1} ((\nabla_{\perp} A)^2 + b_z^2)] dx dy \right\} = -\rho \Lambda \int (\nabla_{\perp} \Psi)^2 dx dy, \quad (25)$$

და ტალღური შემფოტებების პოტენციური Q ენსტროფიის ევოლუცია,

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \int [\rho (\Delta_{\perp} \Psi)^2 + \mu_0^{-1} ((\Delta_{\perp} A)^2 + (\nabla_{\perp} b_z)^2)] dx dy \right\} = -\rho \Lambda \int (\Delta_{\perp} \Psi)^2 dx dy, \quad (26)$$

ტალღების ენერჯია E და ენსტროფია Q ინახება არადისიპაციური გარემოს შემთხვევაში ( $\Lambda = 0$ ).

კერძოწარმოებულებიანი არაწრფივ დიფერენციალურ განტოლებათა ჩაკეტილი სისტემა (22)-(24) აღწერს პლანეტარული, დაბალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღური შემფოტებების წრფივ და არაწრფივ დინამიკას იონოსფერულ გარემოში.

## თ ა ვ ი II

### დაბალი სიხშირის საკუთარი პლანეტარული წრფივი ელექტრომაგნიტური ტალღები იონოსფეროში

#### 2.1 $\beta$ -სიბრტყის მიახლოება პლანეტარული მასშტაბის

#### ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის



როგორც უკვე აღინიშნა პირველ თავში, დედამიწის ატმოსფერულ-იონოსფერულ შრეებში დიდმასშტაბიანი (პლანეტარული) ტალღური მოძრაობების შესწავლისას აუცილებელია კორიოლისისა და ლორენცის მაგნიტური ძალების მოქმედების გათვალისწინება. ეს ძალები კი არიან სივრცით არაერთგვაროვანი (კოორდინატებზე დამოკიდებული), რადგანაც კორიოლისის ძალაში შემავალი დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე  $\Omega(\mathbf{y})$  და ლორენცის მაგნიტურ ძალაში შემავალი გეომაგნიტური ველის ინდუქცია  $\mathbf{B}_0(\mathbf{y}, \mathbf{z})$  დამოკიდებულნი არიან სივრცით კოორდინატებზე ( $y$  – ღერძი მიმართულია მერიდიანის გასწვრივ,  $z$  – ღერძი ვერტიკალურად ზემოთ) და იცვლებიან სივრცის ერთი წერტილიდან მეორეში გადასვლისას. ამის გამო, დიდმასშტაბიანი მოძრაობების აღმწერი დინამიკურ განტოლებათა სისტემის კოეფიციენტები ხდებიან არაერთგვაროვანი – ცვლადი. ამიტომ აუცილებელი გახდა დიდმასშტაბიანი – პლანეტარული მოძრაობების აღმწერი განტოლებების გამარტივების ეფექტური მიახლოებითი მეთოდის დამუშავება.

როსბის მიერ, თავის შესანიშნავ ნაშრომში [40] შემოთავაზებულ იქნა დიდმასშტაბიანი ატმოსფერული მოძრაობების შესწავლის მეტად ორიგინალური მიახლოებითი მეთოდი –  $\beta$ -სიბრტყის მეთოდი, რომელიც საშუალებას იძლევა აღნიშნული ცვლადკოეფიციენტებიანი განტოლებები დაყვანილ იქნას მუდმივკოეფიციენტებიანი განტო-ლებებზე. მათი ამოხსნა კი შედარებით მარტივია. დედამიწის ატმოსფეროში დაკვირვებული დიდმასშტაბიანი მოძრაობების უმარ-ტივეს მოდელად როსბის მიერ შემოთავაზებულ იქნა სითხის ერთგვაროვანი შრის მოძრაობა მბრუნავ სფეროზე. მან აჩვენა, რომ დედამიწის ატმოსფეროს მცირე სისქის გამო (დედამიწის რადიუსთან შედარებით) მასში მიმდინარე დიდმასშტაბიანი მოძრაობები ძირითადად არიან ჰორიზონტალური (ჩვენ ეს უკვე ავლნიშნეთ პირველ თავში). ასე, რომ დინამიკურად მნიშვნელოვანი ხდება პლანეტარული გრიგალის ლოკალური ნორმალური  $z$ -ს გასწვრივ მდგენელი  $f = 2\Omega_0 \sin \varphi = 2\Omega_0 \cos \theta$ . როსბი წავიდა უფრო შორსაც, მან განიხილა დიდმასშტაბიანი მოძრაობათა ისეთი კლასი, როცა გარემოს ნაწილაკების გადაადგილება მერიდიანის გასწვრივ (ჩრდილოეთ-სამხრეთის მიმართულებით,  $y$ -ღერძის გასწვრივ) არის მცირე დედამიწის რადიუსთან შედარებით ( $y \ll R$ ), ე.ი. მოძრაობა განიხილება რაიმე საშუალო ფიქსირებული განედის

მახლობლობაში ( $\varphi_0 = \pi/2 - \theta_0$ ). ასეთი მოძრაობებისათვის საშუალო – ფიქსირებული განედის მახლობლო-ბაში კორიოლისის პარამეტრი  $f$  შეიძლება წარმოდგენილ იქნას  $y$  კოორდინატის მიმართ წრფივი ფუნქციის სახით, ე.ი. მცირე  $y/R$ -სათვის გვაქვს  $f \approx f_0 + \beta y$ ,  $\beta y \ll f_0 = \text{const}$ , სადაც  $f_0 = 2\Omega_0 \cos \theta_0$ ,  $\beta = \partial f / \partial y = 2\Omega_0 \sin \theta_0 / R$ .

აღწერილ მოდელს, რომელშიც მოძრაობა განიხილება სიბრტყეში, ხოლო კორიოლისის პარამეტრი  $y$ -ის წრფივი ფუნქციაა (დედამიწის სფერულობის მიახლოებითი გათვალისწინება) ეწოდება  $\beta$ - სიბრტყის მეთოდი ( $\beta$ -მიახლოება) [37,48] ან დინამიკურ განტოლებებში კოეფიციენტების ”გაყინვის” მეთოდი [72].

დედამიწის ატმოსფერულ – იონოსფერულ შრეებში პლანეტარული მასშტაბის მოძრაობების აღსაწერად ცხადია, უფრო უპრიანია სფერულ კოორდინატთა სისტემის გამოყენება [66]. თუმცა ამ კოორდინატთა სისტემაშიც, შესაბამის დინამიკურ განტოლებებში ჩნდება ცვლადი კოეფიციენტები და მასთან დაკავშირებული ზემოთაღნიშნული მათემატიკური პრობლემები. რის გამოც დიდმასშტაბიანი მოძრაობების აღწერისას იყენებენ ეგრეთწოდებულ ”სტანდარტულ” კოორდინატთა სისტემას [41,42]. ამ სისტემაში  $x$  ღერძი მიმართულია აღმოსავლეთით პარალელურად გასწვრივ,  $y$  ღერძი – მერიდიანის გასწვრივ ჩრდი-ლოეთით,  $z$  ღერძი მიმართულია ვერტიკალურად ზევით (დეკარტის ლოკალურ კოორდინატთა სისტემა). ამ სისტემაში სიგრძის ელემენტები  $dx, dy, dz$  უკავშირდებიან სფერულ კოორდინატთა სისტემის  $\lambda', \theta, r$  პარამეტრებს შემდეგი მიახლოებითი ფორმულებით:  $dx = R \sin \theta d\lambda'$ ,  $dy = -R d\theta$ ,  $dz = dr$ ; ხოლო სიჩქარეებს შორის კავშირი განისაზღვრება ფორმულებით:  $V_x = V_{\lambda'}$ ,  $-V_y = V_{\theta}$ ,  $V_z = V_r$ . აქ  $\lambda'$  არის გრძედი,  $R$  - დედამიწის რადიუსი,  $r$  - მანძილი დედამიწის ცენტრიდან რადიუსის გასწვრივ. კოორდინატთა ეს სისტემა არ არის ჩვეულებრივი დეკარტის კოორდინატთა სისტემის ექვივალენტური, რადგანაც მისი ღერძების მიმართულება იცვლება ატმოსფერული ნაწილაკის ერთი წერტილიდან მეორეში გადაადგილებასთან ერთად (სფერული ზედაპირის გასწვრივ). თუმცა, დიდმასშტაბიანი მოძრაობებისათვის ატმოსფეროს ჰიდრო-თერმოდინამიკის სრულ განტოლებათა სისტემაში პირველ მიახლოებაში შესაძლებელია იმ წევრების უგულვებელყოფა, რომლებიც დაკავშირებული არიან ღერძების მიმართულების

ცვლილებასთან სივრცეში [42,48,63]. მაშინ დინამიკურ განტოლებებს სფერულ კოორდინატებში (კოორდინატებს შორის ზემოთმოყვანილი თანაფარ-დობის გათვალისწინებით) ექნებათ იგივე სახე, რაც დეკარტის კოორდინატთა სისტემაში. ეს პროცედურა ამარტივებს ამოცანას და დიდმასშტაბიანი პროცესების დინამიკის კვლევას როგორც ატმოს-ფეროში, ასევე გამტარ მაგნიტოაქტიურ იონოსფერულ გარემოში [36,61,62].

აღნიშნული პროცედურების ( $\beta$ -მიახლოება და "სტანდარტულ" კოორდინატთა სისტემა) გამოყენება დიდმასშტაბიანი მოძრაობების შესასწავლად დედამიწის ატმოსფერულ – იონოსფერულ შრეებში, ამარტივებს კვლევის პროცესს და შესაძლებლობას იძლევა გამოვლენილ იქნას მბრუნავი სფერული იონოსფეროს ის თავისებურებებიც, რომელიც არ ვლინდება მბრუნავი "ბრტყელი" იონოსფეროს შემთხვევაში.

მაშასადამე,  $\beta$ -მიახლოებაში საწყის დინამიკურ განტოლებათა სისტემის (22)-(24), რომელიც აღწერს პლანეტარული მასშტაბის ულტრადიდი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებას იონოსფეროში, ყველა განტოლების კოეფიციენტები გადაიქცევა მუდმივ სიდიდედ. მუდმივკოეფიციენტებიან განტოლებათა წრფივი სისტემის ამონახსნები კი შეიძლება ვეძებოთ ბრტყელი ტალღის სახით:  $\psi, A, b_z \sim \exp\{i(k_x x + k_y y - \omega t)\}$ , სადაც  $\mathbf{k} (k_x, k_y, k_z)$  არის ტალღური ვექტორი,  $\omega$ -შეშფოთებათა სიხშირე. ამ შემთხვევაში (22)-(24) განტოლებათა სისტემის (წრფივ მიახლოებაში) არატრივიალური ამონახსნების არსებობის პირობა გვაძლევს განსახილველი ტალღების დისპერსიულ განტოლებას:

$$\rho \alpha^2 k_{\perp}^2 \left( \omega + \frac{k_x}{k_{\perp}^2} \beta + i\Lambda \right) \left[ \omega^2 - (k_x^2 C_B^2 + \omega_H^2 - k_y^2 C_{B2}^2 + 2ik_y^2 C_{B2}^2 k_y \text{Rtg}\theta_0) \right] - \mu_0 (\omega + k_x C_{B1}) (k_x^2 C_B^2 + \omega_H^2 - k_y^2 C_{B2}^2 + 2ik_y^2 C_{B2}^2 k_y \text{Rtg}\theta_0) = 0, \quad (27)$$

რომელიც მესამე რიგისაა  $\omega$  სიხშირის მიმართ. აქ  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2 = k^2$ ,  $C_B^2 = C_{B1}^2 + C_{B2}^2$ ,

$\omega_H$  არის ჰელიკონის სიხშირე, ე.ი.

$$\omega_H = \frac{\alpha k}{\mu_0} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0). \quad (28)$$

ამასთან, ტალღური შეშფოთებების მახასიათებელი პარამეტრები (27)-ში განისაზღვრებიან შემდეგი გამოსახულებებით:

$$\beta = \frac{\partial 2\Omega_{0z}}{\partial y} = -\frac{\partial 2\Omega_{0z}}{R\partial\theta} = \frac{2\Omega_0}{R} \sin\theta_0 > 0,$$

$$C_{B1} = \frac{\alpha}{\mu_0} \beta_{B1} = -\frac{2\alpha B_e}{\mu_0 R} \sin\theta_0 < 0,$$

$$C_{B2} = \frac{\alpha}{\mu_0} \beta_{B2} = \frac{\alpha B_e}{\mu_0 R} \cos\theta_0 > 0, \quad (29)$$

ისინი უკვე არ არიან დამოკიდებული სივრცით კოორდინატებზე და არიან მუდმივები.

კუბურ განტოლება (27)-ს აქვს საკუთარ ამონახსნთა სამი კლასი. შემდეგ პარაგრაფებში წარმოდგენილია მათი ანალიზი იონოსფეროს სხვადასხვა შრეებზე.

## 2.4 დაბალი სიხშირის დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური შეშფოთებები იონოსფეროს E – არეში

### 2.2.1 ნელი მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) ტალღები

ზოგადი დისპერსიული (27) განტოლების ამონახსნების (ფესვების) გამოკვლევა დავიწყით ტალღებით, რომლებიც ხასიათდებიან პერიოდით რამდენიმე ათეული წუთიდან ორ საათამდე, ტალღის სიგრძით ასეულიდან რამოდენიმე ათას კილომეტრამდე  $\lambda \leq 10^3$  და რომლებიც ვრცელდებიან იონოსფეროში (1÷2) კმ/წმ სიჩქარით. კლასიკური მჰდ ტალღებისაგან განსხვავებით ეს ტალღები ითრევენ ერთობლივ მოძრაობაში არა მარტო იონიზებულ, არამედ იონოსფერული პლაზმის ნეიტრალურ კომპონენტებსაც. ამ პროცესს მივყავართ ამ ტალღის ფაზური სიჩქარის შემცირებამდე  $\eta = N/N_n$  ჯერ ( $\eta$  არის პლაზმის იონიზაციის ხარისხი). ამიტომ, ეს შეშფოთებები იწოდებიან როგორც ნელი მჰდ ტალღები [55,61].

ნელი მჰდ ტალღები არ არიან მგრძნობიარენი კორიოლისის ძალის მიმართ ისევე როგორც გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნების მიმართ. ამ შემთხვევაში დისპერსიული თანადობა (27) დაიყვანება სახემდე:

$$(\omega + i\Lambda)(\omega^2 - \omega_H^2) - \omega_{AM}^2 \omega = 0, \quad (30)$$

სადაც  $\omega_{AM}^2$  არის ნელი, მოდიფიცირებული ალფენის სიხშირის კვადრატი,

$$\omega_{AM} = \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} = k_y V_{AM} \sin \theta_0, \quad V_{AM} = \frac{B_e}{(\mu_0 \rho)^{1/2}}. \quad (31)$$

თუ შეშფოთებათა სიხშირეს  $\omega$  წარმოვადგენთ ნამდვილი  $\omega_0$  (საკუთარი სიხშირე) და წარმოსახვითი  $\gamma$  (დეკრემენტი) ნაწილების ჯამის სახით  $\omega = \omega_0 + i\gamma$  ( $|\gamma| \ll \omega_0$ ), მაშინ (30)-დან მივიღებთ

$$\omega_0 (\omega_0^2 - \omega_H^2 - \omega_{AM}^2) = 0, \quad \gamma (3\omega_0^2 - \omega_H^2 - \omega_{AM}^2) = -\Lambda (\omega_0^2 - \omega_H^2). \quad (32)$$

(32)-ის პირველი განტოლებიდან განხილული შეშფოთებისათვის მიიღება შემდეგი სამი საკუთარი სიხშირე:

$$(\omega_0)_{1,2} = \pm (\omega_{AM}^2 + \omega_H^2)^{1/2}, \quad (\omega_0)_3 = 0. \quad (33)$$

ტრივიალურ ამონახსნს  $(\omega_0)_3$ , რომელიც შეესაბამება გარემოს სტაციონარულ მდგომარეობას  $\partial/\partial t = 0$ , აგრეთვე აქვს ფიზიკური არსი და ამ საკითხს განვიხილავთ მოგვიანებით.

შესაბამისად, (32)-ის მეორე განტოლებიდან განისაზღვრება დეკრემენტი:

$$\gamma = -\frac{\omega_{AM}^2}{2\omega_0^2} \Lambda. \quad (34)$$

გრძელი ტალღების არეში, როცა  $\rho_i / \rho \gg k^2 c^2 / \omega_p^2$  (სადაც  $c$  არის სინათლის სიჩქარე,  $\omega_p = (Ne^2 / \epsilon_0 M)^{1/2}$  არის იონების პლაზმური სიხშირე,  $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$  არის გარემოს დიელექტრიკული განვლადობა (მუდმივა)), განსახილველი შეშფოთებები ვრცელდებიან მერიდიანის გასწვრივ როგორც ჩრდილოეთით, ასევე სამხრეთით როგორც ნელი მოდიფიცირებული ალფენის ტალღები და განიცდიან სუსტ მილევას რელეის ხახუნის გამო:

$$\omega_0 = \pm \omega_{AM} = \pm \frac{k_y B_e}{(\mu_0 M N_n)^{1/2}} \sin \theta_0, \quad \gamma = -\frac{\Lambda}{2}, \quad (35)$$

მოკლე ტალღებისათვის, როცა  $\rho_i / \rho \ll k^2 c^2 / \omega_p^2$  (32) და (33) განტოლებებიდან გამომდინარეობს, რომ იონოსფეროს  $E$  შრეში ვრცელდებიან ჰელიკონები, ე. ი.

$$\omega_0 = \pm \omega_H = \pm \frac{k k_y B_{0y}}{e N \mu_0}, \quad \gamma = -\frac{\rho_i \omega_p^2}{\rho k^2 c^2} \frac{\Lambda}{2}, \quad (36)$$

რომლებიც სუსტად ქრებიან ( $|\gamma| \ll \Lambda$ ).

E არეში ნელი, (1-2) კმ/წმ სიჩქარით მოძრავი მკვდ ტალღების არსებობა ვერ აიხსნება ჩვეულებრივი ატმოსფერული გრავიტაციური ტალღებით (აგტ), რადგანაც მათი (აგტ)-ს დამახასიათებელი სიჩქარეები იონოსფერულ სიმაღლეებზე არ აღემატება 700 მ/წ. განსახილველი ტალღების (35), (36) სიჩქარეები საგრძნობლად აღემატება იონოსფეროში აგტ-ის სიჩქარეებს, ხოლო ჩვეულებრივი მკვდ ტალღების სიჩქარეებზე მცირეა. იონოსფეროში მკვდ შემფოთებების ასეთი თვისებების ფიზიკური მიზეზი მდგომარეობს იმაში, რომ იონოს-ფერული პლაზმა არ არის სრულად ჩაყინული გეომაგნიტურ ველში. იმის გათვალისწინებით, რომ ნეიტრალური ნაწილაკები E-არეში სრულად წარიტაცებიან იონების მიერ ( $\mathbf{V} = \mathbf{V}_i$ ), ნებისმიერი შემფოთება, რომელიც წარმოიქმნება იონიზირებულ კომპონენტში, მაშინათვე გადასცემს ენერგიას ნეიტრალურ კომპონენტს და ეს შემფოთება იწყებს მოძრაობას ალფენის სიჩქარით, რომლის სიდიდე განისაზღვრება არა იონების სიმკვრივით (როგორც ეს ხდება სრულად იონიზებულ პლაზმაში), არამედ უფრო მძიმე ნეიტრალური ნაწილაკების სიმკვრივით  $\rho$ ; ასე, რომ შემფოთება მოძრაობს შენელებული ალფენის სიჩქარით  $B_{0y}/(\mu_0\rho)^{1/2}$ . შენელებული ალფენის სიჩქარე არის მნიშვნელოვნად მცირე ვიდრე პლაზმური (იონური) კომპონენტისათვის, რომელიც ტოლია  $B_{0y}/(\mu_0\rho_i)^{1/2}$ . E არეში  $\rho_i/\rho \approx N/N_n \approx 10^{-8} - 10^{-9}$ . ამის გათვალისწინებით, რხევაში მონაწილე ნაწილაკების დამძიმების ანუ შემფოთების ფაზური სიჩქარის შემცირების ეფექტი ხდება მნიშვნელოვანი.

(35)-დან ნათლად ჩანს, რომ მოდიფიცირებული (შენელებული) ალფენის ტალღის ფაზური სიჩქარე არის  $V_{ph} = \omega_0/k_y = B_{0y}/(\mu_0\rho)^{1/2}$ . ნეიტრალურ ნაწილაკთა ტიპური კონცენტრაციისათვის იონოსფეროს E-შრეზე  $N_n = (10^{18} - 10^{19})\text{მ}^{-3}$  და  $B_e \approx 3 \cdot 10^{-5}\text{T}$  საშუალო განედებზე, ვლებულობთ, რომ  $V_{ph} \approx 1\text{კმ/წმ}$ . შესაბამისი ტალღის სიგრძე  $\lambda = V_{ph}T$  (სადაც T არის შემფოთებათა პერიოდი) ტოლია  $\lambda \sim 10^3\text{კმ}$ . ამრიგად, (1÷2)კმ/წმ ფაზური სიჩქარით მოძრავი ნელი მკვდ ტალღები [55,61] შეიძლება იდენტიფიცირებულ იქნან ნელ მოდიფიცირებულ ალფენის ტალღებთან (ეს უკანასკნელნი უწყვეტად გადადიან ჰელიკონებში), რომლებიც თავის მხრივ

განპირობებული არიან E შრის ნეიტრალური ნაწილაკების რხევით. (35)-ის თანახმად ეს ტალღები ვრცელდებიან ჩრდილოეთით ან სამხრეთით მერიდიანის გასწვრივ, რაც გამოწვეულია გეომაგნიტური ველის y-კომპონენტით.

