

მაგნიტური როსბის ტალღები მზეზე

თამარ გაჩეჩილაძე

*სადოქტორო ნაშრომი წარდგენილია ილიას სახელმწიფო უნივერსიტეტის
საბუნებისმეტყველო მეცნიერებებისა და მედიცინის ფაკულტეტზე ფიზიკის დოქტორის
აკადემიური ხარისხის მინიჭების მოთხოვნის შესაბამისად*

ფიზიკისა და ასტრონომიის სადოქტორო პროგრამა

სამეცნიერო ხელმძღვანელი: თეიმურაზ ზაქარაშვილი, სრული პროფესორი

ილიას სახელმწიფო უნივერსიტეტი

თბილისი, 2020

განაცხადი

როგორც წარდგენილი სადოქტორო ნაშრომის ავტორი, ვაცხადებ, რომ ნაშრომი წარმოადგენს ჩემს ორიგინალურ ნამუშევარს და არ შეიცავს სხვა ავტორების მიერ აქამდე გამოქვეყნებულ, გამოსაქვეყნებლად მიღებულ ან დასაცავად წარდგენილ მასალებს, რომლებიც ნაშრომში არ არის მოხსენიებული ან ციტირებული სათანადო წესების შესაბამისად.

თამარ გაჩეჩილაძე

30 ნოემბერი, 2019 წელი

აბსტრაქტი

მზის აქტიურობა უდიდეს გავლენას ახდენს საპლანეტაშორისო სივრცესა და მზის სისტემის პლანეტებზე დედამიწის ჩათვლით. იგი ძირითადად განსაზღვრავს პლაზმის პირობებს დედამიწის მაგნიტოსფერო-იონოსფეროში და შესაძლოა მავნე ზემოქმედება მოახდინოს ტექნოლოგიურ სისტემებსა და ადამიანის ცხოვრებაზე. მზის აქტიურობის პროგნოზირება ძალზე მნიშვნელოვანი სამეცნიერო პრობლემაა. მზის აქტიურობა ხასიათდება 11 წლიანი პერიოდული ცვალებადობით, მაგრამ მისი ძირითადი ფიზიკური მექანიზმი ჯერ კიდევ არ არის ნათელი.

როსბის ტალღები არეგულირებენ მზრუნავი სფეროს ფართო მასშტაბიან დინამიკას და კარგად არიან შესწავლილი დედამიწის ატმოსფეროსა და ოკეანეებში. როსბის ტალღების ბოლო უშუალო დაკვირვებებმა კორონალურ კამკაშა წერტილებზე STEREO და SDO კოსმოსური მისიების მონაცემთა საფუძველზე მნიშვნელოვნად გაზარდეს ინტერესი მზეზე როსბის ტალღების მიმართ.

ერთწლიანი რხევები დაიკვირვება მზის აქტიურობის სხვადასხვა ინდექსში მრავალი ციკლის განმავლობაში. ბოლოდროინდელმა დაკვირვებებმა გამოავლინეს ერთწლიანი რხევები რეტროგრადული (ბრუნვის საწინააღმდეგოდ მიმართული) ფაზური სიჩქრით 3 მ/წმ, რაც ბუნებრივად ვარაუდობს მათ კავშირს როსბის ტიპის ტალღებთან. დისერტაციის მთავარი მიზანია შევისწავლოთ გლობალური მაგნიტო-კელვინისა და მაგნიტო-როსბის ტალღების დინამიკა მზის ტახოკლინში ტოროიდული მაგნიტური ველის თანხლებით. ტალღების დისპერსიული თანაფარდობები და ამონახსნების განედური სტრუქტურა ანალიზურად იქნა მიღებული სფერულ კოორდინატებში. ასევე მივიღეთ არამდგრადი მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკების სპექტრი განედური დიფერენციული ბრუნვის გათვალისწინებით.

მზის ლაქათა რაოდენობის და დედამიწაზე კოსმოგენური რადიონუკლიდების (^{10}Be და ^{14}C) კონცენტრაციების ხანგრძლივ ჩანაწერებში ასახულია მზის მაგნიტური მოქმედების ცვალებადობა ასობით და ათასობით წლის განმავლობაში. სტატისტიკური მეთოდების გამოყენებით ჩვენ ვიპოვეთ რამდენიმე გრძელი პერიოდი მზის ლაქათა რიცხვებში, ^{10}Be და ^{14}C მონაცემებში, როგორცაა პერიოდები 1000, 500, 350, 200 და 100 წლიანი ხანგრძლივობით. ასევე ჩვენ აღმოვაჩინეთ, რომ ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების პირველი ხუთი სფერული ჰარმონიკის პერიოდები ქვედა ტახოკლინში 1200–1300 G ტოროიდული მაგნიტური ველის არსებობის პირობებში სავსებით შეესაბამება დაკვირვებულ პერიოდებს. სტაბილური ტოროიდული მაგნიტური ველი შეიძლება წარმოიქმნას ქვედა ტახოკლინში დინამოს სტაბილური მაგნიტური ველიდან დაბალი მაგნიტური დიფუზიურობის გამო, ან განედური დიფერენციული ბრუნვის მოქმედებით სუსტ პოლოიდურ პირველად მაგნიტურ ველზე, რომელიც აღწევს სხივური ზონიდან ტახოკლინში. ნელი მაგნიტური როსბის ტალღები იწვევენ ტახოკლინის სტაბილური ტოროიდული მაგნიტური ველის ცვალებადობას, რაც ახდენს დინამოს მაგნიტური ველისა და, შესაბამისად, მზის ციკლის სიძლიერის მოდულაციას. ეს შედეგი წარმოადგენს მნიშვნელოვან განაცხადს ციკლის სიძლიერის გრძელვადიანი პროგნოზირებისთვის. ჩვენი მოდელის თანახმად, მზის აქტიურობის შემდეგი ღრმა მინიმუმი მოსალოდნელია ამ საუკუნის პირველი ნახევრის განმავლობაში.

ძირითადი საძიებო სიტყვები: მზე: აქტიურობა - მზე: წიაღი - მზე: რხევები

Abstract

Solar activity has tremendous influence on interplanetary space and the planets of the solar system including the Earth. It basically determines plasma conditions in the Earth's magnetosphere/ionosphere with possible harming effects on technological systems and human life. Therefore, solar activity prediction is very important scientific problem. Solar activity is characterized by 11 year periodic variation, but the underlying physical mechanism is not yet clear.

Rosby waves govern large scale dynamics of rotating sphere and are well studied in the Earth's atmosphere and oceans. Recent direct observations of Rossby waves in coronal bright points based on STEREO and SDO observations (McIntosh et al., 2017) significantly increased the interest toward Rossby waves in the solar context.

Annual oscillations have been detected in many indices of solar activity during many cycles. Recent multi spacecraft observations of coronal bright points revealed slow retrograde toroidal phase drift (with the speed of $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$) of 1 yr oscillations, which naturally suggested their connection with Rossby-type waves in the interior. The main subject of the thesis is to study from a theoretical point of view the dynamics of global magneto-Kelvin and magneto-Rosby waves in the solar tachocline with toroidal magnetic field. Using spherical coordinates, the dispersion relations of the waves and latitudinal structure of solutions were obtained analytically. We have also obtained the spectrum of unstable magneto-Rosby wave harmonics in the presence of the latitudinal differential rotation.

Long-term records of sunspot number and concentrations of cosmogenic radionuclides (^{10}Be and ^{14}C) on the Earth reveal the variation of the Sun's magnetic activity over hundreds and thousands of years. We identify several clear periods in sunspot, ^{10}Be , and ^{14}C data as 1000, 500, 350, 200, and 100 years. We found that the periods of the first five spherical harmonics of the

slow magnetic Rossby mode in the presence of a steady toroidal magnetic field of 1200–1300G in the lower tachocline are in perfect agreement with the timescales of observed variations. The steady toroidal magnetic field can be generated in the lower tachocline either due to the steady dynamo magnetic field for low magnetic diffusivity or due to the action of the latitudinal differential rotation on the weak poloidal primordial magnetic field, which penetrates from the radiative interior. The slow magnetic Rossby waves lead to variations of the steady toroidal magnetic field in the lower tachocline, which modulate the dynamo magnetic field and consequently the solar cycle strength. This result constitutes a key point for long-term prediction of the cycle strength. According to our model, the next deep minimum in solar activity is expected during the first half of this century.

Keywords: Sun: activity – Sun: interior – Sun: oscillations

მადლობა

უდიდესი მადლიერება და პატივისცემა მინდა გამოვხატო ჩემი ხელმძღვანელის თეიმურაზ ზაქარაშვილის მიმართ დოქტორანტურის პერიოდში კვლევების წარმართვისა და ზედამხედველობისთვის.

მინდა ასევე მადლობა გადავუხადო თანამშრომლობისათვის აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის მზის ფიზიკის კვლევის სამეცნიერო ჯგუფის წევრებს: ვასილ კუხიანიძეს, ნათელა ოღრაპიშვილს, გიორგი რამიშვილს, ეკა გურგენაშვილს, ირაკლი მღებრიშვილსა და ზურაბ ვაშლომიძეს.

სარჩევი

სარჩევი	vii
ცხრილების ჩამონათვალი	ix
ნახაზების ჩამონათვალი	x
თავი 1. შესავალი.....	1
<i>1.1 მზის ფიზიკური მახასიათებლები.....</i>	<i>4</i>
<i>1.2 მზის სტრუქტურა</i>	<i>5</i>
თავი 2. როსბის ტალღები	17
<i>2.1 როსბის ტალღები ჰიდროდინამიკაში.....</i>	<i>18</i>
<i>2.2 როსბის ტალღები მაგნიტოჰიდროდინამიკაში.....</i>	<i>22</i>
თავი 3. მაგნიტური როსბის ტალღები მზის ტახოკლინში და ერთწლიანი რხევები მზის აქტიურობაში	31
<i>3.1 მთავარი განტოლებები</i>	<i>39</i>
<i>3.2 სფერული ეკვატორული მაგნიტო-კელვინის ტალღები ზედა ტახოკლინში.....</i>	<i>41</i>
<i>3.3 ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი</i>	<i>42</i>
<i>3.4 არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველი</i>	<i>45</i>
<i>3.5 სფერული მაგნიტო-როსბის ტალღები ქვედა ტახოკლინში.....</i>	<i>46</i>
<i>3.6 მაგნიტო-როსბის ტალღები მყარტანოვნად მბრუნავ სფეროზე</i>	<i>48</i>
<i>3.7 მაგნიტო-როსბის ტალღები დიფერენციულად მბრუნავ ზედაპირზე</i>	<i>55</i>
<i>3.8 მრავალჯერადი პერიოდები მზის 23-ე ციკლში</i>	<i>61</i>
<i>3.9 დასკვნითი შეფასება.....</i>	<i>69</i>
თავი 4. მაგნიტური როსბის ტალღები მზის ტახოკლინში და გრძელი პერიოდები მზის აქტიურობაში	71
<i>4.1 გრძელი პერიოდები მზის აქტიურობაში.....</i>	<i>71</i>
<i>4.2 ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები და გრძელი პერიოდები.....</i>	<i>76</i>

4.3 ღრმა მინიმუმის წინასწარმეტყველება მზის აქტიურობაში.....	84
4.4 დასკვნითი შეფასებები	87
თავი 5. სადოქტორო ნაშრომის შედეგების მოკლე აღწერა	89
ბიბლიოგრაფია.....	91

ცხრილების ჩამონათვალი

ცხრილი 1: მზის 23 ციკლის მონაცემებით მიღებული პერიოდები	64
ცხრილი 2: მაგნიტო-როსბის ტალღების ფაზური სიჩქარეები	68
ცხრილი 3: ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკების პერიოდები	78

ნახაზების ჩამონათვალი

ნახ. 1.1 მზის აგებულება.....	6
ნახ. 1.2 მზის ატმოსფეროს ტემპერატურა და სიმკვრივე.....	9
ნახ. 1.3 მზის ფოტოსფერო, ქრომოსფერო და კორონა.....	10
ნახ. 1.4 პლაზმის ელემენტის გადაადგილება	13
ნახ. 1.5 მზის სხივური და კონვექციური გარსი.....	15
ნახ. 1.6 თეთრი სინათლის კორონა მზის დაბნელების დროს	16
ნახ. 2.1 შვედი მეცნიერის კარლ-გუსტავ არვიდ როსბის ჩანაწერები, გრიგალური ქარიშხალი ჰურიკანი სენდი	18
ნახ. 2.2 მაგნიტო-როსბის ტალღების დისპერსიული დიაგრამა.....	27
ნახ. 2.3 მაგნიტო-როსბის ტალღების დისპერსიული დიაგრამა სფერულ სისტემაში	29
ნახ. 3.1 მაუნდერის დიაგრამა.....	32
ნახ. 3.2 მზის ლაქათა არეების ვეივლეტ ანალიზი 19-23 ციკლებისთვის.....	33
ნახ. 3.3 რიეგერის ტიპის და ერთწლიანი რხევები აქტიურობის ინდექსებში.....	34
ნახ. 3.4 მზის კორონული კაშკაშა წერტილების დინამიკა.....	37
ნახ. 3.5 ეკვატორული კელვინის ტალღების პერიოდების დამოკიდებულება შემცირებული გრავიტაციაზე.....	43
ნახ. 3.6 ეკვატორული კელვინის ტალღების შეშფოთებების დამოკიდებულება განედზე	44

ნახ. 3.7 სფერული მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდების დამოკიდებულება მაგნიტური ველის სიდიდეზე	53
ნახ. 3.8 ტოროიდული სიჩქარისა და მაგნიტური ველის განედური სტრუქტურა.....	54
ნახ. 3.9 არამდგრადი ჰარმონიკების სიხშირეები და ზრდის მაჩვენებელი.....	60
ნახ. 3.10 არამდგრადი ჰარმონიკების პერიოდების დამოკიდებულება მაგნიტური ველის სიდიდეზე.....	60
ნახ. 3.11 მრავალჯერადი პერიოდები მზის აქტიურობაში	63
ნახ. 3.12 არამდგრადი მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდების შესაბამისი ნორმალიზებული ზრდის მაჩვენებელი	67
ნახ. 4.1 გლაისბერგის ციკლი.....	72
ნახ. 4.2 ^{14}C და ^{10}Be იზოტოპების წარმოების ჯაჭვების სქემა	72
ნახ. 4.3 კოსმოსური გარემოს პარამეტრების გრძელვადიანი ცვლილებები	74
ნახ. 4.4 ^{10}Be იზოტოპით აღდგენილი მზის აქტიურობა 9300 წლის მანძილზე.....	75
ნახ. 4.5 მზის ლაქათა მონაცემთა და იზოტოპების ^{10}Be და ^{14}C პერიოდოგრამები.....	79
ნახ. 4.6 მზის აქტიურობისა და ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდები	80
ნახ. 4.7 მზის მომავალი ციკლების პროგნოზირება	86
ნახ. 4.8 მზის წარსული ციკლების მოდელირება მაგნიტო-როსბის ტალღების თეორიის გამოყენებით.....	87

თავი 1. შესავალი

მზე უძველესი დროიდან იწვევდა ადამიანის ინტერესს. იგი კაცობრიობის მთელი ისტორიის მანძილზე დიდ როლს ასრულებდა ადამიანის ყოფა-ცხოვრებაში და ამიტომაც ბევრ ცივილიზაციაში (მათ შორის ქართულში) არსებობდა მზის კულტი. მზეს უკავშირდება დღე-ღამისა და წელიწადის დროების ცვლილება. მზე და მასზე მიმდინარე პროცესები მნიშვნელოვან გავლენას ახდენენ დედამიწაზე. მზის გამოსხივება მოქმედებს დედამიწაზე არსებულ არაცოცხალ და ცოცხალ ბუნებაზე. მზიდან ამოტყორცნილი სხვადასხვა ტიპის ნაწილაკები გავლენას ახდენენ ელექტროხელსაწყოების, რადიო და სანავიგაციო დანადგარებისა და ხელოვნური თანამგზავრების მუშაობაზე. ასევე მზიდან წამოსული ნაწილაკებისა და გამოსხივების ურთიერთქმედება დედამიწის მაგნიტოსფეროსა და ატმოსფეროსთან იწვევს დედამიწაზე კლიმატის ცვლილებას. მზიდან წამოსულ ულტრაიისფერ გამოსხივებას შეუძლია დააზიანოს ადამიანის ჯანმრთელობა, დაასუსტოს იმუნური სისტემა, გამოიწვიოს გენეტიკური ცვლილებები ცოცხალ ორგანიზმებში, გახდეს თვალისა და კანის დაავადებების (მაგ. კიბოს) მიზეზი. ულტრაიისფერმა გამოსხივებამ შეიძლება შეაფერხოს მცენარეების ზრდა. იმისთვის, რომ დაცული იყოს ადამიანების ჯანმრთელობა და სიცოცხლე, შენარჩუნებული იყოს დედამიწაზე სიცოცხლისთვის ხელსაყრელი პირობები და დაიზოგოს ფინანსები, საჭიროა მზეზე მიმდინარე მოვლენების პროგნოზირების ეფექტურობის გაუმჯობესება. ამისთვის კი აქტიურად უნდა გაგრძელდეს მზისა და მასზე მიმდინარე პროცესების შესწავლა. დღეს მთელ მსოფლიოში მრავალი სამეცნიერო ცენტრი მუშაობს მზეზე დაკვირვების ხარისხის გაუმჯობესებაზე, ხორციელდება მზეზე მიმდინარე პროცესების კომპიუტერული (რიცხვითი) მოდელირება და ანალიზური მოდელების დამუშავება.

მზის აქტიურობისა და მისი ციკლურობის გეოსფეროზე გავლენის შესწავლა უკვე დიდი ხანია რაც მეცნიერთა ყურადღებას იპყრობს, რადგან ის მთავარი წარმმართველია დედამიწაზე მიმდინარე ბიოლოგიური, კლიმატური, გეომაგნიტური და კაცობრიობისათვის სასიცოცხლოდ მნიშვნელოვანი მთელი რიგი პროცესებისა. მზეზე

მიმდინარე მოვლენების მონიტორინგი მიმდინარეობს დედამიწაზე არსებული სხვადასხვა ტიპის მოწყობილობების ფართო ქსელით. წარსულში კი მზის აქტიურობის შესახებ ინფორმაციის პირდაპირ წყაროდ გვევლინებოდა მზეზე დაკვირვებულ ლაქათა რიცხვები. მზის ლაქების ადრეული ჩანაწერები 2000 წლის წინანდელ ჩინურ წყაროებშია ნაპოვნი. თუმცა ტელესკოპის პირველად გამოყენებისას მათი არსებობა ნამდვილი სიურპრიზი აღმოჩნდა მე-17 საუკუნეში. მზის ლაქების შესაძლო პერიოდულობის შესახებ ცნობები ქრისტიან ჰორბოუს ჩანაწერებშია ნაპოვნი. 1776 წელს ის წერდა, რომ მათი დაკვირვებების შედეგად მზის ლაქების ცვლილებას პერიოდული ხასიათი ქონდა, თუმცა იმ დროს არავის გაუკეთებია ზუსტი დასკვნები ამის შესახებ. ლაქების ციკლური ხასიათი დადასტურდა მხოლოდ 1844 წელს, როდესაც შვაბემ 18 წლის განმავლობაში დაგროვილი დაკვირვებების, მზის ლაქების ჯგუფებისა და ულაქო დღეების ანალიზი გააკეთა. მან აღმოაჩინა 10 წლიანი პერიოდი დაკვირვებებით 1826 დან 1843 წლამდე. შვაბეს აღმოჩენის შემდეგ ვოლფმა დაიწყო მზეზე ყოველდღიური დაკვირვებები და ლაქების ჯგუფების იდენტიფიცირება. მან გააცნობიერა, რომ გაცილებით ადვილი იყო ჯგუფების იდენტიფიცირება, ვიდრე ინდივიდუალური ლაქებისა. გარდა იმისა რომ ვოლფმა დაიწყო ლაქების ყოველდღიური აღრიცხვა, მან გააფართოვა თავისი ჩანაწერები და სცადა აღედგინა 100 წლის წინანდელი ჩანაწერები. ხშირად არასრულყოფილ მონაცემებს ავსებდა გეომაგნიტური აქტიურობის გაზომვებით, ამიტომაც მონაცემები საკმაოდ არასანდოა 1849 წლამდე, სანამ ვოლფი არ დაიწყებდა მზის ლაქების იდენტიფიცირებას.

წარსულში მზის აქტიურობის შესახებ სხვა წყაროებია კოსმოგენური იზოტოპები ^{14}C , ^{10}Be , ^{36}Cl , ^{26}Al და ა.შ. ისინი წარმოიქმნიან ატმოსფეროს ზედა ფენებში მაღალენერგეტიკული კოსმოსური სხივების ატმოსფეროზე ზემოქმედების შედეგად. მზე გავლენას ახდენს ჰელიოსფეროში კოსმოსური სხივების გავრცელებაზე და ციკლის მაქსიმუმში იწვევს მათი ინტენსივობის შემცირებას. ამიტომ კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეც ანტიკორელაციურ დამოკიდებულებაშია მზის აქტიურობასთან. ისინი ერთვებიან ბუნებრივი მიმოცვლის ციკლში და ხვდებიან ისეთ ბუნებრივ „არქივებში“, როგორცაა ხის წლიური რგოლები, არქტიკისა და ანტარქტიკის ყინულები,

სადაც ხდება მათი დეტექტირება. კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის აწყობა დროში განსაზღვრა საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ ობიექტური ცნობები მზის აქტიურობის შესახებ წარსულში ათეულ ათასობით წლის მანძილზე, კერძოდ მათი საშუალებით აღმოჩენილია მზის ფიზიკაში ერთ-ერთი დღემდე შეუსწავლელი მოვლენა- მზის აქტიურობის ღრმა მინიმუმები. აღმოჩენილ იქნა „ორტის“ (1010-1050 წლები), „ვოლფის“ (1282-1342 წლები), „შპიორერის“ (1416-1534 წლები) და სხვა მინიმუმები. უკანასკნელი ცნობილი ღრმა მინიმუმის-„მაუნდერის“ მინიმუმისას (1645-1715 წლები) მზის აქტიურობა და შესაბამისად მასზე ლაქათა წარმოქმნის პროცესი თითქმის შეწყდა. ამასთან გადასვლა ნორმალური აქტივობიდან ღრმა მინიმუმში განხორციელდა მოკლე დროში. მაუნდერის მინიმუმის პერიოდს უკავშირდება ევროპაში მკვეთრი აცივება.

მზეს სხვა ვარსკვლავების მსგავსად ახასიათებს მაგნიტური აქტიურობა. ის წარმოქმნის ძლიერ, ცვალებად მაგნიტურ ველს, რომელიც იწვევს მზის აქტიურობის პერიოდულ ცვლილებებს, რაც მის 11 წლიან ციკლში აისახება. ტრადიციულად ციკლის ფაზები იზომება მზის ზედაპირზე დაკვირვებული მზის ლაქების რაოდენობით.

მაგნიტური ველი პირველად ჰეილმა გაზომა მზის ლაქებში 1908 წელს. მზის ციკლის მაგნიტური ბუნება კარგად გამოჩნდა დაკვირვებების რამდენიმე ციკლზე განვრცობით. მაგნიტური ველის მონაცემები ხელმისაწვდომია მხოლოდ 1970 წლიდან. ჰეილმა 1919 წელს აღმოაჩინა, რომ მზის ლაქების ჯგუფში წინმავალ და უკანმავალ ლაქებს აქვთ ერთმანეთის საწინააღმდეგო პოლარობა. ასეთ ჯგუფებში შესაბამის ლაქებს ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროში აქვთ საწინააღმდეგო პოლარობა, და უფრო მეტიც, კონკრეტული ციკლის ლაქები არიან წინა ციკლის ლაქების საწინააღმდეგო პოლარობის. როგორც აღმოჩნდა მზის პოლარული ველიც იცვლის ნიშანს. ბებკოკმა 1958 წელს შენიშნა, რომ სამხრეთ პოლარულმა ველმა ნიშანი შეიცვალა 1957 წელს, მაშინ როცა ჩრდილო პოლარულმა ველმა 1 წლის შემდეგ შეიცვალა ნიშანი. მან დაასკვნა რომ გადაპოლარება ხდება სისტემატურად ციკლის მაქსიმუმში. პოლარული ველები ყოველდღიურად იზომება ვილკოქსის მზის ობსერვატორიაში 1970 წლიდან. პოლარული ველები აღწევენ თავის პიკს მაშინ როცა მზის აქტიურობის მინიმუმია და პირიქით, ნიშანს იცვლიან

მაქსიმუმის დროს. რა თქმა უნდა, სხვადასხვა ციკლში მათი სიმძლავრე განსხვავებულია. 1970 წლიდან დღემდე კიტ პიკის ეროვნულ ობსერვატორიაში წარმოებს მაგნიტური ველის სისტემატიური, მაღალი გარჩევის დღიური დაკვირვებები. სინოპტიკური რუკები კი ხელმისაწვდომია 1975-2003 წლებში. შემდეგ უფრო მაღალი გარჩევის მქონე SOLIS-ი გამოჩნდა. ამ ორ ხელსაწყოს შორის არსებული მონაცემთა ხარვეზი კი შევსებულია SOHO/MDI-ის მიერ.

1.1. მზის ფიზიკური მახასიათებლები

მზის სიახლოვე დედამიწასთან მას უნიკალურს ხდის. მას აქვს სერიოზული გავლენა დედამიწის კლიმატზე და კოსმოსურ ამინდზე და მის შესწავლას უმთავრესი მნიშვნელობა აქვს ვარსკვლავების და ზოგადად კოსმოსური პლაზმის ქცევის გაგებაში. მისი საერთო ფიზიკური თვისებები ასეთია:

ასაკი:	$= 4.6 \times 10^9$ წელი
მასა:	$= 1.99 \times 10^{30}$ კგ
რადიუსი:	$= 6.995 \times 10^8$ მ
საშუალო სიმკვრივე :	$= 1.4 \times 10^3$ კგ მ ⁻³
საშუალო მანძილი დედამიწიდან:	$1AU = 1.496 \times 10^{11}$ მ = $215R_{\odot}$
ზედაპირის გრავიტაცია:	$= 274$ მ წმ ⁻²
გადინების სიჩქარე ზედაპირზე:	$= 618$ კმ წმ ⁻¹
ნათება:	$= 3.86 \times 10^{33}$ ერგი წმ ⁻¹
ეკვატორული (სინოდური) ბრუნვის პერიოდი:	$= 26.24$ დღე
კუთხური მომენტი:	$= 1.7 \times 10^{41}$ კგ მ ² წმ ⁻¹
მასის კარგვის მაჩვენებელი:	$= 10^9$ კგ წმ ⁻¹
ეფექტური ტემპერატურა:	$= 5785$ K
$1arcsec(\equiv 1'')$	$= 726$ კმ

დედამიწას აქვს მასა 6×10^{24} კგ და რადიუსი 6×10^6 მ; ამგვარად, მზე 333000-ჯერ უფრო მძიმეა ვიდრე დედამიწა და მისი რადიუსი 109-ჯერ დიდია დედამიწის რადიუსზე, ხოლო მისი ზედაპირის გრავიტაცია 27-ჯერ მეტია. საშუალო მანძილი მზიდან დედამიწამდე 149.6 მილიონი კმ, რომლის გავლასაც სინათლის სხივი დაახლოებით 8 წუთს ანდომებს. დედამიწის ზედაპირზე მზიდან მოსული გამოსხივებაა 1 კვტ მ^{-2} გარდა ამისა, მზის ეკვატორი დედამიწის ორბიტის სიბრტყის მიმართ დახრილია 7° -ით, მზის ბრუნვის ეკვატორულ სიჩქარეა 2 კმ/წმ. 1 კუთხე arc sec მზეზე შეესაბამება 726 კმ-ს.

1.2. მზის სტრუქტურა

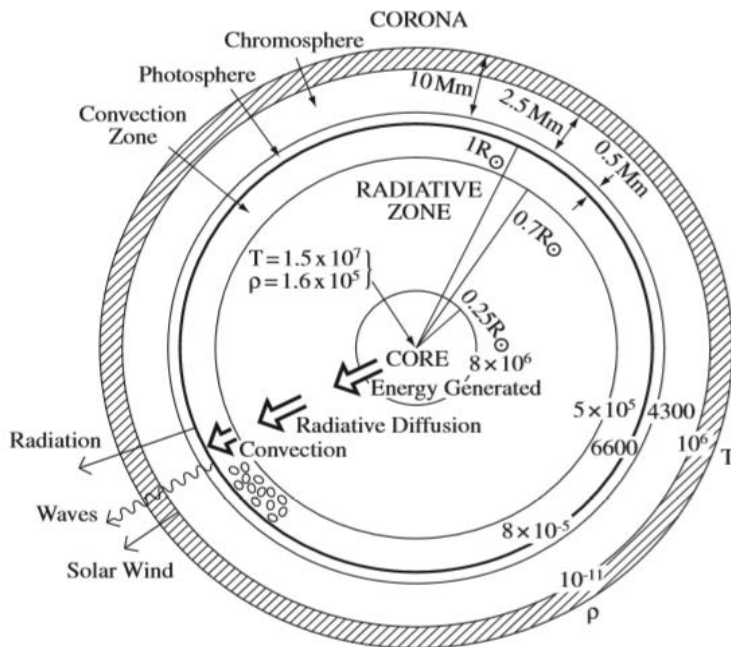
მზე მასიური პლაზმური ბურთია, რომელიც შეკუმშულია საკუთარი გრავიტაციული მიზიდულობით. იგი შეიცავს ძირითადად წყალბადის H (92 %) და ჰელიუმის He (8 %) ატომებს, რომლებიც უმეტესად იონიზირებულია მაღალი ტემპერატურის გამო. დანარჩენი ელემენტები, როგორცაა ნახშირბადი C, აზოტი N და ჟანგბადი O 0,1% და დაახლოებით იგივე პროპორციებშია წარმოდგენილი, როგორც დედამიწაზე. ეს იმაზე მიგვითითებს რომ იგი ისეთივე წარმოშობისაა, როგორც ძველი ვარსკვლავების წიაღი. მზის წიაღი დაცულია ჩვენი მხედველობის არიდან, მხოლოდ მისი ზედაპირული ფენების პირდაპირ ნახვაა შესაძლებელი. თუმცა, ჰელიოსეისმოლოგიის საშუალებით ჩვენ შეგვიძლია მზის წიაღში მიმდინარე სხვადასხვა ფიზიკური პროცესების შეფასება.

მზის აგებულების მარტივად აღსაწერად ჩვენ შეგვიძლია ის განვიხილოთ ორ ნაწილად, როგორც მზის წიაღი და ატმოსფერო. თავის მხრივ მზის წიაღი იყოფა სამ არედ: მზის ცენტრალური გული, სხივური გარსი და კონვექციური გარსი. ხოლო ატმოსფერო მოიცავს: ფოტოსფეროს, ქრომოსფეროს და კორონას (იხ. ნახ 1.1).

XIX საუკუნეში აჩვენეს, რომ თუ მზის ენერგია წარმოიქმნებოდა წმინდა გრავიტაციული შეკუმშვისგან, მაშინ შეკუმშვა გაგრძელდებოდა მხოლოდ 10^{15} წმ = 3×10^7 წლის

განმავლობაში (ე.წ. Kelvin-Helmholtz დრო). ეს დრო გამოითვლება მზის გრავიტაციული პოტენციური ენერჯის ($M_{\odot}^2 G/R_0 = 4 \cdot 10^{41} J$) ნათებაზე $L_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{26} J/s$ გაყოფით. თუმცა, 1925 წელს დაასკვნეს, რომ შეკუმშვა გაცილებით მეტხანს გაგრძელდებოდა, თუ მზის ბირთვი იქნებოდა თერმობირთვული რეაქციების გიგანტური რეაქტორი. ეს ბირთვში წარმოქმნილი ენერჯია მუდმივად გაედინება სხივური გარსის გასწვრივ სხივური დიფუზიის საშუალებით. რადგან ფოტონი ბევრჯერ შთაინთქმება და გამოსხივდება ატომების მიერ, ამიტომ სხივური გარსის გადაკვეთას ფოტონი მრავალ ათასობით წელს ანდომებს. ამის საპირისპიროდ, კონვექციურ ზონაში ენერჯის გადატანა ხდება კონვექციის საშუალებით. კონვექციური ზონის ქვედა საზღვარზე, არსებობს თხელი ფენა სახელწოდებით ტახოკლინი (Spiegel and Zahn 1992), სადაც სავარაუდოდ მზის ფართო მასშტაბიანი მაგნიტური ველის წარმოქმნა ხდება.

მზის ატმოსფერო განისაზღვრება მზის იმ ნაწილიდან, საიდანაც ფოტონებს შეუძლიათ პირდაპირ კოსმოსში გასვლა. იგი შედგება სამი განსხვავებული ფიზიკური თვისებების მქონე ნაწილისაგან: ფოტოსფერო, ქრომოსფერო და კორონა.



ნახ. 1.1 მზის აგებულება (ადაპტირებულია Priest, 1982-დან).

ყველაზე ქვემოთ მოთავსებულია პლაზმის თხელი რამდენიმე ასეული კილომეტრის სისქის ფენა - ფოტოსფერო. იგი შედარებით მკვრივი და გაუმჭირვალეა და მზის სხივების უმეტესობას ასხივებს. ფოტოსფერო ოპტიკურად თხელია ულტრაიისფერ, ხილულ და ინფრაწითელ კონტინუუმთან, მაგრამ ოპტიკურად სქელია ყველა დანარჩენი სუსტი სპექტრული ხაზებისთვის.

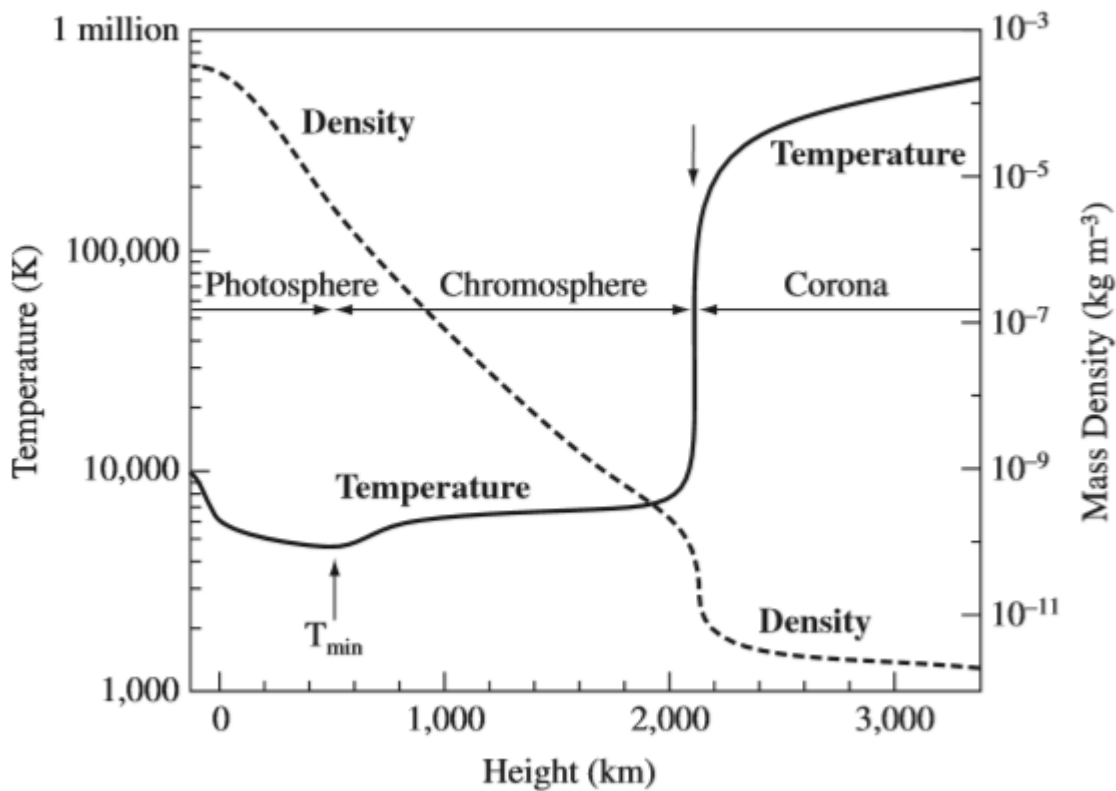
ფოტოსფეროს ზემოთ მდებარეობს უფრო გაიშვიათებული და გამჭირვალე ფენა ქრომოსფერო, რომელიც ოპტიკურად თხელია უახლოეს ულტრაიისფერ, ხილულ და ინფრაწითელ კონტინუუმში, მაგრამ ზოგიერთი სპექტრული ხაზებისათვის ოპტიკურად სქელია. მისი ნახვა შეიძლება რამდენიმე წამის განმავლობაში მზის დაბნელების დაწყების და დასრულების დროს.

კორონა ქრომოსფეროს ზედა საზღვრიდან იწყება და გადადის მზის ქარის არეში. კორონის გარე საზღვარი შეიძლება განისაზღვროს როგორც ალვენის (Alfven) რადიუსი, სადაც მზის ქარის სიჩქარე უტოლდება ალვენის სიჩქარეს. კორონა ოპტიკურად თხელია მთელ ელექტრომაგნიტურ სპექტრში, გარდა რადიოტალღებისა და რამდენიმე სპექტრული ხაზისა. ბოლო დაკვირვებებით წყნარი მზის წნევა $4 \times 10^{-3} \text{ ნ/მ}^2$, ხოლო აქტიური მზის წნევაა 0.3 ნ/მ^2 . წყალბადი თითქმის მთლიანად იონიზირებულია ზედა ქრომოსფეროში, მაგრამ ნეიტრალური ატომები მნიშვნელოვანია ქვედა ქრომოსფეროსა და ფოტოსფეროში. ნაწილაკების სიმკვრივე იცვლება საკმაოდ სწრაფად სიმაღლის მიხედვით: ტიპური მნიშვნელობებია 10^{23} მ^{-3} , 10^{19} მ^{-3} , 10^{15} მ^{-3} ფოტოსფეროში, ქრომოსფეროში და გარდამავალ არეში (transition region), შესაბამისად. შედარებისთვის, ნაწილაკების სიმკვრივე დედამიწის ზედაპირზე არის 10^{25} მ^{-3} .

1940 წლამდე ითვლებოდა, რომ მზის ტემპერატურა სიმაღლესთან ერთად მცირდებოდა. თუმცა მოგვიანებით გაირკვა, რომ ტემპერატურა ჯერ მცირდება 6600 კელვინიდან (ფოტოსფეროს ქვედა საზღვარი) 4400 კელვინამდე (500 კმ სიმაღლეზე), ხოლო შემდეგ კვლავ იზრდება ზედა ქრომოსფეროსკენ. ხოლო გარდამავალ არეში (100 კმ სისქის ფენა) დრამატულად მატულობს ერთ მილიონ კელვინამდე კორონაში (იხილეთ ნახ. 1.2). ამის შემდეგ იგი ნელა მცირდება გარე კორონაში და აღწევს 100000 კელვინს დედამიწასთან

ახლოს, ანუ 1AU-ზე. რამდენიმე ათას გრადუსიანი ფოტოსფერული ტემპერატურა შეიძლება შევადაროთ წითელი ცხელი რკინის ტემპერატურას (1400 K). მზის ატმოსფეროს VAL (Vernazza-Avrett-Loeset) მოდელი არის ნახევრად ემპირიული ერთგანზომილებიანი მოდელი, რომელიც წარმატებით არგებს სხვადასხვა სპექტრალურ ხაზს განსხვავებული რეგიონებიდან. თუმცა მზის ატმოსფეროს ეს სტრუქტურული სურათი არის უმარტივესი მოდელი. სინამდვილეში ტემპერატურა და სიმკვრივე ნებისმიერ ადგილას მუდმივად იცვლება, რადგან პლაზმა ცივდება და ცხელდება ჯერ კიდევ ამოუხსნელი ფიზიკური პროცესების გამო. მართლაც, დაკვირვების ნებისმიერი ხაზის გასწვრივ არის ტემპერატურის უზარმაზარი დიაპაზონი. მაგალითად, გარდამავალი არის გამოსხივება ხდება სინამდვილეში არა 100 კმ სისქის ფენიდან, არამედ პლაზმის მრავალ სხვადასახვა სიმაღლეზე, სადაც ტემპერატურა აღწევს გარდამავალი არის ტემპერატურამდე მუდმივი გაცხელება-გაციების გამო.

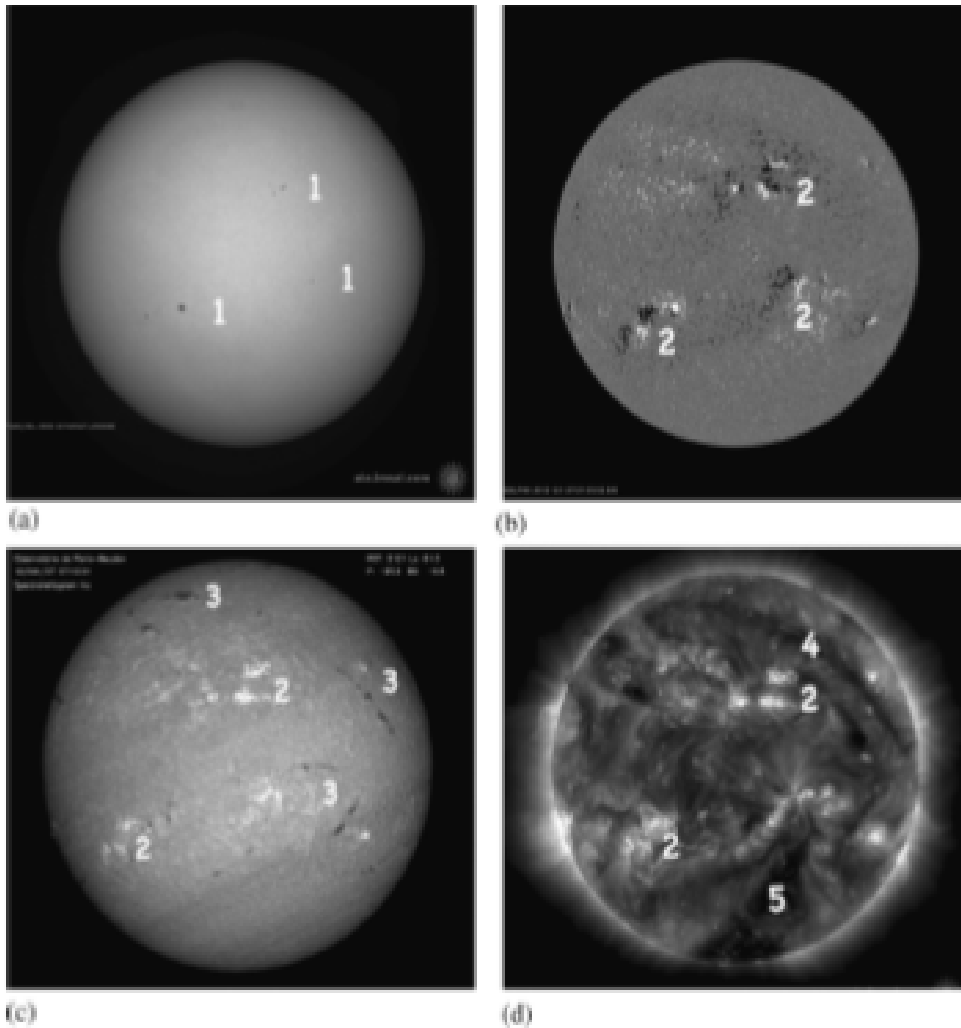
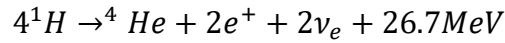
მზის სხივების უმეტესი ნაწილი მოდის ფოტოსფეროდან, რომელიც ასხივებს უწყვეტ სპექტრს მუქი შთანთქმის ხაზებით. მაგალითად, წყალბადის ბალმერის ხაზი ($H\alpha$) გამოწვეულია ფოტონის შთანთქმით, როცა ელექტრონი გადადის მისი მეორედან მესამე კვანტურ დონეზე. ასეთი ხაზები ბევრ ინფორმაციას გვაწვდიან ტემპერატურისა და სიმკვრივის, მაგნიტური ველის სიდიდის და პლაზმის დინებების შესახებ (ნახ.1.3). სპექტრული ხაზები უმეტესად იქმნება ქვედა ფოტოსფეროში, მაგრამ ზოგიერთი (როგორცაა $H\alpha$) მოდის ქრომოსფეროდან, ხოლო გარდამავალ არეში და კორონაში ხაზების უმეტესობა გამოსხივების ხაზებია. გარდამავალი არე ძირითადად გამოასხივებს ულტრაიისფერ (UV) უბანში, რომლებიც შთანთქმება დედამიწის ატმოსფეროში. მაღალი ტემპერატურის გამო კორონაში იზრდება ულტრაიისფერი, უკიდურესი ულტრაიისფერი (EUV) და რენტგენული (X-ray) გამოსხივება, მაგრამ ის ასხივებს აგრეთვე თვალსაჩინო კონტინიუმს (K and F coroneae), აგრეთვე ხაზებს, როგორცაა მწვანე ხაზი (5,303 Å) და წითელი ხაზი (6,374 Å), რაც გამოწვეულია აკრძალული გადასვლით 13-ჯერ და 14-ჯერ იონიზირებულ რკინაში (შესაბამისად, Fe xiv და Fe xv).



ნახ. 1.2 მზის ატმოსფეროს ტემპერატურა და სიმკვრივე VAL (Vernazza-Avrett-Loeset) მოდელის მიხედვით (ადაპტირებულია Priest, 1980-დან).

მაშასადამე, თუ მზეს ვაკვირდებით სხვადასხვა ტალღის სიგრძის დიაპაზონში, შეგვიძლიათ დავინახოთ მზის სტრუქტურა სხვადასხვა სიმაღლეზე. მზის წიაღის მოდელების მიხედვით მზის გულის ტემპერატურა 15 მილიონი კელვინია და სიმკვრივე კი $1.6 \times 10^5 \text{ კგ მ}^{-3}$, რომლებიც საკმარისია თერმობირთვული რეაქციების დასაწყებად. გულის ტემპერატურა ისეთი მაღალია, რომ იქ არსებული ნივთიერება პლაზმურ მდგომარეობაშია 230 მილიარდჯერ უფრო მეტი წნევის ქვეშ, ვიდრე დედამიწის ატმოსფერული წნევაა, ხოლო სიმკვრივე 13-ჯერ უფრო მეტი, ვიდრე მყარი ტყვიის სიმკვრივეა. ბირთვის აქვს 150 მგმ რადიუსი. ის შეიცავს მზის მასის ნახევარს და მისი მოცულობის მხოლოდ 1/50-ს, მაგრამ წარმოქმნის ენერჯის 99%-ს. ყოველი კილოგრამი წყალბადიდან, რომლიდანაც მიიღება ჰელიუმი, 0.007 კგ ენერჯიად გარდაიქმნება. ასე რომ მზის ბირთვი ხარჯავს 5×10^6 ტონა წყალბადს წამში. ამ პროცესში, ჰელიუმის

ბირთვები მიიღება წყალბადის ბირთვიდან ძირითადად პროტონ-პროტონული (PP) ჯაჭვით, მაგრამ ნაწილობრივ CNO ციკლით. ამ ციკლების დასასრულს, რეაქციის მიხედვით წყალბადის 4 ბირთვი ერთიანდება ერთ ჰელიუმის ბირთვში



ნახ. 1.3 მზის ფოტოსფერო, ქრომოსფერო და კორონა. (a) ფოტოსფერო (SDO/AIA), (b) მზის ფოტოსფეროს მაგნიტოგრამა, მაგნიტურ ველს აქვს დადებითი პოლარობა თეთრ არეებში და უარყოფითი - მუქში (SDO/HMI), (c) ქრომოსფერო H α ხაზში (Meudon ობსერვატორია) და (d) კორონა (SDO/AIA) 195 Å ხაზში, 27 მარტი, 2012. რიცხვებით მითითებულია (1) მზის ლაქები, (2) აქტიური არეები, (3) პროტუბერანცები ან ბოჭკოები, (4) ბოჭკოები და (5) კორონალური ხვრელები (ადაპტირებულია Priest, 1982-დან).

ამასთან, ჰელიუმის თითოეულ ბირთვს უფრო მცირე მასა აქვს, ვიდრე წყალბადის 4 ბირთვს და ეს მასის დეფიციტი ენერგიად გარდაიქმნება. აინშტაინის ფორმულიდან $E = mc^2$, თითოეული კგ ექვივალენტურია 9×10^{16} ჯ ენერჯისა. ზემოთ მოცემულ რეაქციაში ენერგია გამოიყოფა ორი მაღალი სიხშირის γ კვანტისა (26,2 MeV) და ორი ელექტრონული ნეიტრინოს ν_e (0.5 MeV) სახით. ნეიტრინოები არიან ელემენტული ნაწილაკები, რომელთაც ელექტრული მუხტი არ გააჩნიათ, სინათლის სიჩქარესთან მიახლოებული სიჩქარით მოძრაობენ და ცუდად ურთიერთქმედებენ ნივთიერებასთან, მოძრაობენ შეუზღუდავად მზის ბირთვიდან წიაღის სხვა ნაწილებში. ნეიტრინოები მზის ბირთვის პირობების უშუალო დიაგნოზს ახდენენ. დედამიწაზე წამში თითოეულ cm^2 -ზე 70 მილიარდი ნეიტრინო ეცემა. 1978 წელს ელექტრონულ ნეიტრინოებზე დაკვირვების დროს აღმოჩნდა, რომ მათი რაოდენობის მხოლოდ მესამედი აღწევდა დედამიწამდე. მზის ნეიტრინოების პრობლემა გადაწყდა მას შემდეგ, რაც აღმოჩნდა, რომ ნეიტრინოების ნაწილი დედამიწაზე მოგზაურობისას გარდაიქმნება ν_η, ν_τ ნეიტრინოებად.

მზის წიაღის მოდელი განიხილავს წნევას $p(r)$, სიმკვრივესა $\rho(r)$ და ტემპერატურას $T(r)$, როგორც ცენტრიდან რადიალური მანძილის ფუნქციას. მზის წიაღი შედგება სფერული ფენებისაგან ჰიდროსტატიკური და თერმული წონასწორობით. მთავარი განტოლებებია:

ა) იდეალური აირის კანონი:
$$p = \frac{K_B}{m} \rho T$$

სადაც K_B არის ბოლცმანის მუდმივა, m -ნაწილაკების საშუალო მასა.

ბ) ჰიდროსტატიკური ძალის ბალანსი:
$$\frac{dp}{dr} = -\rho(r)g(r),$$
 სადაც $g(r) = M(r)G/r^2$ გრავიტაციული აჩქარებაა, $M(r)$ მოცემულია
$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$
 სადაც $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ ნ მ}^2 \text{ კგ}^{-2}$.

გ) ენერჯის ბალანსი:
$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon,$$
 სადაც $L(r)$ არის სითბური ენერგია სფეროს რადიუსის გასწვრივ და ϵ არის ბირთვული ენერჯის წარმოქმნის მაჩვენებელი ერთეულ მასაზე. $L(r)$ ბირთვის გარეთ მუდმივია და უდრის მზის სრულ გამოსხივებას L_\odot . კონვექციური ფენის ქვეშ ენერჯის გადატანა ხდება მხოლოდ გამოსხივებით, ამიტომ

გამოსხივების ნაკადი $F \equiv \frac{L}{4\pi r^2}$ ემორჩილება გამოსხივების წონასწორობის კანონს: $\frac{L}{4\pi r^2} = -\frac{16\sigma_{SB}T^3}{3K_R\rho} \frac{dT}{dr}$, სადაც K_R არის როუზლანდის საშუალო გაუმჭვირვალობა, $\sigma_{SB} = 5.6705 \cdot 10^{-8}$ ერგი მ^{-3} კელ $^{-4}$ არის სტეფან-ბოლცმანის მუდმივა. კონვექციურ ზონაში იმდენად დიდია გაუმჭვირვალობა, რომ ენერჯის დიდი ნაწილი გადადის კონვექციით და არა გამოსხივებით, და ამიტომ გარდა ვიწრო ფენისა ზედაპირთან ახლოს, ტემპერატურის გრადიენტი ადიაბატური მნიშვნელობის ტოლია (კონვექცია იწყება როდესაც გარემოს ტემპერატურული გრადიენტი გადააჭარბებს ადიაბატურ გრადიენტს)

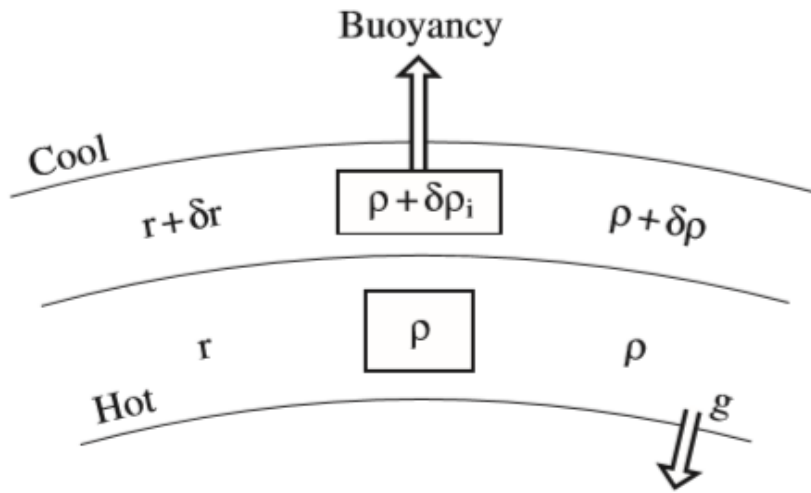
$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{gm}{K_B}, \gamma = \frac{5}{3}$$

თუ ზემოთ აღნიშნულ განტოლებას ამოვხსნით სასაზღვრო პირობებისათვის: $M = 0, \frac{dT}{dr} = 0$ მზის ცენტრში ($r=0$) და $M = M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30}$ კგ, $L = L_{\odot} = 3.846 \cdot 10^{26}$ W (ზედაპირზე $r = R_{\odot} = 6.955 \cdot 10^8$ მ), მივიღებთ ეფექტური ტემპერატურის მნიშვნელობას $T=5785$ K, რომელიც გვეჩვენებს თუ გამოსხივება იქნება შავი სხეულის გამოსხივება.

მზის კონვექციურ ზონაში, სადაც ტემპერატურული გრადიენტი ადიაბატურ გრადიენტზე დიდია, ვერ ხდება სტაბილურობის შენარჩუნება და იწყება კონვექცია. პრაქტიკაში კონვექციური სიჩქარეები უფრო ნელია ვიდრე ბგერითი სიჩქარეები და საშუალო სტრატეფიკაცია ახლოსაა ადიაბატურთან, ხოლო ადიაბატურიდან ფარდობითი დაშორება არ აღემატება 10^{-4} . როდესაც მოძრაობა იწყება სხივური ზონის გარეთ, გაუმჭვირვალობა K_R სწრაფად იწყებს ზრდას, რაც ზრდის ტემპერატურის გრადიენტის მასშტაბებს. $0.7R_{\odot}$ -ზე, სადაც $T \approx 10^6$ K, იწყება კონვექციური არამდგრადობა. როდესაც დინება ქვედა ფოტოსფეროს აღწევს, ენერჯია შესაძლოა გამოსხივდეს გამოსხივების სახით.

ფოტოსფეროში პლაზმა ფართოვდება, ასხივებს, ცივდება, კარგავს ენერჯიას და უკან ეშვება. არამდგრადობის დაწყებისას, როდესაც ვერტიკალური ტემპერატურის გრადიენტი dT/dr ძალიან დიდია, შეიძლება აიხსნას შემდეგი თვისობრივი არგუმენტით. განვიხილოთ პლაზმის ბუბლი (blob) ჰიდროსტატიკურ წონასწორობაში $p(r)$ წნევით, $T(r)$

ტემპერატურითა და $\rho(r)$ სიმკვრივით. დავუშვათ, რომ პლაზმის ბუმტი ნელა მოძრაობს ზემოთ და რჩება გარემოსთან ჰორიზონტალური წნევის წონასწორობაში.



ნახ. 1.4 პლაზმის ელემენტის გადაადგილება r -დან $r + \delta r$ -ზე, რომლის დროსაც სიმკვრივე მცირდება $-\delta \rho_i$ -ით ბუმტის შიგნით და $\delta \rho$ -ით მის გარეთ (ადაპტირებულია Priest, 1982-დან).

პლაზმის ბუმტზე მოქმედებს ამომგდები ძალა და გააგრძელებს ზრდას, თუ $\delta \rho_i < \delta \rho$, სადაც $\delta \rho_i$ და $\delta \rho$ არის სიმკვრივე შიგნით და გარემოში (ნახ. 1.4). გაზის კანონის თანახმად წნევის, სიმკვრივისა და ტემპერატურის ცვლილებები პლაზმის ბუმტის შიგნით და გარეთ ასე უკავშირდება ერთმანეთს

$$\frac{\delta p_i}{p} = \frac{\delta \rho_i}{\rho} + \frac{\delta T_i}{T} \text{ და } \frac{\delta p}{p} = \frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta T}{T}$$

ჰორიზონტალური წნევის წონასწორობა ნიშნავს $\delta p = \delta p_i$, აქედან $-\delta T > -\delta T_i$. სხვა სიტყვებით, რომ ვთქვათ პლაზმის ბუმტი არსტაბილურია და აგრძელებს გაზრდას როდესაც

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| > \left| \frac{dT_i}{dr} \right|$$

ასე, რომ გარემოს ტემპერატურა (T) ეცემა სიმაღლის მიხედვით უფრო სწრაფად, ვიდრე ტემპერატურა (T_i) ბუმტის შიგნით. (მეორეს მხრივ, თუ

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| < \left| \frac{dT_i}{dr} \right|$$

ჩნდება უკან დამაბრუნებელი ძალა, ბუმტი სტაბილურია და განიცდის რხევებს).

ვარაუდის თანახმად გაზი იდეალურია და არ ხდება სითბოცვლა გარემოსთან, ამიტომ მივიღებთ

$$-\frac{dT_i}{dr} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{gm}{K_B}$$

რომელიც ცნობილია ადიაბატური ტემპერატურული გრადიენტის სახელით. კონვექციური არამდგრადობისათვის ვიღებთ ზემოთ ნაჩვენებ ფორმულას

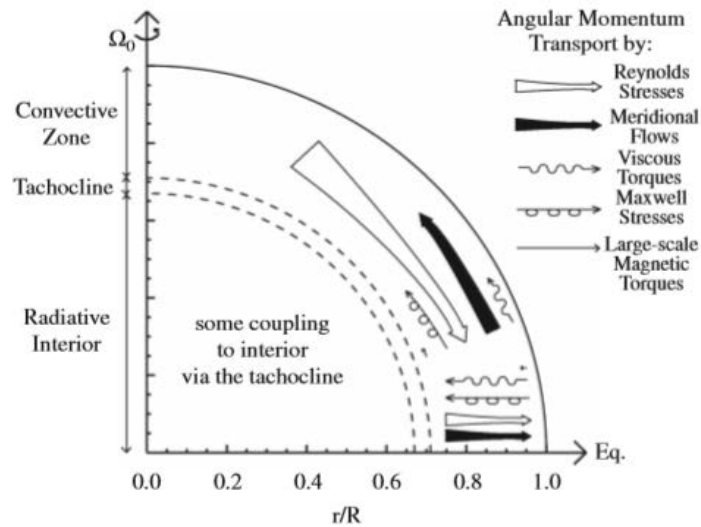
$$\left| \frac{dT}{dr} \right| > \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{gm}{K_B}$$

მას შვარცშილდის კრიტერიუმი ეწოდება. მთლიანად იონიზირებულ გაზში $\gamma = \frac{5}{3}$ და $\frac{\gamma-1}{\gamma} = \frac{2}{5}$.

ფოტოსფეროში კონვექცია ხორციელდება ორი ტიპის უჯრედებით: გრანულები სივრცული ზომით 1 მგმ და სუპერგრანულები სივრცული ზომით 20-70 მგმ.

მზე არ ბრუნავს როგორც მყარი სხეული, არამედ მისი ზედაპირი აჩვენებს განედურ დიფერენციულ ბრუნვას. დედამიწიდან ვხედავთ, რომ მზის ეკვატორი ბრუნავს 26,24 დღიანი პერიოდით (სინოდური პერიოდი) 1.9 კმ/წმ წირითი სიჩქარით. 26⁰ განედზე მზის ლაქებისათვის სინოდური პერიოდი 27.28 დღეა (ქარინგტონის პერიოდი) და 60⁰ განედზე კი დაახლოებით 31 დღე. პოლარული არეების ბრუნვის პერიოდი 36 ან 37 დღეა. ხოლო ე.წ. სიდერული პერიოდი ეკვატორზე 24.47 დღეა და 26⁰-ზე კი 25.38 დღე. გაცილებით სუსტი მერიდიანული დინება დაკავშირებულია დიფერენციალურ ბრუნვასთან და მიმართულია მზის ზედაპირზე ეკვატორიდან პოლუსებისაკენ დაახლოებით 20 მ/წმ სიჩქარით. ასევე ცნობილია დიფერენციული ბრუნვა კონვექციური ზონის სიღრმეში, რომელთა არსებობა მნიშვნელოვანია დინამო თეორიისთვის.

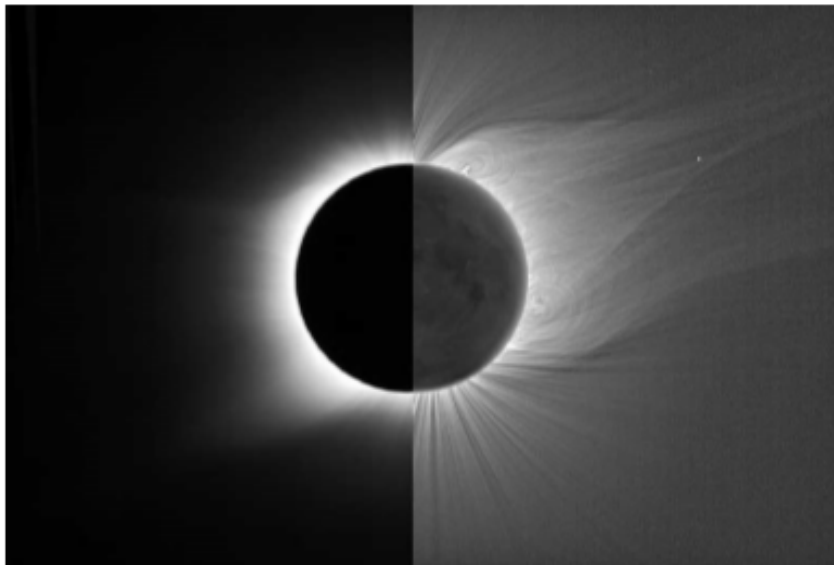
როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ ფოტოსფერო მზის ატმოსფეროს ქვედა ფენაა, საიდანაც ხდება მზის გულიდან გამოსული ფოტონების გამოსხივება. მისი სისქე დაახლოებით 500 კმ-ია, ხოლო ტემპერატურა 6500 გრადუსი. ძირითადი ინფორმაცია მზის ქიმიური შემადგენლობის შესახებ მიღებული გვაქვს სწორედ ფოტოსფეროს დაკვირვების შედეგად.



ნახ. 1.5 მზის წიაღი, სადაც ნაჩვენებია სხივური ზონა, ტახოკლინი და კონვექციური ზონა (ადაპტირებულია Priest 1982-დან).

ფოტოსფეროს შემდგომ მოდის 1500 კმ სისქის ფენა ქრომოსფერო, რომლის ტემპერატურაც სიმაღლის მატებასთან ერთად თანდათანობით იზრდება 25 000 გრადუსამდე, ხოლო სიმკვრივე მცირდება. ქრომოსფეროში ყველაზე გავრცელებული სტრუქტურებია სპიკულები, რომლებიც წარმოადგენენ მკვრივი და ცივი მასის დინებებს ცხელ და გაუხშობელ კორონაში. სპიკულები ფოტოსფეროს აკავშირებენ მზის კორონასთან და მიიჩნევა, რომ მათ გადააქვთ ენერგია და ნივთიერება, რასაც შესაძლოა წვლილი შეჰქონდეს კორონის გაცხელებაში. რამდენიმე ათეული კილომეტრის სისქის თხელი ფენა ქრომოსფეროსა და კორონას შორის (transition region). ამ ფენაში პლაზმის ტემპერატურა იზრდება $10^6 K$ -მდე. პლაზმური ტემპერატურა შეიძლება კიდევ უფრო გაიზარდოს და გახდეს $10^7 K$.

ფოტოსფეროსა და ქრომოსფეროსგან განსხვავებით, სადაც პლაზმა ნაწილობრივად იონიზირებულია, კორონაში პლაზმა თითქმის მთლიანად იონიზირებულია. კორონის მაღალი ტემპერატურის არსებობა დაასკვნეს იმ სპექტრული ხაზების ანალიზით, რაც ცხადყოფს უფრო მძიმე ელემენტების, მაგალითად, კალციუმის ან რკინის მაღალ იონიზაციას. ქვედა ფენებთან შედარებით მისი დანახვა მხოლოდ შეუიარაღებელი თვალით მზის დაბნელების დროს (იხ. ნახ. 1.6) ან კორონოგრაფის გამოყენებით შეიძლება. თუმცა, ის ძალიან ნათელია ულტრაიისფერ და რენტგენულ გამოსხივებაში. მზისგან რენტგენული და ულტრაიისფერი ფოტონების უმეტესი ნაწილი შთაინთქმება დედამიწის ატმოსფეროში და არ აღწევს მის ზედაპირზე. აქედან გამომდინარე, ინფორმაციის დიდი ნაწილი კორონის შესახებ მიიღება გარე სივრცეში მდებარე ტელესკოპების საშუალებით. ყველაზე თანამედროვე ინსტრუმენტებით ჩატარებულმა დაკვირვებებმა გამოავლინა კორონის უაღრესად დინამური ხასიათი, სადაც მაგნიტური ველი ასრულებს მნიშვნელოვან როლს ისეთ მოვლენებში როგორცაა კორონული მარყუჟები, ანთებები და კორონული მასის ამოფრქვევები.



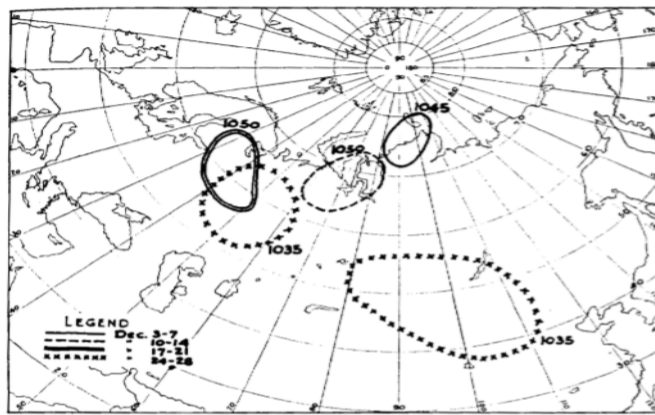
ნახ.1.6 თეთრი სინათლის კორონა მზის დაბნელების დროს. მარჯვენა მხარე ციფრულად დამუშავებულია ადამიანის თვალისთვის უხილავი დაბალი კონტრასტული სტრუქტურის გასაუმჯობესებლად (ადაპტირებულია Priest, 1980-დან).

თავი 2. როსბის ტალღები

როსბის ტალღები განსაზღვრავენ ფართომასშტაბიანი დინებების დინამიკას მზრუნავ სფეროზე. ისინი წარმოიქმნებიან აბსოლუტური გრიგალურობის შენახვის შედეგად და მნიშვნელოვან გავლენას ახდენენ ასტროფიზიკური დისკების (Lovelace and Hohlfeld 1978, Lovelace et al. 1999, Umurhan 2010), ნეიტრონული ვარსკვლავების (Andersson 1999, Lou 2001, Heng and Spitkovsky 2009), პლანეტარული (Petviashvili 1980) და ეგზოპლანეტარული ატმოსფეროების (Heng and Workman 2014) დინამიკაზე. როსბის ტალღები კარგადაა შესწავლილი დედამიწის ატმოსფეროსა და ოკეანეში (Rossby 1939, Longuet-Higgins 1965, Gill 1982, Pedlosky 1987, Matsuno 1966). ისინი ასევე მნიშვნელოვან როლს ასრულებენ მზის წიაღისა და ატმოსფეროს დინამიკაში (Gilman 1969a,b, Sturrock et al. 1999, 2015, Lou 2000; Zaqarashvili et al. 2010a,b, 2015, Dikpati et al. 2017, 2018). როსბის ტალღები გამოიყენება მზის აქტიურობაში საშუალო პერიოდიანი (რიეგერის ტიპის პერიოდების) ცვალებადობის ასახსნელად (Rieger et al. 1984, Carbonell & Ballester 1990, Oliver et al. 1998, Lou et al. 2003). როსბის ტალღების დაკვირვებებმა კორონულ კაშკაშა წერტილებში (McIntosh et al. 2017) და მზის ფოტოსფეროში (Loptien et al. 2018) მნიშვნელოვნად გაზარდა ინტერესი მათ მიმართ. ეკვატორთან ჩაჭერილი ან ეკვატორული ტალღების ყოფაქცევა შესწავლილია მრავალი ავტორის მიერ სხვადასხვა დროს (Matsuno 1966, Longuet-Higgins 1968, Bouchut et al. 2005). შედარებით მოგვიანებით გამოითქვა მოსაზრება, რომ მზის ფოტოსფეროში ეკვატორულად ჩაჭერილი როსბის და ინერციულ-გრავიტაციული ტალღების საშუალებით შეიძლება ავხსნათ რიეგერის ტიპის პერიოდულობა მზის აქტიურობაში (Lou 2000). ეს ვარაუდი გამყარებულია თხელი წყლის ჰიდროდინამიკური განტოლებებით, რომლებიც მაგნიტურ ველთან ერთად ქმნიან მაგნიტო-ჰიდროდინამიკურ ეფექტებს.

2.1 როსბის ტალღები ჰიდროდინამიკაში

როსბის (პლანეტარული) ტალღა (Rossby wave) არის ინერციული ტალღის ტიპი, რომელიც ჩნდება მბრუნავ სითხეებსა და აირებში. ეს ტალღები პირველად აღმოაჩინა და შეისწავლა შვედმა მეცნიერმა კარლ-გუსტავ არვიდ როსბიმ (ნახ 2.1). ატმოსფერული როსბის ტალღები დედამიწაზე გიგანტური ზომის ქარიშხლებია, რომლებსაც უდიდესი გავლენა აქვთ ამინდზე. ჰიდროდინამიკური როსბის ტალღები კარგადაა შესწავლილი დედამიწის ატმოსფეროში. ჰაერის მასების გადაადგილება ატმოსფეროში დაკავშირებულია როსბის ტალღებთან. ძლიერი გრიგალები (Hurricanes), რომლებიც ასოცირდებიან როსბის ტალღებთან, ძირითადად გადაადგილდებიან საშუალო განედებიდან ზედა განედებისაკენ ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში (ნახ 2.1).



Hurricane Sandy, Courtesy to NASA GSFC

ნახ. 2.1 ზედა პანელი: შვედი მეცნიერის კარლ-გუსტავ არვიდ როსბის ჩანაწერები <https://www.jstor.org/stable>. ქვედა პანელი: გრიგალური ქარიშხალი სენდი (hurricane Sandy) <https://www.nationalgeographic.com/hurricane>.

როსბის ტალღების წარმოშობა დაკავშირებულია გრიგალურობასთან (vorticity), რომელიც არის სიჩქარის როტორი

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$$

მისი დივერგენცია ნულის ტოლია

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\omega} = 0$$

იმპულსის მომენტის განტოლება სითხეების დინამიკაში არის

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u}$$

თუ ვიმოქმედებთ როტორის ოპერატორით, მივიღებთ გრიგალურობის განტოლებას:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) - \nabla \times \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right) + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}$$

მარჯვენა მხარის მეორე წევრს უწოდებენ ბაროკლინურ წევრს. თუ სითხის სიმკვრივე მუდმივია ან თუ სიმკვრივე მხოლოდ წნევის ფუნქციაა, მაშინ ბაროკლინური წევრი ნულის ტოლია და გრიგალურობის განტოლება გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \boldsymbol{\omega} \nabla \cdot \mathbf{u} + \nu \Delta \boldsymbol{\omega}$$

თუ გამოვიყენებთ უწყვეტობის განტოლებას

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

მაშინ გრიგალურობის განტოლება იდეალურ გარემოში ასე გადაიწერება:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\rho} \right) = \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{u}$$

გრიგალურობის განტოლებას მარტივად მივყავართ Ertel-ის თეორემამდე: თუ λ არის გარკვეული შენახვადი სკალარული სიდიდე, მაშინ პოტენციური გრიგალურობა

$$\Pi = \frac{\omega}{\rho} \cdot \nabla \lambda$$

ინახება გარემოს თითოეული ელემენტის მიერ.

სითხეებისა და გაზების დინამიკის შეასწავლისას ბრუნვის გრიგალი მნიშვნელოვანია. ამ დროს გარემო არაკუმშვადია. ჩვეულებრივ, როცა სითხე ან აირი ბრუნავს, მაშინ ბრუნვის სრული გრიგალურობა

$$\nabla \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) = 2\boldsymbol{\Omega}$$

სადაც $\boldsymbol{\Omega}$ არის ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, \mathbf{r} მანძილი ბრუნვის ღერძიდან ზედაპირამდე. ეს გრიგალურობა დედამიწის პოლუსიდან ეკვატორისაკენ მცირდება $2\boldsymbol{\Omega}$ -დან 0-მდე. დედამიწის ბრუნვასთან ერთად გვაქვს ჰაერის ან სითხის ფარდობითი მოძრაობა დედამიწის ზედაპირთან მიმართებით. ამიტომ განიხილება აბსოლუტური გრიგალურობა და იგი ინახება მბრუნავ სფეროზე ჰაერისა ან სითხის მოძრაობის დროს

$$\boldsymbol{\omega}_a = \boldsymbol{\omega} + 2\boldsymbol{\Omega}$$

$\boldsymbol{\omega}$ არის ფარდობითი გრიგალურობა, $\boldsymbol{\Omega}$ - დედამიწის ბრუნვის გრიგალურობა.

როსბის ტალღები წარმოიშვებიან აბსოლუტური გრიგალურობის შენახვის კანონიდან კორიოლისის პარამეტრის განედური ცვალებადობის გამო. დავწეროთ მოძრაობის განტოლება მბრუნავ სისტემაში:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$$

სადაც $2\rho 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$ -კორიოლისის ძალაა. კონვექციისა და კორიოლისის წევრების შეფარდებას უწოდებენ როსბის რიცხვს $R_0 = \frac{U}{L\Omega}$.

გაწრფივების შედეგად ვიღებთ:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p' - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

დეკარტეს ორგანზომილებიან სისტემაში ეს განტოლებები გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_x}{\partial t} - f \mathbf{u}_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_y}{\partial t} + f \mathbf{u}_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{u}_y}{\partial y} = 0$$

აქ $f = 2\Omega \sin \theta$ არის კორიოლისის პარამეტრი. პირველი ორი განტოლებიდან მივიღებთ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_x}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{u}_y}{\partial x} \right) - \frac{\partial f}{\partial y} \mathbf{u}_y = 0$$

თუ გამოვიყენებთ სიჩქარის ნაკადის ფუნქცია Ψ -ს ისე, რომ $u_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$, $u_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$ მაშინ მივიღებთ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0$$

β -სიბრტყის მიახლოებაში, როდესაც განხილული პროცესის სივრცითი მასშტაბი ნაკლებია სფეროს რადიუსზე, შესაძლებელია კორიოლისის პარამეტრის გაშლა მოცემულ განედზე როგორც

$$f = f_0 + \beta y,$$

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{\partial \Omega}{R} \cos \theta$$

ჩავსვათ ეს წინა განტოლებაში და მივიღებთ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0$$

ფურიე ანალიზს $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ მიყვავართ როსბის ტალღების დისპერიულ თანაფარდობამდე:

$$\omega = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2}$$

რაც გვიჩვენებს, რომ როსბის ტალღები ყოველთვის ბრუნვის საწინააღმდეგოდ ვრცელდებიან. თითოეული განედის გასწვრივ გავრცელებისას სიხშირე უდრის $\omega = -\frac{\beta}{k_x}$ და მისი ფაზური სიჩქარეა $v_{ph} = \frac{\omega}{k_x} = -\frac{\beta}{k_x^2}$. ამ დამოკიდებულებიდან ჩანს, რომ გრძელი ტალღები ვრცელდებიან უფრო სწრაფად. საშუალო განედებზე $\beta = 1.6 \cdot 10^{-11} \text{მ}^{-1} \text{წმ}^{-1}$. როდესაც ტალღის სიგრძეა 10 000 კმ, მაშინ როსბის ტალღის პერიოდი დაახლოებით 5-6 დღეა და ფაზური სიჩქარე კი 20 მ/წმ. დედამიწაზე დაკვირვებული როსბის ტალღების პერიოდი 4-6 დღეა (Yanai and Maruama 1966, Wallace 1973, Madden 1979) რაც კარგად ემთხვევა დისპერსიული თანაფარდობით მიღებულ შედეგს.

2.2 როსბის ტალღები მაგნიტოჰიდროდინამიკაში

პლანეტის ატმოსფეროს ფართო მასშტაბიანი დინამიკა განისაზღვრება როსბის ტალღებით. როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ ეს ტალღები წარმოიქმნებიან კორიოლისის პარამეტრის განედური ცვლილების გამო და ფართოდ გამოიყენება გეოფიზიკურ კონტექსტში (Pedlosky 1987; Gill 1982). როსბის ტალღებს ასევე შეიძლება ჰქონდეთ დიდი მნიშვნელობა მზის და ვარსკვლავების ატმოსფეროებსა და წიაღში, განსაკუთრებით ტახოკლინში. სავარაუდოდ, ეს ფენა არსებობს მზის მსგავსი ვარსკვლავების კონვექციური ზონის ქვემოთ (Spiegel & Zahn 1992; Gough & McIntyre 1998; Garaud 2002; Cally 2003; Miesch 2005). ტახოკლინის სისქე ვარსკვლავის რადიუსთან შედარებით ძალიან მცირეა, ამიტომ ჩვეულებრივი თხელი წყლის მიახლოება შეიძლება გამოყენებულ იქნას.

მაგრამ ჰიდროდინამიკური (HD) როსბის ტალღის თეორია საჭიროა შეიცვალოს ფართომასშტაბიანი ჰორიზონტული მაგნიტური ველის არსებობის გათვალისწინებით. შესწავლილ იქნა ჰორიზონტული მაგნიტური ველის გავლენა როსბის ტალღებზე დედამიწის თხევადი ბირთვის კონტექსტში ორ განზომილებიან კოორდინატებში β -სიბრტყის მიახლოების გამოყენებით (Hide 1966). ამასთან, ფართომასშტაბიანი პლაზმური დინამიკის შესწავლა საჭიროებს სფერული კოორდინატების გათვალისწინებას. მაგნიტოჰიდროდინამიკური (MHD) განტოლებები მზის ტახოკლინის თხელი წყლის დინამიკისათვის შემოგვთავაზა გილმანმა (Gilman 2000) და მკდ ტალღების დინამიკა კი შეისწავლა შეხტერმა და სხვებმა (Schecter et al. 2001 ასევე De Sterck 2001).

თხელი წყლის მკდ განტოლებების გამოყენებით შესწავლილ იქნა ტოროიდული მაგნიტური ველის გავლენა მბრუნავი სფეროს როსბის ტალღებზე (Zaqarashvili 2007) ჯერ მართკუთხა სისტემაში β -სიბრტყის მიახლოებაში და შემდეგ სფერულ გეომეტრიაში.

განვიხილოთ თხელი იდეალური გამტარობის პლაზმის ფენა, რომელიც ბრუნავს Ω_0 კუთხური სიჩქარით. დავუშვათ ამ ფენაში არსებობს ერთგვაროვანი ჰორიზონტული მაგნიტური ველი. ფენის სისქე უფრო მცირეა, ვიდრე სტრატეფიკაციის მახასიათებელი სიმაღლე (scale height) და ამიტომ საშუალო სიმკვრივე შეიძლება ჩაითვალოს ერთგვაროვნად. ეს სისტემა განსხვავდება კლასიკური სისტემისგან მხოლოდ მაგნიტური ველის არსებობით. თხელი წყლის მკდ განტოლებები უძრავ სისტემაში ასე ჩაიწერება (Gilman 2000, Schecter et al. 2001):

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{B} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} &= (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} \\ \partial_t \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} &= \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{g} \nabla H \\ \partial_t H + \nabla \cdot (H\mathbf{V}) &= 0 \end{aligned}$$

სადაც \mathbf{V} და \mathbf{B} არის ჰორიზონტული სიჩქარე და მაგნიტური ველი, H - ფენის სისქე, ρ - გარემოს სიმკვრივე, ∇ ჰორიზონტული გრადიენტი და \mathbf{g} გრავიტაციული აჩქარება.

პირობა, რომლის მოთხოვნაა, რომ B მაგნიტური ველი პარალელურია ზედაპირის ზედა ნაწილში ჩაიწერება ასე

$$\nabla \cdot (HB) = 0$$

ფართომასშტაბიანი დინამიკა არსებითად არ არის დამოკიდებული არჩეულ გეომეტრიაზე (ბრტყელი, სფერული თუ ცილინდრული) ეკვატორულად ჩაჭერილი ტალღებისათვის (Longuet-Higgins 1965, Pedlosky 1987). ამასთან, სფერული გეომეტრიის განხილვა სასურველია იმ ტალღების მიმართ, რომელთა ტალღის სიგრძე სფეროს რადიუსის რიგისაა ან მეტია.

თუ განვიხილავთ მართკუთხა საკოორდინატო სისტემას (x, y, z), სადაც x ღერძი მიმართულია ბრუნვის მიმართულებით, y ღერძი სფეროს პოლუსისაკენ და z ღერძი ვერტიკალურად (z -ღერძზე პირდაპირი დამოკიდებულება არ არსებობს, მის გასწვრივ გვაქვს მხოლოდ ფენის სისქე, h), ხოლო ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი მიმართულია x ღერძის გასწვრივ, მჰდ განტოლებები ასე ჩაიწერება:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} - f u_y = \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial b_x}{\partial x} - g \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} + f u_x = \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial b_y}{\partial x} - g \frac{\partial h}{\partial y}$$

$$\frac{\partial b_x}{\partial t} = B_x \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \frac{\partial b_y}{\partial t} = B_x \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + H_0 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) = 0$$

სადაც u_x, u_y, b_x და b_y არის სიჩქარისა და მაგნიტური ველის შეშფოთებები, h - ფენის შეშფოთება, ხოლო $f = 2\Omega_0 \sin \theta$ კორიოლისის პარამეტრი. მაგნიტური ველის ნულოვანი მნიშვნელობისათვის სისტემა გარდაიქმნება ჰდ თხელი წყლის განტოლებებში. თუ გავაწარმოებთ პირველ ორ განტოლებას დროის მიხედვით და გამოვიყენებთ ბოლო ორ განტოლებას, მივიღებთ:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} - f \frac{\partial u_y}{\partial t} = v_A^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + C_0^2 \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right)$$

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} + f \frac{\partial u_x}{\partial t} = v_A^2 \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + C_0^2 \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right)$$

სადაც $v_A = B_x / \sqrt{4\pi\rho}$ ალვენის სიჩქარეა და $C_0 = \sqrt{gH_0}$ ზედაპირული გრავიტაციული სიჩქარე. ფურიე ანალიზი $\exp(-i\omega t + ik_x x)$ გვაძლევს შემდეგ განტოლებას

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \left[\frac{\omega^2}{C_0^2} - k_x^2 - \frac{k_x^2 v_A^2}{C_0^2} - \frac{\omega^2 f^2}{C_0^2 (\omega^2 - k_x^2 v_A^2)} - \frac{k_x \omega}{(\omega^2 - k_x^2 v_A^2)} \frac{\partial f}{\partial y} \right] u_y = 0$$

თუ $v_A = 0$, მაშინ ეს განტოლება გამოხატავს პუანკარეს, როსბის და კელვინის ტალღების წრფივ დინამიკას ჰდ თხელი წყლის მიახლოებაში (Pedlosky 1987). მოცემულ განედზე კორიოლისის პარამეტრის ტელიორის მწკრივად გაშლა (Pedlosky 1987, Gill 1982) გვაძლევს $f = f_0 + \beta y$ (იხილე ასევე წინა პარაგრაფი), სადაც პარამეტრი $\beta = 2\Omega_0 \cos \theta_0 / R_0$ ასრულებს მნიშვნელოვან როლს β -სიბრტყის მიახლოებაში. ეკვატორიდან ძალიან შორს $\beta y \ll f_0$, ამიტომ ბოლო განტოლება გადაიწერება შემდეგნაირად

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \left[\frac{\omega^2}{C_0^2} - k_x^2 - \frac{k_x^2 v_A^2}{C_0^2} - \frac{\omega^2 f_0^2}{C_0^2 (\omega^2 - k_x^2 v_A^2)} - \frac{k_x \omega \beta}{(\omega^2 - k_x^2 v_A^2)} \right] u_y = 0$$

აქედან ფურიეს ანალიზი $\exp(ik_y y)$ გვაძლევს მეოთხე რიგის ალგებრულ განტოლებას:

$$\omega^4 - [2k_x^2 v_A^2 + f_0^2 + C_0^2 (k_x^2 + k_y^2)] \omega^2 - C_0^2 k_x \beta \omega + k_x^2 v_A^2 [k_x^2 v_A^2 + C_0^2 (k_x^2 + k_y^2)] = 0$$

ეს დისპერსიული თანაფარდობა გვაძლევს მაგნიტო-გრავიტაციული, ალვენისა და როსბის ტალღების დინამიკას. შევნიშნოთ, რომ როცა $\beta=0$, მაშინ ეს თანაფარდობა გარდაიქმნება მჰდ თხელი წყლის ტალღების f -სიბრტყის მიახლოებაში.

ჩვენ განვიხილავთ მიახლოებას, როდესაც $v_A \ll C_0$, რომელიც სამართლიანია მზის მსგავსი ვარსკვლავების წიაღში. მაღალ-სიხშირული ტალღები პუანკარეს ტალღებია, რომელთა დისპერსიული თანაფარდობაა

$$\omega^2 = f_0^2 + C_0^2(k_x^2 + k_y^2),$$

ხოლო დაბალ-სიხშირული ტალღების დისპერსიული თანაფარდობაა

$$\omega^2 + \frac{k_x \beta}{k_x^2 + k_y^2} \omega - k_x^2 v_A^2 = 0$$

ამ განტოლებაში მცირე ტალღის სიგრძის ტალღებისათვის (დიდი k_x -თვის), გვექნება შემდეგი დისპერსიული თანაფარდობა $\omega = \pm k_x v_A$. ეს სუფთა ალვენის ტალღებია, რომლებიც ვრცელდებიან აღმოსავლეთით და დასავლეთით ტოროიდული მიმართულებით. ფართომასშტაბიანი მოძრაობებისთვის ალვენის ტალღები აღარ არსებობენ და ამის მაგივრად, ჩვენ გვაქვს მაგნიტური ველის მიერ მოდიფიცირებული როსბის ტალღები. იგივე განტოლებაში გრძელი ტალღებისათვის (მცირე k_x -თვის) გვაქვს ორი განსხვავებული ამონახსნი. პირველი, მაღალ-სიხშირული ამონახსნებისთვის მარტივად შეგვიძლია აღვადგინოთ ჰდ როსბის ტალღების დისპერსიული თანაფარდობა

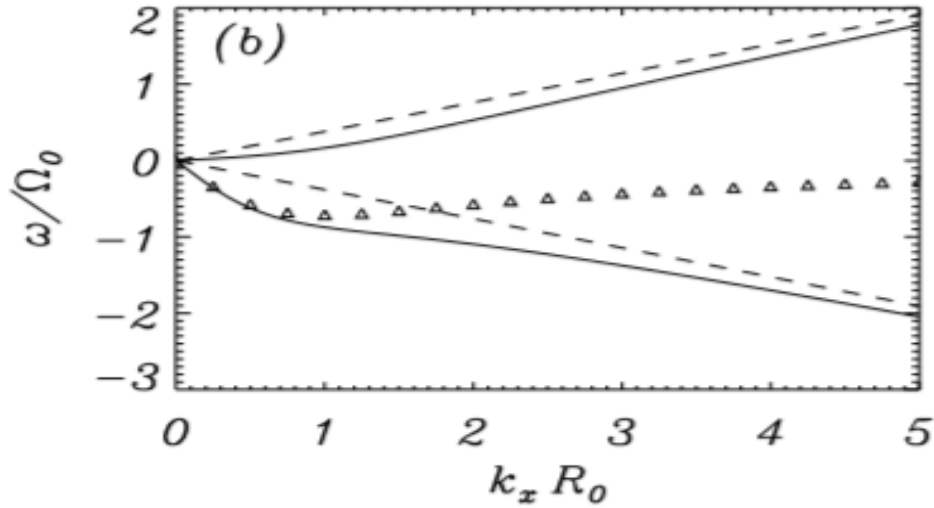
$$\omega \approx -\frac{k_x \beta}{k_x^2 + k_y^2}$$

და მეორე, დაბალ-სიხშირული ამონახსნებისათვის

$$\omega \approx -\frac{k_x v_A^2 (k_x^2 + k_y^2)}{\beta}$$

ამრიგად, ჰორიზონტული მაგნიტური ველი იწვევს როსბის ტალღების ორ მოდად გახლეჩას. მაღალი სიხშირის მოდას აქვს ძირითადად ჰდ როსბის ტალღების თვისებები და შეიძლება ეწოდოს სწრაფი მაგნიტური როსბის ტალღა. ხოლო დაბალსიხშირულ მოდას, რომლის სიხშირეც მნიშვნელოვნად მცირეა ვიდრე სუფთა ალვენისა და როსბის ტალღების სიხშირეები იგივე სივრცითი მასშტაბით, შეიძლება ეწოდოს ნელი მაგნიტური როსბის ტალღა (იხ. ნახ. 2.2). მისი ფაზური სიჩქარე დამოკიდებულია როგორც ალვენის სიჩქარეზე ასევე β პარამეტრზე

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_x} = \frac{v_A^2 (k_x^2 + k_y^2)}{\beta}$$



ნახ. 2.2 დაბალ-სიხშირული დისპერსიული დიაგრამა მართკუთხა კოორდინატებში მაგნიტური ველის თანხლებით. სამკუთხედებით აღნიშნულია ჰდ ტალღები. უწყვეტი მრუდით აღნიშნულია სწრაფი და ნელი მჰდ ტალღები. წყვეტილი მრუდით კი ალვენის ტალღები (ადაპტირებულია Zaqarashvili et al. 2007-დან).

ფაზური სიჩქარე განსხვავებულია ალვენისა და როსბის ტალღების ფაზური სიჩქარისაგან, რაც კვლავ მიუთითებს ამ ტალღის განსხვავებულ ბუნებაზე.

ამგვარად, ჰორიზონტული მაგნიტური ველი ჰდ როსბის ტალღას ჰყოფს ორ მოდად: სწრაფ და ნელ მაგნიტო როსბის ტალღებად.

ახლა განვიხილოთ მაგნიტური როსბის ტალღის თვისებები სფერულ კოორდინატებში (r, θ, ϕ) . მჰდ განტოლებები სფერულ კოორდინატებში გადაიწერება შემდეგნაირად (Zaqarashvili et al. 2007):

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} - 2m\Omega \cos \theta u_\phi = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p_T}{\partial \theta} + \frac{B_0}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} - 2 \frac{B_0 \cos \theta}{4\pi\rho R} b_\phi$$

$$\frac{\partial u_\phi}{\partial t} - 2m\Omega \cos \theta u_\theta = -\frac{1}{\rho R \sin \theta} \frac{\partial p_T}{\partial \phi} + \frac{B_0}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} + 2 \frac{B_0 \cos \theta}{4\pi\rho R} b_\theta$$

$$\frac{\partial b_\theta}{\partial t} = \frac{B_0}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi}$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta b_\theta) + \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta u_\theta) + \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} = 0$$

ამ განტოლებების ფურიე ანალიზი $\exp(-i\omega t + im\phi)$ გვაძლევს შემდეგ განტოლებას:

$$\left[\frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{m^2}{1 - \mu^2} - \frac{2m\Omega R^2 \omega + 2m^2 v_A^2}{R^2 \omega^2 - m^2 v_A^2} \right] u_\theta = 0$$

ეს განტოლება ასოცირებულ ლეჟანდრეს განტოლებად შეგვიძლია წარმოვადგინოთ (Abramowitz & Stegun 1964), თუ

$$-\frac{2m\Omega R^2 \omega + 2m^2 v_A^2}{R^2 \omega^2 - m^2 v_A^2} = n(n + 1)$$

სადაც n მთელი რიცხვია (თუ n მთელი რიცხვი არ არის, მაშინ ამონახსნები ლეჟანდრეს ასოცირებული ფუნქციებია). ეს განტოლება განსაზღვრავს მაგნიტური როსბის ტალღების დისპერსიულ თანაფარდობას

$$\omega^2 + \frac{2m\Omega}{n(n + 1)} \omega + \frac{m^2 v_A^2}{R^2} \frac{2 - n(n + 1)}{n(n + 1)} = 0$$

აქაც ანალოგიურად, მაგნიტური ველი ჰყოფს ჰდ მოდას ნელ და სწრაფ მაგნიტურ ტალღებად (იხ ნახ. 2.3).

თუ მაგნიტური ველი არ გვაქვს, მაშინ განტოლების ამონახსნი ჰდ როსბის ტალღაა (Longuet-Higgins 1965)

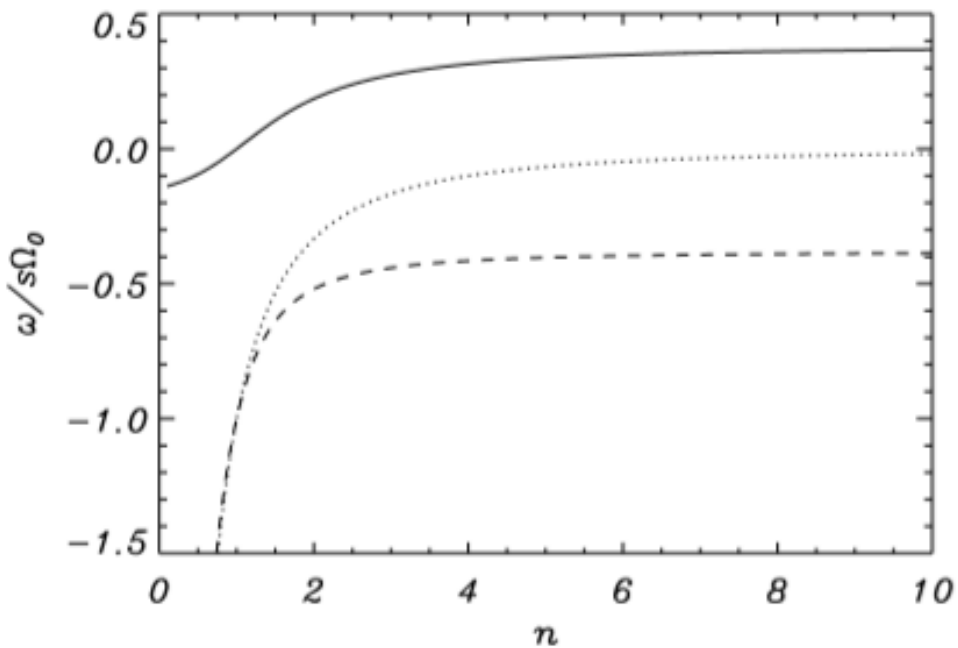
$$\omega = -\frac{2m\Omega}{n(n + 1)}$$

თუ ბრუნვა არ გვაქვს, მაშინ იგი გარდაიქმნება ალვენის ტალღაში დისპერსიული თანაფარდობით

$$\omega^2 = -\frac{m^2 v_A^2}{R^2} \frac{2 - n(n+1)}{n(n+1)}$$

ნელი მაგნიტური როსბის ტალღის დისპერსიული თანაფარდობაა

$$\omega = -\frac{m v_A^2}{\Omega R^2} \frac{2 - n(n+1)}{n(n+1)}$$



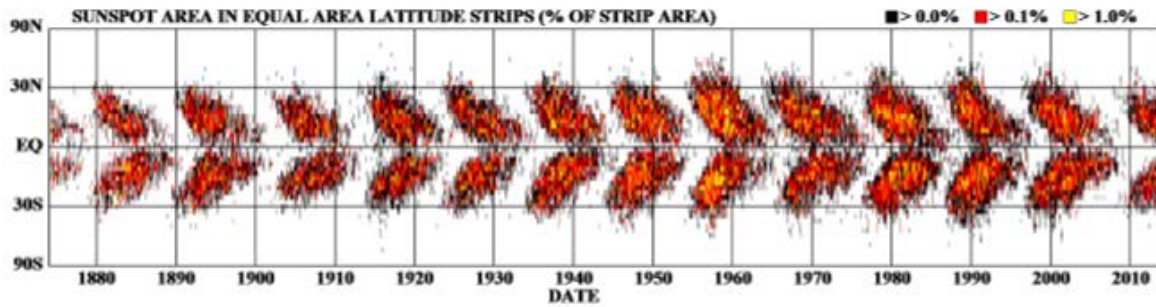
ნახ. 2.3 დისპერსიული დიაგრამა სფერული თხელი წყლის ტალღებისათვის ტოროიდული მაგნიტური ველის თანხლებით. უწყვეტი მრუდი ასახავს ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღას, წყვეტილი მრუდი ასახავს სწრაფ მაგნიტო-როსბის ტალღას, ხოლო წერტილოვანი მრუდი კი ჰდ როსბის ტალღას (ადაპტირებულია Zaqarashvili et al. 2007-დან).

დაბალი ალვენის სიჩქარის ზღვარში ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღებს აქვთ უფრო მცირე სიხშირე, ვიდრე სუფთა ალვენისა და როსბის ტალღებს და შესაბამისად, შეიძლება ჰქონდეთ ახალი საინტერესო შედეგები. ამასთან, ამ მოსაზრებას სჭირდება გარკვეული

ცვლილება კონკრეტულ ასტროფიზიკურ სიტუაციებში. მაგალითად, მზის ტახოკლინში, რომელიც იყოფა ორ ნაწილად: ქვედა სხივური “radiative” სტაბილური სტრატეფიკაციით და ზედა “overshoot” სუსტად სტაბილური სტრატეფიკაციით (Gilman 2000). სუბადიაბატული ტემპერატურული გრადიენტი იწვევს ზემოთ მიმართულ ძალას, რომელიც ამცირებს გრავიტაციულ მიზიდულობას და შესაბამისად წარმოქმნის შემცირებულ გრავიტაციას “reduced gravity“, g_r (Gilman 2000; Schechter et al. 2001).

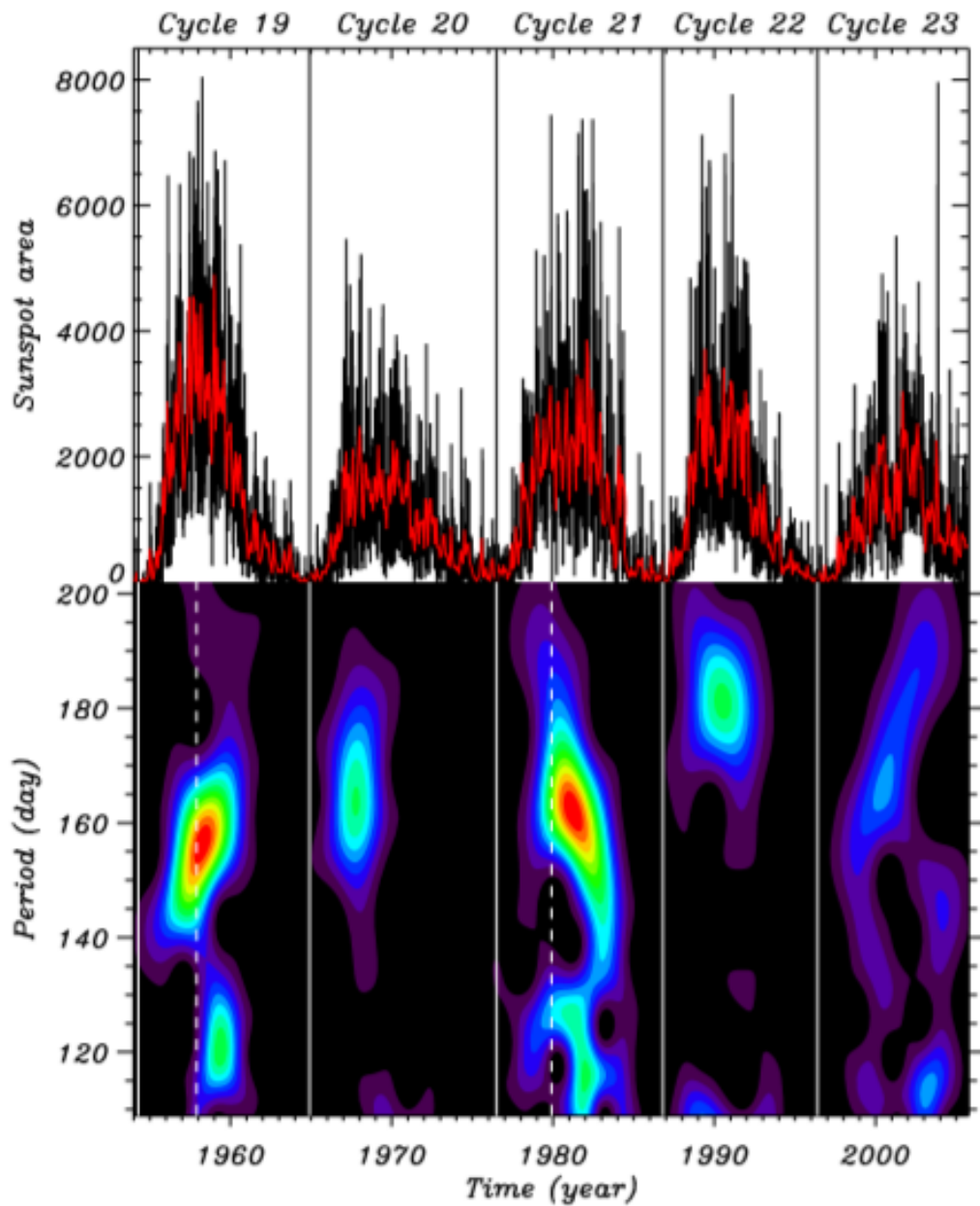
თავი 3. მაგნიტური როსბის ტალღები მზის ტახოკლინში და ერთწლიანი ცვლილებები მზის აქტიურობაში

მზის აქტიურობის ცვლილება ძირითადად ხასიათდება 11 წლიანი ციკლით, რომელსაც უწოდებენ მზის ციკლს ან შვაბეს ციკლს (Schwabe 1844, იხ. ნახ. 3.1). თუმცა მოკლე და გრძელი პერიოდები ასევე ჩანან მზის აქტიურობის სხვადასხვა ინდექსებში. გრძელი პერიოდი არის ძირითადად ასწლიანი (Gleissberg 1939, Suess 1980, Solanki et al. 2013, Zaqarashvili et al. 2015), ხოლო მოკლე პერიოდები კი რამდენიმე თვიანი (155–160 დღიანი, რომელიც ცნობილია რიეგერის სახელით) და 1–2 წლიანი. 154 დღიანი პერიოდი პირველად იქნა აღმოჩენილი გამა ანთებებში (Rieger et al. 1984) და შემდეგ მზის აქტიურობის მრავალ ინდექსში (Lean & Brueckner 1989, Carbonell & Ballester 1990, Oliver et al. 1998). რხევები დაახლოებით 2 წლიანი პერიოდებით მზის აქტიურობის თითქმის ყველა მაჩვენებლის მოდულირებას ახდენს (Sakurai 1981, Gigolasvili et al. 1995, Knaack et al. 2005, Sykora & Rybak 2010, Laurenza et al. 2012, Vecchio et al. 2012, Bazilevskaya et al. 2014, Kiss and Erdelyi 2018). ისინი ასევე იქნა აღმოჩენილი ჰელიოსეისმოლოგიის გამოყენებით (Broomhall et al. 2012, Simoniello et al. 2013). მათ კვაზი ორწლიან რხევებს უწოდებენ. ისინი შესაძლოა განვმარტოთ ორი მოდელით: ერთი მოდელი უკავშირდება ორმაგი დინამოს მექანიზმს (Benevolenskaya 1998), ხოლო მეორე მოდელი უკავშირდება მაგნიტო–როსბის ტალღების არამდგრადობას მზის ტახოკლინში (Zaqarashvili et al. 2010b). მეორეს მხრივ, ერთწლიანი რხევები (პერიოდით 323 დღე) აღმოჩენილ იქნა მზის ლაქათა დაბლოკვის ფუნქციებში (sunspot blocking function), 10.7 სმ რადიოსიხშირეებში (radio flux), მზის ლაქათა რიცხვებში (sunspot number), ფლეიჯების ინდექსებში (plage index) 19–21 ციკლის ყოველდღიურ მონაცემებში (Lean & Bruckner, 1989) და ასევე მზის ლაქათა რიცხვებში და ფართობებში (Oliver et al. 1992).

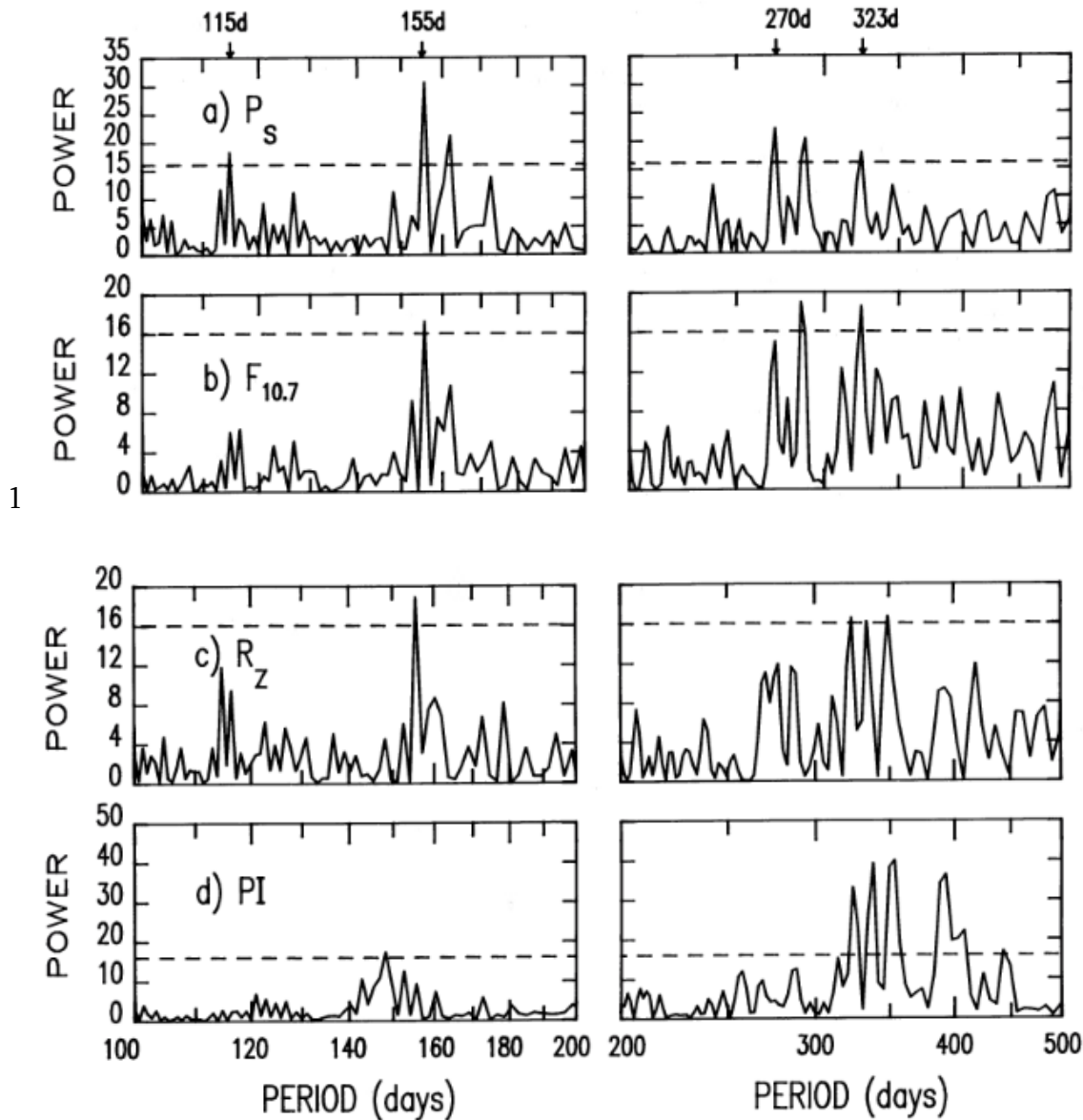


ნახ. 3.1 მაუნდერის ანუ პეპლების დიაგრამა, რომელიც გვიჩვენებს თუ როგორ გადაადგილდებიან დროში მზის ლაქები შუა განედებიდან ეკვატორისკენ. (<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e1/Sunspot-bfly.gif>)

აღსანიშნავია, რომ რიეგერის პერიოდის გამოჩენა ჩვეულებრივ ემთხვევა ხოლმე მზის ციკლის მაქსიმუმს (იხილეთ ნახ. 3.2). ეს დამთხვევა ბუნებრივად მიუთითებს, რომ მაგნიტური ველი და დიფერენციული ბრუნვა მზის ციკლის მაქსიმუმებთან ხელსაყრელ პირობებს ქმნის ამ პერიოდის არსებობისათვის. ნაჩვენები იქნა, რომ ეს პერიოდულობა შეიძლება უკავშირდებოდეს მაგნიტური როსბის ტალღების დინამიკას მზის ტახოკლინში, რადგან ამ ფენაში ისინი არამდგრადები არიან ტოროიდალური მაგნიტური ველისა და დიფერენციული ბრუნვის ერთობლივი მოქმედებებით (Zaqarashvili et al. 2010b).



ნახ. 3.2 ზედა პანელი: ყოველდღიური (შავი) და ყოველთვიური გასაშუალებული (წითელი) მზის ლაქათა არეები 19-23 ციკლებისათვის. ქვედა პანელი: დრო/ პერიოდის დიაგრამა, რომელიც გამოითვლება მორლეტის ანალიზით Morlet wavelet (Torrence&Compo1998). თეთრი ხაზებით აღნიშნულია აქტიურობის მინიმუმის ეპოქები, ხოლო ორი წყვეტილი ხაზი შეესაბამება ციკლების მაქსიმუმს მე-19 და 21-ე ციკლებში (ადაპტირებულია Zaqarashvili et al. 2010a-0დან)



ნახ. 3.3 რიეგერის ტიპის პერიოდები (155-160 დღე) და ერთწლიანი რხევები (პერიოდით 323 დღე) მზის ლაქათა დაბლოკვის ფუნქციებში (a) sunspot blocking function, 10.7 სმ რადიოსიხშირეებში (b) radio flux, მზის ლაქათა რიცხვებში (c) sunspot number, ფაგის ინდექსებში (d) plage index 19–21 ციკლის ყოველდღიურ მონაცემებში (ადაპტირებულია Lean & Bruckner 1989-დან).

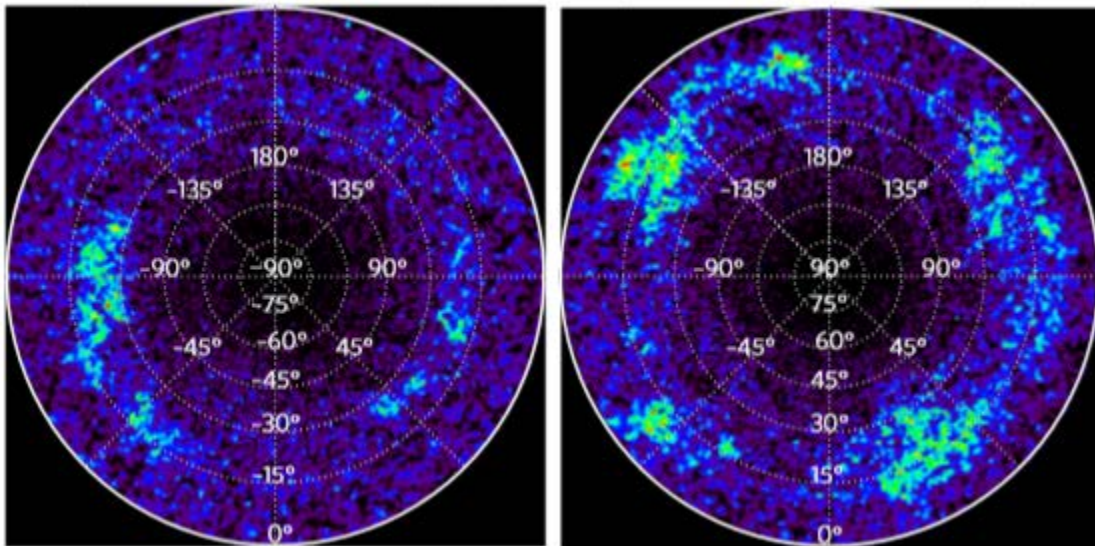
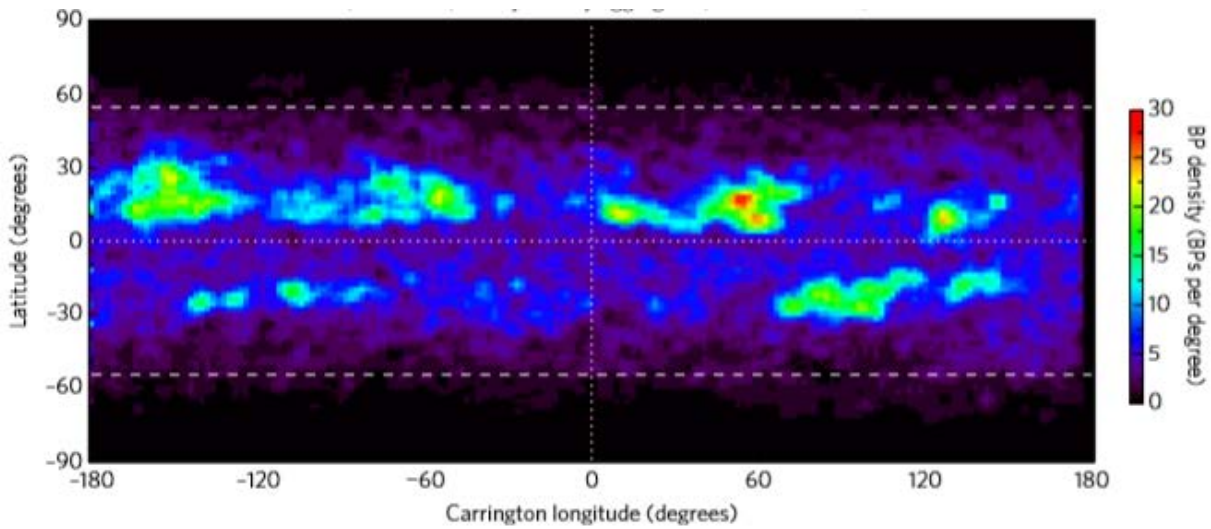
ზაქარაშვილმა და სხვებმა დაადგინეს მაგნიტური როსბის ტალღების არამდგრადობის ანალიზური საზღვრები, დეტალურად შეაფასეს არამდგრადი ჰარმონიკების სპექტრი. დადგინდა, რომ არამდგრად ჰარმონიკებს აქვთ ორი ტიპის სიმეტრია ეკვატორის მიმართ:

სიმეტრიული და ანტისიმეტრიული. ისინი ძალზე მგრძობიარენი არიან მაგნიტური ველის სიძლიერისა და დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრების მნიშვნელობების ცვლასთან მიმართებაში. მათ აჩვენებს, რომ მზის მაქსიმუმთან განედური დიფერენციული ბრუნვის შესაძლო ზრდამ ტოროიდულ მაგნიტურ ველთან ერთად შეიძლება გამოიწვიოს მაგნიტური როსბის ტალღების ჰარმონიკების არამდგრადობა პერიოდით 150-160 დღე ტახოკლინის ზედა ნაწილში.

მაკინტოშმა და სხვებმა (McIntosh et al. 2017) გაანალიზეს მზე-დედამიწის ურთიერთობების ობსერვატორიის (STEREO) და მზის დინამიკის ობსერვატორიის (SDO) კოსმოსური მისიების მიერ მიღებული მონაცემები და შეისწავლეს კორონული კაშკაშა წერტილების ევოლუცია 2010 წლის 1 ივნისიდან 2013 წლის 31 მაისამდე. ამ პერიოდის განმავლობაში სამი კოსმოსური ხომალდის (STEREO-ს ორი და SDO-ს ერთი) ორბიტამ შექმნა მზის მთლიანი ზედაპირის ერთდროულად დაკვირვების შესაძლებლობა. მათ აღმოაჩინეს ამ წერტილების ფართომასშტაბიანი განედური მოძრაობა მზის ბრუნვის საწინააღმდეგოდ, რომელიც ძალიან გავს როსბის ტალღის დინამიკას. მათი აზრით, ეს მაგნიტური როსბის ტალღები საშუალებას იძლევა პირდაპირ კავშირი მოიძებნოს 11-წლიან ციკლსა და უფრო მოკლე ვადიან პერიოდებს შორის. ამ ტალღების თვისებების მონიტორინგი იძლევა საშუალებას მნიშვნელოვნად გაუმჯობესდეს მზის აქტიურობისა და მასთან დაკავშირებული კოსმოსური ამინდის პროგნოზის შესაძლებლობები. კორონული კაშკაშა წერტილები საშუალებას იძლევიან თვალყური ვადევნოთ მზის 22-წლიან ციკლის მაგნიტურ აქტიურობას. მზის თითოეულ ნახევარსფეროში კაშკაშა წერტილები განიცდიან მნიშვნელოვან 1-წლიან ცვალებადობას, რაც იწვევს კოსმოსური ამინდის ინტენსიურ ცვლილებას. ამ ცვალებადობის ბუნება უცნობია, მაგრამ იგი სავარაუდოდ დაკავშირებულია მაგნიტური როსბის ტალღების არსებობასთან მზის წიაღში. გადაადგილების სიჩქარის მნიშვნელოვანი ცვლილება განედის ან დროის მიხედვით არ შეინიშნება და ის უდრის 3 მ/წმ. მზის ბრუნვის საწინააღმდეგოდ გადაადგილების ფაზური სიჩქარე შეესაბამება მაგნიტური როსბის ტალღის დინამიკას. ამ დაკვირვებითი მოვლენის ასახსნელად აუცილებელი იყო ახალი გამოთვლების ჩატარება, განსაკუთრებით მზის ეკვატორთან ახლოს.

თხელი წყლის მკვდ მიახლოებაში ჩატარებული სამუშაოს მიუხედავად ტახოკლინიში ეკვატორული ტალღების სპექტრი ჰორიზონტული მაგნიტური ველის თანხლებით საფუძვლიანად არ არის შესწავლილი. ეს მოსაზრება შესაძლოა მნიშვნელოვანი იყოს ორი მიზეზის გამო. პირველი, მაგნიტური ველი მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს თხელი წყლის ჰდ ტალღებზე და ახდენს მათ გახლეჩას (Lou 1987, Zaqarashvili et al. 2007, 2009, Heifetz et al. 2015). მეორე, სუბადიაბატური ტემპერატურული გრადიენტი ტახოკლინის ზედა ნაწილში მნიშვნელოვნად მოქმედებს ზედაპირულ გრავიტაციაზე (Gilman 2000, Dikpati and Gilman 2001), რომელიც თავის მხრივ იწვევს ტალღების ჩაჭერას ეკვატორთან ახლოს და ასევე როსბის ტალღების პერიოდის მნიშვნელოვან ზრდას (Zaqarashvili 2018). ტემპერატურული გრადიენტის მისაღები მნიშვნელობა ტახოკლინის ზედა ნაწილში იწვევს როსბის ტალღების პერიოდის ზრდას. მაგალითად, ნორმალური გრავიტაცია გვაძლევს ეკვატორულ როსბის ტალღებს 100 დღის პერიოდით, ხოლო შემცირებული გრავიტაცია გვაძლევს დაახლოებით 7 წლიანი პერიოდის მქონე როსბის ტალღებს. ასევე ინერციულ-გრავიტაციული ტალღები გვაძლევენ რიეგერის ტიპის პერიოდებს შემცირებული გრავიტაციისას.

როგორც აღმოჩნდა ერთგვაროვანი ტოროიდული მაგნიტური ველი მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ეკვატორული თხელი წყლის ტალღების დისპერსიულ თანაფარდობებზე. 10 kG -ზე მეტი სიძლიერის მაგნიტური ველი ბლოკავს დაბალი სიხშირის როსბის ტალღებს მათ გრიგალურობაზე ლორენცის ძალის მოქმედებით. მაგნიტურ ველს ასევე შეუძლია ბაროკლინური არამდგრადობის სტაბილიზაცია (Zeitlin 2013). თუმცა ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი არ არის კარგი მიახლოება, რადგან მზის განედური დიფერენციული ბრუნვა აუცილებლად მიგვიყვანს არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველამდე.



ნახ. 3.4 ზედა პანელი: 28-დღიანი გასაშუალებული კაშკაშა წერტილები 22 იანვარი, 2012 წელი. ქვედა პანელი: ჩრდილოეთ და სამხრეთ პოლუსებში კაშკაშა წერტილების სიმკვრივე (SDO/AIA, STEREO/EUVI მონაცემებზე დაყრდნობით) (ადაპტირებულია McIntosh et al. 2017-დან).

ერთწლიანი პერიოდების კავშირი მზის ტახოკლინთან ამჟამად ნათლად არ არის ჩამოყალიბებული. ძალიან მნიშვნელოვანია, რომ ჰელიოსეისმოლოგიის გამოყენებით 23-ე ციკლში აღმოაჩინეს 1.3 წლიანი პერიოდები (Howe et al. 2000). IMP-8 და Voyager 2

კოსმოსური ხომალდების მიერ მოპოვებული მონაცემების საფუძველზე ასევე ნაპოვნია მზის ქარის სიჩქარის შესამჩნევი მოდულაცია 1.3 წლიანი პერიოდით (Richardson et al. 1994). სხვადასხვა დაკვირვებითი მონაცემები აჩვენებენ, რომ 1.3 -წლიანი პერიოდები დროში იცვლებიან (Krivova & Solanki 2002). მეორე მხრივ, რიგერის ტიპის პერიოდები მნიშვნელოვნად არიან დამოკიდებული აქტიურობის ციკლების სიძლიერეზე და ნახევარსფეროების მაგნიტურ აქტიურობის დონეზე (Gurgenashvili et al. 2016, 2017). ამიტომ მნიშვნელოვანია შევამოწმოთ აქვთ თუ არა 1 და 1.3 წლიან პერიოდებს იგივე თვისებები.

ჩვენი აზრით, ერთწლიანი რხევების მექანიზმის ასახსნელად საჭიროა განვიხილოთ ორივე - როსბისა და კელვინის ტალღები. ამიტომ თეორიული თვალსაზრისით შევისწავლეთ გლობალური მაგნიტო-კელვინის და მაგნიტო-როსბის ტალღების დინამიკა ტოროიდული ველის თანხლებით მზის ტახოკლინში. სფერული კოორდინატების გამოყენებით ანალიზურად მივიღეთ ტალღების დისპერსიული თანაფარდობები და ამონახსნების განედური სტრუქტურა. ჩვენ ასევე მივიღეთ არამდგრადი მაგნიტო-როსბის ჰარმონიკების სპექტრი განედური დიფერენციული ბრუნვის თანხლებით. შეფასებულმა პერიოდებმა და ფაზურმა სიჩქარეებმა აჩვენეს, რომ მაგნიტო-როსბის ტალღები უფრო კარგად აღწერენ დაკვირვებულ ერთწლიან რხევებს, ვიდრე კელვინის ტალღები. მეორეს მხრივ, ჩვენ ასევე გავაანალიზეთ გრინვიჩის სამეფო ობსერვატორიის მზის ნახევარსფეროების ლაქათა მონაცემები მზის 23-ე ციკლში ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროებში მრავალჯერადი პერიოდების მოძებნის მიზნით. გრინვიჩის სამეფო ობსერვატორიის მზის 23-ე ციკლის ლაქათა ანალიზით გამოვლინდა მრავლობითი პერიოდები 450-460 დღე, 370-380 დღე, 310-320 დღე, 240-270 დღე და 150-175 დღე ნახევარსფერულ და მთლიანი დისკის მონაცემებში. მიღებული თეორიული შედეგების ანალიზით შეიძლება ითქვას, რომ მაგნიტო-კელვინის ტალღები ტახოკლინის ზედა ფენაში პასუხისმგებელია 450-460 დღიან (1.3 წლიან) პერიოდებზე, ხოლო დანარჩენი პერიოდები შეიძლება დაუკავშირდეს გლობალური მაგნიტო-როსბის ტალღების სხვადასხვა ჰარმონიკებს. შედეგები გამოქვეყნებულია შემდეგ სტატიაში:

Magneto-Rossby waves in the solar tachocline and the annual variations in solar activity, **Gachechiladze, T.**, Zaqarashvili, T. V., Gurgenashvili, E., Ramishvili, G., Carbonell, M., Oliver, R., Ballester, J. L., *Astrophysical Journal*, 874, 162, 2019

3.1 მთავარი განტოლებები

ჩვენ ვიყენებთ სფერულ კოორდინატებს (r, θ, ϕ) ათვლის სისტემაში, რომელიც ბრუნავს მზის ეკვატორთან ერთად, სადაც r არის რადიალური კოორდინატი, θ -თანაგანედი (colatitude, ათვლა იწყება პოლუსიდან) და ϕ -გრძედი.

მაგნიტური ველი ძირითადად ტოროიდულია მზის ტახოკლინში, ამიტომ ჩვენ ვიყენებთ შემდეგი სახის განედურ პროფილს $B = B_\phi(\theta) \sin \theta e_\phi$, სადაც B_ϕ განედის ფუნქციაა. განვიხილოთ მზის დიფერენციალურ ბრუნვა შემდეგი სახით (Howard and Harvey 1970):

$$\Omega = \Omega_0(1 - S_2 \cos^2 \theta - S_4 \cos^4 \theta) = \Omega_0 + \Omega_1(\theta) \quad (1.1)$$

სადაც Ω_0 ეკვატორული კუთხური სიჩქარე, S_2, S_4 დაკვირვებებით განსაზღვრული დიფერენციალური ბრუნვის პარამეტრებია. ეს პარამეტრები შედარებით მცირეა ტახოკლინის ზედა ნაწილში ფოტოსფეროსთან შედარებით და თითქმის ნულია ტახოკლინის ძირში.

განვიხილოთ მჰდ განტოლებები მბრუნავ სისტემაში (Gilman 2000):

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} - 2\Omega \cos \theta u_\phi = -\frac{g}{R} \frac{\partial h}{\partial \theta} + \frac{B_\phi}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\theta}{\partial \phi} - 2 \frac{B_\phi \cos \theta}{4\pi\rho R} b_\phi, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial u_\phi}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_\theta}{\sin \theta} \frac{\partial[\Omega \sin^2 \theta]}{\partial \theta} = -\frac{g}{R \sin \theta} \frac{\partial h}{\partial \phi} + \frac{B_\phi}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} + \frac{b_\theta}{4\pi\rho R \sin \theta} \frac{\partial[B_\phi \sin^2 \theta]}{\partial \theta} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial b_\theta}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial b_\theta}{\partial \phi} = \frac{B_\phi}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta b_\theta) + \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} + \frac{B_\phi \sin \theta}{H} \frac{\partial h}{\partial \phi} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial h}{\partial \phi} + \frac{H}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta u_\theta) + \frac{H}{R \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (1.6)$$

სადაც $u_\theta, u_\phi, b_\theta, b_\phi$ არიან სიჩქარისა და მაგნიტური ველის შემფოთებები, H ტახოკლინის სისქე, h ამ სისქის შემფოთება, ρ - სიმკვრივე, g - გრავიტაცია და R მანძილი ცენტრიდან ტახოკლინამდე. ეს განტოლებები შეიცავენ მაგნიტო-როსბისა და მაგნიტო-გრავიტაციულ ტალღებს. თხელი წყლის თეორიაში მნიშვნელოვანი პარამეტრია კუთხური და ზედაპირულ გრავიტაციული სიხშირეების ფარდობა: $\varepsilon = \frac{\Omega_0^2}{\Omega_g^2} = \frac{\Omega_0^2 R^2}{c^2}$, სადაც $c = \sqrt{gH}$ ზედაპირული გრავიტაციული სიჩქარეა.

სუბადიაბატური ტემპერატურული გრადიენტი მნიშვნელოვნად ცვლის ზედაპირულ გრავიტაციას ტახოკლინის ზედა ნაწილში, რაც იწვევს გრავიტაციის შემცირებას. ეს ე. წ. შემცირებული გრავიტაცია ფაქტობრივი და ადიაბატური ტემპერატურული გრადიენტების სხვაობის პროპორციულია $|\nabla - \nabla_{ad}|$. ამ სხვაობის ნორმირებული მნიშვნელობა შეიძლება შეფასდეს როგორც $10^{-4} - 10^{-6}$ ტახოკლინის ზედა ნაწილში და 10^{-1} მის ქვედა ნაწილში (Dikpati & Gilman 2001). ამ ავტორებმა აჩვენეს, რომ შემცირებული გრავიტაცია $G = \frac{1}{\varepsilon} = \frac{gH}{\Omega_0^2 R^2}$ პროპორციულია $10^3 |\nabla - \nabla_{ad}|$, ამიტომ ქვედა ნაწილში მიიღება $G > 100$ და ზედა ნაწილში $10^{-3} \ll G \ll 10^{-1}$.

მართკუთხა საკოორდინატო სისტემაში ნაჩვენებია, რომ ეკვატორული მაგნიტო-კელვინის ტალღები იწვევენ 1-წლიან რხევებს შემცირებული გრავიტაციის პირობებში (Zaqarashvili 2018). კელვინის ტალღების დისპერიული თანაფარდობაა $\frac{\omega}{\Omega} = \sqrt{GkR}$, სადაც ω ტალღის სიხშირეა, ხოლო k ტალღური რიცხვი. როცა $kR \approx 1$ მაშინ ტალღებისთვის ერთწლიანი პერიოდები მიიღწევა, როდესაც $G \approx 5 \cdot 10^{-3}$, რომელიც შეესაბამება ზედა ტახოკლინს. ამგვარად, კელვინის ტალღებს შეუძლიათ გამოიწვიონ ერთწლიანი პერიოდები, როდესაც $G \ll 1$ ანუ $\varepsilon \gg 1$. გარდა ამისა ერთწლიანი პერიოდები შეიძლება

გამოიწვიონ როსბის ტალღებმა სფერულ ზედაპირზე, რომლებიც უმარტივეს ჰიდროდინამიკურ მიახლოებაში ემორჩილებიან შემდეგ დისპერსიულ თანაფარდობას

$$\omega = -\frac{2m\Omega_0}{n(n+1)}, \quad (1.7)$$

სადაც n პოლოიდური და m ტოროიდული ტალღური რიცხვებია. ეს დისპერსიული თანაფარდობა სამართლიანია $\varepsilon \ll 1$ -სთვის. $m=1$ ჰარმონიკებისთვის 1-წლიანი პერიოდი მიიღება, როდესაც $n=5$ ან $n=6$. როდესაც $\varepsilon \gg 1$, მაშინ როსბის ტალღის პერიოდი შესამჩნევად იზრდება და 1 წელზე გაცილებით მეტი ხდება (Zaqarashvili 2018). ამიტომ როსბის ტალღებს შეუძლიათ მოგვცენ 1-წლიანი პერიოდი ქვედა ტახოკლინში, სადაც $\varepsilon \ll 1$. ამიტომ ჩვენ ცალ-ცალკე განვიხილავთ მაგნიტო-კელვინის ტალღებს ზედა ტახოკლინში (სადაც $\varepsilon \gg 1$) და მაგნიტო-როსბის ტალღები ქვედა ტახოკლინში (სადაც $\varepsilon \ll 1$), მომავალში გამოვიყენებთ ტახოკლინის სავარაუდო პარამეტრებს $\Omega_0 = 2.6 \cdot 10^{-6} \text{ წმ}^{-1}$, $\rho = 0.2 \text{ კგ მ}^{-3}$, $R = 5 \cdot 10^{10} \text{ სმ}$.

3.2 სფერული ეკვატორული მაგნიტო-კელვინის ტალღები ზედა ტახოკლინში

ამ პარაგრაფში ჩვენ განვიხილავთ ზედა ტახოკლინს, სადაც $\varepsilon \gg 1$, ასევე დავუშვებთ მყარტანოვან ბრუნვას ანუ $\Omega_1 = 0$. მართკუთხა საკოორდინატო სისტემაში კელვინის ტალღებს აქვთ ნულოვანი პოლუსისკენ მიმართული სიჩქარე (Matsuno 1966). მეორეს მხრივ, სფერულ კოორდინატებში სიჩქარის პოლოიდური მდგენელი არ არის ნული, მაგრამ მნიშვნელოვნად მცირეა, ვიდრე ტოროიდული კომპონენტი (Longuet-Higgins 1968). ამიტომ მაგნიტო-კელვინის ტალღების დისპერსიული თანაფარდობის დასადგენად შეგვიძლია უგულვებელვყოთ სიჩქარისა და მაგნიტური ველის პოლოიდური კომპონენტები $u_\theta = b_\theta = 0$.

1.2-1.6 განტოლებები $\exp(-i\omega t + im\phi)$ ფურიე გარდაქმნების შემდეგ ასე გადაიწერება:

$$2\Omega_0 \cos \theta u_\phi = \frac{g}{R} \frac{\partial h}{\partial \theta} + 2 \frac{B_\phi \cos \theta}{4\pi\rho R} b_\phi \quad (1.8)$$

$$\omega u_\phi = \frac{m}{R} \frac{g}{\sin \theta} h - \frac{m B_\phi}{4\pi\rho R} b_\phi \quad (1.9)$$

$$b_\phi = -\frac{B_\phi \sin \theta}{H} h \quad (1.10)$$

$$\omega h = m \frac{H}{R \sin \theta} u_\phi \quad (1.11)$$

ხოლო 1.8-1.11 განტოლებებიდან ვღებულობთ შემდეგ დისპერსიულ თანაფარდობას

$$\omega^2 - \frac{m^2}{R^2} \left(\frac{c^2}{\sin^2 \theta} + V_A^2 \right) = 0 \quad (1.12)$$

ამ თანაფარდობაში $c = \sqrt{gH}$ ზედაპირული გრავიტაციული სიჩქარეა, ხოლო $V_A = \frac{B_\phi}{\sqrt{4\pi\rho}}$ არის ალვენის სიჩქარე. ეკვატორთან ახლოს $\sin^2 \theta \approx 1$ და 1.12 დისპერსიული თანაფარდობა გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$\left(\omega - \frac{m}{R} \sqrt{c^2 + V_A^2} \right) \left(\omega + \frac{m}{R} \sqrt{c^2 + V_A^2} \right) = 0 \quad (1.13)$$

ჩვენ უნდა შევამოწმოთ, ამ განტოლების ორი ამონახსნიდან რომელი მათგანი აკმაყოფილებს სასაზღვრო პირობებებს. ამისათვის განვიხილოთ ტოროიდული მაგნიტური ველის ორი პროფილი.

3.3 ერთგვაროვანი მაგნიტური ველი

ამ პარაგრაფში განვიხილავთ ერთგვაროვან მაგნიტურ ველს შემდეგი პროფილით

$B_\phi = B_0 = \text{const}$, მაშინ 1.8 განტოლება გვაძლევს შემდეგ ამონახსნს ეკვატორთან ახლოს

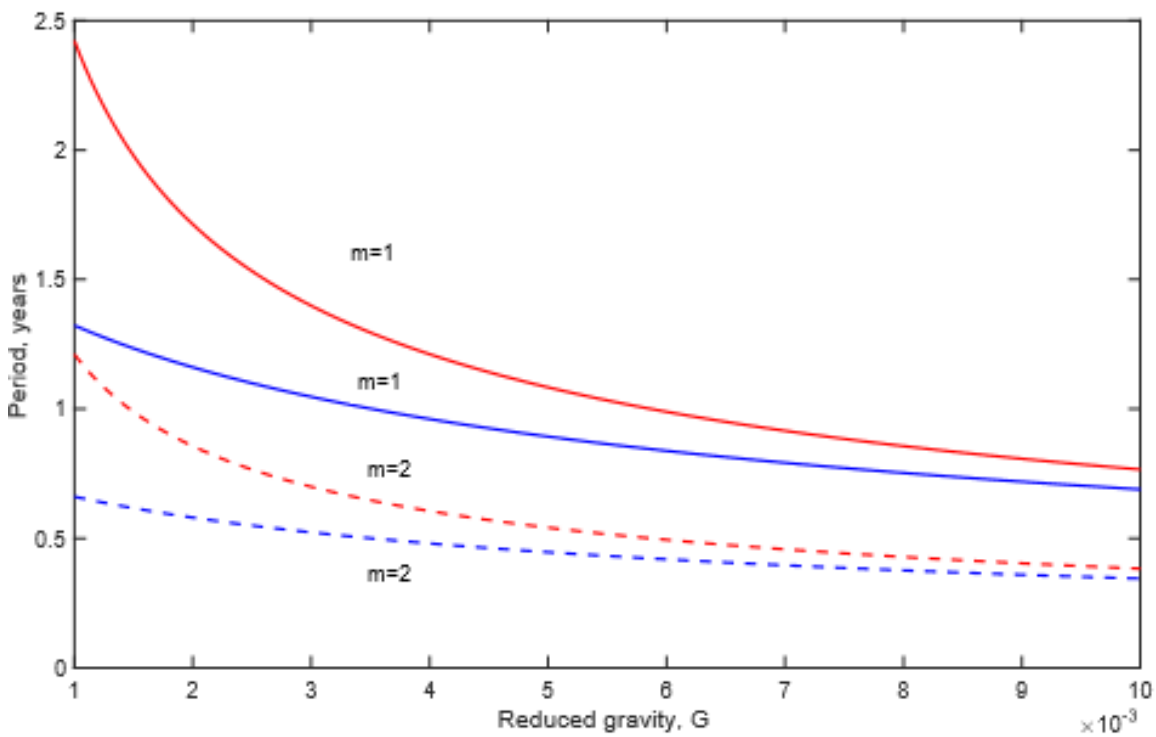
$$h = h_0 \exp\left(-\frac{\Omega R^2 \omega + m V_A^2}{m c^2} \theta^2\right) \quad (1.14)$$

სადაც $\theta = 90^\circ - \theta$, ამიტომ სუსტი მაგნიტური ველისათვის მხოლოდ დადებითი სიხშირე

$$\omega = \frac{m}{R} \sqrt{c^2 + V_A^2} \quad (1.15)$$

გვაძლევს განედის მიხედვით ექსპონენციალურად კლებად ამონახსნს

$$h = h_0 \exp\left(-\frac{\Omega R \sqrt{c^2 + V_A^2} + V_A^2}{c^2} \theta^2\right) \quad (1.16)$$



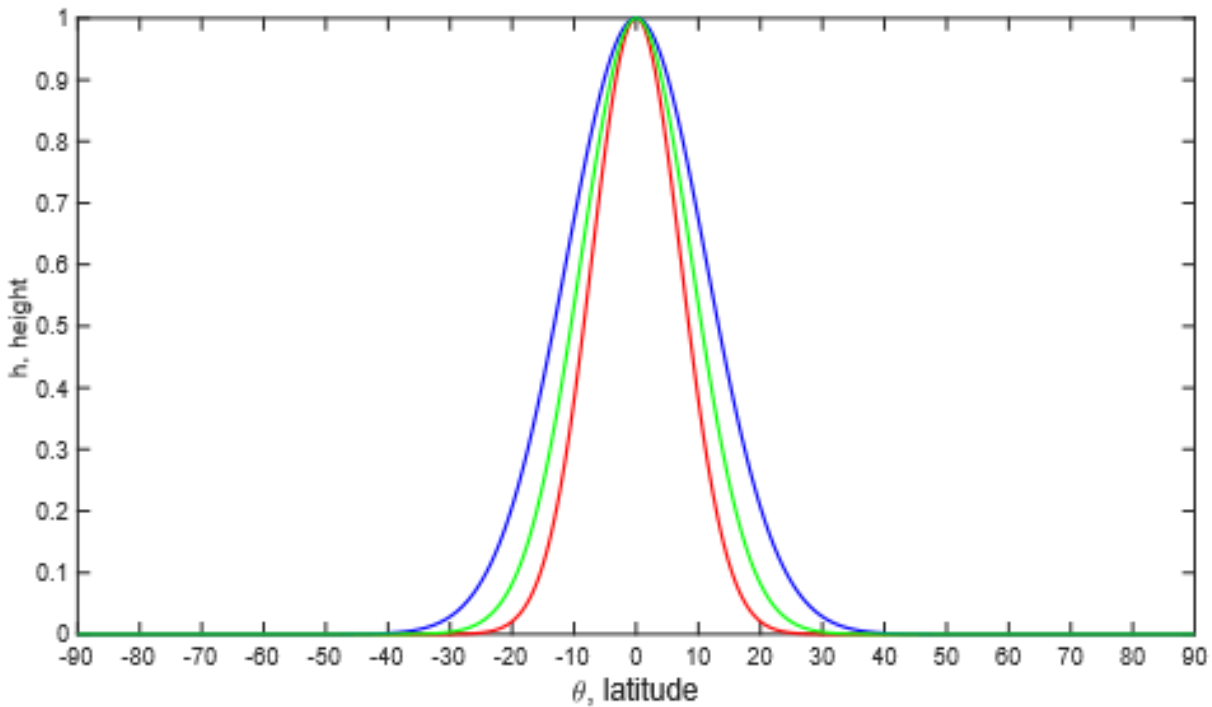
ნახ. 3.5 ეკვატორული კელვინის ტალღების პერიოდები vs შემცირებული გრავიტაცია, G. უწყვეტი (წყვეტილი) წითელი ხაზი გვიჩვენებს m=1 (m=2) ჰარმონიკის პერიოდს არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევისთვის, ხოლო უწყვეტი (წყვეტილი) ლურჯი ხაზი გვიჩვენებს ამონახსნს m=1 (m=2) ჰარმონიკის პერიოდს 10 kG ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის.

ნახ. 3.5 გვიჩვენებს 1.15 გამოსახულებიდან მიღებულ კელვინის ტალღის პერიოდების დამოკიდებულებას შემცირებულ გრავიტაციაზე. ლურჯი ხაზები აღნიშნავს

ეკვატორული კელვინის ტალღების პერიოდებს. აქ მაგნიტური ველის მნიშვნელობა 10 kG-ია. 1-წლიანი პერიოდის მიღება შეიძლება, როდესაც $G \approx 0.003 - 0.006$ და $m=1$. ზუსტად ერთწლიანი პერიოდისთვის შემცირებული გრავიტაციის ეს მნიშვნელობა შეესაბამება ზედა ტახოკლინის პირობებს (Dikpati and Gilman 2001).

შემცირებული გრავიტაციის იგივე მნიშვნელობებისათვის $m=2$ ჰარმონიკა გვაძლევს რიეგერის ტიპის პერიოდებს. აღსანიშნავია, რომ ძლიერი მაგნიტური ველი მოითხოვს გაცილებით შემცირებულ გრავიტაციას.

მწვანე წირი ნახ. 3.6-ზე გვიჩვენებს 1.16 გამოსახულებიდან მიღებულ ფენის სიმაღლის შემფოთების დამოკიდებულებას განედზე. ნათლად ჩანს რომ იგი კონცენტრირებულია ეკვატორთან ახლოს, როგორც ეს მოსალოდნელია ამ განტოლებიდან.



ნახ. 3.6 ფენის სიმაღლის შემფოთების დამოკიდებულება განედზე ეკვატორული კელვინის ტალღებისთვის. მწვანე მრუდი გვიჩვენებს ამონახსნს 10 kG ერთგვაროვანი მაგნიტური ველისათვის, როდესაც $G = 0.004$. წითელი (ლურჯი) მრუდი გვიჩვენებს

ამონახსნს 10 kG არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველისათვის, როდესაც $G = 0.001$ ($G = 0.006$).

აღსანიშნავია, რომ (1.15) დისპერსიული თანაფარდობა ახლახანს იქნა მიღებული Marquez-Artavia et al. (2017) მიერ, რომლებმაც აჩვენეს რომ უარყოფითი სიხშირის ამონახსნი ასევე ჩაიჭირება ეკვატორთან ახლოს ძლიერი მაგნიტური ველის შემთხვევაში. ეს ნათლად ჩანს (1.14) განტოლებიდან. სადაც უარყოფითი სიხშირის ამონახსნები ასევე დააკმაყოფილებენ ამ განტოლებას თუ მეორე წევრი უფრო მეტი იქნება, ვიდრე პირველი წევრის აბსოლუტური მნიშვნელობა. შემცირებული გრავიტაციის შემთხვევაში ეს პირობა შეიძლება შესრულდეს, თუ მაგნიტური ველი აღემატება 200 kG-ს, თუმცა ეს სიდიდე გაცილებით მეტია ვიდრე მოსალოდნელი მნიშვნელობა მზის ტახოკლინში.

3.4 არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველი

განვიხილოთ მეორე შემთხვევა, როდესაც მაგნიტური ველის მნიშვნელობა იცვლება განედის მიხედვით შემდეგი კანონით $B_\phi = B_0 \cos \theta \approx B_0 \check{\theta}$, (Gilman & Fox 1997), სადაც $\check{\theta} = 90^\circ - \theta$. იგი გვაძლავს განედის მიხედვით ექსპონენციალურად მიღევად ამონახსნს

$$h = h_0 \exp\left(-\frac{\Omega R^2 \omega + m V_A^2}{mc^2} \check{\theta}^2\right) \quad (1.17)$$

შემდეგი დისპერსიული თანაფარდობით

$$\omega = \frac{mc}{R} \quad (1.18)$$

(1.18) განტოლება გვიჩვენებს, რომ არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის დროს კელვინის ტალღების პერიოდი დამოკიდებულია მხოლოდ შემცირებულ გრავიტაციაზე და არაა დამოკიდებული მაგნიტური ველის მნიშვნელობაზე. ეს შედეგი მარტივი ასახსნელია, რადგან მაგნიტური ველის სიდიდე ძალიან მცირეა ეკვატორის გარშემო გამოყენებული

პროფილის გამო. ნახ. 3.5-ზე მოცემულია ამონახსნები ერთწლიანი პერიოდებით, როდესაც შემცირებული გრავიტაციის მნიშვნელობები არის შემდეგ დიაპაზონში 0.005-0.007 (პერიოდი ზუსტად ერთი წლის ხანგრძლივობით მიიღება, როდესაც $G = 0.006$). შემცირებული გრავიტაციის ეს მნიშვნელობები შეესაბამება ზედა ტახოკლინის პირობებს (Dikpati and Gilman 2001). შემცირებული გრავიტაციის იგივე მნიშვნელობებისათვის $m=2$ გვაძლევს რიგერის ტიპის პერიოდებს. ასევე უნდა აღინიშნოს, რომ შემცირებული გრავიტაციის მნიშვნელობა 0.0015 გვაძლევს ერთწლიან რხევებს, როცა $m=2$. ამონახსნები, რომლებიც შეესაბამება $m=1$ ჰარმონიკას, აგებულია ნახ. 3.6-ზე. სურათზე ნათლად ჩანს, რომ ისინი კონცენტრირებულია ეკვატორთან ახლოს. ამონახსნები $m=1$ ჰარმონიკისათვის, რომელიც შეესაბამება შემცირებული გრავიტაციის $G = 0.001$ და $B_0 = 10kG$ მნიშვნელობებს, აღწევს განედის $\pm 20^\circ$, ხოლო შემცირებული გრავიტაციის $G = 0.006$ და იგივე მაგნიტური ველის მნიშვნელობებისათვის კი $\pm 30^\circ$ -ს. ამგვარად, არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველი გვაძლევს კორონული კაშკაშა წერტილების დაკვირვებულ განედებს და პერიოდს (McIntosh et al. 2015, 2017). მეორეს მხრივ, (1.15) და (1.18) განტოლებები გვიჩვენებენ, რომ ტალღები არის პროგრადული ანუ ისინი ვრცელდებიან მზის ბრუნვის მიმართულებით, რაც ეწინააღმდეგება დაკვირვებებს (McIntosh et al. 2017). ერთადერთი გამონაკლისი არის ძალიან ძლიერი მაგნიტური ველი $B_0 > 200kG$, რომელიც გვაძლევს ეკვატორული მაგნიტო-კელვინის ტალღების რეტროგრადულ გავრცელებას.

3.5 სფერული მაგნიტო-როსბის ტალღები ქვედა ტახოკლინში

ზედა ტახოკლინში, სადაც $\varepsilon \gg 1$, მაგნიტო-როსბის ტალღები ჩაიჭირებიან ეკვატორთან და მათი მახასიათებელი პერიოდი მზის ციკლის პერიოდს უახლოვდება (Zaqarashvili 2018). ამიტომ 1-წლიანი პერიოდების მისაღებად უნდ განვიხილოთ ქვედა ტახოკლინი, სადაც $\varepsilon \ll 1$. ამ შემთხვევაში ჩვენ ვიყენებთ ორგანზომილებიან უკუმშვად წრფივ

განტოლებებს Ω_0 –კუთხური სიჩქარით მბრუნავ სისტემაში, რომელიც მიიღება (1.2-1.6) განტოლებებიდან (Zaqarashvili et al. 2010a):

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} - 2\Omega \cos \theta u_\phi = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p_t}{\partial \theta} + \frac{B_\phi}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\theta}{\partial \phi} - 2\frac{B_\phi \cos \theta}{4\pi\rho R} b_\phi \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_\phi}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + 2\Omega \cos \theta u_\theta + u_\theta \sin \theta \frac{\partial \Omega_1}{\partial \theta} \\ &= -\frac{1}{\rho R \sin \theta} \frac{\partial p_t}{\partial \phi} + \frac{B_\phi}{4\pi\rho R} \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} + \frac{b_\theta}{4\pi\rho R \sin \theta} \frac{\partial [B_\phi \sin^2 \theta]}{\partial \theta} \end{aligned}$$

(1.20)

$$\frac{\partial b_\theta}{\partial t} + \Omega_1(\theta) \frac{\partial b_\theta}{\partial \phi} = \frac{B_\phi}{R} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta b_\theta) + \frac{\partial b_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta u_\theta) + \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad (1.23)$$

სადაც p_t სრული წნევაა (ჰიდროდინამიკური და მაგნიტური წნევების ჯამი).

განვიხილოთ ნაკადის ფუნქციები სიჩქარისა და მაგნიტური ველისათვის:

$$u_\theta = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi}, u_\phi = -\frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, b_\theta = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}, b_\phi = -\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \quad (1.24)$$

და გამოვიყენოთ ფურიე ანალიზი შემდეგი ფორმით $\exp[i(m\phi - \omega t)]$, რაც გვაძლევს შემდეგ ორ განტოლებას (Gurgenashvili et al. 2016):

$$B\Psi = (\Omega_d - \omega_1)\Phi \quad (1.25)$$

$$(\Omega_d - \omega_1) \left[\frac{\partial(1 - \mu^2)}{\partial \mu} \frac{\partial}{\partial \mu} - \frac{m^2}{1 - \mu^2} \right] \Psi + \left[2 - \frac{d^2}{d\mu^2} (\Omega_d(1 - \mu^2)) \right] \Psi -$$

$$-\beta^2 B \left[\frac{\partial(1-\mu^2)}{\partial\mu} \frac{\partial}{\partial\mu} - \frac{m^2}{1-\mu^2} \right] \Phi + \beta^2 \frac{\partial^2(B(1-\mu^2))}{\partial\mu^2} = 0 \quad (1.26)$$

სადაც $\mu = \cos \theta$, Ψ არის ნორმალიზებული $\Omega_0 R$ -ით, ხოლო Φ კი ნორმალიზებულია B_0 -ით და

$$\Omega_d(\mu) = \frac{\Omega_1(\mu)}{\Omega_0}, \quad \omega_1 = \frac{\omega}{m\Omega_0}$$

$$\beta^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho R^2 \Omega_0^2}, \quad B(\mu) = \frac{B_\phi(\mu)}{B_0} \quad (1.27)$$

1.25 და 1.26 განტოლებების ამოხსნა გართულებულია მაგნიტური ველისა და დიფერენციული ბრუნვის არსებობის გამო.

ჩვენ განვიხილავთ ორ განსხვავებულ მიახლოებას იმისათვის, რომ ვიპოვოთ მაგნიტოროსების ტალღების ამონახსნები.

3.6 მაგნიტო-როსების ტალღები მყარტანოვანად მბრუნავ სფეროზე

ჯერ განვიხილოთ მყარტანოვანი ბრუნვის მიახლოება $\Omega_d = 0$, რომელიც გაცილებით ამარტივებს (1.25-1.26) განტოლებებს. თუ გამოვიყენებთ მაგნიტური ველის კონფიგურაციას $B_\phi = B_0\mu$, მაშინ ეს ორი განტოლება გაერთიანდება ერთ განტოლებაში:

$$\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2) \frac{\partial H}{\partial\mu} + \left[-\frac{m^2}{1-\mu^2} + \frac{\mu^2\beta^4}{(\omega_1^2 - \beta^2\mu^2)^2}(1-\mu^2) - \frac{2\omega_1 - (1+7\mu^2)\beta^2}{\omega_1^2 - \beta^2\mu^2} \right] H = 0 \quad (1.28)$$

სადაც

$$H = -\frac{\Psi\sqrt{\omega_1^2 - \beta^2\mu^2}}{\omega_1} = \frac{\Phi\sqrt{\omega_1^2 - \beta^2\mu^2}}{\mu} \quad (1.29)$$

ამ განტოლებას გააჩნია სინგულარული წერტილი $\omega_1 = \beta\mu$, რომელიც შეიძლება შეესაბამება არამდგრადობას ზოგიერთი მოდებისათვის. რადგან $\mu_{max} = 1$, მაშინ სუსტი მაგნიტური ველის ($\beta \ll 1$) მიახლოება ამოაგდებს ამ სინგულარულ წერტილს, რომელიც ტახოკლინის პარამეტრებში მოითხოვს $< 200kG$ მაგნიტურ ველს. ეს მიახლოება ძალიან კარგად სრულდება ტახოკლინში, სადაც მაგნიტური ველის მაქსიმალური მნიშვნელობა შეიძლება მხოლოდ 100 kG-ს აღწევდეს.

ამიტომ ჩვენ ვიყენებთ სუსტი მაგნიტური ველის მიახლოებას

$$\frac{\beta}{|\omega_1|} \ll 1 \quad (1.30)$$

მაშინ 1.28 განტოლება გარდაიქმნება შემდეგ განტოლებაში (ვინარჩუნებთ β/ω_1 -ის მიმართ მეორე რიგის წევრებს)

$$\frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial H}{\partial \mu} + \left[-\frac{m^2}{1 - \mu^2} + \lambda_{mn} + \gamma^2 \mu^2 \right] H = 0 \quad (1.31)$$

სადაც

$$\lambda_{mn} = -\frac{2\omega_1 - \beta^2}{\omega_1^2} \gamma^2 = \frac{7\omega_1 - 2\beta^2}{\omega_1 \omega_1^2} \quad (1.32)$$

ეს არის სფეროიდული ტალღური განტოლება, რომლის შემოსაზღვრული ამონახსნები შეკუმშული სფეროიდული ტალღური ფუნქციებია $S_{mn}(\gamma, \mu)$. λ_{mn} საკუთარი მნიშვნელობები გამოისახებიან შემდეგნაირად (Abramowitz & Stegun 1964)

$$\lambda_{mn} = n(n+1) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(2m-1)(2m+1)}{(2n-1)(2n+3)} \right) \gamma^2 \quad (1.33)$$

თუ ჩვენ გამოვიყენებთ დაშვებას, რომ $\beta/\omega_1 \ll 1$, მაშინ 1.32 განტოლება გვაძლევს $\gamma \approx 0$. ამგვარად, γ^2 -იანი წევრი შეგვიძლია უგულვებელყოთ და მივიღებთ მაგნიტო-როსბის ტალღების დისპერსიულ თანაფარდობას (Zaqarashvili et al. 2009):

$$n(n+1) \left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right)^2 + 2m \frac{\omega}{\Omega_0} - m^2 \beta^2 = 0 \quad (1.34)$$

ამ დისპერსიულ თანაფარდობას (რადგან იგი მეორე რიგისაა) აქვს ორი ამონახსნი: სწრაფი და ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები. სიხშირეებს შორის განსხვავებას გვაძლევს ჰარმონიკების მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულება. სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში, როდესაც $\beta \ll 1$, სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღა ემსგავსება ჰიდროდინამიკურ როსბის ტალღას:

$$\frac{\omega}{\Omega_0} \approx -\frac{2m}{n(n+1)} \quad (1.35)$$

პირველი რამდენიმე ჰარმონიკისთვის ($n=2, 3, 4$) ω/Ω_0 გამოსახულება 0.1 რიგისაა, ამიტომ მცირე მაგნიტური ველისათვის $< 10kG$ გვაქვს $\gamma^2 < 1$ და 1.33 განტოლებაში შესაბამისი წევრი შეგვიძლია არ გავითვალისწინოთ. სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების სიხშირეები (როცა $n < 10$) ასევე ადვილად აკმაყოფილებენ სუსტი მაგნიტური ველის პირობას (1.30) $< 100kG$ ველისთვის და ამიტომ სწრაფ მაგნიტო-როსბის ტალღებს არ აქვთ კრიტიკული წერტილი (1.28) განტოლებაში.

მეორეს მხრივ, ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების სიხშირე აკმაყოფილებს შემდეგ დისპერსიულ თანაფარდობას

$$\frac{\omega}{\Omega_0} \approx \frac{m\beta^2}{2} \quad (1.36)$$

შესაბამისად ω/Ω_0 ძალიან პატარავდება, როდესაც $\beta \ll 1$. ამ შემთხვევაში მიიღება $\gamma^2 > 1$. ხოლო $\gamma^2 < 1$ მიახლოება უკვე აღარ სრულდება ნელი ტალღებისთვის. ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღებს შესაძლოა ქონდეთ კრიტიკული წერტილი (1.28) განტოლებაში, როდესაც $m\beta/2 \sim \mu$ და ამიტომ ისინი შესაძლოა იყვნენ არასტაბილური. თუმცა მათი პერიოდები გაცილებით დიდია ვიდრე ერთი წელი (Zaqarashvili et al. 2015). ეს პერიოდები დეტალურადაა განხილული შემდეგ თავში.

ძლიერი მაგნიტური ველის შემთხვევაში ნელ და სწრაფ მოდებს აქვთ ერთნაირი სიხშირეები

$$\frac{\omega}{\Omega_0} \approx \pm \frac{m\beta}{\sqrt{n(n+1)}} \quad (1.37)$$

რომელიც γ^2 –ის დიდ მნიშვნელობებს შეესაბამება. ამგვარად, $\gamma^2 \leq 1$ სამართლიანია მხოლოდ სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღებისათვის სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში.

იმ მიზნით, რომ დავადგინოთ γ^2 –ის ეფექტი სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების შემთხვევაში, უნდა შევინარჩუნოთ შესაბამისი წევრი (1.33) განტოლებაში და შედეგად ვღებულობთ შემდეგ დისპერსიულ თანაფარდობას:

$$\begin{aligned} n(n+1) \left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right)^3 + 2m \left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right)^2 - \left(\frac{9}{2} - \frac{7}{2} \frac{4m^2 - 1}{(2n-1)(2n+3)} \right) m^2 \beta^2 \frac{\omega}{\Omega_0} + \\ + m \left(1 - \frac{4m^2 - 1}{(2n-1)(2n+3)} \right) m^2 \beta^2 = 0 \quad (1.38) \end{aligned}$$

გამოვიყენოთ ცვლადთა გარდაქმნა შემდეგი ფორმით:

$$\frac{\omega}{\Omega_0} = \tilde{\omega} - \frac{2m}{3n(n+1)} \quad (1.39)$$

მივიღებთ შემდეგ კუბურ განტოლებას:

$$\tilde{\omega}^3 + p\tilde{\omega} + q = 0 \quad (1.40)$$

სადაც

$$p = -\frac{4m^2}{3n^2(n+1)^2} - \frac{m^2\beta^2}{n(n+1)} \left(\frac{9}{2} - \frac{7}{2} \frac{4m^2 - 1}{(2n-1)(2n+3)} \right) \quad (1.41)$$

და

$$\begin{aligned} q = \frac{16m^3}{27n^3(n+1)^3} + \frac{m^3\beta^2}{n(n+1)} \left(1 - \frac{4m^2 - 1}{(2n-1)(2n+3)} \right) \\ + \frac{2m^3\beta^2}{3n^2(n+1)^2} \left(\frac{9}{2} - \frac{7}{2} \frac{4m^2 - 1}{(2n-1)(2n+3)} \right) \end{aligned}$$

ამ განტოლების შემოწმება გვიჩვენებს, რომ $p < 0$ და $4p^3 + 27q^2 > 0$ სუსტი მაგნიტური ველისათვის $\beta \ll 1$, ამიტომ მას აქვს მხოლოდ ერთი რეალური ამონახსნი

$$\tilde{\omega} = -2 \frac{|q|}{q} \sqrt{-\frac{p}{3}} \cosh \left(\frac{1}{3} \operatorname{arccosh} \left(\frac{-3|q|}{2p} \sqrt{-\frac{3}{p}} \right) \right) \quad (1.43)$$

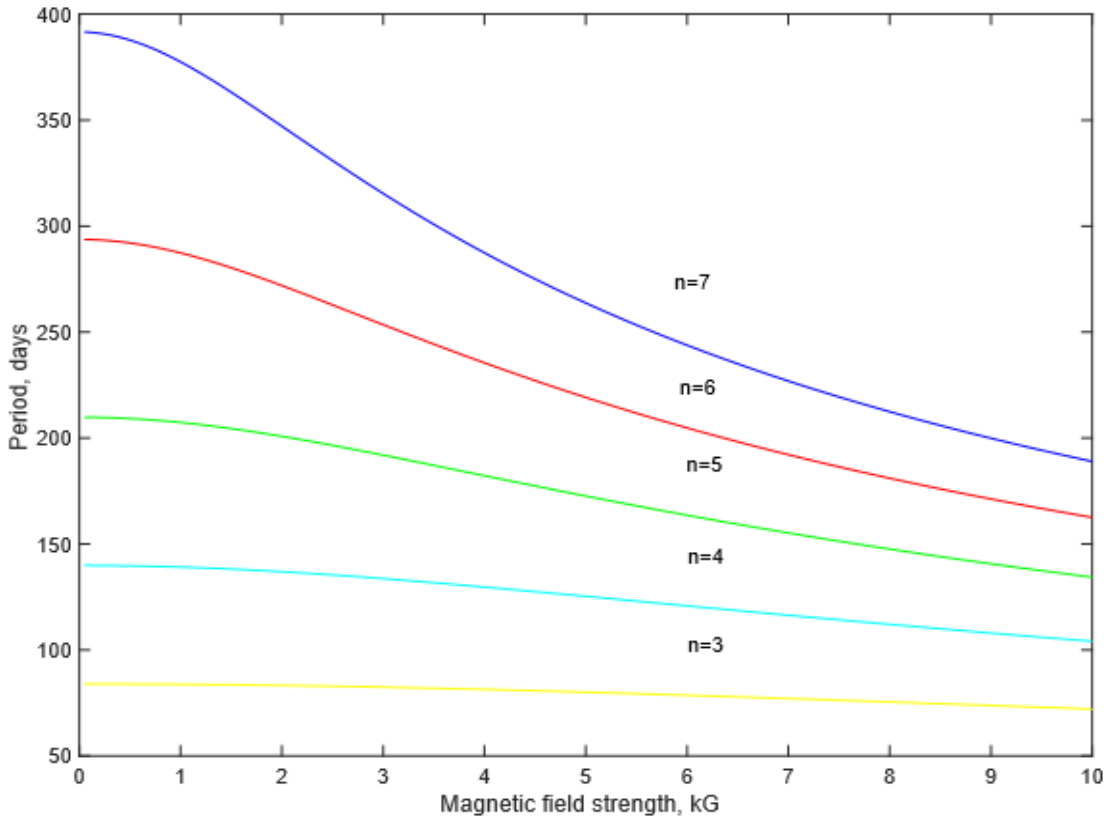
ეს არის სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების დისპერსიული თანაფარდობა და მცირე $\beta \ll 1$ მნიშვნელობებისათვის იგი გამოისახება შემდეგნაირად:

$$\frac{\omega}{\Omega_0} = -\frac{2m}{3n(n+1)} \left(1 + 2 \sqrt{1 + \frac{81}{8} n(n+1)\beta^2} \right) \quad (1.44)$$

ნახ. 3.7-ზე მოცემულია (1.43) განტოლებიდან მიღებული მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდის დამოკიდებულება მაგნიტურ ველზე. აქ მაგნიტური ველის სიდიდე აღნიშნავს მაქსიმალურ მნიშვნელობას განედის მიხედვით, $B_{max} = B_0/2$. ნახაზიდან ჩანს, რომ დაბალი n -ის მქონე ჰარმონიკების პერიოდები ნაკლებია 300 დღეზე, მხოლოდ $n=5$ და $n=6$ ჰარმონიკები გვაძლევენ ერთწლიან პერიოდებს მცირე მაგნიტური ველის მნიშვნელობებისათვის.

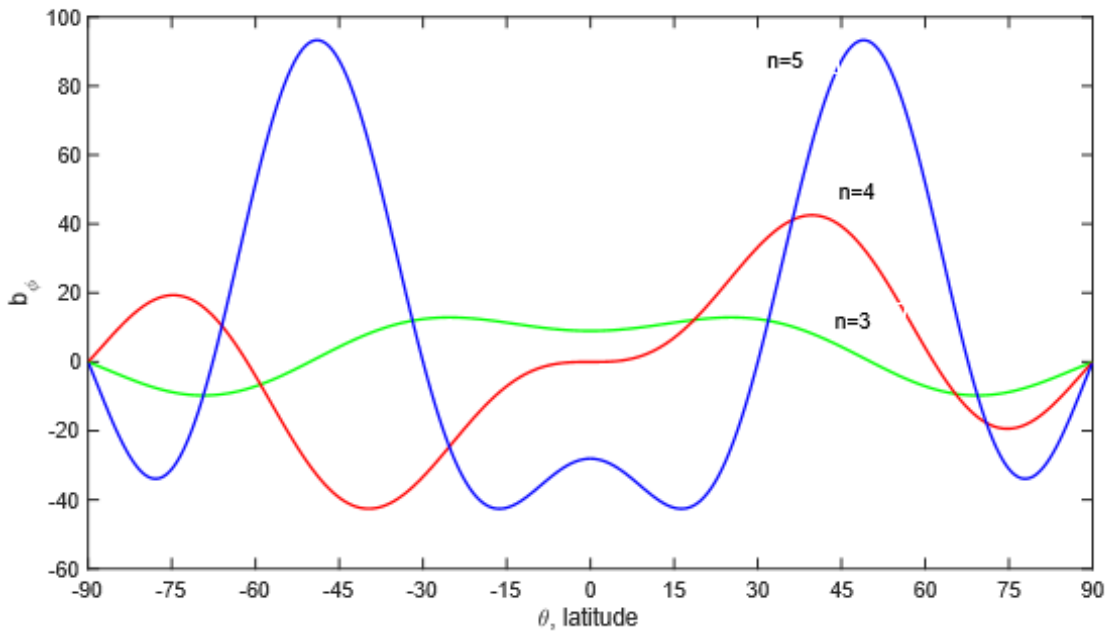
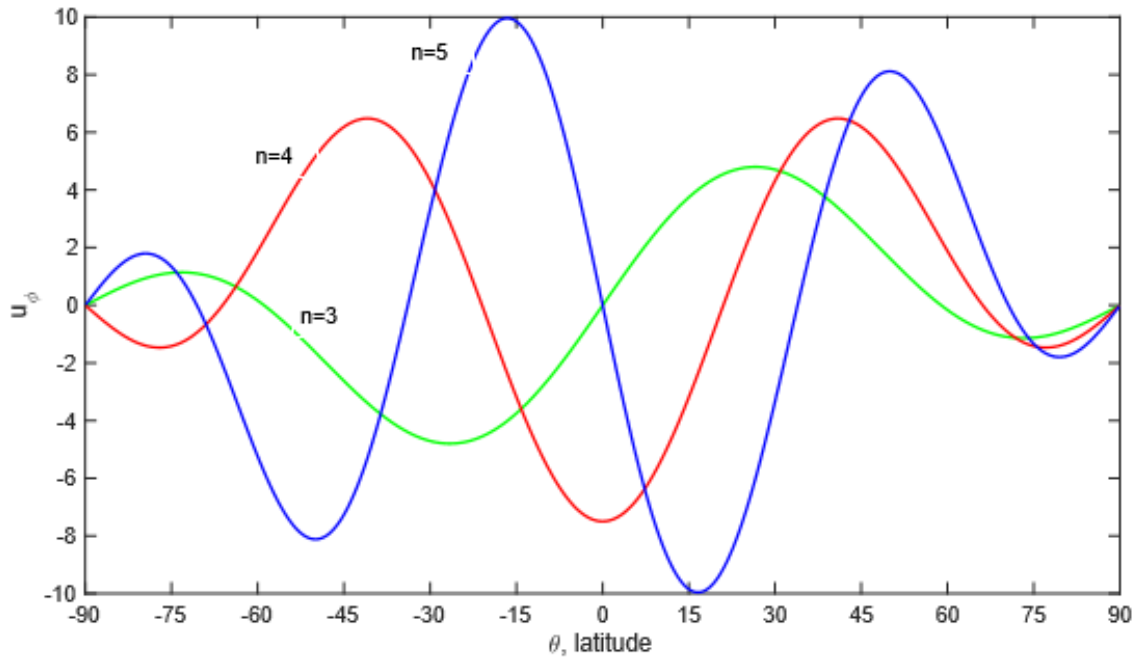
მცირე γ^2 -ის მნიშვნელობებისათვის სფეროიდული ტალღური ფუნქციები შეიძლება წარმოვადგინოთ ლეჟანდრეს ასოცირებული პოლინომიალის სახით (Abramowitz & Stegun 1964)

$$H(\mu) = S_{mn}(\gamma, \mu) = P_n^m(\mu) + \left(-\frac{(m+n-1)(m+n)P_{n-2}^m(\mu)}{2(2n-1)^2(2n+1)} + \frac{(n-m+1)(n-m+2)P_{n+2}^m(\mu)}{2(2n+1)(2n+3)^2} \right) \gamma^2 \quad (1.45)$$



ნახ. 3.7 სფერული მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდების დამოკიდებულება მაგნიტური ველის სიდიდეზე $m=1$ ტალღური რიცხვისათვის. ყვითელი, ცისფერი მწვანე, წითელი და ლურჯი ფერის მრუდები შეესაბამებიან $n=3, 4, 5, 6$ და 7 ჰარმონიკებს.

ნახ. 3.8-ზე მოცემულია ტოროიდული სიჩქარისა და მაგნიტური ველის შემფოთებების განედური სტრუქტურა $m=1$ სფერული ჰარმონიკებისათვის, როცა $n=3, 4, 5$. $n=3$ და $n=5$ ჰარმონიკები სიჩქარისათვის არიან ეკვატორის მიმართ ანტისიმეტრიული, მაგნიტური ველისათვის კი სიმეტრიული. მეორეს მხრივ, $n=4$ ჰარმონიკა სიჩქარისათვის არის სიმეტრიული და მაგნიტური ველისათვის არის ანტისიმეტრიული.



ნახ. 3.8 ტოროიდული სიჩქარისა (ზედა სურათი) და მაგნიტური ველის (ქვედა სურათი) შეშფოთებების, u_ϕ , b_ϕ , განედზე დამოკიდებულება $n=3, 4, 5$ და $m=1$ ჰარმონიკებისთვის. შეუშფოთებელი ტოროიდული მაგნიტური ველის სიდიდის მაქსიმალური მნიშვნელობა არის 1 kG .

3.7 მაგნიტო-როსბის ტალღები დიფერენციულად მზრუნავ ზედაპირზე

ამ პარაგრაფში განვიხილავთ არანულოვან დიფერენციულ ბრუნვას $\Omega_d \neq 0$ (1.25-1.26) განტოლებებში. განედური დიფერენციული ბრუნვა ტახოკლინის ქვედა ნაწილში ტოროიდულ მაგნიტურ ველთან ერთად იწვევს მაგნიტოჰიდროდინამიკურ არამდგრადობებს (Gilman & Fox 1997, Dikpati and Gilman 2001). იმისათვის, რომ ვიპოვოთ არამდგრადი ჰარმონიკები ჩვენ ვიყენებთ ლეჟანდრეს პოლინომიალებად გაშლის მეთოდს (Longuet-Higgins 1968, Gilman & Fox 1997, Zaqarashvili et al. 2010a). ამ შემთხვევაში ჩვენ არ ვართ შეზღუდული მაგნიტური ველის სუსტი მიახლოებით და ამიტომ მაგნიტური ველის ნებისმიერი მნიშვნელობა შეგვიძლია ავიღოთ. განვიხილოთ Ψ და Φ გაშლა ასოცირებული ლეჟანდრეს პოლინომიალების უსასრულო მწკრივებად:

$$\Psi = \sum_{n=m}^{\infty} a_n P_n^m(\mu) \quad \Phi = \sum_{n=m}^{\infty} b_n P_n^m(\mu) \quad (1.46)$$

რომლებიც აკმაყოფილებენ შემდეგ სასაზღვრო პირობებს: $\Psi = \Phi = 0$ როცა $\mu \pm 1$.

დიფერენციული ბრუნვის განედზე დამოკიდებულ ნაწილს აქვს შემდეგი სახე:

$$\Omega_d = -S_2 \mu^2 - S_4 \mu^4$$

ჩავსვათ (1.46) გამოსახულებები (1.25-1.26) განტოლებებში და გამოვიყენოთ ლეჟანდრეს განტოლება $LP_n^m + n(n+1)P_n^m = 0$, რომელიც გვაძლევს შემდეგ დამოკიდებულებას:

$$-(\Omega_d - \omega) \sum_{n=m}^{\infty} n(n+1) a_n P_n^m(\mu) + \left(2 - \frac{d^2}{d\mu^2} [\Omega_d(1 - \mu^2)] \right) \sum_{n=m}^{\infty} a_n P_n^m(\mu) + \\ + \mu \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} n(n+1) b_n P_n^m(\mu) - 6\mu \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} b_n P_n^m(\mu) = 0, \quad (1.47)$$

$$(\Omega_d - \omega) \sum_{n=m}^{\infty} b_n P_n^m(\mu) = \mu \sum_{n=m}^{\infty} a_n P_n^m(\mu) \quad (1.48)$$

ახლა ავიღოთ დაზუსტებული ფორმა $\Omega_d = -\epsilon\mu^2$, მაშინ (1.47-1.48) განტოლებები გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$\sum_{n=m}^{\infty} [\omega n(n+1) + 2 + 2\epsilon] a_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 12] a_n \mu^2 P_n^m + \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 6] b_n \mu P_n^m = 0 \quad (1.49)$$

$$\sum_{n=m}^{\infty} a_n \mu P_n^m(\mu) + \sum_{n=m}^{\infty} \omega b_n P_n^m(\mu) + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} b_n \mu^2 P_n^m(\mu) = 0 \quad (1.50)$$

ვიყენებთ ლეჟანდრეს პოლინომიალების რეკურენტულ დამოკიდებულებებს:

$$\mu^2 P_n^m = A_n P_{n-2}^m + B_n P_n^m + C_n P_{n+2}^m$$

$$\mu P_n^m = D_n P_{n-1}^m + E_n P_{n+1}^m \quad (1.51)$$

სადაც

$$A_n = \frac{(n+m)(n+m-1)}{(2n+1)(2n-1)},$$

$$B_n = \frac{(n-m)(n+m)}{(2n+1)(2n-1)} + \frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)},$$

$$C_n = \frac{(n-m+1)(n-m+2)}{(2n+1)(2n+3)}, D_n = \frac{n+m}{2n+1},$$

$$E_n = \frac{n-m+1}{2n+1}.$$

ამ რეკურენტული დამოკიდებულების გამოყენება გვაძლევს შემდეგ განტოლებებს:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=m}^{\infty} [\omega n(n+1) + 2 + 2\epsilon] a_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 12] A_n a_n P_{n-2}^m \\
& + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 12] B_n a_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 12] C_n a_n P_{n+2}^m \\
& + \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 6] D_n b_n P_{n-1}^m + \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 6] E_n b_n P_{n+1}^m = 0 \\
& \sum_{n=m}^{\infty} a_n D_n P_{n-1}^m + \sum_{n=m}^{\infty} a_n E_n P_{n+1}^m + \sum_{n=m}^{\infty} \omega b_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} A_n b_n P_{n-2}^m + \\
& \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} B_n b_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} C_n b_n P_{n+2}^m = 0
\end{aligned}$$

გარდაქმნის შედეგად მივიღებთ შემდეგს:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=m}^{\infty} [\omega n(n+1) + 2 + 2\epsilon] a_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [(n+2)(n+3) - 12] A_{n+2} a_{n+2} P_n^m \\
& + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [n(n+1) - 12] B_n a_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} [(n-2)(n-1) - 12] C_{n-2} a_{n-2} P_n^m \\
& + \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} [(n+1)(n+2) - 6] D_{n+1} b_{n+1} P_n^m \\
& + \beta^2 \sum_{n=m}^{\infty} [n(n-1) - 6] E_{n-1} b_{n-1} P_n^m = 0 \\
& \sum_{n=m}^{\infty} a_{n+1} D_{n+1} P_n^m + \sum_{n=m}^{\infty} a_{n-1} E_{n-1} P_n^m + \sum_{n=m}^{\infty} \omega b_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} A_{n+2} b_{n+2} P_n^m + \\
& + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} B_n b_n P_n^m + \epsilon \sum_{n=m}^{\infty} C_{n-2} b_{n-2} P_n^m = 0
\end{aligned}$$

P_n^m -ის კოეფიციენტები გვადლევნ შემდეგ განტოლებებს:

$$S_n a_n + F_n a_{n+2} + G_n a_{n-2} + H_n b_{n+1} + I_n b_{n-1} = 0 \quad (1.52)$$

$$J_n a_{n+1} + K_n a_{n-1} + Q_n b_n + P_n b_{n+2} + M_n b_{n-2} = 0 \quad (1.53)$$

სადაც

$$S_n = \omega n(n+1) + 2 + 2\epsilon + \epsilon[n(n+1) - 12] \frac{(n-m)(n+m)}{(2n+1)(2n-1)}$$

$$+ \epsilon[n(n+1) - 12] \frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)},$$

$$F_n = \epsilon[(n+2)(n+3) - 12] \frac{(n+m+2)(n+m+1)}{(2n+5)(2n+3)},$$

$$G_n = \epsilon[(n-2)(n-1) - 12] \frac{(n-m-1)(n-m)}{(2n-3)(2n-1)},$$

$$H_n = \beta^2[(n+1)(n+2) - 6] \frac{n+m+1}{2n+3}, I_n = \beta^2[n(n-1) - 6] \frac{n-m}{2n-1}, J_n = \frac{n+m+1}{2n+3},$$

$$K_n = \frac{n-m}{2n-1}, Q_n = \omega + \epsilon \frac{(n-m)(n+m)}{(2n+1)(2n-1)} + \epsilon \frac{(n-m+1)(n+m+1)}{(2n+1)(2n+3)},$$

$$P_n = \epsilon \frac{(n+m+2)(n+m+1)}{(2n+5)(2n+3)}, M_n = \epsilon \frac{(n-m-1)(n-m)}{(2n-3)(2n-1)}.$$

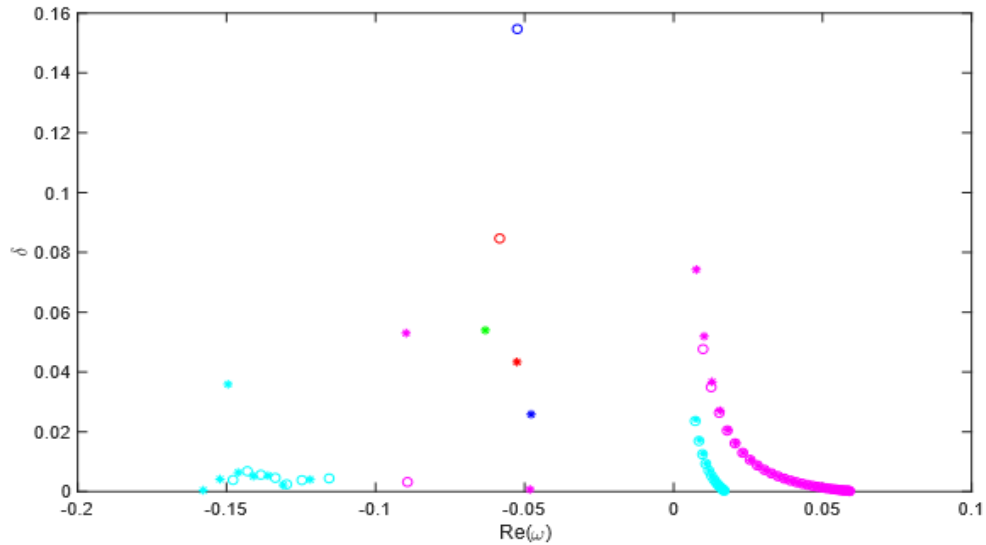
(1.52-1.53) გამოსახულებები არიან უსასრულო მწკრივები და უსასრულო რაოდენობის ჰარმონიკებისათვის დისპერსიული თანაფარდობა მიიღება, როდესაც სისტემის უსასრულო დეტერმინანტი ნულია. იმ მიზნით, რომ ამოვხსნათ დეტერმინანტი, ჩვენ ვჭრით სერიებს $n=100$ -თვის და ვიღებთ პოლინომიალის რიცხვით მნიშვნელობებს. როდესაც ა კომპლექსურია, მაშინ ამონახსნი არის არამდგრადი. რეალური ნაწილი $\text{Re}(\omega)$ არის სიხშირე და წარმოსახვითი ნაწილი $\text{Im}(\omega)$ არის ჰარმონიკების ზრდის მაჩვენებელი (growth rate). როგორც სიხშირეები, ასევე მათი ზრდის მაჩვენებელი დამოკიდებულია დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრებზე S_2, S_4 , რომელთა მნიშვნელობებიც განისაზღვრება ჰელიოსეისმოლოგიური დაკვირვებებით (Schou et al. 1998). ეს შეფასებული პარამეტრები ახლოს არიან ფოტოსფეროს მნიშვნელობებთან ტახოკლინის ზედა ნაწილში და ძალიან მცირდება ქვედა ნაწილში. ჩვენს გამოთვლებში დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრებია $S_2 = S_4 = 0.13$, რომელიც შეიძლება შეესაბამებოდეს ტახოკლინის შუა ნაწილს.

ნახ. 3.9-ზე მოცემულია ω კომპლექსურ სიბრტყეზე ყველა არამდგრადი ჰარმონიკების ზრდის ნორმალიზებული მაჩვენებლის დამოკიდებულება სიხშირეებზე მაგნიტური ველის სიდიდის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის. სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში (10 და 20 kG) გვაქვს ორივე მიმართულებით ტალღების გავრცელება: აღმოსავლეთით (ცაზე მზის ბრუნვის მიმართ) ანუ რეტროგრადული (უარყოფითი სიხშირეებით) და დასავლეთით ანუ პროგრადული (დადებითი სიხშირეებით). დასავლეთ მიმართულების მოდებს აქვთ დაბალი სიხშირეები ($< 0.05\Omega_0$), ხოლო აღმოსავლეთით გავრცელებულ ტალღებს კი საშუალო მნიშვნელობები (0.1 – 0.15 Ω_0). შევნიშნოთ, რომ შესაძლოა აღმოსავლეთ მიმართულების ტალღებს კავშირი ჰქონდეთ კრიტიკულ წერტილთან, $\omega_1 = \Omega_d$, (1.25-1.26) განტოლებებში, რაც განპირობებულია დიფერენციული ბრუნვით. მაშინ Ω_d -ს უარყოფითი ნიშანი მოითხოვს ω_1 -ის უარყოფით ნიშანს, ამგვარად, არამდგრადი მოდები არიან სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღები. მეორეს მხრივ, დასავლეთ მიმართულებით გავრცელებადი ტალღები შეიძლება შეესაბამებოდეს კრიტიკულ წერტილს, $\omega_1 = \beta\mu$,

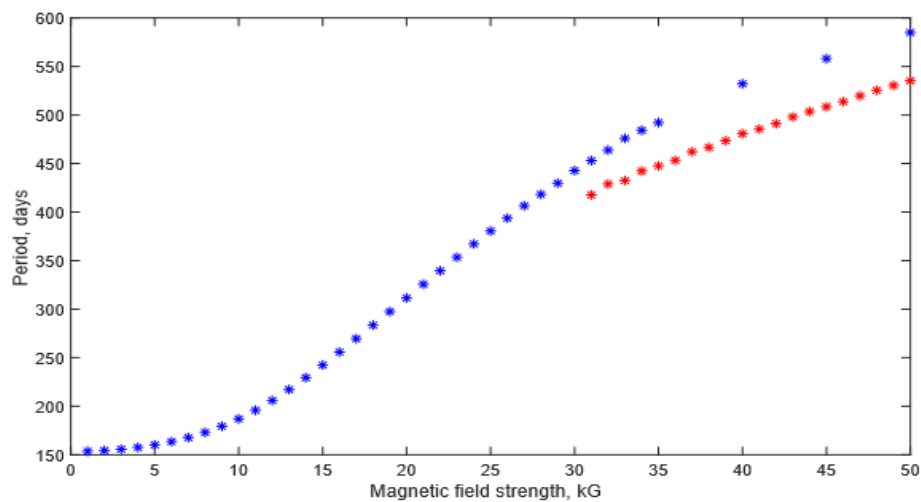
(1.28) განტოლებაში რაც განპირობებულია არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველით. ეს ტალღები შესაძლოა არიან ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები, რამდენადაც მათი სიხშირე არის დადებითი (1.36 განტოლება).

ძლიერი მაგნიტური ველი ($\geq 30kG$) აქრობს დასავლეთის მიმართულებით გავრცელებად ტალღებს და რჩება მხოლოდ აღმოსავლეთის მიმართულების ტალღები, რომელთა სიხშირეებია 0.05 Ω_0 , რაც დაახლოებით 560 დღიანი პერიოდია.

ნახ. 3.10-ზე მოცემულია ყველაზე არამდგრადი ჰარმონიკების პერიოდების დამოკიდებულება მაგნიტური ველის სიდიდეზე. სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში ფიქსირდება 150-180 დღიანი პერიოდები, რაც შეესაბამება რიგერის ტიპის პერიოდებს. ხოლო შედარებით ძლიერი მაგნიტური ველი იწვევს უფრო გრძელ პერიოდებს 400-600 დღის ხანგრძლივობით, რაც დაახლოებით ერთწლიანი პერიოდებია.



ნახ. 3.9 არამდგრადი ჰარმონიკების ნორმალიზებული ზრდის მაჩვენებლის ($\delta = Im(\omega)/Re(\omega)$) დამოკიდებულება მათ სიხშირეებზე, Ω_0 -ის ერთეულებში. 10 წელზე მეტი პერიოდები არ არიან ნაჩვენები. ვარსკვლავებით (წრეებით) აღნიშნულია სიმეტრიული (ანტისიმეტრიული) სიხშირეები. ზურმუხტისფერი, ცისფერი, მწვანე, წითელი და ლურჯი ფერები შეესაბამება მაგნიტური ველის სიდიდის მნიშვნელობებს 10 kG, 20 kG, 30 kG, 40 kG და 50 kG შესაბამისად. დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრებია $S_2 = S_4 = 0.13$.



ნახ. 3.10 არამდგრადი ჰარმონიკების პერიოდების დამოკიდებულება მაგნიტური ველის სიდიდეზე. ლურჯი (წითელი) ვარსკვლავები აღნიშნავენ სიმეტრიულ (ანტისიმეტრიულ) ამონახსნებს.

3.8 მრავალჯერადი პერიოდები მზის 23-ე ციკლში

წინამდებარე პარაგრაფის თეორიულმა შედეგებმა გვიჩვენეს, რომ სხვადასხვა ტალღების მოდები და ასევე ერთიდაიგივე მოდის სხვადასხვა ჰარმონიკები შეესაბამებიან დროის სხვადასხვა მასშტაბებს. მაშასადამე, ძალიან მნიშვნელოვანია მზის აქტიურობაში მრავალჯერადი პერიოდების ძებნა 150-500 დღის ხანგრძლივობით. ამ მიზნით ჩვენ ვიყენებთ გრინვიჩის სამეფო ობსერვატორიის მზის ლაქათა ფართობების ნახევარსფერულ მონაცემებს მზის 23-ე ციკლში. ამ ციკლს გააჩნია მნიშვნელოვანი ჩრდილოეთ-სამხრეთი ასიმეტრია, ამიტომ ჩვენ ვეძებთ პერიოდებს ორივე ნახევარსფეროში ცალ-ცალკე. მზის 23-ე ციკლს გააჩნია აქტიურობის ორი მაქსიმუმი: პირველი მაქსიმუმი ხდება ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში, ხოლო მეორე - კიდევ უფრო ძლიერი მაქსიმუმი სამხრეთ ნახევარსფეროში. მთელი ციკლის განმავლობაში უმეტესად დომინირებს სამხრეთ ნახევარსფერო, ხოლო ჩრდილოეთ ნახევარსფერო დომინირებს მხოლოდ მოკლე ინტერვალში.

150-500 დღიანი პერიოდების საპოვნელად ჩვენ ვიყენებთ მორლეტის ვეივლეტის ანალიზს (Torrence & Compo 1998) როგორც ცალ-ცალკე ნახევარსფეროებისთვის, ასევე მთლიან დისკზე. ნახ. 3.11 გვიჩვენებს მიღებულ პერიოდებს, რომლებიც კარგად ჩანს მზის აქტიურობის მაქსიმუმში. ამ დიაპაზონში უმოკლესი პერიოდია რიეგერის ტიპის პერიოდები, რომლებიც გვხვდება აქტიურობის თითქმის ყველა მაჩვენებელში (Rieger et al. 1984, Lean & Brueckner 1989, Carbonell & Ballester 1990, Oliver et al. 1998). ეს პერიოდულობა გამორჩეული სიძლიერისაა ორივე ნახევარსფეროში (ნახ. 3.11-ის შუა და ქვედა პანელები), თუმცა იგი ნაკლებად მძლავრია დისკის სრულ მონაცემებში (ნახ. 3.11-ის ზედა პანელი). 175 (160)-დღიანი პერიოდი ჩანს ჩრდილოეთ (სამხრეთ) ნახევარსფეროში და დაახლოებით 160 დღე სრული დისკის მონაცემებში.

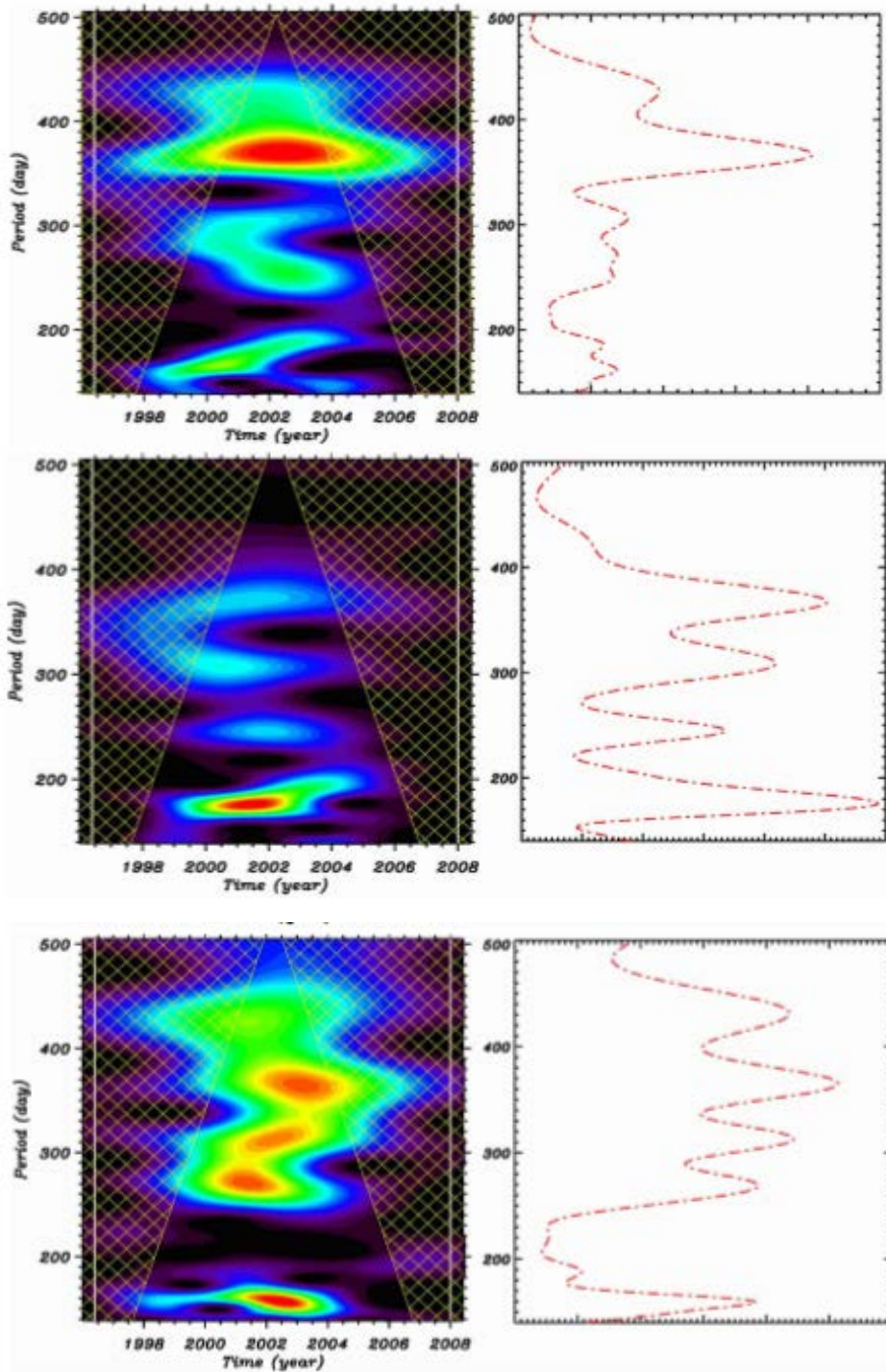
შემდეგი პერიოდი განისაზღვრება 200-300 დღის ინტერვალში. სამხრეთ ნახევარსფერო აჩვენებს მნიშვნელოვან პიკს 270 დღიანი პერიოდით, ხოლო ჩრდილოეთ

ნახევარსფეროზე გამოსახულია ნაკლებად მნიშვნელოვანი 245 დღიანი პიკი. სრული დისკის მონაცემებს პიკი აქვთ 260 დღეზე.

პერიოდულობის კიდევ ერთი პიკი გამოიხატება 310-320 დღის მახლობლობაში. ეს არის ნაკლებად მძლავრი პერიოდი, თუმცა ჩანს ნახ. 3.11-ის სამივე პანელში. სამხრეთ ნახევარსფერო გვიჩვენებს პიკს 320 დღესთან ახლოს, ხოლო ჩრდილოეთ ნახევარსფერო და სრული დისკი აჩვენებს 310 დღიან პერიოდულობას. ეს პერიოდი ძალიან ახლოსაა უფრო ადრინდელ ციკლებში მიღებულ შედეგებთან (Lean & Brueckner 1989, Oliver et al. 1992).

შემდეგი ძლიერი პიკი ჩანს 380 დღის მახლობლობაში სრულ დისკზე, ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროს მონაცემებში. ეს პიკი შეესაბამება დამზერილ 1-წლიან რხევებს კორონულ კაშკაშა წერტილებში (McIntosh et al. 2015, 2017). ამგვარად, მზის ლაქათა ფართობებსა და კორონულ კაშკაშა წერტილებს აქვთ ანალოგიური პერიოდულობა, რაც შეიძლება მიუთითებდეს მსგავს მექანიზმზე. ძალიან საინტერესო მცირე პიკი ჩანს 460 დღის მახლობლად სამხრეთ ნახევარსფეროში, ხოლო მსგავსი პიკი არ არსებობს ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში. ეს პერიოდულობა შეესაბამება 1.3 წლიან პერიოდს მზის აქტიურობაში, რომელსაც ჰელიოსეისმოლოგიური მონაცემები აჩვენებენ კონვექციური ზონის ქვეშ (Howe et al. 2000). ეს პერიოდი საკმაოდ ამოუცნობი ფენომენია, ის ვლინდება ზოგიერთ ციკლში და ქრება სხვა ციკლებში. ეს პერიოდულობა აშკარად ჩანს სრული დისკის მონაცემებში ნახ. 3.11-ის ზედა პანელში.

გლობალური ვეივლეტის ანალიზის პერიოდები (დღეებში) მოცემულია ცხრილი 1.-ში.



ნახ. 3.11 მზის ლაქათა ყოველდღიური მონაცემების მორლეტის ვეივლეტის ანალიზი. ზედა, შუა და ქვედა პანელი შეესაბამება სრულ დისკს, ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროებს. გლობალური პერიოდები გამოთვლილია და აგებულია თითოეული ვეივლეტის ანალიზის გვერდით.

ცხრილი 1. 23-ე ციკლის დამზერული პერიოდები მზის ლაქათა ფართობების ნახევარსფერული მონაცემების გამოყენებით. პირველი, მეორე, მესამე, მეოთხე და მეხუთე სვეტებში მოცემულია ყველაზე ძლიერი პერიოდები 150-200, 200-300, 300-350, 350-400 და 400-500 დღის ინტერვალებში. ეს პერიოდები ნაპოვნია ნახ. 3.11-ზე ვეივლეტ ანალიზით.

მთლიანი დისკი	160	260	310	380	450
ჩრდილოეთი ნახევარსფერო	175	245	310	380	---
სამხრეთი ნახევარსფერო	160	270	320	380	460

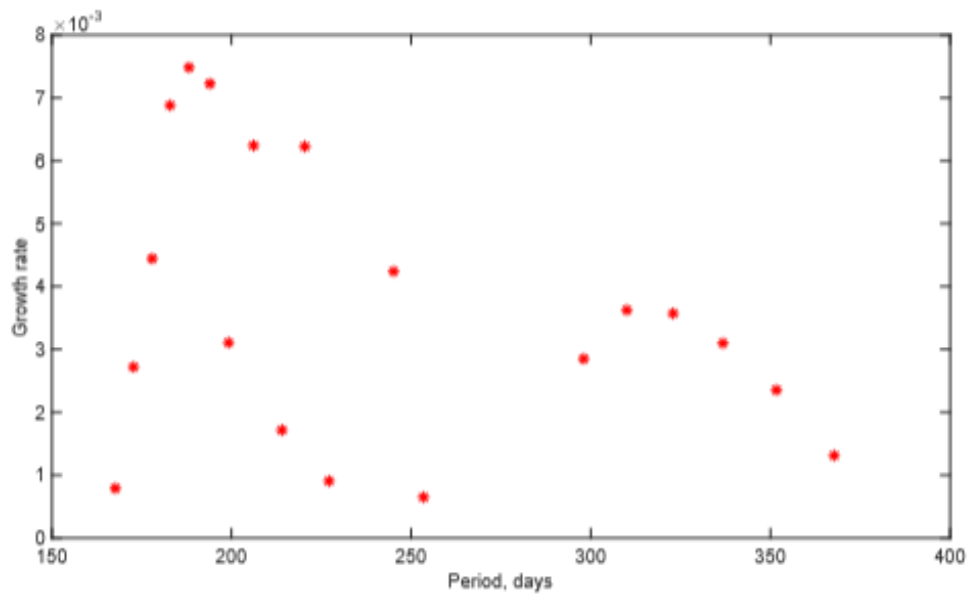
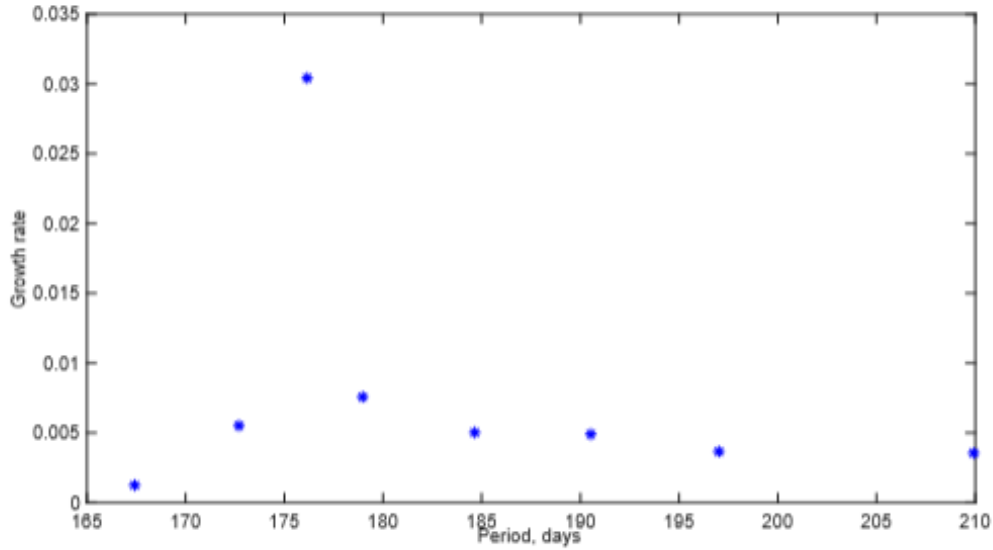
ამგვარად, განსხვავებული პერიოდები შეესაბამებიან განსხვავებულ ტალღურ მოდებს ან ერთიდაიგივე მოდის სხვადასხვა ჰარმონიკებს. დაკვირვებებით იზომება რხევის პერიოდი (1 წელი) და ტოროიდული ფაზური სიჩქარე ამ 1-წლიანი პერიოდის მქონე რხევებისათვის (McIntosh et al. 2017). ამიტომ უფრო ადვილია იმის დადგენა, თუ რომელი ტალღური მოდაა ამ რხევებზე პასუხისმგებელი. 380 დღიანი პერიოდი ასევე ჩანს GRO-ის მზის ლაქათა ფართობების მონაცემთა ანალიზში (ცხრილი 1.). ჩვენ განვიხილავთ მაგნიტო-კელვინისა და მაგნიტო-როსბის ტალღების როლს ამ პერიოდის წარმოქმნაში.

გლობალურ მაგნიტო-კელვინის ტალღებს, რომლებსაც აქვთ ეკვატორული გარშემოწერილობის სადარი ტალღის სიგრძე, ანუ $m = k_x R = 1$, სადაც $m(k_x)$ არის ტოროიდული ტალღური რიცხვი სფერულ (მართკუთხა) საკოორდინატო სისტემაში, შეიძლება ჰქონდეთ ერთწლიანი პერიოდი შემცირებული გრავიტაციის კონკრეტული მნიშვნელობებისათვის ზედა ტახოკლინში (იხილეთ ნახ. 3.7). მაგნიტო-კელვინის ტალღების ამონახსნები კონცენტრირებულია $\pm 40^\circ$ განედების შუალედში

არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველისათვის, რომლის პროფილია $B_0 \sin \theta \cos \theta$, სადაც θ განედა. მაგნიტო-კელვინის ტალღების დისპერსიული თანაფარდობა (1.18 განტოლება) გვაძლევს შემდეგ ფაზურ სიჩქარეს $v_{ph} = c = \sqrt{gH}$. თუ ჩვენ განვიხილავთ შემცირებული გრავიტაციის მნიშვნელობას როგორც $G \approx 0.006$, რომელიც რეალურად გვაძლევს ერთწლიან რხევას $m=1$ ჰარმონიკისათვის (ნახ. 3.7), მაშინ ფაზური სიჩქარე გამოვა დაახლოებით ~ 100 მწმ⁻¹. ეს სიჩქარე გაცილებით დიდია, ვიდრე დაკვირვებული ფაზური სიჩქარე 3 მწმ⁻¹ კიდევ ერთი პრობლემა არის ის, რომ მაგნიტო-კელვინის ტალღების ფაზური სიჩქარე დადებითია სუსტი მაგნიტური ველისთვის, ანუ ტალღები ბრუნვის მიმართულებით გადაადგილდებიან, მაშინ როდესაც დაკვირვება გვიჩვენებს რეტროგრადულ ფაზურ სიჩქარეს (McIntosh et al. 2017). ძალიან ძლიერ მაგნიტურ ველს (> 200 kG) შეუძლია გამოიწვიოს რეტროგრადული ფაზური სიჩქარე მაგნიტო-კელვინის ტალღებისათვის (Marquez-Artavia et al. 2017), მაგრამ ეს შესაძლებლობა ჩვენს შემთხვევაში ნაკლებად სავარაუდოა ორი მიზეზის გამო. პირველი, ეს მაგნიტური ველის სიდიდე საკმაოდ დიდია ვიდრე ტახოკლინშია მოსალოდნელი მნიშვნელობა. მეორე, მაგნიტო-კელვინის ტალღების ფაზური სიჩქარე ასეთი ძლიერი მაგნიტური ველისათვის აღწევს 2 კმ წმ⁻¹, რაც გაცილებით მაღალია, ვიდრე დაკვირვებული მნიშვნელობა. ამიტომ მაგნიტო-კელვინის ტალღები არ შეესაბამებიან დაკვირვებით მიღებულ შედეგებს, თუმცა თავის მხრივ, გლობალური მაგნიტო-კელვინის ტალღები $m = 1G = 0.004$ მნიშვნელობებისათვის შეიძლება იწვევდნენ 1.3 წლიან პერიოდებს (იხილეთ ცხრილი 1.-ის მეხუთე სვეტი).

გლობალურ მაგნიტო-როსბის ტალღებს შეუძლიათ ასევე გამოიწვიონ დაკვირვებული ერთწლიანი პერიოდი, როდესაც $\varepsilon \ll 1$. ამ შემთხვევაში შეგვიძლია განვიხილოთ სფერული ზედაპირი თხელი წყლის ფენის მაგივრად, რაც თავისთავად მნიშვნელოვნად ამარტივებს გამოთვლებს. ანალიზურმა გამოთვლებმა გვიჩვენა, რომ სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების სფერული ჰარმონიკები $m=1$ და $n=5$ (ან $n=6$) ტალღური რიცხვებისათვის აღწევენ ერთწლიან დროით მასშტაბებს. ამრიგად, შესაძლოა ეს ტალღები არიან პასუხისმგებელი დაკვირვებულ ერთწლიან პერიოდზე. სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღა არის რეტროგრადული, აქედან გამომდინარე ის აკმაყოფილებს

დაკვირვებებს. მეორეს მხრივ, მათი ფაზური სიჩქარე $m=1$ და $n=6$ ჰარმონიკისათვის, როცა მაგნიტური ველის სიდიდეა 6 kG , რომელიც იძლევა ერთწლიან პერიოდს დიფერენციალური ბრუნვის გარეშე (იხილეთ პარაგრაფი 3.4), შეიძლება შეფასდეს, როგორც 67.8 მ წმ^{-1} (1.44) განტოლებიდან დათვლილი ფაზური სიჩქარეები $n=6, 5, 4$ და 3 ჰარმონიკებისთვის მოცემულია ცხრილი 2.-ში. ეს სიჩქარეები გაცილებით დიდია, ვიდრე დაკვირვებებით მიღებული მნიშვნელობა 3 მ წმ^{-1} (McIntosh et al. 2017). თუმცა უნდა აღვნიშნოთ, რომ ფაზური სიჩქარე 67.8 მ წმ^{-1} შეფასებულია ეკვატორულ კუთხურ სიჩქარესთან მიმართებაში. მეორეს მხრივ, მაღალ განედებზე გლობალური როსბის ტალღების ფაზური სიჩქარე ლოკალურ ზედაპირთან მიმართებაში მზის დიფერენციული ბრუნვის გამო დაბალ მნიშვნელობებს მიიღებს, რადგან მაღალი განედები ეკვატორთან შედარებით უფრო ნელა ბრუნავენ. მაგალითად, 40° განედზე მზის ზედაპირი 65 მ წმ^{-1} სიჩქარით მოძრაობს ბრუნვის საპირისპიროდ ეკვატორის მიმართ თუ დიფერენციალური ბრუნვის პარამეტრია $S_2 = 0.2$. აქედან გამომდინარე, გლობალური როსბის ტალღა რომელიც გადაადგილდება 67.8 მ წმ^{-1} ფაზური სიჩქარით ეკვატორის მიმართ 40° განედზე უნდა გვიჩვენებდეს 2.8 მ წმ^{-1} ფაზურ სიჩქარეს ლოკალური ზედაპირის მიმართ. ეს ფაზური სიჩქარე კი ძალიან ახლოსაა დაკვირვებით მიღებულ შედეგებთან (McIntosh et al. 2017). ამგვარად, გლობალური მაგნიტო-როსბის ტალღის $m=1$ და $n=6$ ჰარმონიკა შესაძლოა იწვევდეს დაკვირვებულ 380 დღიან რხევებს, როდესაც მაგნიტური ველის სიდიდეა 6 kG . მაგნიტური ველის იგივე მნიშვნელობებისათვის $m=1$ და $n=5$ ჰარმონიკა გვაძლევს $310-320$ დღიან პერიოდს (იხილეთ ნახ. 3.7), რომელიც შეესაბამება ცხრილი 1.-ის მესამე სვეტს. $m=1$ და $n=4$ ჰარმონიკა გვაძლევს $240-270$ დღიან პერიოდს, რომელიც შეესაბამება ცხრილის 1-ის მეორე სვეტს. და ბოლოს, $m=1$ და $n=3$ ჰარმონიკა გვაძლევს რიეგერის ტიპის პერიოდებს $150-170$ დღიანი პერიოდით რომელიც შეესაბამება ცხრილი 1.-ის პირველ სვეტს. მაშასადამე, სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღის $m=1$ და $n=6, 5, 4, 3$ ჰარმონიკებს შეუძლიათ ახსნან დაფიქსირებული მრავალჯერადი პერიოდები 23 ციკლის მზის ლაქათა ფართობების მონაცემებში.



ნახ. 3.12 არამდგრადი მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდების შესაბამისი ნორმალიზებული ზრდის მაჩვენებელი ($\delta = Im(\omega)/Re(\omega)$), როდესაც მაგნიტური ველის სიდიდე 7 kG-ია და დიფერენციალური ბრუნვის პარამეტრებია $S_2 = S_4 = 0.12$. ზედა პანელი (ლურჯი ვარსკვლავები) გვიჩვენებს სიმეტრიულ მოდებს, ხოლო ქვედა პანელი (წითელი ვარსკვლავებით) კი ანტისიმეტრიულ მოდებს.

ამასთან ერთად უნდა ავლნიშნოთ, რომ ანალიზური ამონახსნები, რომლებიც დაკვირვებით მიღებულ პერიოდებს ემთხვევიან, სამართლიანია მხოლოდ სუსტი მაგნიტური ველის მნიშვნელობებისათვის (რამდენიმე kG). მაგნიტური ველის სიდიდის ზრდასთან ერთად მიღებული დისპერსიული თანაფარდობა სწორად აღარ აღწერს სავარაუდო პერიოდებს, ამიტომ შედეგს სიფრთხილით უნდა მოვეკიდოთ.

ცხრილი 2. მაგნიტო-როსბის ტალღების ფაზური სიჩქარეები $n=6, 5, 4, 3$ და $m=1$ ჰარმონიკებისათვის როდესაც მაგნიტური ველის სიდიდეა 6 kG.

N	6	5	4	3
ფაზური	67 მ/წმ	94 მ/წმ	137 მ/წმ	224 მ/წმ
სიჩქარე				

მზის დიფერენციული ბრუნვა ტოროიდულ მაგნიტურ ველთან ერთად იწვევს მაგნიტო-როსბის ტალღების არამდგრადობებს. ნახ. 3.12 გვიჩვენებს, რომ დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრების და მაგნიტური ველის სიდიდის ფიქსირებული მნიშვნელობები იწვევენ მაგნიტო-როსბის ტალღების ერთი ან ორი ყველაზე არამდგრადი რეტროგრადული (უარყოფითი სიხშირით) ჰარმონიკების ამპლიტუდის ზრდას. სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში პროგრადული ჰარმონიკებიც (დადებითი სიხშირით) ხდებიან არამდგრადები. მაგრამ ისინი ქრებიან მაგნიტური ველის სიდიდის ზრდის შემთხვევაში. რეტროგრადული ტალღები არიან სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღები, ხოლო პროგრადული კი - ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები. საინტერესო ფაქტია ის, რომ სუსტი მაგნიტური ველი იწვევს მრავალ არამდგრად ჰარმონიკას, ხოლო ძლიერი მაგნიტური ველი მხოლოდ ერთს ან ორს. სუსტი მაგნიტური ველისათვის (< 10 kG) არამდგრად ჰარმონიკებს აქვთ რიეგერის ტიპის პერიოდები, რომელთა ხანგრძლივობაც იზრდება 1-2 წლამდე შედარებით ძლიერი მაგნიტური ველისათვის (30-50 kG). ამგვარად, გლობალური მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკები შესაძლოა იწვევდნენ

დაკვირვებულ მრავალჯერად პერიოდებს სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში ($< 20 \text{ kG}$).

ანალიზური შედეგების არამდგრად მოდებთან შედარების მიზნით ჩვენ გამოვთვალეთ არამდგრადი ჰარმონიკების სპექტრი 7 kG მაგნიტური ველისთვის. ნახ. 3.12 გვიჩვენებს არამდგრადი რეტროგრადული მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდების შესაბამის ნორმალიზებულ ზრდის მაჩვენებელს როდესაც $m=1$, $S_2 = S_4 = 0.12$ და მაგნიტური ველის სიდიდეა 7 kG . სიმეტრიული ჰარმონიკების სპექტრში (ზედა პანელი) დომინირებს 175 დღიანი პერიოდის მქონე ჰარმონიკა, რაც შეესაბამება რიგერის ტიპის პერიოდებს. მეორეს მხრივ, ანტისიმეტრიული სპექტრი (ქვედა პანელი) ფორმალურად შეიძლება დაიყოს არასტაბილური ჰარმონიკების ორ ჯგუფად. ერთი ჯგუფის არამდგრად ჰარმონიკებს აქვთ 260 დღეზე ნაკლები პერიოდები, ხოლო მეორე ჯგუფის ჰარმონიკებს კი - 300 დღეზე მეტი პერიოდები. პირველი ჯგუფი შესაძლოა იწვევდეს 150-170 და 240-270 დღიან პერიოდებს, ხოლო მეორე კი 310-320 და 380 დღიან პერიოდებს.

ეს მარტივი გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ სწრაფ მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკებს პრინციპში შეუძლიათ გამოიწვიონ დაკვირვებული მრავალჯერადი პერიოდები, თუმცა უფრო დეტალური განხილვა აუცილებელია.

3.9. დასკვნითი შეფასება

ამგვარად, მზის ტახოკლინში გლობალური სფერული ტალღების წრფივი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ მაგნიტო-კელვინისა და სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკებს შეუძლიათ აღძრან დაკვირვებული 150-500 დღიანი პერიოდები. მაგნიტო-კელვინის ტალღების გავრცელება ხდება მზის ბრუნვის მიმართულებით (მაგნიტური ველის სიდიდის საშუალო მნიშვნელობებისათვის), ხოლო სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღები კი ვრცელდებიან ბრუნვის საპირისპირო მიმართულებით. რადგან დაკვირვებები გვიჩვენებენ რეტროგრადულ ფაზურ სიჩქარეს ერთწლიანი რხევებისთვის

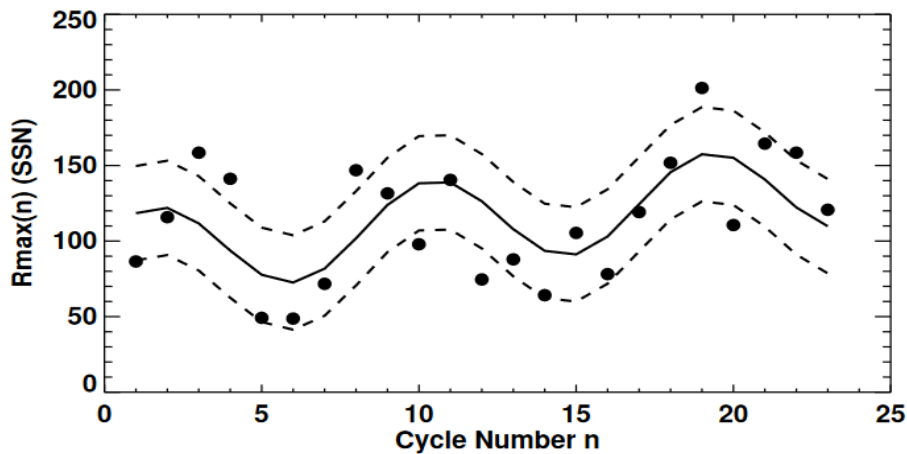
(McIntosh et al. 2017), ამიტომ ეს რხევები აიხსნება სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღებით და არა მაგნიტო-კელვინის ტალღებით.

მზის ლაქების მონაცემთა ბაზის მორლეტის ვეივლეტის ანალიზი მზის 23-ე ციკლში გვაძლევს მრავალჯერად პერიოდებს 450-460, 370-380, 310-320, 240-270 და 150-175 დღიანი ხანგრძლივობით. გრძელი 450-460 დღიანი პერიოდი შესაძლოა უკავშირდება 1.3 წლიან რხევებს (Howe et al. 2000) და სავარაუდოდ აიხსნება მაგნიტო-კელვინის ტალღებით. დანარჩენი პერიოდები შესაძლოა აიხსნას სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღის სხვადასხვა $m=1$ და $n=6, 5, 4, 3$ ჰარმონიკებით სუსტი ტოროიდული მაგნიტური ველისათვის ($< 10 \text{ kG}$). უნდა აღვნიშნოთ, რომ დაკვირვებული ერთწლიანი რხევების ნელი ფაზური სიჩქარე (McIntosh et al. 2017) შესაძლოა აიხსნას განედური დიფერენციული ბრუნვის არსებობით, რომელიც ანელებს მაგნიტო-როსბის ტალღის რეტროგრადულ ფაზურ სიჩქარეს. საჭიროა უფრო დეტალური ანალიზური და რიცხვითი დათვლები, რომლებიც ტახოკლინის სეისმოლოგიის განვითარებას შეუწყობენ ხელს.

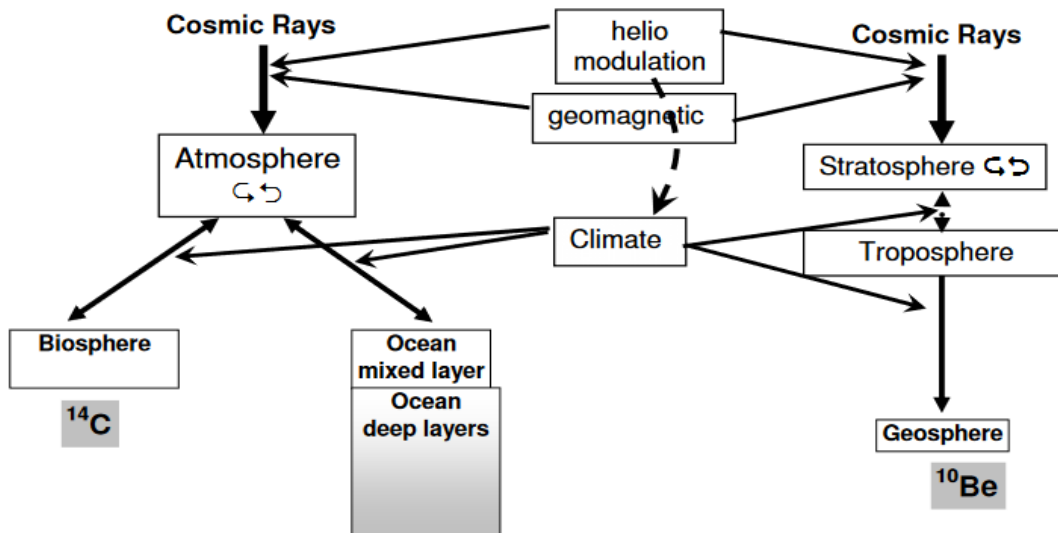
თავი 4. მაგნიტური როსბის ტალღები მზის ტახოკლინში და გრძელი პერიოდები მზის აქტიურობაში

4.1 გრძელი პერიოდები მზის აქტიურობაში

მზეზე მიმდინარე აქტიური პროცესები სხვადასხვა პერიოდულობის მქონე ცვლილებებს განიცდიან. ისინი პირობითად ორ ნაწილად იყოფიან: გრძელვადიან და მოკლევადიან ციკლებად. მოკლევადიან ციკლებზე წინა თავში გვექონდა საუბარი, ამიტომ აღარ გავიმეოებთ. გრძელვადიანი ციკლებს კი მიეკუთვნება 11 წლიანი, 22 წლიანი და საუკუნოვანი პერიოდები. მზის აქტიურობის სისტემური ცვალებადობა ციკლიდან ციკლამდე და მრავალი ციკლის განმავლობაში შეიძლება მნიშვნელოვანი პროცესი იყოს მზის ციკლის მოდელებისთვის და შეიძლება მომავალი ციკლების პროგნოზირებაშიც დაგვეხმაროს. აღსანიშნავია გრძელვადიანი ცვალებადობის რამდენიმე ძირითადი ასპექტი: უკიდურესად დაბალი აქტიურობის 70-წლიანი პერიოდი 1645 წლიდან 1715 წლამდე (Maunder Minimum), ციკლის ამპლიტუდის თანდათანობითი ზრდა მაუნდერის მინიმუმის შემდეგ (a Secular Trend), ციკლის ამპლიტუდაში 90-100 წლიანი ცვალებადობა (ნახ. 4.1, გლაისბერგის ციკლი, the Gleissberg Cycle), კენტი ციკლების სიძლიერე ლუწ ციკლებზე (the Gnevyshev–Ohl Effect), 200 წლიანი ციკლი რადიო იზოტოპებში (სუესის ციკლი) და ასე შემდეგ.



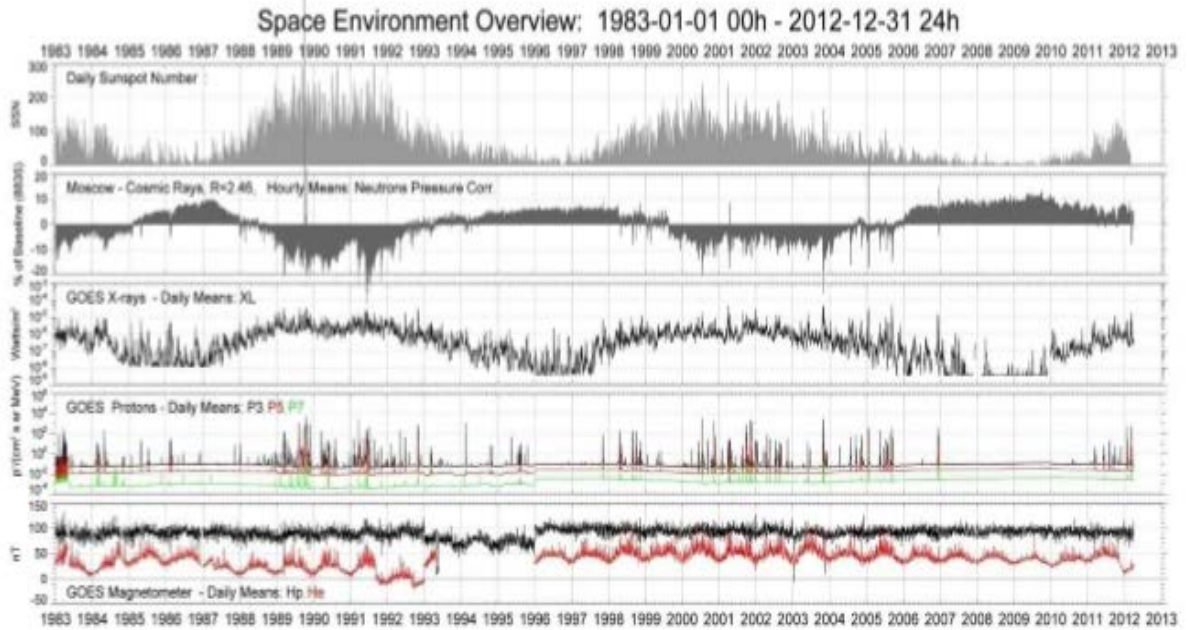
ნახ. 4.1 გლაისბერგის ციკლი. უწყვეტი ხაზით ნაჩვენებია ციკლის ამპლიტუდის ცვლილების საუკეთესო მორგება ციკლის რიცხვის სინუსოიდულ ფუნქციაზე. ჩანს დაახლოებით 9-ციკლიანი პერიოდულობა. რადგან ციკლის საშუალო პერიოდი 11 წელია, ეს ჯამში გვაძლევს ასწლიან პერიოდს (ადაპტირებულია Hathaway 2010-დან).



ნახ. 4.2 ^{14}C (მარცხნივ) და ^{10}Be (მარჯვნივ) იზოტოპების წარმოების ჯაჭვების სქემატური წარმოდგენა. კოსმოსური სხივების ნაკადის გავლენა დედამიწაზე როგორც ჰელიოსფერული ასევე გეომანტიური მოდულაციით. კლიმატის მიერ იზოტოპების გადანაწილება სხვადასხვა რეზერვუარებს შორის. წყვეტილი ხაზი გვიჩვენებს მზის აქტიურობის გავლენას კლიმატზე. წყარო: (http://sxi.ngdc.noaa.gov/sxi_greatest.html, http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray).

გალაქტიკური კოსმოსური სხივები (გკს) წარმოადგენენ მაღალენერგიულ ნაწილაკებს, რომელთა ენერგეტიკული სპექტრის განაწილების მაქსიმუმი 100 Mev - 1 Gev ფარგლებშია. ისინი წარმოიშვებიან ჩვენს გალაქტიკაში ან მის გარეთ. კოსმოსური სხივები ასევე წარმოიშვებიან მზეზე, თუმცა ისინი ნაკლებენერგიულები არიან (რამდენიმე KeV - 100 MeV-მდე). გკს შედგება 90% პროტონებისაგან, 9% ჰელიუმისა (α ნაწილაკები), უფრო მძიმე ატომების ბირთვებისაგან და 1% ელექტრონებისაგან (β ნაწილაკები). ატმოსფეროში შემოჭრისას გკს ნაწილაკები (პირველი ნაკადი) ეჯახებიან მოლეკულებს (ჟანგბადის, აზოტის), მათთან ურთიერთქმედების შედეგად იშლებიან და ქმნიან მეორადი ნაწილაკების (ნეიტრონები, მეზონები, ელექტრონები, პოზიტრონები და სხვა) ნაკადს, რომლებიც კასკადურად ვრცელდება დედამიწის ზედაპირამდე და მის სიღრმეებსაც აღწევს (ნახ. 4.2).

მზეზე მიმდინარე აქტიურ პროცესებს, როგორებიცაა, ენერგიული პროტონული მოვლენები, კორონული მასის ამოფრქვევები, ანთებები და სხვა, მოსდევს ჰელიოსფეროში გკს-ის ნაკადის შემცირება. მზის აქტიურობის მაქსიმუმში ჰელიოსფეროს მაგნიტური ველის სიდიდე აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და იწვევს გკს-ის მაქსიმალურ გაბნევას ჰელიოსფეროს საზღვართან ახლოს. ამიტომ გკს-ის ნაკადის ცვლილებები ანტიფაზაშია მზის აქტიურობის ინდექსებთან ანუ მისი რაოდენობის შემცირება ხდება მზის აქტიურობის მაქსიმუმის ფაზაში. მზის აქტიურობის დაკვირვებებით აღმოჩენილ იქნა კავშირი კოსმოსური სხივებით მიღებულ იზოტოპებსა და მზის მაგნიტურ ველს შორის. ნახ. 4.3-ზე მოყვანილია კოსმოსური გარემოს ზოგიერთი პარამეტრის გრძელვადიანი ცვლილებები როგორებიცაა მზის ლაქათა რიცხვი, კოსმოსური სხივები, რენტგენული სხივები, პროტონების ნაკადი და დედამიწის მაგნიტური ველის სიდიდე. აქ შესამჩნევია გარკვეული ანტიკორელაცია მზის აქტიურობასა და კოსმოსური სხივების ცვალებადობას შორის.

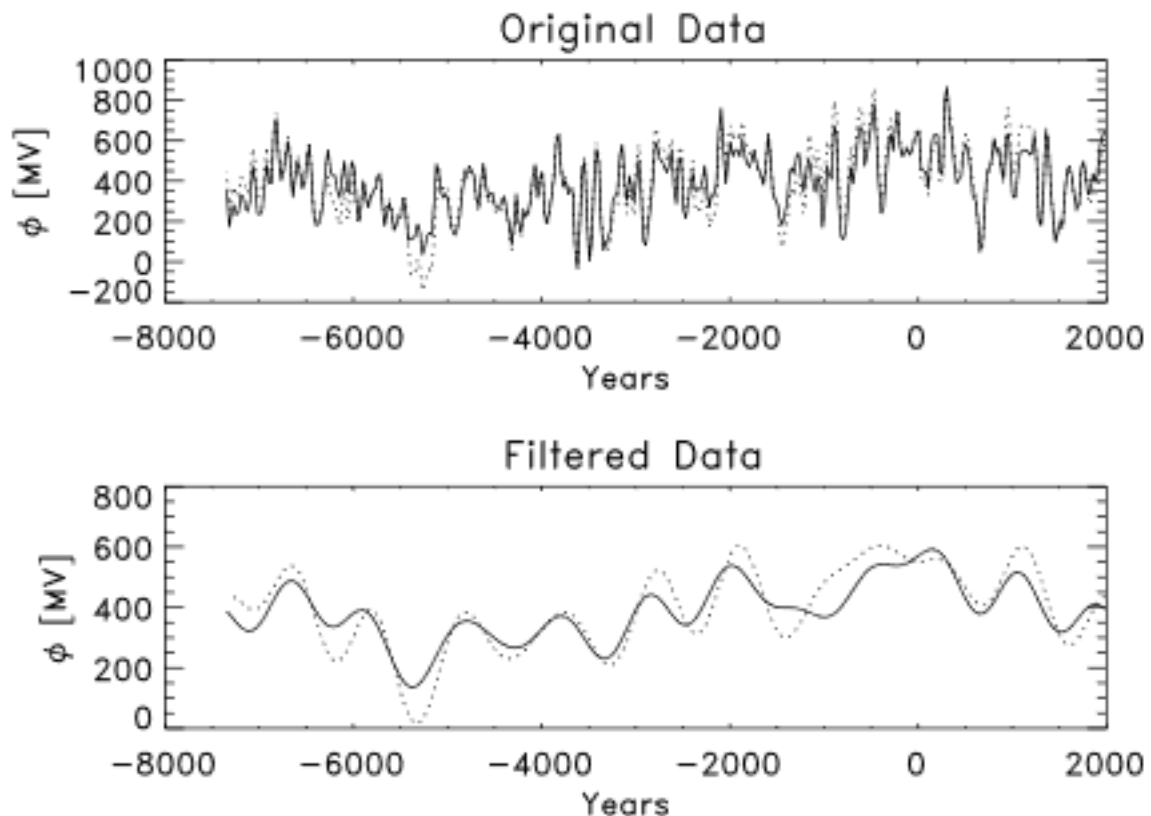


ნახ. 4.3 კოსმოსური გარემოს ზოგიერთი პარამეტრის გრძელვადიანი ცვლილებები: ზემოდან ქვემოთ, მზის ლაქების რიცხვი, კოსმოსური სხივების ნაკადი, რენტგენული სხივების ნაკადი, პროტონების ნაკადი, დედამიწის მაგნიტური ველის დამაბულობა. წყარო: (http://sxi.ngdc.noaa.gov/sxi_greatest.html, http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray).

ატმოსფეროში კოსმოგენური იზოტოპების წარმოების დეტალურმა მოდელებმა მზის წარსული გრძელვადიანი აქტიურობის რეკონსტრუქციის საშუალება მოგვცეს. ნახ. 4.4 - ზე მოცემულია მზის აქტიურობის დროითი სერია ბოლო 9300 წლის მანძილზე, რომლის რეკონსტრუქცია მოხერხდა ყინულში ^{10}Be იზოტოპის გაზომვის საშუალებით.

მზის აქტიურობაში დაკვირვებული გრძელვადიანი ცვალებადობა ჯერ კიდევ აუხსნელია (Hathaway 2010). შემოთავაზებულია სამი განსხვავებული მექანიზმი. პირველი ვარაუდობს, რომ მზის პროცესების არაწრფივი დინამიკა პერიოდული რხევებიდან ქაოსურზე გადასვლის შესაძლებლობას იძლევა მაგნიტური ველის სიდიდის გრძელპერიოდიანი მოდულაციის შედეგით (Weiss et al. 1984). მეორე მექანიზმი ითვალისწინებს მაგნიტური დინამო პარამეტრების შემთხვევით ცვალებადობას, რასაც მიყვავართ აქტიურობის გრძელპერიოდიანი ცვალებადობის ძირითად

მახასიათებლებთან (Choudhuri & Karak 2012). მესამე მოსაზრება არის ის, რომ მზის სისტემის პლანეტების გავლენამ შეიძლება გამოიწვიოს ტემპერატურული გრადიენტის მოდულირება და შესაბამისად მაგნიტური ველის პარამეტრული გაძლიერება მზის ტახოკლინში (Abreu et al. 2012). პირველი ორი მექანიზმი შეიძლება ხსნიდეს დიდი მინიმუმების (Grand Minima) არსებობას, თუმცა მზის ციკლების დაკვირვებული ხანგრძლივი მოდულირების ახსნა ვერ ხერხდება. მესამე, პლანეტარული ჰიპოტეზა ბოლო წლების განმავლობაში ინტენსიურად განიხილებოდა სამეცნიერო საზოგადოებაში (Charbonneau 2013), თუმცა ეს თეორია გააკრიტიკეს არასათანადო სტატისტიკური ანალიზისა (Cameron & Schüssler 2013, Polunianov & Usoskin 2014) და მონაცემთა შესაძლო არტიფაქტების (Cauquoin et al. 2014) გამო.



ნახ. 4.4 ბოლო 9300 წლის განმავლობაში მზის აქტიურობის რეკონსტრუქცია ^{10}Be იზოტოპის გაზომვის საშუალებით. ზედა პანელზე ორიგინალური მონაცემები, ქვედა პანელზე ფურიე ანალიზით გაფილტრული მონაცემები (ადაპტირებულია Hanslmeier et al 2014-დან).

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ ჰელიოსეისმოლოგიური შეფასებების მიხედვით ტახოკლინის დაახლოებით ორი მესამედი მდებარეობს სხივურ გარსში, ხოლო ერთი მესამედი კონვექციური ზონის ქვემოთ (Charbonneau et al. 1999b). მზის ტახოკლინი ასევე შეიცავს საკმაოდ ძლიერ ტოროიდულ ველს, რომელიც მზის ლაქათა წყაროს წარმოადგენენ. ამ ჰორიზანტული მაგნიტური ველის ზემოქმედებით ჰიდროდინამიკური როსბის ტალღა იხლიჩება სწრაფ და ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღებად. როგორც ვნახეთ სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღები სავარაუდოდ წარმოქმნიან რიეგერის ტიპის პერიოდებს (150-160 დღე) მზის აქტიურობაში (Zaqarashvili et al. 2010). ამასთან, ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღებს შეიძლება ჰქონდეთ ძალიან გრძელი პერიოდები.

ამ თავში ჩვენ განვიხილავთ ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღებს მზის ტახოკლინის ქვედა ფენაში და ვაჩვენებთ მათ კავშირს მზის აქტიურობის გრძელპერიოდიან ცვალებადობასთან. შედეგები გამოქვეყნებულია ნაშრომში:

Long-term variations in the Sun's activity caused by magnetic Rossby waves in the tachocline, Zaqarashvili, T. V., Oliver, R., Hanslmeier, A., Carbonell, M., Ballester, J. L., **Gachechiladze, T.** and Usoskin, I. G., **Astrophysical Journal Letters**, 805, L14, 2015.

4.2 ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები და გრძელი პერიოდები

განვიხილოთ სფერული საკოორდინატო სისტემა (r, θ, ϕ) , სადაც r არის რადიალური კოორდინატი, θ -თანაგანედი (იხილეთ წინა თავი) და ϕ -გრძედი. მაგნიტური ველი ძირითადად ტოროიდალურია მზის ტახოკლინში ამიტომ ჩვენ ვიყენებთ პროფილს $B = B_\phi(\theta) \sin \theta e_\phi$, სადაც B_ϕ განედის ფუნქციაა. მყარტანოვანი ბრუნვისა და ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის $B_\phi = B_0 = const$ გამოყენებით მბრუნავ სისტემაში ვიღებთ როსბის ტალღების შემდეგ დისპერსიულ თანაფარდობას:

$$\omega^2 + \frac{2\Omega_0 m}{n(n+1)}\omega + \frac{B_0^2 m^2}{4\pi\rho R^2} \frac{2-n(n+1)}{n(n+1)} = 0 \quad (2.1)$$

სადაც ω არის სფერული ჰარმონიკის სიხშირე, Ω_0 ეკვატორული კუთხური სიჩქარე, R არის მანძილი მზის ცენტრიდან, ρ - საშუალო სიმკვრივე, m და n შესაბამისად, ტოროიდული და პოლოიდური ტალღური რიცხვები. თუ $B_0^2/(4\pi\rho\Omega_0^2R^2) \ll 1$, რომელიც ადვილად სრულდება ტახოკლინში, მაშინ ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების დისპერსიული თანაფარდობაა:

$$\omega_{mn} = -m\Omega_0 \frac{B_0^2}{4\pi\rho\Omega_0^2R^2} \frac{2 - n(n+1)}{n(n+1)} \quad (2.2)$$

აქ ω_{mn} არის სფერული ჰარმონიკის სიხშირე. თითოეულ სფერულ ჰარმონიკას სხვადასხვა m და n ტალღური რიცხვებისათვის აქვს განსხვავებული სიხშირეები (შესაბამისად განსხვავებული პერიოდები) განსხვავებული მაგნიტური ველისთვის, B_0 . ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღებსა და მზის აქტიურობაში გრძელვადიანი პერიოდულობას შორის კავშირის დასადგენად საჭიროა სფერული ჰარმონიკების პერიოდებისა და დაკვირვებულ მონაცემებში ნაპოვნი პერიოდების შედარება.

ჩვენ ჩავატარეთ მზის ლაქების სპექტრული ანალიზი 1700 წლიდან 2013 წლამდე, და აღმოვაჩინეთ ძლიერი პიკები 100 და 180 წლიანი პერიოდებით (იხილეთ ნახ. 4.5, ზედა პანელი). ამ პერიოდების გაიგივება შესაძლებელია ცნობილ გლეისბერგისა (Gleissberg 1939, Hathaway 2010) და სუესის (Suess 1980) ციკლებთან. უფრო გრძელი პერიოდების განსაზღვრა შეუძლებელია მონაცემთა სერიის მოკლე ინტერვალის გამო (დაახლოებით 300 წელი).

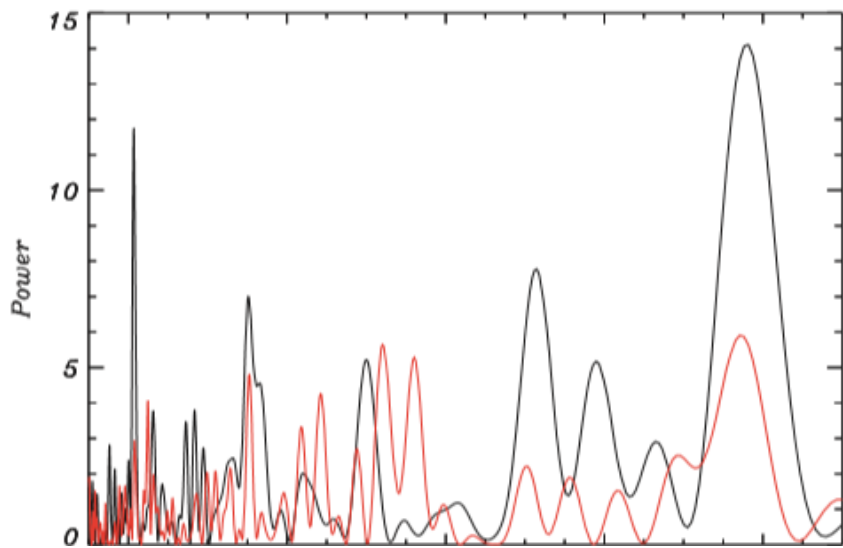
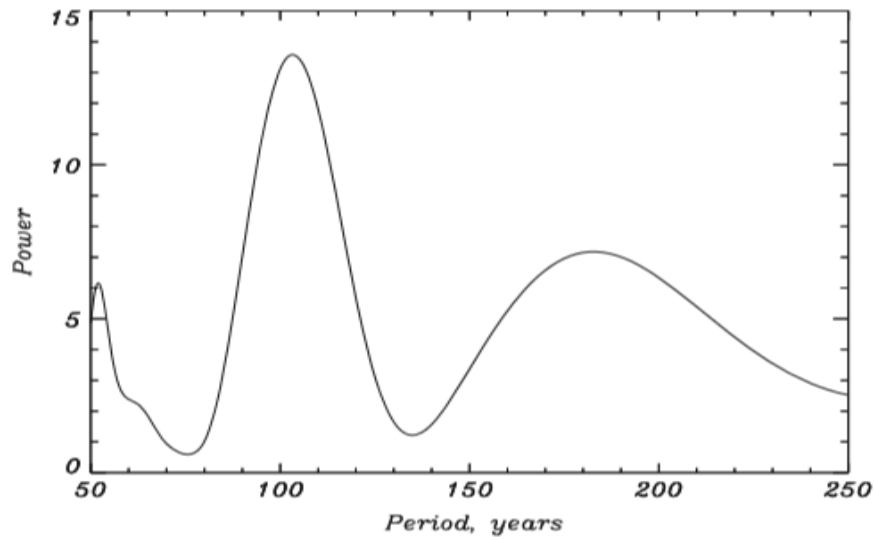
ძალიან გრძელი პერიოდების განსასაზღვრავად ვიყენებთ მზის აქტიურობის იმ მონაცემებს, რომლებიც აღდგენილია ^{10}Be და ^{14}C კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით. ^{10}Be გაზომილია გრენლანდიის GRIP ყინულებში და ^{14}C კი ხის რგოლებში ბოლო 10 ათასწლეულის განმავლობაში (Vonmoos et al. 2006, Usoskin et al. 2007). ორივე მონაცემთა ნაკრები გვიჩვენებს სხვადასხვა პერიოდებს (Usoskin et al. 2004, Steinhilber et al. 2012, Hanslmeier et al. 2013). სარწმუნო პერიოდების მოძებნის მიზნით ჩვენ გამოვიყენეთ ახალი მიდგომა და გადავფარეთ ორივე მონაცემების სპექტრი (იხილეთ ნახ. 4.5, ქვედა პანელი). შემდეგ შევარჩიეთ ის პერიოდები რომლებიც ორივე მონაცემებში ჩანდა. ასეთი

აღმოჩნდა ოთხი 1000, 500, 350 და 200 წლიანი პერიოდები. იზოტოპ ^{10}Be მონაცემთა ანალიზი ასევე გვიჩვენებს 700-800 წლის პერიოდს, თუმცა ^{14}C იზოტოპის მონაცემებში ის არ ჩანს. თუ შევაჯერებთ მზის ლაქათა რიცხვისა და კოსმოგენურ იზოტოპთა მონაცემებს, საბოლოოდ მივიღებთ 1000, 500, 350, 200 და 100-წლიან პერიოდებს.

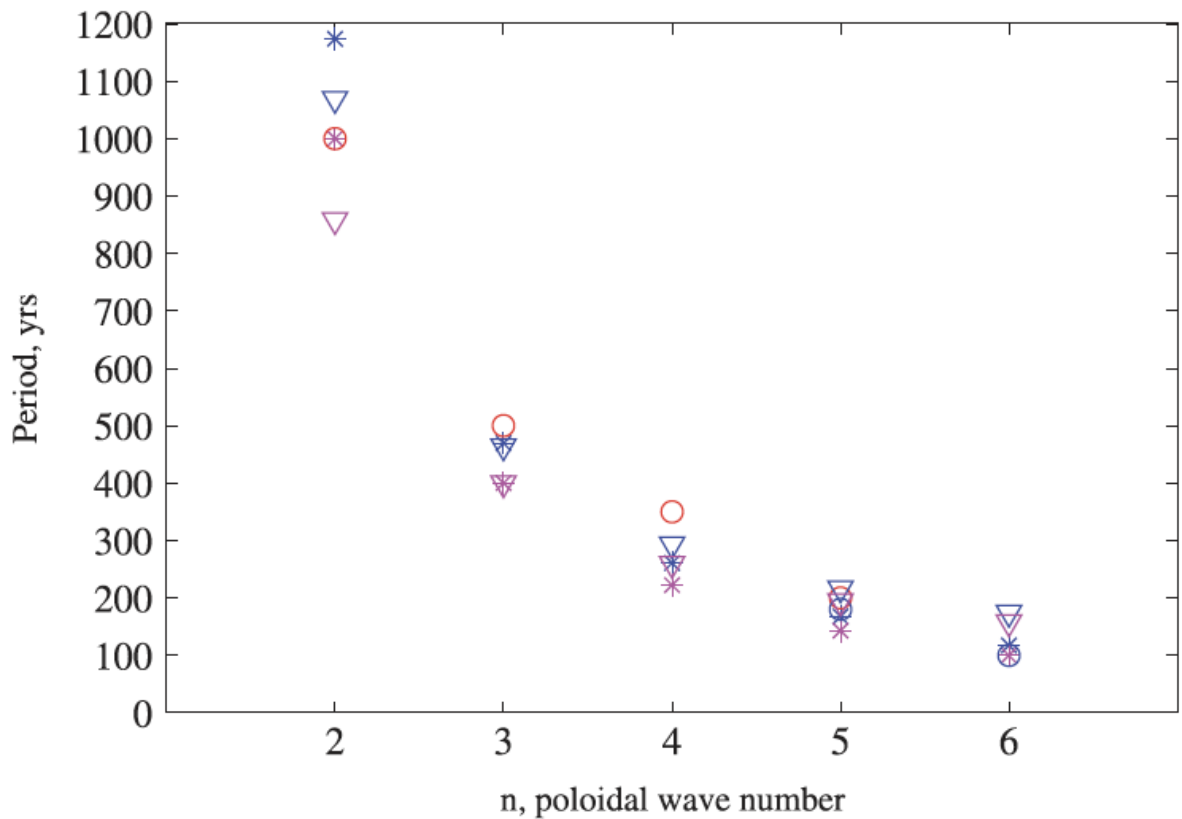
ცხრილი 3. ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების სფერული ჰარმონიკების პერიოდები, შეუმფოთებელი მაგნიტური ველის მნიშვნელობა 1300 G. თეორიული და დაკვირვებული პერიოდები მოცემულია სხვადასხვა ტალღური რიცხვისათვის.

m	n	თეორიული	დაკვირვებული
1	2	~1150 წელი	~1030 წელი ^{10}Be , ^{14}C
1	3	~450 წელი	~500 წელი ^{10}Be , ^{14}C
1	4	~250 წელი	~350 წელი ^{10}Be , ^{14}C
1	5	~180 წელი	~200 წელი მზის ლაქები
1	6	~100 წელი	~100 წელი მზის ლაქები

ჩვენ ვიყენებთ ქვედა ტახოკლინის შემდეგ პარამეტრებს: კუთხური სიჩქარე $\Omega_0 = 2.7 \cdot 10^{-6} \text{წმ}^{-1}$, სიმკვრივე $\rho = 0.2 \text{ გ/სმ}^3$, რადიუსი $R = 5 \cdot 10^{10} \text{ სმ}$ და მაგნიტური ველის სიმძლიერეა 1 200 გაუსი. $m=1$ და $n=2, 3, 4, 5, 6$ ტალღური რიცხვებისთვის (2.2) განტოლებიდან ვღებულობთ ~1170, ~470, ~260, ~170, ~110 წლიან პერიოდებს (ცხრილი 3.). ცხრილი 3. გვიჩვენებს საუკეთესო შესაბამისობას თეორიულ და დაკვირვებულ პერიოდებს შორის. ამრიგად, ჩვენ ვთვლით რომ მზის აქტიურობაში დაკვირვებული გრძელი პერიოდები შეესაბამებიან ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების პირველ ხუთ სფერულ ჰარმონიკას სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში.



ნახ. 4.5 გრძელი პერიოდები მზის აქტიურობაში. ზედა პანელი: მზის ლაქების მონაცემთა პერიოდოგრამა, ძლიერი პიკები კონცენტრირებულია 100 და 180 წლიან პერიოდებთან. მონაცემები ჩამოტვირთულია World Data Center-SILSO ბელგიის სამეფო ობსერვატორიის ბაზიდან. ქვედა პანელი: კოსმოგენური იზოტოპების ^{10}Be (Vonmoos et al. 2006; შავი ხაზი) და ^{14}C (Usoskin et al. 2007; წითელი ხაზი) მონაცემების მიხედვით მიღებული პერიოდოგრამა. ძლიერი პიკები კონცენტრირებულია დაახლოებით 1000, 500, 350, 200 და 100 წლიან პერიოდებთან.



ნახ. 4.6 მზის აქტიურობაში დამზერილი და თეორიული ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების პერიოდები სხვადასხვა ტალღური რიცხვისათვის, n . ლურჯი და წითელი წრეები აღნიშნავენ პერიოდებს, რომლებიც ნაპოვნია მზის ლაქებისა (ნახ. 4.5 ზედა პანელი) და კოსმოგენური იზოტოპების მონაცემთა (ნახ. 4.5 ქვედა პანელი) ანალიზით. ლურჯი და მეწამული ვარსკვლავები აღნიშნავენ (2.2) განტოლებით მიღებულ ნელ მაგნიტო-როსბის ტალღების $m=1$ და $n=2, 3, 4, 5, 6$ ჰარმონიკების პერიოდებს 1200 და 1300 გაუსი მაგნიტური ველისთვის. აქ დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრებია $S_2 = S_4 = 0.01$.

აღსანიშნავია, რომ ზემოთ განხილული მაგნიტური ველის სიდიდის მნიშვნელობა 1200 G, გაცილებით მცირეა, ვიდრე დინამოს მიერ წარმოქმნილი სავარაუდო მნიშვნელობა ($10^4 - 10^5 G$). მაგრამ, რადგან ტოროიდული ველი ნიშნის იცვლის ყოველი ახალი ციკლის დაწყებისას, მაშინ მაგნიტური ველის საშუალო მნიშვნელობა ციკლის პერიოდზე გაცილებით გრძელ დროით ინტერვალში თითქმის ნულია. ამრიგად, საშუალო

მნიშვნელობას არ შეუძლია გავლენა მოახდინოს ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების დინამიკაზე.

ამასთან არსებობს ორი განსხვავებული მექანიზმი, რომელიც შესაძლოა წარმოქმნიდეს სუსტ სტაბილურ (არანიშანცვლად) ტოროიდულ მაგნიტურ ველს ქვედა ტახოკლინში ან სხივური გარსის ზედა ნაწილში. პირველი, სტაბილური (არანიშანცვლადი) დინამო მექანიზმი საკმარისად დაბალი მაგნიტური დიფუზიის შემთხვევაში $\leq 10^7$ სმ² წმ⁻¹ წარმოქმნის სტაბილურ ტოროიდულ მაგნიტურ ველს ~ 1 kG სიდიდით ქვედა ტახოკლინში (Dikpati et al. 2006). ეს კი შეესაბამება ჩვენს მოთხოვნებს. მეორე, პირველადმა მაგნიტურმა ველმა, რომელიც გრავიტაციული კოლაფსის შედეგად მზის წიაღში დარჩა, შეიძლება შეაღწიოს მზის ტახოკლინში და იმოქმედოს როსბის ტალღებზე. ორივე მექანიზმს შეუძლიათ ახსნან დაკვირვებული Gnevyshev–Ohl 22-წლიანი წესი, რომელიც გვეუბნება, რომ მზის ლაქათა მონაცემებში კენტი ციკლები ზოგადად ძლიერია, ვიდრე ლუწი ციკლები. თუკი არსებობს სტაბილური მაგნიტური ველი, მაშინ მასთან დინამოს ნიშანცვლადი მაგნიტური ველის ურთიერთქმედებისას წარმოიქმნება 22-წლიანი მოდულაცია: ერთი ციკლის განმავლობაში ორივე ველს ექნება ერთი ნიშანი (შესაბამისად გააძლიერებენ ერთმანეთს), ხოლო მომდევნო ციკლის განმავლობაში საწინააღმდეგო ნიშანი (შესაბამისად შეასუსტებენ ერთმანეთს).

პირველადი მაგნიტური ველის სიდიდე შეფასებულია როგორც 1000 G სხივური გარსში ქვედა ნაწილში და 1 G ტახოკლინის ქვედა ნაწილში (Gough & McIntyre 1998). ეს არის პოლოიდური მაგნიტური ველი, რომელსაც ალბათ აქვს უმნიშვნელო გავლენა ციკლის სიძლიერეზე. ჰელიოსეისმოლოგიური გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ სხივური გარსი ერთგვაროვნად ბრუნავს. მაშასადამე, მაგნიტური ველი დარჩება პოლოიდური მის უმეტეს ნაწილში. მეორეს მხრივ, კონვექციურ ზონასა და ტახოკლინს აქვთ განედური დიფერენციული ბრუნვა, რომელიც 1.1 ფორმულით აღიწერება. დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრები S_2, S_4 მოცემულია დაკვირვებებით და მათი მნიშვნელობა დაახლოებით 0.14-ია (Schou et al. 1998). ამ სტატიაში შეფასებულია მზის ბრუნვის რადიალური დამოკიდებულება სხვადასხვა განედებზე მთელი კონვექციური ზონისა და

სხივური გარსის გასწვრივ. სტატიის ავტორებმა დაადგინეს რომ ტახოკლინის ცენტრი მდებარეობს ცენტრიდან $0.7 - 0.71R_{\odot}$ მანძილზე და აქვს უმნიშვნელო $0.05R_{\odot}$ სისქე. შესაბამისად, ტახოკლინის ქვედა საზღვარი მდებარეობს $0.68R_{\odot}$ -ზე. ხსენებული სტატიის ფიგურა 7 გვიჩვენებს რომ ტახოკლინის ცენტრთან ახლოს ($0.7R_{\odot}$) კუთხური სიჩქარე Ω არის 445 nHz (ნანოჰერცი) ეკვატორზე და 415 nHz 60° განედზე, რაც გვაძლევს დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრს $S_2 = 0.1$. ეს მნიშვნელობა არის ძალიან ახლოს ტახოკლინში დიფერენციალური ბრუნვის მნიშვნელობასთან. ტახოკლინის ქვედა საზღვართან ($0.68R_{\odot}$ -ზე) კუთხური სიჩქარე არის 440 nHz ეკვატორზე და 435 nHz 60° განედზე, რაც გვაძლევს დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრს $S_2 = 0.015$. ამრიგად, მცირე დიფერენციული ბრუნვა კვლავ არსებობს ქვედა ტახოკლინში. ამ დიფერენციულმა ბრუნვამ შეიძლება გამოიწვიოს ტოროიდული კომპონენტის წარმოქმნა პოლოიდური პირველყოფილი ველიდან, რომელიც სხივური გარსის ზედა ნაწილიდან აღწევს ტახოკლინის ქვედა ნაწილში. ინდუქციის განტოლება საშუალებას იძლევა გამოვიანგარიშოთ წარმოქმნილი ტოროიდული ველი როგორც $B_{\phi}/t_0 \approx B_{\theta}(\partial\Omega/\partial\theta)$, სადაც t_0 არის მახასიათებელი დრო (აღებულია როგორც ალვენის ტალღის $R\sqrt{4\pi\rho}/B_{\theta}$ დრო) და B_{θ} პირველადი მაგნიტური ველის პოლოიდური კომპონენტი. მაშინ ტოროიდული მაგნიტური ველის პროფილია

$$B_{\phi} \sim \widehat{B}_0 \cos \theta \sin \theta \quad (2.4)$$

სადაც \widehat{B}_0 არის 4300 G როცა $S_2 = 0.01$ და 1500 G როცა $S_2 = 0.0035$. სავარაუდო მაგნიტური ველის სიდიდე ემთხვევა ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღებისათვის საჭირო მნიშვნელობას, რომელსაც შეუძლია ახსნას დაკვირვებული პერიოდები. უნდა აღინიშნოს, რომ სტაბილური მაგნიტური ველის სიდიდე რომელიც ტურბულენტობის კინეტიკური ენერგიას უტოლდება $B_{eq} = \nu\sqrt{4\pi\rho}$, სადაც ν არის ტურბულენტობის სიჩქარე (0.01 კმ/წმ), არის 1500 G .

მაშასადამე, სტაბილური არანიშანცვლადი ტოროიდული მაგნიტური ველი წარმოიქმნება ან სტაბილური დინამო მექანიზმით დაბალი მაგნიტური დიფუზიურობის

დროს ან დიფერენციული ბრუნვით ქვედა ტახოკლინში, რომელიც მოქმედებს პირველად პოლოიდურ კომპონენტზე. ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია თავისუფლად გამოვიყენოთ მისი მნიშვნელობა 1000-1500 G.

მზის ციკლის სიძლიერე განისაზღვრება დინამოს ფენის მაგნიტური ენერგიით, ამიტომ იგი უკავშირდება მაგნიტური ველის სიდიდის კვადრატს. ტოროიდული მაგნიტური ენერგიის საშუალო ენერგია შემდეგი გამოსახულების პროპორციულია

$$\langle (B_d + B_s)^2 \rangle = \langle B_d^2 \rangle_\phi + \langle 2B_d B_s \rangle_\phi + \langle B_s^2 \rangle_\phi$$

სადაც ფრჩხილები აღნიშნავენ საშუალო მნიშვნელობას, როდესაც ϕ იცვლება 0-დან 2π -მდე, B_d არის დინამო-მექანიზმით წარმოქმნილი ნიშანცვლადი მაგნიტური ველი და B_s სტაბილური არანიშანცვლადი (პირველადი ან სტაბილური დინამო) მაგნიტური ველი. ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების სფერული ჰარმონიკები აღძრავენ სტაბილური მაგნიტური ველის ტოროიდულ დამოკიდებულებას m ტალღური რიცხვის შესაბამისად. მაგალითად, $m=1$ მოდა იწვევს $\cos \phi$ დამოკიდებულებას სტაბილურ ველში, მაშინ გრძედის მიხედვით გასაშუალოებული მაგნიტური ენერგია პროპორციულია $B_d^2 + B_{s0}^2/2$, სადაც B_{s0} არის სტაბილური მაგნიტური ველის ამპლიტუდა. B_{s0} აქვს დროითი ცვალებადობა ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების შედეგად, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული. შესაბამისად, ეს ტალღები შესაძლოა აღძრავენ გრძედის მიხედვით გასაშუალოებული მაგნიტური ენერგიის გრძელ პერიოდიან ცვალებადობას და შესაბამისად, მზის ციკლის სიძლიერის გრძელპერიოდიან მოდულაციას.

განედურმა დიფერენციულმა ბრუნვამ ტახოკლინის ქვედა ნაწილში (ან სხივური გარსის ზედა ნაწილში), ტოროიდულ მაგნიტურ ველთან ერთად შეიძლება გამოიწვიოს მაგნიტოჰიდროდინამიკური არამდგრადობები (Gilman & Fox 1997, Cally et al. 2003). იმისათვის რომ ვიპოვოთ არამდგრადი ჰარმონიკები, ჩვენ ვიყენებთ წინა თავში განხილულ ლეჟანდრეს პოლინომიალად გაშლის მეთოდს (Longuet-Higgins 1968). ამჯერად ჩვენ ვიყენებთ დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრებს $S_2 = S_4 = 0.01$ და მაგნიტური ველის მნიშვნელობას $B_0 = 1200 - 1300G$, რაც გვაძლევს არამდგრადი

ჰარმონიკების პერიოდებს, რომლებიც ძალიან ახლოს არიან დაკვირვებით მიღებულ და ანალიზურად გამოანგარიშებულ პერიოდებთან (იხილეთ ნახ. 4.6).

4.3 დრმა მინიმუმის წინასწარმეტყველება მზის აქტიურობაში

წინა პარაგრაფში რიცხვითი გამოთვლებით ვაჩვენეთ, რომ ტახოკლინის ქვედა საზღვართან ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების სფერულ ჰარმონიკებს ტოროიდული მაგნიტური ველის თანხლებით აქვთ გრძელი პერიოდები. ეს სტაბილური ტოროიდული ველი შეიძლება წარმოიქმნას ან მდგრადი დინამო მექანიზმით დაბალი მაგნიტური დიფუზიურობის გათვალისწინებით (Dikpati et al. 2006) ან განედური დიფერენციული ბრუნვის მოქმედებით პირველად პოლოიდურ ველზე. სტაბილური დინამოს მაგნიტური ველის სიდიდე ქვედა ტახოკლინში არის $\sim 1kG$ დაბალი მაგნიტური დიფუზიის $\leq 10^7 \text{ cm}^2 \text{ წმ}^{-1}$ დროს (Dikpati et al. 2006). ხოლო პირველად პოლოიდურ ველს შეუძლია სხივური გარსიდან შეაღწიოს ქვედა ტახოკლინში და მცირე განედურ დიფერენციულ ბრუნვასთან ერთად წარმოიქმნას ტოროიდული კომპონენტი სხივური გარსსა და ტახოკლინს შორის სივრცეში (Schou et al. 1998). დიფერენციული ბრუნვის პარამეტრის მცირე მნიშვნელობას $S_2 = 0.003 - 0.01$ მიყვავართ ტოროიდული მაგნიტური ველის მნიშვნელობამდე 1500-4000 G. ორივე შემთხვევაში, როგორც სტაბილური დინამო მაგნიტური ველის ასევე პირველადი პოლოიდური მაგნიტური ველის დროს მაგნიტო-როსბის ტალღების სფერულ ჰარმონიკების პერიოდები შეესაბამებიან დაკვირვებულ გრძელ პერიოდებს მზის ლაქებისა და კოსმოგენური რადიონუკლიდების მონაცემებიდან.

ამ შესაბამისობას გააჩნია საიმედო ფიზიკური საფუძველი: ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები იწვევენ სტაბილური არანიშანცვლადი ტოროიდული მაგნიტური ველის პერიოდულ რხევას ქვედა ტახოკლინში, რაც თავის მხრივ იწვევს მაგნიტური ველის დინამოს და შესაბამისად მზის ციკლის სიძლიერის პერიოდულ ცვალებადობას.

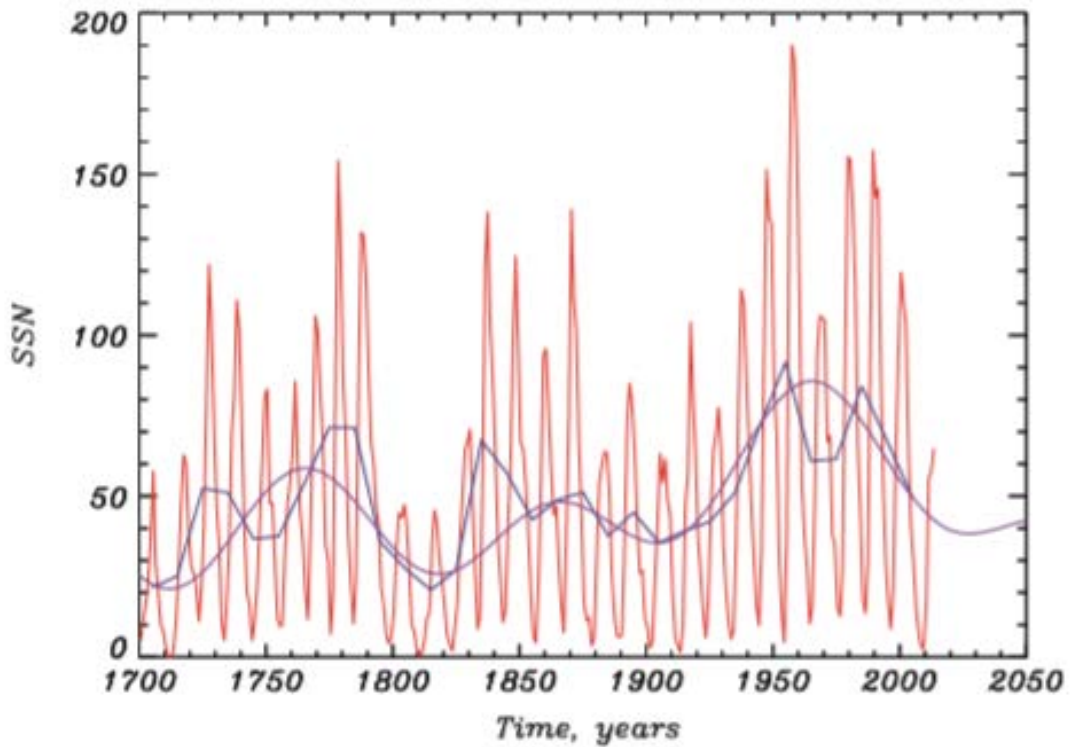
კონვექცია არ აღწევს ტახოკლინის ქვედა ნაწილში, ამიტომ ეს არე სტაბილურია ზედა ნაწილის საპირისპიროდ. მაშასადამე, სტაბილური მაგნიტური ველი და ფართომასშტაბიანი ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები არ განიცდიან კონვექციის მნიშვნელოვანი ზემოქმედებას.

მკვდ არამდგრადობები იწვევენ აქტიური განედების გაჩენას მზის ტახოკლინში, რომელიც დამოკიდებულია ტალღურ რიცხვზე, m (Dikpati & Gilman 2005). მაგნიტურ როსბის ტალღებს შეუძლიათ გამოიწვიონ აქტიური განედების მიგრაცია ტოროიდული მიმართულებით (Berdyugina & Usoskin 2003; Gyenge et al. 2014). ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების ფაზური სიჩქარე ტოროიდული მიმართულებით არის

$$v_{ph} = -\frac{B_0^2}{4\pi\rho\Omega_0 R} \frac{2 - n(n+1)}{2} \quad (2.8)$$

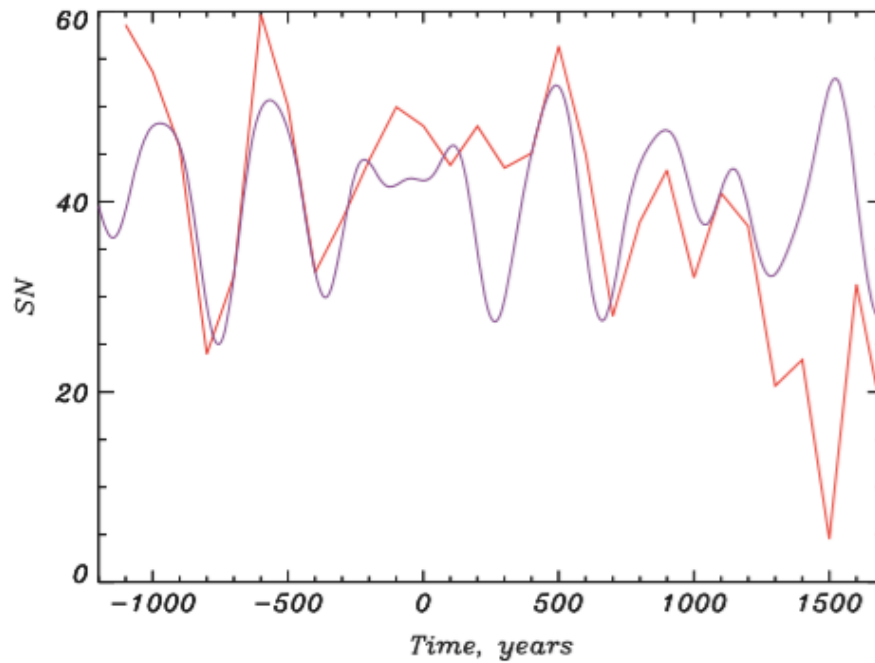
რომელიც $n=2$ და $B_0 = 1200G$ -სთვის აღწევა 8 მ/წმ-ს. ეს სიჩქარე გაცილებით მცირეა მზის ზედაპირის სიჩქარესთან შედარებით, შესაბამისად ძნელია მიგრაციის დაკვირვება.

ნელი მაგნიტური როსბის ტალღები, რომლებიც მზის აქტიურობაში დაკვირვებულ ხანგრძლივ პერიოდებს ასახავენ, შეიძლება გამოყენებულ იქნან მზის აქტიურობის გრძელვადიან პროგნოზირებისთვის. ჩვენ ავიღეთ ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების პირველი 5 ჰარმონიკა (1000, 500, 350, 200 და 100 წლიანი პერიოდებით) როგორც სინუსოიდური ფუნქციების ჯამი და შევადარეთ მზის ლაქების მონაცემებს 1700 წლიდან 2000 წლამდე (იხილეთ ნახ. 4.7). შედეგად მიღებული მრუდი საკმაოდ კარგად აღწერს მზის აქტიურობის გრძელვადიან ცვალებადობას. ჩვენი მოდელის თანახმად დაახლოებით 2030 წლისათვის უნდა ველოდოთ ღრმა მინიმუმს მზის აქტიურობაში, რაც იმას ნიშნავს, რომ შემდეგი ორი მზის ციკლი საკმაოდ სუსტი იქნება, მაგრამ შემდეგ აქტიურობა კვლავ დაიწყებს ზრდას.



ნახ. 4.7 მზის მომავალი ციკლების სიმძლიერის პროგნოზირება მაგნიტური როსბის ტალღის თეორიის გამოყენებით. წითელი და ლურჯი მრუდები გვიჩვენებენ წლიურ და 10 წლით გასაშუალოებულ მზის ლაქათა მონაცემებს. მეწამული მრუდი გვიჩვენებს 1000, 500, 350, 200 და 100 წლიანი პერიოდების ხუთი სინუსოიდური ფუნქციის ჯამს.

ჩვენ ასევე შევადგინეთ ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების პირველი ოთხი ჰარმონიკის (1000, 500, 350 და 200 წლიანი პერიოდებით) როგორც სინუსოიდური ფუნქციების ჯამი და შევადარეთ მზის ლაქების 100 წლით გასაშუალოებულ მონაცემებს ბოლო სამი ათასწლეულის განმავლობაში, რომლებიც მიღებულია კოსმოგენური რადიონუკლიდების იზიტოპით ^{14}C (იხილეთ ნახ. 4.8). ზოგადად კარგი შესაბამისობა მივიღეთ გარდა შპიორერის (Spörer) მინიმუმისა (რომელიც დაახლოებით 1500 წელს დაიკვირვება), სადაც მრუდები ანტიფაზაში არიან. ეს შეუსაბამობა ალბათ გამოწვეულია მზის აქტიურობაში ორი განხვავებული რეჟიმის გამო, როგორც ამას ზოგიერთი მეცნიერი ვარაუდობს (Usoskin et al. 2014).



ნახ. 4.8 მაგნიტური როსბის ტალღის ჰარმონიკების ჯამისა და მზის აქტიურობის შესაბამისობა ბოლო სამი ათასწლეულის განმავლობაში. წითელი ხაზი გვიჩვენებს 100 წლით გასაშუალებულ ლაქების მონაცემებს ბოლო სამი ათასწლეულის განმავლობაში, რომლებიც კოსმოგენური რადიონუკლიდების იზოტოპით ^{14}C -ით არის აღდგენილი. იისფერი მრუდი კი გვიჩვენებს ოთხი სინუსოიდური ფუნქციის (1000, 500, 350, 200 წლიანი პერიოდებით) ჯამს, რომლებიც ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების პირველ 4 ჰარმონიკას შეესაბამებიან.

4.4 დასკვნითი შეფასებები

ჩვენ განვიხილეთ სხივური გარსისა და ტახოკლინის ფართომასშტაბიანი ურთიერთკავშირის მარტივი აღწერა. დიფერენციული ბრუნვისა და პირველადი მაგნიტური ველის ტოროიდული მდგენელის დინამიური ურთიერთკავშირი სხივური გარსის ზედა ნაწილსა და ტახოკლინის ქვედა ნაწილს შორის გარდაუვლად იწვევს გრძელპერიოდიან პერიოდებს ნელი მაგნიტური როსბის ტალღების საშუალებით. ეს

ტალები მოქმედებენ დინამო მექანიზმზე, ახდენენ მის პერიოდულ მოდულაციას და შესაბამისად მზის აქტიურობის გრძელპერიოდიან ცვალებადობას.

როსბის ტალების არამდგრადობების ჩვენს მიერ აღწერილი სცენარი მზის ტახოკლინში არის მხოლოდ საწყისი გამოკვლევა, რომელიც უთუოდ საჭიროებს მომავალში უფრო დახვეწილი მოდელების განხილვას (ინტენსიური რიცხვითი დათვლების ჩათვლით). ეს ხელს შეუწყობს მზის აქტიურობის გრძელვადიანი პროგნოზირების განვითარებას. ამ თეორიამ შეიძლება ასევე გამოიწვიოს მზის მსგავსი ვარსკვლავების აქტიურობის დაკვირვებული გრძელვადიანი ცვალებადობის ახლებური კუთხით შესწავლა.

თავი 5. სადოქტორო ნაშრომის შედეგების მოკლე აღწერა

- ❖ თეორიული თვალსაზრისით შევისწავლეთ გლობალური მაგნიტო-კელვინის და მაგნიტო-როსბის ტალღების დინამიკა ტოროიდული ველის თანხლებით მზის ტახოკლინში. სფერული კოორდინატების გამოყენებით ანალიზურად მიღებულ იქნა ტალღების დისპერსიული თანაფარდობები და ამონახსნების განედური სტრუქტურა.
- ❖ მივიღეთ არამდგრადი მაგნიტო-როსბის ტალღების ჰარმონიკების სპექტრი განედური დიფერენციული ბრუნვის თანხლებით. ვიპოვეთ, რომ მაგნიტო-კელვინის ტალღების გავრცელება ხდება მზის ბრუნვის მიმართულებით, ხოლო სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღები კი ვრცელდებიან ბრუნვის საპირისპირო მიმართულებით. მზის აქტიურობაში დაკვირვებული ერთწლიანი რხევები გადაადგილდებიან მზის ბრუნვის საპირისპირო მიმართულებით. ამიტომ ეს რხევები აიხსნება სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღებით.
- ❖ გავანალიზეთ გრინვიჩის სამეფო ობსერვატორიის მზის ლაქების მონაცემები მზის 23-ე ციკლში ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროებში მრავალჯერადი პერიოდების მოძებნის მიზნით. ანალიზით გამოვლინდა მრავალჯერადი 450-460, 370-380, 310-320, 240-270 და 150-175 დღიანი პერიოდები ნახევარსფერულ და მთლიანი დისკის მონაცემებში.
- ❖ მიღებული თეორიული და დაკვირვებითი შედეგების ანალიზით დავადგინეთ, რომ მაგნიტო-კელვინის ტალღები აღძრავენ 450-460 დღიან (1.3 წლიან) პერიოდებს ტახოკლინის ზედა ფენაში, ხოლო სწრაფი მაგნიტო-როსბის ტალღების $m=1$, და $n=6, 5, 4, 3$ ჰარმონიკები აღძრავენ დაკვირვებულ 370-380, 310-320, 240-270 და 150-175 დღიან პერიოდებს.

- ❖ განვიხილეთ ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღები მზის ტახოკლინის ქვედა ფენაში და ვაჩვენეთ მათ კავშირი მზის აქტიურობის გრძელპერიოდთან ცვალებადობასთან.
- ❖ გრძელი პერიოდების განსასაზღვრავად გამოვიყენეთ მზის აქტიურობის ის მონაცემები, რომლებიც აღდგენილია ^{10}Be და ^{14}C კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით. შევაჯერეთ მზის ლაქათა რიცხვისა და კოსმოგენურ იზოტოპთა მონაცემები და საბოლოოდ მივიღეთ 1000, 500, 350, 200 და 100 წლიანი პერიოდები.
- ❖ მზის აქტიურობაში დაკვირვებული გრძელი პერიოდები შეესაბამებინა ნელი მაგნიტო-როსბის ტალღების $m=1$ და $n=6, 5, 4, 3$ სფერულ ჰარმონიკების პერიოდებს სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში. ნელი მაგნიტური როსბის ტალღები, რომლებიც მზის აქტიურობაში დაკვირვებულ ხანგრძლივ პერიოდებს ასახავენ, შეიძლება გამოყენებულ იქნან მზის აქტიურობის გრძელვადიან პროგნოზირებისთვის. ჩვენი პროგნოზით დაახლოებით 2030 წლისათვის უნდა ველოდოთ ღრმა მინიმუმს მზის აქტიურობაში, ამიტომ შემდეგი ორი მზის ციკლი საკმაოდ სუსტი იქნება, მაგრამ შემდეგ აქტიურობა კვლავ დაიწყებს ზრდას.

სადოქტორო ნაშრომის შედეგები გამოქვეყნებულია ორ სამეცნიერო სტატიაში:

1. Magneto-Rossby waves in the solar tachocline and the annual variations in solar activity, **Gachechiladze, T.**, Zaqarashvili, T. V., Gurgenashvili, E., Ramishvili, G., Carbonell, M., Oliver, R., Ballester, J. L., **Astrophysical Journal**, 874, 162, 2019
2. Long-term variations in the Sun's activity caused by magnetic Rossby waves in the tachocline, Zaqarashvili, T. V., Oliver, R., Hanslmeier, A., Carbonell, M., Ballester, J. L., **Gachechiladze, T.** and Usoskin, I. G., **Astrophysical Journal Letters**, 805, L14, 2015

ბიბლიოგრაფია

- Abramowitz, M., & Stegun, I.A. 1964, Handbook of Mathematical Functions (Washington, D.C.: National Bureau of Standards)
- Abreu et al., Long-term solar activity: improvements and predictions 2012 39th COSPAR Scientific Assembly. