

მარინე ჩხიტუნძე

მაბნითური ველის ტოპოლოგიური თავისებურებები
დედამიწის მაბნითოსფეროს დღის მხარის
საზღვრის მახლობლად

წარმოდგენილია დოქტორის აკადემიური ხარისხის
მოსაპოვებლად

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი
თბილისი, 0175, საქართველო
2008 წ.

საავტორო უფლება © 2008 წელი, ჩხიტუნძე მარინე, 2008წ.

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი

ჩვენ, ქვემოთ ხელისმომწერნი ვადასტურებთ, რომ გავეცანით ჩხიტუნიძე მარინეს მიერ შესრულებულ სადისერტაციო ნაშრომს დასახელებით: **“მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური თავისებურებები დედამიწის მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის მახლობლად”** და ვაძლევთ რეკომენდაციას საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოში მის განხილვას დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად.

თარიღი

ხელმძღვანელი:

რეცენზენტი:

რეცენზენტი:

რეცენზენტი:

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

2008 წელი

ავტორი: ჩხიტუნიძე მარინე

დასახელება: **“მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური თავისებურებები
დედამიწის მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის
მახლობლად“**

ფაკულტეტი : ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი

ხარისხი: დოქტორი

სხდომა ჩატარდა: თარიღი

ინდივიდუალური პიროვნებების ან ინსტიტუტების მიერ შემომოყვანილი დასახელების დისერტაციის გაცნობის მიზნით მოთხოვნის შემთხვევაში მისი არაკომერციული მიზნებით კოპირებისა და გავრცელების უფლება მინიჭებული აქვს საქართველოს ტექნიკურ უნივერსიტეტს.

ავტორის ხელმოწერა

ავტორი ინარჩუნებს დანარჩენ საგამომცემლო უფლებებს და არც მთლიანი ნაშრომის და არც მისი ცალკეული კომპონენტების გადაბეჭდვა ან სხვა რაიმე მეთოდით რეპროდუქცია დაუშვებელია ავტორის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

ავტორი ირწმუნება, რომ ნაშრომში გამოყენებული საავტორო უფლებებით დაცული მასალებზე მიღებულია შესაბამისი ნებართვა (გარდა ის მცირე ზომის ციტატებისა, რომლებიც მოითხოვენ მხოლოდ სპეციფიურ მიმართებას ლიტერატურის ციტირებაში, როგორც ეს მიღებულია სამეცნიერო ნაშრომების შესრულებისას) და ყველა მათგანზე იღებს პასუხისმგებლობას.

რეზიუმე

მზის ქარის პლაზმისა და დედამიწის მაგნიტური ველის ურთიერთქმედება განსაკუთრებით აქტუალურია, რადგანაც წარმოადგენს ბუნებრივ გარემოში მიმდინარე გლობალურ ენერგეტიკულ პროცესს. მზის ფოტოსფეროდან გამოფრქვეული მეტად გაიშვიათებული პლაზმური ნაკადი, მზის ქარი, დედამიწის მაგნიტოსფერო და მისი მთავარი რადიაციული სარტყელი, იონოსფერო, აყალიბებენ ერთიან სისტემას, რომელშიც უწყვეტად ხდება ელექტრომაგნიტური ენერჯის გადაცემა მზის ქარიდან დედამიწაზე.

სადისერტაციო ნაშრომის მიზანი მდგომარეობს დედამიწის მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვარზე მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური თავისებურებების შესწავლაში და მაგნიტოჰიდროდინამიკურ სასაზღვრო ფენაში მაგნიტური ველის ინდუქციის არაერთგვაროვანი განაწილებით გამოწვეული მაგნიტოგრაფიენტული ტალღების მახასიათებელი სპექტრის შეფასებაში. მზის ქარის პლაზმის დინამიკასთან დაკავშირებული კონკრეტული ამოცანების განხილვისას გამოყენებულია მაგნიტოჰიდროდინამიკური (მჰდ) მიახლოება, ხოლო პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ცვლილების ეფექტები შეფასებულია კინეტიკურ მიახლოებაში, ანომალური წინააღობის საგდევვის თეორიის მიხედვით.

სადისერტაციო ნაშრომში აგებულია რამდენიმე ორიგინალური მოდელი, რომელთა საშუალებითაც შესაძლებელია თანამედროვე რიცხვითი ექსპერიმენტების თეორიული ინტერპრეტაცია. მათი შედეგები შეიძლება მნიშვნელოვანი აღმოჩნდეს თერმობირთვული სინთეზის ლაბორატორიული მოდელირების დროს განვითარებული დისიპაციური ეფექტების ფიზიკური არსის გაგებისათვის. პირველი თავის პირველ პარაგრაფში ზოგადად განხილულია მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემა. მეორე პარაგრაფში მოცემულია ამ განტოლებების გამარტივებული ფორმები და მათი განუზომელ სახეზე დაყვანის სქემა, აგრეთვე მჰდ დინებების მსგავსების ძირითადი განუზომელი პარამეტრები. აქვე მოცემულია დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის, ე.წ. მაგნიტოპაუზის, თეორია და მისი შესაბამისი განტოლებები. I თავის მესამე პარაგრაფში მოკლედ განხილულია შვეიცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი და შეფასებულია მისი ეფექტურობა სხვადასხვა ტიპის სასაზღვრო ფენების ამოცანების ანალიზური ამონახსნების მიღების თვალსაზრისით.

მეორე თავის პირველი პარაგრაფი ეხება მზის ქარის მაგნიტური სიბლანტის პრობლემას. მოცემულ სუბსტანციას მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე გააჩნია პრაქტიკულად იდეალური ელექტრული გამტარებლობა, მაგრამ, თუ ამ პარამეტრის სიდიდის შესაფასებლად გამოვიყენებთ სპიტცერის ცნობილ ფორმულას, სამართლიანს აბსოლუტურად იონიზირებული გაზისათვის, მივიღებთ, რომ მზის ქარი საპლანეტათაშორისო სივრცეში არ წარმოადგენს იდეალურად გამტარ გარემოს, რაც ნიშნავს, რომ მას გააჩნია გარკვეული მაგნიტური სიბლანტე. ანომალური წინააღობის საგდევვის კინეტიკური თეორიის თანახმად, პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის ანომალური ზრდა დაკავშირებულია იონურ-ბგერითი არამდგრადობის აღქმრასთან. სადისერტაციო ნაშრომში შედარებულია

საგდევეის თეორიით მიღებული მზის ქარის პლაზმის ანომალური მაგნიტური სიბლანტე, მდგარი ზონის ირგვლივ აზიმუტალური მაგნიტური ველის მოდელის გამოყენებით მიღებულ მის სიდიდესთან. აღმოჩნდა, რომ მაგნიტოჰიდროდინამიკური წონასწორობის პირობა მდგარი ზონის საზღვარზე მოითხოვს ისეთივე სიდიდის მაგნიტურ სიბლანტეს, როგორსაც იძლევა საგდევეის თეორია. მეორე პარაგრაფში განხილულია მაგნიტური სიბლანტის იმპულსური ცვლილების ეფექტი არასტაციონარულ მერიდიონალურ მაგნიტურ სასაზღვრო ფენში, რომელთანაც გაიგივებულია მაგნიტოპაუზა მაგნიტოსფეროს მერიდიონალურ კვეთაში.

მესამე თავის პირველ პარაგრაფში მოცემულია მაგნიტოსფეროს კრიტიკულ წერტილში ანიჰილაციის შედეგად საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველისა და გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირების გადაერთების მოვლენის მოდელი, აგებული ალგებრული მრუდების თეორიის გამოყენებით. მაგნიტური ველის მიღებული ტოპოლოგიური სურათის მიხედვით, განსხვავებით სხვა ცნობილი მოდელებისაგან, გადაერთების ეფექტის ინიციაციისათვის აუცილებელი არ არის მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზია და, შესაბამისად, შიდა მაგნიტოსფერული სტრუქტურების შეშფოთება. მესამე თავის მეორე პარაგრაფში მოცემულია მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის ზედაპირზე მაგნიტური ველის ძალწირების ხრახნისებური ტოპოლოგიური მოდელი, რომლის საფუძველია მდგარი ზონის წვეროს გაიგივება განსაკუთრებულ წერტილთან. ამ მოდელის მიხედვით შესაძლებელია საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის ძალწირის გახლეჩა მდგარი ზონის წვეროში, საიდანაც გამომდინარეობს ტოპოლოგიური მსგავსება წვეროს მქონე მაგნიტურ ზედაპირსა და კრიტიკული წერტილის მქონე ზედაპირის ლამინარული სითხით გარსდენის დროს ჩამოყალიბებულ ჰიდროდინამიკურ სტაგნაციის ზონას შორის. ამ თავის მესამე პარაგრაფში, მძლ განტოლებათა სისტემის საფუძველზე, მცირე შეშფოთებების მეთოდით, მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის მოდელის ჩარჩოებში, წრფივ მიახლოებაში მიღებულია მზის ქარის პარამეტრების შეშფოთების შედეგად გენერირებული მძლ ტალღების მახასიათებლები. შედეგები მიღებულია, როგორც იდეალურად გამტარი, ასევე დისიპაციური პლაზმისათვის, კუმშვადობის ფაქტორის გათვალისწინებით, როცა შეშფოთება ვრცელდება მდგარი ზონის სიმეტრიის ღერძის მიმართულებით.

მესამე თავის ბოლო, მეოთხე პარაგრაფში განხილულია მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში როსბის ტიპის მაგნიტოგრადიენტული ტალღების გენერაციის პრობლემა. პირველად, აღნიშნული ტალღების მახასიათებელი პარამეტრები და სიხშირული სპექტრი მიღებულია ამ არეში მაგნიტური ველის როგორც წრფივი, ასევე არაწრფივი განაწილებისათვის.

Abstracts

Interaction of solar wind plasma and the Earth magnetic field is particularly important, as it represents a global energy process taking place in the natural environment. Very low density plasma flow from the Sun's photosphere, solar wind, Earth's magnetosphere and its main radiation belt, ionosphere, form the system, where continuous electromagnetic energy transmission from the solar wind to the magnetosphere takes place.

The aim of the thesis work is to study the topological features of magnetic field on the dayside of the earth's magnetosphere and to estimate the characteristic spectrum of magnetogravitational waves caused by nonuniform distribution of magnetic field induction in the magnetohydrodynamic boundary layer. Magnetohydrodynamic (MHD) approximation is used for the specific problems related to the solar wind plasma dynamics. The effects of the plasma electric conductivity changes is estimated in kinetic approximation by Sagdeev's anomalous resistivity theory.

A number of original models have been proposed in the thesis, which enable theoretic interpretation of modern digital experiments. Results of the interpretation can be essential for understanding physical nature of dissipative effects developing during laboratory modeling of thermonuclear synthesis. In the first paragraph of the first chapter the system of magnetic hydrodynamic equations is discussed. In the second paragraph, simplified forms of the equations and transformation scheme of these equations to the non-dimensional form are presented. The main non-dimensional similarity parameters of the MHD flow presented as well. There of the first chapter the theory of Earth's magnetic boundary layer, i.e. magnetopause, and corresponding to it equations are given. In the third paragraph of the first chapter the Shvets's successive approximations method is shortly reviewed and its efficiency is estimated for analytical solutions of problems on various types of boundary layers.

The first paragraph of the second chapter is related to the problem of magnetic viscosity. This substance, before its interaction with the magnetosphere has practically ideal electric conductivity. However, if for the estimation of the value of this parameter we use Spitzer's well-known formula, valid for the absolutely ionized gas then the solar wind is not an ideal conductive environment. This means that solar wind has a certain magnetic viscosity. According to Sagdeev's kinetic theory of anomalous resistivity the anomalous increase of magnetic viscosity of plasma is related to the excitation of ion-acoustic instability. In the thesis work the anomalous magnetic viscosity of the solar wind plasma derived from Sagdeev's theory is compared to the value derived from the azimuthal magnetic field model around stagnation zone. We found that the boundary condition of magnetohydrodynamic balance requires same values of magnetic viscosity as it is given by Sagdeev's theory. In the paragraph two the effect of impulse change of magnetic viscosity in the non-stationary meridional magnetic boundary layer and identified as magnetopause in meridional section of magnetosphere is reviewed.

In the first paragraph of third chapter, using the theory of algebraic curves, model of reconnection of interplanetary magnetic field force lines and the force lines of geomagnetic field due to annihilation at the critical point of magnetosphere is presented. Unlike other known models, in this topological picture of magnetic field of the effect of interconnection initiation, the erosion of magnetic boundary and respective disturbance of the intra magnetospheric structure is not required. In the second paragraph of the third chapter the screwlike topological model of the magnetic field force lines at the surface of stagnation zone is given. The basis of the model is

the identification of the top of stagnation zone with the singular point. According to this model the reconnection of the interplanetary magnetic field force line at the tip of stagnation zone is possible. Therefore the topological similarity takes place between the magnetic surface with the top and the stagnation zone, which is formed during the laminar flow around the surface with the critical point. In the third paragraph of this chapter, on the basis of MHD system of equations, by the method of small disturbances, in the frames of stagnation zone model of magnetosphere, the characteristics of the MHD waves generated by the disturbances of parameters of the solar wind are derived in linear approximation. The results are obtained as for ideal conductor as well for dissipative plasma, considering the factor of compressibility when the disturbance is extended towards the axis of symmetry of stagnation zone. In the last, fourth paragraph of the third chapter the problem of the generation of a Rossby type magnetogradient waves in the focal area substituted by stagnation zone of magnetosphere is discussed. For the first time, the characteristic parameters of abovementioned waves and the frequency spectrum is derived in this area as for linear as well for nonlinear distributions of the magnetic field.

The results are presented in the following conclusions:

1. By modeling impulsive changes solar wind's electric conductivity in time, using the Jigulev's first order analytical equations, Parker's kinematical model and Shvetz's successive approximations method, parameters of the meridional magnetopause are defined; The effect of inertia of the magnetic boundary layer is presented; Similarly to the effect in the temperature boundary layer, it promotes the stability of the parameters of magnetopause during the change of the electric conductivity of the plasma; The value of the velocity of the electromagnetic drift along the magnetopause which is the validity criteria of the mono-liquid magnetic hydrodynamic equations in the vicinity of magnetosphere boundary is estimated.
2. By means of algebraic curve theory, flat topology model of the change in the configuration of the boundary force line of geomagnetic field due to annihilation of magnetic field in the critical point of magnetosphere is developed; According to this model in the critical point there is a possibility of formation of a real algebraic knot. In this case the reconnection scheme of the interplanetary magnetic field and geomagnetic field force lines and Shvetz's model of successive approximations becomes more simple because the erosion of magnetic boundary, usually connected to excitation of intra-magnetospheric structures, is not necessary.
3. Based on the possibilities of multiple splitting of interplanetary magnetic field force line at the singular point, the surface of magnetic boundary of stagnation zone of magnetosphere is developed; it was shown that this surface, in case of the synthesis with the model of concentrated magnetic loops around magnetosphere, will be transformed to the screwlike magnetic surface with the variable steps. The parameters of this transformation are determined by the linear parameters of stagnation zone; It has been demonstrated that the topological similarity between the force lines of frozen into the solar wind plasma interplanetary magnetic field and the lines of the plasma current, which

takes place when velocity vectors and the vectors of induction of magnetic field are parallel before interaction with the magnetosphere, can be preserved in stagnation zone of magnetosphere even if plasma has finite magnetic and regular viscosity.

4. In stagnation zone of magnetosphere, as in the ideal conductive as well in the approximation of mechanical and magnetic viscous compressible plasma, the generation of magnetohydrodynamic waves with the frequency spectrum equal to the cyclotron frequency spectrum of protons in magnetopause is possible. It turned out, that besides the equatorial magnetopause, generation of very low frequency Rossby like magnetogradient waves is possible also in the focal area of magnetosheath (stagnation zone); in the approximation of stagnation zone model for the different models of linear and nonlinear distribution of magnetic field, the frequency spectrum of Rossby like waves, which completely covers the frequency range of regular geomagnetic (Pc1-Pc6) pulsations is derived.

შინაარსი

შესავალი	11
თავი I. მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებები	14
1.1. მკდ მსგავსების განუზომელი პარამეტრები	14
1.2. დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა (მაგნიტოპაუზა)	23
1.3. შვეცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი	37
თავი II. დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილების ბათვალისწინებით	46
2.1. მზის ქარის პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ბუნება	46
2.2. დედამიწის მერიდიონალური მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილებისას	61
თავი III. მაგნიტოსფეროს მდგარი ზონის მაგნიტური სტრუქტურა ტოპოლოგიური ფორმალის ჩარჩოებში და მაგნიტოგრაფიული ტალღები	79
3.1. საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველისა და გეომაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთების მოვლენა ალგებრული მრუდების ტოპოლოგიური ფორმალის ჩარჩოებში	79
3.2. მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირის ტოპოლოგია	90
3.3. პლაზმის სინქარეთა ველისა და მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური მსგავსების მოდელი მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში	100
3.4. მდგარი ზონა მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში, ჰელმჰოლცის განტოლებების თვისობრივი ანალიზი და მაგნიტოგრაფიული ტალღების პარამეტრების შეფასება	109
დასკვნები	124
ბამოყენებული ლიტერატურა	126

ნახაზების ნუსხა

ნახ.1. დედამიწის მაგნიტოსფერო-----	28
ნახ.2. ელექტრონების კრიტიკული სიჩქარის დამოკიდებულება T_e/T_p ტემპერატურების ფარდობაზე-----	54
ნახ.3. მაგნიტური სასაზღვრო ფენის ყოფაქცევა-----	69
ნახ.4. მაგნიტური ვეილს განაწილება-----	70
ნახ.5. სასაზღვრო ფენის ყოფაქცევა-----	75
ნახ.6. 2) მოდელი, 3) მოდელი-----	77
ნახ.7. 2) მოდელი, 3) მოდელი-----	77
ნახ.8. მაგნიტოსფეროს დღის მხარის ცენტრალური მერიდიონალური კვეთა-----	82
ნახ.9. მეორე რიგის ალგებრული მრუდების განსაკუთრებული წერტილები-----	84
ნახ.10. გადაერთების არაცხადი სქემა-----	88
ნახ.11. გადაერთების ცხადი სქემა-----	89
ნახ.12. მდგარი ზონის სქემა-----	90
ნახ.13. მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირი-----	98

შესავალი

კოსმოსური ენერგიით მაგნიტოსფეროს მომარაგების გარეშე შეუძლებელი იქნებოდა ამ უზარმაზარი ბუნებრივი პლაზმური რეზერვუარის მრავალფეროვან შიდა სტრუქტურებში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების ენერგეტიკული უზრუნველყოფა. აქედან გამომდინარე, მაგნიტოსფერო ვერ შეასრულებდა მის მთავარ ფუნქციას, რომელიც მდგომარეობს დედამიწაზე ორგანული ბუნების წარმოქმნისათვის აუცილებელი გარემო პირობების უზრუნველყოფასა და სასიცოცხლო პროცესების დაცვაში მზისა და კოსმოსური ობიექტების მავნე რადიაციული გამოსხივებისაგან. ამ პროცესის წარმართვის თვალსაზრისით განსაკუთრებული მნიშვნელობის მქონეა დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა, ანუ მზის ქარისა და გეომაგნიტური ველის უშუალო კონტაქტის არე.

სადისერტაციო ნაშრომში მიღებული შედეგები სამართლიანია ე.წ. ინდუქციურ მიახლოებაში, ანუ როცა რეინოლდსის მაგნიტური რიცხვი $Re_m \gg 1$. ასეთი სიტუაცია ზუსტად შეეფერება მზის ქარის პლაზმას, როგორც მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე, ასევე მაგნიტოსფეროს წინამდებარე გარდამავალ არეში, რომელიც წარმოადგენს სივრცეს დარტყმითი ტალღის ფრონტსა და გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირებს შორის.

დისერტაციაში გამოყენებულია შვეიცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდის არასტაციონარული მოდიფიკაცია და შეფასებულია მისი ეფექტურობა სხვადასხვა ტიპის სასაზღვრო ფენების ამოცანების ანალიზური ამონახსნების მიღების თვალსაზრისით. მიუხედავად იმისა, რომ შვეიცის მიმდევრობითი მიახლოების მწკრივი ზოგადად კრებადი არ არის, აღმოჩნდა, რომ ზოგიერთი ამოცანებისთვის, კერძოდ, დიფუზიის ტიპის განტოლებებისათვის, ის ძალიან კარგ შედეგს იძლევა უკვე II მიახლოებაში. ამ ამოხსნების ზუსტ ამოხსნებთან შედარებამ აჩვენა, რომ შვეიცის მეთოდის ცდომილება მხოლოდ 10%-ს შეადგენს, რაც საკმაოდ კარგი შედეგია ნებისმიერი მიახლოებითი ანალიზური მეთოდისათვის.

სადისერტაციო ნაშრომი ეხება მზის ქარის პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის პრობლემას. მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარს გააჩნია პრაქტიკულად იდეალური ელექტრული გამტარებლობა. მაგრამ, თუ ამ პარამეტრის სიდიდის შესაფასებლად გამოვიყენებთ სპიტცერის ცნობილ ფორმულას, სამართლიანს აბსოლუტურად იონიზირებული გაზისათვის, მივიღებთ, რომ მზის ქარი საპლაზმენტათა-შორისო სივცეში არ წარმოადგენს იდეალურად გამტარ გარემოს. ეს ნიშნავს, რომ პლაზმას გააჩნია გარკვეული მაგნიტური სიბლანტე. დარტყმითი ტალღის ფრონტის გავლის შემდეგ მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობა მკვეთრად ეცემა. შესაბამისად, ნახტომისებურად იზრდება მისი მაგნიტური სიბლანტე. ანომალური წინაღობის საგდევვის კინეტიკური თეორიის თანახმად, პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის ანომალური ზრდა დაკავშირებულია იონურ-ბეგერთი არამდგრადობის აღძვრასთან. ამ ტიპის არამდგრადობის განვითარებისთვის მაგნიტოსფეროს საზღვრის მახლობლად არსებობს განსაკუთრებით ხელშემწყობი პირობები, რომელთა შორის მთავარია ტემპერატურული ანიზოტროპია მზის ქარის ელექტრონულ და პროტონულ კომპონენტებს შორის, გარკვეული სიდიდის დრეიფის სიჩქარის პირობებში. ეს კრიტერიუმები ძალიან კარგად კმაყოფილდება გარდამავალი არის ფოკალურ ნაწილში, ე.წ. ჩაპლიგინის მდგარ ზონაში.

მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი სიდიდის ცვლილების ინტერვალის განსაზღვრა საშუალებას იძლევა მარტივად ავაგოთ მზის ქარის პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის დროში იმპულსური ცვლილებების მოდელი, რომლებიც გამოყენებულია დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის პარამეტრების ანალიზურად განსაზღვრისათვის. ასევე ორიგინალურია მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის ზედაპირზე მაგნიტური ველის ძალწირების ხრახნისებური ტოპოლოგიური მოდელი, რომლის საფუძველია მდგარი ზონის წვეროს გაიგივება განსაკუთრებულ წერტილთან.

მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის მოდელის ჩარჩოებში, წრფივ მიახლოებაში მიღებულია მზის ქარის პარამეტრების შემოფოთების შედეგად გენერირებული მაგნიტოჰიდროდინამიკური

ტაღლების მახასიათებლები, როგორც იდეალურად გამტარი, ასევე დისპაციური პლაზმისათვის, კუმშვადობის ფაქტორის გათვალისწინებით, როცა შეშფოთება ვრცელდება მდგარი ზონის სიმეტრიის დერძის მიმართულებით. განხილულია მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში როსბის ტიპის მაგნიტოგრადიენტული ტაღლების გენერაციის პრობლემა. პირველად, აღნიშნული ტაღლების მახასიათებელი პარამეტრები და სისშირული სპექტრი მიღებულია მაგნიტური ველის როგორც წრფივი, ასევე არაწრფივი განაწილებისათვის. ნახვენებია, რომ მაგნიტური ბუნების მქონე როსბის ტიპის გრადიენტული ტაღლების სისშირული დიაპაზონი ფარავს რეგულარული გეომაგნიტური Pc1-Pc6 პულსაციების სისშირულ დიაპაზონს.

თავი I. მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებები

1.1 მკდ მსგავსების განუზომელი პარამეტრები

მაგნიტური ჰიდროდინამიკა შეისწავლის ელექტროგამტარი სითხის მოძრაობას გარეშე მაგნიტურ ველში. მისთვის ძირითადია სითხის ან გაზის წარმოდგენა უწყვეტი გამტარი გარემოს სახით, რომელიც ექვემდებარება მაკროსკოპული ელექტროდინამიკის კანონებს. აქედან გამომდინარე, გაჩნდება შესაძლებლობა, რათა განვიხილოთ იმ ამოცანათა კომპლექსი, რომელიც შეისწავლის უწყვეტი გარემოს დინამიკური და ელექტრომაგნიტური თვისებების ურთიერთკავშირს.

ელექტრომაგნიტურ ველზე უწყვეტი ელექტროგამტარი გარემოს ზემოქმედების გათვალისწინება ეფუძნება ინდუქციის მოვლენას, რომელიც გათვალისწინებულია მაქსველის განტოლებებში [1].

მაგნიტური ჰიდროდინამიკის ამოცანების დიდი ნაწილის ამოხსნისას, ასტროფიზიკის ამოცანების გამოკლებით, სადაც მთავარია რელატივისტური ეფექტები, შეიძლება დავუშვათ, რომ უწყვეტი გარემოს მოძრაობის სინქარე საკმაოდ მცირეა სინათლის სინქარესთან შედარებით. ასეთ გარემოში ელექტრომაგნიტური ველის აღწერისათვის ვიყენებთ მაქსველის განტოლებათა სისტემას, რომელიც ჩაწერილია ნელა მოძრავი გარემოს ელექტროდინამიკის განტოლებების სახით. იმავდროულად, ხდება განტოლებების გამარტივება შემდეგი დაშვებების საფუძველზე:

1. არასტაციონარული მოვლენების განხილვისას წანაცვლების დენი უგულვებელყოფილია;
2. ომის დიფერენციალურ კანონში კონვექტიური (ადვექციური) მოძრაობის წევრი უგულვებელყოფილია.

მიახლოება, როდესაც მკდ განტოლებებში არ არის გათვალისწინებული წანაცვლების დენი, ანუ ელექტრული ველის დროითი წარმოებული მაქსველის შესაბამის განტოლებაში, ერთმანეთისაგან მიჯნავს კოსმოსურ ელექტროდინამიკასა და თეორიულ რადიოასტრონომიას. ზოგადი მოსაზრებებით, რომლებიც წარმოადგენენ სპეციალური განხილვის საგანს, საბუთდება, რომ თუ კოსმოსური ელექტროდინამიკის რომელიმე პრობლემის მათემატიკური გადაწყვეტა მიღებულია წანაცვლების დენის გათვალისწინების გარეშე, მაშინ ანალიზური ამონახსნის

ადექვატურობა საწყის პირობებთან შეიძლება შემოწმდეს პოსტ-ფაქტუმ [2]. ასეთი მიდგომის მთავარი პრინციპი სამართლიანია მაშინ, როდესაც შესაძლებელია ანალიზური ამონახსნის შემოწმება მდგრადობაზე. თუ ამონახსნი ეხება დროში ნელა ცვლად მოვლენას, მისი არამდგრადობა ნიშნავს, რომ აღიძვრება რაღაცა ტიპის მაღალსიხშირული რხევა (ან ხმაური), რომელიც ურთიერთქმედებს ამონახსნის ნელა ცვლად ნაწილთან. ეს ურთიერთქმედება ყოველ კონკრეტულ შემთხვევაში შესწავლილი უნდა იყოს, რაც ნიშნავს ანალიზური ამონახსნის პოსტ-ფაქტუმ გამოკვლევას. ამ დროს აპრიორი ჩათვლილია, რომ პროცესი იმდენად სწრაფი არ არის, რათა მხედველობაში მისაღები იყოს წანაცვლების დენი.

ამონახსნის მდგრადობის პირობების გამოკვლევა წესით გვიჩვენებს, თუ რამდენად სამართლიანი იყო საწყისი დაშვება წანაცვლების დენის უგულვებელყოფასთან დაკავშირებით. მაგრამ, არსებობს ისეთი მოვლენებიც, რომლებიც არ შეიძლება ჩავთვალოთ დროში ნელა ცვლადად. მაგალითად, ასეთი მოვლენაა კოსმოსურ გარემოში წარმოქმნილი მჰდ დარტყმითი ტალღა. ამიტომ, დარტყმითი ტალღების თეორიაში სამართლიანია მხოლოდ ისეთი კავშირი დენსა და მაგნიტურ ველს შორის, რომელშიც, გამტარებლობის დენთან ერთად მონაწილეობს აგრეთვე წანაცვლების დენიც.

მოყვანილი მსჯელობა სრულიად საკმარისია მაგნიტოჰიდროდინამიკური სასახდვრო ფენების განხილვისას, რომლებშიც წანაცვლების დენი, ანუ მუხტების პოლარიზაციის ეფექტი, შეიძლება უგულვებელყოფილი იქნას. ასეთი დაშვება სამართლიანია, მაგალითად, მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვარზე, სადაც პერმანენტულად არსებობს დროში ნელა ცვლადი (პლაზმური პროცესების მახასიათებელ დროებთან შედარებით), განსაკუთრებული მჰდ სტრუქტურა, მაგნიტოპაუზა [3]. ამ თავის შემდეგ პარაგრაფებში მოცემული იქნება უგულიოვის მაგნიტური სასახდვრო ფენის არასტაციონარული განტოლებები, რომელთათვისაც, პირობის თანახმად, ჰიდროდინამიკური არასტაციონარულობის ეფექტი გაცილებით უფრო დიდი დროითი მასშტაბების მქონეა, ვიდრე მაგნიტურ ველში პროტონების ლარმორის ბრუნვის სიხშირე. სასახდვრო ფენის მიახლოების გამართლებასთან

ერთად, ასეთი დაშვება აგრეთვე მნიშვნელოვნად ამარტივებს ომის კანონს, რადგანაც იძლევა საშუალებას შედარებით მარტივად განესაზღვროთ მაგნიტურ სასაზღვრო ფენში გენერირებული ელექტრული ველი და შევაფასოთ მნიშვნელოვანი პარამეტრის, დამუხტული ნაწილაკების ელექტრომაგნიტური დრეიფის სიჩქარის, სიდიდე.

მაგნიტური ჰიდროდინამიკის ძირითადი დაშვების მეორე პუნქტი ომის კანონში კონვექციური წვერის უგულვებელყოფის შესაძლებლობას ეხება. მასაც, დაშვების პირველი პუნქტის მსგავსად, სჭირდება მისადაგება კონკრეტულ ამოცანასთან. აშკარაა, რომ კონვექციური მოძრაობის წვერი ომის დიფერენციალურ კანონში მნიშვნელოვანია მაშინ, როდესაც გამტარი გარემოს სიჩქარე საკმაოდ დიდია. იმ შემთხვევაში, თუ კი სიჩქარე ნულია ან მცირეა, გარემოს მახასიათებელ ჰიდროდინამიკურ სიჩქარესთან შედარებით, მაშინ შეგვიძლია დავუშვათ, რომ გვაქვს მხოლოდ გამტარებლობის დენის შესაბამისი წვერი, ანუ ომის კანონს აქვს ისეთი სახე, როგორც მეტალურ გამტარში და არა მაგნიტურ ველში მოძრავ გამტარ სითხეში [1]. კონკრეტულად, მაგნიტოსფეროს გარსდენის ამოცანაში შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ისეთი სტრუქტურული არე, რომელისთვისაც შესაძლებელია ომის კანონში კონვექციური წვერის უგულვებელყოფა, არის მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის შემცველი ფოკალური არე. მაგრამ, კონკრეტული ამოცანისათვის ამ თეზის სამართლიანობას მაინც სჭირდება შეფასება, თუ კი არ ვიყენებთ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის მოდელს [3,4]. ჰიდროდინამიკური მოძრაობის განტოლების ნებისმიერი სხვა ანალიზური ამონახსნი ან სიჩქარეების კინემატიკური მოდელი ფოკალურ არეში იძლევა მზის ქარის სასრულ ჰიდროდინამიკურ სიჩქარეს. ამიტომ, მეორე პირობა მოითხოვს, რომ დადგინდეს იმ არის სივრცული ზომა, რომლისთვისაც დასაშვებია ომის კანონში კონვექციური წვერის უგულვებელყოფა. აღვნიშნავთ, რომ საჭირო ხაზოვანი მახასიათებლების სიდიდე დამოკიდებულია არა მზის ქარის პლაზმის თერმოდინამიკურ პარამეტრებზე და ელექტრო-გამტარებლობაზე, არამედ მაგნიტოსფეროს გარსდენის მოდელურ მსხვილმასშტაბოვან ჰიდროდინამიკურ სურათზე. ჩვეულებრივ ითვლება, რომ უწყვეტი ელექტროგამტარი გარემო, მზის ქარი, ერთგვაროვანია და

იზოტროპული, ხოლო მისი ელექტრული გამტარებლობა გარდამავალ არეში, იონოსფერული პლაზმისაგან განსხვავებით, არ არის დამოკიდებული მაგნიტურ ველზე.

წინაცვლების დენის გარეშე, ომის დიფერენციალურ კანონს აქვს შემდეგი სახე

$$j = \sigma(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) , \quad (1.1.1)$$

სადაც j -დენის სიმკვრივეა, σ -გარემოს ელექტროგამტარობის კოეფიციენტი, \vec{E} -ელექტრული ველის დაძაბულობა, \vec{B} -მაგნიტური ველის ინდუქცია [5,6].

ამრიგად, მზის ქარისათვის მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებათა სისტემის „ელექტრომაგნიტური“ ნაწილი შედგება (1.1.1) განტოლებისა და მაქსველის განტოლებებისაგან (მსგავსების მძღ განუზომელი პარამეტრების მისაღებად მოსახერხებელია ერთეულთა საერთაშორისო სისტემის გამოყენება)

$$rot\vec{B} = \mu_0\vec{j} , \quad (1.1.2)$$

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} , \quad (1.1.3)$$

$$div\vec{B} = 0 , \quad (1.1.4)$$

$$div\vec{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} , \quad (1.1.5)$$

სადაც μ_0 და ϵ_0 - შესაბამისად არის მაგნიტური და დიელექტრიკული მუდმივები (აბსოლუტური შეღწევადობები), ρ_e -ელექტრული მუხტის მოცულობითი სიმკვრივე. საპლანეტათაშორისო სივრცისათვის, ვაკუუმის მსგავსად, ფარდობითი $\mu=1$ და $\epsilon=1$.

მძღ განტოლებათა „ჰიდრომაგნიტური“ ნაწილი აგებულია ელექტრული დენის მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების ძალის გათვალისწინებით, რომელიც ელექტრო და მაგნიტოსტატიკური ძალების უგულვებელყოფის შემდეგ გარემოს ერთეულოვანი მოცულობისათვის ტოლია

$$\vec{f}_{ელ} = \frac{1}{\mu_0} [\vec{j}\vec{B}] . \quad (1.1.6)$$

მაგნიტურ ველში უკუმშვადი უწყვეტი ელექტროგამტარი გარემოს მოძრაობის (ნავიე-სტოქსის) განტოლებას აქვს შემდეგი სახე:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \text{grad}) \vec{V} \right] = -\text{grad}P + \eta \Delta \vec{V} + \vec{f}_{\text{ელ}} + \vec{F} \quad (1.1.7)$$

\vec{V} -გარემოს მოძრაობის სიჩქარე, η -სიბლანტის დინამიკური კოეფიციენტი, \vec{F} -არაელექტრული წარმოშობის ძალები, რომელთაც მომავალში ჩავთვლით ნულის ტოლად, ρ -გარემოს სიმკვრივე, P -წნევა.

(1.1.7) განტოლებას ემატება უწყვეტობის განტოლება უკუმშვადი სითხისათვის

$$\text{div} \vec{V} = 0. \quad (1.1.8)$$

მოდ განტოლებათა სრული სისტემის მისაღებად აუცილებელია ზემოთ მოყვანილი განტოლებები შევავსოთ გარემოს მდგომარეობის განტოლებით და თერმოდინამიკური დამოკიდებულებებით გადატანის კოეფიციენტებისათვის, აგრეთვე სითბოგამტარობის განტოლებით. ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში მოძრავ უწყვეტ გარემოში სითბოს გამოყოფის მექანიზმია კინეტიკური ენერჯის დისიპაცია სიბლანტის არსებობის გამო. მოდ შემთხვევაში, სითბოგადაცემის განტოლებაში აუცილებელია აგრეთვე გავითვალისწინოთ ჯოულის სითბო, რომელიც გამოიყოფა დროის ერთეულში ერთეულოვანი მოცულობის გამტარ გარემოში.

მაგნიტურ ველში მოძრავი ელექტროგამტარი უკუმშვადი სითხისათვის, T ტემპერატურის მცირე გრადიენტის დროს, როცა შეგვიძლია უგულვებელყოთ ტემპერატურული ცვლილებები, η სიბლანტის, κ -სითბოგამტარობისა და C_v -სითბოტევადობის კოეფიციენტებისათვის განტოლებას ექნება შემდეგი სახე:

$$\rho C_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \text{grad} T \right) = \kappa \Delta T + \Phi + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (1.1.9)$$

$$\text{სადაც } \Phi = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} \right)^2.$$

სითბოგადაცემის განტოლება შეგვიძლია ჩავწეროთ ტემპერატურაგამტარობის განტოლების სახით, რისთვისაც (1.1.9) განტოლების

ორივე მხარე უნდა გავყოთ ρC_V -ზე და შემოვიღოთ ტემპერატურა-გამტარობის კოეფიციენტი $k = \kappa/(\rho C_V)$. j^2/σ წევრი (1.1.9) განტოლებაში არის ჯოულის სითბო, რომელიც გამოიყოფა იზოტროპულ გამტარ გარემოში ერთეულ მოცულობაში დროის ერთეულში.

თუ გამოვიყენებთ (1.1.1), (1.1.2) და (1.1.3) განტოლებებს და გამოვრიცხავთ \vec{j} და \vec{E} -ს, მივიღებთ მჰდ განტოლებათა შემდეგ სისტემას

მოძრაობის განტოლება:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \text{grad}) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} P + \lambda \Delta \vec{V} + \frac{1}{\rho \mu_0} [\vec{j} \vec{B}], \quad (1.10)$$

უწყვეტობის განტოლება:

$$\text{div} \vec{V} = 0, \quad (1.11)$$

ტემპერატურაგამტარობის განტოლება:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \text{grad} T = k \Delta T + \frac{1}{\rho C_V} \Phi + \frac{j^2}{\rho C_V \sigma}, \quad (1.12)$$

ომის კანონი:

$$\vec{E} = -[\vec{V} \vec{B}] + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \text{rot} \vec{B}, \quad (1.13)$$

ინდუქციის განტოლება:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot} [\vec{V} \vec{B}] + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \vec{B}. \quad (1.14)$$

მაქსველის განტოლებები:

$$\text{div} \vec{B} = 0, \quad (1.15)$$

$$\rho_e = \epsilon_0 \text{div} [\vec{V} \vec{B}], \quad (1.16)$$

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B}, \quad (1.17)$$

სადაც $\lambda = \frac{\eta}{\rho}$ -სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტია. (1.1.10-1.1.12)

განტოლებებში გადატანის კოეფიციენტები არ არიან დამოკიდებული T -ზე და ρ -ზე.

მჭდ განტოლებათა სისტემა შეიცავს სამი ტიპის არაწრფივ წევრებს. $(\vec{\nabla}grad)\vec{V}$ -არაწრფივ წევრს ემატება $rot[\vec{V}\vec{B}]$ -ელექტრომაგნიტური ინდუქცია და ელექტრომაგნიტური ძალა $1/\mu_0[\vec{j}\vec{B}]$. აქედან გამომდინარე, მჭდ განტოლებათა სისტემის ზუსტი, თვითშეთანხმებული ანალიზური ამონახსნის მიღება შეუძლებელია [5,7].

ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში არსებულ განუზომელ პარამეტრებთან ერთად, მაგნიტურ ჰიდროდინამიკაში ჩნდება ახალი პარამეტრები, რომელთაც აქვთ ფიზიკური აზრი მხოლოდ გარეშე მაგნიტურ ველში მოძრავი გამტარი სითხისა ან გაზისათვის. ამ პარამეტრების (მსგავსების რიცხვების) მისაღებად საჭიროა მჭდ განტოლებების უგანზომილებო ფორმაზე მიყვანა. პირველ რიგში ავიღოთ მოძრაობის განტოლება (1.1.10), რომელშიც \vec{j} შევცვალოთ მისი გამოსახულებით (1.1) განტოლებიდან და ამ განტოლებაში შემაგალი ყველა ცვლადი სიდიდე შემდეგი სახით გარდავქმნათ

$$\vec{V} = V_0\vec{V}', \quad P = P_0P', \quad \vec{B} = B_0\vec{B}', \quad \vec{E} = E_0\vec{E}', \quad (1.1.18)$$

სადაც V_0, P_0, B_0, E_0 არიან განზომილებიანი სიდიდეები, $\vec{V}', P', \vec{E}', \vec{B}'$ - უგანზომილებო სიდიდეები. სიგრძის მასშტაბისათვის ავიღოთ მახასიათებელი სიდიდე ℓ , რომელიც დამოკიდებულია ამოცანის კონკრეტულ პირობებზე. მარტივი გარდაქმნების შედეგად, (1.1.8)-ის გამოყენებით, (1.1.10) განტოლებიდან მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \frac{\ell}{V_0 t_0} \frac{\partial \vec{V}'}{\partial t'} + (\vec{\nabla}\vec{V}')\vec{V}' = -\frac{P_0}{\rho V_0^2} grad P' + \frac{\lambda}{V_0 \ell} \Delta \vec{V}' + \\ + \frac{\sigma B_0 E_0 \ell}{\rho V_0^2} [\vec{E}\vec{B}] + \frac{\sigma B_0^2 V_0 \ell}{\rho V_0^2} [[\vec{V}'\vec{B}']\vec{B}'] \end{aligned} \quad (1.1.19)$$

ადვილი შესამჩნევია, რომ (1.1.19) განტოლებაში არის ჰიდროდინამიკური მსგავსების შემდეგი რიცხვები (კრიტერიუმები):

$sh = \ell/V_0 t_0$ - სტრუხალის რიცხვი, რომელიც 1-ის ტოლია, თუ $t_0 = \ell/V_0$;

$Eu = P_0/(\rho V_0^2)$ - ეილერის რიცხვი;

$Re = \ell V_0/\lambda$ - რეინოლდსის რიცხვი.

(1.1.19) განტოლებაში ბოლო ორი წევრი წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\frac{\sigma B_0 E_0 \ell}{\rho V_0^2} = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho V_0^2} \cdot \frac{\mu_0 \sigma \ell E_0}{B_0}, \quad \frac{\sigma \ell V_0 B_0^2}{\rho V_0^2} = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho V_0^2} \cdot \mu_0 \sigma \ell V_0. \quad (1.1.20)$$

ცხადია, რომ $\frac{B_0^2}{\mu_0 \rho V_0^2}$, $\mu_0 \sigma \ell \frac{E_0}{B_0}$, $\mu_0 \sigma \ell V_0$ -უგანზომილებო სიდიდეებია,

რადგან

$$[E_0] = \text{კგწმ}^{-3}\text{ა}^{-1}, [B_0] = \text{კგწმ}^{-2}\text{ა}^{-1}, [\sigma] = \text{მ}^{-2}\text{კგ}^{-1}\text{წმ}^3\text{ა}^2, [\rho] = \text{კგმ}^{-3}, [V_0] = \text{მწმ}^{-1}.$$

სიდიდეს, რომელიც ახასიათებს მაგნიტურ და დინამიკურ წნევებს შორის დამოკიდებულებას, ეწოდება ალვენის რიცხვი:

$$S = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho V_0^2}. \quad (1.1.21)$$

უგანზომილებო სიდიდეს $\mu_0 \sigma \ell \frac{E_0}{B_0}$ შეგვიძლია ვუწოდოთ რეინოლდსის

ელექტრული რიცხვი

$$Re_E = \mu_0 \sigma \ell \frac{E_0}{B_0}. \quad (1.1.22)$$

ასევე, შეგვიძლია შემოვიღოთ რეინოლდსის მაგნიტური რიცხვი

$$Re_m = \mu_0 \sigma V_0 \ell \quad (1.1.23)$$

და მაგნიტური ველის დიფუზიის (მაგნიტური სიბლანტე) კოეფიციენტი

$\nu_m = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$, რომლის გამოყენებით შესაძლებელია Re_m რიცხვის სხვა

სახით წარმოდგენა

$$Re_m = \frac{V_0 \ell}{\lambda_m}. \quad (1.1.24)$$

მიუხედავად Re_m -ის და Re -ს გარეგნული მსგავსებისა, მათი ფიზიკური შინაარსი განსხვავებულია: Re -გვიჩვენებს მოძრაობის განტოლებაში ინერციის ძალასა და სიბლანტის ძალებს შორის დამოკიდებულებას, ხოლო Re_m ახასიათებს მაგნიტურ ველზე გამტარი გარემოს ზემოქმედებას. კერძოდ, მოძრაობისას დამუხტული სითხის მიერ ხდება მაგნიტური ძალწირების წარტაცება. როცა $Re_m \gg 1$, ე.ი. გარემოს ელექტროგამტარობა σ ძალიან დიდია, ადგილი აქვს გამტარ სითხეში (პლაზმაში) მაგნიტური ველის „ჩაყინულობას“. ეს შემთხვევა ძალიან მნიშვნელოვანია მაგნიტური ჰიდროდინამიკის ასტროფიზიკური

დამატებისათვის და მაღალტემპერატურული პლაზმის ფიზიკისათვის [8,9].

როცა $Re_m \ll 1$, გამტარი გარემოს მოძრაობა მკვეთრად აღარ მოქმედებს მაგნიტურ ველზე, რადგან დენები ვეღარ მოახდენენ მაგნიტური ველების ეფექტურად ინდუცირებას [7].

ზოგიერთი მჭდ ამოცანისათვის მნიშვნელოვანია აგრეთვე სხვა განუზომელი პარამეტრები, რომლებიც ჩნდებიან (1.1.19) განტოლებაში. კერძოდ პარამეტრს, რომელიც გვიჩვენებს ელექტრომაგნიტურ ძალასა და სიბლანტეს შორის დამოკიდებულებას (ფარდობას), ეწოდება ჰარტმანის რიცხვი

$$Ha = \ell B_0 \left(\frac{\sigma}{\eta} \right)^{1/2}. \quad (1.1.25)$$

ასევე, შეგვიძლია შემოვიღოთ სტიუარტის რიცხვიც, რომელიც ახასიათებს დამოკიდებულებას ელექტრომაგნიტურ ძალასა და ინერციის ძალას შორის:

$$N = \left(\frac{f_{\text{ელ}}}{f_{\text{ინ}}}} \right)^{1/2} = \frac{Ha^2}{Re}. \quad (1.1.26)$$

არსებობს კიდევ გამტარი სითხის დინების დინამიკის მახასიათებელი სხვა განუზომელი პარამეტრებიც, რომლებიც აქ არ მოგვეყავს.

ზემოთ მოყვანილი მსჯელობიდან გამომდინარე, (1.1.19) მოძრაობის განტოლება ჩავწეროთ ცნობილი განუზომელი პარამეტრების დახმარებით სუსტადგამტარი სითხისათვის, ე.ი. როცა $Re_m \ll 1$ და \vec{E} უფრო დაბალი რიგისაა, ვიდრე $[\vec{V}\vec{B}]$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -E \text{grad} P + \frac{1}{Re} \Delta \vec{V} + Re_m S[[\vec{V}\vec{B}]\vec{B}], \quad (1.1.27)$$

(1.1.12) ტემპერატურა გამტარობის განტოლების უგნზომილებო ფორმაზე გადასვლისას ვღებულობთ ახალ განუზომელ პარამეტრს, პრანდტლის რიცხვს

$$Pr = \frac{\eta C_V}{\kappa} = \frac{\lambda}{k}. \quad (1.128)$$

პრანდლის რიცხვი დამოკიდებულია გარემოს თერმოდინამიკულ პარამეტრებზე.

განვსაზღვროთ აგრეთვე პრანდტლის მაგნიტური რიცხვი

$$Pr_m = \frac{\lambda}{\lambda_m} = \frac{Re_m}{Re}, \quad (1.129)$$

რომელიც ახასიათებს მექანიკური ენერჯიის დისიპაციასა და ელექტრომაგნიტური ენერჯიის დისიპაციას შორის დამოკიდებულებას.

1.2 დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა (მაგნიტოპაუზა)

მზის ქარის პლაზმის დინების ხასიათი დარტყმითი ტალღის ფრონტის გავლის შემდეგ არსებითად იცვლება, მისი პარამეტრების ნახტომისებური ცვლილების გამო. კერძოდ, მისი სიჩქარე მაგნიტოსფეროს შუბლა წერტილის მიმდებარე არეში ბგერამდელი ხდება. მაგნიტოსფეროს მკვდარსდენის სპეციფიკური ხასიათის შედეგად შესაძლებელია, რომ მზის ქარის გაზოდინამიკური ენერჯია გარდამავალ არეში იმდენად შემცირდეს, რომ მისი მაგნიტური ენერჯიის თანაზომადი გახდეს. ამიტომ, უშუალოდ მაგნიტოსფეროს საზღვრის სიახლოვეს, მაგნიტოპაუზასთან მიჯრით, შეიძლება ჩამოყალიბდეს მაგნიტური ჯებირი, რომლის ინტენსივობისათვის მზის ქარში ჩაყინული საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის (სმვ) სიდიდეს მნიშვნელობა არა აქვს. გარდამავალი არის ამ ნაწილში შეიძლება განსაკუთრებით გაძლიერდეს სმვ-ს მასტაბილიზირებელი როლი, რის გამოც მზის ქარის ტურბულენტური დინება ლამინარული დინებისათვის დამახასიათებელ თვისებებს შეიძენს. გარდამავალ არეში დინების ტურბულენტური რეჟიმის ლამინარულზე ცვლილების მკვდარი კრიტერიუმები გამოყენებული იყო ნაშრომში [10], რომელშიც განხილული იყო სმვ-ს, როგორც დინების მასტაბილიზირებელი ფაქტორის, ეფექტურობის საკითხი. აქვე მოხდა აგრეთვე პლაზმური გარემოს მახა-

სიათბეღლი დინამიკური და კინემატიკური სიბღანტის კოეფიციენტების ცვლილებათა შესაძლებელი დიაპაზონის შეფასება ისეთ მიახლოებაში, როცა ითვლება, რომ სიბღანტეს განაპირობებს პროტონული კომპონენტის მიერ პღაზმის სხვადასხვა ფენებს შორის გადატანილი იმპულსი. თანახმად შეფასებებისა, მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში დამუხტული ნაწილაკების თავისუფალი განარბენის სიგრძე პროტონების გირორადიუსის ტოლი უნდა იყოს. ასეთი სიდიდე კი უახლოვდება პღაზმაში მსხვილმასშტაბოვანი ტურბულიზაციის გამო წარმოქმნილ მეზობელ გრიგალებს შორის მანძილს. ამიტომ, ფიზიკურად გამართლებულია დასკვნა, რომ გარდამავალ არეში დინების სტრუქტურის ლამინარიზაციის გამო, ნაწილაკების თავისუფალი განარბენის სიგრძე განისაზღვრება მზის ქარის პღაზმაში არსებულ მცირერიცხოვან მაგნიტურ გრიგალებზე პროტონების გაფანტვის ეფექტით. ამ დასკვნას მოჰყვა უმნიშვნელოვანესი შედეგი: მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში აუცილებლად უნდა შეიცვალოს მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის ხასიათი. ანომალური წინაღობის საგდევის თეორიის შექმნამდე გარდამავალ არეში მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის სიდიდის განსაზღვრისათვის ყველაზე შესაფერისად მიჩნეული იყო ბეტნელორის თეორია, რომელიც კარგად ესადაგება გაიშვიათებულ პღაზმას და ითვალისწინებს იმ შესწორებებს, რომლებიც შეაქვს კულონურ ურთიერთქმედებებში გარეშე მაგნიტურ ველს.

გარდამავალი არის იმ ნაწილში, რომელიც უშუალოდ ეკვრის მაგნიტოსფეროს საზღვარს, დედამიწის მაგნიტურ სასაზღვრო ფენაში, ანუ მაგნიტოპაუზაზე, შეიძლება განვითარდეს მხოლოდ ამ სტრუქტურისათვის დამახასიათებელი ფიზიკური ეფექტები. მათი მიზეზია, პღაზმაში დისიპაციური მექანიზმების გაძლიერების გარდა, მზის ქარის მიერ მაგნიტოსფეროს გარსდენის მძღ თავისებურებები. კერძოდ, განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია მაგნიტოპაუზის მახასიათებელი ხაზოვანი პარამეტრების ფარდობა (სისქე სიგრძესთან), რომელიც, ნებისმიერი სასაზღვრო ფენის მსგავსად, ერთზე გაცილებით უფრო ნაკლები სიდიდე უნდა იყოს, რაც განაპირობებს მაგნიტოპაუზაზე

მაგნიტური ველისა და დინების ფიზიკური მახასიათებლების მნიშვნელოვანი სივრცული გრადიენტების არსებობას.

ექსპერიმენტალური მონაცემების თანახმად, მაგნიტოსფეროს დღის მხარეს მაგნიტოპაუზის სისქე 100კმ-ს რიგისაა და პრაქტიკულად არ აღემატება 500კმ-ს [11]. რადგანაც მაგნიტოპაუზაზე მოძრავ პლაზმას სასრული ელექტრული გამტარებლობა გააჩნია, ჩნდება გარემოს მაგნიტური სიბლანტით ოპერირების შესაძლებლობა, რის გამოც ლოგიკურად საბუთდება ანალოგია მაგნიტოპაუზასა და მყარი დამაგნიტებელი ზედაპირის კარგად გამტარი გარემოთი გარსდენის პროცესში წარმოქმნილ მაგნიტურ სასაზღვრო ფენას შორის [12]. ერთადერთი პრინციპული განსხვავება, როგორც სჩანს, მდგომარეობს იმაში, რომ მყარი სხეულის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის შიდა საზღვარი ემთხვევა სხეულის ზედაპირს, რომელიც მაგნიტოსფეროს ზედაპირისაგან განსხვავებით, სივრცეში დაფიქსირებულია და არ განიცდის სისტემატურ შეშფოთებებს. ნაშრომში [13] დედამიწის მაგნიტური ველის სასაზღვრო ფენის მოდელირებისათვის პირველად იქნა გამოყენებული I და II გვარის ბრტყელი მაგნიტური ფენის განტოლებები, რომლებიც შეესაბამებიან მაგნიტოსფეროს ორ მთავარ, მერიდიონალურ და ეკვატორიალურ კვეთებს.

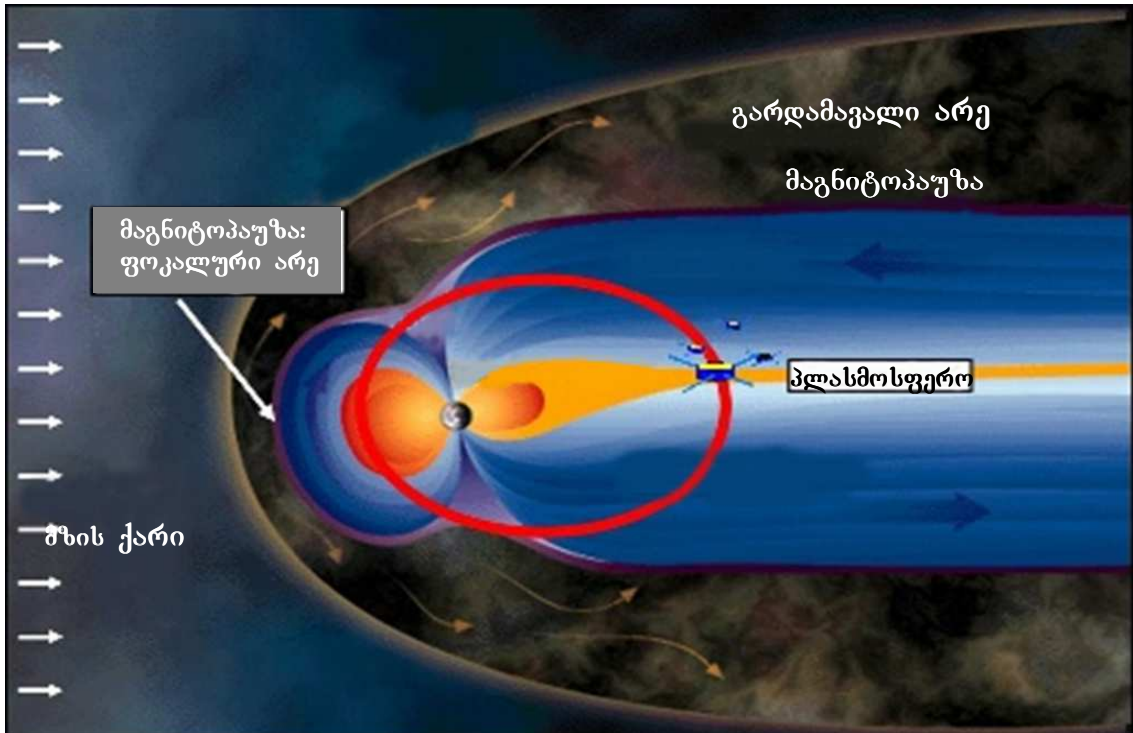
მათემატიკური თვალსაზრისით, სასაზღვრო ფენები ჩვეულებრივ წარმოიქმნება ისეთი დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნისას, რომელთაც გააჩნიათ მცირე პარამეტრი ყველაზე მაღალი რიგის წარმოებულის შემცველ წევრთან. მაგალითად: ნავიე-სტოქსის განტოლებებში ეს პარამეტრია კინემატიკური სიბლანტის კოეფიციენტი, მაგნიტური ინდუქციის განტოლებაში – მაგნიტური სიბლანტე, სითბოგამტარებლობის განტოლებაში – ტემპერატურაგამტარებლობის კოეფიციენტი. სასაზღვრო ფენის ამოცანათა ამოსახსნელად განვითარდა სპეციალური მძლავრი მათემატიკური აპარატი, რომელიც სათავეს პრანდტლის ბლანტი ფენის თეორიიდან იღებს და ეყრდნობა ასიმპტოტიკური ამოხსნების გადაკერვის პრინციპს სასაზღვრო ფენისა და ძირითადი გარემოს გამყოფ საზღვარზე. პრანდტლის იდეის თანახმად, სასაზღვრო ფენის გარეთ მცირე პარამეტრი შეიძლება ნულს გავეუტოლოთ, რის გამოც ძირითად არეში სამართლიანია

შემოკლებული განტოლებათა სისტემა, რომლის ამოხსნაც გაცილებით მარტივდება. თვით სასაზღვრო ფენაში საჭიროა გადასვლა ახალ ცვლადებზე და ცალკეული წევრების შეფასება მცირე პარამეტრთან მყოფი წევრის მიმართ. ეს ხერხი, თავის მხრივ, კიდევ უფრო ამარტივებს სასაზღვრო ფენის შესაბამის განტოლებათა სისტემას, რომლის ამოხსნაც (თუკი ასეთი არსებობს) უნდა თანხმობაში იყოს ძირითადი, შეუშფოთებელი დინებისათვის მიღებულ ამოხსნასთან. ხშირ შემთხვევაში, ასეთი სქემა იძლევა საშუალებას წარმატებით ამოიხსნას სასაზღვრო ფენის ამოცანა, ამა თუ იმ ზუსტი თუ მიახლოებითი ანალიზური მეთოდით. ცხადია, რომ გამოთვლითი ტექნიკის თანამედროვე დონე პრინციპულად დასაშვებს ხდის აგრეთვე სასაზღვრო ფენის განტოლებათა სისტემის ეფექტური რიცხვითი ამოხსნების მიღების შესაძლებლობასაც, თუმცა, აქაც საჭიროა გამამარტივებელი დაშვებები. კერძოდ, ზოგადი სახით სასაზღვრო ფენის შესაბამისი დიფერენციალური განტოლებები იმდენად რთულია, რომ მათი პირდაპირი რიცხვითი ამოხსნა დაკავშირებულია მეტად მაღალი სიმკვრივის სივრცული ბადის გამოყენებასთან, რათა სასაზღვრო ფენაში რაც შეიძლება მეტი სათვლელი წერტილი მოხვდეს.

კოსმოსური ენერგიით მაგნიტოსფეროს კვების გარეშე შეუძლებელი იქნებოდა მის შიგნით მიმდინარე ფიზიკური პროცესების ენერგეტიკული უზრუნველყოფა და მაგნიტოსფეროს მთავარი ფუნქციის, როგორც დედამიწაზე ორგანული ბუნების წარმომქმნელისა და სასიცოცხლო პროცესების დამცავი ფარის, ეფექტური მოქმედება. მზის ქარი, დედამიწის მაგნიტოსფერო და იონოსფერო აყალიბებენ ერთიან სისტემას, რომლის შიგნითაც მიმდინარეობს ენერგიის უწყვეტად გადაცემა მზის ქარიდან მაგნიტოსფეროსაკენ. ამ პროცესის წარმართვისათვის განსაკუთრებული მნიშვნელობის მქონე არეა დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა, რომელსაც ახასიათებს ერთი სპეციფიკა, დაკავშირებული სმე-ს არსებობასთან: მიუხედავად იმისა, რომ მზის ქარის მიერ ტრანსპორტირებული მაგნიტური ველის ენერგია გაცილებით უფრო მცირეა მის კინეტიკურ ენერგიასთან შედარებით, მას, ზოგ შემთხვევაში, მნიშვნელოვანი კორექტივები შეაქვს მაგნიტოსფეროს ენერგომომარაგების ერთიან სურათში.

მაგნიტოსფეროს ზედაპირს საშუალოდ ეცემა 10^{20} - 10^{22} ერგი/წმ ენერგეტიკული სიმძლავრის მქონე კორპუსკულარული ნაკადი, რომელიც ძირითადად მზის ქარის ნაწილაკებს წარმოადგენს. ამას ემატება კოსმოსიდან მოსული ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ენერგიის ნაკადი, რომელიც რელატივისტურია და შედგება გამა-ქვანტებისაგან. ჯამში მაგნიტოსფეროს მიერ მიღებული მთლიანი ენერგია რამდენიმე რიგით აღემატება მზის ქარის ნაწილაკების მიერ მაგნიტოსფეროსთვის გადაცემულ ენერგიას. გარდა ამისა, მზის ქარის ნაწილაკები წარმოადგენენ მაგნიტოსფეროს შიგნით ჩაჭერილი დამუხტული ნაწილაკების ძირითად წყაროს. რაც განსაკუთრებით არსებითია, რომ არ ყოფილიყო მზის ქარი, დედამიწის მაგნიტური ველის დიპოლური კონფიგურაცია კოსმოსურ სივრცეში უსასრულოდ გავრცელდებოდა. თუ უხეშ მქანნიკურ შედარებას მოვიშველიებთ, მზის ქარის ზემოქმედება დედამიწის მაგნიტოსფეროზე შეიძლება შემდეგი ანალოგიის საშუალებით წარმოვიდგინოთ: ვთქვათ, დედამიწის მაგნიტოსფერო წარმოადგენს ჰაერბუმბს, რომელშიც ჩავჭირხნეთ ჰაერი. დედამიწაზე ბუმტი სასრულო ზომისაა და მის ზედაპირზე მყარდება შიდა და გარე წნევების ბალანსი, ბუმტის ზედაპირული დაჭიმულობის ძალის გათვალისწინებით. მაგნიტოსფეროს შემთხვევაში წნევა ბუმტის გარედან ასოცირდება მზის ქარის გაზოდინამიკურ წნევასთან. წარმოვიდგინოთ, რომ გაბერილი ბუმტი მოვათავსეთ ვაკუუმში და ჩავთვალოთ, რომ გამორიცხულია მისი გასკდომა. მაშინ ვაკუუმში, რომელიც მხოლოდ მიხლოებით შეეფერება კოსმოსურ სივრცეს, ბუმტი, ანუ მაგნიტოსფერო, უსასრულობამდე გაიბერებოდა. მაგრამ, მაგნიტოსფერო მოთავსებულია არა ვაკუუმში, არამედ მეტად გაიშვიათებულ მოძრავ კორპუსკულარულ გარემოში, მზის ქარში. ეს აბსოლუტურად იონიზირებული პლაზმური სუბსტანცია წარმოადგენს ზეგამტარ გარემოს, რომელსაც თან მოაქვს ჩაყინული საპლანეტათაშორისო (უფრო ზუსტად, მზის) მაგნიტური ველი. ყოველივე ამის შედეგად დედამიწის მაგნიტოსფეროს დღისა და ღამის მხარეები, რომლებიც ფორმით აბსოლუტურად იდენტური უნდა ყოფილიყვნენ, რეალურად წარმოადგენენ სხვადასხვა ფორმის სივრცულ მაგნიტურ სტრუქტურებს. მაგნიტოსფერო წააგავს ხოჭოს, რომლის

თავიც წარმოადგენს დღის მხარეს, ანუ ჩაკეტილი მაგნიტური ძაღწირებით შემოსაზღვრულ მაგნიტურ ზედაპირს, ხოლო ხოჭოს სხეულია მაგნიტოსფეროს ღამის მხარე, ანუ როგორც მას სხვანაირად უწოდებენ, კუდი (ნახ.1).



ნახ.1.

დღის მხარეზე შენარჩუნებულია შეჭყელეტილი დიპოლისათვის დამახასიათებელი ფორმა, მაშინ როცა მაგნიტოსფეროს კუდის შემომსაზღვრელი ძაღწირები მხოლოდ ცალი მხრიდან არიან დამაგრებული მაგნიტური პოლუსების არეში და მიემართებიან უსასრულობისაკენ მზისგან საწინააღმდეგო მიმართულებით. თუმცა, მაგნიტოსფეროს ღამის მხარეზეც არსებობს დიპოლური მაგნიტური სტრუქტურა, ე.წ. პლაზმოსფერო, რომელიც პრაქტიკულად არ განსხვავდება დღის მხარეზე არსებული ანალოგიური სტრუქტურისაგან [14].

მაგნიტოსფეროს კუდის ფორმირებაში განსაკუთრებულ როლს თამაშობენ ელექტრომაგნიტური ეფექტები, რომლებიც დამახასიათებელია ძალიან მაღალი ელექტრული გამტარებლობის მქონე დამაგნიტებული პლაზმური გარემოსათვის. ამ ფაქტს პირველმა მიაქცია ყურადღება დანჟიმ, რომელმაც შექმნა დახურული და ღია მაგნიტოსფეროს მოდელები. პირველ მდგომარეობაში არ ხდება დედამიწის მაგნიტური ველის ურთიერთქმედება მზის ქარში ჩაყინულ საპლანეტაშორისო

მაგნიტურ ველთან, ხოლო მეორე მოდელში აქსიომატურად დაშვებულია ამ ველების ურთიერთქმედება, რომლის შედეგადაც ხდება საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის ძალწირებისა და დედამიწის მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთება. არ უნდა შეგვიყვანოს შეცდომაში იმ ფაქტმა, რომ მაგნიტური ძალწირი მიეკუთვნება ფიქტიურ ფიზიკურ კატეგორიათა რიგს. მაგნიტური კონფიგურაციების არსებობის შემთხვევაში მაგნიტური ძალწირი იძენს რეალურ ფიზიკურ შინაარსს და მისი საშუალებით ოპერირება სრულიად გამართლებულია. მაგნიტოსფეროს დანაწილებულ მოდელში ბუნებრივად ჩნდება მზის ქარიდან მაგნიტოსფეროსათვის პლაზმის კორპუსკულარული ენერჯის გადამცემი არხები, რადგანაც ზეგამტარ გარემოში პლაზმის ნაწილაკები მიბმულია მაგნიტურ ძალწირებზე. აქედან გამომდინარე, თუ მოხდება სმვ-სა და დედამიწის მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთება, ანუ, ფორმალურად, ძალწირის ერთი ბოლო იქნება მზეზე, ხოლო მეორე იქნება დედამიწაზე, მზის ქარის ნაწილაკებს შეუძლიათ შემოაღწიონ მაგნიტოსფეროს შიგნით. რა არის საჭირო ძალწირების გადაერთების ეფექტის განვითარებისათვის? სრულიად საკმარისია სადმე მაგნიტოსფეროს საზღვარზე ანტიპარალელური მიმართულებების მქონე სმვ-სა და დედამიწის მაგნიტური ველის კონტაქტი. ღია მაგნიტოსფეროს თეორიის შემდგომმა გადრმავებამ მოითხოვა ძალწირების გადაერთების მაქსიმალურად სავარაუდო ადგილების გამოყოფა მაგნიტოსფეროს საზღვარზე და, რაც არსებითია, ამ ადგილებში მზის ქარის პლაზმის ზეგამტარი ბუნების ცვლილება სასრულის მიმართულებით. ზეგამტარ გარემოში ადგილი აქვს მაგნიტური ველების დრეკადი უკუგდების ეფექტს, მიუხედავად იმისა, თუ როგორ არიან ურთიერთმიმართულნი სხვადასხვა წყაროს ძალწირები [15].

დავუბრუნდეთ ჩაკეტილი მაგნიტოსფეროს მოდელს, რომელიც ერთი შეხედვით, პრაქტიკულად გამორიცხავს მზის ქარის ენერჯის გადაცემას მაგნიტოსფეროს შიგნით. მართლაც, ზეგამტარ მზის ქარში სმვ-ს ძალწირებთან მიწეკუთვნილი მზის ქარის ნაწილაკები მაგნიტოსფეროს საზღვრისაგან უნდა გაჰყვნენ შესაბამის ძალწირს და გასრიადნენ მაგნიტოსფეროს ზედაპირზე. ასეთ შემთხვევაში მაგნიტოსფეროს ენერგეტიკული მომარაგების საკითხი ღიად რჩება, თუ არ იქნა

მოშველიებული ენერჯის გადაცემის რაიმე სხვა მექანიზმი, ძალწირების გადაერთების გარდა. აქსფორდმა და ჰაინსმა ჩამოაყალიბეს მზის ქარისა და დედამიწის მაგნიტური ველის კვაზიბლანტი ურთიერთქმედების თეორია, რომელმაც დაძლია ის წინააღმდეგობები, რომლებიც წარმოიქმნა დანჯის დახურული მაგნიტოსფეროს მოდელში. ამ თეორიის ფიზიკური არსი გამომდინარეობს დაშვებიდან, რომ მაგნიტოსფეროს საზღვარზე მზის ქარსა და დედამიწის მაგნიტურ ველს შორის ხდება ისეთი ტიპის ურთიერთქმედება, როგორიც არსებობს მყარი სხეულის სითხით ან გაზით გარსდენის დროს. ამ პროცესის ხასიათი გამოვლინებას პოულობს ბლანტი ურთიერთქმედებით გამოწვეულ ეფექტებში, რომელთა შედეგია გარსდენადი სხეულის შინაგანი ენერჯის ცვლილება მისთვის ურთიერთქმედების არიდან სითხის ენერჯის გადაცემის ხარჯზე. ასეთი თვალსაჩინო ფიზიკური ჰიპოთეზის მიუხედავად იმ დროისათვის, როცა შეიქმნა აქსფორდ-ჰაინსის მოდელი, მის მიმართ კრიტიკული მიდგომა ჩამოყალიბდა. მაშინ ბევრს წარმოუდგენლად ეჩვენებოდა, თუ რანაირად შეიძლება გაუჩნდეს სიბლანტე ისეთ მეტად გაიშვიათებულ გარემოს, როგორცაა მზის ქარის პლაზმა. მართლაც, ძნელი წარმოსადგენი იყო, რომ გარემოში რომელშიც ორი ნაწილაკის დაჯახების მახასიათებელი მანძილი ერთი ასტრონომიული ერთეულია, შესაძლებელია მექანიკური სიბლანტის არსებობა. მაგრამ, ეს წინააღმდეგობა გაქრება იმ შემთხვევაში, თუ მზის ქარს დედამიწის მაგნიტოსფეროს მახლობლად შეეცვლება ელექტრული გამტარებლობის ბუნება ზეგამტარიდან სასრულისაკენ. პირველ რიგში, ასეთ შემთხვევაში ჩნდება მზის ქარიდან მაგნიტოსფეროში სტაციონარული მაგნიტური ნაკადის შეღწევის შესაძლებლობა, რომლის ენერჯია გაცილებით უფრო აღემატება მაგნიტოსფეროს საზღვარზე პლაზმისა და მაგნიტური ველის წმინდა ბლანტი ურთიერთქმედების ენერჯიას. აღმოჩნდა, რომ ელექტრული გამტარებლობის ხასიათის ცვლილებას ითხოვს აგრეთვე დანჯის ღია მაგნიტოსფეროს მოდელიც, მაგრამ, უნდა დავამატოთ, რომ სასრული გამტარებლობის მქონე გარემოში, მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთების შესაძლებლობასთან ერთად, არსებობს აგრეთვე მაგნიტური ველის ძალწირების ანიჰილაციის თანა-

ბარძალოვანი ალბათობაც. უკანასკნელი ეფექტი აშკარად დისიპაციური ბუნებისაა და სრულ თანხმობაშია აქსფორდ-ჰაინსის მოდელთან. შემდგომმა კვლევებმა აჩვენა, რომ დამოუკიდებლად არ არსებობს როგორც ძალწირების ანიჰიაცია, ასევე მათი გადაერთება. ორივე ეს ეფექტი ფაქტიურად წარმოადგენს ერთი და იგივე ფიზიკური პროცესის ორ მხარეს, რომელთა განვითარებაც დამოკიდებულია სხვადასხვა წინმსწრები ფიზიკური ფაქტორების ლოკალურ დომინანტზე [3,14].

სად არის მზის ქარისა და დედამიწის მაგნიტური ველის ურთიერთქმედების ის არე, საიდანაც მაქსიმალურად ალბათურია დედამიწის მაგნიტური ველის მზის ქარის პლაზმის ნაკადის ენერგიით მომარაგება? ამ კითხვაზე ცალსახა პასუხი უკვე დიდი ხანია არსებობს. ეს არე წარმოადგენს სივრცეს დედამიწის მაგნიტოსფეროს წინ არსებული დარტყმითი ტალღის ფრონტსა და მაგნიტოსფეროს საზღვარს შორის. სივრცის ამ ნაწილს ეწოდება გარდამავალი არე, ანუ არე, რომლის შიგნით მზის ქარის პლაზმის დინებას ბგერამდელი ხასიათი აქვს და მისი თერმოდინამიკული მახასიათებლები მკვეთრ ცვლილებას განიცდიან. ფორმალურად, გარდამავალი არე არსებობს მაგნიტოსფეროს მთელ საზღვარზე, მაგრამ მისი დღის მხარე განსაკუთრებულია, რადგანაც სწორედ აქ ხდება მზის ქარის მკვეთრი დამუხრუჭება და პლაზმის დინების მსხვილმაშტაბოვანი სურათის არაერთგვაროვნების გამოკვეთა, რაც დაკავშირებულია მაგნიტოსფეროს ზედაპირზე კრიტიკული წერტილის არსებობასთან. დედამიწის მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე, ნებისმიერი გლუვი ზედაპირის გარსდენის მსგავსად, აუცილებლად უნდა არსებობდეს კრიტიკული წერტილი, რომელშიც მზის ქარის ჰიდროდინამიკური სიჩქარე ნულის ტოლია [3,13,14,16]. მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილიდან პლაზმა მოძრაობს მისი საზღვრის გასწვრივ, ფოკალური არიდან პერიფერიებისაკენ. ეს მოძრაობა, თუ კვლავ მოვიშველიებთ ანალოგიას მაგნიტოსფეროს გარსდენასა და მყარი ზედაპირის გაზოდინამიკურ გარსდენას შორის, უნდა მიმდინარეობდეს ისე, რომ პლაზმის სიჩქარე მაგნიტოსფეროს საზღვარის გასწვრივ უნდა იზრდებოდეს ნულიდან (სიჩქარის სიდიდე კრიტიკულ წერტილში) ისეთ მნიშვნელობამდე, რომელიც მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარის სიჩქარის სიდიდის

თანახომადი უნდა იყოს. თუ ანალოგიას გავაგრძელებთ, უნდა განვიხილოთ აგრეთვე მაგნიტოსფეროს საზღვარზე დინამიკური და მაგნიტური სასაზღვრო ფენების წარმოქმნის შესაძლებლობაც.

ცნობილია, რომ თუ გარსდენადი სხეულის ზედაპირზე სრულდება სითხის ან გაზის ნაწილაკების მიკრის პირობა, ზედაპირთან ახლოს აუცილებლად ჩამოყალიბდება ბლანტი სასაზღვრო ფენა. ამ ფენის განივი ხაზოვანი მასშტაბი განისაზღვრება გარსდენადი სხეულის ზედაპირის არაერთგვაროვნების გრძივი მასშტაბით, სითხის ან გაზის მახასიათებელი სიჩქარით და მექანიკური სიბლანტის კოეფიციენტით [17]. მზის ქარის შემთხვევაში, რომელიც წარმოადგენს განსაკუთრებით გაიშვიათებულ, პრაქტიკულად არადაჯახებად პლაზმას, შეიძლება უგულვებელყოთ ჩვეულებრივი სასაზღვრო ფენის ეფექტი და მაგნიტოსფეროს საზღვარზე პლაზმის მოძრაობა გაგაიგივოთ იდეალური გაზის მოძრაობასთან. სამაგიეროდ, რადგანაც მზის ქარს დარტყმითი ტალღის ფრონტსა და მაგნიტოსფეროს საზღვარს შორის გარდამავალ არეში უჩნდება მაგნიტური სიბლანტე, ფიზიკურად გამართლებულია დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მცნების შემოტანა. გასაკვირია, რომ დედამიწის მაგნიტური ფენის გაიგივება მაგნიტოპაუზასთან მოხდა არა მაგნიტოსფეროს თანამედროვე თეორიის საფუძვლების ჩამოყალიბების თანადროულად, არამედ თითქმის ორი ათწლეულის დაგვიანებით. თავიდან მაგნიტოპაუზა ითვლებოდა სივრცის იმ არედ, რომელშიც ხდებოდა დედამიწის მაგნიტურ ველის ეკრანირება მზის ქარის მიერ. ასეთი ფორმულირება ლოგიკურად გულისხმობს, რომ თუ მზის ქარის პლაზმა იდეალურად გამტარი არ არის, მაგნიტოპაუზა უნდა იყოს სასრული სისქის. აქედან გამომდინარე, ის მართლაც უნდა წარმოადგენდეს გარდამავალ ფენას დედამიწის მაგნიტურ ველსა და გარდამავალ არეში მოძრავ პლაზმას შორის. ამიტომ იდეა, რომ უიგულიოვის მაგნიტური სასაზღვრო ფენების განტოლებათა სისტემა შესაფერისია მაგნიტოპაუზის მათემატიკური მოდელირებისათვის, გამოთქმული კრიმსკისა და რომაშჩენკოს მიერ, სრულიად სამართლიანია. სხვა საქმეა, რომ მათ ვერ მონახეს პლაზმის ჰიდროდინამიკური დინების

ისეთი მოდელი, რომელიც შესაფერისი იქნებოდა ისეთი სპეციფიური წარმონაქმნისათვის, როგორცაა მაგნიტოპაუზა [13].

არსებობს ბრტყელი მაგნიტური სასაზღვრო ფენის ორი ტიპი: I და II გვარის, რომელთა შორის განსხვავება გამოწვეულია გარსდენად ზედაპირზე მაგნიტური ველის დაძაბულობისა და ჰიდროდინამიკური სიჩქარის ვექტორების ურთიერთმიმართებაში [12]. აშკარაა, რომ განსხვავება მაგნიტურ სასაზღვრო ფენებს შორის, რომლებიც სივრცეში ერთ სტრუქტურას წარმოადგენენ, მათემატიკური ხასიათისაა და მას არა აქვს განსაკუთრებული ფიზიკური საფუძველი. ამიტომ მიგვაჩნია, რომ იმ შემთხვევაში, თუ შესაძლებელი იქნება მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლებების კორექტული ამოხსნა, მაგალითად, ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში, ისე რომ არ იყოს მათემატიკური სირთულეების მოსახსნელად გაკეთებული დაშვებების საჭიროება, ორივე ტიპის სასაზღვრო ფენა გაერთიანდება ერთ სასაზღვრო ფენაში. აქ ფაქტიურად ვაწყდებით სივრცული სასაზღვრო ფენის პრობლემას, რომელიც არსებობს ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში და კიდევ უფრო რთულდება მკვდ შემთხვევაში. ასეთი შეხედულება საეჭვოს არ ხდის ბრტყელი სასაზღვრო ფენის ფარგლებში მიღებულ შედეგებს, მაგრამ გულისხმობს, რომ სივრცული სასაზღვრო ფენის სურათი მოიცავს ისეთ დამატებით ელემენტებს, რომლებიც საჭიროებს კორექტულ ფიზიკურ ახსნას. მაგნიტოსფერული მაგნიტური სასაზღვრო ფენების შემთხვევაში ეს ნიშნავს, რომ პირველ რიგში უნდა განსაზღვრული იყოს სივრცეში ორი გვარის სასაზღვრო ფენების გადაკერვის ადგილები. ფიზიკური წარმოდგენიდან გამომდინარე, ასეთი ადგილების არსებობა გარდაუვალია, ხოლო გადაკერვის ოპერაციის კორექტულობა დამოკიდებულია იმ მოდელურ დაშვებებზე, რომლებიც გამოყენებულია ამა თუ იმ მეთოდით ბრტყელი სასაზღვრო ფენის განტოლებების ამოხსნისას. რეალურ სიტუაციასთან ამონახსნის ადეკვატურობას მნიშვნელოვანწილად განსაზღვრავს პლაზმის დინების მსხვილმაშტაბოვანი ჰიდროდინამიკური მოძრაობის სიჩქარის ველი, რომელიც მაგნიტოსფეროს გარსდენის შემთხვევაში, როგორც წესი, არ ითვალისწინებს მაგნიტური ველის უკუქმედებას სიჩქარეთა ველზე [3].

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, გარკვეული ტოპოლოგიური განსხვავებების მიუხედავად, ორივე ტიპის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მთავარი მახასიათებელია მათში დისიპაციური ეფექტის არსებობა, რომელსაც, ჩვეულებრივი სიბლანტის მსგავსად, მძლ შემთხვევაში იწვევს მაგნიტური სიბლანტე. როგორც ნაჩვენები იქნება II თავის პირველ პარაგრაფში, ეს პარამეტრი მზის ქარს ყოველთვის გააჩნია, მიუხედავად მისი დაბალი სიმკვრივისა და მის მიერ ტრანსპორტირებული სმგ-ს მცირე ინტენსივობისა. ამიტომ, სმგ-ს მასტაბილიზირებელი გავლენა მზის ქარის მოძრაობაზე შედარებით სუსტია, რის გამოც, თუ მკაცრად ვიმსჯელებთ, მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე გარდამავალი არის ზომის მქონე მცირე სივრცულ მასშტაბებში პლაზმა ტურბულენტურ გარემოს უნდა მიეკუთვნოს. ტურბულენტობის ეფექტი მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე შეიძლება უგულვებელყოფილი იყოს და საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარი ჩაითვალოს იდეალურად გამტარ გარემოდ. სიტუაცია იცვლება მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში, სადაც, ნებისმიერი იონიზირებული გაზის მსგავსად, მზის ქარში ადგილი აქვს კოლექტიურ ურთიერთქმედებებს და დისიპაციურ პროცესებს. ამიტომ, მიუხედავად იმისა, რომ დისიპაციური ეფექტი გარდამავალ არეში რაოდენობრივად არც თუ ისე დიდია, მაინც არ შეიძლება მისი უგულვებელყოფა, განსხვავებით საპლანეტათაშორისო სივრცისაგან.

როგორც ვიცით, მზის ქარში შეიძლება არსებობდნენ მნიშვნელოვანი სივრცული ზომების მქონე ლოკალური არაერთგვაროვნებები, მაგნიტური ღრუბლები, რომელთაც შეიძლება გააჩნდეთ, სმგ-სთან შედარებით, საკმაოდ ძლიერი სპონტანური მაგნიტური ველები. ასეთი არაერთგვაროვნებები, შედარებით მცირე სივრცული მასშტაბებით არსებობენ აგრეთვე გარდამავალ არეშიც. ისინი აქტიურ არეებად არიან მიჩნეულნი, მათში მიმდინარე პროცესების მნიშვნელობის გამო. ასეთია, მაგნიტოპაუზა, კრიტიკული წერტილის შემცველი ფოკალური არე და პოლარული კასკები. გარდამავალი არის სხვა ნაწილებს შეიძლება ვუწოდოთ პასიური არეები.

ამრიგად, მსგავსად მზის ქარში არსებული არაერთგვაროვნებებისა, სამართლიანია მაგნიტოპაუზასაც ეწოდოს აქტიური არე,

მაგნიტოსფეროსთან შედარებით, ხოლო ნებისმიერ სხვა აქტიურ წარმონაქმნს, სასაზღვრო ფენა [18].

მსგავსად სხვა სასაზღვრო ფენებისა, დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენაც ჰყოფს ერთმანეთისაგან ორ, არსებითად განსხვავებულ პარამეტრების მქონე, სივრცულ სტრუქტურას: ძლიერი მაგნიტური ველის (დედამიწის მაგნიტური ველი) ლოკალიზაციის არეს და სწრაფად მოძრავ დაბალი სიმკვრივის პლაზმას (მზის ქარი). კოსმოსური დაკვირვებების განვითარებამდე ითვლებოდა, რომ პლაზმურ გარემოში წარმოქმნილი სასაზღვრო ფენები, ტურბულენტობისა და არაერთგვაროვანი მოძრაობების გამო, სწრაფად უნდა გამქრალიყვნენ, ანუ მათ არსებობას უნდა ჰქონოდა სპონტანური ხასიათი. რეალურად კი საწინააღმდეგო აღმოჩნდა, რადგანაც, როგორც წესი, კოსმოსური სასაზღვრო ფენები, განსაკუთრებით კი დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა, მყარ სტრუქტურულ წარმონაქმნებს წარმოადგენენ, რომელთა პარამეტრებიც გარკვეულ სტაბილურობას იჩენენ მზის ქარის პარამეტრების პერმანენტული ცვლილების მიმართ. ამაში განსაკუთრებულ როლს თამაშობს გარდამავალი არე დედამიწის მაგნიტურ ველსა და დარტყმითი ტალღის ფრონტს შორის, რომელშიც პლაზმის დინების რეჟიმი განისაზღვრება მზის ქარის მძლ და თერმოდინამიკური პარამეტრებით, აგრეთვე მასში ჩაყინული სმგ-ს მიმართულებითა და ინტენსივობით.

მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლებები მიიღება დინამიკური სასაზღვრო ფენის განტოლებების მსგავსად. ოღონდაც დინამიკური სასაზღვრო ფენის შემთხვევაში მსგავსების განუზომელი პარამეტრია ჩვეულებრივი რეინოლდსის რიცხვი, ხოლო მაგნიტური სასაზღვრო ფენისათვის – მაგნიტური რეინოლდსის რიცხვი, რომელიც ჩნდება ინდუქციის განტოლებაში მეორე რიგის სივრცულ ოპერატორთან (ლაპლასიანთან). მაგნიტური სასაზღვრო ფენის გენერაციის კრიტერიუმია პირობა: $Re_m \gg 1$.

მეორე თავის ბოლო პარაგრაფში წარმოდგენილი იქნება ორიგინალური შედეგები, რომლებიც მიღებულია შვეიცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით I გვარის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის არასტაციონარული „მაგნიტური“ განტოლების ამოხსნის შედეგად.

გეომანტიური დიპოლის კონფიგურაციიდან გამომდინარე, პირველი გვარის მაგნიტური სასაზღვრო ფენა მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე, მერიდიონალური მაგნიტოპაუზის გარდა, შეესაბამება სასაზღვრო ფენას პოლარული კასპის ნებისმიერ კვეთაში. მაგნიტური სასაზღვრო ფენის “მაგნიტური” განტოლების ამოსახსნელად აუცილებელია ამოცანის შესაბამისი დინამიკური სურათის განსაზღვრა, რისთვისაც გამოყენებული იქნება პარკერის ცნობილი კინემატიკური მოდელი. ოღონდაც, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ იდენტიურობა დაბალგანედოვან მერიდიონალურ მაგნიტოპაუზასა და პოლარული კასპის სასაზღვრო ფენას შორის შეეხება მხოლოდ მათემატიკურ გამოსახულებებს, რამდენადაც გარდამავალი არის ამ ნაწილებში პლაზმის დინების სტრუქტურა პრინციპულად განსხვავებულია.

I გვრის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლებების ზოგადი სახე:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{4\pi\rho} \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) = \lambda \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad (1.2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{4\pi\rho} \left(H_x \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = \lambda \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad (1.2.2)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} + u \frac{\partial H_x}{\partial x} + v \frac{\partial H_x}{\partial y} - \left(H_x \frac{\partial u}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) = \lambda_m \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2}, \quad (1.2.3)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} + u \frac{\partial H_y}{\partial x} + v \frac{\partial H_y}{\partial y} - \left(H_x \frac{\partial v}{\partial x} + H_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \lambda_m \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2}, \quad (1.2.4)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = 0, \quad (1.2.5)$$

სადაც u , H_x და v , H_y სიჩქარისა და მაგნიტური ველის განივი და გასწვრივი მდგენელებია, P -დინამიური წნევა, $H^2/8\pi$ -მაგნიტური წნევა. რათა განვასხვაოთ მაგნიტური ველი მზის ქარში და მაგნიტოპაუზაზე, უკანასკნელისათვის გამოყენებულია აღნიშვნა \vec{H} .

(1.2.1)-(1.2.5) უნდა დაემატოს უწყვეტობის განტოლება. უკუმშვადი პლაზმისათვის გვექნება

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.2.6)$$

13 შვეცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი

როგორც ნახვენები იყო ამ თავის პირველ პარაგრაფში, მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლებათა სისტემა წარმოადგენს ჩვეულებრივი სასაზღვრო ფენის შესაბამისი მათემატიკური აპარატის განზოგადობას გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული გამტარი სითხის ან გაზისათვის (პლაზმა). ამიტომ, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მაგნიტური სასაზღვრო ფენის შემთხვევაში ადგილი აქვს ჩვეულებრივი სასაზღვრო ფენის განტოლებათა სინთეზს მაქსველის განტოლებებთან, რომლებიც განსაზღვრავენ გამტარ გარემოში წარმოქმნილი ელექტრო-მაგნიტური ეფექტების ხასიათს.

ნებისმიერი ტიპის ჩვეულებრივი თუ მკდ სასაზღვრო ფენის მიახლოებაში ზუსტი ანალიზური ამოხსნის მიღება, მარტივი შემთხვევების გარდა, რთულ მათემატიკურ პრობლემას წარმოადგენს. ცნობილია ასეთი ზუსტი ამოხსნების მცირე რაოდენობა, რომლებიც სამართლიანია მხოლოდ გარკვეული გამამარტივებელი პირობების არსებობისას. მაგრამ, გამამარტივებელი დაშვებები, როგორც წესი, ზღუდავენ ნებისმიერი გარსდენის ამოცანის ზოგადობას. ზუსტი ამოხსნის მქონე ამოცანათა კლასში განსაკუთრებულია ბლაზიუსის ბრტყელი ნახევრად უსასრულო ფირფიტის სტაციონარული სითხის ნაკადით გარსდენის ამოცანა, რომლის ამოხსნაც მიეკუთვნება ჰიდროდინამიკის კლასიკურ შედეგებს. ამ ამოხსნას ავტომოდელური ხასიათი გააჩნია, ე.ი. ემორჩილება მსგავსების პრინციპებს, რაც ნიშნავს, რომ მასშტაბური გარდაქმნით მათემატიკური შედეგები არ იცვლება [19,20].

საზოგადოდ, ავტომოდელობის თვისება დამახასიათებელია მხოლოდ ზოგიერთი გამარტივებული ჰიდროდინამიკური ამოცანისათვის, რაც ნებისმიერი ახალი ანალიზური ამონახსნის ფასეულობას განსაკუთრებით ზრდის. მიუხედავად გარკვეული ანალოგიებისა, რომლებიც ზოგჯერ შეიმჩნევა ჰიდროდინამიკურ და მაგნიტოჰიდროდინამიკურ ამოცანას შორის, მკდ შემთხვევაში ავტომოდელობის პრინციპი ხშირად ირღვევა. თუმცა, როგორც აღმოჩნდა, ავტომოდელობის დარღვევა ზოგჯერ პრაქტიკულად

მოსახერხებელია. მაგალითად, დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირების დროს [3].

ამრიგად, მკვლევარმა სასაზღვრო ფენების განტოლებების ზუსტი ამოხსნა განსაკუთრებული სირთულის პრობლემაა, მიუხედავად იმისა, რომ სხვადასხვა პროცესების მახასიათებელი განუზომელი პარამეტრების შემოტანა, როგორც წესი, მნიშვნელოვნად ამარტივებს საწყის განტოლებებს. ასეთი გზით შესაძლებელია სამგანზომილებიანი ამოცანების ბრტყელ ამოცანებზე დაყვანა. ამის კლასიკური მაგალითია ბრტყელი მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლებები, რომელთა საფუძველია მაგნიტური ინდუქციისა და გამტარი სითხის მოძრაობის (ნავიე-სტოქსის განტოლების მკვლევარული მოდიფიკაცია) სამგანზომილებიანი განტოლებები. ყოველმხრივ კორექტული, აბსოლუტურად დასაბუთებული ფიზიკური ანალიზის შედეგად ჟიგულიოვმა შექმნა I და II გვარის ბრტყელი მაგნიტური სასაზღვრო ფენების თეორია, რომლის განტოლებები ორგანზომილებიანია. გარდა ამისა, გამარტივება აგრეთვე შეესაძლებოდა ელექტრომაგნიტურ ეფექტებსაც, რომლებიც ვითარდება გარსდენადი ზედაპირის მახლობლად. აღმოჩნდა, რომ II გვარის მაგნიტურ სასაზღვრო ფენაში გამტარი გარემოს მოძრაობა ემორჩილება ჩვეულებრივ, და არა მაგნიტურ ჰიდროდინამიკას. ეს ნიშნავს, რომ ამ შემთხვევაში ადგილი არა აქვს მაგნიტური ველის უკუგავლენას დინებაზე [12].

საზოგადოდ ითვლება, რომ მკვლევარმა სასაზღვრო ფენების განტოლებები შეიძლება ამოიხსნას ანალიზურად, რიცხვითი მეთოდებით (გრაფიკულად) და ანალოგიების მეთოდის საშუალებით. ცხადია, რომ პირველი ორი ხერხი ზოგადად უშვებს სასაზღვრო ფენის ამოცანის ზუსტი ამოხსნის შესაძლებლობას, მაშინ, როცა ანალოგიების მეთოდი, მისი პრინციპიდან გამომდინარე, არასოდეს იძლევა ზუსტ ამოხსნას. მაგრამ, როგორც წესი, ნებისმიერი მეთოდით, ანალიზურად, ზუსტი, კორექტული ამონახსნების მიღება შეუძლებელია, ძალიან მარტივი შემთხვევების გარდა. ამავე დროს, ბოლო ათწლეულების განმავლობაში გამოყენებითი მათემატიკური აპარატის უწყვეტი განვითარება და კომპიუტერული ტექნიკის პროგრესი პრინციპულად შესაძლებელს ხდის ძალიან დიდი სიზუსტის რიცხვითი ამოხსნების მიღებას. მაგრამ,

საჭიროა აღინიშნოს, რომ ნებისმიერი რიცხვითი ამონახსნი მიიღება ალგებრული განტოლებების სისტემიდან, რომელიც, თავის მხრივ, წარმოადგენს დიფერენციალური განტოლებების გარდაქმნის (დაყვანის) შედეგს. თუ რომელი მეთოდის გამოყენება სჯობს ამა თუ იმ კონკრეტული ამოცანის შემთხვევაში, ობიექტური კრიტერიუმების გარდა, ხშირად დამოკიდებულია სუბიექტურ შეხედულებებზეც. თუმცა, საკამათო არ არის, რომ თუ შესაძლებელია თუნდაც მიახლოებითი, კორექტული ანალიზური ამონახსნის მიღება, მისი ღირებულება არანაკლებია, ვიდრე იგივე ამოცანის ზუსტი რიცხვითი ამოხსნისა. უდავოა, რომ მხოლოდ ანალიზური ამონახსნი იძლევა ფიზიკური პროცესის სრულფასოვანი, ყოველმხრივი შესწავლის საშუალებას, სულაც იმიტომ, რომ ის ექვემდებარება ასიმპტოტიკური ყოფაქცევის ცხადად განსაზღვრის შესაძლებლობას. როგორც მაგალითი, ჰიდროდინამიკაში ფართოდ გამოყენებული ანალიზური მეთოდისა, მოვიყვანოთ ბლაზიუსის მეთოდს, რომლის საშუალებითაც მიღებულია დინამიკური, სითბური და მაგნიტური სასაზღვრო ფენების სხვადასხვა, შედარებით მარტივი, სტაციონარული და არასტაციონარული ამოცანების ამოხსნები [17,19,20].

არსებობს აგრეთვე რამდენიმე სხვა, საკმაოდ ეფექტური მიახლოებითი ანალიზური მეთოდი, მაგ: ტარგის ინტეგრალური მეთოდი, კარმანის მეთოდი, პოლჰაუზენის მეთოდი და სხვ. გარდა ამისა, საკმაოდ ფართოდ გამოიყენება მიახლოებითი ანალიზური მეთოდები, მაგალითად, ისეთი არასტაციონარული ამოხსნების მისაღებად, როცა შესაძლებელია კვაზისტაციონარული მიახლოების გამოყენება. პოპულარულია აგრეთვე მცირე შემფოთებების მეთოდი, განსაკუთრებით პლაზმის ტალღური მოძრაობების შესწავლისას.

შვეცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი, რომლის არასტაციონარული მოდიფიკაცია ეკუთვნის დობრიშმანს, მიეკუთვნება დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნის იტერაციული ტიპის მეთოდების კლასს. ამ მეთოდის ღირსებაა, სხვა მსგავსი ტიპის მეთოდებთან შედარებით, განსაკუთრებული სიმარტივე და, რაც მთავარია, ფიზიკური სიცხადე. მას გააჩნია ნაკლოვანებებიც, რომლებიც დაკავშირებულია

მეთოდის არაკორექტულობასთან ასიმპტოტიკაში, როცა იტერაციული მწკრივის ჯამი უსასრულობისაკენ მიისწრაფის.

სასაზღვრო ფენის ამოცანების ამოხსნის მიახლოებით მეთოდებს შორის არსებობენ, როგორც ანალიზური ასევე რიცხვითი მეთოდები, რომელთაც განსაკუთრებული განვითარება ჰპოვეს გამოთვლითი ტექნიკის პროგრესის კვალდაკვალ. როგორც ავღნიშნეთ, ორივე მიდგომას სასაზღვრო ფენის მათემატიკური პრობლემისადმი გააჩნია როგორც უპირატესობა ასევე ნაკლიც, რომელთა შეფასებაშიც გადამწყვეტი მნიშვნელობა ენიჭება კონკრეტული ამოცანის სპეციფიკასა და მკვლევარის უნარს, ეფექტურად გამოიყენოს ამა თუ იმ მეთოდის შესაძლებლობები. ამ თვალსაზრისით განსაკუთრებით სასარგებლო აღმოჩნდა შვეიცის მეთოდი, რომელიც თავდაპირველად გამოყენებული იყო სხვადასხვა ფიზიკური და გეოფიზიკური ამოცანების მარტივი ანალიზური გზით ამოხსნისათვის [21,22]. ნიშანდობლივია, რომ ამ მეთოდის ავტორი გახლავთ არა მათემატიკოსი, არამედ თეორიტიკოსი – გეოფიზიკოსი, რომლის მიზანსაც წარმოადგენდა სხვადასხვა კერძო შემთხვევაში მიახლოებითი ამოხსნების მიღება ამოცანის ფიზიკური არსის მინიმალურად შეზღუდვის პირობებში. თავისი შინაარსით, შვეიცის მეთოდი იტერაციული ხასიათისაა, ე.ი. გულისხმობს ამონახსნის მწკრივის სახით წარმოდგენას, რომლის შესაკრებებიც განისაზღვრება შესაბამისი დიფერენციალური განტოლების მიახლოებითი ამოხსნის საფუძვრებით. ამ მეთოდით მიღებულმა შედეგებმა აჩვენა შესანიშნავი თანხვედრა ცნობილ ზუსტ ამოხსნებთან, მათ შორის, ბლაზიუსის ამოცანის ამოხსნასთან. ამიტომ, იმთავითვე გამოთქმული იყო ვარაუდი, რომ მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი არც თუ მნიშვნელოვან დამახინჯებას უნდა იძლეოდეს აგრეთვე იმ ამოცანების ამოხსნისას, რომელთა ზუსტი ამოხსნები ან არ არსებობდა, ან პრინციპულად შეუძლებელი იყო მათი ამოხსნა. ეს ჰიპოთეზა მოითხოვდა შემოწმებას, რასაც მიეძღვნა გამოყენებითი მათემატიკის სპეციალისტების რამოდენიმე ნაშრომი [23,24]. აღმოჩნდა, რომ ზოგად შემთხვევაში მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით მიღებული ამოხსნების მწკრივი განშლადი ყოფილა, რასაც, თითქოს, უნდა შეეზღუდა ამ მეთოდის გამოყენების არე. მაგრამ, ეს ფაქტი

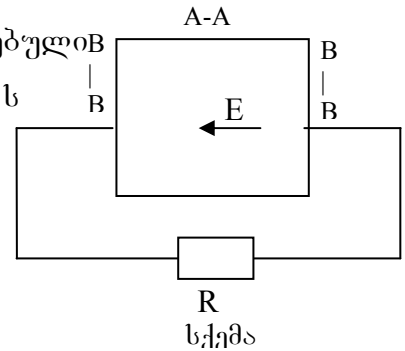
მნიშვნელოვანია მხოლოდ ფუნდამენტალური თვალსაზრისით, რადგანაც მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდი იმთავითვე გამიზნული იყო ფიზიკის მოთხოვნილებებიდან გამომდინარე პრაქტიკული ამოცანების ამოხსნისათვის, როცა გადამწყვეტია მეთოდის ეფექტურობა, და არა მისი მნიშვნელობა ფუნდამენტური კვლევების განვითარების პროცესის თვალსაზრისით. პრაქტიკულად, მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდს უნიკალური შესაძლებლობები აღმოაჩნდა, რაც დადასტურდა მთელ რიგ ნაშრომებში, რომლებშიც წარმატებით იქნა გადაწყვეტილი დინამიკური და სითბური ჰიდროდინამიკური სასაზღვრო ფენებისა და დიფუზიის სხვადასხვა სტაციონარული ამოცანები. მათი ამონახსნები, სხვა ზუსტ ან მიახლოებით ანალიზურ ამოხსნებთან შედარებით, გამოირჩეოდნენ, მათემატიკურ სისადავესთან ერთდ, განსაკუთრებული ფიზიკური ინფორმატიულობითაც. კერძოდ, შვეიცის მეთოდით მიღებული ამოხსნები იძლეოდნენ ნებისმიერი სასაზღვრო ფენის მთავარი ფიზიკური პარამეტრების ცხადი სახით განსაზღვრის საშუალებას.

მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით მიღებული შედეგების პრაქტიკულმა ღირებულებამ დღის წესრიგში დააყენა მისი არასტაციონარულ ამოცანებზე განზოგადოების საკითხი, რომელიც გადაწყვიტა დობრიშმანმა. მან, გამოიყენა რა მიმდევრობითი მიახლოების იდეა და შვეიცის მიერ შემოთავაზებული მეთოდიკა, მოახდინა ამ მეთოდის არასტაციონარული მოდიფიკაცია, რომელიც წარმატებული აღმოჩნდა ჰიდროდინამიკური სასაზღვრო ფენების ზოგიერთი (დინამიკური ტიპის) ამოცანის ამოხსნისად [25].

მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდის კორექტულობის პრობლემასა და მისი მაგნიტოჰიდროდინამიკური დინების სიჩქარეთა ველისა და მაგნიტური ინდუქციის სასაზღვრო ფენის ამოცანებისათვის გამოყენების სამართლიანობის დასაბუთებას მიექდვნა იოტკოვსკისა და სხვათა ნაშრომი, რომელშიც ჩატარებულია მიახლოებითი ანალიზური ამოხსნების შედარება ზუსტ ავტომოდელურ ამოხსნებთან და არსებულ რიცხვით ამოხსნებთან. ფარდობითი ანალიზი ემყარება ისეთ ამოცანას, რომლისთვისაც წინასწარ მოცემულია სიჩქარეთა ველი და მაგნიტური ინდუქციის სასაზღვრო ფენა. კერძოდ, განიხილება მართკუთხა მჰდ

არხში სტაციონარული ლამინარული დინების ცნობილი ამოცანა, რომლისთვისაც არსებობს დინამიური სასაზღვრო ფენის ზუსტი ანალიზური ამონახსნი [26].

არხის განივ კვეთაში გადაჯვარედინებული მაგნიტური და ელექტრული ველების არსებობის დროს დინების ტოპოლოგია მოცემულია სქემატურ სურათზე.



AA კედლები – იზოლატორებია, BB – ელექტროდები. ითვლება, რომ მაგნიტური

რეინოლდსის რიცხვი $Re_m \ll 1$; პოლის პარამეტრი $\omega_\tau \ll 1$, E -ელექტრული ველის დაძაბულობა და j -დენის სიმკვრივე მუდმივია არხის განივად. დინება არხში იყოფა ორ ნაწილად: სასაზღვრო ფენები, რომლებიც ყალიბდებიან არხის კედლებზე და გარე დინება (დინების ბირთვი). დინამიკური ამოცანა შეგვიძლია განვიხილოთ სითბურისაგან დამოუკიდებლად, ხოლო რეინოლდსის მაგნიტური რიცხვის სიმცირის დაშვება ინდუცირებული მაგნიტური ველის უგულვებელყოფის საშუალებას იძლევა. იზოლატორ და გამტარ კედლებზე ჩამოყალიბებული დინამიკური სასაზღვრო ფენების თვისობრივი განსხვავება გამოწვეულია მხოლოდ მაგნიტური ველის ორიენტაციით. ბირთვში დინების პარამეტრები გამოითვლება ერთგანზომილებიანი თეორიის ფარგლებში. შემდეგ ისინი, როგორც სასაზღვრო პირობები, გამოიყენება როგორც შვეცის, ასევე რიცხვითი მეთოდით სასაზღვრო ფენის მახასიათებლების განსაზღვრისათვის. ელექტროდზე და იზოლირებულ კედელზე სასაზღვრო ფენების ურთიერთქმედება ამოცანის პირობებით გამორიცხებულია [26].

როგორც არხის სქემიდან სჩანს, პირველ შემთხვევაში ელექტრული დენი კედლის მართობულია და პონდერომოტორული (მოცულობითი ელექტრული) ძალები სასაზღვრო ფენის მთელ სისქეში მუდმივია. მეორე შემთხვევაში სასაზღვრო ფენის განივად მუდმივია ელექტრული ველი, ხოლო დენის სიმკვრივე ცვლადია. შესაბამისად, ცვლადია პონდერომოტორული ძალებიც. ამიტომ, ამოცანა არსებითად განსხვავებულია სასაზღვრო ფენებისათვის არხის კედლებზე, რომლებიც ორიენტირებულნი არიან ველის ძაღწირების პარალელურ-

რად („ელექტროდული“ კედელი) და მათ პერპენდიკულარულად („იზოლირებული“ კედლები). პირველ შემთხვევაში დენი მიედინება კედლის მართობულად და დენის სიმკვრივე და პონდერმოტორული ძალები მუდმივია სასაზღვრო ფენის მთელ სისქეში. მეორე შემთხვევაში ელექტრული ველის დაძაბულობა მუდმივი რჩება, ხოლო დენის სიმკვრივე, და, აქედან გამომდინარე, პონდერმოტორული ძალებიც, შეიცვლებიან სასაზღვრო ფენის სისქის ცვლის მიხედვით. ელექტრული ველის მუდმივობის დაშვება არსებითია, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში დინებას ექნება განსაკუთრებულობები, რომელთა გათვალისწინება შეუძლებელია შვეიცის მიახლოებითი მეთოდის ფარგლებში. ეს პირობა არ წარმოადგენს განსაკუთრებულად მკაცრ შეზღუდვას, რადგანაც ლაბორატორიულ ექსპერიმენტებში (მჭდ გენერატორებში ან ამაჩქარებლებში) პირობა $E = const$ ძალიან მარტივად სრულდება.

ამრიგად, ზემოთ აღწერილი სწორკუთხა კონფიგურაციის მქონე არხის კედლებზე სასაზღვრო ფენის სისქის ანალიზური განსაზღვრისათვის გამოყენებული იყო შვეიცის მიახლოებითი ანალიზური მეთოდი. სიჩქარის სხვადასხვა ნულოვანი პროფილისათვის მიღებული იყო სასაზღვრო ფენის სისქის ზოგადი გამოსახულებები და მჭდ-არხის კედლებზე ტანგენციალური ძაბვების (ხახუნის) ცვლილება არხის გასწვრივ, გარე დინებაში სიჩქარისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის იმ განაწილებისათვის, რომელიც მოცემული იყო ერთგანზომილებიანი თეორიით. შედარებითმა ანალიზმა აჩვენა, რომ ცთომილება, რომელიც ამოხსნებში შეჰქონდა მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდს, ზუსტ რიცხვით ამოხსნასთან შედარებით, საკმაოდ მცირე იყო და პრაქტიკულად არ აღემატებოდა 10%-ს, რაც შვეიცის მეთოდის საკმარის ეფექტურობას ადასტურებს.

გარდა ამისა, ამ ქვაკუთხედურ ნაშრომში გაკეთდა კიდევ ერთი შედარება: მუდმივი გამტარებლობის დროს, მჭდ ძალების არ არსებობის პირობებში, შვეიცის მეთოდით მიღებული იყო ფრთის ფორმის მქონე ზედაპირის გარსდენის ამოცანის ამოხსნა კვადრატურებში. ამ ამონახსნის ავტორმა გამოიყენა მოძრაობის განტოლება, ოღონდაც სასაზღვრო ფენაში სითხის ცვლადი გამტარებლობის დროს. თუმცა ამ

ამოცანაში შვეცის მეთოდის სიზუსტე არ განხილულა და მისი გამოყენების არე არ განსაზღვრულა. სამაგიეროდ, ამ მძღ ამოცანის შედეგების ანალიზია საფუძველზე იოტკოვსკის ჯგუფის ნაშრომში მოყვანილია რიცხვითი გამოთვლები და ჩატარებულია საკმარისი მათემატიკური სიმკაცრის მსჯელობა შვეცის მეთოდის გამოყენების არესთან დაკავშირებით [26].

შემდგომში, მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდის არასტაციონარული მოდიფიკაცია გამოყენებული იყო ბრტყელ ზედაპირზე სხვადასხვა ტიპის (დინამიკური, სითბური, თავისუფალი კონვექციის) სასაზღვრო ფენების პარამეტრების განსაზღვრისათვის. ასევე, მაგნიტოსფეროს სოლისებური მოდელის ჩარჩოებში განსაზღვრული პლაზმის დინების ჰიდროდინამიკური სურათის საშუალებით ამოხსნილი იყო I და II გვარის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის არასტაციონარული განტოლებათა სისტემის “მაგნიტური” ნაწილები, რომლებიც შეესაბამებოდნენ დედამიწის მაგნიტოსფეროს მერიდიონალურ და ეკვატორულ კვეთებს [27]. მიღებული შედეგები, ფაქტიურად პირველად, წარმოადგენდა დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის, მაგნიტოპაუზის, ისეთ მათემატიკურ აბსტრაქციას, რომელიც, ცხადი, სახით იძლეოდა სასაზღვრო ფენის ყველა ძირითად პარამეტრს: სისქეს, აგრეთვე ფენის გასწვრივად და განივად მაგნიტური და ელექტრული ველის დაძაბულობების განაწილებას. ქვემოთ მოყვანილია დედამიწის ეკვატორიალური და მერიდიონალური მაგნიტური სასაზღვრო ფენების სისქის განუზომელი ანალიზური გამოსახულებები [3,27]

$$\delta_{oH}^2 = \frac{6}{Re_m} \varphi^{-2} h_{oz}^{-1} \exp\left(3a \int_0^\xi \frac{d\xi}{\varphi}\right) \int_0^\xi h_{0z} \varphi \exp\left(-3a \int_0^\xi \frac{d\xi}{\varphi}\right) d\xi, \quad (1.3.1)$$

$$\delta_{oH}^2 = \frac{6}{Re_m} \varphi^{-1} h_{oz}^{-1} \exp\left(3a \int_0^\xi \frac{d\xi}{\varphi}\right) \int_0^\xi h_{0x} \varphi \exp\left(-3a \int_0^\xi \frac{d\xi}{\varphi}\right) d\xi, \quad (1.3.2)$$

სადაც $\varphi(\xi, t)$ -პლაზმის დინების სიჩქარეა სასაზღვრო ფენის ზედაპირის გასწვრივ, $h_{0z}(\xi, t)$, $h_{0x}(\xi, t)$ -გეომაგნიტური ველის დაძაბულობის სიდიდე მაგნიტოსფეროს საზღვარზე ეკვატორულ და მერიდიონალურ კვეთებში, a -მაგნიტოსფეროს საზღვრის ფორონების განმსაზღვრელი პარამეტრი, ξ - განუზომელი კოორდინატა მაგნიტოსფეროს საზღვრის გასწვრივ.

ლაკონურობისათვის, მოვიყვანო მხოლოდ ეკვატორული მაგნიტოპაუზის შესაბამის მაგნიტური ველის დაძაბულობის განაწილების ანალიზურ გამოსახულებას

$$\begin{aligned}
 H = & h_{0z}(1-\eta) + Re_m \left[\frac{\partial h_{0z}}{\partial t} \left(\frac{\eta^2}{2} - \frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{3} \right) + h_{0z} \frac{\partial}{\partial t} \ln \delta_{0H} \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{6} \right) + \right. \\
 & + h_{0z} \frac{\partial}{\partial t} \ln \delta_{0H} \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{6} \right) + \varphi h_{0z} \frac{\partial}{\partial \xi} \ln \delta_{0H} \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{6} \right) + \varphi \frac{\partial h_{0z}}{\partial \xi} \left(\frac{\eta^2}{2} \frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{6} \right) +, \quad (1.3.3) \\
 & \left. + \frac{W_0 h_{0z}}{\delta_{0H}} \left(\frac{\eta}{2} - \frac{\eta^2}{2} \right) + h_{0z} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta}{6} \right) \right] \delta_{0H}^2
 \end{aligned}$$

სადაც W_0 - მაგნიტოსფეროს საზღვარზე პლაზმის სიჩქარის განივი კომპონენტაა, η - მაგნიტოპაუზის განივი განუზომელი კოორდინატა.

მაგნიტოსფეროს სოლისებური მოდელის ფარგლებში აღმოჩნდა, რომ როგორც ეკვატორულ, ასევე მერიდიონალურ მაგნიტოპაუზაში მაგნიტური ველის დაძაბულობის განაწილება პრაქტიკულად ავტომოდელური ხასიათისაა. ეს ფაქტი მნიშვნელოვანია იმდენად, რამდენადაც ამარტივებს მაგნიტურ სასაზღვრო ფენებში გენერირებული მსხვილ-მასშტაბოვანი ელექტრული ველის კომპონენტების გამოთვლას და განივი პოტენციალთა სხვაობის სიდიდის შეფასებას, რისთვისაც გამოყენებული იყო ომის კანონისა და მაქსველის განტოლების ცნობილი კომბინაცია.

**თავი II. დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება
პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილების
გათვალისწინებით**

2.1. მზის ქარის პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ბუნება

მზის ქარში, რომელიც საპლანეტათაშორისო სივრცეში არადისიპაციურ გარემოდ ითვლება, კოსმოსური სამეცნიერო აპარატების მონაცემებით, შესაძლებელია არსებობდეს “დისიპაციური კუნძულები” მაგნიტური ღრუბლების სახით. თეორიული შეფასებით, მაგნიტური ღრუბლის ხვედრითი წინაღობა $\rho \approx 2.7 \cdot (10^{-3} \div 10^{-1})$ წმ, რასაც შეესაბამება ხვედრითი ელექტრული გამტარებლობა $\sigma \approx 3.7 \cdot (1 \div 10^2)$ წმ⁻¹ [28]. ქვემოთ ნაჩვენები იქნება, რომ საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის ასეთი მახასიათებელი მნიშვნელობები რამდენიმე რიგით უფრო დაბალია პლაზმის ელექტრულ გამტარებლობაზე გარდამავალ არეში, მაგნიტოსფეროს წინამდებარე დარტყმითი ტალღის ფრონტსა და მის საზღვარს შორის. სივრცის ამ ნაწილში იწყებს მოქმედებას პლაზმის სასრული ელექტრული გამტარებლობის განვითარებისათვის აუცილებელი კინეტიკური და მკვდ მქანისებები. ამ თვალსაზრისით, განსაკუთრებულია მაგნიტოსფეროს მაგნიტური სასაზღვრო ფენა, მაგნიტოპაუზა, სადაც არის მაქსიმალურად ალბათური ანომალური წინაღობის ეფექტის წარმოქმნა. აღვნიშნოთ, რომ მაგნიტური ღრუბლის გამტარებლობის სიმცირე, ერთგვაროვანი მზის ქარის ელექტრულ გამტარებლობასთან შედარებით, აისახება აგრეთვე რეინოლდსის მაგნიტური რიცხვის სიდიდეზე. ეს განუზომელი პარამეტრი, წინა პარაგრაფის თანახმად, წარმოადგენს გამტარი გარემოსათვის ინდუქციური და არაინდუქციური მიახლოების კრიტერიუმს. კერძოდ, მაგნიტოსფეროს გარსდენის ამოცანას შეესაბამება $Re_m \gg 1$, ე.ი. ამ შემთხვევაში სამართლიანია ინდუქციური მიახლოება, ხოლო მზის ქარში “ჩაძირულ” მაგნიტურ ღრუბელში ინდუქციის ეფექტი შეიძლება უგულვებელყოთ, რადგანაც ამ წარმონაქმნისათვის დამახასიათებელია $Re_m \ll 1$ [28].

მზის ქარის არადისიპაციური ხასიათი მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე ნიშნავს, რომ ნებისმიერი ფიზიკური პროცესი, დაკავშირებული ამ პლაზმურ გარემოში განვითარებულ გადატანის მოვლენებთან, ისეთი უნდა იყოს, როგორც იდეალური გარემოსათვის. მიჩნეულია, რომ ერთგვაროვან (ე.ი. მაგნიტური დრუბლების გარეშე) მზის ქარს საპლანეტათაშორისო სივრცეში გააჩნია უსასრულოდ დიდი ელექტრული და სითბური გამტარებლობა და, შესაბამისად, ნულოვანი მაგნიტური და მექანიკური სიბლანტე. მაგრამ, იდეალური ელექტრული გამტარებლობის პოსტულირება ნებისმიერი ლაბორატორიული თუ ბუნებრივი პლაზმისათვის, მათ შორის მზის ქარისათვისაც, თეორიულ მიახლოებად უნდა მივიჩნიოთ. ამიტომ, მზის ქარისათვის უფრო შესაფერისია ტერმინი - „ზემაღალი“ ელექტრული გამტარებლობის მქონე, ვიდრე “იდეალურად გამტარი”.

ამრიგად, მზის ქარისთვის იდეალური ელექტრული გამტარებლობა აბსტრაქტული, თუმცა, გარკვეულწილად, მაინც საკმაოდ შესაფერისი ფიზიკური კატეგორიაა, რომელსაც თვისობრივი და რაოდენობრივი გრადაცია გააჩნია, იმისგან დამოკიდებულებით, თუ საპლანეტათაშორისო სივრცის რომელ არეს განვიხილავთ. კერძოდ, შეიძლება ითქვას, რომ მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარი ავლენს პრაქტიკულად იდეალურად გამტარი გარემოს ბუნებას, ხოლო დედამიწის მაგნიტოსფეროს მახლობლად, დარტყმითი ტალღის ფრონტის გავლის შემდეგ, ის იძენს სასრული ელექტრული გამტარებლობის მქონე გარემოს თვისებებს. აქედან გამომდინარე, გარდამავალ არეში ადგილი უნდა ჰქონდეს ისეთ ფიზიკურ ეფექტებს, რომლებსაც შეუძლიათ გამოიწვიონ მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის მკვეთრი გაუარესება, ანუ, რაც იგივეა, პლაზმაში ანომალური წინაღობის ეფექტის განვითარება. ამავე დროს, არ შეიძლება არსებობდეს ისეთი თეორია, რომელიც ერთდროულად აღწერს მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის ხასიათს საპლანეტათაშორისო სივრცეში და მაგნიტოსფეროს წინამდებარე გარდამავალ არეში, თუ კი ადგილი არ ექნება გარემოს სტრუქტურის, ანუ მისი თერმოდინამიკური მახასიათებლების, თვისობრივ ცვლილებებს. საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარის პლაზმა პრაქტიკულად

ემორჩილება ე.წ. ლორენცის გაზის თვისებებს, რომელიც წარმოდგენილია ელექტრონებისა და პროტონების კვაზინეიტრალურ მასად [28]. ნებისმიერ პლაზმას ახასიათებს ელექტრონული და იონური სითბური სიჩქარეები, აგრეთვე ე.წ. იონური ბგერის სიჩქარე, რომლის სიდიდესაც განსაზღვრავს პლაზმის ელექტრონული კომპონენტის ტემპერატურა. ლორენცის მიახლოება ნიშნავს, რომ პლაზმაში უგულებელყოფილია იონების სითბური მოძრაობა, ელექტრონების სითბურ მოძრაობასთან შედარებით [5].

მზის ქარის სკალარული ელექტრული გამტარებლობისა და მაგნიტური სიბლანტისათვის, როცა პლაზმაში ელექტრული ველები სუსტია, შეიძლება გამოვიყენოთ სპიტცერის ცნობილი ფორმულები, სამართლიანი არადაჯახებადი დამაგნიტებული პლაზმისათვის [29]

$$\sigma = 1,36 \cdot 10^8 (\ln \Lambda)^{-1} T_e^{-3/2} \text{ ვმ}^{-1} \quad (2.1.1)$$

$$(4\pi\sigma)^{-1} c^2 = \lambda_m = 1,05 \cdot 10^{12} T_e^{-3/2} \ln \Lambda \text{ სმ}^2 \text{ ვმ}^{-1} \quad (2.1.2)$$

$$\ln \Lambda \begin{cases} 16,3 + \frac{3}{2} \ln T - \frac{1}{2} \ln n, & T < 4,2 \cdot 10^5 \text{ K} \\ 22,8 + \ln T - \frac{1}{2} \ln n, & T > 4,2 \cdot 10^5 \text{ K} \end{cases} \quad (2.1.3)$$

სადაც T_e - ელექტრონული მახასიათებელი ტემპერატურაა, Λ - დეზაის სიგრძის ფარდობა დაჯახების სამიზნე პარამეტრთან (ე.წ. კულონური ლოგარითმი). მზის ქარისათვის კულონური ლოგარითმის მაქსიმალური სიდიდეა $\ln \Lambda = 20$ [28].

(2.1.2) მიღებულია დაჯახებათა თეორიის ჩარჩოებში და სამართლიანია მაშინ, როცა $\ln \Lambda \gg 1$. ლაბორატორიული პლაზმისათვის $\ln \Lambda \approx 10$, მზის გვირგვინისათვის ≈ 20 , მაგნიტოსფეროსათვის ≈ 30 . ამრიგად, λ_m არ შეიძლება დიდი სიზუსტით იყოს განსაზღვრული. პლაზმაში სუსტი ელექტრული ველის პირობა მოითხოვს, რომ $E < E_d$, სადაც E_d - ე.წ. გაქცეული ელექტრონების ელექტრული ველია (დრეისლერის ველი)

$$E_d = 3,02 \cdot 10^{-19} \frac{n \ln \Lambda}{T_e} \text{ CGSE}, \quad (2.1.4)$$

სადაც λ_d - დეზაის რადიუსია

$$\lambda_d = 6,9 \cdot 10^4 \left(\frac{T_e}{n} \right) \text{ სმ.} \quad (2.1.5)$$

ცნობილია, რომ პარამეტრი $ln\Lambda$ შედარებით მცირედ იცვლება პლაზმის სიმკვრივისა და ტემპერატურის საკმაოდ ფართო დიაპაზონში ცვლილების დროს. მზის ქარის საშუალო მახასიათებლებია $T_e \approx [2 \div 5] T_p$, $T_p \approx (2 \cdot 10^5) K$, $n_e = n_p = [5 \div 10] \text{ სმ}^{-3}$ [30]. (ინდექსი p შეესაბამება პროტონებს, e -ელექტრონებს), რასაც საშუალოდ შეესაბამება $ln\Lambda = 5 \div 10$ [8]. ამრიგად, თუ ჩავთვლით, რომ $T_0 = [(2 \div 10) \cdot 10^5] K$, მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის მახასიათებელი სიდიდე იქნება $\sigma \approx [0.6 \div 13.6] \cdot 10^{17} \text{ ვმ}^{-1}$. შესაბამისად, საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარს უნდა ახასიათებდეს მაგნიტური სიბლანტე $\lambda_m \approx [0.5 \div 12] \cdot 10^4 \text{ სმ}^2 \text{ ვმ}^{-1}$.

სპიტცერის მოდელი აღარ არის სამართლიანი მაგნიტოსფეროს წინამდებარე დარტყმითი ტალღის ფრონტის შემდეგ, ანუ გარდამავალ არეში, სადაც პლაზმა იძენს დისიპაციური გარემოს თვისებებს. თუმცა, შეიძლება ითქვას, რომ ეს მოდელი საკმაოდ სანდოდ გვაძლევს მზის ქარის პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის იმ მაქსიმალურ მნიშვნელობას, რომლისთვისაც პრაქტიკულად სამართლიანია საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის ჩაყინულობის პირობა.

ამრიგად, მზის ქარი წარმოადგენს მეტად დაბალი სიმკვრივის სრულიად იონიზირებულ პლაზმას, რომლის ელექტრული გამტარებლობის მკვეთრი ცვლილება, რასაც ადგილი აქვს გარდამავალ არეში, შეიძლება გამოწვეული იყოს სხვადასხვა ტიპის პლაზმური არამდგრადობების გამომწვევი მექანიზმების ჩართვით [31,32,33]. ამ არამდგრადობებს შორის არის ბუნემანის, იონურ-ბგერითი და იონურ-ციკლოტრონული არამდგრადობები, რომელთა განვითარების შედეგადაც პლაზმას შეიძლება გაუჩნდეს იმპულსური ანომალური წინაღობა. ზოგადად, ანომალური წინაღობის განვითარების ფიზიკური მექანიზმის საფუძველია ტალღა-ნაწილაკის ტიპის ურთიერთქმედება, რომელსაც ადგილი აქვს, მეტ-ნაკლები ინტენსივობით, ნებისმიერ პლაზმურ გარემოში.

მიკროარამდგრადობა და ანომალური წინაღობა. პლაზმას ახასიათებს ელექტრონული და იონური სითბური სიჩქარეები, აგრეთვე ე.წ. იონური ბგერის სიჩქარე, რომლის სიდიდესაც განსაზღვრავს პლაზმის ელექტრონული კომპონენტის ტემპერატურა. თუ პლაზმაში დრეიფის სიჩქარე U_d და დენის სიმკვრივე j გადააჭარბებს რაღაცა კონკრეტულ ზღვრულ სიდიდეს, რომელიც წარმოადგენს სხვადასხვა არამდგრადობის ზღურბლს, მაშინ დაიწყება ელექტრომაგნიტური ტალღების გენერაცია. ამ მოვლენის გამო ადგილი ექნება პლაზმის ნაწილაკების გაფანტვას ტალღებზე, რაც გაართულებს ელექტრონული დენის განვლადობას. ამის შედეგად მკვეთრად გაიზრდება $\bar{V}_{\text{ფ}}$ - დაჯახებათა ეფექტური სიხშირე, რაც მიგვიყვანს ანომალურად დაბალ ელექტრულ გამტარებლობასთან- $\sigma_{\text{ფ}}$, ან, რაც იგივეა, ანომალურად მაღალ წინაღობასთან, რომლის სიდიდე რამდენიმე რიგით გადააჭარბებს ამ პარამეტრის კლასიკურ მნიშვნელობას [34].

როცა ელექტრონების და პროტონების ტემპერატურა ახლოსაა ერთმანეთთან ($T_e \approx T_p$), იონურ-ციკლოტრონულ არამდგრადობას გააჩნია ყველაზე უფრო დაბალი ზღურბლი, რომლის კრიტერიუმი უტოლობა

$$u_d \geq 15 \frac{T_p}{T_e} v_{Tp}. \quad (2.1.6)$$

ამ პირობის დაკმაყოფილების შემთხვევაში აღიძვრება ელექტროსტატიკური იონურ-ციკლოტრონული ტალღები და მოხდება პროტონების გაცხელება. მაგრამ, ასეთი რამ გარდამავალი არის პლაზმაში ნაკლებად ალბათურია, რადგანაც (2.1.6) ფაქტიურად ექვივალენტურია უტოლობის $u_d \geq 1,7(v_{Te} + v_{Tp})$, ანუ მზის ქარისათვის ფარდობითი დრეიფის სიჩქარე ძალიან დიდი უნდა იყოს. როგორც ეს მე-3 თავში იქნება ნაჩვენები, გარდამავალ არეში $u_{d \max} \approx 10^7$ სმ.წმ⁻¹, ხოლო ტიპური $v_{Tp} \approx (3 \div 10) \cdot 10^7$ სმ.წმ⁻¹ ე.ი. (2.1.6) შეიძლება დაკმაყოფილდეს მხოლოდ განსაკუთრებულ პირობებში, ისიც ლოკალურად.

იონურ-ციკლოტრონული არამდგრადობის გარდა, შეიძლება სხვა ტიპის არამდგრადობების განხილვაც. მაგალითად, იონურ-

ბგერითის, რომელიც მთავარია ანომალური გამტარებლობის საგდევის თეორიაში. გარდა ამისა, განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია, რომ u_d -ს ზღვრული მნიშვნელობა დაბლდება რაც უფრო მცირდება ფარდობა T_p/T_e , ანუ იზრდება ტემპერატურული ასიმეტრია პლაზმის კომპონენტებს შორის.

როცა $T_e \gg T_p$, მაშინ დრეიფის სიჩქარე აღემატება იონური ბგერის სიჩქარეს

$$u_d > C_{ps} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_p}}, \quad (2.1.7)$$

რის შედეგადაც აღიძვრება იონურ-ბგერითი ტიპის არამდგრადობა, რომლისთვისაც სამართლიანია საგდევის ცნობილი ფორმულა ანომალური წინაღობისათვის. ავნიშნავთ, რომ ამ ტიპის არამდგრადობის გამო ელექტრული გამტარებლობა, პლაზმის გამტარებლობის კლასიკურ სიდიდესთან შედარებით, შეიძლება მილიონჯერ და მეტადაც შემცირდეს.

ანომალური წინაღობა გარდამავალ არეში, უპირატესად მაგნიტოპაუზის მახლობლად, შეიძლება განვითარდეს არა მხოლოდ რომელიმე ტიპის არამდგრადობის აღძვრის გამო, არამედ პლაზმაში სტრუქტურული არაერთგვაროვნების წარმოქმნის შედეგადაც. კერძოდ, მზის ქარში შეიძლება გაჩნდნენ ორმაგი ელექტროსტატიკური ფენები [35,36], რომელთა სისქეც λ_D -ს რიგისაა. ზოგადად, ორმაგი ელექტრული ფენები რაღაცით ჰგვანან ანოდსა და კათოდზე დაგროვებული დაშორისშორებული მუხტებით შექმნილ ფენებს. პოტენციალთა სხვაობა ფენის განივად $\frac{kT}{e}$ რიგისაა და შეიძლება მოქმედებდეს, როგორც ანომალური წინაღობის გამომწვევი ძირითადი მექანიზმი. არსებობს ერთი მნიშვნელოვანი ნიუანსი: ლაბორატორიული ორმაგი ელექტრული ფენებისაგან განსხვავებით, სადაც შესაძლებელია საკმაოდ ძლიერი ელექტრული ველების არსებობა, ასტროფიზიკურ გარემოში, რომელსაც მიეკუთვნება მაგნიტოსფეროს გარდამავალი არე, შეიძლება არსებობდნენ მხოლოდ სუსტი ორმაგი ელექტრული ფენები, რომლებიც ჩვეულებრივ წარმოადგენენ რომელიმე ტიპის პლაზმური

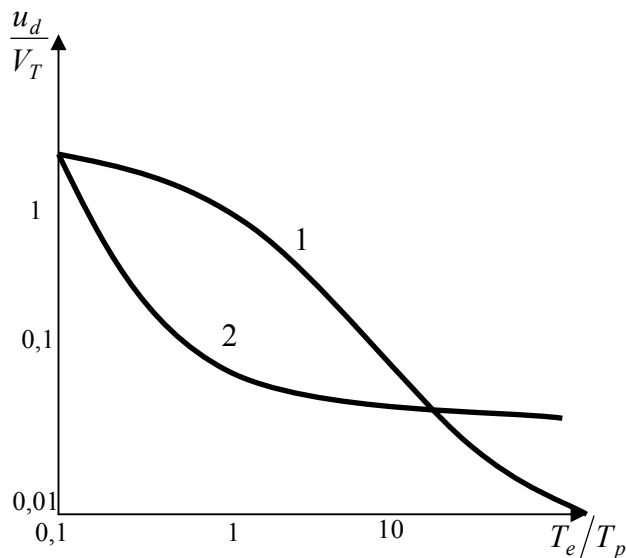
არამდგრადობის აღძვრის შედეგად განვითარებული პროცესების მეორად პროდუქტს. ორმაგი ელექტრული ფენის ჩამოყალიბებისათვის აუცილებელია, რომ გარდამავალ არეში დაირღვეს მზის ქარში სმე-ს ჩაყინულობის პირობა. სწორედ ამის შემდეგ წამოიქმნება რომელიმე ტიპის პლაზმური არამდგრადობის განვითარებისათვის აუცილებელი პირობები, მოხდება შესაბამისი ტალღების გენერაცია, მცირე არეებში დაირღვევა კვაზინეიტრალობა, წარმოიქმნება ორმაგი ელექტრული ფენები და განვითარდება ანომალური წინაღობის ეფექტი.

მზის ქარში ანომალური წინაღობის განვითარების სქემა შემდეგია: ტალღა-ნაწილაკის ურთიერთქმედება პლაზმაში იწვევს სუსტ ტურბულენტობას, განსხვავებით ძლიერი ტურბულენტობისაგან, რომელიც დაკავშირებულია ნებისმიერ უწყვეტ გარემოში აღძრული მსხვილ-მასშტაბოვანი ჰიდროდინამიკური გრიგალური წარმონაქმნების არსებობასთან. ამრიგად, თუ პლაზმაში მოხდება ბუნემანის, იონურ-ციკლოტრონული ან იონურ-ბგერითი ტიპის არამდგრადობების აღძვრა, ის დაიტვირთება შესაბამისი სიხშირული სპექტრის მქონე გენერირებული ტალღებით. ეს ტალღები, მოქმედებენ რა ელექტრონებთან, იწვევენ იონების მიმართ მათი მოძრაობის ფარდობითი სიჩქარის ცვლილებას, რაც დაუყოვნებლივ აისახება პლაზმის ელექტრულ გამტარებლობაზე. ასეთი ეფექტი განსაკუთრებით კარგად ვლინდება, თუ პლაზმაში, ტალღური ფონის გარდა, არსებობს აგრეთვე ელექტრონების ამჩქარებელი ელექტრული ველიც, რომელიც აუცილებელია, მაგალითად, ბუნემანის არამდგრადობის აღძვრისათვის. პლაზმაში ელექტრული ველის არსებობა იწვევს იონების მიმართ ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარის ზრდას, რაც ფაქტიურად ნიშნავს, რომ იზრდება დენის ინტენსივობა. თუ პლაზმაში დენის სიდიდემ კრიტიკულ ზღვარს მიაღწია, შესაძლებელია არამდგრადობის ზვავისებური განვითარება.

ამრიგად, პრინციპული მნიშვნელობა აქვს იონების მიმართ ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარის სიდიდეს. მაგრამ, ფარდობითი სიჩქარის კრიტიკული მნიშვნელობა დამოკიდებული ყოფილა არა მარტო გარეგან ელექტრულ ველზე, არამედ აგრეთვე პლაზმის ტემპერატურულ ანიზოტროპიაზეც, ანუ ელექტრონული და პროტონული ტემპერატურების ფარდობაზე. ცნობილია, რომ ტემპერატურული

ანიზოტროპიის ზრდა ამცირებს ფარდობითი სიჩქარის კრიტიკულ მნიშვნელობას [32]. თუ პლაზმაში კმაყოფილდება რომელიმე ტიპის არამდგრადობის შესაბამისი კრიტერიუმები, აღიძვრება ელექტრომაგნიტური რხევები, რომელთა განვითარების წრფივ ეტაპზე მოხდება გარემოს დატვირთვა სუსტი ტურბულენტობის გამომწვევი ტალღებით. ელექტრონების ურთიერთქმედება ტალღებთან იწვევს მათ დამუხრუჭებას, რასაც მოჰყვება არამდგრადობის არაწრფივ სტადიაში გადასვლა და გარემოს დისიპაციური თვისებების ცვლილება. გარკვეული დროის შემდეგ, სისტემა კვლავ დაუბრუნდება თავის პირვანდელ მდგომარეობას, რომელიც მას გააჩნდა, ხანამ არ დაკმაყოფილდა არამდგრადობის აღძვრის კრიტერიუმები. არამდგრადობის აღძვრის პროცესი ნებისმიერ პლაზმურ გარემოში შეიძლება შეუზღუდავად განმეორდეს, რაც ნიშნავს, რომ გარკვეულ პირობებში პლაზმას შეიძლება გააჩნდეს დროში იმპულსური ხასიათის მქონე ანომალური წინაღობა. როგორც სმგ-სა და დედამიწის მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთების პროცესის ექსპერიმენტალური შედეგების ანალიზი აჩვენებს, მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში და მაგნიტოპაუზაზე სისტემატურად აქვს ადგილი სწორედ ასეთი იმპულსური ხასიათის მოვლენას. მეორენაირად, ეს ნიშნავს, რომ მაგნიტოსფეროს საზღვრის მახლობლად პლაზმის ფონური წინაღობის სიდიდე შეიძლება სპონტანურად გაიზარდოს მზის ქარის დისიპაციური პარამეტრების იმპულსური ცვლილების გამო.

როგორც ავღნიშნეთ, გარდამავალ არეში, სხვა ტიპის არამდგრადობების კრიტერიუმებთან შედარებით, უფრო ადვილია იონურ-ბგერითი არამდგრადობის კრიტერიუმის დაკმაყოფილება. მართლაც, ნახ. 2-დან სჩანს, რომ ამ არამდგრადობის ზღურბლი ყველაზე უფრო დაბალია, განსაკუთრებით მაშინ, როცა ასიმეტრია ელექტრონულ და პროტონულ ტემპერატურებს შორის მაღალია – $\frac{T_e}{T_p} \geq 10$. ამ დროს ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარე იონების მიმართ ნაკლებია ელექტრონების სითბური მოძრაობის სიჩქარეზე. აქ საზგასმით უნდა აღვნიშნოთ, რომ, ეს თერმოდინამიკური პარამეტრი, მზის ქარის



ნახ.2. ელექტრონების კრიტიკული სიჩქარის დამოკიდებულება T_e/T_p ტემპერატურების ფარდობაზე, იონობგერული (1) და იონურ-ციკლოტრონული (2) არამდგრადობისათვის

პლაზმის დაბალენერგიულობის მიუხედავად, ჩვეულებრივ მაინც აღემატება მზის ქარის ჰიდროდინამიკურ სიჩქარეს მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე. ეს უტოლობა კიდევ უფრო ძლიერდება მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად, ფოკალურ არესთან გაიგივებულ მდგარ ზონაში, სადაც პლაზმის ჰიდროდინამიკური სიჩქარე მინიმუმ ერთი რიგით უფრო მცირეა საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარის სიჩქარეზე. ამიტომ, თუ ჩავთვლით, რომ ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარე იონების მიმართ ჰიდროდინამიკური სიჩქარის რიგისაა, მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში ანომალური წინაღობის განვითარების აუცილებელი პირობა იქნება მნიშვნელოვანი ანიზოტროპიის არსებობა პლაზმის კომპონენტების ტემპერატურებს შორის, თანაც ელექტრონული ტემპერატურა უნდა აღემატებოდეს პროტონულს, და არა პირიქით.

ამრიგად, ანომალური წინაღობის ეფექტის განვითარებისათვის პრინციპული მნიშვნელობა გააჩნია როგორც პლაზმური ტემპერატურების აბსოლუტურ სიდიდეს, ასევე ელექტრონული და პროტონული კომპონენტების ტემპერატურების ფარდობას. ქვემოთ ჩვენ კიდევ გამოვიყენებთ მზის ქარის ელექტრონული და პროტონული ტემპერატურების მახასიათებელ სიდიდეებს მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე. გარდამავალ არეში ეს სიდიდეები შეიძლება მნიშვნელოვნად შეიცვალოს, რაც, ცხადია, იმოქმედებს მზის ქარში არამდგრადობების აღძვრის პირობებზე. კერძოდ, [37]–ის თანახმად მაგნიტოსფეროს

მახლობლად შესაძლებელია იონური ტემპერატურის გაზრდა, თუმცა უფრო ალბათურია, რომ ეს ეფექტი განვითარდეს დაბრისებური სტრუქტურის მქონე პოლარულ კასპებში, იქ მოძრავი იონური კონების მაღალგანედოვანი იონოსფეროს დამაგნიტებულ გარემოსთან ურთიერთქმედების გამო. რაც შეეხება მზის ქარის პროტონულ ტემპერატურას, უკანასკნელი ექსპერიმენტალური მონაცემებით მაგნიტოსფეროს მახლობლად მაღალალბათურია, რომ ამ პარამეტრის ცვლილების დიაპაზონი იყოს $[10^4 \div 10^5] K$. მიჩნეულია, რომ პროტონული ტემპერატურა პირდაპირ კავშირშია მზის ქარის სიჩქარესთან, რომელიც მაგნიტოსფეროს მახლობლად შეიძლება მკვეთრად შემცირდეს [38]. ამიტომ, რადგანაც ელექტრონული ტემპერატურა არ აღმოჩნდა დამოკიდებული მზის ქარის სიჩქარეზე, მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში ფაქტიურად ყოველთვის ექნება ადგილი ტემპერატურულ ანიზოტროპიას ელექტრონულ და პროტონულ კომპონენტებს შორის.

იონურ-ბგერითი არამდგრადობით გამოწვეული ანომალური წინაღობის ეფექტი, ანუ, რაც იგივეა, პლაზმის ანომალური მაგნიტური სიბლანტე, შეიძლება შეფასდეს ცნობილი ფორმულით [16,31]

$$\lambda_m = 10^{-2} c^2 (\omega_{pe})^{-1} (m_e T_e / m_p T_p)^{1/2} \cdot (u/c_s), \quad (2.18)$$

სადაც $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ - ელექტრონული პლაზმური სიხშირეა, e - ელემენტარული მუხტი, m_e და m_p ელექტრონისა და პროტონის მასა, u - ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარე იონების მიმართ, c_s - იონური ბგერის სიჩქარე.

როგორც აღვნიშნეთ, იონურ-ბგერითი არამდგრადობის განვითარების ერთ-ერთი ხელშემწყობი პირობაა ასიმეტრიის არსებობა პროტონულ და ელექტრონულ ტემპერატურებს შორის, რაც დამახასიათებელია მზის ქარისათვის საპლანეტათაშორისო სივრცეში. საგდევის მიხედვით, იმ შემთხვევაში, როცა $T_e < T_p$, იონურ-ბგერითი არამდგრადობის აღძვრისათვის საკმარისია, რომ $u > (T_e / m_e)^{1/2}$, ე.ი. ელექტრონების ფარდობითი სიჩქარე პროტონების მიმართ უნდა აღემატებოდეს ელექტრონების სითბურ სიჩქარეს. აშკარაა, რომ ამ შემთხვევაში დიდი მარაგით შესრულდება პირობა: $u/c_s > (T_e m_p / T_p m_e)^{1/2}$. საწინააღმდეგო

შემთხვევაში, ანუ როცა ელექტრონული ტემპერატურა აღემატება პროტონულს, დრეიფის სიჩქარის კრიტიკული სიდიდე ელექტრონების სითბურ სიჩქარეზე ნაკლებია. ასეთ დროს კმაყოფილდება ზემოთ-მოყვანილ პირობაზე უფრო რბილი პირობა: $\frac{u}{c_s} \approx \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/4}$. მსგავსი სიტუაცია მაქსიმალურად ესადაგება მზის ქარს, როგორც მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე, ასევე გარდამავალ არეში.

ამრიგად, ვისარგებლოთ გარდამავალ არეში მზის ქარის პლაზმის პარამეტრების ტიპური მნიშვნელობებით: $n_e = 10 \text{ სმ}^{-3}$, $T_e/T_p = [1 \div 10]$. როგორც აღვნიშნეთ, ელექტრონულ და იონურ ტემპერატურებს შორის ასიმეტრიის ამ ინტერვალში

$$\frac{u}{c_s} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} \div \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/4}. \quad (2.1.8) \quad \text{ფორმულიდან მივიღებთ მაგნიტური}$$

სიბლანტის ცვლილების მახასიათებელ ინტერვალს $\lambda_m \approx [0.27 \div 0.54] \cdot 10^{14} \text{ სმ}^2 \text{ წმ}^{-1}$. საინტერესოა, რომ მაგნიტური სიბლანტის ასეთი სიდიდე პრაქტიკულად ემთხვევა მზის ქარის შესაძლო მექანიკური (კინემატიკური) სიბლანტის იმ მნიშვნელობას, რომელიც ნავარაუდევია იყო აქსფორდ-ხაინსის მაგნიტოსფეროსა და მზის ქარის კვაზიბლანტი ურთიერთქმედების ცნობილი ფენომენოლოგიური მოდელით [39].

მზის ქარის მიერ დედამიწის მაგნიტოსფეროს გარსდენის პროცესში დისიპაციური ეფექტის მნიშვნელობას პირველმა ყურადღება მიაქცია აქსფორდმა. კვაზიბლანტი ურთიერთქმედების თეორიის თანახმად, მაგნიტოსფეროში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების სტაციონარულ დონეზე წარმართვისა და შიდამაგნიტოსფერული სტრუქტურების ენერგეტიკული მომარაგებისათვის აუცილებელია, რომ გარდამავალ არეში მზის ქარს გააჩნდეს ჩვეულებრივი სიბლანტე, რომლის კინემატიკური კოეფიციენტი საკმარისია იყოს $\lambda \approx (1 \div 5) \cdot 10^{13} \text{ სმ}^2 \text{ წმ}^{-1}$. შემდგომში იგივე ავტორი ფენომენოლოგიური მსჯელობის საფუძველზე მივიდა დასკვნამდე, რომ მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში სმვ-სა და დედამიწის მაგნიტური ველის ძალწირების

სტაციონარული გადაერთებისათვის საჭიროა მზის ქარს აგრეთვე გააჩნდეს λ -ს რიგის მაგნიტური სიბლანტე.

კულონური გაფანტვის თეორიაში, ანუ, ფაქტიურად ლორენცის მიახლოებაში, პლაზმის მექანიკური სიბლანტის სიდიდე შეიძლება შეფასდეს შემდეგი ფორმულით

$$\lambda = v_p^2 \cdot r \cdot n \cdot \omega_p^{-1}, \quad (2.1.9)$$

სადაც v_p -იონების სითბური სიჩქარეა, $r = \left(\frac{m_p T_p^3}{m_e T_e^3} \right)^{1/2}$, n - ელექტრონების

რიცხვი დეზაის სფეროში. უკანასკნელი პარამეტრი საპლანეტათა-შორისო სივრცეში საკმაოდ ვარიაბელურია, ამიტომ მართლაც შესაძლებელია, რომ მზის ქარის მექანიკური სიბლანტე მაგნიტური სიბლანტის თანაზომადი იყოს.

დამაგნიტებული სხეულის გამტარი გარემოს მიერ გარსდენის დროს მაგნიტური სიბლანტე ფაქტიურად მექანიკური სიბლანტის ფუნქციას ასრულებს. ცნობილია, რომ, მკვლ მიახლოებაში განსაკუთრებულ როლს თამაშობს პრანდტლის მაგნიტური რიცხვი, პარამეტრი, რომელიც მოცემულია პირველ პარაგრაფში და წარმოადგენს მექანიკური და მაგნიტური სიბლანტეების კოეფიციენტების ფარდობას. როცა $Pr_m = 1$, დამაგნიტებული სხეულის ზედაპირზე წარმოქმნილი ბლანტი და მაგნიტური სასაზღვრო ფენები ერთმანეთს ემთხვევიან [3]. სონერუპ-პრისტის კინემატიკური მოდელის თანახმად, იმ შემთხვევაში, როცა $Pr_m \gg 1$, შესაძლებელია მაგნიტური ველის დაგროვება მაგნიტოსფეროს შუბლა წერტილის წინამდებარე არეში, რომლის სისქეც მნიშვნელოვნად აღემატება მაგნიტოსფეროს შესაძლო ბლანტი სასაზღვრო ფენის სისქეს [40,41,42]. ცხადია, რომ ამ შემთხვევაში სამართლიანია მზის ქარის მექანიკური სიბლანტის მაგნიტური სიბლანტით ეფექტური “ჩანაცვლება”, რაც აისახება გარდამავალ არეში პლაზმის დინების სტრუქტურაზე.

დინების სტაბილიზაციასთან ერთად, რასაც იწვევს მაგნიტური სიბლანტე და სმე, გარდამავალ არეში პლაზმის დინების მსხვილმასშტაბოვან ჰიდროდინამიკურ სურათში შესაძლებელია აგრეთვე ასიმეტრიის წარმოქმნაც, ამპერის ძალების ეფექტის გაძლიერების გამო. ამასთან,

არსებობს პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი სიდიდის ფენომენოლოგიურად განსაზღვრის შესაძლებლობაც, თუ ცნობილია ჰიდროდინამიკურად სტაბილური, განსაკუთრებული სტრუქტურისა და მნიშვნელოვანი ზომის მქონე არის ხაზოვანი პარამეტრები. მაგნიტური სიბლანტის სიდიდის შეფასების ასეთი ვარიანტი, დაფუძნებული მზის ქარის დინების სტრუქტურულ თავისებურებაზე მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში, შეიძლება ერთობ სასარგებლო აღმოჩნდეს, რადგანაც ზემოთ მიღებული რიცხვითი შედეგები დაკავშირებულია კინეტიკურ თეორიასთან, რომლის ჩარჩოებშიც პლაზმა არ წარმოადგენს უწყვეტ გარემოს. კვლავ უნდა დაფიქსირდეს, რომ ჰიდროდინამიკური მიახლოება გაცილებით უფრო უხეშია, ვიდრე კინეტიკური. თუმცა, რიგ შემთხვევებში, ამ ორი მიახლოების გამოყენებით მიღებული შედეგები რაოდენობრივად მნიშვნელოვნად არ განსხვავდება, რაც ქვემოთ იქნება დადასტურებული.

ზემოთმოყვანილი მსჯელობიდან გამომდინარე, სამართლიანად მიგვაჩნია, რომ მზის ქარის მაგნიტური სიბლანტის ფენომენოლოგიური შეფასებისათვის გამოვიყენოთ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის მოდელი [3]. კერძოდ, ჩვენი მიზნისათვის საინტერესოა შემდგომ თავში მოცემული მდგარი ზონის “მაგნიტური” ანალოგი, რომელიც მიღებულია განსაკუთრებულ წერტილში სმგ-ს მაგნიტური ძალწირის მრავალჯერადი გახლეჩვის შედეგად. ითვლება, რომ განსაკუთრებული წერტილი წარმოადგენს მდგარი ზონის წვეროს და კეთდება დაშვება, რომ მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე სმგ-ს ვექტორი მზის ქარის სიჩქარის პარალელურია (დენის წირი ემთხვევა მაგნიტური ველის ძალწირს). გახლეჩვის შედეგად ყალიბდება ძალწირებით შემოსაზღვრული სივრცული მაგნიტური სტრუქტურა, რომლის ზედაპირის აპროქსიმაციას, მდგარი ზონის მსგავსად, წარმოადგენს კონუსური ზედაპირი. როგორც ნაჩვენებია იყო, გახლეჩილი სმგ-სა და მდგარი ზონის ირგვლივ მოდელური ტოროიდალური ველის ურთიერთქმედების შედეგად ყალიბდება ხრახნისებური მაგნიტური სტრუქტურა ცვლადი ბიჯით [43]. ბიჯის ზომა იზრდება მდგარი ზონის წვეროდან ფუძისაკენ. ამრიგად, მაგნიტური ველი დამოკიდებულია

მდგარი ზონის კვეთის რადიუსზე, რაც ნიშნავს, რომ მდგარი ზონის საზღვარზე $rot \vec{B} \neq 0$ (\vec{B} - მაგნიტური ველის ინდუქცია).

მაქსველის განტოლებისა და ომის კანონის კომბინაციით მივიღებთ, რომ

$$rot \vec{B} = 4\pi c^{-1} \vec{j} = 4\pi\sigma c^{-1} \left\{ \vec{E} + c^{-1} [\vec{V} \vec{B}] \right\}. \quad (2.1.10)$$

მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარში სმე-ს ჩაყინულობის პირობა მოითხოვს, რომ ელექტრული ველი $\vec{E} = c^{-1} [\vec{V} \vec{B}]$, რადგანაც, საწყისი პირობის თანახმად, დენის სიმკვრივე იდეალურად გამტარ გარემოში $\vec{j} = 0$. ეს ნიშნავს, რომ სმე-ს ძალწირების კონფიგურაცია მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე ისეთია, რომ ყველგან $rot \vec{B} = 0$. მაგრამ, მდგარი (სტაგნაციის) ზონის არეში, მოდელის თანახმად, აღნიშნული პირობა ირღვევა. ამიტომ, თუ ვიცით $rot \vec{B}$ და $[\vec{V} \vec{B}]$ მახასიათებელი სიდიდეები, შესაძლებელია მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი სიდიდის შეფასება. თუ ჩავთვლით, რომ მდგარი ზონის საზღვარზე $\vec{E} = 0$, მაშინ $rot \vec{B} \approx \lambda_m^{-1} [\vec{V} \vec{B}]$. სტაგნაციის ზონის ჰორიზონტალური კვეთის რადიუსის მახასიათებელი სიდიდეა $R_0 \approx [10^8 \div 10^9]$ სმ, მაგნიტური ველის ინტენსივობის - $B_0 \approx 10^{-4}$ გაუსი; მდგარი ზონის საზღვარზე პლაზმის ჰიდროდინამიკური სიჩქარე, როცა მზის ქარის სიჩქარის მახასიათებელი მნიშვნელობა $V_0 \approx 4 \cdot 10^7$ სმწმ⁻¹, ტოლია $V \approx 2,5 \cdot 10^6$ სმწმ⁻¹. ასეთი პარამეტრებისათვის მივიღებთ, რომ $\lambda_m \approx [0,25 \div 2,5] \cdot 10^{15}$ სმ² წმ⁻¹, რაც თანხმობაშია კინეტიკური თეორიის ფარგლებში მიღებულ შედეგთან [29].

დასასრულს, აღვნიშნავთ, რომ პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის სპიტცერის მოდელი, არა მარტო ჩვენი აზრით, არამედ სხვა ავტორების შეხედულებითაც [28], საკმაოდ სანდოდ ადგენს მზის ქარის პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის იმ ზღვრულ მნიშვნელობას, რომლისთვისაც კორექტულია ჩაყინული მაგნიტური ველის მიახლოება ($\lambda_m = 0$)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V}\vec{B}]. \quad (2.1.11)$$

რიგ შემთხვევებში შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ (2.1.11) განტოლება სამართლიანია არა მარტო მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე, არამედ გარდამავალი არის დანარჩენ ნაწილშიც, მაგნიტოპაუზისა და მდგარი ზონის გარდა, სადაც აუცილებლად მხედველობაშია მისაღები მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის სასრული ხასიათი.

გარდამავალი არისა და მისი ნაწილის, მაგნიტოპაუზისათვის, რომელიც გაიგივებულია მაგნიტურ სასაზღვრო ფენასთან, ანომალური წინაღობის ეფექტი წარმოადგენს იმპულსურ მოვლენას, რომელიც დისკრეტულად ვითარდება სტაციონარულ ფონზე. აშკარაა, რომ ელექტრული გამტარებლობის (მაგნიტური სიბლანტის) იმპულსური ცვლილება არასტაციონარული ხასიათისაა და მას უნდა ჰქონდეს მახასიათებელი დრო τ_0 . არსებობს ამ პარამეტრის მიახლოებითი განსაზღვრის ორი შესაძლებლობა: 1) მაგნიტოსფეროს საზღვარზე (ან მაგნიტოსფეროს კედში) ძალწირების იმპულსური გადაერთების შედეგად განვითარებული სუბქარიშხალის (ელემენტარული მაღალგანედოვანი მაგნიტური ქარიშხალი-ყურე) მახასიათებელი დროის საშუალებით; 2) ანომალური წინაღობის არის ფართის მახასიათებელი ზომის მაგნიტურ სიბლანტესთან ფარდობიდან: $\tau_0 = l^2/\lambda_m$. ცნობილია, რომ ტიპური სუბქარიშხალი მიმდინარეობს $\tau_0 \approx (600 \div 1800)$ წმ-ის განმავლობაში [11]. რაც შეეხება მეორე ვარიანტს, თუ მოვიშველიებთ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე ფოკალური არის ხაზოვან მასშტაბს, რომელსაც იძლევა მდგარი ზონის მოდელი - $l=10^9$ სმ, და მაგნიტური სიბლანტის მაქსიმალურ მახასიათებელ სიდიდეს იგივე მოდელის ფარგლებში- $\lambda_m \approx 10^{15}$ სმ²წმ⁻¹, მივიღებთ, რომ $\tau_0 \approx 1000$ წმ. რადგანაც ორივე ვარიანტით განსაზღვრული τ_0 -ის სიდიდეები თანხმობაშია, ანომალური წინაღობის განვითარების მახასიათებელი დრო შეიძლება იყოს მისი ნებისმიერი მნიშვნელობა ზემოთ მოცემული ინტერვალიდან.

2.2. დედამიწის მერიდიონალური მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილებისას

როგორც ვიცით, მზის ქარს დედამიწის მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე იდეალური ელექტრული გამტარებლობა გააჩნია, რაც ნიშნავს, რომ საპლანეტათაშორისო სივრცეში კმაყოფილდება ე.წ. მაგნიტური ველის ჩაყინულობის განტოლება. მიჩნეულია, რომ მაგნიტოსფეროს საზღვრის სიახლოვეს მზის ქარის პლაზმის ელექტრული გამტარებლობა σ სასრული ხდება დარტყმითი ტალღის ფრონტის გაგლის შემდეგ, მასში დისიპაციური ეფექტების განვითარების გამო. ამის მიზეზი შეიძლება იყოს დარტყმითი ტალღის ფრონტზე პლაზმის თერმოდინამიკური მახასიათებლების ნახტომისებური ცვლილება, გამოწვეული დამუხტულ ნაწილაკებს შორის დაჯახების მანძილის (თავისუფალი განარბენის სიგრძე) მკვეთრი შემცირებით, რაც ხელს უწყობს პლაზმაში სუსტი ტურბულენტობის ეფექტის წარმოქმნას რომელიმე ტიპის პლაზმური არამდგრადობის, მაგალითად: იონურ-ბგერითი ან იონურ-ციკლოტრონულის, განვითარებისათვის აუცილებელი კრიტერიუმების დაკმაყოფილების გამო [16]. პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ანომალური ცვლილება ხელს უწყობს მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზიას. დღის მხარეზე მაგნიტოპაუზის ცენტრალური ნაწილი წარმოადგენს დედამიწის მაგნიტური ველისა და სმგ-ს ძალწირების გადაერთების ყველაზე უფრო სავარაუდო ადგილს [44,45].

მზის ქარისა და მაგნიტოსფეროს ურთიერთქმედების მჭიდრობაში მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთების ეფექტი წარმოადგენს უმნიშვნელოვანეს პრობლემას, რომლის შესწავლას ლაბორატორიული პლაზმისათვის და ასტროფიზიკაში განსაკუთრებული პრაქტიკული ღირებულება გააჩნია. მაგნიტოსფეროსთან მიმართებაში ანსხვავებენ ორი ტიპის გადაერთებას: სტაციონარულ და არასტაციონარულ, ანუ იმპულსურ გადაერთებას. ძირითადი განსხვავება ამ პროცესებს შორის, რომელთაც ერთნაირი ბუნება გააჩნიათ და რაოდენობრივი შედეგებით არ განსხვავდებიან მაგნიტური ველის

ძალწირების ანიჰილაციის მოვლენისაგან, დაკავშირებულია დამაგნიტებული გარემოს ელექტრული გამტარებლობის ხასიათთან. სტაციონარული გადაერთების პროცესისათვის აუცილებელია, რომ პლაზმის ელექტრული გამტარებლობა დროის საკმარისად დიდ მონაკვეთში კონკრეტულ ზღურბლურ მნიშვნელობაზე დაბალი იყოს, მაშინ, როცა იმპულსურ გადაერთებას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს პლაზმის თავდაპირველად ზემადალი, ოღონდაც სასრული სიდიდის ელექტრული გამტარებლობის შემთხვევაში, რომელიც მცირე დროში შეიძლება ანომალურად მკვეთრად შეიცვალოს [31]. მაგნიტოსფერულ პირობებში იმპულსური ხასიათის გადაერთების ალბათობა უფრო მაღალია, ვიდრე სტაციონარულის. მაგრამ, როდესაც მაგნიტური ძალხაზების გადაერთების პრობლემას ვიხილავთ, მხედველობაში უნდა იყოს მიღებული როგორც პირველი, ასევე მეორე ტიპის გადაერთების განვითარების შესაძლებლობა, აგრეთვე, მათზე არანაკლებ ალბათური, ძალწირების ანიჰილაციის ეფექტი. საკითხის ასეთი დაყენება საკამათო არ უნდა იყოს, მით უმეტეს, როცა ცნობილია, რომ აღნიშნულ ერთნაირი ბუნების მოვლენებს განსხვავებული გამშვები მექანიზმები მართავენ [14].

მაგნიტური ველის ძალწირების იმპულსურ, ანუ სპონტანურ, გადაერთებას მრავალი სპეციფიკური მახასიათებელი გააჩნია. დავიწყოთ იმით, რომ ნებისმიერი გადაერთების პროცესის ინიციაციისათვის აუცილებელია დენიანი ფენის არსებობა. ერთგვაროვან მძღ გარემოში, რომელშიც ელექტრული დენი არ გადის, ან ვაკუუმში, სადაც ელექტრული მუხტების მატარებლები არ არსებობენ, მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთება გამორიცხებულია. თუ რაიმე მიზეზით განვითარებული პლაზმური შემფოთებები შეცვლიან დენიანი ფენის სტრუქტურას, ეს გამოიწვევს ამ ფენაში მაგნიტური ველის ტოპოლოგიის ცვლილებას, რაც შეიძლება ხელშემწყობი მიზეზი გახდეს დენიანი ფენის მაგნიტური ველის ძალწირებსა და პლაზმის მიერ ტრანსპორტირებული მაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთებისათვის. გადაერთების ან ანიჰილაციის მსგავსი თვისობრივი სქემა სამართლიანია როგორც ლაბორატორიული, ასევე კოსმოსური პლაზმური გარემოსათვის, მაგალითად, მერიდიონალურ

მაგნიტოპაუზაზე, რომელიც წარმოადგენს ბრტყელი დენიანი ფენის საკმაოდ კორექტულ ბუნებრივ ანალოგს.

ამრიგად, ბრტყელი დენიანი ფენა უკუმშვად, სასრული ელექტრული გამტარებლობის მქონე პლაზმაში შეიძლება გაიგივებული იყოს მაგნიტოპაუზასთან. განვიხილოთ მარტივი მოდელი, რომელიც ფიზიკურად ცხადს ხდის ამ ანალოგიას. უკუმშვად პლაზმაში, რომელსაც σ გამტარებლობა გააჩნია, დროის საწყის მომენტში მოცემულია ერთკომპონენტიანი მაგნიტური ველი $\vec{B} = \pm l_y \vec{B}_0$, მოგეზული უსასრულო დენიანი ფენის პარალელურად. მართობული მიმართულებით, ორივე მხარეს ($X \gg 0$), მაგნიტური ველის ინტენსივობის ცვლილება დროსა და სივრცეში შეიძლება აღიწეროს გამარტივებული ერთგანზომილებიანი დიფუზიის განტოლებით [46]

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial X^2}, \quad (2.2.1)$$

რომლის ამოხსნას აქვს სახე

$$B_y(X, t) = \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}} B_0 \operatorname{erf}\left(\frac{\pi\sigma X}{c^2 t}\right), \quad (2.2.2)$$

სადაც $\operatorname{erf}(x)$ -ე.წ. ცთომილების ინტეგრალია [47].

სასაზღვრო ფენის სისქე, (2.2.2)-ის თანახმად, $x=0$ სიბრტყის ორივე მხარეს იზრდება დროის ზრდასთან ერთად

$$X_D = \sqrt{\frac{c^2 t}{\pi\sigma}}, \quad (2.2.3)$$

ხოლო მაგნიტური ველის დიფუზიის სიჩქარე კი მცირდება

$$V_D = \frac{dX_D}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{c^2}{\pi\sigma t} \right)^{1/2}. \quad (2.2.4)$$

აღსანიშნავია, რომ მაგნიტური ველის დიფუზიის ასეთი სქემა გამორიცხავს დენიანი ფენისადმი ნორმალურად მიმართული მაგნიტური ველის B_x კომპონენტის წარმოქმნას, რის გამოც პრინციპულად შეუძლებელია ძალწირების გადაერთება. ფაქტიურად, ეს არის გარეშე მაგნიტური ველისა და დენიანი ფენის მიერ გენერირებული ველის ურთიერთ ანიჰილაციის ამოცანა. ანიჰილაციის შედეგად

გამოთავისუფლებული მაგნიტური ველის ენერგია მთლიანად გადადის სითბურში, რამაც უნდა გამოიწვიოს პლაზმის მოძრაობის ინტენსიფიკაცია. გარდა ამისა, როგორც (2.2.2)-დან სჩანს, ფორმალურად დენიანი ფენის მახლობლობაში მაგნიტური ველის სტრუქტურის ცვლილება მთელ სივრცეს მოიცავს, თუმცა ეს პროცესი რეალურად ეფექტური მხოლოდ დენიანი ფენის მიმდებარე სასაზღვრო ფენაში უნდა იყოს.

მსგავსი წარმოდგენა, ოღონდაც უკვე დენიან ფენაზე პლაზმის მოდინების ეფექტის გათვალისწინებით, რომელიც შესაბამისობაშია მაგნიტოსფეროს მზის ქართ გარსდენის სურათთან, გამოყენებული იყო რამდენიმე ნაშრომში, რომლებიც ეძღვნებოდა მაგნიტოპაუზის მათემატიკურ მოდელირებას. მაგრამ, ამ ნაშრომებში განიხილებოდა მხოლოდ მაგნიტოსფეროს საზღვრის დღის მხარე, რომელსაც გააჩნია კრიტიკული წერტილი და მისი შემცველი ფოკალური არე. ცხადია, რომ მაგნიტოსფეროს გარსდენის პროცესის სათანადოდ კორექტულად მოდელირებისათვის აუცილებელი იყო კრიტიკული წერტილის მქონე ბლაგი სხეულის გარსდენისათვის დამახასიათებელი სპეციფიკური მომენტების გათვალისწინება. მაგნიტოსფეროს გარსდენის ამოცანის შესაბამისი მძღ განტოლებათა სისტემის თვითშეთანხმებული ამოცანის ამოხსნა შეუძლებელია. ამიტომ, ყველა ნაშრომში მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირების დროს გამოიყენებოდა საყოველთაოდ მიღებული მეთოდი, როცა სიჩქარეთა ველი განისაზღვრება წმინდა გაზოდინამიკურ მიახლოებაში, ან მოცემულია რომელიმე კინემატიკური მოდელით. ასეთ შემთხვევაში შესაძლებელი ხდება სასაზღვრო ფენაში მაგნიტური ველის განაწილების ტოპოლოგიური სურათის მიღება ჟიგულიოვის I და II გვარის ბრტყელი მაგნიტური ფენების განტოლებათა სისტემის ამოხსნის საშუალებით [3,13].

მაგნიტოსფეროს მთავარი მერიდიონალური და ეკვატორული კვეთები ზუსტად შეესაბამება ჟიგულიოვის განტოლებებს. მერიდიონალური კვეთის შემთხვევაში, რომელიც ესადაგება ჟიგულიოვის პირველი გვარის სასაზღვრო ფენას, გვაქვს მაგნიტური ველის ორი კომპონენტი, ხოლო ეკვატორულ კვეთაში- მაგნიტური ველის ერთი კომპონენტი, რომელიც პლაზმის დინების სიბრტყის პერპენდიკულარ-

რულია. u და v პლაზმის სიჩქარის განივი და გასწვრივი კომპონენტებია. ჩვენი ამოცანიდან გამომდინარე, ზოგადად მოვიყვანოთ მერიდიონალური მაგნიტოპაუზის შესაბამისი განტოლებათა სისტემის მაგნიტური ნაწილი

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} + u \frac{\partial H_x}{\partial x} + v \frac{\partial H_x}{\partial y} - (H_x \frac{\partial u}{\partial x} + H_y \frac{\partial u}{\partial y}) = \lambda_m \frac{\partial^2 H_x}{\partial^2 x}, \quad (2.2.5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} + u \frac{\partial H_y}{\partial x} + v \frac{\partial H_y}{\partial y} - (H_x \frac{\partial v}{\partial x} + H_y \frac{\partial v}{\partial y}) = \lambda_m \frac{\partial^2 H_y}{\partial^2 x}, \quad (2.2.6)$$

აქ გამოყენებულია სწორკუთხა კოორდინატთა სისტემა, რომლის x ღერძი მიმართულია მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილიდან მზისკენ, ხოლო y მოგეზულია დედამიწის მაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირის გასწვრივ.

იმ შემთხვევაში, თუ დედამიწის მაგნიტურ ველს განვიხილავთ ერთკომპონენტიან მიახლოებაში, რაც დასაშვებია მაგნიტოსფეროს დღის მხარის ცენტრალურ ნაწილში და პოლარულ კასპებში, ამ ადგილებში გეომაგნიტური ველის ძალწირების მცირე სიმრუდის გამო, გვექნება მხოლოდ ერთი, (2.2.6) განტოლება. როგორც აღვნიშნეთ, სასაზღვრო ფენის მიახლოებაში მაგნიტოპაუზის მოდელირებისათვის, ე.ი. მისი სისქისა და მასში მაგნიტური და ელექტრული ველების განაწილების ანალიზური გამოსახულებების მისაღებად, აუცილებელია სიჩქარეთა ვეილს მოცემა, რომელიმე კონკრეტული კინემატიკური მოდელით ან გამარტივებული მოძრაობის განტოლების ამონახსნებით. ქვემოთ მოცემული იქნება (2.2.6) განტოლების არასტაციონარული ამონახსნები ისეთ პირობებში, როცა სიჩქარეთა ველი სტაციონარულია, ხოლო დროზე დამოკიდებულება შემოდის მაგნიტური სიბლანტის ცვლილების იმპულსური ხასიათის გამო. ასეთი ეფექტი შეესაბამება გარდამავალ არეში მზის ქარის პლაზმის პარამეტრების ცვლილების ექსპერიმენტალურ მონაცემებს [28,42]. კერძოდ, დასაშვებია პლაზმის ელექტრული გამტარებლობა ანუ მაგნიტური სიბლანტე მივიჩნიოთ სკალარულ სიდიდედ, საპლანეტათაშორისო სივრცეში პლაზმის არაერთგვაროვნების დიდი ხაზოვანი მასშტაბებისა და მზის ქარის თერმოდინამიკური პარამეტრების იზოტროპულობის გამო. ამის

გათვალისწინებით ქვემოთ გამოყენებული იქნება მაგნიტური სიბლანტის დროში იმპულსური ცვლილების აღმწერი სამი მოდელი

$$1) \lambda_m = \lambda_{0m} [1 + \beta \sin(\pi t / \tau_0)]; \quad 2) \lambda_m = \lambda_{0m} e^{-\frac{t}{\tau_0}}, \quad 3) \lambda_m = \lambda_{0m} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}), \quad (2.2.7)$$

სადაც λ_{0m} - მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი მნიშვნელობაა, τ_0 - მაგნიტური სიბლანტის იმპულსური ცვლილების მახასიათებელი დრო, β - იმპულსური გაძლიერების კოეფიციენტი. ადვილი შესამჩნევია, რომ ბოლო ორი მოდელი ერთნაირი ფიზიკური ბუნებისაა და გვიჩვენებს პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ცვლილებას სასრულიდან იდეალურისაკენ და პირიქით.

მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად უკუმშვადი პლაზმის სიჩქარეთა ველის მოდელირებისათვის მოსახერხებელია პარკერის ცნობილი კინემატიკური მოდელის გამოყენება [49]

$$u = -\alpha x, \quad v = \alpha y, \quad (2.2.8)$$

სადაც $\alpha = V_0 / \ell_0$, V_0 - პლაზმის მახასიათებელი სიჩქარეა გარდამავალ არეში, ℓ_0 - მაგნიტოსფეროს საზღვრის არაერთგვაროვნების ხაზოვანი მასშტაბი.

მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განტოლების ანალიზური ამოხსნისათვის პრინციპული მნიშვნელობა აქვს სიჩქარეთა (2.2.8) მოდელის ერთ თვისებას. ცნობილია, რომ სტაციონარულ შემთხვევაში, ასეთ სიჩქარეთა ველში, ნებისმიერი მეთოდით განსაზღვრული როგორც დინამიური, ასევე მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქე, მუდმივია. ამიტომ, არასტაციონარულ შემთხვევაში მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქე და მასში მაგნიტური ველის განაწილება დამოკიდებული იქნება მხოლოდ დროზე და λ_{0m}, α და τ_0 პარამეტრებზე. ამ სპეციფიკიდან გამომდინარე, რომელიც მაგნიტოსფეროს გარსდენის ამოცანასთან მიმართებაში ფიზიკურად სრულიად კორექტულია, მიუხედავად იმისა, რომ განიხილება არასტაციონარული ამოცანა, ქვემოთ გამოყენებული იქნება შვეცის მეთოდი, და არა მისი დობრივმანისეული მოდიფიკაცია.

1) მოდელისათვის (2.2.6) განტოლება მიიღებს სახეს

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} - \alpha x \frac{\partial H_y}{\partial x} - \alpha H_y = \lambda_{0m} [1 + \beta \sin(\pi t / \tau_0)] \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}. \quad (2.2.9)$$

მიუხედავად იმისა, რომ ამოცანა არასტაციონარულია, სასაზღვრო ფენის სისქის მხოლოდ დროზე დამოკიდებულების გამო საკმარისია გამოვიყენოთ შეეცის, და არა დობრიშმანის, სქემა, რომ მივიღოთ მაგნიტოპაუზის პარამეტრების ანალიზური გამოსახულებები. ამრიგად, (2.2.9)-განტოლების ამოსახსნელად მივეყვით მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდს. ამოხსნის სქემა ანალოგიური იქნება მაგნიტური სიბლანტის დანარჩენი ორი მოდელისათვისაც.

ჩავთვალოთ, რომ დედამიწის დიპოლური მაგნიტური ველი მაგნიტოსფეროს საზღვარზე მუდმივია და თანდათანობით სუსტდება მაგნიტური სასაზღვრო ფენის განივად, ე.ი. შემოგვაქვს მაგნიტოპაუზის სისქე δ . აქედან გამომდინარე, (2.2.9) განტოლებისათვის გვექნება შემდეგი სასაზღვრო პირობები

$$H_y = H_0, \text{ როცა } x = 0; \quad H_y = 0, \text{ როცა } x = \delta. \quad (2.2.10)$$

შეეცის მეთოდის თანახმად (2.2.9) განტოლების ამონახსნს ვეძებთ ჯამის სახით: $H_y = H_{1y} + H_{2y}$, სადაც H_{1y} წარმოადგენს ერთგვაროვანი განტოლების ამონახსნს

$$\frac{\partial^2 H_{1y}}{\partial x^2} = 0 \quad (2.2.11)$$

(2.2.10) სასაზღვრო პირობებში. აქედან მივიღებთ, რომ $H_{1y} = H_0(1 - x/\delta)$.

მაგნიტური ველის მეორე მიახლოება განისაზღვრება (2.2.9) განტოლებიდან, რომლის მარცხენა მხარეში გამოიყენება H_{1y} გამოსახულება. x -ით ორჯერადი ინტეგრირების შედეგად ვღებულობთ H_{2y} , რომელიც აკმაყოფილებს ერთგვაროვან სასაზღვრო პირობებს

$$H_{2y} = 0, \text{ როცა } x = 0; \quad H_{2y} = 0, \text{ როცა } x = \delta. \quad (2.2.12)$$

როგორც აღნიშნეთ, პარკერის მოდელში ჰიდროდინამიკური სინქარეთა ველის კომპონენტების საზოგადო კოორდინატებზე წრფივი დამოკიდებულების გამო, მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქე დამოკიდებული იქნება მხოლოდ დროზე. რაც შეეხება სასაზღვრო ფენაში მაგნიტური ველის განაწილებას, მას აქვს შემდეგი სახე:

$$\frac{H_y}{H_0} = \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) + \lambda_{0m}^{-1} [1 + \beta \sin(\pi t / \tau_0)]^{-1} \times \left[\left(\frac{\delta' x^3}{\delta^2 6} - \frac{\delta' x}{6} \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{3\delta} - \frac{x^2}{2} + \frac{\delta x}{6} \right) \right] \quad (2.2.13)$$

სადაც შტრიხი აღნიშნავს t -ს მიხედვით წარმოებულს. შედარებისთვის დიფუზიურ მოდელში $\delta_d = (4\lambda_{0m}t)^{1/2}$, ხოლო მაგნიტური ველის განაწილება მაგნიტოპაუზისათვის წარმოდგენილია (2.2.2)-ის მსგავსი ფორმულით

$$\frac{H_y}{H_0} \approx \operatorname{Erfc}\left(\frac{x}{\delta_d}\right), \quad (2.2.14)$$

სადაც Erfc - ცდომილების ფუნქციის დაზუსტებაა.

მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქის ანალიზური გამოსახულება მიიღება დამატებითი პირობის გამოყენებით $\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_{x=\delta} = 0$,

რომლის ფიზიკური არსი აფიქსირებს, რომ მაგნიტოპაუზის ზედა საზღვარზე მაკრანირებელი მსხვილმასშტაბოვანი დენი არ არსებობს.

მოდელი 1)-ის შემთხვევაში პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის იმპულსური ცვლილება ხდება გარკვეული მახასიათებელი მნიშვნელობის მიმართ, რაც ნიშნავს, რომ არსებობს მაგნიტური სასაზღვრო ფენის რაღაცა საწყისი სტაციონარული სისქე δ_0 , რომელიც შეესაბამება $t = 0$ საწყის მომენტს. აქედან გამომდინარე

$$\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_{x=\delta} = 0 = \frac{1}{\delta} + \lambda_{0m}^{-1} (1 + \beta \sin(\pi/\tau_0))^{-1}.$$

ეს განტოლება ზოგადად მიეკუთვნება პირველი რიგის ცვლად კოეფიციენტებიან არაერთგვაროვან განტოლებათა კლასს

$$y' + p(x)y = Q(x),$$

რომლის ზოგადი ამონახსნია

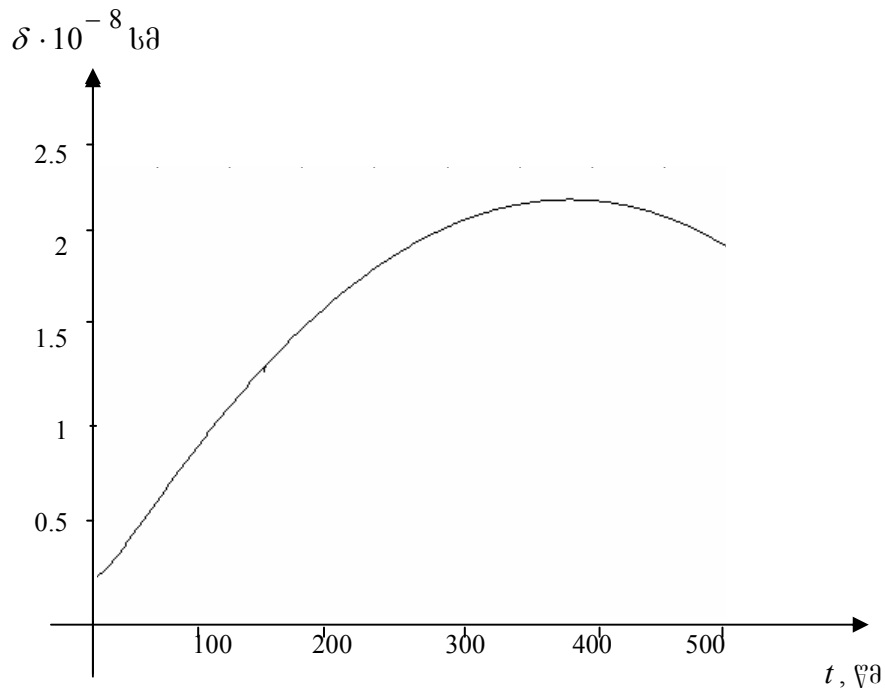
$$y = \left[\int dx Q \exp\left(\int P dx\right) + C \right] \exp\left(-\int P dx\right),$$

სადაც C - განუზომელი მუდმივა ისაზღვრება საწყისი პირობიდან [50].

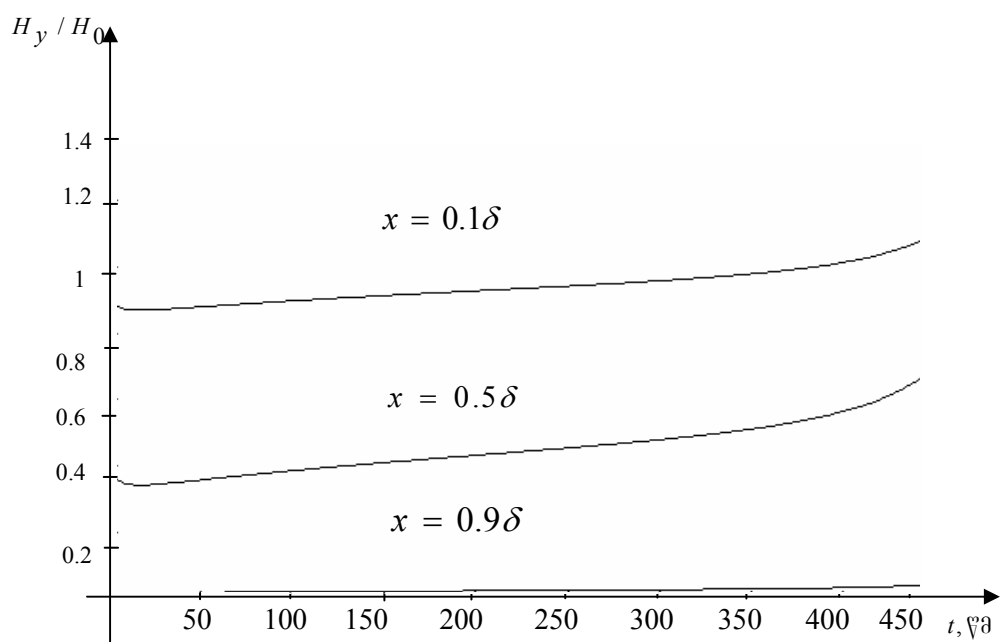
ამრიგად, გვექნება

$$\delta = \left(\frac{6\lambda_{0m}}{\alpha}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{\alpha^2 \beta}{\alpha^2 + \pi^2/\tau_0^2} \left(\sin\left(\pi \frac{t}{\tau_0}\right) - \frac{\pi}{\alpha \tau_0} \cos\left(\pi \frac{t}{\tau_0}\right) + \frac{\pi}{\alpha \tau_0} e^{(-\alpha t)} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.2.15)$$

სადაც $\delta_0 = (6\lambda_{0m}/\alpha)^{1/2}$ - მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქის საწყისი მნიშვნელობაა ($t = 0$).



ნახ.3.
მოდელი 1)
მპდ სასაზღვრო ფენის ყოფაქცევა დროში



ნახ.4.
მაგნიტური ველის განაწილება

სასაზღვრო ფენის სისქის ანალიზური განსაზღვრის შემდეგ შეგვიძლია ცხადი სახით მივიღოთ არა მხოლოდ მაგნიტური ველის, არამედ აგრეთვე სასაზღვრო ფენაში გენერირებული მსხვილ-მასშტაბოვანი ელექტრული ველის განაწილებაც. ამისათვის შეგვიძლია გამოვიყენოთ მაქსველის განტოლება

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_y}{\partial t}. \quad (2.2.16)$$

რადგანაც ვიხილავთ ერთკომპონენტიან მაგნიტურ ველს, გვექნება ელექტრული ველის ერთი კომპონენტი, მოგეზული მაგნიტოსფეროს ეკვატორულ სიბრტყეში, DCF-ზედაპირული მაგნეტოსფერული დენის მიმართულებით

$$E_z = -\frac{1}{c} \int_0^x \frac{\partial H_y}{\partial t} dx \quad (2.2.17)$$

აღვნიშნავთ, რომ დიფუზიურ მიახლოებაში, (2.2.1) განტოლების თანახმად, შესაძლებელია (2.2.16) განტოლების მარჯვენა ნაწილში გამოვიყენოთ მაგნიტური ველის არა დროითი, არამედ კოორდინატის მიმართ მეორე წარმოებული.

ამრიგად, (2.2.17)-დან (2.2.13)-ის გამოყენებით გვექნება

$$\frac{cE}{H_0} = -\frac{\delta'}{\delta^2} \frac{x^2}{2} + \lambda_{0m}^{-1} [1 + \beta \sin(\pi t / \tau_0)]^{-1} \left[\left(\frac{\delta'' x^2}{12} - \frac{\delta'' \delta - 2(\delta')^2}{24\delta^3} x^4 \right) + \alpha \left(\frac{\delta'}{12\delta^2} x^4 - \frac{\delta'}{12} x^2 \right) \right] +$$

$$+ \pi \beta (\lambda_{0m} \tau_0)^{-1} \cos(\pi t / \tau_0) (1 + \beta \sin(\pi t / \tau_0))^{-2} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\delta' x^2}{12} - \frac{\delta' x^4}{24\delta^2} \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{6} - \frac{x^4}{12\delta} - \frac{\delta}{12} x^2 \right) \right]. \quad (2.2.18)$$

რაოდენობრივი შეფასებებისთვის აუცილებელია მზის ქარის პარამეტრების ტიპური მნიშვნელობების გამოყენება, მაგრამ გასათვალისწინებელია, რომ წყნარი და ნაკლებად შეშფოთებული მაგნიტოსფერული პირობები მკვეთრად განსხვავდება საკმარისად შეშფოთებული პირობებისაგან. როდესაც შეიქმნა დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის თეორიის საფუძვლები, ითვლებოდა, რომ მზის ქარის მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი მნიშვნელობა ტოლი იყო $\lambda_{0m} = 10^{12}$ სმ².წმ⁻¹. გარდა ამისა, გასათვალისწინებელია მზის ქარის სიჩქარისა და არაერთგვაროვნების სიგრძითი მასშტაბი, რომელიც მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე შეიძლება მერყეობდეს დარტყმითი ტალღის ფრონტიდან მაგნიტოსფეროს კრიტიკულ წერტილამდე მანძილსა და მაგნიტოსფეროს საზღვრის გრძივ მასშტაბს შორის $l = /2 \cdot 10^9 \div 10^{10}$ / სმ. თუ აქედან l -ის მინიმალურ ზომას ვიხმართ, საჭირო გახდება, რომ მზის ქარის მახასიათებელი სიჩქარე შეიცვალოს მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში პლაზმის მახასიათებელი სიჩქარით. ახალი ექსპერიმენტალური მონაცემების თანახმად პლაზმის სიჩქარე ამ არეში დაახლოებით ორჯერ ნაკლებია მზის ქარის სიჩქარეზე მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე [42]. ამიტომ, თუ წყნარი და ნაკლებად შეშფოთებული მაგნიტოსფერული პირობებისათვის მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე $V_0 = 4 \cdot 10^7$ სმ.წმ⁻¹, გარდამავალი არის სისქის ხაზოვან მასშტაბად გამოყენებისას, ანუ, როცა $l_0 = 2 \cdot 10^9$ სმ, კორექტულია ვიხმართ სიდიდე $V_0 = 2 \cdot 10^7$ სმ.წმ⁻¹. ასეთ შემთხვევაში პარამეტრი $\alpha = l_0 / V_0 = 0.01$. მაგნიტური სიბლანტის პერიოდულად ცვლად მოდელში გამოყენებული იყო სწორედ ზემოთ

აღნიშნული მნიშვნელობები, ხოლო 2) და 3) მოდელებისათვის ისეთი სიდიდეები, რომლებიც შეესაბამებიან არაერთგვაროვნების წრფივი მასშტაბის მაქსიმალურ ზომას და მაგნიტური სიბლანტის მახასიათებელი სიდიდის ზღვრულ მნიშვნელობას: $\lambda_{0m} = 10^{14}$ სმ².წმ⁻¹.

3 და 4-სურათებზე ნაჩვენებია δ და B_y პარამეტრების დროში ყოფაქცევის ხასიათი (2.2.13) და (2.2.15) ფორმულების მიხედვით შემდეგი სიდიდეებისათვის: $\lambda_{0m} = 10^{12}$ სმ².წმ⁻¹, $\beta = 10^2$, $\tau_0 = 500$ წმ და $\alpha = 0.01$, რასაც, როგორც აღვნიშნეთ, შეესაბამება $\ell_0 = 2 \cdot 10^9$ სმ და $V_0 = 2 \cdot 10^7$ სმ.წმ⁻¹. აღმოჩნდა, რომ პერიოდულად ცვლადი მაგნიტური სიბლანტისათვის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქე არ იცვლება დროში სინქრონულად მაგნიტურ სიბლანტესთან ერთად. ერთი შეხედვით, ასეთი შედეგი მოულოდნელია, თუმცა აშკარაა, რომ ის გამომდინარეობს გარეშე მაგნიტური ველის პლაზმის მხრიდან ეკრანირების ეფექტის დიფუზიური ბუნებიდან, რომლისთვისაც საკმარისია, რომ პლაზმას ჰქონდეს სასრული ელექტრული გამტარებლობა, თუნდაც ის ანომალურად მაღალი იყოს. ამავე დროს, მიუხედავად სასაზღვრო ფენის სისქის ინერციულობისა, მაგნიტური ველის განაწილება მაგნიტურ სასაზღვრო ფენაში დროის მიმართ არსებითად არ იცვლება, რადგანაც ინარჩუნებს პრაქტიკულად ავტომოდელურ ხასიათს დროის საწყისი მომენტიდან $t \approx 450$ -წამამდე. მაგრამ, მახასიათებელ დროსთან $\tau_0 = 500$ წმ მიახლოებისას H_y მკვეთრად იზრდება, რაც, როგორც სჩანს, განპირობებულია შვეცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდის გამოყენების არის შეზღუდულობით. გავისხენოთ, რომ ზოგ შემთხვევაში იტერაციული მწკრივი შვეცის მიხედვით განშლადია, რამაც შეიძლება თავი იჩინოს უკვე მწკრივის პირველ წევრებში [23,26]. თუმცა, ლოგიკურად, უნდა გაგაანალიზოთ ის ვარიანტიც, როცა მაგნიტური სასაზღვრო ფენის არასტაბილურობას შეიძლება ჰქონდეს ფიზიკური საფუძველი, სულაც კრიტიკული წერტილის მახლობლად პლაზმის სიჩქარეთა ველის განსაკუთრებული ხასიათის გამო. ვგულისხმობთ, რომ ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში იდეალური სითხის ლამინარული დინება აბსოლუ-

ტურად არამდგრადია მცირე შეშფოთებების მიმართ. ჩვეულებრივი სითხის შემთხვევაში დინებას მდგრადობას ანიჭებს კინემატიკური (მექანიკური) სიბლანტე, ხოლო მჭიდ შემთხვევაში კინემატიკური სიბლანტის მსგავსი ეფექტი გააჩნია მაგნიტურ სიბლანტეს. ცხადია, რომ დინების მდგრადობის საზღვარი დამოკიდებულია სიბლანტის კოეფიციენტების სიდიდეზე. აქედან გამომდინარე, სრულიად შესაძლებელია, რომ, თუ სიბლანტის ეფექტი საკმარისი არ არის, მოხდეს დინების ტურბულიზაცია სასაზღვრო ფენის შიგნით. მაგნიტური სასაზღვრო ფენის შემთხვევაში ტურბულიზაცია ეხება არა სიჩქარის განაწილებას სასაზღვრო ფენში, არამედ მაგნიტურ ველს და გამოიხატება მისი ტოპოლოგიური სურათის არამდგრადობაში. თუ კი მაგნიტური სიბლანტის კოეფიციენტის სიდიდე საკმარისი იქნება დინების სტაბილიზაციისათვის, არამდგრადობის ჩახშობა მოხდება მისი განვითარების საწყის სტადიაში. სხვა შემთხვევაში არამდგრადობის განვითარება დაიწყება იქ, სადაც სიბლანტის გავლენა დინებაზე საკმარისი აღარ იქნება. თუ ასეთ ანალიზს მოვიშველიებთ, პერიოდულად ცვლადი სიბლანტის გავლენა დინების მდგრადობაზე შეიძლება განსხვავებული იყოს, ვიდრე დროში მონოტონურად ცვლადი მაგნიტური სიბლანტისა. ამის მიზეზი შეიძლება იყოს ელექტრო-მაგნიტური ინდუქციის კლასიკური ეფექტი. მართლაც, მაგნიტოპაუზაზე პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილებისას დროის განსაზღვრულ მომენტში უნდა ჩაერთოს DCF-დენის ინდუქციური გაძლიერების მექანიზმი, რის შედეგადაც მოხდება მაგნიტური სასაზღვრო ფენის პარამეტრების თვითრეგულაცია. ცხადია, რომ პერიოდულად ცვლადი მაგნიტური სიბლანტის შემთხვევაში ზედაპირულ მაეკრანირებელ დენს გაუჩნდება ასევე ცვლადი შესწორება, რაც გამოიწვევს ინდუქციური ეფექტის პერიოდულობას იმ ფაზური ჩამორჩენით, რომელიც დამახასიათებელი უნდა იყოს მაგნიტოსფეროს მაგნიტური სასაზღვრო ფენისათვის. ამ ეფექტს გააჩნია სრული ანალოგია სითბოგამტარობის თეორიაში. კერძოდ, ცნობილია, რომ როცა სითბოგამტარობის (ან ტემპერატურა-ამტარებლობის) კოეფიციენტი ცვლადია, სითბურ სასაზღვრო ფენს დიფუზიურ მიახლოებაში ახასიათებს ინერციულობა. ეს ეფექტი

კარგად არის შესწავლილი თეორიულად და ფართოდ გამოიყენება ტექნიკაში [51,52]. რაც შეეხება მკვლევარ ფენს, ინერციის ეფექტი მასში ჯერ კიდევ გამოსაკვლევიან, რაც საკმაოდ რთული ამოცანაა, თუ გავითვალისწინებთ მკვლევარში შესაძლო ფიზიკური ეფექტების მრავალფეროვნებას. ამას უკავშირდება აგრეთვე რეალობასთან მაქსიმალურად ადექვატური მაგნიტური სიბლანტის კოეფიციენტის მათემატიკური მოდელირების პრობლემაც.

იგივე გზით, (2.2.13) განაწილების მსგავსად, შევცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით, მივიღებთ მაგნიტური სიბლანტის 2) და 3) მოდელის შესაბამის მაგნიტური ველის შემდეგ განაწილებებს

$$2) H_y = H_0 \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) + H_0 \lambda_{0m}^{-1} e^{\frac{t}{\tau_0}} \left[\left(\frac{\delta'}{\delta^2} \frac{x^3}{6} - \frac{\delta'}{6} x \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{3\delta} - \frac{x^2}{2} + \frac{\delta}{2} x \right) \right] \quad (2.2.19)$$

$$3) H_y = H_0 \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) + H_0 \lambda_{0m}^{-1} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}\right)^{-1} \left[\left(\frac{\delta'}{\delta^2} \frac{x^3}{6} - \frac{\delta'}{6} x \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{3\delta} - \frac{x^2}{2} + \frac{\delta}{6} x \right) \right]. \quad (2.2.20)$$

მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქე განისაზღვრება უკვე ცნობილი

$$\text{პირობიდან } \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{x=\delta} = 0$$

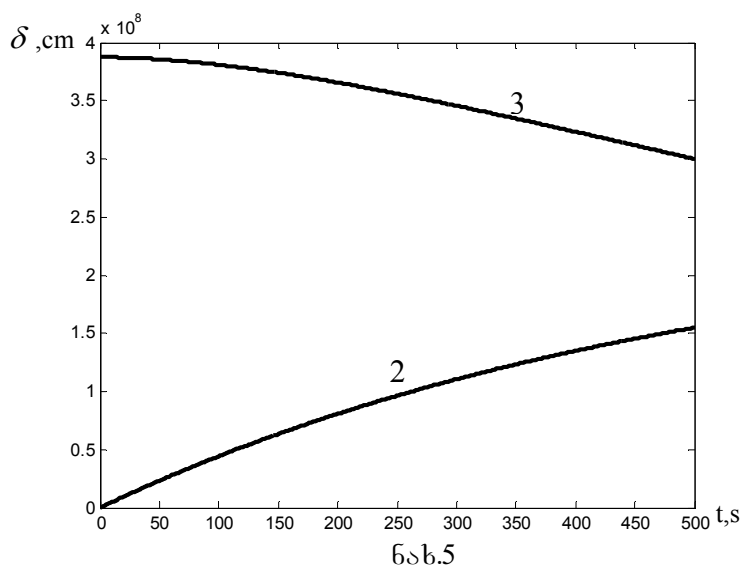
$$2) \delta^2 = 6\lambda_{0m}\alpha^{-1} \left[e^{-\alpha t} + \left(1 - \frac{1}{\alpha\tau_0}\right)^{-1} \left(e^{\frac{t}{\tau_0}} - e^{-\alpha t} \right) \right], \quad (2.2.21)$$

$$3) \delta^2 = 6\lambda_{0m}\alpha^{-1} \left[\left(1 - e^{-\alpha t}\right) + \left(1 - \frac{1}{\alpha\tau_0}\right)^{-1} \left(e^{\frac{t}{\tau_0}} - e^{-\alpha t} \right) \right]. \quad (2.2.22)$$

2) მოდელისათვის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის საწყისი სისქე, როცა $t = 0$, $\delta_0 = (6\lambda_{0m}\alpha^{-1})^{1/2}$. ე.ი. ამ შემთხვევაში, 1) მოდელის მსგავსად, მაგნიტურ სასაზღვრო ფენას აპრიორი გააჩნია რაღაც სისქე.

3) მოდელის შემთხვევაში $\delta_0 = 0$, როცა $t = 0$. როგორც ვხედავთ, როცა $t \rightarrow \infty$, 2) მოდელი იძლევა $\delta \rightarrow 0$, ხოლო 3) მოდელი- $\delta \rightarrow \delta_0$, რომელიც ემთხვევა 2) მოდელის საწყისი სისქეს $\delta_0 = (6\lambda_{0m}\alpha^{-1})^{1/2}$.

2) და 3) ვარიანტების რიცხვითი ანალიზისათვის, განსხვავებით 1) მოდელისაგან, გამოვიყენოთ საჭირო პარამეტრების სხვა მნიშვნელობები. ამ შემთხვევებში ფიზიკურად გამართლებულია მაგნიტოსფეროს დღის მხარის მთელი საზღვრის მახასიათებელი სიდიდეების გამოყენება. ამრიგად, ფორმალურად 1) მოდელი მისადაგებულია მაგნიტოსფეროს შუბლა არეზე, სადაც მაქსიმალურად იჩენს თავს მაგნიტოსფეროს დედამიწის მაგნიტური ველის განაპირა ძალწირების პერიოდული დეფორმაციები [53], რომელთაც შეიძლება გავლენა ჰქონდეთ მაგნიტურ სიბლანტეზე. ნახ.5-ზე მოცემულია მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქის დროში ყოფაქცევის ხასიათი მზის ქარის პარამეტრების ზედა მნიშვნელობების ნაკრებისათვის, ანუ როცა $\tau_0 = 500$ წმ, $V_0 = 4 \cdot 10^7$ სმ/წმ, $\ell_0 = 10^{10}$ სმ, $\lambda_{0m} = 10^{14}$ სმ²/წმ. როგორც აღვნიშნეთ, ასეთი სიდიდეები დამახასიათებელია წყნარი და ნაკლებად შემფოთებული მზის ქარისათვის [3].



სასაზღვრო ფენის ყოფაქცევა დროში მაგნიტური ველის დაძაბულობის განსაზღვრის შემდეგ მაგნიტო-პაუზაზე გენერირებული მსხვილმასშტაბოვანი ელექტრული ველის განაწილება, მსგავსად (2.2.18)-სა, მიიღება (2.2.17)-დან. მაგრამ, არსებობს აგრეთვე სხვა გზაც, თუ ომის კანონში დენის სიმკვრივე განისაზღვრება მაქსიმალური იმ განტოლების დახმარებით, რომელიც ამყარებს კავშირს დენის სიმკვრივესა და მაგნიტური ველის გრიგალს შორის

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \cdot \vec{H}] \right\} \quad (2.2.23)$$

შესაბამისად მივიღებთ:

2)

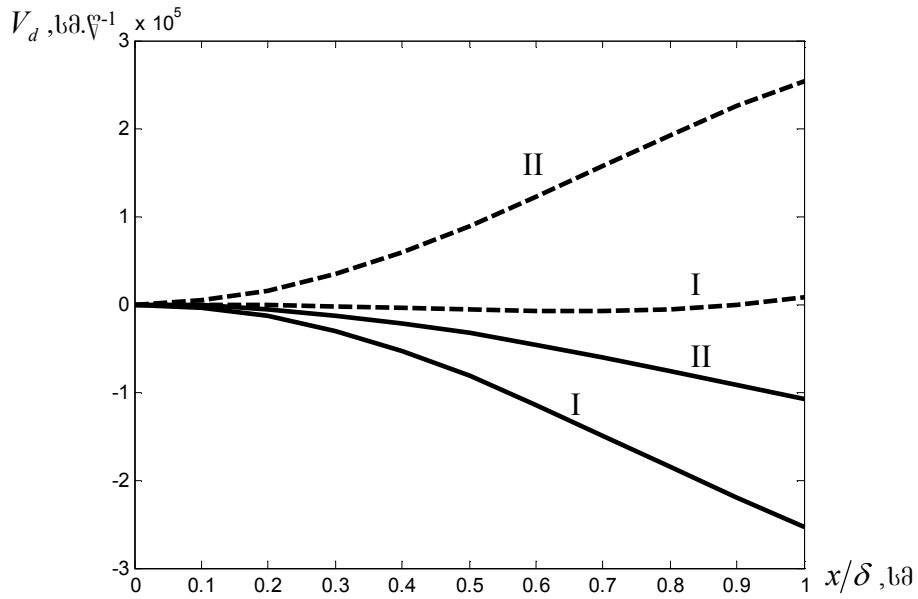
$$\begin{aligned} \frac{cE_z}{H_0} = & -\frac{\delta'}{\delta^2} \frac{x^2}{2} + \lambda_{0m}^{-1} \exp(t/\tau_0) \left[\left(\frac{\delta''x^2}{12} - \frac{\delta''\delta - 2(\delta')^2}{24\delta^3} x^4 \right) + \alpha \left(\frac{\delta'}{12\delta^2} x^4 - \frac{\delta'}{12} x^2 \right) \right] + \\ & + (\lambda_{0m}\tau_0)^{-1} \exp(t/\tau_0) \left[\left(\frac{\delta'x^2}{12} - \frac{\delta'x^4}{24\delta^2} \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{6} - \frac{x^4}{12\delta} - \frac{\delta}{12} x^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.2.24)$$

3)

$$\begin{aligned} \frac{cE_z}{H_0} = & -\frac{\delta'}{\delta^2} \frac{x^2}{2} + \lambda_{0m}^{-1} [1 - \exp(-t/\tau_0)]^{-1} \left[\left(\frac{\delta''x^2}{12} - \frac{\delta''\delta - 2(\delta')^2}{24\delta^3} x^4 \right) + \alpha \left(\frac{\delta'}{12\delta^2} x^4 - \frac{\delta'}{12} x^2 \right) \right] + \\ & + (\lambda_{0m}\tau_0)^{-1} \exp(-t/\tau_0) (1 - \exp(-t/\tau_0))^{-2} \times \\ & \times \left[\left(\frac{\delta'x^2}{12} - \frac{\delta'x^4}{24\delta^2} \right) + \alpha \left(\frac{x^3}{6} - \frac{x^4}{12\delta} - \frac{\delta}{12} x^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.2.25)$$

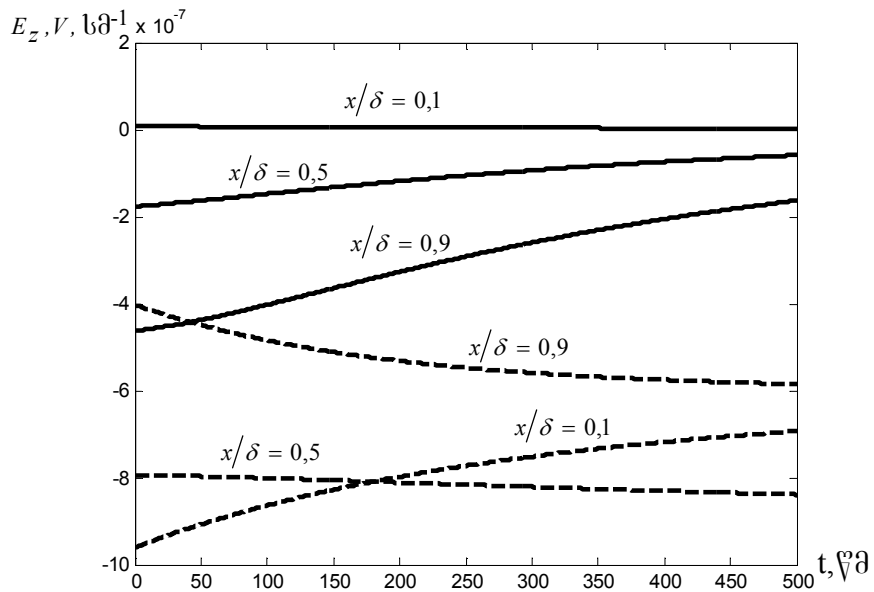
მაგნიტურ სასახლვრო ფენაში ელექტრომაგნიტური დრეიფის მახასიათებელი სიჩქარე, მაგნიტური სიბლანტის ორივე მოდელისათვის, მზის ქარის პარამეტრების უკვე გამოყენებული ნაკრებისათვის, როცა $H_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ გს (დედამიწის დიპოლური მაგნიტური ველის გაორმაგებული მახასიათებელი მნიშვნელობა მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად), იცვლება დიაპაზონში $V_d = [10^5 \div 10^6]$ სმ.წმ⁻¹. აღსანიშნავია, რომ ასეთი სიდიდეები პრაქტიკულად ემთხვევა მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში მზის ქარის პლაზმის ჰიდროდინამიკური სიჩქარის მახასიათებელ სიდიდეებს [3]. მიუხედავად იმისა, რომ ომის კანონში დრო ცხადი სახით არ მონაწილეობს, მასში მაინც შეიძლება გავითვალისწინოთ პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის დროში იმპულსური ცვლილებებს ხასიათი, რისთვისაც საკმარისია გარდავქმნათ ფორმულა (2.2.23) პარკერის მოდელისა და მაგნიტური სიბლანტის დროში მონოტონური ცვლილების 2) და 3) მოდელების გამოყენებით

$$E_z = \frac{\lambda_m}{c} \frac{\partial H_y}{\partial x} + \frac{\alpha x}{c} H_y. \quad (2.2.26)$$



ნახ.6.
 მოდელი 3) — მოდელი 2) - - -
 I -50წმ II -450წმ

(2.2.25) და (2.2.26.) ფორმულები ერთმანეთისაგან განსხვავდება, თუმცა რიცხვითი შეფასებები აჩვენებს, რომ ყველა შემთხვევაში E_z -ის ცვლილების ინტეგრალი საკმაოდ ვიწროა. ნახ.6-ზე მოცემულია სასაზღვრო ფენაში ელექტრული ველით განპირობებული დრეიფის სიქარის ცვლილება დროის სხვადასხვა მომენტისათვის.



ნახ.7
 — მოდელი 3), - - - მოდელი 2)

ნახ.7. გვიჩვენებს მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სხვადასხვა დონეზე ელექტრული ველის დროში ცვლილების ხასიათს. ცხადია, რომ მსგავსი შედეგი მიიღება მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილების 1) მოდელის მიხედვითაც.

ამრიგად, შეიძლება გაკეთდეს შემდეგი დასკვნები:

1. მზის ქარის მაგნიტური სიბლანტის (ელექტრული გამტარებლობის) იმპულსური ცვლილების სამივე მოდელის ფარგლებში მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე მაგნიტურ სასაზღვრო ფენაში (მაგნიტოპაუზა) გენერირებული არასტაციონარული ელექტრული ველი თანაბრად განისაზღვრება მაგნიტური ველის ცვლილებებითა და პლაზმის ადვექციით;
2. ელექტრული ველი მაგნიტურ სასაზღვრო ფენაში იცვლება საკმაოდ ფართო ინტერვალში; მაგალითად, 2) და 3) მოდელებისათვის მახასიათებელი სიდიდეებია $E_z = /10^{-6} \div 10^{-7} / \text{ვ.სმ}^{-1}$; ეს შედეგები აზუსტებენ რაოდენობრივ ინფორმაციას, რომელიც ადრე იყო მიღებული მაგნიტოსფეროს სოლისებური მოდელის გამოყენებით [3].
3. მაგნიტური სიბლანტის იმპულსური ცვლილების ყველა მოდელში პლაზმის ელექტრომაგნიტური დრეიფის სიჩქარე მაგნიტოპაუზაზე არ აღემატება მზის ქარის სიჩქარეს მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში; თუ მკაცრად ვიმსჯელებთ, მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად 2) და 3) მოდელებისათვის სამართლიანი არ არის ერთსიითხიანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის მიახლოება.

**თავი III. მახინტოსფეროს მდბარი ზონის მახინტური სტრუქტურა
ტოპოლოგიური ფორმალიზმის ჩარჩოებში და
მახინტობრადიენტული ტალღები**

**3.1. საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველისა და
გეომაგნიტური ველის ძალწირების გადაერთების
მოვლენა ალგებრული მრუდების ტოპოლოგიური
ფორმალიზმის ჩარჩოებში**

პლაზმურ გარემოში სხვადასხვა წყაროების მიერ გენერირებული მაგნიტური ველების გადაერთებისათვის აუცილებლად უნდა დაკმაყოფილდეს ორი პირობა: 1) გარემოს უნდა გააჩნდეს სასრული ელექტრული გამტარებლობა, ე.ი. მაგნიტურად ბლანტი უნდა იყოს; 2) გადაერთების ინიციაციისათვის აუცილებელია თანაზომადი ინტენსივობის მქონე, ანტიპარალელურად მიმართული მაგნიტური ველების არსებობა. ორივე ეს პირობა სისტემატურად კმაყოფილდება მაგნეტოსფეროს გარდამავალ არეში, სადაც მზის ქარის პლაზმა იძენს დისიპაციური გარემოს თვისებებს. გარდა ამისა, საპლანეტათაშორისო მაგნიტურ ველს, რომელიც მაგნიტოპაუზაზე კონტაქტში შემოდის გეომაგნიტურ ველთან, შეიძლება გააჩნდეს საკმარისად ინტენსიური სამხრეთის მდგენელი ($B_z < 0$).

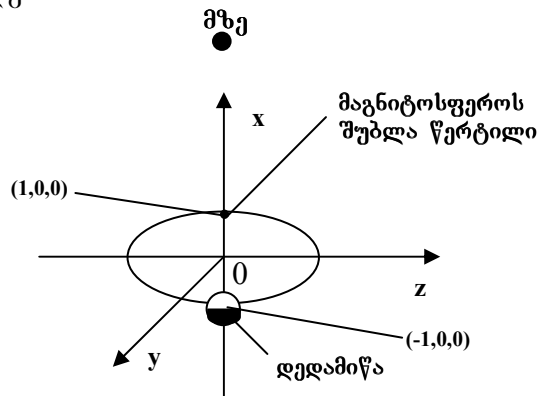
როგორც ვიცით, გეომაგნიტური ველისა და სმვ-ს ძალწირების გადაერთება განსაკუთრებით ალბათურია მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში, მისი კრიტიკული წერტილის მახლობლად. ითვლება, რომ გადაერთების შედეგად აღგილი აქვს მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზიას, რაც შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ კი სივრცის ამ ნაწილში გადაერთებას წინ უსწრებს ანტიპარალელური მაგნიტური ველების ანიჰილაცია. ეროზიის შედეგად მზის ქარის დამუხტული ნაწილაკები ყოველგვარი დაბრკოლების გარეშე აღწევენ მაგნიტოსფეროს სიღრმეში, სადაც, გადანაწილდებიან რა სხვადასხვა სტრუქტურულ წარმონაქმნებში, შეცვლიან შიდამაგნიტოსფერული პლაზმის ენერგეტიკულ სპექტრს და გამოიწვევენ იქ მიმდინარე ფიზიკური პროცესების ინტენსიფიკაციას. ამას, ძალწირების გადაერთებასთან თითქმის ერთდროულად, დაახლოებით 20-30 წუთის დაგვიანებით, მოსდევს გამოძახილი პოლარულ არეში, პლაზმოსფეროში და იონოსფეროში, რომლის შედეგებიც დედამიწაზე

დაიშორება მრავალფეროვანი გეომანტიური და ელექტრომანტიური მოვლენების სახით. მათ შორის განსაკუთრებით ყოვლისმომცველია, თანმდევი ეფექტების თვალსაზრისით, გლობალური გეომანტიური ქარიშხლები [11,14,18]. თუმცა, გადაერთების პროცესის შედეგად შესაძლებელია აგრეთვე ისეთი ვითარების ჩამოყალიბებაც, როცა მაგნიტოსფეროს ენერგეტიკული მდგომარეობა არ განიცდის განსაკუთრებულ შეშფოთებას. ეს ნიშნავს, რომ სრულიადაც არ არის სავალდებულო, რომ გადაერთებამ გამოიწვიოს მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზია და მისი ენერგომომარაგების განსაკუთრებით მძლავრი არხის გახსნა. ასეთ შემთხვევაში შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მხოლოდ მაღალგანედოვანი სუბქარიშხლების სერიას (ცუგებს) და რომელიმე კონკრეტული ტიპის გეომანტიური პულსაციის გენერაციას, ან შიდამაგნიტოსფერული მეტად დაბალი და უკიდურესად დაბალი სისშირის ელექტრომანტიური ტალღების ინტენსიფიკაციას. უკანასკნელი მოვლენები გლობალურ გეომანტიურ ქარიშხალთან შედარებით გაცილებით უფრო ნაკლებ ენერგიას მოითხოვენ და დაკავშირებულნი არიან მაგნიტოსფერულ-იონოსფერული პოლარული დენთა სისტემის გაძლიერებასთან. შესაძლებელია აგრეთვე მაგნიტოსფეროს, როგორც დაბალი სისშირის მაგნიტომექანიკური რხევების რეზონატორის, გააქტიურებასთან და პლაზმოსფეროში ელექტრონულ-ციკლოტრონული არამდგრადობის აღძვრასთან. ითვლებოდა, რომ ყოველი ცალკეული გადაერთების აქტისათვის უნდა არსებობულიყო სმგ-ს სამხრეთი მდგენელის ზღურბლური მნიშვნელობა $B_z < 0$, დამოკიდებული მოცემულ მომენტში მზის ქარისა და მაგნიტოპაუზის პარამეტრების კონკრეტულ ნაკრებზე. დღეისათვის ექსპერიმენტალურად სრული საიმედოობით დადასტურებულია, რომ გადაერთებას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს ძალიან მცირე ინტენსივობის B_z -ის შემთხვევაშიც. მაგრამ, როგორც სჩანს, ასეთ დროს პლაზმას უნდა გააჩნდეს ანომალურად მაღალი ელექტრული წინააღობა, რომელის არსებობა ხანმოკლე, იმპულსური ბუნების უნდა იყოს. წინააღმდეგ შემთხვევაში, ანუ, თუ მზის ქარის წინააღობა ყოველთვის ანომალურად დაბალი რომ იყოს, მაგნიტოსფეროს საზღვარზე ადგილი ექნებოდა მხოლოდ სტაციონარულ გადაერთებას. ოღონდაც, ამ დროს გვექნებოდა

პერმანენტულად შეშფოთებული მაგნიტოსფერო, ანუ არ იარსებებდა წყნარი გეომაგნიტური ფონი, განპირობებული კვაზიბლანტი ურთიერთქმედებითა და სუსტი სტაციონარული გადაერთებით, რომელიც უწყვეტად მიმდინარეობს მზის ქარის ნორმალური ელექტრული გამტარებლობის დროს. შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ ნორმალურ პირობებში, ე.ი. წყნარი და ნაკლებად შეშფოთებული მზის ქარისათვის, სუსტი სტაციონარული გადაერთების საწყის ეტაპზე მაგნიტური ველის ანიჰილაციის არე იმდენად შეზღუდულია, რომ გადაერთების შედეგად მიღებული მაგნიტური სტრუქტურის კონფიგურაცია ხელს არ უწყობს დამუხტული ნაწილაკების ზვავისებურ შემოჭრას მაგნიტოსფეროში, საწინააღმდეგოდ იმისა, რაც ახასიათებს იმპულსურ გადაერთებას. ამ ჰიპოთეზის დასადასტურებლად ქვემოთ გამოყენებულია ტოპოლოგიური ფორმალიზმი, რომელშიც გადაერთების პროცესის გეომეტრიული მხარე შეიძლება საკმარისად მარტივად აღიწეროს ალგებრული მრუდების თეორიის ჩარჩოებში. კერძოდ, ჩვენს ამოცანაში გამოყენებულია როგორც მაგნიტოსფეროს სასაზღვრო ძალწირების, ასევე სმვ-ს ძალწირების აპროქსიმაცია პრინციპში ნებისმიერად შერჩეული ალგებრული მრუდებით, რომელთა კლასი იმდენად ფართოა, რამდენადაც ვარიაბელურია მაგნიტოსფეროს დღის მხარის მთავარი მერიდიონალური კვეთის კონფიგურაცია.

შემოვიტანოთ სწორკუთხა სივრცული კოორდინატთა სისტემა სათავით წაგრძელებული ბრუნვის ელიფსოიდის ცენტრში, რომელიც გაიგივებულია შეუშფოთებელი მაგნიტოსფეროს დღის მხარესთან. დავამთხვიოთ xoz სიბრტყე მაგნიტოსფეროს ცენტრალური მერიდიონალური კვეთის სიბრტყეს. დერძი x , რომლის მიმართულებითაც განლაგებულია ელიფსოიდის ერთერთი მცირე დერძი, მიმართულია მზისკენ. დედამიწა და მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილი განლაგებულია ამ დერძის უკიდურეს წერტილებში, ხოლო ელიფსოიდის კვეთის კონტური ემთხვევა გეომაგნიტური ველის ცენტრალურ სასაზღვრო ძალწირს (ნახ.8). სივრცის ერთეულად მივიღოთ მცირე ნახევარდერძები x და y მიმართულებით, რომლებიც ერთმანეთის ტოლად ითვლება. z -ის მიმართულებით მოგეზული დიდი ნახევარდერძის

სიდიდე დამოკიდებულია მაგნიტოსფეროს დღის მხარის შეჭყლეტილობის ხარისხზე (მზის ქარის წნევაზე). ასეთი ელიფსოიდი აღიწერება განტოლებით



ნახ.8.
მაგნიტოსფეროს დღის მხარის ცენტრალური მერიდიონალური კვეთა

$$A(x, y, z) = x^2 + y^2 + az^2 - 1 = 0, \quad (3.1.1)$$

სადაც $a < 1$ -ელიფსოიდის დიდი ღერძის კვადრატის შებრუნებული სიდიდეა.

ქვემოთ მოყვანილი მსჯელობა ჩატარებულია მაგნიტოსფეროს კონტურისათვის $F(x, 0, z)$, რომელიც ფორმალურად წარმოადგენს გეომაგნიტური ველის ვექტორ-პოტენციალის y კომპონენტის შესაბამის მრუდს. ეს ნიშნავს, რომ გეომაგნიტური ველის დაძაბულობის (ინდუქციის) ვექტორის x და z კომპონენტები მაგნიტოსფეროს საზღვარზე უნდა განისაზღვროს შემდეგი გამოსახულებებიდან

$$H_x = -H_0 \frac{\partial F}{\partial z}, H_z = H_0 \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (3.1.2)$$

სადაც H_0 -გეომაგნიტური ველის დაძაბულობის მახასიათებელი მნიშვნელობაა მაგნიტოსფეროს საზღვარზე, რომელიც გამოითვლება დიპოლური მოდელიდან, x და z -მაგნიტოსფეროს დღის მხარის მათპროქსიმირებული ელიფსოიდის მცირე ნახევარღერძზე ნორმირებული განუზომელი ცვლადებია.

მაგნიტოსფეროს საზღვარზე გადაერთების პროცესს ჩვეულებრივ წინ უსწრებს მზის ქარის დინამიური წნევის ზრდა. ამიტომ, შესაბამისად უნდა შეიცვალოს მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის მათპროქსიმირებული მრუდების ანალიზური სახე.

ბუნებრივია ჩავთვალოთ, რომ ახალი მრუდები შეინარჩუნებენ მსგავსებას ელიფსური ფორმის მქონე თავდაპირველ მრუდებთან. აშკარა, რომ ახალი მრუდების ანალიზური სახის არჩევას არსებობს გარკვეული თავისუფლება, რომელიც ფიზიკურად დაკავშირებულია მაგნიტოსფეროს ფორმის სისტემატურ, გარკვეულწილად ქაოტიურ, ცვლილებებთან. მოდელის შემდგომი კორექტულობისათვის, ელიფსთან მსგავსების შენახვის გარდა, მნიშვნელოვანია ერთი დამატებითი პირობის დაკმაყოფილება, რომელსაც აუცილებლად უნდა დაემორჩილოს ცენტრალური წირი და, შესაძლოა, მასთან ახლო განლაგებული სხვა წირებიც

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \text{როცა } x=1, z=0. \quad (3.13)$$

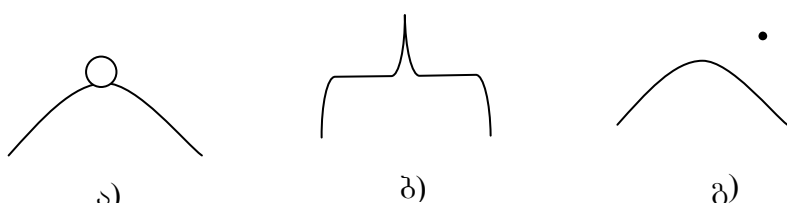
ფიზიკური თვალსაზრისით, (3.12) პირობის თანახმად, (3.13) ნიშნავს მაგნიტური ველის ანიჰილაციას მაგნიტოსფეროს შუბლა წერტილში, რაც აუცილებლად წინ უნდა უსწრებდეს დედამიწის მაგნიტური ველისა და გეომაგნიტური ველის გადაერთების მოვლენას. ტოპოლოგიური ფორმალიზმიდან გამომდინარე, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ, თუ პოსტულირებულია წერტილოვანი ანიჰილაცია, გადაერთების შედეგად ადგილი არ ექნება მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზიას. რეალურად ეს ნიშნავს, რომ ანიჰილაციის არე იმდენად მცირე ზომისაა, რომ მაგნიტოსფეროს საზღვარის მასშტაბური ეროზია გამორიცხებულია. აქედან გამომდის, რომ გადაერთების შემდეგ ჩამოყალიბებული ახალი მაგნიტური ზედაპირი მეტ-ნაკლებად სტაბილურია და ისეთი ჩაკეტილი კონფიგურაციის მქონეა, რომ არ შეაქვს მნიშვნელოვანი შეშფოთება მაგნიტოსფეროს ფოკალური არის სტრუქტურაში, ე.ი. გარდამავალი არის იმ ნაწილში, რომელშიც მაქსიმალურად ალბათურია ანომალური წინაღობის ეფექტის განვითარება. (3.13) პირობის დაკმაყოფილება მხოლოდ ერთ წერტილში (მაგნიტოსფეროს კრიტიკულ წერტილში) ფორმალურად არ ზღუდავს ამოცანის ზოგადობას. მართლაც, თუ ამ პირობას აკმაყოფილებს, ცენტრალური წირის გარდა, კრიტიკული წერტილის მახლობელი სხვა წირების ოჯახი, მაშინ ანიჰილაციის (გადაერთების) წერტილის მაგივრად გვექნება გადაერთების ხაზი, მოგეხუდი y -ის

მიმართულებით. აღნიშნავთ, რომ მსჯელობისათვის განსაკუთრებული მნიშვნელობა არა აქვს, თუ როგორ მოხდა მაგნიტური ველის ანიჰილაცია. პრინციპში, ეს მოვლენა შესაძლებელია მოხდეს არა მხოლოდ საკმარისად ინტენსიური სმე-ს სამხრეთი მდგენელის არსებობის პირობებში, არამედ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე ჩაპლიგინის მდგარი ზონის ფუძეში მაგნიტური ველის განსაკუთრებული ტოპოლოგიის გამოც. კერძოდ, მდგარი ზონის საზღვარზე კონცენტრული მაგნიტური მარყუეების მოდელი უშვებს გეომაგნიტური ველის ანიჰილაციის შესაძლებლობას მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლობაში [54].

აღგებრული მრუდების თეორიიდან ცნობილია, რომ წერტილი, რომელშიც სრულდება პირობა (3.13), წარმოადგენს განსაკუთრებულ წერტილს, რომლის ტიპი დამოკიდებულია დისკრიმინანტის ნიშანზე [55,56]

$$\Delta = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \left[\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z} \right]^2 \quad (3.14)$$

ზოგად შემთხვევაში მეორე რიგის მრუდს შეიძლება გააჩნდეს სამი ტიპის განსაკუთრებული წერტილი: ა) განსაკუთრებული წერტილი, რომელშიც მრუდი თავის თავს კვეთს, რაც ნიშნავს, რომ გვაქვს ჭეშმარიტი კვანძი ($\Delta < 0$); ბ) წერტილი, რომელშიც მრუდს გააჩნია ნისკარტი ($\Delta = 0$); გ) იზოლირებული განსაკუთრებული წერტილი, რომელიც მრუდს არ ეკუთვნის, ე.ი. წარმოსახვითი (მოჩვენებითი) კვანძი ($\Delta > 0$). აშკარაა, რომ ჩვენს მოდელში განსაკუთრებული წერტილების მათემატიკურად შესაძლებელი ვარიანტების რეალიზაცია დაკავშირებულია ფიზიკურ რეალობასთან მათი ადექვტურობის ხარისხთან. აქედან გამომდინარე, მოვითხოვთ, რომ გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ცენტრალურ ძალწირს განსაკუთრებულ წერტილში (კრიტიკული წერტილი) გააჩნდეს ჭეშმარიტი კვანძი.



ნახ.9.

მეორე რიგის აღგებრული მრუდების განსაკუთრებული წერტილები
 ა) მარყუევი; ბ) ნისკარტი; გ) წარმოსახვითი (მოჩვენებითი) კვანძი.

ელიფსის მსგავსი მრუდების მრავალსახეობიდან შევარჩიოთ ისეთი საცდელი მრუდი, რომელიც აკმაყოფილებს პირობებს (3.1.1) და (3.1.3), თანაც წარმოადგენს შეუშფოთებელი მაგნიტოსფეროს დღის მხარის ცენტრალური მერიდიონალური კვეთის საკმაოდ კარგ აპროქსიმაციას. ასეთ პირობებს აკმაყოფილებს, მაგალითად, მრუდი

$$F(x, z) = x^2 - 2x - 2 \cos \pi x + 0,7z^2 - 1 = 0 \quad (3.1.5)$$

აღგებრული მრუდის განსაკუთრებულ წერტილში ჭეშმარიტი კვანძის არსებობის კრიტერიუმია უტოლობა [55]

$$\Delta = \frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} < 0, \quad (3.1.6)$$

რომელსაც მართლაც აკმაყოფილებს მრუდი (3.1.5) წერტილში (1,0).

ამრიგად, აღგებრული მრუდების ფორმალიზმიდან გამოდის, რომ ბრტყელ მიახლოებაში, კრიტიკულ წერტილში გეომანტიური ველის სმგ-თან ანიჰილაციის შედეგად შესაძლებელია მივიღოთ ჩაკეტილი მრუდი. თუ გადავალთ სივრცულ წარმოდგენაზე, შეგვიძლია ვივარაუდოთ, რომ მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში შესაძლებელია ისეთი მაგნიტური ზედაპირის წარმოქმნა, რომლის გარკვეულ დროში სტაციონარულად არსებობა, თითქოს და, შეუძლებელი უნდა იყოს მაგნიტური ველის საბოლოო ტოპოლოგიურ სურათში სმგ-ს ძალწირების ცხადად ჩართვის გარეშე. სინამდვილეში, ფოკალურ არეში, წყნარ და ნაკლებად შეშფოთებულ მაგნიტოსფერულ პირობებში, მაგნიტოპაუზაზე ადგილი აქვს სმგ-სა და გეომანტიური ველის ძალწირების პერმანენტულ შერწყმას, ოღონდაც, მაგნიტოსფერულ მასშტაბებთან შედარებით, გაცილებით უფრო მცირე ზომების მქონე არეში. სწორედ ასეთია სტაციონარული გადაერთების სქემა, რომელსაც გარკვეულწილად ადასტურებს ჩვენს მიერ გამოყენებული აღგებრული მრუდების მოდელი.

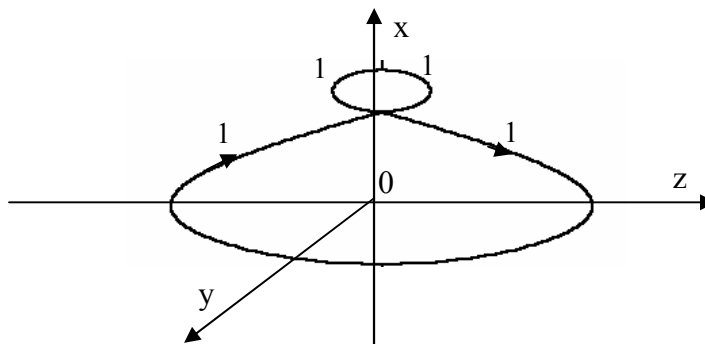
დღეისათვის უდავოა, რომ მაგნიტური ველის ძალწირების შერწყმის ორივე მექანიზმი, გადაერთება და ანიჰილაცია, წარმოადგენენ ერთი და იგივე ფენომენის სხვადასხვა წახნაგებს, და არა

განსხვავებული ფიზიკური ბუნების მქონე პროცესებს [42,57]. ამასთან დაკავშირებით განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია, რომ გადაერთების პროცესი შეიძლება იმ შემთხვევაშიც განვითარდეს, თუ ადგილი არ აქვს, თუნდაც ძალიან მცირე მასშტაბებში, მაგნიტური ველის ანაჰილაციას. ეს ნიშნავს, რომ გადაერთება შეიძლება მოხდეს ისეთ წერტილებში, სადაც მაგნიტური ველი ყოველთვის სასრული სიდიდის არის. ასეთი სახის გადაერთების ენერგეტიკული შედეგი შეიძლება უმნიშვნელო იყოს იმდენად, რომ არ გამოიწვიოს შიდამაგნიტოსფერული სტრუქტურების შეშფოთება ან მაგნიტოსფეროს საზღვარზე მაგნიტური ველის ბიფურკაცია (სტრუქტურის გადაწყობა) [58].

სხვადასხვა საწყის პირობებში განვითარებული გადაერთების ურთიერთ ალტერნატიული ვარიანტების შედეგებს შორის განსხვავების აღმოჩენა მარტო პლაზმის ენერგეტიკული სპექტრის ან მაგნიტოსფერული დენთა სისტემის ინტენსიფიკაციის საშუალებით, ზოგჯერ შეუძლებელია. ასეთი სიტუაციის კლასიკური მაგალითია მაგნიტოპაუზა, რომლის საზღვარზე ძალწირების გადაერთების თუ ანიჰილაციის შედეგად გენერირებული ელექტრული ველების მოქმედების გამო ხდება პლაზმის ნაწილაკების აჩქარება, ანუ იცვლება მზის ქარის ნაწილაკების ენერგეტიკული სპექტრი. შედეგს ჩვენ ვხედავთ შიდამაგნიტოსფერული სტრუქტურების შეშფოთებაში, რასაც თან მოსდევს მრავალფეროვანი გეომაგნიტური და ელექტრომაგნიტური მოვლენები. მაგრამ, პოსტ-ფაქტუმ, გადაერთებამ თუ ანიჰილაციამ გახსნა მაგნიტოსფეროს ენერგომომარაგების დამატებითი არხი, ვითარების დიაგნოსტიკა შეუძლებელია. პრინციპში, ბუნებრივ მაგნიტურ წარმონაქმნში მიმდინარე პროცესების დინამიკის თვალსაზრისით, ამის განსაკუთრებული აუცილებლობა არ არსებობს. სხვა საქმეა ლაბორატორიული პლაზმა, მაგალითად, ხელოვნური თერმობირთვული სინთეზის დანადგარებში. აქ ზემოთაღნიშნული საკითხი პრინციპულობას იძენს, რამდენადაც არსებობს ორი მთავარი პრობლემა: დანადგარებში პლაზმის შეკავებისა და სითბური ენერჯის მოხსნის. პირველისათვის პრინციპულია გადაერთების ეფექტი, ხოლო მეორისათვის- მაგნიტური ველების ანიჰილაცია.

როგორც უკვე აღნიშნული იყო, სრულებითაც არ არის სავალდებულო, რომ გადაერთებამ გამოიწვიოს მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზია, რასაც უნდა მოჰყვეს მზის ქარიდან მაგნიტოსფეროსკენ მიმართული ახალი ენერგეტიკული არხის ამოქმედება. რაც შეეხება მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში ჩაკეტილი მაგნიტური სტრუქტურის შესაძლო ზომებს, ალგებრული მრუდების ფორმალიზმის ფარგლებში მათი დადგენა შეუძლებელია. უხეში შეფასებებისათვის ალბათ გამოდგება ჩაპლიგინის მდგარი ზონის მოდელი, თუ დაგუშვებთ, რომ მდგარ ზონის ზედაპირზე და მის შიგნით შეიძლება არსებობდნენ განსხვავებული მაგნიტური სტრუქტურები. არის კიდევ ერთი ფიზიკური პირობა, მზის ქარის პლაზმის მიერ გეომაგნიტური ველის ეკრანირების ეფექტი, რომელიც აგრეთვე შეიძლება გამოყენებული იყოს რაოდენობრივი შეფასებებისათვის. თუ ამ ეფექტს მოვიშველიებთ, შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ ჭეშმარიტი კვანძის ზომა x -ის მიმართულებით მაგნიტოპაუზის სისქის თანაზომადი უნდა იყოს (ნახ.10). ამიტომ, მასში ჩატერილი პლაზმის ოდენობა საკმაოდ მცირეა, ხოლო ენერგეტიკული სპექტრი- მზის ქარის ენერგეტიკული სპექტრის შესაბამისი, თუ კი არ მოხდა რაიმე მიზეზის გამო ამ უკანასკნელის ცვლილება. ამის მიზეზი შეიძლება იყოს მზის ქარის წნევის მკვეთრი ცვლილება, რასაც თუ დაემატა სამხრეთის მიმართულების სმგ, შეიძლება მოჰყვეს კრიტიკული წერტილის მახლობლად მაგნიტოსფეროს საზღვრის გახსნა იმ სქემით, როგორც მოცემულია ნახ.11 -ზე. გამოდის, რომ არსებობს იმპულსური გადაერთების მეორე, ენერგეტიკული თვალსაზრისით საკმაოდ სუსტი ვარიანტი, რომლის რელიზაციის შემთხვევაში შეიძლება სულაც არ ჰქონდეს ადგილი მაგნიტოსფეროს საზღვრის მასშტაბურ ეროზიას. ასეთ გადაერთებას წესით არ უნდა მოჰყვეს ისეთი ენერგოტევადი ეფექტი, როგორცაა გლობალური გეომაგნიტური ქარიშხალი, თუმცა მაგნიტური მარყუჟის შეკუმშვის შედეგად ენერგიზირებულმა ელექტრონებმა შეიძლება პლაზმოსფეროში მოხვედრის შემთხვევაში გამოიწვიონ ციკლოტრონული არამდგრადობს აღძვრა შიდამაგნიტოსფერულ პლაზმაში. ამ ეფექტის შედეგი იონოსფერულ დონეებზე და დედამიწის ზედაპირზე მეტად დაბალი და უკიდურესად დაბალი

ელექტრომაგნიტური გამოსხივების (მდს და უდს გამოსხივება) სახით ვლინდება, რისთვისაც აუცილებელია პლაზმურ სპექტრში 10-30კეე ენერგიის ელექტრონების არსებობა. ნაჩვენები იყო, რომ ასეთი რამ შესაძლებელია მდგარი ზონის ადიაბატური შეკუმშვის შედეგად, რაც აგრეთვე მაგნიტური მარყუჟის შეკუმშვასაც ნიშნავს [59].



ნახ.10

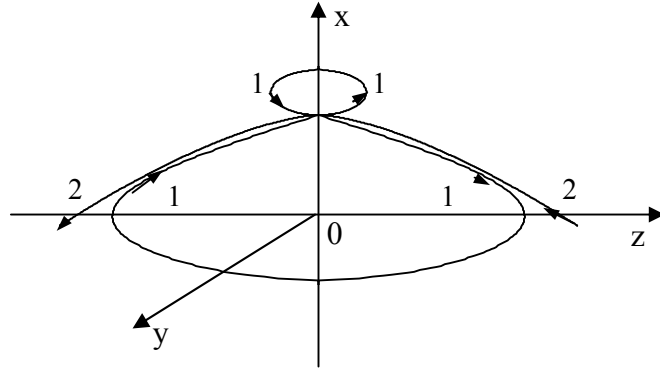
გადაერთების არაცხადი სქემა
1-გეომაგნიტური ველის ცენტრალური სასაზღვრო ძალწირი

რათა აღგებრული მრუდების ფორმალიზმის ჩარჩოებში ტოპოლოგიურად კორექტული იყოს სიტუაცია, როცა გადაერთების შედეგად მაგნიტოსფეროს საზღვარზე იხსნება მაგნიტოსფეროს ენერგომომარაგების ახალი არხი, საჭიროა კრიტიკული წერტილის მახლობლად ანჰილაციის სქემაში ცხადად ჩაირთოს სმე-ს ძალწირები. ამისათვის საკმარისია პოსტულირებული იყოს, რომ კრიტიკულ წერტილში გეომაგნიტური ველის ძალწირთან შეხებაში მყოფ სმე-ს ძალწირს ამ წერტილში გააჩნია ა) ან ბ) ტიპის განსაკუთრებულობა. რადგანაც აქ გადაერთების მოვლენას მხოლოდ თვისიბრივად განხილავთ, კვლავ ძალაში რჩება პირობა გეომაგნიტური ვექტორ-პოტენციალისა და სმე-ს ძალწირების შესაბამისი აღგებრული მრუდების შერჩევისას თავისუფლებისთან და მათი ანალიტიკური სახის მრავალფეროვნებასთან დაკავშირებით. ამის დემონსტრაციას წარმოადგენს ნახევრადკუბური პარაბოლის ერთერთი სახე, რომლითაც შეიძლება სმე-ს ძალწირის აპროქსიმაცია

$$\Phi = -bz^3 + x^2 - 2x + 1 = 0 \quad (3.1.6)$$

სადაც $b < 1$.

ნახ.11-ზე მოცემულია $(1,0,0)$ წერტილში ნისკარტის ტიპის განსაკუთრებულობის მქონე, (3.1.6) მრუდის სიმრავლიდან ერთი კერძო სახის მრუდის ($b = 0.05$) (3.1.4) მრუდთან გადაკერვის სქემა



ნახ.11.

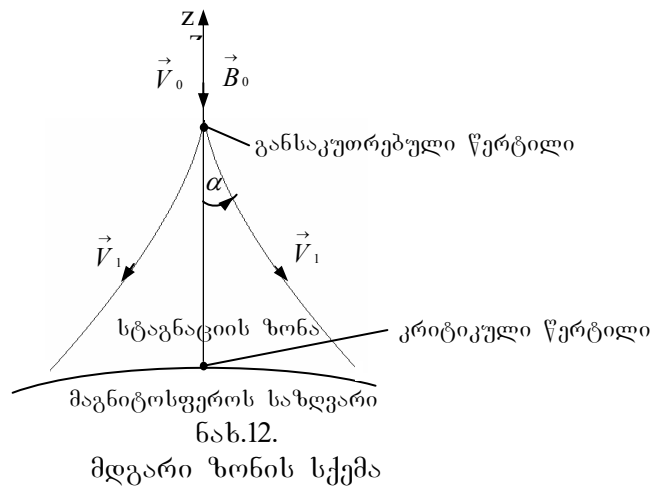
გადაერთების ცხადი სქემა

1. გეომანტიური ველის ცენტრალური სასახლო დალწირი;
2. მზის ქარის დალწირი.

როგორც სჩანს, ჩვენს მიერ შერჩეული (3.1.6) პარაბოლის ერთ-ერთი შტო წარმოადგენს მაგნიტოსფეროს ცენტრალურ არეში სმგ-ს დალწირის დამუხრუჭებისა და მაგნიტურ მარყუჟთან გადაერთების გამო გაწყვეტის შედეგად მისი ნაწილების გარდამავალი არის პერიფერიებისაკენ ჩასრიალების (ჩაცურების) ეფექტის საკმაოდ კარგ გეომეტრიულ აპროქსიმაციას. ეს შემთხვევა წარმოადგენს იმ სიტუაციის მაგალითს, როცა გადაერთება ხდება ისეთ წერტილში, რომელშიც მაგნიტური ველი ნულისაგან განსხვავებულია. მართლაც, ნახ.11-დან სჩანს, რომ გადაერთების წერტილში გვაქვს ორი ნისკარტი. მაგნიტური ველის ტოპოლოგია ისეთია, რომ ერთი ნისკარტის წვერში მაგნიტური ველი ანიჰილირებულია, ხოლო მეორე ნისკარტში, რომელშიც ისრები ერთნაირი მიმართულებისაა, მაგნიტური ველი ძლიერდება.

3.2 მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირის ტოპოლოგია

გარდამავალ არეში მდგარი ზონის მოდელის თანახმად მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილი იცვლება სასრული ზომების მქონე პლაზმით, რომლის სიჩქარე უგულვებელყოფილია მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარის \vec{V}_0 სიჩქარესთან შედარებით. მეორენაირად, მდგარი ზონა შეიძლება გავაიგივოთ ფოკალურ არესთან, რომლის ზომები პირობითია და დამოკიდებულია ჰიდროდინამიკური გარსდენის ამოცანის სპეციფიკაზე. ჩაპლიგინის ანალიზური ამონახსნის უპირატესობა, კრიტიკული წერტილის პრობლემასთან დაკავშირებული სხვა ამოცანების ამონახსნებთან შედარებით, სწორედ იმაშია, რომ მისი საშუალებით ისაზღვრება მდგარი ზონის ხაზოვანი მახასიათებლები, ე.ი. ფუძის სიგანე და სიმაღლე, აგრეთვე მზის ქარის პლაზმის



სიჩქარე \vec{V}_1 მის გვერდით ზედაპირზე. ნაჩვენებია იყო, რომ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის აპროქსიმაციას წარმოადგენს კონუსური ზედაპირი, რომლის გაშლის კუთხის ზედა საზღვარი 90° -ია.

თუ მკაცრად ვიმსჯელებთ, მაგნიტოსფეროს გარსდენის ამოცანა თავისი ბუნებით მაგნიტოჰიდროდინამიკურია. თუმცა, საყოველთაოდ მიღებულია, რომ პირველ მიახლოებაში მაგნიტოსფეროს გარსდენა განხილული იყოს მაგნიტური ეფექტების გარეშე, ე.ი. გაზოდინამიკურ მიახლოებაში. მიუხედავად ამისა, როდესაც საკითხი ეხება მაგნიტოპაუზას, ან მდგარი ზონის მდგრადობას მზის

ქარში გავრცელებული შეშფოთებების მიმართ, აუცილებელია განვიხილოთ მისი მაგნიტური სტრუქტურა. კერძოდ, ამ მიზნით აგებული იყო ტოროიდალური მოდელი, რომელიც გულისხმობს კონცენტრული მაგნიტური მარყუევებით მოქსოვილი სტრუქტურის არსებობას მდგარი ზონის ზედაპირზე [54]. ამ მოდელის მათემატიკური საფუძველია დიფუნდირებადი ელემენტის დროში გავრცელების განტოლება, რომელიც ქვემოთ მოცემულია აქსიალური სიმეტრიის შემთხვევაში, ანუ როცა აზიმუტალური მაგნიტური ველი დამოკიდებულია, დროის გარდა, მხოლოდ რადიალურ კოორდინატაზე,

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \lambda_m \left(\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} \right), \quad (3.2.1)$$

რომლისთვისაც არსებობს ცნობილი ანალიზური ამონახსნი [60]

$$B_\varphi = B_0 + \frac{2RB_0}{\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \sin \frac{n\pi r}{R} \exp\left(-\frac{\lambda_m n^2 \pi}{R^2} t\right), \quad (3.2.2)$$

რომელიც აკმაყოფილებს სასაზღვრო პირობებს

$$B_\varphi = 0, \text{ როცა } t = 0,$$

$$B_\varphi = B_{0\varphi}(t), \text{ როცა } r = 0. \quad (3.2.3)$$

(3.2.1) ამონახსნიდან მიიღება მაგნიტური ველის სიდიდე მდგარი ზონის სიმეტრიის ღერძზე, ანუ როცა $r \rightarrow 0$

$$B_{0\varphi} = B_0 + 2B_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{\lambda_m n^2 \pi}{R^2} t\right).$$

ამ ამოცანაში განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ის, რომ (3.2.2)-ის დროში ყოფაქცევას მნიშვნელოვანწილად განსაზღვრავს უგანზომილებო პარამეტრი $T = \lambda_m t / R^2$, რომელზედაც დამოკიდებულია მაგნიტური ველის დიფუზიის სიჩქარე. მდგარი ზონის ფუძეში, რომლის მაქსიმალური რადიალური ხაზოვანი ზომა $R = 2 \cdot 10^9$ სმ, დიფუნდირებადი ელემენტის (მაგნიტური ველის) სტაციონარული განაწილება მყარდება მას შემდეგ, როცა შესრულდება პირობა $T \geq 0,4$.

თუ გამოვიყენებთ გარდამავალ არეში პლაზმის მაგნიტური სიბლანტის ანომალურ სიდიდეებს (იხ. §2.1) $\lambda_m = [10^{14} - 10^{15}] \text{ სმ}^2 \text{ წმ}^{-1}$, მივიღებთ, რომ დიფუზიის მახასიათებელი დრო $t_0 \approx [1,6 \cdot 10^3 - 1,6 \cdot 10^4] \text{ წმ}$. ეს შედეგი ორმაგად საინტერესოა, რადგანაც, განსხვავებით ძველი შეფასებებისაგან, რომლებიც შეესაბამებინ მზის ქარის რამდენიმე რიგით უფრო მაღალ ელექტრულ გამტარებლობას, გამოდის, რომ შეშფოთებების შედეგად მდგარი ზონის სტრუქტურის სტაბილიზაცია შეიძლება გლობალური მაგნიტოსფერული შეშფოთებებისათვის დამახასიათებელ დროებთან შედარებით მცირე დროში მოხდეს [3]. მეორე, პირველზე არა ნაკლებ მნიშვნელოვანი შედეგია ის, რომ მდგარ ზონაში მაგნიტური ველის დიფუზიის დრო ჩვენს მიერ 2.2 პარაგრაფში გამოყენებული პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის იმპულსური ცვლილების მახასიათებელი დროის თანაზომადია. ასეთი დასკვნა, რათა არ მოხდეს ფიზიკური პროცესების დროში მიმდინარეობის მიზეზ-შედეგობრივი კავშირების დარღვევა, მოითხოვს გარკვეულ განმარტებას. საქმე იმაშია, რომ მაგნიტური ველის დიფუზიის მახასიათებელი დროის შეფასებას წინ უსწრებს მაგნიტური სიბლანტის სიდიდის შეფასება, რომლიც მიღებულია პლაზმის ანომალური წინაღობის საგდევის თეორიის ჩარჩოებში. ასეთ შემთხვევაში პლაზმური და მძდ პროცესების მახასიათებელი დროების დამთხვევას შეიძლება შემთხვევითი ხასიათი ჰქონდეს. მაგრამ, მაგნიტური სიბლანტის ზღვრული სიდიდე მიღებული იყო აგრეთვე მდგარი ზონის მძდ მოდელის საშუალებითაც, თანაც მხოლოდ ერთი, პირობის (საზღვარზე მაგნიტური ველის გრიგალის არსებობა) დაკმაყოფილების მოთხოვნით. ამიტომ, შეიძლება ითქვას, რომ მაგნიტური სიბლანტის სიდიდე განსაზღვრავს არა მარტო მდგარი ზონის საზღვრის, არამედ მთლიანად მისი სტრუქტურის მდგრადობას.

ტოროიდალური მაგნიტური ველის მოდელის წინამორბედად შეიძლება მიჩნეული იყოს დამაგნიტებულ კონუსურ ზედაპირზე გარეშე მაგნიტური ველის განტოტების ტოპოლოგიური მოდელი [61]. მიუხედავად ამ ნაშრომის უდავო მნიშვნელობისა და, ტოროიდალური ველის მოდელის მსგავსად, საკმარისი ფიზიკური სიცხადისა, არც

ერთი ეს მოდელი არ არის მათემატიკურად სათანადოდ კორექტულად განმტკიცებული იმ დონემდე, რომ მთელი სისრულით, და, რაც მთავარია, აუცილებელი სანდოობით აღწეროს სმგ-ს ეფექტის სხვადასხვა გამოვლინებები. აღვნიშნავთ, რომ ეს არ არის მარტო ამ მოდელების ნაკლი, რადგანაც პრაქტიკულად ყველა მაგნიტოსფერულ მოდელსა თუ თეორიას, რომელიც ეხება სმგ-ს პრობლემას, გააჩნია ხარვაზები. ამ დროს, სწორედ საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველი წარმოადგენს იმ ძირითად ფიზიკურ ფაქტორს, რომლის მოქმედების გარეშე შეუძლებელი იქნება გარდამავალ არეში პლაზმის დინების სტრუქტურის რეგულაცია, კერძოდ კი, მდგარი ზონის საზღვრის სტაბილიზაცია. ასეთი დასკვნა განსაკუთრებით სამართლიანია მდგარი ზონის წვეროსა და მახლობელი ზედაპირისათვის, რომელზედაც, მისი ზომების სიმცირის გამო, მდგარი ზონის მთლიან ზედაპირთან შედარებით, განსაკუთრებით სწრაფად უნდა იმოქმედოს მზის ქარში გავრცელებულმა შეშფოთებებმა. ამრიგად, ბუნებრივად დგება წვეტის ფორმის მქონე მდგარი ზონის წვეროში მაგნიტური ველის ანალიტიკური თავისებურებებისა და ამ წარმოსახვითი ჰიდროდინამიკური სტრუქტურის ზედაპირზე მისი ყოფაქცევის შესწავლის პრობლემა.

ცნობილია, რომ თუ ნებისმიერ მაგნიტურ ზედაპირს გააჩნია წვერო (წვეტი), მაშინ ასეთი წერტილი შეიძლება მივაკუთვნოთ მათემატიკურად განსაკუთრებული წერტილების კატეგორიას, რომლებიც იყოფიან ორ ჯგუფად: რეგულარულ და არარეგულარულ განსაკუთრებულ წერტილებად [62]. ზოგადად, რეგულარულ განსაკუთრებულ წერტილში ფუნქციის წარმოებული ნულის ტოლია. თუმცა, თუ კონკრეტულ მაგალითს მოვიშველიებთ, კერძოდ, თუ წვეტი ეკუთვნის იდეალურად გამტარ პლაზმურ სტრუქტურას, რომელიც ჩაჭერილია მაგნიტური ველის მიერ, ზემოთ მოყვანილი პირობის დაკმაყოფილება აუცილებელი აღარ არის და განსაკუთრებული წერტილი არარეგულარული გახდება. სწორედ ასეთ წერტილშია შესაძლებელი მაგნიტური ველის ძალწირის გახლეჩა, მსგავსად იმისა, როგორც იხლიჩება ლამინარულ სითხეში დენის წირი [4]. ძალწირების ფორმალიზმის ჩარჩოებში, მათემატიკურად კორექტულია, რომ მსგავსი ყოფაქცევა

ჰქონდეს სმგ-ს სწორედ იმ ძალწირს, რომელიც დამიზნებულია მდგარი ზონის წვეროზე. არსებობს ერთადერთი ასეთი ძალწირი, რომელიც, მეზობელი ძალწირებისაგან განსხვავებით, არ სრიალდება მდგარი ზონის გვერდით ზედაპირზე. აქედან გამოდის ტოპოლოგიური მსგავსება წვეტის მქონე მაგნიტურ ზედაპირსა და ჰიდროდინამიკურ მდგარ ზონას შორის. ორივე ეს სტრუქტურა შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც აგებული წვეტიდან (წვეროდან) გამოსული წარმომქმნელი მრუდებით. ოღონდაც, პირველ შემთხვევაში წარმომქმნელის ფუნქცია აკისრია წვეროში გახლეჩილ მაგნიტური ველის ძალწირს, ხოლო მეორე შემთხვევაში წარმომქმნელად გვევლინება სითხის დენის წირი. ამიტომ, ჩაპლიგინის ორგანზომილებიანი ანალიზური ამოხსნა აქსიალური სიმეტრიის შემთხვევაში უპრობლემოდ შეიძლება იყოს გამოყენებული ისეთი სამგანზომილებიანი კონფიგურაციის მისაღებად, რომელიც წვეტის მქონე მაგნიტური ზედაპირის მსგავსი იქნება.

აუცილებელია, რომ მდგარი ზონის წვეროში მაგნიტური ველის ძალწირის მრავალჯერადი გახლეჩის ეფექტის ანალოგია მაგალითად, მყარი სოლის წვეროში იდეალური სითხის დენის წირის გახლეჩის ეფექტთან მათემატიკურად ბოლომდე კორექტული იყოს. ამის პირველი, ფორმალური პირობაა, რომ წვეროზე დამიზნებული იყოს მდგარი ზონის სიმეტრიის ღერძის პარალელური მიმართულების მქონე სმგ-ს ძალწირი. გავიხსენოთ, რომ დარტყმითი ტალღის ფრონტზე სმგ, მზის ქარის პარამეტრების მსგავსად, შესაძლოა წყვეტას განიცდიდეს. კერძოდ, მკვლევარების სხვადასხვა ვარიანტებს შორის ყველაზე უფრო ალბათურია ე.წ. ბრუნვითი ტანგენციალური წყვეტის განვითარება. ასეთი წყვეტის დროს დარტყმითი ტალღის ფრონტის მართობული, ე.ი. მდგარი ზონის სიმეტრიის ღერძის პარალელური, სმგ-ს მდგენელი უცვლელი რჩება. აქედან გამოდის, რომ იმ შემთხვევაში, როცა მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე სმგ მზის ქარის სიჩქარის პარალელურია, ანუ გვაქვს ვითარება, რომელიც წარმოადგენს ალფენ-ჩანდრასეკხარის ცნობილი ფუნდამენტური თეორიის საწყის პირობას, ბრუნვითი მკვლევარული წყვეტა ამ პირობას არ დაარღვევს.

მრუდი მაგნიტური ზედაპირების განსაკუთრებული წერტილების მათემატიკური თავისებურებებით გამოწვეული ფიზიკური სპეციფიკა წარმოიხინდა თითქმის ნახევარი საუკუნის წინ, მართვადი თერმობირთვული სინთეზის რეაქციის ლაბორატორიულ პირობებში მიღებასთან დაკავშირებით. ეს საკითხი საკმარისი სისრულით არის გაშუქებული პლაზმის თეორიის კლასიკურ მრავალტომეულში [62], საიდანაც მოვიყვანთ ზოგიერთ შედეგს, რომლებიც მნიშვნელოვანია ამ თავში განხილული ამოცანების კუთხით.

თავდაპირველად განვიხილოთ რეგულარული განსაკუთრებული წერტილი, რომელთანაც გავაიგივოთ ნახ.12.-ზე მოცემული პლაზმური სტრუქტურის 0 წერტილი. ითვლება, რომ ამ წერტილის მახლობლად მაგნიტური ველი არაგრიგალურია, ე.ი. ელექტრული დენი არა გვაქვს. ფორმალურად, ასეთი სიტუაცია შეესაბამება იდეალური ელექტრული გამტარებლობის შემთხვევას. ამიტომ, დასაშვებია მაგნიტური ველის სკალარული პოტენციალის შემოტანა, რომლის გაშლაც, თუ რეგულარული განსაკუთრებული წერტილის თვისებას გავიხსენებთ, იწყება კოორდინატის მიმართ კვადრატული წევრებით. თუ კი ყველა კოეფიციენტი კვადრატულ წევრებთან ნულის ტოლია, მაშინ განსაკუთრებულ წერტილს გააჩნია პირველ შემთხვევასთან შედარებით უფრო რთული სტრუქტურა. ნახ.12-ზე მოცემული მაგნიტური სტრუქტურისათვის შესაძლებელია დავეუშვათ, რომ პლაზმის შიგნით არა გვაქვს, ანუ საზღვარზე კმაყოფილდება მაგნიტური და გაზოდინამიკური წნევების ტოლობის პირობა. მსგავსი სურათი პირველ მიახლოებაში სამართლიანია დედამიწის მაგნიტოსფეროსათვისაც, რომლის ზედაპირზე წნევების ბალანსის შედგენისას გარდამავალი არის მხრიდან უგულვებელყოფენ მზის ქარის მაგნიტურ წნევას, ხოლო მაგნიტოსფეროს მხრიდან- მასში ჩაჭერილი პლაზმის გაზოდინამიკურ წნევას. მაგრამ, ასეთ შემთხვევაში განსაკუთრებული წერტილი, ანუ ჩვენი მაგნიტური კონფიგურაციის წვერო, რეგულარული ვეღარ იქნება, რადგანაც მასში მაგნიტური ველის დაძაბულობა აღარ შეიძლება ნულის ტოლი იყოს. თუ დავეუშვებთ აზიმუტალურ სიმეტრიას, შეიძლება ბრტყელი ამოცანის განხილვა, რომელსაც შეესაბამება ნახ.12. რადგანაც, დაშვების თანახმად,

კონფიგურაციის შიგნით მაგნიტური ველი არ გვაქვს, ზედაპირის მსახველის მახლობლად კმაყოფილდება მაგნიტური ველის გრიგალის არ არსებობის პირობა, ე.ი. შეიძლება კომპლექსური პოტენციალის შემოტანა. რადგანაც წვეროში ხდება ძალწირის გახლეჩა, თანაც აქ მაგნიტური ველი ნულის ტოლი არ არის, კომპლექსური პოტენციალის მწკრივად გაშლაში, მაგნიტური ველის რეგულარული ნაწილის აღმწერი კომპლექსური კოორდინატის მიმართ მთელი ხარისხის მქონე წვერების გარდა, უნდა მონაწილეობდეს აგრეთვე წილადური წვერიც. კომპლექსური ცვლადის ფუნქციათა თეორიის თანახმად, ამ პირობის დაკმაყოფილების გარეშე წვერო ვერ იქნება მაგნიტური ველის განტოლების (გახლეჩის) წერტილი. ამრიგად, აქ მოცემული ტოპოლოგიური ამოცანის მოკლე ფიზიკური ანოტაცია განმტკიცებულია სათანადო მათემატიკური აპარატით [62]. შედეგად, მიღებულია მაგნიტური ზედაპირის საზღვრის განტოლება

$$y = \pm \text{const}(-x)^p \quad (3.2.5)$$

სადაც p -მაგნიტური კონფიგურაციის წვეროს მახლობლად კომპლექსური პოტენციალის გაშლაში მონაწილე ერთ-ერთი წვერის ნახევრად მთელი ხარისხის მაჩვენებელია. ამ ხარისხის მაჩვენებლის პირველი მნიშვნელობა $p=3/2$, თუმცა თეორია სამართლიანია ნებისმიერი სხვა ნახევრად მთელი რიცხვისათვისაც. გრაფიკულად, p -ს ზრდასთან ერთად მაგნიტური კონფიგურაციის წვერო უფრო და უფრო მახვილი გახდება. აღვნიშნავთ, რომ (3.2.5)-ის მსგავსი მაგნიტური ზედაპირის განტოლება მიიღება ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაშიც

$$r = k |z|^{\frac{3}{2}}, \quad (3.2.6)$$

სადაც r -რადიუსია, z - სიმაღლე.

ამრიგად, თუ მაგნიტურ ზედაპირს გააჩნია რაღაცა ტიპის სიმეტრია, ე.ი. ამოცანა დამოკიდებულია ორ ცვლადზე, არაგრიგალური მაგნიტური ველი მის ირგვლივ პლაზმურ სივრცეში შეიძლება აღიწერებოდეს კომპლექსური პოტენციალით. ამიტომ, შეიძლება ვისარგებლოთ იმ ცნობილი შედეგით, რომლის მიხედვითაც მაგნიტური ზედაპირის კონფიგურაციას იძლევა კომპლექსური პოტენციალის ვექტორული ნაწილი, რომელიც დენის წირის მსგავსია. ამ ფუნქციის

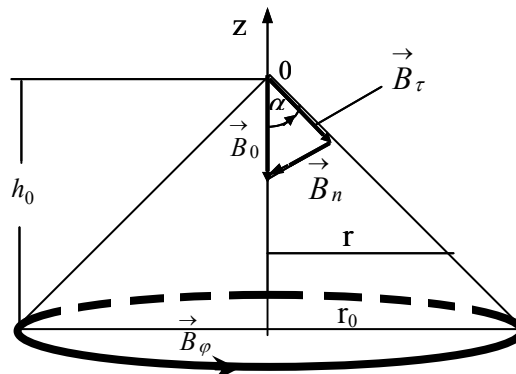
სახე დამოკიდებულია მაგნიტური ზედაპირის სიმეტრიის სახეზე, რომელიც შეიძლება იყოს შემდეგი სამი სახის: ტრანსლაციური (გადატანითი), აქსიალური ან ხრახნისებური. ტოროიდალური ველის შემთხვევა შეესაბამება ტრანსლაციურ სიმეტრიას, ხოლო გახლეჩილი მაგნიტური ძაღწირებით შექმნილი ზედაპირები მიიღება აქსიალური სიმეტრიის შემთხვევაში. ასე რომ, თუ ტოპოლოგიური ფორმალისმიდან გამოვალთ, პიდროდინამიკური მდგარი ზონა იმ შემთხვევაში დაემთხვევა მაგნიტურ ზედაპირს, თუ კი პლაზმის დენის წირს გავაიგივებთ მაგნიტური ველის ძაღწირთან. ასეთი სიტუაცია სრულიად რეალურია, რადგანაც მზის ქარის სიჩქარისა და სმგ-ს პარალელურობის პირობას ბუნებაში ძალიან ხშირად აქვს ადგილი, ხოლო მათემატიკურად ის წარმოადგენს, როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ალვენ-ჩანდრასეკხარის ცნობილი მჰდ ტალღური თეორიის საფუძველს.

მდგარი ზონის წვეროში გახლეჩილი სმგ-სა და მის საზღვარზე ჩამოყალიბებული ტოროიდალური მაგნიტური სტრუქტურის ურთიერთქმედების შედეგად უნდა ჩამოყალიბდეს ხრახნისებური სიმეტრიის მქონე ახალი მაგნიტური სტრუქტურა, რომელსაც ფორმალურად შეესაბამება შემდეგი სახის ვექტორული პოტენციალი (დენის ფუნქცია) $\psi = A_z + rA_\phi$, სადაც A_z და A_ϕ ვექტორ-პოტენციალის კომპონენტებია, r - მდგარი ზონის განივი კვეთის რადიუსი. ისევე, როგორც აქსიალური სიმეტრიის შემთხვევაში, ხრახნისებური მაგნიტური ზედაპირის ფორმა განისაზღვრება rA_ϕ -ს ანალიზური სახით. ამ ზედაპირის ფორმა შეიძლება მივიღოთ (3.2.6) გამოსახულებიდან, რომელშიც მუდმივა უნდა განისაზღვროს მდგარი ზონის ხაზოვანი პარამეტრების საშუალებით.

ჩვენი ამოცანიდან გამომდინარე, z ღერძი, რომელსაც თანხვედება სმგ-ს ძაღწირი გახლეჩამდე, მიმართულია მდგარი ზონის წვეროში მოთავსებული ცილიდრული კოორდინატთა სისტემის სათავიდან მზისაკენ. ცენტრალურ ძაღწირსა და გახლეჩილ ძაღწირებს შორის კუთხის (გაშლის კუთხე) ზღვრული მნიშვნელობა α_{\max} შეიძლება ჩავთვალოთ მდგარი ზონის მააპროქსიმირებელი კონუსის ნახევრადგაშლის კუთხის ტოლად (ნახ.13). მაგნიტოსფეროს

კრიტიკულ წერტილს შეესაბამება $z = -h_0$, სადაც h_0 - მდგარი ზონის სიმაღლეა, ხოლო r_0 - ფუძის რადიუსი..

აშკარაა, რომ კონუსური ზედაპირით აპროქსიმაცია სამართლიანია მდგარი ზონის ფუძის პარალელური ნებისმიერი კვეთისათვის, ოღონდაც, გახლეჩილი ძალწირების ტოპოლოგიიდან გამომდინარე, სათანადო კორექტულობისათვის, გათვალისწინებული უნდა იყოს ამ კონუსის გაშლის α კუთხის ცვლილება. აქედან გამომდინარეობს, რომ მაგნიტური ზედაპირის აპროქსიმაცია საფეხურებრივად უნდა მოხდეს, ე.ი. გაშლის კუთხე უნდა იცვლებოდეს გარკვეულ ინტერვალში, რომლის საზღვრები მარტივად დგინდება. კერძოდ, მაგნიტური ზედაპირის ფუძეს შეესაბამება $\alpha_{\max} = 45^\circ$, რადგანაც აქ, ჩაპლიგინის მოდელიდან გამომდინარე $h_0 = r_0$ [3,4]. ამ პირობის გათვალისწინებით (3.2.5)-იდან გვექნება $k = h_0^{-\frac{1}{2}}$. გარდა ამისა, ნებისმიერ სხვა განივ კვეთაში, თუ კი გაშლის კუთხის ცვლილებას გავითვალისწინებთ, სამართლიანია ტოლობა $r = |z| \operatorname{tg} \alpha = h_0^{-\frac{1}{2}} |z|^{\frac{3}{2}}$. ე.ი.

$$\alpha = \operatorname{arctg} \left(h_0^{-1} |z|^{\frac{1}{2}} \right) .$$


ნახ.13.
მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირი

ამრიგად, მდგარი ზონის ზედაპირის საწყისი მოდელური ტოროიდალური მაგნიტური სტრუქტურის ურთიერთქმედებამ სმგ-სთან, იმ შემთხვევაში, თუ ეს უკანასკნელი საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარის სინქარის პარალელურია, უნდა გამოიწვიოს ხრახნისებური

მაგნიტური ზედაპირის წარმოქმნა, ე.ი. მაგნიტურ ველს უნდა გაუჩნდეს სპირალობა. ამ თვისებას ახასიათებს საკუთარი პარამეტრი, ხრახნის ბიჯი, რომელიც უნდა განისაზღვროს ცნობილი ფორმულიდან [62]

$$L = 2\pi \frac{rB_\tau}{B_\phi} \quad , \quad (3.2.7)$$

სადაც L -ხრახნის ბიჯია, B_ϕ -ტოროიდალური ველის დაძაბულობა, რომელიც აქსიალური სიმეტრიის შემთხვევაში შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ [3], $B_\tau = B_0 \cos \alpha$ -მაგნიტური (მდგარი ზონის) ზედაპირის ტანგენციალური მაგნიტური ველი, B_0 - სმე-ს მახასიათებელი სიდიდე, $r = z \operatorname{tg} \alpha$. აშკარაა, რომ მაგნიტურ ზედაპირზე სრულდება პირობა: $B_0^2 = B_\tau^2 + B_n^2$, სადაც $B_n = B_0 \sin \alpha$ -მაგნიტური ველის ნორმალური მდგენელია (ნახ.13).

შემოვიტანოთ ფარდობა $n = \frac{B_0}{B_\phi}$ და ვისარგებლოთ ფორმულით

$$\sin \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{\frac{1}{2}}}, \text{ რის შემდეგ (3.2.7)–იდან გვექნება}$$

$$L = 2\pi n (h_0 + |z|)^{-\frac{1}{2}} |z|^{\frac{3}{2}}. \quad (3.2.8)$$

როგორც უკანასკნელი გამოსახულებიდან სჩანს, მდგარი ზონის ზედაპირზე მაგნიტური ველის ძალწირის ხრახნის ბიჯი ცვლადი იქნება: ის თანდათან გაიზრდება მდგარი ზონის წვეროდან მაგნიტოსფერის კრიტიკული წერტილის, ე.ი. მდგარი ზონის ფუძის, მიმართულებით. ეს ნიშნავს, რომ თავდაპირველად ტოროიდალური ტოპოლოგიის მქონე მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირი სმე-ს გავლენით მაქსიმალურ ცვლილებას განიცდის მდგარი ზონის ფუძეში, ანუ მაგნიტოსფეროს საზღვარზე- $L_{\max} = \sqrt{2\pi} n h_0$ [43].

3.3. პლაზმის სიჩქარის ველისა და მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური მსგავსების მოდელი მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში

ტოპოლოგიური მსგავსება მზის ქარის დენის წირებსა და სმე-ს ძალწირებს შორის აშკარაა იმ შემთხვევაში, როცა მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე $\vec{V}_0 \parallel \vec{B}_0$. 3.2-ში განხილულია სწორედ ეს შემთხვევა, რომელიც ამავე დროს წარმოადგენს ალვენ-ჩანდრასეკჰარის ცნობილი ამოხსნის საფუძველს, ანუ იდეალურად გამტარ პლაზმაში ალვენის ტალღების გენერაციის პირობას [63,64]. ტოპოლოგიური მსგავსება დინების სიჩქარისა და მაგნიტური ველის ყოფაქცევაში სამართლიანია აგრეთვე იმ შემთხვევაშიც, თუ პლაზმას გააჩნია ჩვეულებრივი ან მაგნიტური სიბლანტე. ამ მოსაზრების სამართლიანობა ქვემოთ ნახვენები იქნება მდგარ ზონაში უძრავი პლაზმის ისეთი შეშფოთებების მაგალითზე, რომლის წყარო მოთავსებულია მდგარი ზონის ფუძეში.

განვიხილოთ მოდელი, რომლის თანახმად გვაქვს ძირითადი ერთკომპონენტური \vec{H}_0 , რომლის შეშფოთებაა \vec{h} , ხოლო თავდაპირველად უძრავი უკუმშვადი პლაზმის შეშფოთების სიჩქარეა \vec{V} . თუ გავითვალისწინებთ მოძაობისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის განტოლებებში შემავალი წევრების რიგებს, გვექნება

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla P + \lambda \Delta \vec{V} + \frac{1}{4\pi\rho_0} [\text{rot} \vec{h} \cdot \vec{H}_0], \quad (3.3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = (\vec{H}_0 \nabla) \vec{V} + \lambda_m \Delta \vec{h}. \quad (3.3.2)$$

(3.3.1)-ის ბოლო მარჯვენა წევრი დავშალოთ ვექტორული ანალიზის ცნობილი ფორმულის მიხედვით. თუ გამოვიყენებთ მაგნიტური ველის უწყვეტობის პირობას, გვექნება

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \left\{ P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_0)}{4\pi} \right\} + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\vec{H}_0 \nabla) \vec{h} + \lambda \Delta \vec{V}. \quad (3.3.3)$$

თუ (3.3.3)-ის ორივე მხარეზე ვიმოქმედებთ ოპერატორით div , მივიღებთ

$$\Delta \left\{ P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_0)}{4\pi} \right\} = 0. \quad (3.3.4)$$

(3.3.4) სამართლიანია, რადგანაც გამოსახულება ფიგურულ ფრჩხილებში აკმაყოფილებს ლაპლასის განტოლებას, ანუ ისეთი ჰარმონიული ფუნქციაა, რომელიც უსასრულობაში $P + \frac{(\vec{h} \cdot \vec{H}_0)}{4\pi} = 0$ (შეშფოთების მოდელიდან გამომდინარე, ამ მოთხოვნის ფიზიკური სამართლიანობა აშკარაა). მაგრამ, საშუალოს შესახებ გაუსის თეორემიდან გამოდის, რომ ზემოთ მოყვანილი პირობა სამართლიანია მთელ სივრცეში. ამრიგად, თუ მოდელის ფიზიკურ საფუძველს განვიხილავთ, გამოდის, რომ პლაზმის შეშფოთებას იწვევს მდგარი ზონის საზღვარზე მაგნიტური ველის ძალწირების დეფორმაცია.

რადგანაც ვიხილავთ მუდმივი სიდიდის ერთკომპონენტის ძირითად მაგნიტურ ველს H_0 , გავუკეთოთ აპროქსიმაცია მდგარ ზონას ცილინდრებით. თუმცა ასეთი აპროქსიმაცია საკმარისად უხეშია, ამას საბოლოო შედეგზე პრაქტიკულად გავლენა არ ექნება, რადგანაც მდგარი ზონა არ წარმოადგენს აბსოლუტურ წარმონაქმნს. ამიტომ, წინა პარაგრაფში მოყვანილი ამოცანის მსგავსად, აქაც ნებისმიერ შემთხვევაში შეიძლება გამოვიყენოთ აპროქსიმაცია სხვადასხვა ფუძის ფართის მქონე ცილინდრების რიგით, რომელთა რაოდენობაც დამოკიდებული არის მდგარი ზონის სიმაღლეზე. ამ ცილინდრებს შორის პირველის ფართი ემთხვევა მდგარი ზონის ფუძეს. ამრიგად (3.3.3) -ის მაგივრად გვექნება

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho} (\vec{H}_0 \nabla) \vec{h} + \lambda \Delta \vec{V}. \quad (3.3.5)$$

ჩავთვალოთ, რომ შეშფოთებული სიდიდეების ამპლიტუდების დამოკიდებულება x და y კოორდინატზე წრფივია, რაც იძლევა ლაპლასის ოპერატორის გამარტივების საშუალებას. გადავიდეთ ცილინდრულ კოორდინატებზე და სიჩქარე და მაგნიტური ველის შეშფოთება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით: $\vec{V} = \vec{V}_0(r) \exp(-i\omega t + k_z z)$ და $\vec{h} = \vec{h}_0(r) \exp(-i\omega t + k_z z)$. ასეთი წარმოდგენა ნიშნავს, რომ ვიხილავთ

შეშფოთებას მდგარი ზონის ღერძის მიმართულებით, რომელიც მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილიდან მზისკენ მიმართული z ღერძის თანხვედნილია (ω -სიხშირე, k_z -ტალღური რიცხვი). ამრიგად, გვექნება

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{H_{0z}}{4\pi\rho_0} \frac{\partial \vec{h}}{\partial z} + \lambda \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}, \quad (3.3.6)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = H_{0z} \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} + \lambda_m \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2}. \quad (3.3.7)$$

გავაწარმოთ (3.3.6) z -ით და (3.3.7) t -ით

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z \partial t} = \frac{H_{0z}}{4\pi\rho_0} \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right), \quad (3.3.8)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = H_{0z} \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z \partial t} + \lambda_m \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} \right). \quad (3.3.9)$$

თუ (3.3.7)-დან განვსაზღვრავთ $\frac{\partial \vec{V}}{\partial z}$ -ს და შევიტანთ (3.3.8)-ში გვექნება

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z \partial t} = \frac{H_{0z}}{4\pi\rho_0} \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + \frac{\lambda}{H_{0z}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} - \lambda_m \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} \right). \quad (3.3.10)$$

(3.3.9)-ის გამოყენებით გამოვრიცხოთ (3.3.10)-ის მარცხენა მხარე, რაც მოგვცემს განტოლებას მაგნიტური ველის შეშფოთებისათვის

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + (\lambda + \lambda_m) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) - \lambda \lambda_m \frac{\partial^4 \vec{h}}{\partial z^4}, \quad (3.3.11)$$

სადაც $V_a = \frac{H_{0z}}{4\pi\rho_0}$ -ალფენის სიჩქარეა.

ანალოგიურად გვექნება

$$\frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} + (\lambda + \lambda_m) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right) - \lambda \lambda_m \frac{\partial^4 \vec{h}}{\partial z^4} \quad (3.3.12)$$

ჩავატაროთ ფიზიკური ანალიზი. დავუშვათ, რომ პლაზმას არ გააჩნია ჩვეულებრივი სიბლანტე, რომელიც, დისერტაციაში განხილული ამოცანების სპეციფიკიდან გამომდინარე, წარმოადგენს განსაკუთრებული მნიშვნელობის მქონე პარამეტრს. შემთხვევა, როცა მაგნიტური

სიბლანტე ნულის ტოლია, შეესაბამება იდეალურად გამტარ პლაზმას, რომელსაც გააჩნია ჩვეულებრივი სიბლანტე. მაგნიტოსფეროსთან მიმართებაში ასეთი მოდელი შეიძლება განსაკუთრებით სამართლიანი იყოს პოლარულ კასპებში მოძრავი პლაზმისათვის, დაბალ სიმაღლეებზე, იქ სადაც აშკარად მუდგანდება ბლანტი ხახუნის ეფექტი სუსტად იონიზირებულ, საკმარისად მკვრივ იონოსფერულ გარემოსა და მზის ქარს შორის.

განვიხილოთ განტოლებათა ორი სისტემა, რომლებშიც აშკარაა სრული იდენტურობა მაგნიტური ველისა და სიჩქარის შემფოთებებს შორის:

1) $\lambda = 0$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} &= V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + \lambda_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} &= V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} + \lambda_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right)\end{aligned}\quad (3.3.13)$$

2) $\lambda_m = 0$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} &= V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) \\ \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} &= V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right)\end{aligned}\quad (3.3.14)$$

თუ უგულვებელყოფთ ტალღურ წევრებს, რომელთა კოეფიციენტია ალფენის სიჩქარის კვადრატი, გვექნება პარაბოლური ტიპის განტოლებები

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = \lambda_m \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \lambda_m \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2};\quad (3.3.15)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}.$$

თუ პლაზმა იდეალურია, ანუ არ გააჩნია ელექტრული და მაგნიტური სიბლანტე ($\lambda = \lambda_m = 0$), მაშინ გვექნება ტალღური განტოლებები

$$\frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}, \quad (3.3.16)$$

რომელთა ამოხსნები კარგად არის ცნობილი.

(3.3.14) განტოლებების ამოხსნის ერთ-ერთი ვარიანტი იყენებს ჩვენს მიერ შემოტანილ წარმოდგენებს $\vec{V} = \vec{V}_0(r) \exp(-i\omega t + k_z z)$ და $\vec{h} = \vec{h}_0(r) \exp(-i\omega t + k_z z)$. რადგანაც ტალღური რიცხვი კომპლექსურია ($k_z = \eta + ik$), როცა $\lambda = 0$ გვექნება შემდეგი დისპერსიული თანაფარდობა

$$\omega^2 = V_a^2 k_z^2 - i\omega \lambda_m k_z^2, \quad (3.3.17)$$

ანუ

$$k_z = \frac{\omega}{(V_a^2 - i\omega \lambda_m)^{1/2}}. \quad (3.3.18)$$

თუ ჩავთვლით, რომ გარემოს გააჩნია მცირე მაგნიტური სიბლანტე, რაც სამართლიანია მზის ქარის პლაზმისათვის, მაშინ შეიძლება (3.3.18) მწკრივად გაიშალოს. ამასთან ერთად, გამოვიყენოთ k_z -ის წარმოდგენა ნამდვილ და წარმოსახვით ნაწილებად

$$k_z = \eta + ik \approx \frac{\omega}{V_a} \left(1 + \frac{i\omega \lambda_m}{2V_a^2} \right) = \frac{\omega}{V_a} + i \frac{\omega \lambda_m}{2V_a^2}. \quad (3.3.19)$$

ამრიგად, მაგნიტური ველის შემფოტებისათვის გვექნება გამოსახულება

$$\vec{h} = \vec{h}_0(r) \exp\left(-\frac{\omega^2 \lambda_m z}{2V_a^3}\right) \exp(i(k_z z - \omega t)), \quad (3.3.20)$$

რომლის იდენტურია გამოსახულება პლაზმის სიჩქარისათვის. თუ გარემოს გააჩნია მხოლოდ ჩვეულებრივი სიბლანტე, საჭიროა (3.3.20)-ში მოვახდინოთ ცვლილება $\lambda_m \rightarrow \lambda$.

ჩავატაროთ (3.3.19) და (3.3.20)-ის თვისობრივ-რაოდენობრივი ანალიზი. მოთხოვნის თანახმად, k_z -ის წარმოსახვითი ნაწილის

კოეფიციენტი $\frac{\omega \lambda_m}{2V_a^2} \ll 1$. აქედან, შეიძლება ω_0 მახასიათებელი სიდიდის

განსაზღვრა. მაგალითად, თუ აღნიშნული უტოლობა სრულდება 10%

სიზუსტით (ე.ი. $\frac{\omega\lambda_m}{2V_a^2} \leq 0,1$), ნორმალურ პირობებში, როცა მდგარი ზონის პლაზმაში მაგნიტური ველის მახასიათებელი სიდიდე $H_0 = 10^{-4}$ გაუსია, $n=20$ პროტონი/სმ³, რასაც შეესაბამება $V_a \approx 5 \cdot 10^6$ სმ/წმ, მაგნიტური სიბლანტის ინტერვალისათვის $\lambda_m \approx (10^{12} \div 10^{14})$ სმ²წმ⁻¹, მივიღებთ, რომ $\omega_0 \approx 5(1 \div 10^{-2})$ წმ⁻¹. გამოდის, რომ ჩვენი მოდელი სამართლიანია გეომაგნიტური პულსაციების სიხშირის მქონე შეშფოთებებისათვის, რაც ზრდის მის ფიზიკურ ღირებულებას, რადგანაც ძალწირების დეფორმაცია რეზონანსის გზით ბუნებრივად უკავშირდება მაგნეტოსფეროს დღის მხარის, როგორც ერთიანი სხეულის, საკუთარ რხევებს [3].

(3.3.20)-ში პირველი ექსპონენტი განსაზღვრავს შეშფოთების ტალღის მილევას, რომელიც დამოკიდებულია პლაზმის მახასიათებლებზე, შეშფოთების სიხშირეზე და მანძილზე. მილევის ლოგარითმულ დეკრემენტს, ანუ ტალღის ამპლიტუდის ნეპერის რიცხვით შემცირებას, შეესაბამება მანძილი

$$z_0 = \frac{2V_a^3}{\omega^2 \lambda_m}. \quad (3.3.21)$$

ანალოგიურად, შეიძლება განვიხილოთ შემთხვევა, როცა $\lambda_m = 0$, ხოლო $\lambda \neq 0$.

ამრიგად, ზემოთგანხილული მოდელის ფარგლებში სახეზეა სრული ტოპოლოგიური მსგავსება მდგარ ზონაში მაგნიტური ველისა და პლაზმის სიჩქარის შეშფოთებების ვექტორებს შორის.

ამრიგად, მდგარ ზონაში უნდა არსებობდნენ სხვადასხვა ტიპის მძღ ტალღები. ამ ვირტუალური სტრუქტურის კონფიგურაციიდან გამომდინარე, აღნიშნული ტალღების სპექტრის განხილვა განსაკუთრებით მოსახერხებელი უნდა იყოს კონუსურ კოორდინატთა სისტემაში. თუმცა, როგორც წესი, როცა გამოიყენება მრუდწირული კოორდინატები, მძღ ამოცანებში წარმოიქმნება მათემატიკური სირთულეები. ამიტომ, ვიფარგლებით მხოლოდ იმ მძღ ტალღებით, რომლებიც შეიძლება წარმოიქმნან მდგარი ზონის სიმეტრიის ღერძის მიმართუ-

ლებით გაგრცელებული მცირე პერიოდული შემფოთებების გამო. ამ შემფოთებების მიზეზს როგორც მთელ გარდამავალ არეში, ასევე მის ფოკალურ ნაწილში წამოადგენს მზის ქარისა და სმე-ს პარამეტრების ცვლილება. თუმცა, კუმშვად დამაგნიტებულ პლაზმაში შემფოთებები შეიძლება გამოწვეული იყოს აგრეთვე მდგარი ზონის შემომსახურელი მაგნიტური ზედაპირის დრეკადი რხევებით, რომელთა გაგრცელება დაკავშირებულია პლაზმის კუმშვადობასთან.

კვლავ ჩავთვალოთ, რომ მდგარ ზონაში უძრავი პლაზმის მაგნიტური ველი, სიმკვრივე და წნევა განიცდიან მცირე შემფოთებებს

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad P = P_0 + P', \quad \vec{V} = \vec{V}' \quad (3.3.22)$$

რადგან მოძრაობა ითვლება იზოტროპულად, წნევისათვის გვექნება

$$P' = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \rho' = c_0^2 \rho', \quad (3.3.23)$$

სადაც c_0 - ბგერის სიჩქარეა.

(3.3.22) და (3.3.23) ჩავსვათ საწყის მძღ განტოლებებში, საიდანაც არაწრფივი წევრების უგულვებელყოფით მივიღებთ

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{c_0^2}{\rho_0} \nabla \rho' + \frac{1}{4\pi\rho_0} [\text{rot} \vec{b} \cdot \vec{B}_0], \quad (3.3.24)$$

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = (\vec{B}_0 \nabla) \vec{V} - \vec{B}_0 \text{div} \vec{V}, \quad (3.3.25)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \text{div} \vec{V}, \quad (3.3.26)$$

$$\text{div} \vec{b} = 0. \quad (3.3.27)$$

შემფოთებები კვლავ განვიხილოთ მართკუთხა კოორდინატთა სისტემის z -ღერძის გასწვრივ, რომლის სათავე მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილია. z ღერძი მიმართულია მზისკენ, y -ღერძი გეო-მაგნიტური ველის სასახლურო ძალწირის გასწვრივ, x -ღერძი მაგნიტოსფეროს ეკვატორული სიბრტყის საზღვარზე. ჩავთვალოთ, რომ საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველი მიმართულია z ღერძის ანტიპარალელურად. აქედან გამომდინარე, ჯამური მაგნიტური ველი ტოლია $\vec{B} = B_{0y} \vec{e}_y - B_{0z} \vec{e}_z$, სადაც B_{0y}, B_{0z} -გეომაგნიტური ველისა და საპლანე-

ტათაშორისო მაგნიტური ველის სიდიდეებია, \vec{e}_y , \vec{e}_z -ერთეულოვანი ორტები. განვიხილოთ მდგარი ზონის ფუძე და იდეალურად გამტარი კუმშვადი პლაზმის შემთხვევა. (3.3.24)-(3.3.27) სისტემის ამონახსნი კვლავ ვეძებთ $e^{i(k_z z - \omega t)}$ ბრტყელი ტალღის სახით. (3.3.25)-დან და (3.3.27)-დან გამომდინარეობს, რომ $b_z = 0$. ამიტომ, გვექნება

$$\frac{\partial b_x}{\partial t} = \frac{B_{0z}}{4\pi\rho} \frac{\partial V_x}{\partial z}, \quad (3.3.28)$$

$$\frac{\partial b_x}{\partial t} = B_{0z} \frac{\partial V_y}{\partial z} - B_{0y} \frac{\partial V_z}{\partial z}, \quad (3.3.29)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{B_{0z}}{4\pi\rho} \frac{\partial b_x}{\partial z}, \quad (3.3.30)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{B_{0z}}{4\pi\rho} \frac{\partial b_y}{\partial z}, \quad (3.3.31)$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{c_0^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial z} - \frac{B_{0y}}{4\pi\rho} \frac{\partial b_y}{\partial z}, \quad (3.3.32)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial V_z}{\partial z}. \quad (3.3.33)$$

(3.3.28) და (3.3.30) განტოლებები არიან დამოუკიდებელი სხვა განტოლებებისაგან. (3.3.28) გავაწარმოთ t -თი და (3.3.30)-იდან ჩავსვათ $\frac{\partial V_x}{\partial t}$, რის შედეგადაც მივიღებთ განტოლებას ალფენის ტალღებისათვის

$$\frac{\partial^2 b_x}{\partial t^2} = V_{az}^2 \frac{\partial^2 b_x}{\partial x^2}, \quad (3.3.34)$$

სადაც $V_{az} = \frac{B_{0z}}{\sqrt{4\pi\rho_0}}$ -ალფენის ტალღის სიჩქარეა, რომელიც დამოკიდებულია საპლანეტათაშორისო მაგნიტურ ველზე.

ეს ტალღები სმგ-ს ძალწირების გასწვრივ ორივე მიმართულებით ვრცელდებიან შემდეგი ფაზური სიჩქარით

$$C_\phi = \frac{\omega}{k_z} = V_{az} = V_a \sin \theta, \quad (3.3.35)$$

სადაც θ კუთხე აითვლება y ღერძიდან, V_a - ალფენის სიჩქარის სიდიდეა ჯამური მაგნიტური ველისთვის.

(3.3.29)-გავაწარმოთ t -თი, გამოვიყენოთ (3.3.31) და (3.3.32), რის შემდეგ გვექნება

$$\frac{\partial^2 b_y}{\partial t^2} = V_a^2 \frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2} + c_0^2 C_\phi^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2}. \quad (3.3.36)$$

(3.3.28)-დან და (3.3.33)-დან გვექნება

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} + \frac{B_{0y}}{4\pi} \frac{\partial^2 b_y}{\partial z^2}. \quad (3.3.37)$$

ბოლო ორი განტოლების კომბინაცია გვაძლევს დისპერსიის განტოლებას ტალღის ფაზური სიხარისათვის

$$C_\phi^4 - (c_0^2 + V_a^2) C_\phi^2 + c_0^2 V_{az}^2 = 0. \quad (3.3.38)$$

გამოდის, რომ ამ ტალღებში პლაზმის მერხვე ნაწილაკებზე მოქმედებს როგორც გეომანტური ველი, ასევე საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველი.

(3.3.38) განტოლების ამონახსნს აქვს შემდეგი სახე [64]

$$C_{\phi\pm} = \frac{1}{2} \left[(c_0^2 + V_a^2 + 2c_0 V_a \cos \theta)^{1/2} \pm (c_0^2 + V_a^2 - 2c_0 V_a \cos \theta)^{1/2} \right], \quad (3.3.39)$$

სადაც პლიუს ნიშანი აღნიშნავს აჩქარებულ მაგნიტობგერით ტალღებს, ხოლო მინუსი-შენელებულს. ეს ტალღები მოძრაობენ ორივე მიმართულებით.

(3.3.39)-დან შეგვიძლია შევაფასოთ მძდ ტალღების სპექტრი მდგარი ზონის ფუძის ($\theta \approx 0$), ე.ი. მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის, მახლობლად, სადაც სმვ-ის ძალწირები პრაქტიკულად არ მახინჯდებიან. მახასიათებელი სიდიდეებად შეგვიძლია გამოვიყენოთ მაგნიტოპაუზის პარამეტრების ტიპური მნიშვნელობები $c_0 = V_a = (3 \div 6) 10^6$ სმ.წმ⁻¹ და $k_z = 2\pi \cdot 10^{-7}$ სმ⁻¹, რაც შეესაბამება დედამიწის მაგნიტური ველის სასაზღვრო ფენის (მაგნიტოპაუზის) სისქე $\delta_M \approx 10^7$ სმ. შედეგად, მივიღებთ მძდ ტალღების სიხშირის მახასიათებელ სპექტრს- $\omega_0 \approx (2 \div 8)$ წმ⁻¹, რომელიც ფაქტიურად შეესაბამება მაგნიტოსფეროს საზღვრის მახლობლად პროტონების ციკლოტრონულ სიხშირეს- $\omega_p \approx (3 \div 5)$ წმ⁻¹ [8].

3.4. მდგარი ზონა მაგნიტოსფეროს გარდამავალ არეში, ჰელმჰოლცის განტოლებების თვისობრივი ანალიზი და მაგნიტოგრადიენტული ტალღების პარამეტრების შეფასება

მზის ქარის პლაზმის მსხვილმასშტაბოვანი დინება გარდამავალ არეში იმ დროითი მასშტაბებისათვის, რომლებიც მნიშვნელოვნად აღემატება დაბალსიხშირიანი ელექტრომაგნიტური რხევების მახასიათებელ პერიოდებს, შეიძლება სტაციონარულად ჩავთვალოთ. იდეალური ერთსითხოვანი მძვ განტოლებები მზის ქარისათვის შემდეგი სახისაა

$$(\vec{\nabla})\vec{V} = -\nabla \frac{P'}{\rho} + \frac{(\vec{H}\nabla)\vec{H}}{4\pi\rho}, \quad (3.4.1)$$

$$(\vec{\nabla})\vec{H} = (\vec{H}\nabla)\vec{V}, \quad (3.4.2)$$

სადაც $P' = P + H^2/(8\pi)$ -პლაზმის სრული წნევაა, P -გაზოდინამიკური წნევა, $(H^2/(8\pi))$ -მაგნიტური წნევა).

მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარისათვის არსებობს უამრავი ძირითადი მდგომარეობა, რომლებიც შეესაბამებიან (3.4.1)-(3.4.2) განტოლებების სხვადასხვა სტაციონარულ ამონახსნებს. მაგალითად, როცა $P' = const$, შეიძლება ვისარგებლოდ ალფენ-ჩანდრასეკჰარის ცნობილი სტაციონარული ამოხსნით, რომელიც ჩვენ ფაქტიურად უკვე გამოვიყენეთ 3.2-ში მდგარი ზონის წვეროში მაგნიტური ძალწირის გახლეჩვის მოდელის წინაპირობად

$$\vec{V} = \frac{\vec{H}}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (3.4.3)$$

თუ მკაცრად ვიმსჯელებთ, გარდამავალ არეში, საპლანეტათა-შორისო სივრცისაგან განსხვავებით, ერთსითხოვანი მიახლოება მზის ქარისათვის სამართლიანი აღარ არის. ყოველ შემთხვევაში, თუ მთელ გარდამავალ არეში არა, მდგარ ზონაში (ფოკალური არე) მაინც, სადაც კორექტულია პლაზმის მოძრაობა განხილული იყოს ორსითხოვან მიახლოებაში. ეს ნიშნავს, რომ პროტონებისა და ელექტრონების

მოძრაობა ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელია, თუმცა ასეთი განცხადება აბსოლუტურად სამართლიანი არ არის. როგორც წესი, ითვლება, რომ ელექტრონებს რომლებსაც პროტონებთან შედარებით გაცილებით მცირე მასა გააჩნიათ, ინერცია არა აქვთ, ამიტომ საკმაოდ მაღალი სიზუსტით შეიძლება ითქვას, რომ პროტონები მოძრაობენ ელექტრონულ გარსში ისე, რომ ადგილი არა აქვს მექანიკურ ხახუნს პლაზმის კომპონენტებს შორის. თუ პლაზმა იდეალურად გამტარია, მაშინ ადგილი არ ექნება აგრეთვე მაგნიტურ ხახუნსაც და პლაზმაში არ მოქმედებს დისიპაციის მექანიზმები [65].

ცნობილია, რომ დარტყმითი ტალღის ფრონტის გავლის შემდეგ მზის ქარის პლაზმა მუხრუჭდება, რაც ერთ-ერთ გამოვლინებას პოულობს მასში მაგნიტური სიბლანტის ეფექტის წარმოქმნაში. სხვა საინტერესო ფიზიკურ მოვლენებთან ერთად, როგორც ეს ნაჩვენები იყო ადრე, ამ არეში ადგილი აქვს სმე-ს მზის ქარში ჩაყინულობის პირობის ტრანსფორმაციას, რაც ნიშნავს, რომ უნდა განვიხილოთ განსხვავებული ეფექტები პლაზმის ელექტრონულ და პროტონულ კომპონენტებში. სწორედ ორსითხოვან მიახლოებაშია შესაძლებელი იმ ეფექტის გამოვლენა, რომელიც თეორიულად თავდაპირველად მიღებული იყო სუსტად იონიზირებული იონოსფერული პლაზმისათვის [64,66].

მზის ქარის დინამიკაზე, გარდამავალ არეში უკანასკნელი ექსპერიმენტალური მონაცემებისა და რიცხვითი მოდელირების შედეგების მიხედვით, განსაკუთრებული გავლენა აქვს პლაზმის კუმშვადობას [67]. მაგრამ, პირველ მიახლოებაში, პლაზმის კომპონენტებს შორის ხახუნის მსგავსად, ეს ეფექტიც შეიძლება უგულვებელყოთ და გამოვიყენოთ განზოგადოებული ომის კანონი, რომელშიც ელექტრონების სიჩქარე \vec{V}_e განსაზღვრულია დენის სიმკვრივის საშუალებით

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}[\vec{V}\vec{H}] + \frac{1}{enc}[\vec{j}\vec{H}] - \frac{1}{en}\nabla P_e. \quad (3.44)$$

სადაც \vec{E} -ელექტრული ველის დაძაბულობაა, c -სინათლის სიჩქარეა, $\vec{j} = en(\vec{V} - \vec{V}_e)$ -დენის სიმკვრივე (\vec{V} -პროტონების სიჩქარე), P_e -

ელექტრონული კომპონენტის წნევა, n -პლაზმის კონცენტრაცია, e -ელემენტარული მუხტი.

(3.4.4)-ს გამოყენებით, რომელიც ნიშნავს, რომ ორსითხოვან მიახლოებაში მზის ქარში ყოველთვის წარმოიქმნება პოლის ეფექტი (მეორე შესაკრები (3.4.4)-ის მარჯვენა მხარეში), ნახვენებია, რომ სამართლიანია ჰელმჰოლცის განზოგადოებული განტოლება [65,68].

$$\frac{\partial(\vec{Q} + \vec{Q}_i)}{\partial t} = \text{rot}[\vec{V} \cdot (\vec{Q} + \vec{Q}_i)], \quad (3.4.5)$$

სადაც $\vec{Q}_i = eH/(Mc)$ -პროტონების ციკლოტრონული სიხშირე, (M - პროტონის მასა).

(3.4.5) განტოლებიდან გამოდის, რომ მზის ქარის პროტონულ კომპონენტაში ინახება ახალი ვექტორი $\vec{Q} + \vec{Q}_i$, ანუ, აქ მაგნიტური ველი, ელექტრული კომპონენტისაგან განსხვავებით, მხოლოდ ნაწილობრივ არის „ჩაყინული“. მართლაც, რადგანაც დენის სიმკვრივის გამოსახულებიდან $\vec{V} = \vec{V}_e + \vec{j}/(en)$, თუ ავიღებთ rot -ს (3.4.4) ორივე მხარიდან და გამოვიყენებთ ერთ-ერთ მაქსველის განტოლებას, გვექნება

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \text{rot}[V_e H], \quad (3.4.6)$$

რაც ნიშნავს მაგნიტური ველის სრულ ჩაყინულობას პლაზმის ელექტრონულ კომპონენტაში.

ამრიგად, მაგნიტოსფეროს გარსდენის მძლ სურათის კორექტული მოდელირება მოითხოვს, რომ მზის ქარმა გარდამავალ არეში შეიძინოს სასრული ელექტრული გამტარებლობის მქონე გარემოს თვისებები. ასეთ შემთხვევაში ჩაყინული საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის გავლენა სუსტდება და ფოკალურ არეში პლაზმის მსხვილმასშტაბოვანი დინების ტოპოლოგია შეიძლება განისაზღვროს კინემატიკურ მიახლოებაში, რომელიმე ისეთი ჰიდროდინამიკური მოდელის საშუალებით, რომელიც ითვალისწინებს მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად მზის ქარის დამუხრუჭების ეფექტს. ასეთი ტიპისაა, მაგალითად, სონერუპ-პრისტიკა და გრატონის ცნობილი კინემატიკური მოდელები [40,41,69].

მზის ქარის თერმოდინამიკური პარამეტრების ცვლილებასა და მის დამუხრუჭებას გარდამავალ არეში მოსდევს სხვადასხვა ფიზიკური ეფექტები, რომელთა შორისაც ერთ-ერთი საინტერესო მოვლენაა ე.წ. მაგნიტოგრადიენტული ტალღების გაჩენა. ამ ტიპის მაგნიტოსფერული ტალღების გენერაციის ფიზიკური მექანიზმი დაკავშირებულია სინქარეთა ველისა და მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნებასთან, რომელთა თვალნათლივი წარმოდგენა განსაკუთრებით მოხერხებულად შეიძლება ჩაპლიგინის მდგარი ზონის მოდელის დახმარებით [3,4]. კერძოდ, ეს მოდელი იძლევა საშუალებას გამოვიყენოთ დინების მძღ სურათის შეშფოთების მარტივი, მაგრამ მოხერხებული ვარიანტი, როცა ძირითად, შეუშფოთებელ მდგომარეობაში, პლაზმა მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში მიჩნეულია უძრავად.

შემოვიტანოთ მართკუთხა კოორდინატთა სისტემა სათავით მაგნიტოსფეროს კრიტიკულ (შუბლა) წერტილში. დერძი x მოგეზულია მაგნიტოსფეროს ცენტრალური ეკვატორიალური კვეთის საზღვრის გასწვრივ, y -მზისკენ, z დერძი-გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირის გასწვრივ. მაგნიტოგრადიენტული ტალღების გენერაციისათვის აუცილებელია, რომ არსებობდეს სინქარისა და მაგნიტური ველის გრიგალები. მაგრამ, მთელ გარდამავალ არეში ამ პირობის დაკმაყოფილება, მზის ქარის დინების სპეციფიკის გამო, შეუძლებელია. სამაგიეროდ, სამართლიანია თავდაპირველად უძრავი პლაზმის v_y სინქარის შეშფოთებისა და ერთკომპონენტური მაგნიტური ველის h_z შეშფოთების შემდეგი მოდელი, რომელიც ზუსტად ესადაგება მდგარ ზონას. ამ მოდელით დაშვებულია შეშფოთების ფორმის მქონე ვერტიკალური გადაადგილებების გენერაცია და ერთკომპონენტური მაგნიტური ველის შეშფოთება ძირითადი ვეილს მიმართულებით

$$\vec{V} = v_y(x,t)\mathbf{e}_y, \quad \vec{H} = H_{0z}(y)\mathbf{e}_z + h_z(x,t)\mathbf{e}_z, \quad (3.4.7)$$

სადაც \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z -ერთეულოვანი ორტეზია.

იონოსფეროში, სადაც სამართლიანია (3.4.7)-ის მსგავსი მოდელი, ორსითხოვან მიახლოებაში, ანუ ჰოლის ეფექტის მოქმედების

პირობებში, არსებობს სამი ტიპის მაგნიტოგრადიენტული ტალღა: C_+ , C_- და მდგარი მაგნიტოგრადიენტული ტალღები [70]. მსგავსი ტალღები უნდა არსებობდნენ აგრეთვე გარდამავალ არეშიც. აქ არ შევხებით აღნიშნული ტალღების მიღების ტექნოლოგიის დეტალებს და მოვიყვანთ მხოლოდ მათი სიჩქარეების საბოლოო გამოსახულებებს.

სწრაფი მაგნიტოგრადიენტული ტალღები:

$$C_\varphi = C_+ = -\left(\frac{|C_H|}{2} + \sqrt{\frac{C_H^2}{4} + |C_H|C'_p}\right). \quad (3.4.8)$$

ნელი მაგნიტოგრადიენტული ტალღები

$$C_\varphi = C_- = -\frac{|C_H|}{2} + \sqrt{\frac{C_H^2}{4} + |C_H|C'_p}. \quad (3.4.9)$$

მდგარი მაგნიტოგრადიენტული ტალღები

$$C_n = \pm \frac{1}{\sqrt{4\pi Mn}} \frac{\partial H_{0z}}{\partial y} \frac{1}{k_x} \quad (3.4.10)$$

სადაც $C_H = c/(4\pi en)(\partial H_{0z}/\partial y)$, $C'_p = -\beta_H/k_x^2 > 0$, $\beta_H = e/(Mc)(\partial H_{0z}/\partial y)$ - მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნების პარამეტრი (ე.წ. როსხის მაგნიტური პარამეტრი), $k_x = 2\pi/\lambda$ -ტალღური რიცხვი, დაკავშირებული ამოცანის არაერთგვაროვნების მასშტაბთან.

ელექტრომაგნიტური ტალღები (3.4.8)-(3.4.10) წარმოადგენენ მაგნიტოსფერული რეზონატორის რხევის საკუთარ მოდებს. ერთსითხოვან მიახლოებაში, ანუ როცა ჰოლის ეფექტი არ გვაქვს, გვექნება მხოლოდ (3.4.10) ტალღა.

ამრიგად, C_+ , C_- და C_n გენერაციისათვის აუცილებელია, რომ არსებობდეს პლაზმის სიჩქარის გრივალი ($rot\vec{V} \neq 0$) და ელექტრული დენი ($\vec{j} = crot\vec{H}/(4\pi) \neq 0$). ამ ტალღების სპექტრალური მახასიათებლების მისაღებად საჭიროა არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის მოდელირება და იმ მახასიათებელი წრფივი მასშტაბის დადგენა, რომელიც განსაზღვრავს გარდამავალი არის იმ ნაწილის ზომას, რომლისთვისაც სამართლიანია ორსითხოვანი მიახლოება. სწორედ ამ მასშტაბს, უფრო

ზუსტად, მისი ცვლილების დიაპაზონს, იძლევა მდგარი ზონის მოდელი, რომლის მათემატიკურ საფუძველს წარმოადგენს ჩაპლიგინის მიერ იდეალური სითხის ნაკადის თეორიის ფარგლებში მიღებული ერთი ფუნდამენტალური ამონახსნი. თავის დროზე ჩაპლიგინმა განიხილა ნახევრადსასრულო ბრტყელი ფირფიტის იდეალური უკუმშვადი სითხის ჭავლით გარსდენის ორგანზომილებიანი ამოცანა [4]. აღმოჩნდა, რომ მას გააჩნია განსაკუთრებული ღირებულების მქონე ფიზიკური წანამდვარი. კერძოდ, ჩაპლიგინის იდეის თანახმად, კრიტიკული წერტილი ბრტყელ ფირფიტაზე უნდა შეიცვალოს სასრული ზომების მქონე მდგარი (სტაგნაციის) ზონით, რომლის შიგნით სითხის მასა შეიძლება მივიჩნიოთ უძრავად. ასეთი დაშვება ფარდობითია და, გარკვეულწილად, ვირტუალური, რადგანაც მათემატიკურად გარსდენის ნებისმიერ ამოცანაში შეიძლება არსებობდეს მხოლოდ წერტილოვანი უძრავი მასა. მაგრამ, ფიზიკური თვალსაზრისით სითხე შეიძლება უძრავად მივიჩნიოთ გარკვეულ სასრულო ზომებში, რომლის მასშტაბები დამოკიდებულია ამოცანის პარამეტრებზე და იმაზე, თუ რა სიზუსტით გვინდა ანალიზური ამონახსნის მიღება.

ამრიგად, თუ გამოვიყენებთ ჩაპლიგინის იდეას, მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილი შეიძლება შევცვალოთ მდგარი ზონით, რომელიც წარმოადგენს ფოკალური არის აპროქსიმაციას. მიუხედავად იმისა, რომ ჩაპლიგინის ამოხსნა ორგანზომილებიანია, იმ შემთხვევაში თუ დავუშვებთ აქსიალურ სიმეტრიას, ყოველგვარი პრობლემის გარეშე შეიძლება მისი სივრცული განზოგადოება. ითვლება, რომ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის შიგნით პლაზმის სინქარე გაცილებით მცირეა საპლანეტათაშორისო სივრცეში მზის ქარის V_0 სინქარესთან შედარებით [3].

მდგარი ზონის ხაზოვანი პარამეტრები შემდეგი გამოსახულებებით უკავშირდება გარდამავალ არეში დინების მახასიათებლებს და მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის ხაზოვან ზომას

$$a = 32 \cdot Lq^{-1/2} \left[\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^3}{4n^2 - 1} \cdot \frac{q^n}{1 - q^{2n}}}{4 + \pi + 64 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} \cdot n^3}{4n^2 - 1} \cdot \frac{q^{2n}}{1 - q^{2n}}} \right], \quad (3.4.11)$$

$$b = 64 \cdot Lq^{-1/2} \left[\frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} \cdot n^3 \cdot q^n}{4n^2 - 1} \cdot \frac{q^n}{1 - q^{2n}}}{4 + \pi + 64 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} \cdot n^3 \cdot q^{2n}}{4n^2 - 1} \cdot \frac{q^{2n}}{1 - q^{2n}}} \right],$$

სადაც a -მდგარი ზონის სიმაღლეა, b -მისი სიგანე, L - ბრტყელ ზედაპირთან გაიგივებული მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის ხაზოვანი ზომა, $q = (V_1/V_0)^2$, V_1 -პლაზმის სიჩქარე მდგარი ზონის საზღვარზე.

(3.4.11)-იდან ცხადად სჩანს, რომ მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონა არ წარმოადგენს აბსოლუტურ წარმონაქმნს, რაც ნიშნავს, რომ მის ზომებს განსაზღვრავს ცვლადი პარამეტრი q . სწორედ აქედან გამომდინარეობს დაშვება, რომ მდგარი ზონა წინასწარ მოთხოვნილი სიზუსტით შეესაბამება უძრავი პლაზმის გარკვეულ სასრულ მოცულობას. აშკარაა, რომ მდგარი ზონის ზღვარს წარმოადგენს მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილი, რომელსაც იძლევა ზღვარი $q \rightarrow 0$. (3.4.11)-ის ანალიზიდან გამომდინარეობს, რომ უხეშ მიახლოებაში სივრცეში მდგარი ზონა შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც $\alpha \approx \pi/2$ გაშლის კუთხის მქონე კონუსი. ამიტომ, მაგნიტოსფეროს წინამდებარე გარდამავალ არეში ფაქტიურად გვაქვს მხოლოდ ერთი ხაზოვანი ზომა, მდგარი ზონის სიმაღლე a , რომელიც დაახლოებით მისი ფუძის რადიუსის ტოლია. ცხადია, რომ მდგარი ზონის მაქსიმალური სიმაღლე a_{max} გარდამავალი არის სისქის ტოლია. რაც შეეხება მინიმალურ სიმაღლეს, მას ზღუდავს ჰიდროდინამიკური მიახლოება, ანუ პირობა $a_{min} > R_\ell$ ($R_\ell \approx 10^7$ სმ - პროტონების ლარმორის ბრუნვის რადიუსი გარდამავალ არეში).

შევაფასოთ მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის (3.4.11) გამოსახულებებით აპროქსიმაციის ხარისხი. მაგალითად, თუ მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე მზის ქარის მახასიათებელი სიჩქარეა $V_0 = 4 \cdot 10^7$ სმ.წ⁻¹, $a_{max} \approx 2 \cdot 10^9$ სმ (გარდამავალი არის სისქე წყნარი მაგნიტოსფეროსათვის). როცა $L = 2 \cdot 10^{10}$ სმ (მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვრის სიგრძე), მდგარი ზონის საზღვარზე გვექნება

$V_1 \approx 2,7 \cdot 10^6$ სმ.წ⁻¹, რაც შეადგენს V_0 -ის $\approx 7\%$ -ს. იმ შემთხვევაში, თუ $a \approx 6 \cdot 10^8$ სმ, მდგარი ზონის მოდელის სიზუსტე იზრდება $\approx 1\%$ -მდე, რადგანაც $V_1 \approx 4 \cdot 10^5$ სმ.წ⁻¹. ამრიგად, გამოდის რომ გარდამავალ არეში, კერძოდ მის ფოკალურ ნაწილში, ყოველთვის იარსებებს მნიშვნელოვანი სივრცული ზომის მქონე სტრუქტურა, რომელშიც პლაზმის სიჩქარე, როგორც მინიმუმ, ერთი რიგით ნაკლები იქნება მზის ქარის სიჩქარეზე მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე. მაგნიტოსფეროს გარსდენის თეორიისათვის ამ შედეგს პრინციპული მნიშვნელობა აქვს, რადგანაც ადასტურებს გარდამავალ არეში მოძრავ პლაზმაში განსაკუთრებული ჰიდროდინამიკური სტრუქტურის არსებობას. ამ სტრუქტურაში (მდგარ, ანუ სტაგნაციის ზონაში) მზის ქარის დამუხტული ნაწილაკების დრეიფული სიჩქარე პლაზმის მახასიათებელი ჰიდროდინამიკური სიჩქარის თანაზომადია, რაც ნიშნავს, რომ აქ სამართლიანია ორსითხოვანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებები [65].

არსებობს მაგნიტოსფეროს დღის მხარეზე გარდამავალ არეში პლაზმის ელექტრომაგნიტური დრეიფის სიჩქარის მახასიათებელი სიდიდის შეფასების ორი ვარიანტი. პირველი ვარიანტი უფრო რბილია (ნაკლებად მკაცრი) მეორე ვარიანტთან შედარებით და ეფუძნება იდეალურად ელექტროგამტარი მზის ქარის ელექტრულ ველს $\vec{E} = -c^{-1}[\vec{V}_0 \vec{H}];$ მეორე, პირველთან შედარებით ხისტი, ვარიანტი იყენებს მაგნიტოსფეროს საზღვრის მახლობლად პლაზმის წონასწორობის თერმოდინამიკურ პირობას. პირველ შემთხვევაში ითვლება, რომ მზის ქარის ელექტრული ველი საპლანეტათაშორისო სივრციდან ყოველგვარი ცვლილების გარეშე აღწევს გარდამავალ არეში, რაც ფიზიკურად კორექტულია, როდესაც ელექტრული ველი დარტყმითი ტალღის ფრონტის ტანგენციალურია (ეს პირობა შეუშფოთებელ მზის ქარში პრაქტიკულად ყოველთვის სამართლიანია). ამ შემთხვევაში ელექტრომაგნიტური დრეიფის სიჩქარე გარდამავალ არეში შეიძლება შეფასდეს გამოსახულებიდან

$$V_d = -\frac{V_0 \tilde{H}}{H_0}, \quad (3.4.12)$$

სადაც \tilde{H} -სმე-ს მახასიათებელი მნიშვნელობაა მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე, H_0 -მაგნიტური ველი გარდამავალ არეში.

მეორე შემთხვევა შეესაბამება მდგარ ზონას, ამიტომ პლაზმის მახასიათებელი ხაზოვანი ზომაა a პარამეტრი, რომელიც შედის ცნობილ ფორმულაში [68]

$$V_{d_0} = \frac{cKT_e}{eH_0 a}, \quad (3.4.13)$$

სადაც K -ბოლცმანის მუდმივაა, T_e -ელექტრონების ტემპერატურა.

პირველი ვარიანტი გულისხმობს, რომ გარდამავალ არეში ირღვევა სმე-ს მზის ქარში ჩაყინულობის პირობა, რის გამოც პროტონებსა და ელექტრონებს შეუძლიათ სრიალი მაგნიტური ველის მიმართ. რადგანაც, დარტყმითი ტალღის ფრონტის გავლის შემდეგ მაგნიტური ველის ინტენსივობა, უმეტესწილად, მატულობს, გამოდის, რომ რბილი ვარიანტის დროს $V_d < V_0$, თუმცა ეს სიჩქარეები მაინც თანაზომადია, ე.ი. $V_d \approx 10^7$ სმ.წმ⁻¹. ამიტომ, პირველ სიტუაციაში ორსითხოვანი მძღ მიახლოება სამართლიანია ფაქტიურად მთელ გარდამავალ არეში, მისი პერიფერიების ჩათვლით, სადაც პლაზმის სიჩქარე მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე სიჩქარის თანაზომადი ხდება.

V_{d_0} -ის სიდიდის შეფასებისათვის გამოვიყენოთ მდგარი ზონის სიმაღლის ზღვრული მნიშვნელობები: $a_{min} = 10^8$ სმ, $a_{max} = 2 \cdot 10^9$ სმ, აგრეთვე ელექტრონული ტემპერატურისა და სმე-ს ინტენსივობის მახასიათებელი სიდიდეები წყნარი მზის ქარის შემთხვევაში: $T_e = 10^5 K^0$ და $H_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ გაუსი. შედეგად, მივიღებთ დრეიფის სიჩქარის ცვლილების შემდეგ ინტერვალს: $V_{d_0} \approx (1.5 \cdot 10^4 \div 3.3 \cdot 10^5)$ სმ.წმ⁻¹. თუ ამ სიდიდეებს შევადარებთ V_1 -ის მნიშვნელობას, რომელიც შეესაბამება a_{min} -ს, შეიძლება დავასკვნათ, რომ, ყოველ შემთხვევაში

მაგნიტოსფეროს კრიტიკული წერტილის მახლობლად (ანუ მინიმალური ზომების მქონე მდგარ ზონაში მაინც) აუცილებელია ორსითხოვანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის მიახლოების გამოყენება.

მაგნიტოგრადიენტული ტალღების პარამეტრების მიახლოებითი შეფასებისათვის აუცილებელია გვქონდეს ერთკომპონენტური მაგნიტური ვეილს მაგნიტოსფეროს ფოკალურ არეში ცვლილების რომელიმე მოდელი. ასეთი მოდელი საკმარისია ემორჩილებოდეს სასაზღვრო პირობებს, როცა მაგნიტოსფეროს საზღვარზე (ქვედა სასაზღვრო პირობა) მაგნიტური ვეილის ინტენსივობა გეომაგნიტური ვეილის ინტენსივობის ტოლია, ხოლო ზედა საზღვარზე, რომელიც შეიძლება წარმოადგენდეს დარტყმითი ტალღის ფრონტს ან სიბრტყეს მდგარი ზონის სიმაღლეზე, მაგნიტური ვეილი სმვ-ს ტოლი უნდა იყოს. ასეთ პირობას აკმაყოფილებს მაგნიტური ვეილის განაწილების სხვადასხვა ვარიანტი, რომელთა შორისაც უმარტივესია წრფივი ტანგენციალური წყვეტა

$$H_z(y) = (H_{z1} - H_{z2})\left(1 - \frac{y}{a}\right) + H_{z2}. \quad (3.4.14)$$

სადაც $H_z(0) = H_{z1}$ - მაგნიტური ვეილის მნიშვნელობაა მაგნიტოსფეროს საზღვარზე, $H_z(a) = H_{z2}$ - სმვ-ს მნიშვნელობაა მდგარი ზონის სიმაღლეზე. ითვლება, რომ სრულდება უტოლობა $|H_{z1}| > |H_{z2}|$. აქედან გამომდინარე, აუცილებლად იარსებებს ელექტრული დენის x -კომპონენტი, რომელიც მოგეზულება DCF-მსხვილმასშტაბოვანი ზედაპირული მაგნიტოსფერული დენის მიაერთებებით

$$j_x = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot}_x H = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{c}{4\pi} \frac{(H_{z1} - H_{z2})}{a}. \quad (3.4.15)$$

ამრიგად, დაცულია სრული კორექტულობა მაგნიტოსფეროს გარსდენის ზოგად სურათთან მიმართებაში, რომლის თანახმად გეომაგნიტური ვეილის ეკრანირებას ახდენს გლობალური ზედაპირული DCF-დენი, გაიგივებული დენიან სიბრტყესთან. შესაბამისად, ეკრანირების არის, ანუ მაგნიტოპაუზის, სისქე გაიგივებულია a პარამეტრთან.

დავუბრუნდეთ ჰელმჰოლცის ფუნდამენტალურ განტოლებას (3.4.5), რომელიც წარმოაჩენს მაგნიტოგრადიენტული ტალღების გენერაციის ფიზიკურ მექანიზმს. ჩვენი მოდელის მიხედვით, მაგნიტური ველი დაკავშირებულია სიჩქარის გრიგალის z -მდგენელთან

$$\frac{d}{dt} \left(\text{rot}_z \vec{V} + \frac{e}{Mc} H_z(y) \right) = 0. \quad (3.4.16)$$

(ელექტრონების ინერციის გათვალისწინებით ასევე შეგვიძლია წარმოვადგინოთ (3.4.6) განტოლება(ც).

(3.4.16) განტოლების ერთ-ერთ კერძო ამონახსნს აქვს სახე

$$\text{rot}_z V + \frac{e}{Mc} H_z(y) = A = \text{const}. \quad (3.4.17)$$

მაგნიტოპაუზისთვის (3.4.17) განტოლება კარგად შესწავლილია [3,65,66]. აქ, ისევე, როგორც გარდამავალი არის ფოკალურ ნაწილში, \vec{V} და \vec{H} -ის არაერთგვაროვნებები წარმოიქმნება ბლანტი პლაზმის დინების თავისებურებებით. შედეგად ვღებულობთ, რომ მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნება იწვევს სიჩქარის გრიგალის ინტენსიფიკაციას, ისევე როგორც ტროპოსფეროში, სადაც დედამიწის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის არაერთგვაროვნების გამო ხდება პლანეტარული მასშტაბის მქონე როსბის ატმოსფერული ტალღების გენერაცია [64]. ამის შედეგია ციკლონისა და ანტიციკლონის ტიპის მსხვილმასშტაბოვანი გრიგალების გენერაცია, რომლებიც უშუალო გავლენას ახდენენ დედამიწაზე ამინდის ფორმირებაზე. გარდამავალ არეში, იონოსფეროს მსგავსად, მოქმედებს ტროპოსფეროსთან შედარებით განსხვავებული ფიზიკური მექანიზმი, დაკავშირებული მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნებასთან. მაგრამ, მიუხედავად ამ განსხვავებისა, არსებობს ფორმალური მათემატიკური მსგავსება, რომელიც გამოიხატება როსბის ტიპის მსხვილმასშტაბოვანი მაგნიტოგრადიენტული ტალღების გენერაციაში, რაც ჰოლის ეფექტში ელექტრონებისა და პროტონების ინერციის გათვალისწინების შედეგია.

შევაფასოთ მაგნიტოგრადიენტული ტალღების სპექტრალური და სივრცული მახასიათებლები გარდამავალი არის ფოკალურ ნაწილში მაგნიტური ვეილს წრფივი მოდელისათვის (3.4.14).

ამ მიზნით თავდაპირველად განვსაზღვროთ შემდეგი ტალღური პარამეტრების მახასიათებელი მნიშვნელობები

$$1) |C_H| = \frac{c}{4\pi en} \cdot \frac{\Delta H_z}{a}, \quad 2) |C_n| = (4\pi Mn)^{-1/2} \cdot \frac{\Delta H_z}{k_x a}, \quad 3) C'_p = \frac{e\Delta H_z}{Mcak_x^2}, \quad (3.4.18)$$

საზოგანი მასშტაბის ზღვრული მნიშვნელობისა (a_{min} და a_{max}) და შემდეგი პარამეტრებისათვის: $\Delta H_z = H_{z1} - H_{z2} = 2 \cdot 10^{-4}$ გაუსი (რაც შეესაბამება გეომაგნიტური დიპოლის შეუშფოთებელ სიდიდეს მაგნიტოსფეროს საზღვარზე) და $n = 20$ პროტ.სმ³. ე.ი. გვაქვს $k_{x1} = 2\pi/a_{max}$ და $k_{x2} = 2\pi/a_{min}$, რომელთათვისაც C_H , C_n , C'_p სიდიდეები მნიშვნელოვნად განსხვავდება იგივე ტალღური პარამეტრების სიდიდეებისაგან იონოსფერულ გარემოში

$$\begin{aligned} C_{H_1} &\approx 2,5 \cdot 10^4 \text{ სმ.წ}^{-1}; & C_{H_2} &\approx 5 \cdot 10^5 \text{ სმ.წ}^{-1}; \\ C_{n_1} &\approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & C_{n_2} &\approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \\ C'_{p_1} &\approx 1,1 \cdot 10^8 \text{ სმ.წ}^{-1}; & C'_{p_2} &\approx 5 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.4.19)$$

თუ (3.4.19)-ს ჩავსვავთ (3.4.8)-(3.4.10)-ში, განისაზღვრება საკვლევი ტალღების სიხშირული დიაპაზონი მაგნიტოსფეროს საზღვარზე მაგნიტური ვეილს წრფივი განაწილების მოდელის ფარგლებში:

$$\begin{aligned} |C_+^{(1)}| &\approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_+^{(1)} &= C_+^{(1)} k_{x1} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; & T_+^{(1)} &= 2\pi/\omega_+^{(1)} \approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ წ}; \\ |C_+^{(2)}| &\approx 1,8 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_+^{(2)} &= C_+^{(2)} k_{x2} \approx 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; & T_+^{(2)} &= 2\pi/\omega_+^{(2)} \approx 60 \text{ წ}; \\ |C_-^{(1)}| &\approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_-^{(1)} &= C_-^{(1)} k_{x1} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; & T_-^{(1)} &= 2\pi/\omega_-^{(1)} \approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ წ}; \\ |C_-^{(2)}| &\approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_-^{(2)} &= C_-^{(2)} k_{x2} \approx 7,8 \cdot 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; & T_-^{(2)} &= 2\pi/\omega_-^{(2)} \approx 80 \text{ წ}; \\ C_n^{(1)} &\approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_n^{(1)} &= C_n^{(1)} k_{x1} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; & T_n^{(1)} &= 2\pi/\omega_n^{(1)} \approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ წ}; \\ C_n^{(2)} &\approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; & \omega_n^{(2)} &= C_n^{(2)} k_{x2} \approx 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; & T_n^{(2)} &= 2\pi/\omega_n^{(2)} \approx 63 \text{ წ}; \end{aligned} \quad (3.4.20)$$

(3.4.20) მიღებულია, როცა მაგნიტური ველი მაგნიტოპაუზაში წრფივად იცვლება, რაც შეესაბამება (3.4.14) განაწილებას. მეორე თავიდან ცნობილია, რომ ასეთი განაწილება შეესაბამება მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდით განსაზღვრულ პირველ, ძირითად წევრს, ე .ი. წარმოადგენს გამარტივებული მაგნიტური ველის ინდუქციის განტოლების ამონახსნს. უფრო მაღალი რიგის მწკრივის სახის მქონე სხვა, არაწრფივი, განაწილებები აღარ წარმოადგენენ ინდუქციის განტოლების ზუსტ ამონახსნს, თუმცა არსებობს მსგავსი განაწილებების გამოყენების შესაძლებლობა, ჩვეულებრივ ჰიდროდინამიკაში ცნობილი სასაზღვრო ფენში სიჩქარის განაწილებების მსგავსად [17,71,72,73]. მაგალითად, $H_z = \frac{3}{2} \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3$,

$H_z = \frac{3}{2} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^3$, $H_z = \sin \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) = \cos \frac{\pi y}{2 \delta}$, რომლებიც (3.4.14)-ის მსგავსად, აკმაყოფილებენ სასაზღვრო პირობებს. კერძოდ,

$$H_z = \frac{3}{2} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^3 \quad (3.4.21)$$

მოდელისათვის გვექნება:

$$y=0.1$$

$$\left| C_+^{(1)} \right| \approx 0,2 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(1)} = C_+^{(1)} k_{x1} \approx 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(1)} = 2\pi/\omega_+^{(1)} \approx 8,9 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$\left| C_+^{(2)} \right| \approx 0,3 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(2)} = C_+^{(2)} k_{x2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(2)} = 2\pi/\omega_+^{(2)} \approx 385 \text{ წ};$$

$$\left| C_-^{(1)} \right| \approx 0,2 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(1)} = C_-^{(1)} k_{x1} \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(1)} = 2\pi/\omega_-^{(1)} \approx 9,1 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$\left| C_-^{(2)} \right| \approx 0,1 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(2)} = C_-^{(2)} k_{x2} \approx 0,1 \cdot 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(2)} = 2\pi/\omega_-^{(2)} \approx 529 \text{ წ};$$

$$C_n^{(1)} \approx 0,2 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(1)} = C_n^{(1)} k_{x1} \approx 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(1)} = 2\pi/\omega_n^{(1)} \approx 9 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$C_n^{(2)} \approx 0,2 \cdot 10^6 \text{ სმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(2)} = C_n^{(2)} k_{x2} \approx 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(2)} = 2\pi/\omega_n^{(2)} = 451 \text{ წ};$$

y=0.9

$$|C_+^{(1)}| \approx 1,2 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(1)} = C_+^{(1)} k_{x1} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(1)} = 2\pi/\omega_+^{(1)} \approx 1,7 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$|C_+^{(2)}| \approx 1,4 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(2)} = C_+^{(2)} k_{x2} \approx 0,8 \cdot 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(2)} = 2\pi/\omega_+^{(2)} \approx 74 \text{ წ};$$

$$|C_-^{(1)}| \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(1)} = C_-^{(1)} k_{x1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(1)} = 2\pi/\omega_-^{(1)} \approx 1,7 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$|C_-^{(2)}| \approx 0,9 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(2)} = C_-^{(2)} k_{x2} \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(2)} = 2\pi/\omega_-^{(2)} \approx 101 \text{ წ};$$

$$C_n^{(1)} \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(1)} = C_n^{(1)} k_{x1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(1)} = 2\pi/\omega_n^{(1)} \approx 1,7 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$C_n^{(2)} \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(2)} = C_n^{(2)} k_{x2} \approx 0,7 \cdot 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(2)} = 2\pi/\omega_n^{(2)} \approx 86 \text{ წ};$$

y=0.5

$$|C_+^{(1)}| \approx 0,8 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(1)} = C_+^{(1)} k_{x1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(1)} = 2\pi/\omega_+^{(1)} \approx 2,3 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$|C_+^{(2)}| \approx 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_+^{(2)} = C_+^{(2)} k_{x2} \approx 0,6 \cdot 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; T_+^{(2)} = 2\pi/\omega_+^{(2)} \approx 97 \text{ წ};$$

$$|C_-^{(1)}| \approx 0,8 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(1)} = C_-^{(1)} k_{x1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(1)} = 2\pi/\omega_-^{(1)} \approx 2,3 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$|C_-^{(2)}| \approx 0,7 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_-^{(2)} = C_-^{(2)} k_{x2} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ წ}^{-1}; T_-^{(2)} = 2\pi/\omega_-^{(2)} \approx 134 \text{ წ};$$

$$C_n^{(1)} \approx 0,8 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(1)} = C_n^{(1)} k_{x1} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(1)} = 2\pi/\omega_n^{(1)} \approx 2,8 \cdot 10^3 \text{ წ};$$

$$C_n^{(2)} \approx 8 \cdot 10^6 \text{ ნმ.წ}^{-1}; \omega_n^{(2)} = C_n^{(2)} k_{x2} \approx 0,5 \cdot 10^{-1} \text{ წ}^{-1}; T_n^{(2)} = 2\pi/\omega_n^{(2)} \approx 114 \text{ წ};$$

ამრიგად, მივიღეთ მაგნიტური ველის არაწრფივი განაწილების შესაბამისი ტალღური დიაპაზონები, რომლებიც მნიშვნელოვნად აფართოებენ მაგნიტოგრაფიენტული ტალღების სპექტრს მაგნიტოპაუზაზე, რომელიც სრულად მოიცავს Pc1-6 რეგულარული გეომაგნიტური პულსაციების დიაპაზონს [74].

დინამო-ველის მახასიათებელი სიდიდე h , ანუ მაგნიტური პულსაციების ამპლიტუდა, რომელიც თან ახლავს მაგნიტოგრაფიენტული ტალღების გავლას, შეგვიძლია შევაფასოთ მაქსიმალური განტოლე-

ბის საშუალებით: $rot\vec{H} = 4\pi\vec{j}/c$, რომელშიც დენის სიმკვრივე განისაზღვრება დრეიფის სიჩქარით: $h \approx 2enV_{d_0}a/c$. მაგალითად, ინტერვალისათვის $V_{d_0} \approx (1.5 \cdot 10^4 \div 3.3 \cdot 10^5)$ სმ.წმ⁻¹, დინამო-ველის ინტენსივობა იცვლება ინტერვალში $(0.1 \div 5) \cdot 10^{-5}$ გაუსი, რაც საკმარისი უნდა იყოს ამ ტალღებით გამოწვეული გეომაგნიტური ველის რხევების დედამიწის ზედაპირზე ფიქსაციისათვის [75].

დასკვნები

1. მზის ქარის ელექტრული გამტარებლობის დროში იმპულსური ცვლილების მოდელირების გზით, პარკერის კინემატიკური მოდელის გამოყენებით, შვეცის მიმდევრობითი მიახლოების მეთოდის საშუალებით, მიღებულია ჟიგულევის პირველი გვარის მაგნიტურ სასაზღვრო ფენასთან გაიგივებული მერიდიონალური მაგნიტოპაუზის პარამეტრების ანალიზური გამოსახულებები; წარმოჩენილია მაგნიტური სასაზღვრო ფენის სისქის ინერციის ეფექტი; ტემპერატურულ სასაზღვრო ფენაში ცნობილი ეფექტის მსგავსად, ინერცია ხელს უნდა უწყობდეს მაგნიტოპაუზის პარამეტრების სტაბილურობას პლაზმის ელექტრული გამტარებლობის ცვლილებისას; შეფასებულია მაგნიტოპაუზის გასწვრივ ელექტრომაგნიტური დრეიფის სიჩქარის სიდიდე, რომელიც წარმოადგენს მაგნიტოსფეროს საზღვრის მახლობლად ერთსითხოვანი მაგნიტური ჰიდროდინამიკის განტოლებების გამოყენების სამართლიანობის კრიტერიუმს.
2. აღგებრული მრუდების თეორიის გამოყენებით აგებულია მაგნიტოსფეროს კრიტიკულ წერტილში მაგნიტური ველის ანიჰილაციის შედეგად გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირის კონფიგურაციის ცვლილების ბრტყელი ტოპოლოგიური მოდელი, რომლის თანახმად კრიტიკულ წერტილში აღბათურია ნამდვილი კვანძის ჩამოყალიბება. ასეთ შემთხვევაში მნიშვნელოვნად მარტივდება საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველისა და გეომაგნიტური ველის გადაერთების სქემა, რადგანაც აღარ არის აუცილებელი მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზია, რომელსაც ჩვეულებრივ უკავშირდება შიდამაგნიტოსფერული სტრუქტურების ძლიერი შეშფოთება.
3. განსაკუთრებულ წერტილში საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის ძალწირის მრავალჯერადი გახლეჩის შესაძლებლობის საფუძველზე აგებულია მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარი ზონის მაგნიტური ზედაპირი; ნაჩვენებია, რომ ეს ზედაპირი, მაგნიტოსფეროს ირგვლივ კონცენტრული მაგნიტური მარყუეების მოდელთან სინთეზის შემთხვევაში, გარდაიქმნება ცვლადი ბიჯის მქონე ხრახნისებურ მაგნიტურ ზედაპირად, რომლის პარამეტრები განისაზღვრება მდგარი ზონის ხაზოვანი პარამეტრების საშუალებით; ნაჩვენებია, რომ ტოპოლოგიური მსგავსება მზის ქარში ჩაყინული საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის ძალწირებსა და პლაზმის დენის წირებს შორის, რასაც ადგილი აქვს მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედებამდე სიჩქარისა და მაგნიტური ველის ინდუქციის ვექტორების პარალელურობის შემთხვევაში, შეიძლება შენარჩუნებული იყოს მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში იმ შემთხვევაშიც კი, თუ პლაზმას გააჩნია სასრული მაგნიტური და ჩვეულებრივი სიბლანტე.

4. მაგნიტოსფეროს წინამდებარე მდგარ ზონაში, როგორც იდეალურად გამტარი, ასევე მექანიკურად და მაგნიტურად ბლანტი კუმშვადი პლაზმის მიახლოებაში, შესაძლებელია მაგნიტოპაუზაზე პროტონების ციკლოტრონული სიხშირის თანა-ზომადი სიხშირული სპექტრის მქონე მძლ ტალღების გენერაცია. აღმოჩნდა, რომ ეკვატორიალური მაგნიტოპაუზის გარდა, ელექტრომაგნიტური ბუნების მქონე, მეტად დაბალი სიხშირის როსბის ტიპის მაგნიტოგრაფიული ტალღების გენერაცია შესაძლებელია აგრეთვე გარდამავალი არის ფოკალურ ნაწილ-შიც; მაგნიტური ველის წრფივი და არაწრფივი განაწილების სხვადასხვა მოდელებისათვის მდგარი ზონის მოდელის მიახლოებაში მიღებულია როსბის ტიპის ტალღების სიხშირული სპექტრი, რომელიც ფარავს რეგულარული გეომაგნიტური პულსაციების (Pc1-Pc6) სიხშირულ დიაპაზონს .

გამოყენებული ლიტერატურა

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., Наука, 1966, 622с.
2. Данжи, Космическая электродинамика. М., из-во “Атомная наука и техника”, 1961, 205 с.
3. Кереселидзе З.А. МГД эффекты конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Тбилиси, из-во ТГУ, 1986, 122с.
4. Гуревич М.И. Теория струй идеальной жидкости. М., Наука, 1979, 536с.
5. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М., Мир., 1968, 492 с.
6. Половин Р.В., Демущий В.П. Основы магнитной гидродинамики. М., Атомиздат, 1987, 397 с.
7. Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М., Наука, 1970, 379 с.
8. Юхимук А.К. Плазменные явления в геофизике. Киев, Наукова думка, 1982, 165 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1957, 532 с.
10. Ковнер Ю.С. Об электрической проводимости солнечного ветра. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М. Наука, 1972, №23, с.262-268.
11. Сергеев В.А., Циганенко Н.А. Магнитосфера Земли. М., Наука, 1980, с.174.
12. Жигулев В.Н. Теория магнитного пограничного слоя. ДАН СССР, 1959, т.124, №5, с.1001-1004.
13. Крымский Г.Ф. Ромашенко Ю.А. Магнитогидродинамическая модель магнитосферы. Иссл. по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1975, М., Наука, вып 36, с.174-199.
14. Пудовкин М.И., Семенов В.С. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., Наука, 1985, 124 с.
15. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. М., Физматлит, 2005, 591 с.
16. Липеровский В.И., Пудовкин М.И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., Наука, 1983, 180 с.
17. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М. Наука, 1973, 711 с.

18. Пудовкин М.И, Семенов В.С. Общие механизмы в солнечно-земной системе – часть международной программы STEP, Геомагнетизм и аэрономия, 1990, Т.30, №3, с.353-367.
19. Лойцянский Л.Г. Ламинарный пограничный слой. М., Наука, 1962, 470 с.
20. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1973, 847 с.
21. Швец М.Е. О приближенном решении некоторых задач гидродинамики пограничного слоя, ПММ, 1949, т.ХІІ, 3, с.253-266.
22. Швец М.Е. Теплопередача в ламинарном пограничном слое на теле вращения, ПММ, 1950, т.ХІУ, I, с.139-144.
23. Гандин Л.С. О сходимости метода Швеца, ПММ, 1950, т. ХІУ, 4, с.117-121.
24. Гандин Л.С., Соловейчик Р.Э. Об одном видоизменении приближенного метода Швеца. ПММ, 1956, т.ХХ, 2.,с.201-209.
25. Добрышман Е.М. Приближенное решение некоторых нестационарных задач пограничного слоя. ПММ, 1966, т. ХХ, 3, с.402-410.
26. Бузникова Л.И., Иотковский Б.Г., Кириллов. О применимости метода последовательных приближений для расчета пограничного слоя при магнитогидродинамическом течении в каналах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, I, 143-148.
27. Кереселидзе З.А., Кирия Дж.К. Нестационарное обтекание магнитосферы солнечным ветром в приближении пограничного слоя. Геомагнетизм и аэрономия, 1979, т.19, №5, с.865-70.
28. Shmidt J.M., Cargil P.J. Magnetic reconnection between a magnetic cloud and the solar wind magnetic field. J. Geophys. Res., 2003 Vol. 108 (A1), 1023, doi: 10.1029/2002JA0009325.
29. Ghurtskaia N.V., Chkhitunidze M.C., Kereselidze Z.A. On the ISSUE of the Electric Conductivity of Solar Wind Plasma. Georgian Engineering news, 2005, №4, p. 58-60.
30. Пивоваров В.Г., Еркаев Н.В. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Новосиб., Наука, 1978, 106 с.
31. Sagdeev Roald Z. The 1976 Oppenheimer lecture: Critical problems in plasma astrophysics. I. Turbulence and nonlinear waves, Rev. of Modern Phys., 1979, v. 51, No1, p.9-18.
32. Kindel J.M., Kennel C.F. Topside Current Instabilities, J.Geophys. Res., 1971, v.76, No 13, p.3055-71.

33. Petkaki P., Watt C.E.J., Horne R.B. and Freeman M.P. Anomalous resistivity in non-Maxwellian plasmas? *J. Geophys. Res.*, 2003, v.108 (A12), 1442, doi:10.1029/2003.
34. Galeev A.A., Sagdeev R.Z. Current instabilities and anomalous resistivity of plasma. Amsterdam, North-Holland, Handbook of plasma physics 2, 1984, p.271-303.
35. Block L.P. The magnetosphere. Oslo, Scandinavian Univ. Books, 1973, p. 103-119.
36. Raadu M.A., Rasmussen I.I. Dynamical aspects of electrostatic double layers. *Astrophys. Space Sci*, 1988, v.14,4, p.43-71.
37. Iovanovic D. and Shukla P.K. Guiding center theory for ion holes in magnetized plasmas. *Phys. Review Let.*, 2003, v. 90, N13, p.135001-05.
38. Liu S. Marsh E., Livi S., Woch J., Wilken B., R. Von Steiger and Gloeckler G. Radial gradients of ion densities and temperatures derived from SWICS/UIyesses observations, *Geophys. Res., Lett.*, 1995, v.22, No.18, p.2445-49.
39. Axford W.I. Viscous interaction between the solar wind and the magnetosphere. *Planet.Space Sci.*, 1964, v.12, p.45-54.
40. Sonnerup B.U.O. and Priest E.R. Resistive MHD stagnation-point flows at a current sheet. *J. Plasma phys.*, 1975, 14, p.283-294.
41. Gratton F.T., Heyn M.F. The Reduced Equations of the Dissipative incompressible magnetohydrodynamics and some of their exact integrals. GRAZ,1990, IWF 8903, 42 p.
42. Dorelli J.C., Hesse M., Kuznetsova M.M., Rastaetter L. A new look at driven magnetic reconnection at the terrestrial subsolar magnetopause. *Journal of Geophys. research*, v.109, A 12216, doi:10.1029/2004JA010458.
43. Kereselidze Z.A., Chkhitunidze M.C. A Model of the Magnetic Field on the Surface of the Earth's Premagnetospheric Stagnation Zone. *Bulleting the Georgian academy of sciences*.2005, v.171-1, , p.58-61.
44. Pritchett P.L. and Coroniti F.V. Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *J. Geophys. Res.*, Vol.109, A01220, doi: 10.1029/2003/JA009999.
45. Karimabadi H., Daughton W. and Quest K.B. (2005) Antiparallel versus component merging at the magnetopause: Current bifurcation and intermittent reconnection. *J. Geophys. Res.*, Vol. 110, A03213, doi: 10/1029/2003JA010750.

46. Yeh T., Axford W.I. On the re-connection of magnetic field lines in conducting fluids. *J. Plasma phys.*, 1970, v.4, №2, p.207-229.
47. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1970, 720 с.
48. Ванишвили Г., Габисония И., Кереселидзе З., Мебагишвили М. Модель переменной электрической проводимости плазмы на границе дневной стороны магнитосферы. Труды института геофизики АН Грузии, 2004, Т.58, с. 285-93.
49. Parker E.N. Comments on the reconnection rate of magnetic fields. *J. Plasma Physics*, 1973, v.9. part 1, pp. 49-63.
50. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Наука, 1971, 576 с.
51. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М. Наука, 1967, 420 с.
52. Лыков А.В. Теплообмен, М. Наука, 1972, 711 с.
53. Трошичев О.А. Ионосферно-магнитные возмущения на высоких широтах. Л., Гидрометиздат, 1986, 256 с.
54. Кереселидзе З., Хантадзе А. К вопросу структуры магнитного поля в застойной зоне перед магнитосферой земли. Сб. "Физика", ТГУ, 1984, т.17, с.5-11.
55. Хуа Р., Теплиц В. Гомология и фейнмановские интегралы. М., Мир, 1969, 223 с.
56. Уокер Р. Алгебраические кривые. М., ИЛ, 1952, 369 с.
57. Schindler K., Hesse M., Birn J. General magnetic reconnection, parallel electric fields and helicity. *J. Geophys. Res*, 1988, v.93, p.5547-5557.
58. Priest E.R., Lonic D.P., Titov V.S. Bifurcations of magnetic topology by creation or annihilation of null points. *J. Plasma Phys.*, 1996, v.56, p. 507-530.
59. Кереселидзе З.А., Орвелашвили В.Ш. Связь МГД режима течения солнечного ветра в переходной области с КНЧ- излучением в магнитосфере Земли. Геомagnetизм и аерономия, 1993, т. 33., №4, с.165-168.
60. Карслау Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964, 445 с.
61. Pivovarov V.G., Erkaev N.V., Volokitin A.S., Breus T.U., Ivanova S.V. About the magnetic barrier near the Venus. Moscow, 1981, Preprint №631, Space Research Inst, 26 p.

62. Вопросы физики плазмы. (под редакцией М.А. Леонтовича). М., Госатомиздат, 1963, , вып.2 263 с.
63. Альвен Х. Космическая электродинамика. М., Иностран. Лит., 1952, 182с.
64. Хантадзе А.Г. Некоторые вопросы динамики проводящей атмосферы. Тбилиси, Мецниереба, 1973, 279 с.
65. Khantadze A.G., Kereselidze Z.A. On a two-fluid nature of plasma in the magnetosheath stagnation zone. Phys. Solariterr., N23, Potsdam, 1984, p.90-92.
66. Хантадзе А.Г., Кереселидзе З.А., Гогатишвили Я.М. (1980) Гидромагнитные волны типа волн Россби в магнитосфере. Геомагнетизм и аэрономия, т.20, №6. с.865.
67. Wang Y.I., Raeder J. and Russell C.T. (2003) Plasma depletion layer Event studies with a global code. J. Geophys. Res., 108(A1), 1010, doi: 10.1029/2002JA009281.
68. Кадомцев Б.Б. (1988) Коллективные явления в плазме. М., Наука, 238 с.
69. Gratton F.T., Heyn M.F., Biernat H.K., Rijnbeek R.P., Gnani G., (1988) MHD Stagnation point Flows in the Presence of Resistivity and Viscosity. Journal of Geophys. Res. Vol.93., No. A7, Pages 7318-7324.
70. Хантадзе А.Г., Абурджания Г.Д., Ломинадзе Дж.Г. О новой ветви ультранизкочастотных электромагнитных колебаний ионосферного резонатора. Докл. РАН. т. 406, №1 с. 82-85. 2006.
71. Кереселидзе З.А., Кирия Дж.К. К вопросу взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Геомагнитные исследования, 1980, №25, с.40-46.
72. Теория турбулентных струй. Под редакцией Г.Н. Абрамовича. М., Наука, 1984, 716 с.
73. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., Наука, 1988, 733 с.
74. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.Мир, 1980, 299 с.
75. Гулельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., Наука, 1973, 208 с.

დისერტაციის თემასთან დაკავშირებით გამოქვეყნებულია

შემდეგი ნაშრომები

- 1) Кереселидзе З.А., Чхитунидзе М.С., Лекишвили Н.А. Явление пересоединения магнитных силовых линий в лобовой области магнитосферы в рамках топологического формализма. Труды Института геофизики. 2003, Т.58, с. 275-280.
- 2) Kereselidze Z.A., Chkhitudze M.S. A Model of the Magnetic Field on the Surface of the Earth's Premagnetospheric Stagnation Zone. Bulletin of the Georgian academy of sciences. 2005, v.171-1, p.58-61.
- 3) Кереселидзе З.А. Чхитунидзе М.С. К вопросу моделирования магнитной вязкости вблизи границы магнитосферы. Georgian Engineering news. 2005 №2, с.48-50.
- 4) Ghurtskaia N.V. Chkhitudze M.S., Kereselidze Z.A. On the ISSUE of the Electric Conductivity of Solar Wind Plasma. Georgian Engineering news, 2005, №4, p.58-60.
- 5) მჩხიტუნძიძე, ზ.კერესელიძე. დედამიწის მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება. საქართველოს მათემატიკოსთა IV ყრილობა, მოხსენებათა თეზისები. 2005, გ.152.
- 6) Хантадзе А.Г., Чхитунидзе М.С., Жонжоладзе Н.И. О топологическом сходстве структуры поля скоростей и магнитного поля в застойной зоне перед магнитосферой. Georgian Engineering news, №4, 2006, с.36-39.
- 7) Кереселидзе З.А., Кирцхалия В.Г., Чхитунидзе М.С., Хантадзе А.Г., Жонжоладзе Н.И., Габисония И.А. Топология магнитного поля и спектр МГД волн в застойной зоне перед магнитосферой Земли. Georgian Engineering news, 2007, №2, с.31-37.
- 8) ნ.ჯონჯოლაძე, მჩხიტუნძიძე. მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მოდელირება პოლარულ კასპში. თელავის სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომათა კრებული, 2007 გვ.15-19.
- 9) G.D. Aburjania, Z.A. Kereselidze, A.G. Khantadze, M.S. Chkhitudze. Large-Scale LF lectromagnetic Waves in the Earth's magnetosheath. Geomagnetism and Aeronomy, 2007, №5, pp.548-554.(იმპაქტ-დატვირთვის მქონე)