(27)-დან გამომდინარეობს აგრეთვე, რომ მოდიფიცირებული ალფენის (ნელი) ტალღის სუსტი დისპერსია გამოწვეულია კორიოლისის ძალის სივრცითი არაერთგვაროვნებით, ე. ი.  $\beta$ -ეფექტით

$$\omega_0 = \pm \omega_{AM} - \frac{k_x}{k_{\perp}^2} \frac{\beta}{2}. \quad (37)$$

განხილული ტალღებით გამოწვეული გეომაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდური მნიშვნელობა შეიძლება გამოითვალოს (15) განტოლებით,  $b_y \approx B_{0y} V / V_{ph}$ , სადაც V არის ლოკალური ქარების მახასიათებელი ამპლიტუდა E არეში  $V_{ph}$  არის ტალღების ფაზური სიჩქარე. ქარის სიჩქარის V ამპლიტუდის დამახასიათებელი მნიშვნელობისთვის იონოსფეროს რეგიონში  $V \sim 5$  მ/წ და  $V_{ph} \sim 10^3$  მ/წ,  $B_0 \sim 3 \cdot 10^{-5}$  T, მიიღება, რომ გეომაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდა  $b_y \sim 150$  nT.

## 2.2.2 ჩქარი და ნელი პლანეტარული ულტრადიბალი სიხშირის

### (უდს) ელექტრომაგნიტური ტალღები

პლანეტარული მასშტაბის ტალღებისათვის შეუძლებელია დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარისა  $\Omega_0(\theta)$  და გეომაგნიტური ველის  $\mathbf{B}_0(\theta)$  განედური არაერთგვაროვნების უგულვებელყოფა. პლანეტარული ტალღების კლასიდან გამოვყოფთ დიდმასშტაბიან შემფოთებებს (ტალღის სიგრძით დედამიწის რადიუსის რიგის და მეტი), რომლებიც ხასიათდებიან პერიოდით რამოდენიმე წამი, რამოდენიმე საათი და უფრო მეტი და ვრცელდებიან განედური წრეების (პარალელების) გასწვრივ (x ღერძის გასწვრივ), ე.ი. ისინი წარმოადგენენ ზონალურ ტალღებს. ეს ზონალური ტალღები არიან ჰორიზონტალურ – განივი, ე. ი. ნაწილაკები ირხევიან y ღერძის გასწვრივ, ხოლო ტალღები ვრცელდებიან x ღერძის გასწვრივ. ამ ტიპის ტალღები გამოვლენილ იქნა ზემოთაღნიშნულ ექსპერიმენტულ ნაშრომებში [7-14], ხოლო მათი

თეორიული გამოკვლევა ხორციელდება ჩვენს მიერ ამ ნაშრომებში. ასეთი ტალღებისათვის (22)-(24) საწყისი დინამიკური განტოლებების ამონახსნი წარმოიდგინება სახით  $\exp\{i[k_x x - \omega t]\}$ , რომელთათვისაც  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \equiv 0$  და (31)-ის თანახმად (28)-დან გაიფილტრებიან ნელი მჰდ ტალღები, ჰელიკონისა და ალფენის ტიპის ტალღები. ზოგადი (27) დისპერსიული განტოლებისათვის ეს შემთხვევა ექვივალენტურია დაშვებისა  $k_y R \tan \theta_0 \ll 1$ , ანუ  $k_y \rightarrow 0$ . ბოლო პირობა ნიშნავს, რომ  $y$  ღერძის გასწვრივ რხევები არ ვრცელდებიან, ე. ი. ტალღები არ წარმოიქმნიან მერიდიანის გასწვრივ და ამ მიმართულებით ირხევინ მხოლოდ ნაწილაკები.

ამრიგად, პლანეტარული ზონალური ტალღური შემფოთებე-ბისათვის დისპერსიული განტოლება (27) დაიყვანება სახემდე:

$$\omega[\omega(\omega - \omega_R) - \omega_B'^2] + i\Lambda(\omega^2 - k_x^2 C_B^2) + \omega_B^2 \omega_R' = 0, \quad (38)$$

სადაც  $\omega_R = -\beta/k_x$  არის ჩვეულებრივი როსბის ტალღის სიხშირე;  $\omega_R' = -\beta'/k_x$ ,

$\beta' = \beta + eN\beta_{BI}/\rho$  - როსბის პარამეტრის მაგნიტური ანალოგი;

$$\omega_B^2 = k_x^2 C_B^2; \quad \omega_B'^2 = (k_x^2 + k_0^2)C_B^2 = K^2 C_B^2, \quad C_B^2 = C_{BI}^2 + C_{B2}^2,$$

$$k_0^2 = \mu_0 / (\alpha^2 \rho) = N\omega_p^2 / (N_n c^2).$$

თუ სიხშირეს დავშლით ნამდვილ და წარმოსახვით ნაწილებად,  $\omega = \omega_0 + i\gamma$ , (38)-იდან მივიღებთ

$$\omega_0[\omega_0(\omega_0 - \omega_R) - \omega_B'^2] = -\omega_B^2 \omega_R', \quad \gamma = -\frac{\omega_0^2 - \omega_B^2}{3\omega_0^2 - 2\omega_0 \omega_R - \omega_B'^2} \Lambda. \quad (39)$$

მაღალ სიხშირულ ზოლში, სადაც პირობა  $\omega_0 \sim \omega_B \sim \omega_B' \gg \omega_R, \omega_R'$  დაკმაყოფილებულია (ან მცირე ტალღის სიგრძისას, როცა  $Kk_x \gg \beta'/C_B$  და  $k_x^2 \gg \beta/C_B$ ), (39)-დან მიიღება დისპერსიული თანაფარდობა ჩქარი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური მოდისათვის:

$$\omega_0^f = \pm \omega_B' = \pm (k_x^2 + k_0^2)^{1/2} C_B = \pm \frac{B_e}{eN\mu_0} \frac{(1 + 3\sin^2 \theta_0)^{1/2}}{R} (k_x^2 + k_0^2)^{1/2},$$

$$\gamma^f = -\frac{k_0^2}{k_x^2 + k_0^2} \frac{\Lambda}{2}. \quad (40)$$



ჩქარი მოდა (40) არის იონოსფეროს E-არის საკუთარი რხევების ახალი დამატებითი შტო. ტალღას აქვს ელექტრომაგნიტური ბუნება და შეუძლია E-არეში არსებობა წონასწორული გეომაგნიტური ველის განედური არაერთგვაროვნებისას, რაც დამახასიათებელია დიპოლური ტიპის მაგნიტური კონფიგურაციებისათვის, ისეთის, როგორც არიან დედამიწის იონოსფერულ-მაგნიტოსფერული კონფიგურაციები. ჩქარი წრფივი ტალღები (40) ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ როგორც დასავლეთით ასევე აღმოსავლეთით პრაქტიკულად ჩაქრობის გარეშე ( $\gamma \ll \Lambda$ , რადგანაც E-არის მახასიათებელი პარამეტრებისათვის სრულ-დება პირობა:  $k_x \gg k_0 \sim 10^{-6} \text{ მ}^{-1}$ ).

პლანეტარული ტალღების (40) პარამეტრების რიცხითი გამოთვლები ჩატარებულ იქნა იონოსფეროსა და ნეიტრალური ატმოსფეროს ცნობილი მოდელების გამოყენებით [74] მზის დაბალი და მაღალი აქტივობისათვის. ამ გამოთვლებმა აჩვენა რომ როცა  $\theta_0 = 45^\circ$ , სიმაღლეთა ინტერვალში (90÷150)კმ ჩქარი ტალღების ფაზური სიჩქარე  $C_B = \omega'_B / k_x = (k_x^2 + k_0^2)^{1/2} \times B_e \sqrt{1 + 3\sin^2 \theta_0} / (eN\mu_0 k_x R)$  იცვლება 35-დან 10 კმ/წმ – მდე ღამით და 350-დან 100 მ/წმ-მდე დღისით. მათი პერიოდები  $T_B = \lambda_B / C_B$ , სადაც  $\lambda_B = 2\pi / k_x$  არის ტალღის სიგრძე, როცა  $\lambda_B = 2 \cdot 10^3$  კმ, მოთავსებულია (1.5÷6) სთ ინტერვალში დღისით და (4÷12) წთ დიაპაზონში ღამით. ამ ტალღებისათვის გეომაგნიტური ველის შეშფოთების ამპლიტუდა  $b_B = B_e \sqrt{1 + 3\sin^2 \theta_0} \xi_e / R$  (სადაც  $\xi_e$  არის ელექტრონის გადაადგილება) არის (8 – 80) nT, როცა  $\xi_e = 0,1$  კმ და  $\xi_e = 1$  კმ. ეგზოსფერული ტემპერატურა სუსტად ზემოქმედებს  $C_B$  და  $T_B$  ტალღებზე, მაგრამ მნიშვნელოვანია მაგნიტური ველის შეშფოთებისათვის. ამ ტალღებისათვის  $C_B$  და  $T_B$  სიდიდეები დღისითა და ღამით ძალზე განსხვავებულია, რადგანაც ელექტრონების კონცენ-ტრაცია იონოსფეროს E-არეში იცვლება დღე-ღამის განმავლობაში სულ ცოტა ერთი რიგით. (40) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ თუ გაიზომება  $C_B$  და  $T_B$  მნიშვნელობები, მათი საშუალებით (40) ფორმულით შესაძლებელია აგებულ იქნას იონოსფეროს ჰოლის შრეში (90÷150)კმ ელექტრონების კონცენტრაციის N სიმაღლის მიხედვით განაწილების გრაფიკი.

$C_B$  ტალღების პარამეტრები კარგ თანადობაშია ექსპერიმენტულად დამზერილი საშუალო განედოვანი ტალღების პარამეტრებთან [9,11,12,14]. მაგრამ ცხადია, რომ არაფერი ზღუდავს ამ ტალღების არსებობას მაღალ და დაბალ განედებზეც. ეს ტალღები გამოვლენილ იქნა აგრეთვე იონოსფერული და მაგნიტოსფერული ობსერვატორიების მსოფლიო ქსელებში მიწისძვრების, მაგნიტური შტორმებისა და ხელოვნური აფეთქებების დროს [2-4].

დაბალ სიხშირულ დიაპაზონში  $\omega_0 \leq \omega_R \sim \omega'_R \ll \omega_B, \omega'_B$ , ან გრძელი ტალღებისას, როცა  $k_x^2 \ll \beta/C_B$  და  $Kk_x \ll \beta'/C_B$ , დისპერსიულ განტოლება (39)-ს აქვს ამონახსნი ნელი (როსბის ტიპის) მოდის სიხშირის სახით:

$$\omega_0^s = -\frac{k_x}{k_x^2 + k_0^2} \beta', \quad \gamma^s = -\frac{k_x^2}{k_x^2 + k_0^2} \Lambda, \quad (41)$$

რომელიც განიცდის მნიშვნელოვან ჩაქრობას ( $\gamma^s \approx -\Lambda$  რადგანაც  $k_x \gg k_0$ ), მაგრამ უფრო დიდმასშტაბიანი, გრძელი ტალღები არიან სუსტად ქრობადი.

რიცხვითმა გამოთვლებმა აჩვენა, რომ როსბის ტიპის ტალღების (41) ფაზური სიჩქარეები  $C'_R = \omega_0^s / k_x = -\beta' \lambda^2 / [4 \pi^2 (1 + k_0^2 / k_x^2)]$  სიმაღლეებზე (90÷150)კმ ტოლია (-2 ÷ +80) მ/წმ დღისით და (2÷0.5) მ/წმ ღამით,  $T_{\text{exos}} = 600^0 \text{ K}$  და  $\lambda = 2\pi / k_x = 2 \cdot 10^3$  კმ. ტალღის სიგრძისათვის  $\lambda = 2 \cdot 10^4$  ფაზური სიჩქარე იცვლება (-41 მ/წმ)-დან (+1.8 კმ/წმ)-მდე დღისით და (-41 ÷ -11) მ/წმ შუალედში ღამით. ფაზური სიჩქარეები იცვლება (+3 მ/წმ)-დან (+60 მ/წმ)-მდე დღისით და (+2 მ/წმ)-დან (+1.3 მ/წმ)-მდე ღამით, როცა  $T_{\text{exos}} = 2600^0 \text{ K}$  და  $\lambda = 2 \cdot 10^3$ . ამ შემთხვევაში ნიშანი “-“ მიუთითებს ფაზური სიჩქარის მიმართულებას აღმოსავლე-თიდან დასავლეთით, ნიშანი “+” პირიქით - დასავლეთიდან აღმოსავ-ლეთით. გამოთვლებმა აჩვენა, რომ  $\beta' = (\Omega_0 - N \omega'_i / N_n) 2 \sin \theta_0 / R$  (სადაც  $\omega'_i = eB_e / M$ ) მიისწრაფვის ნულისაკენ და  $C'_R = 0$  დღისით 115 კმ სიმაღლეზე, ხოლო ღამით 150 კმ-ზე. ამ სიმაღლეებზე შესაბამისად არ იარსებებენ როსბის ტიპის პლანეტარული ტალღები. ეს სიმაღლეები ექსპერიმენტულად შეიძლება გამოვლენილ იქნას იონოსფერულ სადგურებზე და მაგნიტურ ობსერვატორიებში პლანეტარული ტალღების რეგისტრირებისას. ასე, რომ

როსბის ჩვეულებრივი ნელი პლანეტარული ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან დასავლეთიდან აღმოსავლეთისაკენ დღისით უპირატესად აღიმგვრებიან ქვედა E-შრეში (90÷115)კმ, ხოლო კრიტიკულ სიმაღლეზე მაღლა (115)კმ უპირატესად აღიმგვრებიან ელექტრომაგნიტური ხასიათის პლანეტარული უდს ტალღები, რომლებიც მოძრაობენ აღმოსავლეთიდან დასავლეთისაკენ. სიმაღლის ზრდისას ამ ტალღებს არც შეიძლება ეწოდოთ ნელი ტალღები, რადგანაც 150 კმ-ზე მათი ფაზური სიჩქარე აღწევს 1 კმ/წმ-ზე მეტ სიდიდეს მზის სუსტი აქტიურობის დროსაც კი ( $T_{\text{exos}} = 600^0 \text{ K}$ ). ხოლო ღამის იონოსფეროს მთელი ჰოლის რეგიონი ((90÷150)კმ) მთლიანად იქნება დაკავებული ჩვეულებრივი როსბის ნელი პლანეტარული ტალღებით, რომლებიც განპირობებული არიან კორიოლისის ძალით. მაშასადამე, პლანეტარული ტალღების “მაგნიტური კონტროლი” იონოსფეროში დამოკიდებულია კრიტიკული სიმაღლეების მდებარეობაზე, სადაც  $\beta'$  და შესაბამისად  $C'_R = 0$ .

ზემოაღნიშნულიდან გამომდინარეობს მნიშვნელოვანი დასკვნა, რომ E-არეში გლობალური ქარების სურათი მნიშვნელოვნად იცვლება დღე-ღამის განმავლობაში, რადგანაც პლანეტარული ტალღების ზემოქმედებით გაბატონებული ქარების სიჩქარე დღე-ღამეში იცვლება როგორც სიდიდით, ასევე მიმართულებით. კრიტიკული სიმაღლეების არსებობა ქარის ველს ყოფს ორ არედ: შედარებით უქარო არედ (კრიტიკული სიმაღლის ქვემოთ) და ინტენსიური ქარების არედ (კრიტიკული სიმაღლის ზემოთ). გაბატონებული ქარების ცვალებადობა E-არეში კარგად ცნობილი ექსპერიმენტული ფაქტია, რომელიც დადგენილია თანამგზავრული გაზომვებითა და მნათი ხელოვნური ღრუბლების მეშვეობით E-არეში [36,37,63].

გამოთვლებმა აგრეთვე აჩვენა, რომ ნელი პლანეტარული ტალღების პერიოდი  $T'_R = 2\pi/\omega_0^s$  მოთავსებულია 14 დღელამიდან 8 სთ-მდე ინტერვალში (90÷150)კმ სიმაღლეებზე, როცა  $T_{\text{exos}} = 600^0 \text{ K}$  და  $\lambda = 2 \cdot 10^3$  კმ. ხოლო როცა  $T_{\text{exos}} = 2600^0 \text{ K}$ , ამ ტალღების პერიოდი იცვლება 14 დღელამიდან 2 საათამდე. ნელი ტალღების ფაზური სიჩქარის  $C'_R$  და პერიოდის  $T'_R$  დამოკიდებულება ეგზოსფერულ ტემპერატურაზე განპირობებულია იმით, რომ  $C'_R$  პროპორციულია  $\beta'$ -ის და ეს უკანასკნელი კი პროპორციულია იონიზაციის ხარისხისა  $\eta = N/N_n$ , რაც განაპირობებს ფაზური

სიჩქარის  $C'_R$  ზრდას სიმაღლის ზრდასთან ერთად. ამ ტალღებით გამოწვეული გეომაგნიტური ველების შემფოთებების ამპლიტუდა შეიძლება შეფასებულ იქნას მაქსველის განტოლებების გამოყენებით,  $b_R \approx |\mu_0 e N C'_R \xi|$  და აღწევს რამდენიმე ათეულ ნანოტესლას, სადაც  $\xi$  არის იონის (ნეიტრალური ნაწილაკის) გადაადგილების სიდიდე.

ამონახსნი (41) ფაქტიურად ემთხვევა ეგრეთწოდებულ მაგნიტოჰიდ-როდინამიკურ გრადიენტულ (მგკ) მოდას (შტოს), რომელიც თეორიულად გამოვლენილ იქნა შრომებში [56,57].

კრიტიკულ შრეებზე, სადაც  $\beta' = 0$  ადგილი აქვს ლოკალური ქარების მიმართულების ცვლილებას და ასეთ შემთხვევაში შეიძლება გაჩნდეს დედამიწის ზედა ატმოსფეროს ზებრუნვა (სუპერროტაცია) (როცა ატმოსფერო ბრუნავს უფრო ჩქარა ვიდრე თვით დედამიწის ზედაპირი) [1]. ამ ტალღური მოძრაობის ფაზური სიჩქარე არის  $C'_R \approx (-41 \div +10^2)$  მ/წმ რიგის და ის მოიცავს დედამიწის ზედა ატმოს-ფეროს ზებრუნვის სიჩქარის სიდიდეს (55 მ/წმ რიგის), რომელიც დაიშორება სატელიტების მეშვეობით [1]. ამრიგად, ნელი პლანეტარული ტალღები  $C'_R$  შეიძლება იყვნენ დედამიწის ზედა ატმოსფეროს ზებრუნვის მიზეზი სხვადასხვა განედებზე.

$C'_R$  ტალღების პარამეტრები კარგ თანხვედრაშია იონოსფეროს E არეში სამუალო განედებზე წლის ნებისმიერ სეზონზე დამზერილი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღების პარამეტრებთან [7,8,10,13,52,53].

### 2.3 პლანეტარული მასშტაბის უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები იონოსფეროს F – არეში

პირველ თავში (პარაგრაფ 1.2) უკვე აღინიშნა, რომ ჰოლის გამტარებლობის კოეფიციენტი  $\sigma_H$  დამოკიდებულია მუხტების ნიშანზე. ამასთან, გამოთვლები აჩვენებს, რომ F – არეში, კერძოდ, 150 კმ სიმაღლეზე და ზემოთ ელექტრონებისა და იონების წვლილი  $\sigma_H$ -ში ერთმანეთს აბათილებს და  $\sigma_H = 0$ . ასე, რომ ჰოლის ეფექტი (ჰოლის დენები), რომელიც იონოსფეროს E – არეში იწვევს დამატებით გიროსკოპიულ ეფექტს (კორიოლისის ძალის მსგავსად, მხოლოდ მის საწინააღმდეგოდ), F – არეში პრაქტიკულად არ ვლინდება ( $\alpha = 0$ ). F – არეში უპირატესად თავს იჩენს მართობული

გამტარებლობა  $\sigma_{\perp}$  და მისით განპირობებული მართობული – პედერსენის დენები. მართო-ბული გამტარებლობა  $\sigma_{\perp}$  F – არეში იწვევს დისიპაციურ პროცესებს ე.წ. ნაწილაკების ინდუქციურ დამუხრუჭებას (რხევების ინდუქციურ მილევას) [75,61]. შევაფასოთ ამ დისიპაციის ეფექტურობა განსახილ-ველი პლანეტარული დიდმასშტაბიანი ტალღებისათვის. დიდმას-შტაბიანი შემფოთებებისათვის F – არეში რეინოლდსის მაგნიტური რიცხვი  $R_{m\perp} = \omega L^2 / \nu_{\perp}$  (სადაც  $\nu_{\perp} = 1/(\mu_0 \sigma_{\perp})$ ,  $\omega$  არის შემფოთების მახასიათებელი სიხშირე, L- შემფოთების ხაზოვანი ზომა) ტოლია  $10^2$ , რაც საკმაოდ დიდია და ამის გამო  $\nu_{\perp}$ -ით განპირობებული ინდუქციური მილევა შეიძლება უგულვებელვყოთ. მართლაც, დაკვირვებებით დადასტურებულია, რომ იონოსფეროს F – არეში პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღები გადაადგილდებიან დიდ მანძილებზე მნიშვნელოვანი მილევის გარეშე. დისიპაციური პროცესებიდან, ისე როგორც E არეში, F არეშიც გავითვალისწინოთ რელეის ხახუნი ( $\Lambda \neq 0$ ). ამ შემთხვევაში, F – არისათვის ზოგადი დისპერსიული განტოლება (27) დაიყვანება შემდეგ სახემდე:

$$\omega[\omega^2 - \omega(\omega_R - i\Lambda) - \omega_n^2 + \omega_{n2}^2 - \omega_{AM}^2 - 2i\omega_{n2}^2 k_y R \operatorname{tg}\theta_0] = 0, \quad (42)$$

სადაც

$$\omega_n = \frac{1}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \frac{k_x}{k_{\perp}} (\beta_{B1}^2 + \beta_{B2}^2)^{1/2} = \frac{B_e}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \frac{k_x}{k_{\perp}} \frac{(1 + 3 \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{R}, \quad (43)$$

$$\omega_{n2} = \frac{1}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \frac{k_y}{k_{\perp}} \beta_{B2} = \frac{B_e}{(\mu_0 \rho)^{1/2}} \frac{k_y \cos \theta_0}{k_{\perp} R}.$$

### 2.3.1 ალფენის ტიპის ნელი ტალღები

ზემოთ უკვე აღინიშნა, რომ დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარისა და გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნება პრაქტიკულად არ ზემოქმედებს მკვდ ტიპის (არცთუ ისე გრძელი შემფოთებებისათვის  $\lambda \leq 10^3$  კმ) ტალღების დინამიკაზე. ასე, რომ ალფენის ნელი ტალღების საკუთარი სიხშირისა  $\omega_0$  და დეკრემენტისათვის  $\gamma$  (42) განტოლებიდან მიიღება შემდეგი ამონახსნი:

$$(\omega_0)_{1,2} = \pm \omega_{AM} = \pm \sqrt{\eta} \omega_A = \pm k_y V_{AM} \sin \theta_0, \quad \gamma = -\frac{\Lambda}{2}, \quad (44)$$

$$(\omega_0)_3 = 0. \quad (45)$$

აქ, უგანზომილებო პარამეტრი  $\eta = N/N_n$  აღნიშნავს პლაზმის იონიზაციის ხარისხს,  $\omega_A = (k \cdot B_0) / \sqrt{\mu_0 NM}$  არის ჩვეულებრივი ალფენის ტალღის სიხშირე. დისპერსიულ განტოლება (44)-ს აქვს ორი ფესვი დადებითი და უარყოფითი გავრცელების მიმართულებისათვის. ამ შემთხვევების ჯგუფური სიჩქარე მიმართულია გეომაგნიტური ველის  $B_0$  ძალწირების გასწვრივ. ელექტრომაგნიტური შემფოთება, რომლის სიხშირე განისაზღვრება (44) ფორმულით, არის მოდიფიცირებული ანუ ალფენის ნელი ტალღა. მოდიფიცირებული ალფენის ტალღა არის ნელი ტალღა, რადგანაც პარამეტრი  $\eta$  იცვლება  $10^{-7} \div 10^{-3}$  ინტერვალში იონოსფეროს F-არეში სიმაღლეზე (200÷500)კმ. ისინი ვრცელდებიან მერიდიანის გასწვრივ, როგორც ჩრდილოეთით, ასევე სამხრეთით. ის მიიღევა სუსტად რელეის ხახუნის გავლენით. იონოსფეროს F-არეში ნაწილაკების სიმკვრივის ტიპური მნიშვნელობისათვის  $\rho \sim 5 \cdot 10^{11}$  კგ.მ<sup>-3</sup> (44)-დან გამომდინარეობს, რომ ნელი ალფენის ტალღის ფაზური სიჩქარე აღწევს მნიშვნელობას  $V_{ph} = \omega_0 / k_y \approx 4$  კმ/წმ; ტალღის სიგრძე არის  $\lambda = V_{ph} T \sim (10^3)$  კმ რიგის, სიხშირე მოიცავს  $(10^{-2} \div 10^{-3})$  წმ<sup>-1</sup> დიაპაზონს. ტალღები იწვევენ  $b \approx B_0 V / V_{ph} \sim 10^3$  ნანოტესლას რიგის გეომაგნიტურ პულსაციებს. მამასადაამე, იონოსფეროს F-არეში დამზერილი დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური შემფოთებები, რომლებიც ვრცელდებიან მერიდიანის გასწვრივ როგორც ჩრდილოეთით, ასევე სამხრეთით 2.5 კმ/წმ სიჩქარით [55,61] შეიძლება იდენტიფიცირებულ იქნან როგორც ალფენის ნელი ტალღები.

### 2.3.2 ჩქარი პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები

პლანეტარული მასშტაბის ელექტრომაგნიტური ტალღებისთვის ( $\lambda \geq 10^3$  კმ და მეტი) გეომაგნიტური ველების სივრცითი არაერთგვა-როვნება ხდება ძალზე მნიშვნელოვანი, ამიტომ (42) დისპერსიულ განტოლებაში გრადიენტული წევრების

უგულვებელყოფა უკვე აღარ შეიძლება. ამიტომ პარაგრაფ 2.2.2-ის მსგავსად, აქაც განვიხილოთ დიდმასშტაბიანი ზონალური შეშფოთებები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ( $x$  ღერძის გასწვრივ, ე.ი.  $k_x \neq 0$ ) და რომელთათვისაც  $k_y \rightarrow 0$ . მაშინ, დისპერსიული განტოლება (42) საგრძნობლად მარტივდება და დებულობს სახეს:

$$\omega_0[\omega_0^2 - \omega_0\omega_R - \omega_n^2] = 0, \quad \gamma = -\frac{\omega_0}{2\omega_0 - \omega_R} \Lambda. \quad (46)$$

იმის გათვალისწინებით, რომ ჩვეულებრივი როსბის ტალღების შეღწევა იონოსფეროს F-არეში არის რთული [5,6,50] და ამასთან  $\omega_R \ll \omega_n$ , (46) – დან ვლებულობთ შემდეგ სამ ამონახსნს:

$$(\omega_0)_{1,2} = \pm\omega_n = \pm\sqrt{\eta} \frac{B_e}{\sqrt{\mu_0 M N}} \frac{(1 + 3 \sin^2 \theta_0)^{1/2}}{R}, \quad \gamma_n = -\frac{\Lambda}{2}, \quad (47)$$

$$(\omega_0)_3 = 0. \quad (48)$$

ამონახსნი (47) ახასიათებს ზონალური შეშფოთებების მხოლოდ რხევით რეჟიმს და წარმოადგენს მდგარ ტალღებს პარალელების გასწვრივ, როგორც ამას ადგილი აქვს ლენგმიურის ტალღისათვის სრულად იონიზებულ პლაზმაში [77]. რადგანაც სიმაღლის ზრდასთან ერთად ნეიტრალთა კონცენტრაცია იონოსფეროს F-არეში იცვლება ფართო დიაპაზონში (რამოდენიმე რიგით), ზონალური რხევების საკუთარი სიხშირეები  $\omega_n$  (47), რომლებიც გამოწვეულია იონოს-ფეროში მუდმივმოქმედი ფაქტორით – გეომანტიური ველის არაერთ-გვაროვნებით, აგრეთვე შეიცვლება სიხშირეთა დიდ ინტერვალში. მაგალითად, მაგნიტურ ეკვატორზე ( $\theta = 90^\circ$ ) სიხშირე იქნება ორჯერ დიდი ვიდრე მაგნიტურ პოლუსზე ( $\theta = 0$ ).

დიდმასშტაბიანი (პლანეტარული) ელექტრომაგნიტური რხევები, რომელთა სიხშირე განისაზღვრება (47) ფორმულით, არის იონოსფეროს F-არისათვის ახალი ტიპის საკუთარი რხევები, რომლებიც გამოთვლილია ჩვენს მიერ.

თუ იონოსფეროს F-არეში შესაძლებელია ჩვეულებრივი როსბის პლანეტარული ტალღების არსებობა ( $\omega_R \neq 0$ ) (რომელთათვისაც F-არეში ასაღწევად საჭირო პირობები იქმნება ბუნიობისას [50,51]), მაშინ (46) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ

განხილულ რხევებს (47) უკვე შეუძლიათ პარალელების გასწვრივ გავრცელება, ე.ი. ხდებიან ტალღები და განიცდიან დისპერსიას:

$$V_{ph}^2 = \frac{C_n^2}{1 - \frac{\omega_R}{\omega}}, \quad (49)$$

სადაც  $C_n = \omega_n / k_x$ ,  $V_{ph} = \omega / k_x$  - არის ტალღის გავრცელების ფაზური სიჩქარე. ამ ტალღებს შეუძლიათ აგრეთვე იონოსფეროს F-არეში გავრცელება ზონალურ ქართან ურთიერთქმედებისას, რომლის სიჩქარის სიდიდე აღვნიშნოთ  $V_0$ -ით. მართლაც, ზონალური ქარების გათვალისწინებით, რხევების საკუთარი სიხშირე განისაზღვრება ფორმულით  $\omega_0 = k_x V_0 + \omega_n$ , შესაბამისად, ფაზური სიჩქარისათვის ვღებულობთ  $V_{ph} = \omega / k_x = V_0 + C_n$ , ხოლო ტალღის ჯგუფური სიჩქარე  $C_{gr} = \partial\omega / \partial k$  დაემთხვევა ზონალურ ქართა სიჩქარეს  $C_{gr} = V_0$  იონოსფეროს F-არეში. ამრიგად, ამ ელექტრომაგნიტური შეშფოთებების ჯგუფური სიჩქარის გაზომვა მაგნიტოსფერული და იონოსფერული ობსერვატორიების მონაცემებზე დაყრდნობით, იძლევა ზონალური ქარების სიჩქარის გაზომვის შესაძლებლობას იონოსფეროს F არეში, რისთვისაც ჯერჯერობით არ არსებობს ეფექტური ექსპერიმენტული მეთოდი.

იონოსფეროს F-არეში ეს ტალღები ექსპერიმენტულად დაიმზირებიან [9,10,14,77] როგორც მაგნეტო - იონოსფერული ტალღური შეშფოთებები (მიტშ).

გამოთვლებმა აჩვენა, რომ ამ ტალღების ფაზური სიჩქარეები  $C_n = \omega_n / k_x$  მოთავსებულია (20÷1400) კმ/წმ შუალედში (200÷500)კმ სიმაღლეებზე, როცა ტალღის სიგრძე -  $\lambda_n = 2 \cdot 10^3$  კმ,  $\theta_0 = 45^\circ$ , ეგზოსფერული ტემპერატურა არის  $T_{exos} = 600^0$  K; და (10÷50) კმ/წმ, როცა  $T_{exos} = 2600^0$  K. ამ ტალღების პერიოდი  $T_n = 2\pi / \omega_n$  არ არის დამოკიდებული ტალღის სიგრძეზე და მოთავსებულია (105÷3)წმ ინტერვალში, როცა  $T_{exos} = 600^0$  K და (210÷40)წმ, როცა  $T_{exos} = 2600^0$  K. ამ ტალღებით გამოწვეული მაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდას აქვს იგივე რიგი რაც  $C_B$ -ტალღის შემთხვევაში,  $b_n = b_B$ .  $C_n$  და  $T_n$  პარამეტრების ძლიერი დამოკიდებულება ეგზოსფერულ ტემპერა-ტურაზე შეიძლება აიხსნას ატმოსფეროს სითბური წატაცებით (შებერვით) და მძიმე ნაწილაკების გადატანით F-არის დაბალი შრიდან უფრო მაღალ



შრეზე იონოსფეროში. ფაზური სიჩქარეების  $C_n$  ზოგადი ზრდა სიმაღლისა და განედის  $\theta$  ზრდასთან ერთად, უშუალოდ გამომდინარეობს  $\omega_n$ -ის გამოსათვლელ (47) ფორმულიდან. ტალღები სუსტად მიიღვეიან დეკრემენტით  $|\gamma| = 0.5\Lambda \approx 10^{-6} \text{წმ}^{-1}$ .  $C_n$  – ტალღების პერიოდები, ფაზური სიჩქარეები და გეომაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდები კარგ თანხვედრაშია ძლიერი მიწისძვრებისა და მაგნიტური შტორმების დროს საშუალო განედოვანი იონოსფეროს F-შრეში დამზერილ დიდმასშტაბიან ელექტრომაგნიტურ შემფოთებათა სათანადო მახასიათებლებთან [2,3,4,77]. ეს წარმოადგენენ იონოსფეროს F-შრის საკუთარი რხევების ახალ შტოს (მოდას).

ცხრილ 1-ში (იხ. გვ. 88) წარმოდგენილია ზემოთგამოკვლეული პლანეტარული მასშტაბის ულტრადიბალი სიხშირის საკუთარი ელექტრომაგნიტური რხევების სპექტრები იონოსფეროში. ტალღების სიხშირეებთან, მიღვეის დეკრემენტის სიდიდესთან ერთად ცხრილში მოყვანილია ამ შემფოთებების იონოსფეროში აღძვრის პირობები.

#### 2.4 გეომაგნიტური ველის სიმრუდის ზეგავლენა იონოსფერული პლანეტარული უდს ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებაზე

წინა პარაგრაფებში სიმარტივისათვის გამოვიყენეთ კოორდინატა “სტადარტული” სისტემა. ეს სისტემა თვალსაჩინოდ ამარტივებს გამოთვლებს, მაგრამ არაადეკვატურად ასახავს გარემოს სიმრუდეს, კერძოდ, გეომაგნიტური ველის ძალწირების სიმრუდეს. გეომაგნიტური  $H_0$  ველი იონოსფეროში ადეკვატურად არის აპროქსიმირებული დამაგნიტებული სფეროს დიპოლური ველით. კოორდინატა სფერულ  $(r, \theta, \lambda')$  სისტემაში, როდესაც მაგნიტური ველის დიპოლური მომენტი ემთხვევა დედამიწის ბრუნვის ღერძს ( $\varphi' = \varphi$ ), გეომაგნიტურ ველს შემდეგი კომპონენტები გააჩნია [113,62]:

$$H_{0r} = -\frac{2Q}{r^3} \cos \theta, \quad H_{0\theta} = -\frac{Q}{r^3} \sin \theta, \quad H_{0\lambda'} = 0, \quad (50)$$

და აკმაყოფილებს მაქსველის შემდეგ განტოლებებს:

$$\nabla \times H_0 = 0, \quad \nabla H_0 = 0, \quad (51)$$

სადაც  $Q$  დიპოლის მაგნიტური მომენტი. (50) განტოლებების თანახმად  $(\nabla \times H_0)_r$  და  $(\nabla \times H_0)_\theta$  კომპონენტების მნიშვნელობა ნულამდე იდენტურად მცირდება და ქვემოთ მოყვანილი ორი ტოლობა ასახავს გეომაგნიტური ველის სიმრუდის წევრებსა და გრადიენტს შორის დამოკიდებულებას:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial H_{0r}}{\partial \theta} &= \frac{\partial H_{0\theta}}{\partial r} + \varepsilon \frac{H_{0\theta}}{r}; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial H_{0\theta}}{\partial \theta} &= -\frac{\partial H_{0r}}{\partial r} - \varepsilon \left( \frac{2}{r} H_{0r} + \frac{\cot \theta}{r} H_{0\theta} \right). \end{aligned} \quad (52)$$

აქ  $\varepsilon$  პარამეტრი მოხერხებულობისთვის არის შემოყვანილი: იმისდა მიხედვით, უგულებელვყოფთ თუ არა გეომაგნიტური ველის სიმრუდეს, ან პირიქით, ვითვალისწინებთ მას,  $\varepsilon = 0$  ან  $1$ . უნდა აღინიშნოს, რომ (52) განტოლების ტრადიციული გამარტივება  $\varepsilon$ -ის ნულთან გატოლებით მათემატიკურად არასწორი იქნებოდა, რადგან ასეთ შემთხვევაში გეომაგნიტური ველი დიპოლური ველისაგან 20%-ით იქნებოდა განსხვავებული. ექსპერიმენტული გაზომვები [113] აჩვენებენ, რომ გეომაგნიტური ველის დიპოლურისაგან განსხვავება მხოლოდ რამდენიმე ათეული ათასი კილომეტრის მანძილზე ხდება შესამჩნევი. თუმცა, უნდა აღინიშნოს, ზემოთ მოყვანილი განტოლებები (40),(47) განხილული ტალღის სიხშირეებისთვის მიახლოებითი ფორმულებია. ქვემოთ ჩვენ ამ ხარვეზის გამოსწორებას ვცდილობთ.

თუ გავითვალისწინებთ იმ ფაქტს, რომ როსბის ნელი ტალღები მეტად უმნიშვნელო ზემოქმედებას ახდენენ სწრაფი ელექტრომაგნიტური პლანეტარული ტალღების გავრცელებაზე, როგორც ეს ნაჩვენებია ნაშრომში [23,27], ჩვენ შეიძლება უგულებელვყოთ სწრაფ მოდებზე დედამიწის ბრუნვის ზეგავლენა.

იონოსფეროს  $E$  შრისთვის საწყის (14) და (15) განტოლებებში მცირე შემფოთებებისათვის მუდმივი ამპლიტუდის მქონე ჰარმონიული ტალღების სახით წარმოდგენების და (52)-ის ჩასმით მივიღებთ სიხშირის მიმართ მეორე რიგის დისპერსიულ განტოლებას. ამ ამოცანის ამოხსნა, გეომაგნიტური ველის სიმრუდის გათვალისწინებით ( $\varepsilon = 1$ ), გვაძლევს სწრაფი ტალღების  $\bar{\omega}_H$  სიხშირის გამოსახულებას  $E$  შრეში:

$$\bar{\omega}_H = \frac{1}{2} \frac{cH_e}{4\pi eN} \left( \sin \theta \pm \sqrt{24 + \sin^2 \theta} \right) k. \quad (54)$$

სადაც  $k = 2\pi / \lambda = m / (R \sin \theta)$ ,  $m$  ტალღური რიცხვია  $\varphi$  განედისათვის, როდესაც  $m = 1$ , პარალელში ერთი ტალღა თავსდება,  $m = 2$  – ორი და ა.შ

როსბის ტიპის ნელი ტალღებისათვის გეომანტიური ველის სიმრუდის ( $\varepsilon = 1$ ) გათვალისწინებით დისპერსიული განტოლების ამოხსნა სპექტრისათვის შემდეგ გამოსახულებას გვაძლევს:

$$\bar{\omega}_R = \frac{1}{2} \frac{N}{N_n} \frac{eH_e}{Mc} \left( \frac{-\sin \theta \pm \sqrt{24 + \sin^2 \theta}}{kR} \right). \quad (55)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ  $F$  შრეში ჰოლის ეფექტი უმნიშვნელოა, შესაბამისი დისპერსიული განტოლების ამოხსნა სწრაფი პლანეტარი ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის შემდეგ სპექტრს გვაძლევს:

$$\bar{\omega}_n = \frac{1}{2} \frac{H_e}{\sqrt{4\pi\rho}} \left( \frac{-\sin \theta \pm \sqrt{24 + \sin^2 \theta}}{R} \right). \quad (56)$$

(54)-(56) განტოლებები სწრაფი და იონოსფეროს E და F შრეებისთვის ნელი უდს ელექტრომაგნიტური პლანეტარული ტალღების სიხშირეებისათვის კორექტირებულ ფორმულებს წარმოადგენენ და იმავდროულად გეომანტიური ველის სიმრუდის და განედურ გრადიენტულ ეფექტებსაც ითვალისწინებენ.

ეს ტალღური შტოები, ისევე როგორც (46)-(47) იონოსფეროში საკუთარი რხევების ახალი მოდეები არიან. (54)-(56) განტოლებები გვიჩვენებენ, რომ გეომანტიური ველის სიმრუდის გათვალისწინების შემთხვევაში იონოსფეროს პლაზმაში ანიზოტროპიული ელექტრომაგნიტური დრეკადობა წარმოიქმნება. შედეგად იონოსფეროს ელექტრომაგნიტური შეშფოთებები აღმოსავლეთის და დასავლეთის მიმართულებით სხვადასხვა ფაზური სიჩქარეებით ვრცელდებიან. ასე მაგალითად, როგორც (56)-დან ჩანს, დასავლეთიდან აღმოსავლეთისაკენ გავრცელებული ტალღებისათვის ( $C_n > 0$ ), ეკვატორთან ( $\theta = \pi / 2$ ), სადაც ტალღის ფაზური სიჩქარე  $V_{ph} \equiv \bar{C}_n = \bar{\omega}_n / k$  მაქსიმალური ხდება, გვაქვს  $C_{n+} = 2C_0$ , სადაც  $C_0 = H_e / (kR\sqrt{4\pi\rho})$ ; აღმოსავლეთიდან დასავლეთისაკენ მოძრავი ტალღებისათვის ( $C_n < 0$ ), გვექნება  $C_{n-} = -3C_0$ .

ყოველივე ზემოთთქმულიდან შეიძლება დავასკვნათ, რომ გეომანტიური ველი იონოსფერულ პლაზმას გრძედის გასწვრივ ჭიმავს, ისევე, როგორც გრავიტაცია ახდენს

ატმოსფეროს ვერტიკალურ სტრატეფიცირებას. პარალელის გასწვრივ დასავლეთის მიმართულებით ტალღის გავრცელების სიჩქარე უფრო მეტია, ვიდრე აღმოსავლეთის მიმართულებით. ანუ. გეომაგნიტური ველის სიმრუდე უდს ელექტრომაგნიტური პლანეტარული ტალღების უპირატეს მიმართულებას განსაზღვრავს.

განხილულ ტალღურ შემფოთებებში, მათი დიდი მასშტაბების გამო, რხევით პროცესებში იონოსფერული გარემო მთლიანად არის ჩართული და ეს ტალღები იონოსფერული ამინდის განმსაზღვრელ ფაქტორად შეიძლება იქნან მიჩნეული.

## 2.5 იონოსფერული გარემოს სტაციონარული წონასწორობის მდგომარეობა

როგორც უკვე ზემოთ აღინიშნა, ზოგად შემთხვევაში საწყისი განტოლებათა სისტემა (14)-(15) დროის მიხედვით მეექვსე ხარისხისაა (სისტემა შეიცავს სიჩქარის სამი კომპონენტისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის სამი კომპონენტის დროით წარმოებულს). შესაბამისად, ამ განტოლებათა სისტემიდან მიიღება  $\omega$  სიხშირის მიმართ მეექვსე ხარისხის დისპერსიული განტოლება. მათ შორის E-არეში წარმოიშობიან ოთხი ტიპის საკუთარი რხევები (ტალღები) (იხილე ცხრილი 1): შედარებით ზომიერმასშტაბიანი ( $\lambda \leq 10^3$  კმ) ალფენის ნელი ტალღები (35) და ჰელიკონები (36); დიდმასშტაბიანი ( $\lambda > 10^3$  კმ) ჩქარი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღები (40) და როსბის ტიპის ნელი პლანეტარული ტალღები (41). შესაბამისად, F-არეში ასევე წარმოიშობა ოთხი ტიპის საკუთარი რხევა (ტალღები) (იხილე ცხრილი 1): ორი ალფენის ნელი ტალღა (რომლებიც ვრცელდებიან მერიდიანების გასწვრივ ჩრდილოეთით და სამხრეთით) (44) და ორი დიდმასშტაბიანი (პლანეტარული) ჩქარი უდს ელექტრომაგნიტური ტალღა (47), რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ აღმოსავლეთით და დასავლეთით. ორი სიხშირე, ზემოთაღნიშნული ექვსიდან არის ნულის ტოლი ( $\partial/\partial t = 0$ ,  $\omega_{5,6} = 0$ ) და მათაც აქვთ გარკვეული ფიზიკური აზრი. ისინი შეესაბამებიან იონოსფეროს ჰიდროდინამიკურ და ელექტრო-მაგნიტურ წონასწორობას ძირითად, საწყის მდგომარეობაში.

წონასწორობის (სტაციონარული) მდგომარეობის გამოსაყოფად, საწყის განტოლებათა სისტემაში (14), (15) საჭიროა დავუშვათ, რომ  $\partial/\partial t = 0$ . რადგანაც

წონასწორული მდგომარეობაში გეომანტიური ველი ტოლია  $B_0$ ,  $B = B_0$  (ე.ი.  $b = 0$ ) და ის არის არაგრიგალური (ანუ დიპოლური),  $\nabla \times B_0 = 0$ , ამიტომ იონოსფეროში მოქმედი ამპერის ელექტრომაგნიტური ძალა  $F_A = (\nabla \times B_0) \times B_0 / (4\pi\rho) \equiv 0$ . ამის გამო (14), (15) განტოლებებიდან (როცა  $\partial / \partial t = 0$ ) ვღებულობთ, რომ

$$V_0 \times 2\Omega_0 = -\frac{1}{\rho} \nabla P_0 + g - \Lambda V_0, \quad \nabla \times (V_0 \times B_0) = \nabla \times E = 0. \quad (14a), (15a)$$

ჩავწერთ რა (14a) განტოლებას კომპონენტებში, ვღებულობთ ზონალური ქარის კვაზისტატიკურობის პირობას  $\partial P / \partial z = -\rho g$  და ქარის გრადიენტულობის პირობას:

$$V_{0x} = -(\Lambda \partial P_0 / \partial x + \Omega_0 \partial P_0 / \partial y) / [\rho(\Lambda^2 + 4\Omega_0^2)],$$

$$V_{0y} = -(\Lambda \partial P_0 / \partial y + \Omega_0 \partial P_0 / \partial x) / [\rho(\Lambda^2 + 4\Omega_0^2)].$$

ეს უკანასკნელი, იონოსფეროს იმ არეში, სადაც შეიძლება რელეის ხახუნის ძალის უგულვებელყოფა ( $\Lambda = 0$ ), გადადის ატმოსფეროს კვაზიგეოსტროფიულობის პირობაში  $V_0 = V_g = (e_z \times \nabla P_0) / (2\Omega_0 \rho)$ . შესაბამისად, (15a) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ იონოსფეროში წონასწორულ მდგომარეობაში ელექტრულ ველს აქვს ელექტროსტატიკური ხასიათი ( $\nabla \times E = 0$ ) და გენერირდება ლოკალური  $V_0$  ქარის მიერ. მართლაც, თუ გავითვალისწინებთ (15a) განტოლებას, მივიღებთ, რომ  $E = -\nabla \Phi = V_0 \times B_0$ .

მაშასადამე, ნულოვან სიხშირეებსაც გააჩნიათ განსაზღვრული ფიზიკური მნიშვნელობა და შეესაბამებიან იონოსფეროს მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემის სტაციონარულ ამონახსნებს, რომლებიც განსაზღვრავენ იონოსფერული გარემოს კვაზისტატიკურ, კვაზიგეოსტროფულ და ელექტრომაგნიტურ წონასწორობას.

### თ ა ვ ი I I I

#### იონოსფეროში გრიგალური შიდა ელექტრული ველების გენერაციის ახალი მექანიზმები

##### 3.1 შიდა ელექტრული ველის თავისებურებანი იონოსფეროში

მოცემულ თავში შემოთავაზებულია იონოსფეროს E და F-არეებში დიდმასშტაბიანი გრიგალური შიდა ელექტრული ველის გენერაციის ფიზიკური მექანიზმი. ნაჩვენებია, რომ დიდმასშტაბიანი ( $>10^3$ კმ) სინოპტიკურად მოკლეპერიოდიანი (რამოდენიმე წამიდან რამოდენიმე საათამდე), ჩქარი (გავრცელების სიჩქარით 1კმ/წმ-ზე მეტი) პროცესები იონოსფეროში წარმოშობენ გრიგალურ ელექტრულ ველს, რომელიც შეიძლება სიდიდით ბევრად აღემატებოდეს მოცემულ რეგიონში ქარის მიერ წარმოქმნილი დინამო - ელექტრული ველის სიდიდეს.

დღეისთვის მიღებულია მოსაზრება [36,65,78], რომ იონოსფეროში (მაგალითად E-არეში) დინამო - მექანიზმით წარმოიშობა მხოლოდ პოლარიზაციული ელექტრული ველი  $\mathbf{E}_\Phi$  იონოსფერული ქარების მეშვეობით  $\mathbf{E}_\Phi = \nabla\Phi = [\mathbf{V}_n \cdot \mathbf{B}_0]$ , სადაც  $\mathbf{V}_n$  არის ნეიტრალური გარემოს (ქარის) სიჩქარე,  $\mathbf{B}_0$  - გეომაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორი,  $\Phi$  - ელექტრული ველის სკალარული პოტენციალი. ამ მიახლოებაში განიხილება იონოსფეროში გენერირებული დენები  $\mathbf{J}$ , ხოლო მათ მიერ წარმოქმნილი გეომაგნიტური ველის  $\mathbf{b}$  შემფოთებას უგულვებელყოფენ.  $\mathbf{b}$  სიდიდისათვის ვექტორული განტოლების არარსებობა ( $(\partial\mathbf{b}/\partial t \neq 0)$ ) გამორიცხავს მაგნიტოჰიდროდინამიკური ბუნების ტალღებისა და ამასთანავე გრიგალური ელექტრული ველის ( $\partial\mathbf{b}/\partial t = -\text{rot}\mathbf{E}$ ) არსებობას იონოსფეროში.

მრავალრიცხოვანი დაკვირვებები კი [7-14,36,65,78] აჩვენებს, რომ მიწისძვრების, ხელოვნური აფეთქებების, მაგნიტური ქარიშხლებისა და შტორმების დროს იონოსფერული და მაგნიტოსფერული ობსერვა-ტორიების საერთაშორისო ქსელში მკვეთრად ფიქსირდება დიდმას-შტაბიანი (ტალღის სიგრძით  $\lambda \approx 10^3 \div 10^4$  კმ) ელექტრომაგნიტური ბუნების იონოსფერული შემფოთებები, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ დედამიწის ირგვლივ დიდი ფაზური სიჩქარეებით (1÷20) კმ/წმ E-არეში და (5÷10)კმ/წმ F-არეში პერიოდებით რამოდენიმე წუთიდან რამოდენიმე საათამდე.

”ჩქარი” ელექტრომაგნიტური პლანეტარული ტალღების არსებობა, გენერაცია, ძირითადი თვისებები და თავისებურებანი იონოსფეროს E და F არეში თეორიულად შესწავლილ იქნა ნაშრომებში [15-35,67-68] და განხილულია მეორე თავში. ამ შრომებში აპრიორი იყო ნავარაუდები იონოსფეროში როგორც ელექტროსტატიკური, ასევე

გრიგალური ელექტრული ველის არსებობა. მეორე თავში ნაჩვენებია იქნა, რომ პოლარიზაციის ელექტროსტატიკური ველი  $E_{\Phi}$  წარმოშობს იონოს-ფეროს E-არეში როსბის ტიპის "ნელ" პლანეტარულ ტალღას, რომელიც ვრცელდება პარალელების გასწვრივ საშუალო ზონალური ქარის სიჩქარის  $V_{ph} = C'_R = \bar{V}_x - \eta e B_e (1 + 3 \sin^2 \theta')^{1/2} / (MRk_x^2)$  რიგის ფაზური სიჩქარით, ხოლო გრიგალური ელექტრული ველი  $E_v = -\partial A / \partial t$  წარმოშობს "ჩქარ" პლანეტარულ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ფაზური სიჩქარით  $V_{ph+} = C_B = c B_0 (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2} / (\mu_0 e N R)$ . ანალოგიურად, როგორც ეს უკვე ვაჩვენეთ მეორე თავში, F-არეში გრიგალური ელექტრული ველი იწვევს ჩქარი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღების გენერაციას, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ფაზური სიჩქარით  $V_{ph+} = C'_R = B_e (1 + 3 \sin^2 \theta')^{1/2} / (k_x R \sqrt{\mu_0 \rho})$ . აქ A არის ელექტრული E ველის ვექტორული პოტენციალი,  $V_{ph} = \omega / k_x$  - ტალღის ფაზური სიჩქარე,  $\omega$  - სიხშირე,  $k_x = 2\pi / \lambda$  - ზონალური ტალღური რიცხვი,  $\bar{V}_x$  - იონოსფერული ზონალური ქარის სიჩქარე,  $\eta = N / N_e$  - პლაზმის იონიზაციის ხარისხი, N და  $N_e$  - ელექტრონებისა და იონების კონცენტრაციები შესაბამისად, e - ელემენტარული მუხტი, M - იონის ან მოლეკულის მასა,  $\rho = MN_n$ , c - სინათლის სიჩქარე,  $B_e (1 + \sin^2 \theta)^{1/2} / R = (\beta_1^2 + \beta_2^2)^{1/2}$ ,  $\beta_1 = \partial B_{0z} / \partial y$ ,  $\beta_2 = \partial B_{0y} / \partial y$ ,  $\partial / \partial y = -R^{-1} \partial / \partial \theta'$ ,  $B_{0z} = 2B_e \cos \theta'$ ,  $B_{0y} = B_e \sin \theta'$ ,  $B_e = 3,2 \cdot 10^{-5} T$  - გეომაგნიტური ველის დამაბულობა ეკვატორთან, R - დედამიწის რადიუსი,  $\mu_0$  - გარემოს მაგნიტური განვლადობა. როსბის ჩვეულებრივი ტალღებისგან განსხვავებით, რომლებიც ვრცელდებიან მხოლოდ საშუალო და მაღალ განედებზე, ამ დიდმასშტაბიან იონოსფერულ ელექტრომაგნიტურ ტალღურ შემფოთებებს აქვთ ზოგადპლანეტარული ხასიათი და შეუძლიათ ყველა გეომაგნიტურ განედზე გავრცელება. ზემოთაღნიშნული ტალღური სტრუქტურები წარმოადგენენ იონოსფეროს E და F არეების საკუთარ რხევებს (როგორც აღინიშნა მეორე თავში).

როგორც უკვე აღინიშნა მეორე თავში, ეს ჩქარი და ნელი ტალღები იონოსფეროს E და F არეებში დაიკვირვება ექსპერიმენტულად [7-14] წლის ნებისმიერ დროსა და

დღეღამის ნებისმიერ მონაკვეთში. ეს კი მიუთითებს, რომ შიდა გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის წყარო არსებობს თვით იონოსფეროში.

### 3.2 დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის მექანიზმები

ვიდრე დავიწყებდეთ შიდა გრიგალური ელექტრული ველის იონოსფეროში გენერაციის მექანიზმის შესწავლას, ჯერ მოკლედ გავაანალიზოთ როსბის ჩვეულებრივი ტალღების მიერ დიდმას-შტაბიანი, ამინდისშემქმნელი ცალკეული გრიგალების (ციკლონები და ანტიციკლონები) წარმოქმნა დედამიწის ტროპოსფეროში. როსბიმ პირველად აჩვენა, რომ დიდმასშტაბიანი ამინდის შემქმნელი სოლიტონური გრიგალები ტროპოსფეროში არიან ჰორიზონტალურ – განივი ტალღები ( $\partial V_x / \partial x + \partial V_y / \partial y = 0, V_z = 0$ ). ამ ტალღებში ატმოსფერული ნაწილაკები ირხვეიან მერიდიანის გასწვრივ ჩრდილოეთ – სამხრეთით, მაშინ როცა თვით ტალღა ვრცელდება პარალელების გასწვრივ აღმოსავლეთით ან დასავლეთით ტალღის სიგრძის მიხედვით. პლანეტარულ ტალღებში ნაწილაკების მოძრაობა ხასიათდება არანულოვანი გრიგალურობით  $\text{rot} \mathbf{V} \neq 0$ . ვერტიკალური გრიგალი (ციკლონ - ანტიციკლონი) ტროპოსფეროში გენერირდება  $\beta$  - ეფექტით [41,42]:

$$\frac{\partial \text{rot}_z \mathbf{V}}{\partial t} = -\beta V_y, \quad (57)$$

ე.ი. მერიდიონალური ქარით ( $V_y$ ) და დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის ცვლილებით განედის მიხედვით. ამჟამად დინამიკურ მეტეოროლოგიაში ამინდის წარმომქმნელი გრიგალების (ციკლონების, ანტიციკლონების) გენერაციის ასეთი კონცეფცია მიჩნეულია საყოველ-თაოდ აღიარებულად. ატმოსფეროს ბაროკლინობის ეფექტთან, ქვემდენი რელიეფის მოქმედებასთან ერთად,  $\beta$  - ეფექტი არის დედამიწის ტროპოსფეროში გრიგალების გენერაციის ერთერთი ძირითადი მექანიზმი.

მზრუნავ ტროპოსფეროში გრიგალების წარმოქმნის ეს მექანიზმი ქვემოთ გამოყენებული იქნება იონოსფეროში გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის ამოცანის გადასაწყვეტად.



შემდგომში ქვემოთ, ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ დიდმასშტაბიან იონოსფერულ მოძრაობებს (შემფოთებებს), რომელთათვისაც დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარისა  $\Omega_0(\theta)$  და გეომაგნიტური ველის ინდუქციის  $B_0(\theta)$  განედების მიხედვით არაერთგვაროვნების უგულვებელყოფა არ შეიძლება (ე.ი.  $\nabla\Omega_0 \neq 0$ ,  $\nabla B_0 \neq 0$ ). ამიტომ ასეთი სახის შემფოთებებისათვის მოძრაობის (14) განტოლების ნაცვლად (როგორც დინამიკის მეტეოროლოგიაში) უნდა იქნეს გამოყენებული სიჩქარის გრიგალის ( $\nabla \times \mathbf{V}$ ) გადატანის ჰელმჰოლცის ტიპის განტოლება. ეს განტოლება შესაბამისად ითვალისწინებს ვექტორების  $\Omega_0$  და  $\mathbf{B}_0$  სივრცით არაერთგვაროვნებებს. ჰელმჰოლცის განტოლება მიიღება (14) განტოლებიდან თუ კი: ა) მას გავაწრფივებთ (ე.ი.  $d/dt \Rightarrow \partial/\partial t$ ) ბ) მიღებული განტოლების ორივე მხარეზე ვიმოქმედებთ ოპერატორით  $\text{rot} = \nabla \times$ . საბოლოოდ, მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემა (14), (15) წრფივ და არადისიპაციურ მიახლოებაში მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial \nabla \times \mathbf{V}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times 2\Omega_0) + \nabla \times \left[ \frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0 \right]. \quad (58)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \alpha \rho \nabla \times \left[ \frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \mathbf{b}) \times \mathbf{B}_0 \right], \quad (59)$$

ჩაკეტილ განტოლებათა სისტემა (58), (59)  $\mathbf{V}$  და  $\mathbf{b}$  ვექტორების სოლენოიდულობის პირობის გათვალისწინებით ( $\text{div} \mathbf{V} = 0$ ,  $\text{div} \mathbf{b} = 0$ ) წარმოადგენს ძირითად სისტემას იონოსფეროში გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის ამოცანის გადასაწყვეტად. ამასთან, ამ სისტემის შემდგომი ანალიზისას ვიმუშავებთ, ისე როგორც წინა თავში (თავი 2),  $\beta$ -მიახლოებაში და სტანდარტულ კოორდინატთა სისტემაში (იხ. პარაგრაფი 2.1).

განვსაზღვროთ ბოლო წევრი (58) განტოლებიდან და მიღებული სიდიდე ჩავსვათ (59) განტოლებაში, თანაც შემოვიყვანოთ ვექტორ-პოტენციალი  $\mathbf{A}$  შემდეგი ფორმულით  $\mathbf{b} = \nabla \times \mathbf{A}$ , მაშინ (59) განტოლებიდან მიიღება თანაფარდობა გრიგალური ელექტრული ველის განსასაზღვრავად

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{A} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 + \alpha \rho (\mathbf{V} \times 2\Omega_0) - \alpha \rho \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{V}. \quad (60)$$

სიმარტივისათვის, განვიხილოთ დიდმასშტაბიანი შემფოთებების ცნობილი კლასი, რომლებიც ვრცელდებიან პარალელის გასწვრივ (ე.ი.  $\mathbf{K}(k_x, 0, 0)$ ). ამ შემთხვევაში შემფოთებული (ტალღური) სიდიდეები (60) განტოლებაში შეიძლება წარმოვადგინოთ ბრტყელი ტალღის სახით:  $V, A \sim \exp\{i(k_x x - \omega t)\}$ . ამასთან, თუ გავითვალისწინებთ დიდმას-შტაბიანი შემფოთებების უკუმშვადობას (იხ. განტოლებები (16))  $\text{div } \mathbf{V} = 0$  და  $\text{div } \mathbf{b} = 0$ , მივიღებთ, რომ  $V_x = 0$  და  $b_x = 0$ , რის გამოც მცირემასშტაბიანი შემფოთებები (ჰელიკონები, ინერციული და მკდ ტალღები) ავტომატურად გამოირიცხებიან განხილვიდან. ამის გამო, (60) განტოლების ვერტიკალური  $z$  კომპონენტისათვის ვღებულობთ:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A})_z = -\beta' \left( 1 + \alpha \rho k_x \frac{\omega}{\beta} \right) V_y + \beta_2 V_z. \quad (61)$$

აქ  $\beta' = \beta_1 + \beta \alpha \rho$ ,  $\beta = \partial 2\Omega_{0z} / \partial y = 2\Omega_{0z} \sin \theta / R$  - როსბის ჩვეულებრი პარამეტრია, ხოლო  $\beta_1 = \partial B_{0z} / \partial y = -2B_e \sin \theta / R$  და  $\beta_2 = \partial B_{0y} / \partial y = 2B_e \cos \theta / R$  - როსბის მაგნიტური პარამეტრებია (ეს პარამეტრები მეორე თავშიც იყო განმარტებული).

თუ შემფოთებები გამოწვეულია ტალღური მოძრაობებით, მაშინ (61) განტოლებიდან ვღებულობთ თანაფარდობას:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A})_z = -\beta' \left( 1 - \frac{V_{\text{ph}+}}{V_{\text{ph}-}} \right) V_y + \beta_2 V_z, \quad (62)$$

სადაც  $V_{\text{ph}+} = \omega_+ / k_x$  არის ჩქარი პლანეტარული ტალღების ფაზური სიჩქარე (იხ. ფორმულა (40))  $E$  არისათვის და ფორმულა (47)  $F$  არისათვის;  $V_{\text{ph}-} = \omega_- / k_x = -\beta' / (\alpha \rho k_x^2)$  არის როსბის ტიპის ნელი პლანეტარული ტალღების ფაზური სიჩქარე (იხ. ფორმულა (41), რომელიც რიგით ლოკალური ქარების სიჩქარის რიგისაა  $V_{\text{ph}-} = C'_R \approx (1 \div 300) \text{ მ/წმ}$ , რომელთა ტალღის სიგრძეები მოთავსებულია დიაპაზონში  $\lambda \sim (10^3 \div 10^4) \text{ კმ}$ , ხოლო პერიოდები ერთეული დღე-ღამიდან ორ კვირამდე და ზემოთ (იხ. ტექსტი (41) ფორმულის შემდეგ).

გამოსახულება (62)-დან გამომდინარეობს, რომ მსგავსად იმისა, თუ როგორ გენერირდება დიდმასშტაბიანი გრიგალები (ციკლონი, ანტიციკლონი) ტროპოსფეროში,

გრიგალური შიდა ელექტრული ველი  $E_v = -\partial A / \partial t$  იონოსფეროში შეიძლება გენერირებულ იქნას გეომაგნიტური ველის განედური არაერთგვაროვნებით ( $\beta' \neq 0$ ), მერიდიონალური ქარით ( $V_y \neq 0$ ), ასევე ვერტიკალური ქარით ( $V_z \neq 0$ ) (მაგრამ განსახილველი დიდმასშტაბიანი შემფოთებებისათვის  $V_z \ll V_x, V_y$  [36,37,62,78]) და იონოსფეროში ტალღური შემფოთებების გავრცელების სისწრაფის ეფექტით ( $V_{ph+} \neq 0$ ).

შევაფასოთ მიღებული (62) თანაფარდობის გამოყენებით იონოსფეროს E-არეში ჩქარი დიდმასშტაბიანი ( $\lambda \sim (10^3 \div 10^4)$  კმ) ელექტრომაგნიტური ტალღური შემფოთებების მიერ გენერირებული შიდა გრიგალური ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდე და შევადაროთ ის იმავე ადგილზე ლოკალური ქარების მიერ გაჩენილი დინამო ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდეს,  $E_d = V \times B_0$ . ამ მიზნით (62) გამოსახულება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$(\nabla \times E_v)_z = -\beta' \left( 1 - \frac{V_{ph+}}{V_{ph-}} \right) V_y + \beta_2 V_z. \quad (63)$$

ახლა გავითვალისწინოთ, რომ E არეში  $V_{ph+} = C_B$ ,  $V_{ph+} / V_{ph-} \gg 1$ , დიდმასშტაბიანი შემფოთებებისათვის  $V_z / V_y \leq 10^{-1}$ ,  $\beta' \sim \beta_1 \sim \beta_2 \approx B_{0z} / R$  [16,32] და შემოვიყვანოთ x ღერძის გასწვრივ შემფოთებების მახასიათებელი ხაზოვანი ზომა  $L = \lambda / (2\pi)$ , ხოლო გრიგალური შიდა ელექტრული ველის დამაბულობის მახასიათებელი ზომა აღვნიშნოთ  $E_{v,y}$ -ით და დინამო - ველის სიდიდე  $E_{d,x} = -V_y B_{0z}$ , მაშინ (63)-დან ვპოულობთ, რომ

$$\frac{|E_{v,y}|}{|E_{d,x}|} \approx \frac{L |V_{ph+}|}{R |V_{ph-}|} = \frac{\lambda |C_B|}{2\pi R |C'_R|}. \quad (64)$$

როცა  $\lambda=3000$ კმ,  $C_B=2$  კმ/წმ,  $C'_R=100$  მ/წმ, მივიღებთ რომ  $|E_{v,y}/E_{d,x}|=1.5$ ; როცა  $\lambda = 6000$  კმ,  $|E_{v,y}/E_{d,x}| \approx 3$ ; როცა  $\lambda = 10^4$  კმ,  $|E_{v,y}/E_{d,x}| \approx 5$ ; როცა  $C_B=20$  კმ/წმ და  $\lambda = 3000$  კმ,  $|E_{v,y}/E_{d,x}|=15$  და ა. შ. გარდა ამისა, შეგვიძლია შევაფასოთ თვით დინამო ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდე  $E_{d,x} = V_y B_{0z}$  და გენერირებული შიდა

გრიგალური ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდეც  $E_{v,y} = V_y B_{0z} \lambda C_B / (2\pi R C'_R)$ . E არისათვის დამახასიათებელი პარამეტრებისათვის, როცა  $V_y \sim 50$  მ/წმ,  $|B_{0z}| = eB_e \cos \theta \sim 6,4 \cdot 10^{-5}$  T,  $\lambda \sim 10^4$  კმ,  $C_B \sim 2 \cdot 10^4$  მ/წმ,  $C'_R \sim 50$  მ/წმ, ვღებულობთ, რომ  $E_{d,x} \sim 1,6 \cdot 10^{-3}$  ვოლტი/მ და შესაბამისად დიდმასშტაბიანი შიდა გრიგალური ველის დამაბულობის სიდიდისათვის ვღებულობთ  $E_{v,y} \sim 75 \cdot 10^{-3}$  ვოლტი/მ, რომელიც კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტული დაკვირვებებით დადგენილ სიდიდესთან [43,79,80]. ამ შეფასებებიდან ნათლად გამომდინარეობს, რომ ჩქარი იონოსფერული პლანეტარული მასშტაბის ტალღური შემფოთებების მიერ იონოსფეროში, წარმოქმნილი გრიგალურ ელექტრულ ველს  $\mathbf{E}_v = -\partial A / \partial t$  შეუძლია შეასრულოს ფუნდამენტური როლი იონოსფეროს E-არის ელექტროდინამიკურ პროცესებში.

ანალოგიურად შეგვიძლია შევაფასოთ გენერირებული გრიგალური ელექტრული ველის სიდიდე F-არისათვისაც. F-არისათვის, როგორც უკვე აღინიშნა მეორე თავში  $\alpha = 0$ , შიდა გრიგალური ელექტრული ველის განტოლება (63) მარტივდება და ღებულობს სახეს:

$$(\nabla \times \mathbf{E}_v) = -\beta_1 \mathbf{V}_y. \quad (65)$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ შიდა გრიგალური ელექტრული ველი  $\mathbf{E}_v = -\partial A / \partial t$  იონოსფეროს F-არეში შეიძლება წარმოიშვას (გენერირდეს) გეომაგნიტური ველის არაერთგვაროვნების გამო ( $\beta_1 \neq 0$ ) და მერიდიონალური ქარის არსებობის გამო ( $\mathbf{V}_y \neq 0$ ). ასე, რომ გრიგალური ელექტრული ველის დამაბულობის  $E_{v,y}$  და დინამო ველის დამაბულობის  $E_{d,x}$  სიდიდეების ფარდობისათვის (22)-დან ვღებულობთ

$$\frac{|E_{v,y}|}{|E_{d,x}|} \approx \frac{L}{R} = \frac{\lambda}{2\pi R}, \quad (66)$$

საიდანაც გამომდინარეობს, რომ დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური შემფოთებების ( $\lambda > 2\pi R$ ) მიერ F-რეგიონში გენერირებული შიდა გრიგალური ელექტრული ველის სიდიდე შეიძლება აჭარბებდეს ამ ადგილზე ქარის მიერ წარმოქმნილ დინამო

ელექტრული ველის სიდიდეს. F-არეში გენერირებული შიდა გრიგალური ელექტრული ველის სიდიდე შეიძლება შევაფასოთ (65) ფორმულის საშუალებით,  $E_{v,y} \sim V_y B_{0z} \lambda / (2\pi R)$  და ამ რეგიონისათვის დამახასიათებელი ქარის სიჩქარისათვის  $V_y \sim 2 \cdot 10^2$  მ/წმ და ტალღის სიგრძისათვის  $\lambda \sim 10^7$  მ, ვღებულობთ რომ  $E_{v,y} \sim 10^{-3}$  ვოლტი/მ. ასეთ ძლიერ ველს კი შეუძლიათ არსებითი გავლენა იქონიონ დინამიკური პროცესების გენერაციაზე და ფორმირებაზე იონოსფეროს F-არეში.

შევნიშნოთ, რომ ამ პარაგრაფში განხილული დიდმასშტაბიანი გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის ამოცანაში, როგორც დასაწყისში აღვნიშნეთ, ჩვენ უგულვებელვყავით დისიპაციური პროცესების ზეგავლენა. კერძოდ, არ გავითვალისწინეთ რელიეს ხახუნის ძალის (ბოლო წევრი (14) განტოლებაში) და პედერსენის გამტარებლობის  $\sigma_{\perp}$ , ანუ იონური ხახუნის ძალის (ბოლო წევრი (12) განტოლებაში) ზემოქმედება განხილულ პროცესებზე. ჩვენ ასე მოვიქვეცით ამოცანის გამარტივების მიზნით და ყურადღება გავამახვილეთ ახალ მოვლენაზე, იონოსფეროში გრიგალური შიდა ელექტრული ველის გენერაციის შესაძლებლობის გამოკვლევაზე. აღნიშნული დისიპაციური პროცესების გავლენა დიდმასშტაბიანი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღების დინამიკაზე შესწავ-ლილია ნაშრომში [59], სადაც გათვალისწინებულია პედერსენის და ჰოლის გამტარებლობები, რელიეს ხახუნი, ასევე გეომაგნიტური ველის ორივე მდგენლები  $B_{0y}$  და  $B_{0z}$ . ნაჩვენები იქნა, რომ ზედა იონოსფეროში (100 კმ-ს ზემოთ) ჩქარი პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღები ( $C_B$  და  $C_n$ ), რომელთა ტალღის სიგრძე ტოლია  $\lambda = 2000$  კმ მიიღვეიან პედერსენის გამტარებლობის გამო. მაგრამ უფრო გრძელი ტალღები მიიღვეიან ძალიან სუსტად. მაგალითად, 120კმ სიმაღლეზე მიღვევის დეკრემენტები ( $\gamma$ ) ამ ტალღებისათვის, რომელთა სიგრძეებია  $\lambda_1 = 2000$  კმ და  $\lambda_2 = 10^4$  კმ ერთმანეთს შეეფარდებიან, როგორც  $\gamma_1/\gamma_2 \approx 20 \div 50$ . ასევე ნაჩვენებია, რომ რაც მეტია ჩქარი ელექტრომაგნიტური ტალღების სიგრძე, მით მეტია იონოსფეროს შრის ზომა, რომელშიც პედერსენის გამტარებლობის გამო ტალღები მიიღვეიან სუსტად. ამიტომ, ამ პარაგრაფში დიდმასშტაბიანი პლანეტარული ტალღებისთვის, კვლევის გამარტივების მიზნით, განვიხილეთ არადისიპაციური იონოსფერო.

### 3.3 იონოსფეროს გამოძახილი მასში დიდმასშტაბიანი ელექტრომაგნიტური ველის წარმოქმნაზე

შიდა ელექტრული და მაგნიტური ველების გენერაციისას იონოსფეროს ზოგადი ყოფაქცევის თავისებურებების გამოკვლევის მიზნით, გავანალიზოთ E და F არეებში ნივთიერებისა და ველების ურთიერთ ჩაყინვის პირობები.

დავიწყოთ იონოსფეროს E არის განხილვით. ამ არისათვის სიჩქარის გრიგალის ჰელმჰოლცისეული განტოლება (58) და მაქსველის ინდუქციის განტოლება (59) შეიძლება გარდაიქმნას შემდეგი სახით:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{V} = \nabla \times \mathbf{V} \times 2(\Omega_0 + \Omega_i) - \nabla \times \mathbf{V} \times 2\Omega_i, \quad (67)$$

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}_0 = \alpha \rho \nabla \times (\mathbf{V}_D \times 2\Omega_i). \quad (68)$$

ეს განტოლებები მიღებულია ამპერის ძალისათვის (13) გამოსახულების გათვალისწინებით და იმ ფაქტის გათვალისწინებით, რომ ელექტრონის სიჩქარე  $\mathbf{V}_e$  იონოსფეროს E და F არეებში უტოლდება ელექტრონული დრეიფის სიჩქარეს  $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_D$  (იხ. ტექსტი (9)-ფორმულის შემდეგ პირველ თავში).

განტოლება (68)-დან გამომდინარეობს, რომ იონოსფეროს E და F არეებში გეომაგნიტური ველი  $\mathbf{B}_0$  მთლიანად ჩაყინულია იონოსფეროს ელექტრონულ კომპონენტაში, ხოლო იონური კომპონენტისათვის E არეში ადგილი აქვს მხოლოდ ნაწილობრივ ჩაყინვას. მართლაც, თუ (68) განტოლებიდან გამოვრიცხავთ ელექტრონების  $\mathbf{V}_e$  სიჩქარეს ფორმულით  $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i - \mathbf{J}/(eN)$ , მაშინ იონებისათვის მივიღებთ შემდეგი სახის ჩაყინულობის პირობას:

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}_0 - \alpha \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0). \quad (69)$$

საიდანაც ნათლად ჩანს, რომ E არეში ( $\alpha \neq 0$ ) გეომაგნიტური ველი  $\mathbf{B}_0$  ნაწილობრივ არის ჩაყინული იონურ კომპონენტში. აქედანვე გამომდინარეობს, რომ F არეში ( $\alpha = 0$ ),

ისევე როგორც ელექტრონებში (იხ. (68)). გეომაგნიტური ველი სრულად ჩაყინულია იონურ კომპონენტშიც.

$\beta$  -სიბრტყის მიახლოებაში, იონოსფერული პლაზმის ელექტრონული კომპონენტის მერიდიანის გასწვრივ მოძრაობისას  $\mathbf{V}_e = V_{ey} \mathbf{e}_y$ , (68)-დან ან უფრო ზუსტად (12)-დან მივიღებთ სრული მაგნიტური ველის  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$  შენახვის პირობას:

$$\frac{d}{dt}(b_z + B_{oz}) = 0, \quad (70)$$

სადაც  $d/dt = \partial/\partial t + V_{ey} \partial/\partial y$ .

ასე, რომ (70)-დან გამომდინარეობს ახალი ინვარიანტის არსებობა:

$$b_z + B_{oz} = b_z - 2B_e \sin \varphi = \text{const}. \quad (71)$$

ელექტრონების მერიდიონალური მოძრაობის არარსებობისას ( $V_{ey} = 0$ ), (71)-დან მივიღებთ  $-2B_e \sin \varphi = \text{const}$ . თუ ელექტრონები მოძრაობენ მერიდიანის გასწვრივ ჩრდილოეთით, მაშინ  $\sin \varphi$  გაიზრდება და ამიტომ ინვარიანტის შენახვისათვის უნდა წარმოიშვას გეომაგნიტური ველის დადებითი შეშფოთება  $|b_z|$ . ელექტრონების სამხრეთით მოძრაობისას,  $\sin \varphi$  შემცირდება და ამიტომ ინვარიანტის შენახვისათვის უნდა წარმოიშვას გეომაგნიტური ველის უარყოფითი შეშფოთება  $-|b_z|$ . თუ ელექტრონული კომპონენტა შეშფოთებულია ჰორიზონტალურ-განივი პლანეტარული ტალღებით, წარმოქმნილი გეომაგნიტური ველის  $\mathbf{b}$  რხევის სიხშირე იქნება პლანეტარული ტალღების რხევის სიხშირის ტოლი. ჩქარი პლანეტარული ტალღებისათვის დროითი ცვლილება  $\partial \mathbf{b} / \partial t$  იწვევს მნიშვნელოვან გრიგალურ ელექტრულ ველს  $\nabla \times \mathbf{E}_v$ . თუ ელექტრონული კომპონენტა დაიწყებს რხევას ნელი ჰორიზონტალურ – განივი ტალღების პერიოდით (პერიოდით ერთი დღეამიდან ორ კვირამდე და მეტი)  $\partial \mathbf{b} / \partial t$ -ს ცვლილება იქნება უმნიშვნელოდ მცირე და იონოსფეროს E-არეში გრიგალური ელექტრული ველი თითქმის არ წარმოიშობა.

რადგანაც იონოსფეროს E და F არეებში ელექტრონული კომპონენტა ყოველთვის დამაგნიტებულია და მოძრაობს ელექტრონული დრეიფის სიჩქარით,  $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_D$ , ამპერის ძალით  $\mathbf{F}_A / \rho_n = [(\mathbf{V} - \mathbf{V}_D), 2\Omega_i]$  განპირობებული ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება განისაზღვრება ელექტრული დრეიფის სიჩქარის სიდიდით. ამიტომ

ცალ-ცალკე განვიხილოთ ნაწილაკების (ელექტრონების, იონების, ნეიტრალების) სხვადასხვა სიდიდის სიჩქარეებით მოძრაობის შემთხვევები და ამით განპირობებული დინამიკური პროცესები.

1. როცა  $|V_D| \gg |V| = |V_i|$  იონოსფერული პლაზმის იონური და ნეიტრალური კომპონენტები შეიძლება ჩათვალოს უძრავად, ელექტრონულ კომპონენტთან შედარებით ( $V_e = V_D$ ). მაშინ გამოსახულება  $J = eN(V_i - V_e)$ -დან მივიღებთ მიახლოებით ტოლობას  $V_e = -j/(eN)$  და ელექტროდინამიკური ამოცანა გრიგალური ელექტრული ველის გენერაციის შესახებ აღიწერება მხოლოდ ერთი ინდუქციის განტოლებით

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -\nabla \times \frac{1}{eN} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0) = -\frac{\alpha}{\mu_0} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{b} \times \mathbf{B}_0]. \quad (72)$$

აქედან  $\beta$ -სიბრტყის მიახლოებაში, თუ გავითვალისწინებთ რომ  $\mathbf{B}_0 = B_{0y} \mathbf{e}_y + B_{0z} \mathbf{e}_z$ ,  $b_y = b_y(x, t)$ ,  $b_z = b_z(x, t)$ , მივიღებთ ჩქარი პლანეტარული ტალღების განტოლებებს:

$$\frac{\partial b_y}{\partial t} = C_{B1} \frac{\partial b_y}{\partial x} - C_{B2} \frac{\partial b_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial b_z}{\partial t} = C_{B1} \frac{\partial b_z}{\partial x} - C_{B2} \frac{\partial b_y}{\partial x}. \quad (73)$$

აქ  $C_{B1,2} = \beta_{1,2} / (eN\mu_0)$ . ამ განტოლებებიდან, როცა  $b_y, b_z \sim \exp\{i(k_x x - \omega t)\}$ , ტალღის ფაზური სიჩქარისათვის გვექნება:

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k_x} = C_B = \frac{B_e (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}}{eN\mu_0 R}. \quad (74)$$

ამრიგად, იონოსფეროს E-არეში ჩქარ ტალღებში რხევა ხდება პრაქტიკულად უძრავი იონებისა და ნეიტრალების პირობებში. ირხევიან მხოლოდ გეომაგნიტური ველის ძალწირებში ჩაყინული ელექტრონები, ამასთან გენერირდება ინდუცირებული მაგნიტური ველი  $\mathbf{b}$  და გრიგალური ელექტრული ველი  $\nabla \times \mathbf{E} \neq 0$  (იხ. ფორმულა (64)). თუ შევადარებთ (74) თანაფარდობას მცირემასშტაბიანი ჰელიკონების ფაზური სიჩქარის ფორმულას  $V_h = \alpha B_{0z} k_z / \mu_0$ , დავასკვნით, რომ ორივე ტალღებში რხევების ფიზიკური მიზეზი არის ერთნაირი – ირხევიან გეომაგნიტური ველის ძალხაზები და მათში ჩაყინული ელექტრონები. განსხვავება არის ის, რომ ატმოსფერული ჰელიკონების ფაზური სიჩქარე დამოკიდებულია გეომაგნიტური ველის ვერტიკალური მდგენელზე



$B_{0z}$  და ვერტიკალურ ტალღურ რიცხვზე  $k_z$ , ხოლო  $C_B$  – ტალღებისათვის კი – გეომანტიური ველის გრადიენტებზე  $\partial B_{0y}/\partial y$  და  $\partial B_{0z}/\partial y$ , რაც ბუნებრივად განაპირობებს  $C_B$  – ტალღების დიდმასშტაბიანობას. ამიტომ შიდა ელექტრული  $E$  ველის ელექტრომანტიური ურთიერთქმედებას იონოსფეროს  $E$ -არეზე როცა  $|V_D| \gg |V| = |V_i|$ , შეიძლება ეწოდოს პლანეტარული მასშტაბის ჩქარი პროცესები, ხოლო საკუთარი სიხშირეების განმსაზღვრავ მეთოდს – მაგნიტური ჰიდროდინამიკის ინდუქციური მიახლოება.

2. როცა  $|V_D| = |V| = |V_i|$  იონოსფეროს  $E$ -არეში ელექტროდინამიკური პროცესები უნდა ჩაითვალოს ნელ პროცესებად, რომლებიც ვრცელდებიან ლოკალური ნეიტრალური ქარების სიჩქარით. რადგანაც იონოსფერული პლაზმის ორივე კომპონენტი სრულად არის ჩართული ამ პროცესში ( $V_D = V = V_i$ ), ელექტრული დენის სიმკვრივე  $J = eN(V_i - V_e)$  უტოლდება ნულს და დინამიკური განტოლებები (67), (68) მიიღებენ სახეს:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times V = \nabla \times (V \times 2\Omega_0), \quad (75)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \nabla \times (V_D \times B_0). \quad (76)$$

რადგანაც (75) განტოლების ზუსტი ამონახსნი არის როსბის ტიპის ნელი პლანეტარული ტალღები (ფაზური სიჩქარეებით  $C_{R.} = -\beta/k_x^2$ , პერიოდებით ერთი დღიდან ორ კვირამდე და მეტი) მაქსველის ინდუქციის (76) განტოლებაში დროით წარმოებულის  $\partial b / \partial t$  უგულვებელყოფა შესაძლებელია. ასევე ნელი გრძელპერიოდის ტალღური პროცესებისათვის შიდა ელექტრული ველი  $E$  იქნება არაგრიგალური  $\nabla \times E = 0$ , რაც  $\nabla \times (V \times B_0) = 0$  პირობასთან ერთად ცალსახად განსაზღვრავს დინამო ელექტროსტატიკურ ველს, რომელიც გენერირდება იონოსფეროს  $E$ -არეში ქარების მიერ:

$$E_d = V \times B_0. \quad (77)$$

ასეთი მიახლოება არის მაგნიტური ჰიდროდინამიკის არაინდუქციური მიახლოება [62,64].

3. როცა  $|V_D| \ll |V| = |V_i|$  ელექტროდინამიკური პროცესები იონოსფეროს E-არეში შეიძლება იწოდოს „ზენელ“ პროცესებად. ამასთან ელექტრონები, გამომდინარე ტოლობიდან  $V_e = V_D$  შეიძლება ჩაითვალოს თითქმის უძრავად და დენის სიმკვრივე  $J$  ძირითადად იქნება განპირობებული მხოლოდ იონოსფერული პლაზმის იონური კომპონენტით. ამ შემთხვევაში (8) განტოლებიდან გამომდინარეობს, რომ  $E \approx 0$  და მაქსველის განტოლებიდან  $\partial \mathbf{b} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}$  გამომდინარეობს, რომ  $\partial \mathbf{b} / \partial t = 0$ . ამრიგად, იონოსფეროს E-არეში ზენელი პროცესებისას შიდა ელექტრული ველი არ გენერირდება. თუ ასეთი ნელი პროცესებისას იონოსფეროს E-არეში მაინც იარსებებს ელექტრული ველი, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ ის განპირობებულია გარეშე წყაროებით (მაგ. მაგნიტოსფეროდან და ან ავრორალური არეებიდან ელექტრული ველების შეღწევით). ამ შემთხვევაში (67), (68) სისტემიდან მივიღებთ ჰელმჰოლცის ჩაკეტილ განტოლებას:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{V} = \nabla \times (\mathbf{V} \times 2(\Omega_0 + \Omega_i)), \quad (78)$$

რომლის ზუსტი ამონახსნი არის როსბის ტიპის „ზენელი“ პლანეტარული ტალღები, რომლებიც ვრცელდებიან იონოსფეროს E-რეგიონში ფაზური სიჩქარით  $C'_R = -\beta \lambda^2 / (4\pi^2 \alpha \rho)$ . რადგანაც  $\Omega_{0z}$  და  $B_{0z}$ -ს აქვთ საპირისპირო ნიშნები ( $\Omega_{0z} > 0, B_{0z} < 0$ ), ზენელი პლანეტარული ტალღების ფაზური სიჩქარე  $C'_R$  ყოველთვის იქნება უფრო ნაკლები ჩვეულებრივ როსბის ტალღების ფაზურ სიჩქარესთან  $C_R = -\beta / k_x^2$  შედარებით. რიცხვითი გათვლები აჩვენებს, რომ  $\beta'$  გადაიქცევა ნულად ღამის E არეში 150კმ სიმაღლეზე, ხოლო დღისით - 115კმ. აქედან გამომდინარე, ამ დონეებზე ზენელი პლანეტარული ტალღები არ უნდა არსებობდნენ [81].

4. იონოსფეროს F-არეში ჰოლის ეფექტი პრაქტიკულად არ მოქმედებს ( $\alpha = 0$ ) და როსბის ჩვეულებრივი პლანეტარული ტალღები ვერ აღწევენ ამ სიმაღლეებამდე (150÷500) [34,81], ამიტომ შესაბამის დინამიკურ განტოლებებში შეიძლება ჩაითვალოს, რომ  $\alpha = 0$  და  $\beta = 0$ . მაშინ (12), (15) განტოლებების თანახმად, იონოსფეროს F-არეში მიმდინარე დიდმასშტაბიან ტალღურ პროცესებში ძირითადად ირხევიან ნეიტრალური

ნაწილაკები, რომლებიც თავის მხრივ დაჯახებების მეშვეობით რხევით მოძრაობებში ითრევენ მაგნიტურ ძალხაზებში ჩაყინულ ელექტრონებსა და იონებს. ასე, რომ საბოლოო ჯამში მთელი იონოსფერული გარემო (ელექტრონები, იონები, ნეიტრალები) ერთიანად ჩაყინული ხდება გეომაგნიტურ ძალხაზებში (ან პირიქით) და ირხევა როგორც მთლიანი. ასეთ პირობებში რხევები აღიწერება ერთსიით-ხოვანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემით. კერძოდ, როგორც (67) და (68) - დან გამომდინარეობს, იონოსფეროს F-არეში პლანეტარული მასშტაბის ზონალური ელექტრომაგნიტური ტალღების დინამიკა აღიწერება შემდეგი განტოლებებით:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{V} = -\frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0, \quad (79)$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = -(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0. \quad (80)$$

ზონალური შემფოთებებისათვის ( $\mathbf{V}, \mathbf{b} \sim \exp\{i(\mathbf{k}_x \mathbf{x} - \omega t)\}$ ) ამ განტოლებებიდან გამომდინარეობს, რომ F-არეში პლანეტარული ელექტრომაგნიტური ტალღები ვრცელდებიან პარალელების გასწვრივ ფაზური სიჩქარეებით:

$$V_{ph+} = \frac{\omega}{k_x} = C_n = \frac{B_e (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}}{k_x R \sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (81)$$

ეს ტალღები წარმოშობენ ინტენსიურ მაგნიტურ ველებს  $\mathbf{b}$  და პლანეტარულ შიდა გრიგალურ ელექტრულ ველებს  $\nabla \times \mathbf{E}_v = \nabla \times (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}_0) \approx \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0)$  (იხ. ფორმულა (66)). იონოსფეროს E და F არეების მახასიათებელი პარამეტრებისათვის  $C_n$  ტალღების ფაზური სიჩქარე F არეში დიდად აღემატება  $C_B$  ტალღების სიჩქარეს E არეში,  $C_n \gg C_B$ . მაშასადამე, F არეში შიდა გრიგალური ელექტრული ველების ზემოქმედება შეიძლება ჩაითვალოს ზეჩქარ ელექტრომაგნიტურ პროცესებად.

### 3.4 იონოსფერულ პლაზმაში ტალღების ძგერით განპირობებული ელექტრომაგნიტური ველების გენერაციის არაწრფივი მექანიზმი

მოცემულ პარაგრაფში განხილულია პლაზმურ გარემოში ძლიერ მაგნიტურ ველში მოდულაციური არამდგრადობის განვითარების პროცესი. პლაზმონების კონდენსატის მოდულაციისათვის ჩვეულებრივი დაბალსიხშირული იონური ბგერის ნაცვლად

გამოიყენება ორი მაღალსიხშირული განივი ელექტრომაგნიტური ტალღის ძგერა, რომლებიც ვრცელდებიან მაგნიტური ველის გასწვრივ. ნაპოვნია არამდგრადობის განვითარების პირობები და აპერიოდული არამდგრადობის ინკრემენტი. არამდგრადობა იწვევს ლენგმიურის ტურბულენტობის მასშტაბების შემცირებას გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ და ელექტრომაგნიტური ველების გენერაციას. ნაჩვენებია, რომ, დატუმბვის ტალღის საკმარისად დიდი ამპლიტუდის შემთხვევაში ამ პარაგრაფში აღწერილი ეფექტი განმსაზღვრელ, მთავარ არაწრფივ პროცესად შეიძლება იქცეს.

### 3. 4.1. პლაზმურ გარემოში მოდულაციური არამდგრადობების

#### ზოგიერთი ასპექტი

სუსტად ტურბულენტურ პლაზმაში “პლაზმონების კონდენსატის” წარმოქმნა კარგად ცნობილი პარადოქსია [114]. ამასთან გრძელტალღოვან უბანში, სადაც არ არსებობს ტალღების შთანთქმის ეფექტური მექანიზმი, ძირითადი არაწრფივი პროცესი –  $l$  ლენგმიურის ტალღის  $l'$  ლენგმიურის და  $s$  ( $l \rightarrow l' + s$ ) იონურ ბგერად დაშლა [115] იწვევს ტალღების ენერჯის ნაკადს გრძელტალღოვან არეში. ლენგმიურის ტურბულენტობაში ენერჯის ჩატუმბვის შედეგად გრძელტალღოვან უბანში ხდება ენერჯის დაგროვება. ა.ა. ვედენოვმა და ლ.ი. რუდაკოვმა ნაშრომში [116] აჩვენეს, რომ მოდულაციური არამდგრადობის განვითარების გამო შესაძლებელია პლაზმონების თანაბრად განაწილებული ფონის გროვებად დაყოფა. ვ.ე. ზახაროვმა [117] შეისწავლა მოდულაციური არამდგრადობის არაწრფივი სტადია, რის შედეგადაც ვითარდება ლენგმიურის ტალღების კოლაფსი. კოლაფსის პროცესში წარმოიქმნება კავერნები – მცირე სიმკვრივის და ველის მომატებული ლოკალიზების უბნები. ნაშრომში [118] გამოითქვა მოსაზრება, რომ ტალღის მასშტაბების შემცირების გამო მოდულაციურმა არამდგრადობამ შეიძლება მოხსნას პლაზმონების კონდენსატის პრობლემა.

ნაშრომებში [119-121] განვითარებულია ლენგმიურის ტურბულენტურობის თეორია, რომელიც ლენგმიურის ტალღების კოლაფსის გამო მასშტაბების შემცირების მიმართულებით ტალღის ენერჯის ნაკადს და პლაზმონების შთანთქმის წრფივი მექანიზმის შემდგომ ჩართვას ითვალისწინებს.

ზემოთ ციტირებულ ყველა ნაშრომში შესწავლილია დაუმაგნიტებელი პლაზმის ტურბულენტობა. ეს იმ შემთხვევაშია დასაშვები, როდესაც  $W/(nT)$  სუსტი ტურბულენტობის პარამეტრი შემდეგ პირობას აკმაყოფილებს:

$$W/(nT) \gg \omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \ll k_0^2 \lambda_D^2,$$

სადაც  $W = \epsilon_0 E^2 / 2$  – რხევის ენერჯის სიმკვრივეა,  $E$  – ელექტრული ველის დამაბულობის ამპლიტუდა,  $\epsilon_0$  – ელექტრული მუდმივა,  $\omega_{Be} = eB_0 / m$  – ელექტრონების ციკლოტრონული სიხშირე,  $\omega_{pe} = (e^2 n / (\epsilon_0 m))^{1/2}$  – ლენგმიურის სიხშირე,  $n$  – ელექტრონების კონცენტრაცია,  $m$  – ელექტრონის მასა,  $T$  – ელექტრონების ტემპერატურა,  $k_0$  – დამახასიათებელი ტალღური რიცხვი სპექტრში,  $\lambda_D = (\epsilon_0 T / (e^2 n))^{1/2}$  – ელექტრონების დებაის რადიუსი.

აღსანიშნავია, რომ ეს პირობა სერიოზულად ზღუდავს ამ ამოცანის შედეგების პრაქტიკული გამოყენების სფეროს. ნაშრომში [122] შემოთავაზებული იყო პლაზმური კოლაფსის თეორია უფრო ბუნებრივი შემთხვევისათვის, როდესაც გათვალისწინებულია გარეშე მაგნიტური ველის ზეგავლენა და სრულდება პირობა:

$$W/(nT) \ll \omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \ll 1.$$

ნაჩვენებია, რომ ტალღის ენერჯის ძირითადი ნაწილი თავმოყრილია ყველაზე დაბალსიხშიროვანი, ნელი, არაჩვეულებრივი ტალღების არეში. ვ.ვ. კრასნოსელსკიხმა და ვ.ი. სოტნიკოვმა სუსტ მაგნიტურ ველში ლენგმიურის ტალღების კოლაფსის თეორია განავითარეს შემდეგი პირობისათვის:

$$1 \gg \omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \geq k_0^2 \lambda_D^2.$$

ასეთი სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაშიც კი ლენგმიურის ტალღების დისპერსიის კანონი იცვლება, ეს კი მოდულაციური არამდგრადობის ხასიათს ცვლის. კერძოდ, მაგნიტურ ველში წარმოქმნილ კავერნებს აქვთ გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებით შეკუმშული “ბლითების” ფორმა,  $\ell_{\parallel} \ll \ell_{\perp}$  ( $\ell_{\parallel}$  და  $\ell_{\perp}$  – კავერნას განივი და გასწვრივი ზომებია). “ჩატუმბვის” ტალღა ასევე გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებით ვრცელდება.

ტალღური სტრუქტურების კოლაფსი და მასშტაბების დანაწევრება ვითარდება მანამდე, სანამ ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად არ დაიწყება ლანდაუს მილევა რეზონანსულ ნაწილაკებზე.

ნაშრომში [123], და ასევე რიცხვით ექსპერიმენტებში [124] განხილულია შემთხვევა, როდესაც ტალღის  $\mathbf{E}$  ელექტრული ველი გარეშე მაგნიტური ველის  $\mathbf{B}_0$  გასწვრივ არის მიმართული ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$ ). ნაშრომში [125] შესწავლილი იყო შემთხვევა, როდესაც ტალღის ელექტრული ველი და გარეშე მაგნიტური ველი ერთმანეთის პერპენდიკულარულია  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ . ამ შემთხვევის რეალიზება შესაძლებელია დამაგნიტებულ პლაზმაზე ელექტრომაგნიტური ტალღის დაცემის დროს. ნაჩვენებია იყო, რომ  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}_0$  დროს (გრძივი კოლაფსი) კონდენსატის ენერჯის მხოლოდ მცირე ნაწილი განიცდის დისიპაციას,  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$  დროს (განივი კოლაფსი) კავერნაში მოხვედრილი ენერჯია მთლიანად შთაინთქმება (ანუ, რეალიზდება ძლიერი კოლაფსი).

დიდ ინტერესს იწვევს საკმაოდ ძლიერ მაგნიტურ ველში ( $\omega_{Be}^2 / \omega_{pe}^2 \geq 1$ ), პლაზმური გარემოს ტურბულენტობის პრობლემა. პლაზმაში,  $\omega_{Be} \geq \omega_{pe}$  პირობის შესრულების შემთხვევაში ექსპერიმენტულად აღმოჩენილია  $\mathbf{B}_0$ -ის გასწვრივ გაჭიმული წარმონაქმნები, ე.წ. ფილამენტები [126,127]. სავარაუდოდ ფილამენტები გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ გაჭიმული კავერნებია. გარდა ზოგადფიზიკური ინტერესისა, ეს შემთხვევა ( $\omega_{Be} \sim \omega_{pe}$ ) ლაბორატორიული, იონოსფერული, მაგნიტოსფერული და საპლანეტათაშორისი პლაზმური გარემოებისათვის შეიძლება იქნას მნიშვნელოვანი.

უფრო ძლიერი ველების შემთხვევა ( $\omega_{Be}^2 \gg \omega_{pe}^2$ ) განსაკუთრებით საინტერესოა ასტროფიზიკური პლაზმისთვის, მაგალითად პულსარების მაგნიტოსფეროსათვის. ამ შემთხვევაში ასევე მწვავედ ისმის პლაზმონების ლენგმიურის კონდენსატის საკითხი, რასაც ართულებს ელექტრონ-პოზიტრონული პლაზმის სპეციფიკაც. საქმე იმაშია, რომ ენერჯის დაგროვება ხდება გრძელტალღოვან ლენგმიურის ტალღებში, სადაც ფაზური სიჩქარეები  $V_\phi$  სინათლის სიჩქარეზე მეტია  $V_\phi > c$ . გარდა ამისა, ელექტრონულ-პოზიტრონულ პლაზმაში არ არსებობს მძიმე ნაწილაკები და, შესაბამისად, არ არსებობს დაბალსიხშირული იონური ბგერა, რაც ლენგმიურის ჩვეულებრივი ტურბულენტობის

განვითარების აუცილებელი კომპონენტია. ნაშრომში [128] დაბალსიხშირული კომპონენტის სახით გამოყენებული იყო ორი მაღალსიხშირული ტალღის ძგერა. განიხილებოდა პულსარის მაგნიტოსფეროს პლაზმაში ელექტრონულ-პოზიტრონული პლაზმის მოდულაციური არამდგრადობა, სადაც სინათლის სიჩქარის მიღმა არეში ( $V_{\phi} > c$ ) (პლაზმონების კონდენსატი) ლენგმიურის მაღალსიხშირული ტალღების მოდულირება ხდებოდა ორი მაღალსიხშირული  $t$  და  $t'$  ტალღის ძგერით. შესაძლებელია  $t$  და  $t'$  ტალღების ძლიერ დამაგნიტებულ გარემოსთან ურთიერთქმედების შედეგად მოდულაციური არამდგრადობის განვითარება. ასეთ შემთხვევაში ხდება მცირემასშტაბოვანი, როგორც განივი, ასევე გრძივი შემფოთებების აპერიოდული გენერაცია.

ამასთან დაკავშირებით მნიშვნელოვნად მიგვაჩნია ჩვეულებრივ დამაგნიტებულ ( $\omega_{Be}^2 \geq \omega_{pe}^2$ ) ელექტრონ-იონურ პლაზმაში ორი მაღალსიხშირული ელექტრომაგნიტური  $t$  და  $t'$  ტალღის ძგერით გამოწვეული ლენგმიურის ტალღების მოდულაციური არამდგრადობის გამოკვლევა. თანაც, მოცემულ პარაგრაფში ნაჩვენებია იქნება, რომ  $t$  და  $t'$ -ის საკმარისად დიდი ამპლიტუდების შემთხვევაში პროცესი ძირითად არაწრფივ ურთიერთქმედებასთან ( $l \rightarrow l' + s$ ) შედარებით უფრო ეფექტური შეიძლება აღმოჩნდეს.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ნაშრომში [125] ნაჩვენებია იყო, რომ  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$  დროს კოლაფსის პროცესი უფრო ეფექტურია. ასეთ შემთხვევაში ძირითადი არაწრფივი პროცესია ტალღის ენერჯის კონცენტრირება მაგნიტური ველის გასწვრივ, რასაც მოსდევს ერთგანზომილებიანი გრძივი კოლაფსი.

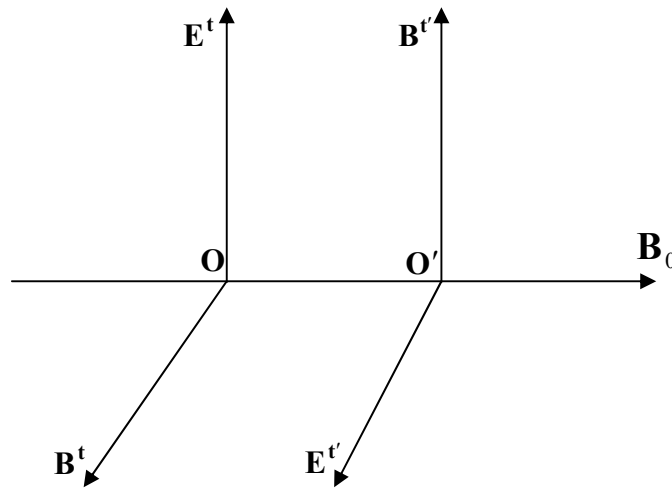
გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ ტალღის ენერჯის კონცენტრირების პროცესი უფრო თვალსაჩინო ხდება საკმაოდ ძლიერი მაგნიტური ველის  $\omega_{Be}^2 \geq \omega_{pe}^2$  შემთხვევაში, როდესაც საწყისი  $\mathbf{E}_{\perp}$  ველის ნაცვლად ვიღებთ გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ გავრცელებული  $t$  და  $t'$  ელექტრომაგნიტური ტალღების ძგერას.  $t$  და  $t'$  ტალღების ელექტრული და მაგნიტური ველები შესაბამისად  $\mathbf{E}^t, \mathbf{B}^t$  და  $\mathbf{E}^{t'}, \mathbf{B}^{t'}$ -ის ტოლია და მიმართული არიან წონასწორული  $\mathbf{B}_0$  მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულად.

სუსტად ტურბულენტურ პლაზმაში, სადაც ყველა შესაძლო ელექტრომაგნიტური და ელექტროსტატიკური მოდებია აღზნებული, ძნელი არ არის ურთიერთპერპენდიკულარული ველების მქონე ტალღების  $\mathbf{E}^t \perp \mathbf{E}^{t'}$  და  $\mathbf{B}^t \perp \mathbf{B}^{t'}$

შერჩევა, ამასთან,  $\mathbf{E}' \parallel \mathbf{B}'$  და  $\mathbf{E}^t \parallel \mathbf{B}^t$ . ასეთ შემთხვევაში პერიოდულად ცვლადი  $\mathbf{E}^t$  ველი  $\mathbf{B}_0$  ველში გამოიწვევს პლაზმის დრეიფს გადაჯვარედინებულ ველებში (ურთიერთმართობულ  $\mathbf{E}$  და  $\mathbf{B}$  ველებში):

$$U_{\text{დრ}} = \frac{\mathbf{E}^t \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \quad (82)$$

დრეიფის სიჩქარე  $U_{\text{დრ}}$  პერპენდიკულარულია როგორც  $\mathbf{B}_0$ -ის, ასევე  $\mathbf{E}'$ -ის, შესაბამისად პერპენდიკულარულია  $\mathbf{B}'$ -სიც. (იხ სურ. 1).



სურ.1

დამუხტული ნაწილაკების დრეიფული მოძრაობა (82), მეორე ტალღის  $\mathbf{B}'$  მაგნიტურ ველის არსებობის პირობებში იწვევს არაწრფივი ელექტრული ველის გენერაციას, რომელიც მაგნიტური ველის გასწვრივ არის მიმართული. ეს არაწრფივი ელექტრული ველი გამოისახება ფორმულით

$$E_z = (U_{\text{დრ}} \times B^t)_z = \frac{1}{B_0^2} (E \times B_0 \times B^t)_z. \quad (83)$$

ამ ეფექტს ადგილი აქვს ორი განივი ელექტრომაგნიტური ტალღის ურთიერთქმედებისას, როდესაც სრულდება შემდეგი პირობა:

$$\frac{\omega^t - \omega'}{k_z^t - k_z'} \approx v_{z,T}, \quad (84)$$



სადაც  $v_{z,T}$  – ელექტრონების ან იონების სითბური სიჩქარის გრძივი კომპონენტაა,  $\omega$  – სიხშირე,  $\mathbf{k}$  – შემფოთების ტალღური ვექტორი. ამასთან, გარემოს ყველა ნაწილაკი ჩართული იქნება კოლექტიურ, არაწრფივ პროცესში და მის აღსაწერად შეიძლება ვისარგებლოთ ჰიდროდინამიკური მიდგომით.

### 3.4.2. დამუხტული ნაწილაკების მოძრაობა დამაგნიტებულ პლაზმაში ორი ელექტრომაგნიტური ტალღების ძგერის შედეგად

თუ სრულდება პირობა  $\partial/\partial t \gg (\mathbf{v}\nabla)$  (ან  $\omega \gg \mathbf{k}\mathbf{v}$ , სადაც  $v$  – ნაწილაკების ჰიდროდინამიკური სიჩქარეა) კონვექციურ წარმოებულში შეიძლება შევინარჩუნოთ მხოლოდ პირველი წევრი და მაშინ პლაზმის დამუხტული ნაწილაკებისათვის (იონების, ელექტრონებისათვის) გარეშე წონაწორულ  $\mathbf{B}_0$  მაგნიტურ ველში და ნაწილაკებზე დაცემულ  $t$  და ნაწილაკებისაგან არეკვილილ  $t'$  ელექტრომაგნიტური ტალღების ველში დამუხტული ნაწილაკების ნაკადის მოძრაობის განტოლებას ექნება სახე:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\alpha}{\partial t} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} [\mathbf{E} + \mathbf{E}' + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B} + \mathbf{B}')]. \quad (85)$$

აქ  $\alpha = e, i$  ინდექსები იონებსა და ელექტრონებს შეესაბამება,  $e_\alpha$ ,  $m_\alpha$  – შესაბამისი ნაწილაკების მასა და მუხტია. ქვემოთ, სიმარტივისათვის, ძირითადად, ვიმსჯელებთ ელექტრონების მოძრაობის შესახებ და ვიგულისხმებთ იონებსაც.

მოცემულ ამოცანაში არსებობს ორი მცირე პარამეტრი:

1) ტალღური შემფოთებების ამპლიტუდები გაცილებით მცირეა გარეშე მატნიგურ ველთან შედარებით

$$(|\mathbf{E}|, |\mathbf{E}'|, |\mathbf{B}|, |\mathbf{B}'|) \ll |\mathbf{B}_0|.$$

2) ტალღური შემფოთებების ენერგია გაცილებით მცირეა პლაზმის ნაწილაკების სითბურ ენერგიაზე

$$(|\mathbf{E}|^2, |\mathbf{E}'|^2) \ll mn v_T^2,$$

სადაც  $n$  – ელექტრონების (იონების) კონცენტრაციაა,  $v_T = (T/m)^{1/2}$  – ელექტრონების სითბური სიჩქარე. ამიტომაც ნაწილაკების სიჩქარე შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც ამ მცირე პარამეტრების მიმართ გაშლის ჯამი:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{0\perp} + \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2, \quad (86)$$

სადაც  $\mathbf{v}_{0\perp}$  – გარეშე მაგნიტურ  $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{OZ}$  ველში ნაწილაკების შეუშფოთებელი მოძრაობის სიჩქარეა,  $|\mathbf{v}_1| \ll |\mathbf{v}_{0\perp}|$  –  $t$  და  $t'$  ტალღებით გამოწვეული სიჩქარის წრფივი შეშფოთება,  $|\mathbf{v}_2| \ll |\mathbf{v}_1|$  –  $t$  და  $t'$  ტალღებით განპირობებული სიჩქარის არაწრფივი შეშფოთება.

(86) განტოლების (85)-ში ჩასმით მივიღებთ სამ ურთიერთ-დაკავშირებულ განტოლებას  $\mathbf{v}_{0\perp}$ ,  $\mathbf{v}_1$  და  $\mathbf{v}_2$  –სთვის.

ნულოვან მიახლოებაში მივიღებთ:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{0\perp}}{\partial t} = \frac{e}{m} (\mathbf{v}_{0\perp} \times \mathbf{B}_0). \quad (87)$$

ელექტრონებისათვის (87) განტოლების ამონახსნს აქვს სახე:

$$v_{0x} = v_{0\perp} \cos(\omega_{Be} \cdot t), \quad v_{0y} = -v_{0\perp} \sin(\omega_{Be} \cdot t). \quad (88)$$

სადაც  $\omega_{Be} = eB_0/m$  – ელექტრონების ციკლოტრონული სიხშირეა,  $v_{0\perp}$  – ნებისმიერი მუდმივი სიდიდე.

იონებისათვის (88) ამონახსნს იგივე სახე აქვს, მხოლოდ ერთი ცვლილებით  $\omega_{Be} \rightarrow -\omega_{Bi} = -eB_0/m_i$ , სადაც  $m_i$  – იონების მასაა.

პირველ მიახლოებაში გვექნება განტოლება:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = \frac{e}{m} [\mathbf{E} + \mathbf{E}' + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_{0\perp} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}')]. \quad (89)$$

ტალღების ელექტრულ ველს წარმოვადგენთ შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} E_x &= |E_{\perp}(r, t)| \cos \omega t, & E_y &= |E_{\perp}(r, t)| \sin \omega t, \\ E'_x &= |E'_{\perp}(r, t)| \sin \omega' t, & E'_y &= -|E_{\perp}(r, t)| \cos \omega' t. \end{aligned} \quad (90)$$

აქ  $\omega$  და  $\omega'$  – შესაბამისად  $t$  და  $t'$  ელექტრომაგნიტური ტალღების სიხშირეებია. თანაც  $\mathbf{E}_{\perp}(r, t)$  და  $\mathbf{E}'(r, t)$  კოორდინატისა და დროის ნელი ფუნქციებია:

$$|\partial \mathbf{E}_{\perp} / \partial r| \ll |k_{\perp}^t| |\mathbf{E}_{\perp}|, \quad |\partial \mathbf{E}_{\perp} / \partial t| \ll |\omega'| |\mathbf{E}_{\perp}|,$$

$$|\partial \mathbf{E}'_{\perp} / \partial t| \ll |k'_{\perp} / \mathbf{E}_{\perp}|, \quad |\partial \mathbf{E}' / \partial t| \ll |\omega' / \mathbf{E}'_{\perp}|$$

სადაც  $k'_{\perp}$  და  $k'_{\parallel}$   $t$  და  $t'$  ტალღების განივი ტალღური ვექტორებია. მაშინ (89) განტოლების ამონახსნი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$v_{1x} = \frac{e}{m} \left( \frac{|\mathbf{E}_{\perp}| \sin \omega t}{\omega + \omega_{Be}} - \frac{|\mathbf{E}'_{\perp}| \sin \omega' t}{\omega' + \omega_{Be}} \right), \quad (91)$$

$$v_{1y} = -\frac{e}{m} \left( \frac{|\mathbf{E}_{\perp}| \cos \omega t}{\omega + \omega_{Be}} + \frac{|\mathbf{E}'_{\perp}| \cos \omega' t}{\omega' + \omega_{Be}} \right), \quad v_{1z} = 0. \quad (92)$$

იონებისათვის, როგორც უკვე აღინიშნა, უნდა შეიცვალოს  $\omega_{Be} \rightarrow -\omega_{Bi}$ ,  $m \rightarrow m_i$

მეორე მიახლოებაში, თუ გავითვალისწინებთ, რომ  $(\mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}_0)_z \equiv 0$ , (85)-დან

მივიღებთ განტოლებას:

$$\frac{\partial v_{2z}}{\partial t} = \frac{e}{m} (\mathbf{v}_1 \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}'))_z. \quad (93)$$

მაქსველის განტოლებიდან გამომდინარეობს რომ

$$B_x = -\frac{E_y}{c} \cos \theta, \quad B_y = \frac{E_x}{c} \cos \theta, \quad (94)$$

სადაც ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის გამოყენებულია დისპერსიული განტოლება  $\omega' \equiv |\mathbf{k}'|c$  და შემოყვანილია  $\theta$  კუთხე  $\mathbf{B}_0$  მაგნიტურ ველსა და  $\mathbf{k}'$  ტალღურ ვექტორს შორის:  $\cos \theta = k'_z / |\mathbf{k}'|$ . ჩავსვათ რა (91), (92), (94) და (90) გამოსახულებებს (93) განტოლებაში მივიღებთ განტოლებას შემფოთებული ელექტრონების არაწრფივი გრძივი (გასწვრივი) შემფოთებული სიჩქარისთვის:

$$\frac{\partial v_{2z}}{\partial t} = \frac{e^2 |\mathbf{E}_{\perp}| |\mathbf{E}'_{\perp}|}{m^2 c} \cos(\Delta \omega \cdot t) \left[ \frac{\cos \theta'}{\omega + \omega_{Be}} - \frac{\cos \theta}{\omega' + \omega_{Be}} \right], \quad (95)$$

სადაც შემოღებულია აღნიშვნა  $\Delta \omega = \omega - \omega'$ . შევნიშნოთ, რომ  $v_{2z}$  სიჩქარე და, შესაბამისად  $E_{2z}$  ელექტრული ველი წარმოიქმნება ელექტრომაგნიტური ტალღების პლაზმის დამუხტულ ნაწილაკებთან არაწრფივი ურთიერთქმედების შედეგად. ჩვენ მივიჩნევთ, რომ საწყის მდგომარეობაში პლაზმის ძირითადი მასის ათვის სისტემაში გრძივი მოძრაობა არ არსებობს,  $v_{1z} = 0$  და შესაბამისად  $v_{2\perp} \equiv 0$ . ასე რომ ელექტრული

დენის სიმკვრივეს მეორე მიახლოებაში გააჩნია მხოლოდ პარალელური კომპონენტა  $j_{2z} \neq 0$ . თუ ჩავთვლით, რომ  $\cos\theta \approx \cos\theta'$  და  $|\mathbf{E}_\perp| \approx |\mathbf{E}'_\perp|$  (95) განტოლებიდან მივიღებთ:

$$\frac{\partial v_{2z}}{\partial t} = -a \cos(\Delta\omega \cdot t), \quad (96)$$

სადაც

$$a \approx \frac{e^2 |\mathbf{E}_\perp|^2 t^2 \Delta\omega}{m^2 c^2 \omega t^2}. \quad (97)$$

შესაბამისი საწყისი პირობების შემთხვევაში ( $v_{2z} \rightarrow 0$ , როდესაც  $t \rightarrow 0$ ) (96) განტოლების ამოხსნა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$v_{2z} = -\frac{a}{\Delta\omega} \sin(\Delta\omega \cdot t). \quad (98)$$

პლაზმის იონური კომპონენტისათვის აუცილებელია  $e \rightarrow -e$  და  $\omega_{Be} \rightarrow -\omega_{Bi}$  ცვლილებების განხორციელება. (98) გამოსახულება და შესაბამისი ფორმულა იონებისათვის საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ  $t$  და  $t'$  ტალღების დამაგნიტებული პლაზმის ნაწილაკებთან არაწრფივი ურთიერქმედებით გენერირებული გრძივი დენის  $j_z = en(\mathbf{v}_{2z}^i - \mathbf{v}_{2z}^e)$  სიმკვრივე.

დამაგნიტებულ პლაზმაში დამუხტული ნაწილაკების განხილულმა მოძრაობამ შეიძლება გამოიწვიოს  $\delta n/n_0$  პლაზმის კონცენტრაციის შედარებით დაბალსიხშირული კვაზინეიტრალური შეშფოთება, რომელიც დაკავშირებულია  $t$  და  $t'$  მაღალსიხშირული ტალღების ძგერასთან (აქ  $n_0$  პლაზმის წონასწორული კონცენტრაციაა). გამოსახულება, რომელიც  $\delta n/n_0$ -ს განსაზღვრავს, შეიძლება მივიღოთ მაღალი სიხშირის მიხედვით წინასწარ გასაშუალებულ დამუხტული ნაწილაკების უწყვეტობის განტოლებიდან. ასე, რომ მივიღებთ:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) = -\frac{\partial}{\partial z} v_{2z}. \quad (99)$$

შევნიშნოთ, რომ (99) გამოსახულებაში შემავალი ფიზიკური სიდიდეები – გასწვრივი სიჩქარე  $v_{2z}$  და გარემოს კონცენტრაციის დაბალსიხშირული შეშფოთება  $\delta n$  გასაშუალოებული არიან მაღალი სიხშირეებით და ისინი განპირობებული არიან პლაზმურ გარემოზე გარე წყაროების ( $t$  და  $t'$  ტალღების) ზემოქმედებით. ამიტომ, მათი

კოორდინატზე დამოკიდებულება ცხადია შეიძლება წარმოვადგინოთ (90) ფორმულის ანალოგიურად:

$$(v_{2z}, \delta n) \sim (v_{2z}(\mathbf{r}, t), \delta n(\mathbf{r}, t)) \exp(-i\mathbf{k}^t \mathbf{r})$$

სადაც  $v_{2z}(\mathbf{r}, t)$  (ასევე  $\delta n(\mathbf{r}, t)$ ) დროსა და სივრცეში ნელა ცვლადი ფუნქციაა რომელიც განისაზღვრება (98) ფორმულიდან.

(99) განტოლებაში (98)-დან  $v_z^{(2)}$ -ს გამოსახულების ჩასმით, საბოლოოდ მივიღებთ განტოლებას პლაზმის კონცენტრაციის დაბალსიხშირული შემფოთებისათვის:

$$\frac{\delta n}{n_0} = -i \frac{k_z^t a}{(\Delta \omega)^2} [1 - \cos(\Delta \omega \cdot t)] \quad (100)$$

იგულისხმება, რომ  $t$  და  $t'$  ტალღების ენერჯის შენარჩუნება ხდება გარემოში გარე წყაროების ხარჯზე. ასეთი მდგომარეობა დამახასიათებელია იონოსფეროს, მაგნიტოსფეროს, ასტროფიზიკური პლაზმის, აგრეთვე დამატებითი გამაცხელებლის მქონე ლაბორატორიული პლაზმური დანადგარებისათვის.

### 3.4.3. ლენგმიურის ტალღების მოდულაციური არამდგრადობის არაწრფივი დინამიკა და გენერირებული ელექტრომაგნიტური ველების სიდიდის განსაზღვრა

ტალღური ველების არაწრფივი დინამიკის შესასწავლად ვიყენებთ მაქსველის განტოლებების სისტემას, რომელიც დაიყვანება ტალღურ განტოლებამდე:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0^{-1} \varepsilon_0^{-1} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = 0. \quad (101)$$

აქ  $\mu_0$  – გარემოს მაგნიტური შეღწევადობის კოეფიციენტი,  $\varepsilon_0$  – ელექტრული მუდმივაა ( $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ ),  $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) = \mathbf{j}_2$  – მეორე რიგის ელექტრული დენის სიმკვრივე.

ჩვენ განვიხილავთ ტალღურ პაკეტს, რომელიც მცირე კუთხით ვრცელდება წონასწორული  $\mathbf{B}_0$  მაგნიტური ველის მიმართ. გენერირებულ  $\mathbf{E}$  ელექტრულ ველში გამოვყოთ დაბალსიხშირული  $\mathbf{E}^l$  ( $\omega^l$ -ის მიმართ) და მაღალსიხშირული  $\mathbf{E}^h$  განივი კომპონენტები:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^l + \mathbf{E}^h, \quad (102)$$

სადაც  $E_z^t = 0$  და იგულისხმება, რომ  $\omega^t \approx k^t c \gg \omega^l$ . შემდგომში ვისარგებლებთ ველებისათვის შემდეგი სახის წარმოდგენით:

$$E_i^{lt} = \frac{1}{2} E_i^{lt}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega^{lt} \cdot t - i\mathbf{k}^{lt} \cdot \mathbf{r}) + c.c., \quad (103)$$

სადაც  $i$  ცვლადი ინდექსია,  $i = x, y, z$ ,  $E_i^{lt}(\mathbf{r}, t)$  – სივრცეში და დროში ნელა ცვლადი ელექტრული ველის ამპლიტუდებია,  $c.c$  აღნიშნავს კომპლექსურად შეუღლებულ მნიშვნელობას.

წრფივ მიახლოებაში დენის  $\mathbf{j}$  სიმკვრივე შეიძლება განისაზღვროს განტოლებიდან:

$$\varepsilon_0^{-1} \partial \mathbf{j} / \partial t \cong \omega_{pe}^2 \mathbf{E}.$$

მაშინ, თუ გავითვალისწინებთ, რომ ნაწილაკების  $n$  კონცენტრაცია განიცდის ორი,  $t$  და  $t'$  ელექტრომაგნიტური ტალღების ძგერით გამოწვეულ დაბალსიხშირულ  $\delta n$  კვაზინეიტრალურ შეშფოთებას (იხ. პარაგრაფი 3.4.2), საბოლოოდ დენის სიმკვრივისათვის (სუსტადარაწრფივ მდგომარეობაში) მივიღებთ:

$$\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \cong \omega_{p0}^2 \left( 1 + \frac{\delta n}{n_0} \right) \mathbf{E}. \quad (104)$$

აქ  $\delta n/n_0$  (100) თანაფარდობით განისაზღვრება და  $\omega_{p0} = (e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m))^{1/2}$ ,  $n_0$  – ელექტრონების (იონების) წონასწორული სიმკვრივეა.

უნდა აღინიშნოს, რომ (101) ტალღური განტოლების სახე მნიშვნელოვნად არის დამოკიდებული მის მიერ აღსაწერი პროცესების დროითი და სივრცითი მასშტაბების შერჩევაზე. ამიტომაც შემდგომში, მეტი გარკვეულობისათვის, ვივარაუდოთ რომ გრძივი მოდისთვის  $\omega^l > \omega_{p0}$ ,  $\omega^l \gg k^l c$ , ხოლო განივი მოდისთვის  $\omega^l \cong k^l c \gg \omega^l$  და შესაბამისად, გენერირებული შეშფოთებებისათვის:

$$\partial / \partial t \sim \omega \gg \Delta \omega \ll k^t c, \quad \omega^t \omega \gg \omega_{p0}^2.$$

შესაბამისად, შეშფოთების სივრცითი მასშტაბები შერჩეულია შემდეგი სახით:

$$k^{lt} \gg \partial / \partial (x, y, z), \quad k_z^{lt} \gg k_x^{lt}, k_y^{lt}.$$

ყოველივე ამის გათვალისწინებით, თუ აგრეთვე გავითვალისწინებთ, რომ  $\omega^l \gg \omega^l$  და (102), (103) და (104) გამოსახულებებს (101) გამოსახულებაში ჩავსვამთ, მივიღებთ ურთიერთდაკავშირებული განტოლებების შემდეგ სისტემას:

$$\frac{\partial E_{x,y}^t}{\partial t} = 0, \quad (105)$$

$$2i\omega^1 \frac{\partial E_{x,y}^1}{\partial t} - \frac{ik_z^1}{\varepsilon_0\mu_0} \frac{\partial E_z^1}{\partial(x,y)} = -\omega_{p0}^2 \frac{\delta n}{n_0} E_{x,y}^1, \quad (106), (107)$$

$$2i\omega^1 \frac{\partial E_z^1}{\partial t} - \frac{ik_z^1}{\varepsilon_0\mu_0} \left( \frac{\partial E_x^1}{\partial x} + \frac{\partial E_y^1}{\partial y} \right) = -\omega_{p0}^2 \frac{\delta n}{n_0} E_z^1. \quad (108)$$

(105)-(108) განტოლებების სისტემა მიღებულია ნულოვან მიახლოებაში მცირე  $\omega^1 / \omega^t \ll 1$  პარამეტრისთვის. ეს ასახავს იმ ფაქტს, რომ გრძივი ტალღების მოდულაციის პროცესი არ მოქმედებს განივი ტალღების ამპლიტუდის ევოლუციაზე:

$$E_{\perp}^t \cong \text{const}. \quad (109)$$

თუმცა (105)-(108) განტოლებების მარჯვენა ნაწილებში  $\delta n/n_0$ -სთან დაკავშირებული არაწრფივი წევრები, რომლებიც განაპირობებენ მოდულაციურ არამდგრადობას, განისაზღვრებიან განივი მაღალსიხშიროვანი  $E_{\perp}^t$  ტალღების ამპლიტუდით (იხ. ფორმულა (100)).

თუ (105)-(108) განტოლებებში გამოვრიცხავთ არაწრფივ მარჯვენა ნაწილებს, ისინი გადადიან [129] ნაშრომში მიღებულ განტოლებებში. თუმცა, მთავარი განსხვავება მდგომარეობს (108) განტოლების არაწრფივ წევრში; [129] ნაშრომში ნავარაუდევია, რომ  $\delta n/n_0 \sim |E_z^1|^2$ , მაშინ როდესაც ჩვენს შემთხვევაში სიმკვრივის კვაზინეიტრალური დაბალსიხშირული შეშფოთება ორი მაღალსიხშირული განივი ტალღის ძგერით არის განპირობებული და  $\delta n/n_0 \sim |E_{\perp}^t|^2$ !

ველის პარალელური კომპონენტის  $E_z^1$  -თვის განტოლებების მისაღებად, (106) და (107) განტოლებებიდან ვიპოვოთ შერეული წარმოებული  $\partial^2 E_{x,y}^1 / \partial t \partial(x,y)$ . შემდეგ (108) განტოლების დროში დიფერენცირებით და მასში შერეული წარმოებულის მნიშვნელობის ჩასმით, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z^1}{\partial t^2} - \frac{c^2}{4} \left( \frac{k_z^1 c}{\omega^1} \right)^2 \Delta_{\perp} E_z^1 - \frac{i}{2} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^1} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta n}{n_0} E_z^1 \right) - \\ - \frac{i}{4} \frac{k_z^1 c^2 \omega_{p0}^2}{\omega^1{}^2} \frac{\delta n}{n_0} \nabla_{\perp} E_{\perp}^1 = 0, \end{aligned} \quad (110)$$

სადაც  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  – განივი ლაპლასიანია. შემდეგ, დავუშვათ, რომ დაბალსიხშირული  $E^1$  ელექტრული ველი აკმაყოფილებს პირობას  $\nabla_{\perp} E_{\perp}^1 \equiv 0$ . მაშინ (110) განტოლება შესამჩნევად გამარტივდება და მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial^2 E_z^1}{\partial t^2} - \left( \frac{k_z^1}{2\varepsilon_0 \mu_0 \omega^1} \right)^2 \Delta_{\perp} E_z^1 - \frac{i}{2} \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^1} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\delta n}{n_0} E_z^1 \right) = 0. \quad (111)$$

თუ (100) განტოლებიდან  $\delta n / n_0$ -ის მნიშვნელობას (111) განტოლებაში ჩავსვამთ და თუ დაბალსიხშირულ ველს წარმოვადგენთ შემდეგი სახით

$$E_z^1 \sim \exp(-i\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r}),$$

მივიღებთ გენერირებული შეშფოთების  $\omega$  სიხშირის დისპერსიულ განტოლებას:

$$\omega^2 - k_0^2 k_{\perp}^2 c^2 + \frac{\omega_{p0}^2 k_z^t a}{2\omega^1 \Delta\omega} = 0, \quad (112)$$

სადაც  $k_0^2 = (k_z^1 c / 2\omega^1)^2$ .

აქედან ჩანს, რომ არამდგრადობა ვითარდება როდესაც

$$\left| \frac{E_{\perp}^t}{B_0} \right|^2 > \frac{k_z^1{}^2 c^2}{\omega^1{}^2} \left| \frac{k_z^t c}{2\omega_{p0}} \right| \frac{k_{\perp}^2 c^2}{\omega_{Be}^2} c^2. \quad (113)$$

შეშფოთების ზრდის შესაბამისი ინკრემენტი  $\gamma_0$  განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$\gamma_0 = \left( \frac{k_z^t a \omega_{p0}}{2\Delta\omega} \right)^{1/2} = \left( \frac{\omega_{p0}}{2\omega^t} \right)^{1/2} \frac{e |E_{\perp}^t| |k_z^t|}{m\omega^t}. \quad (114)$$

გრძივი  $E_z^1$  ელექტრული ველის აპერიოდულ ზრდას გააჩნია გარეშე მაღალსიხშირული განივი ტალღის ამპლიტუდის მიხედვით ზღურბლური ხასიათი:

$$\left| E_{\perp}^t \right|_{\text{ზღურბ}}^2 \sim \left( k_z^1 c / \omega^1 \right)^2 \left| k_z^t c / \omega_{p0} \right| \left( k_{\perp} c / \omega_{Be} \right)^2 B_0 c^2.$$

ამგვარად, “პლაზმონების კონდენსატი” (ე.წ. ლენგმიურის ტურბულენტობა  $\omega_{p0}$  სიხშირით და  $k_0 \rightarrow 0$  დამახასიათებელი ტალღური რიცხვით)  $t$  და  $t'$  ტალღების ძგერით განპირობებული მოდულაციური არამდგრადობის განვითარების შედეგად განიცდის ტურბულენტობის მასშტაბის შემცირებას, ანუ ხდება  $k_0 \neq 0$  შეშფოთების ჩაქრობა. ეს ნიშნავს, რომ ენერჯის გადანაწილება ხდება  $\omega^1 \approx \omega_{p0} (1 + k^2 \lambda_D^2 / 2)$  სიხშირეების მქონე გრძივ ტალღურ ველებში.



ახლა შევისწავლოთ განივი გრიგალური დაბალსიხშირული ელექტრული ველის გენერაციის შესაძლებლობა. ამ მიზნით, (106), (107) განტოლებებიდან გამოვრიცხოთ  $E_z^1$ , მაშინ მივიღებთ:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}^1)_z = i \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^1} \frac{\delta n}{n_0} (\nabla \times \mathbf{E}^1)_z. \quad (115)$$

აქედან დროითი ინტეგრების შედეგად მივიღებთ:

$$(\nabla \times \mathbf{E}^1)_z = C \exp \left[ i \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^1} \int^t \frac{\delta n(t', \mathbf{r})}{n_0} dt' \right], \quad (116)$$

სადაც  $C$  – ინტეგრების მუდმივაა. (116) გამოსახულება აღწერს დაბალსიხშირული გრიგალური ელექტრული ველის ევოლუციას. თუ (116)-ში ჩავსვამთ  $\delta n/n_0$  მნიშვნელობას (100)-დან, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$(\nabla \times \mathbf{E}^1)_z = C \exp \left\{ \left| \frac{\mathbf{E}_\perp^t}{B_0} \right|^2 \frac{\omega_{p0}^2 \omega_{Be}^2}{2\Delta\omega \omega^1 \omega^t} \left[ t - \frac{\sin(\Delta\omega \cdot t)}{\Delta\omega} \right] \right\}. \quad (117)$$

(116) და (117)-დან ჩანს, რომ პლაზმის სიმკვრივის დაბალსიხშირული მოდულაცია (რაც ორი გარეშე მაღალსიხშირული ელექტრომაგნიტური ტალღის ძგერით არის გამოწვეული) იწვევს დაბალსიხშირული ელექტრომაგნიტური გრიგალური ველის გენერაციას.

შევნიშნოთ, რომ (82) და (84) დრეიფულ მიახლოებაში  $\delta n$  სიმკვრივის მოდულაცია ხდება გარეშე  $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{OZ}$  მაგნიტური ველის გასწვრივ. იმავდროულად, იცვლება არა მარტო ლენგმიურის ტალღების – “პლაზმონების კონდენსატის” მასშტაბი, არამედ, გარდა ამისა, ხდება პლაზმონების ენერგიის ელექტრომაგნიტური ტალღების ენერგიად გარდაქმნაც (იხ. ფორმულა (117)).

#### 3.4.4. დისიპაციური პროცესების ზემოქმედება ტალღების ძგერებით განპირობებული პლაზმური არამდგრადობის განვითარებაზე

ჩავატაროთ ზემოთაღნიშნული არამდგრადობისა და გენერირებული ელექტრომაგნიტური ველის ყოფაქცევის ანალიზი დისიპაციურ პლაზმაში, რადგანაც სხვადასხვა დაჯახებებით და დაჯახებების გარეშე დისიპაციური პროცესები

დამახასიათებელია მრავალი მოვლენისათვის, როგორც ლაბორატორიულ, ასევე იონოსფერულ-მაგნიტოსფერულ პლაზმაში.

ჩვენს მიერ განხილულ ამოცანაში  $t$  და  $t'$  ელექტრომაგნიტური განივი ტალღები გარეშე წყაროების მოქმედებით გენერირდებიან და სუსტად მიიღვებიან, ამიტომ ამ ტალღების ჩაქრობას ვუგულვებელვყოფთ. ისევე როგორც გენერირებული გასწვრივი ტალღებისათვის (ლენგმიურის ტიპის ტალღები), ეს პროცესები იწვევენ პლაზმონების კონდესატის მოდულაციას, რომლებიც არ განიცდიან ჩაქრობას მანამ, სანამ მათი ზომები არ შემცირდებიან ისე, რომ ტალღების ფაზური სიჩქარე რეზონანსულ ნაწილაკთა სიჩქარის თანაზომადი არ გახდება (ლანდაუს ჩაქრობა), რომელიც წარმოადგენს  $t$  და  $t'$  ტალღების ძვერებით წარმოქმნილი მოდულაციური არამდგრადობის განვითარების შედეგს. ეს მექანიზმი ხსნის კონდესატის პრობლემას [119]. ამასთან, თავდაპირველად ძალიან ჩქარი ნაწილაკები (მაქსველის კუდი) ჩაერთვებიან კასკადურად რეზონანსულ პროცესში, შემდეგ კი – დანარჩენი ნაწილაკები. ეს პროცესი, ანუ გასწვრივი ტალღების ჩაქრობა, გამოიწვევს დამუხტულ ნაწილაკთა განაწილების ფუნქციის კუდის კიდევ უზრო გაზრდას, ანუ რეზონანსული ნაწილაკების აჩქარებას.

ახლა განვიხილოთ ჩაქრობის ზეგავლენა მოდულაციური არამდგრადობით გენერირებულ გრიგალურ ელექტრულ ველზე. (117),(118) ფორმულებიდან ჩანს, რომ ეს გრიგალური ველები დროის მიხედვით იზრდება აპერიოდულად მანა, სანამ თავს არ იჩენს ლენგმიურის ტალღების ლანდაუს ჩაქრობა, რის გამოც ჩაქრება პლაზმის კონცენტრაციის დაბალსიხშიროვანი შემფოთებები. შესაბამისად, დასრულდება გრიგალური ელექტრული ველის ზრდა. მათი შემდგომი ყოფაქცევა დამოკიდებულია მრავალ ფაქტორზე, რომლებმაც შეიძლება გამოიწვიონ გრიგალური ველის ჩაქრობა: რეზონანსულ ნაწილაკებთან ურთიერთქმედებით, გარემოს ნაწილაკების ხახუნით [108], ან გარემოს ნაწილაკთა დაჯახებებითა და მაგნიტური სიბლანტით. ხოლო, თუ გავითვალისწინებთ გარემოს სასრულ სითბოგამტარობას, გრიგალურ ველებმა შესაძლოა შეიძინონ შემფოთება და მათი ამპლიტუდები გაიზარდონ დროის მიხედვით [93].

განვიხილოთ დაჯახებადი პლაზმური გარემო. თუ გავითვალისწინებთ დაჯახებებს, მოძრაობის განტოლება (85)-ის მარჯვენა მხარეს დაემატება წევრი  $-v\Delta v_\alpha$ , სადაც  $v$  ჩვენს მიერ განხილულ ამოცანაში არის დაჯახებათა სიხშირე ელექტრონებსა და უძრავ იონებს შორის. სიმარტივისთვის შემოვიფარგლოთ შემთხვევით, როცა დაჯახებათა სიხშირე საკმაოდ მცირეა და ის შეიძლება განხილულ იქნას როგორც მცირე პარამეტრი. შემდეგ, დაჯახებათა წევრის გათვალისწინებისას განტოლება (85) ამოიხსნება მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით, როგორც თავი 2-ში,  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{0\perp} + \mathbf{v}_2 + \mathbf{v}_v$ . აქ,  $\mathbf{v}_v$  არის ჰიდროდინამიკური სიჩქარის შემფოთება, რომელიც დამუხტული ნაწილაკების დაჯახებებითაა გამოწვეული:

$$\mathbf{v}_v = \frac{v}{B} [\mathbf{B}_0 \times \mathbf{U}_d], \quad (118)$$

სადაც  $\mathbf{U}_d$  განისაზღვრება გამოსახულება (82)-ით.

გარემოს დამუხტულ ნაწილაკთა კონცენტრაციის შემფოთებული ნაწილი  $n_v$ , რომელიც გამოწვეულია დაჯახებითი დისიპაციით, შეიძლება განისაზღვროს უწყვეტობის განტოლებიდან:

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} = -n_0 \operatorname{div}(\mathbf{v}_v). \quad (119)$$

შესაბამისად, (104)-(111) განტოლებებში  $\delta n/n_0$  სიდიდე უნდა შეიცვალოს  $(n_v/n_0 + \delta n/n_0)$  წევრით. აქედან გამომდინარე, (112) განტოლება შეიცვლება და მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\omega^2 - k_0^2 k_\perp^2 c^2 + \frac{\omega_{p0}^2 k_z^t a}{2\omega^1 \Delta \omega} - \frac{\omega_{p0}^2 v}{2B_0 \omega^1 \omega_{Be}} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_\perp^t) = 0. \quad (120)$$

საბოლოოდ, დისიპაციური პროცესების გათვალისწინებით შეიცვლება მხოლოდ აპერიოდული არამდგრადობის შემფოთების ზღურბლი ((113), (116) ფორმულები):

$$\left| \frac{\mathbf{E}_{\perp \text{ხლურბ}}}{B_{0c}} \right| \sim \frac{|\mathbf{k}_\perp \mathbf{c} \cdot \omega^t| v}{2|\omega_{Be}^3|} + \left[ \left( \frac{\mathbf{k}_\perp \mathbf{c} \cdot \omega^t v}{2\omega_{Be}^3} \right)^2 + \left( \frac{k_z^t c}{\omega^1} \right)^2 \left( \frac{k_\perp \mathbf{c}}{\omega_{Be}} \right)^2 \left| \frac{\omega^t}{\omega_{p0}} \right| \right]^{-1/2}. \quad (121)$$

თუ დისიპაციას უგულვებელვყოფთ, მაშინ ფორმულა (121) მარტივად გარდაიქმნება ზღურბლისთვის წინა პარაგრაფში მიღებულ ფორმულაში. მაგნიტური [108] და

ჰიდროდინამიკური სიბლანტეები ანალოგიურად ზემოქმედებენ განხილულ პროცესებზე.

შევაფასოთ ელექტრომაგნიტური ველების შემფოთებების ზღურბლი დატუმბვის ტალღების (121) ამპლიტუდის მიხედვით პრინსტონის უნივერსიტეტში მოქმედი PLT ტოკამაკების პლაზმისათვის, სადაც დამატებითი სითბოს წყაროდ გამოყენებულია მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღები (მაღალსიხშირული გამაცხელებელი ტალღები). ეს ტოკამაკები ხასიათდებიან შემდეგი პარამეტრებით:  $B_0 \approx 30$  კ.გაუსი,  $\omega_{Be} \approx 10^{11}$  წმ<sup>-1</sup>,  $\omega_{p0} \approx 10^{12}$  წმ<sup>-1</sup>; დატუმბვის ტალღის სიხშირე  $\omega^t \approx 10^8$  წმ<sup>-1</sup>, ტალღური ვექტორის მდგენელები  $k_{\perp} \approx 0.5$  სმ<sup>-1</sup>,  $k_z^t \approx 0.1$  სმ<sup>-1</sup>;  $c = 3 \times 10^{10}$  სმ.წმ<sup>-1</sup>,  $v = 10^4$  წმ<sup>-1</sup>. ამ პარამეტრების ბაზაზე ფორმულა (121)-დან ვღებულობთ:  $|E_{\perp thr}| \sim 1.4 \times 10^6$  ვ/მ, რომელიც კარგ თანხვედრაშია მაღალი სიხშირის PLT ტოკამაკებში მაღალსიხშირული გამაცხელებელი ტალღის ამპლიტუდასთან,  $|E| \sim 1.7 \times 10^6$  ვ/მ.

### 3.4.5 შედეგების განხილვა და დასკვნა

ზემოთ ნაჩვენებია, რომ მაღალსიხშირული ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომლებიც გენერირდებიან მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში გარეშე ან შიდა წყაროების მიერ, შეუძლიათ მოახდინონ პლაზმური გარემოს სიმკვრივის დაბალსიხშირულ მოდულაცია წონასწორული მაგნიტური ველის გასწვრივ ორი ელექტრომაგნიტური ტალღის ძგერებზე ( $\Delta\omega = \omega^t - \omega^i$ ) (ჩვენს მიერ უგულებელყოფილია ამ მაღალსიხშირულ ველებზე მოდულაციური არამდგრადობის უკუქმედება).

ნაჩვენებია, რომ მოდულაციური არამდგრადობის დროს გენერირებული პოტენციური ელექტრული ველის  $E_z^1$  კომპონენტის აპერიოდული ზრდა განპირობებულია გარეშე განივი ელექტრომაგნიტური ველებით და მას ზღვრული ხასიათი გააჩნია, ხოლო სიმკვრივის დაბალსიხშირული მოდულაცია, თავის მხრივ, იწვევს გრიგალური ელექტრომაგნიტური ველის  $(\nabla \times E^i)_z$  გენერირებას.

მიღებული შედეგები შესაძლოა საინტერესო იყოს მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში ტალღა-ტალღა და ტალღა-ნაწილაკის ტიპის არაწრფივი ურთიერთქმედების თეორიისათვის. გამოკვლევულ 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 [130].

ასეთნაირად აჩქარებულმა ნაწილაკებმა, მაგალითად, დედამიწის მაგნიტოსფეროსა და ზედა იონოსფეროში არსებულმა შეუღლებულმა ფოტოელექტრონებმა, შესაძლოა გამოიწვიონ ადგილობრივი იონოსფეროს  $F$  - არეში დამზერილი წითელი გამოსხივების ინტენსივობის გაძლიერება [131]. ლაბორატორულ პლაზმაში ამ ეფექტმა შეიძლება განაპირობოს აჩქარებული ნაწილაკების ნაკადის გენერაცია.

მოდულაციური არამდგრადობის ჩვენს მიერ განხილული მექანიზმის ეფექტურობის გამორკვევის მიზნით შევადაროთ ერთმანეთს აპერიოდული არამდგრადობის ინკრემენტი (114) და კლასიკური ( $l \rightarrow l' + s$ ) დაშლის მოდულაციური არამდგრადობის  $\gamma_m^{\max}$  ინკრემენტი [123]

$$\gamma_m^{\max} = \frac{\omega_{p0} (m/M)^{1/2} |E_0|}{2(n_0 T_e / \epsilon_0)^{1/2}}, \quad (122)$$

სადაც  $E_0$  – ლენგმიურის ჩატუმბვის ტალღის ამპლიტუდაა,  $M$  – იონების მასა,  $T_e$  – ელექტრონების ტემპერატურა. თუ გარეშე მაღალსიხშირული განივი ელექტრული  $|E_{\perp}^t|$

ველის და ლენგმიურის  $|E_0|$  ჩატუმბვის ამპლიტუდა აკმაყოფილებენ უტოლობას:

$$|E_{\perp}^t| > \left( \frac{\omega^t}{2\omega_{p0}} \right)^{1/2} \frac{c}{v_{Te}} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} |E_0|, \quad (123)$$

მაშინ მოცემულ ნაშრომში განხილული მოდულაციური არამდგრადობის ეფექტი შეიძლება აღმოჩნდეს უფრო ეფექტური, ვიდრე საზოგადოდ მიღებულ ლენგმიურის ტურბულენტობის მოდულაციური არამდგრადობის პროცესი.

რა თქმა უნდა, (114) და (122) ინკრემენტების შედარება ბოლომდე კორექტული არ არის, რადგან [123] ნაშრომში მაგნიტური ველი მცირეა  $1 \gg \omega_B^2 / \omega_p^2 \geq k_0^2 \lambda_D^2$ , მაშინ როდესაც ჩვენ ვიხილავთ შედარებით დიდი მაგნიტური ველების შემთხვევას  $\omega_B^2 / \omega_p^2 \geq 1$ . გარდა ამისა, როგორც [125] ნაშრომში იყო აღნიშნული, არაწრფივ სტადიაზე, თუკი ელექტრულ ველს მხოლოდ გრძივი მდგენელი გააჩნია ( $E \parallel B_0$ ), მოდულაციური

არამდგრადობის განვითარების დროს პლაზმის ნაწილაკების მიერ შთანთქმება მხოლოდ ენერგიის ნაწილი. პერპენდიკულარული ველის პირობებში კი ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ ) ნაწილაკების მიერ ენერგიის შთანთქმის პროცესი მიმდინარეობს უფრო ეფექტურად.

ჩვენს შემთხვევაში, როდესაც ძლიერი გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ გავრცელებული ორი ელექტრომაგნიტური მაღალსიხშირული ტალღის ძგერის შედეგად ხდება სიმკვირივის მოდულაცია, კონდენსატის ენერგიის შთანთქმის ეფექტი მნიშვნელოვანია.

განსაკუთრებით ხაზი უნდა გაესვას გადაჯვარედინებულ (ურთიერთპერპენდიკულარულ) ცვლად ელექტრულ და მუდმივ მაგნიტურ ველებში ნაწილაკების დრეიფის განმსაზღვრელ როლს ძლიერად დამაგნიტებული პლაზმის მოდულაციური არამდგრადობის განვითარებაში.

ამოცანის ამგვარად დასმის შემთხვევაში შეგვიძლია განვაცხადოთ, რომ ვითარდება მოდულაციური არამდგრადობა, რომელიც გარდა “პლაზმონების კონდენსატის” ტურბულენტობის მასშტაბის შეცვლისა, იწვევს აგრეთვე თავისი ენერგიის ელექტრომაგნიტური შეშფოთებების ენერგიაში გადატუმბვას.

მოცემულ ამოცანაში ორი  $t$  და  $t'$  ტალღის ძგერა იმგვარად იქნა შერჩეული, რომ მოდულაციური არამდგრადობა ინარჩუნებდა ტურბულენტობას ლენგმიურის შტოზე. ასე, რომ ამგვარი მიდგომა შესაძლებლობას იძლევა შევისწავლოთ მოდულაციური არამდგრადობა სხვა, უფრო დაბალსიხშირული, მაგალითად იონობგერითი მოდებისთვისაც.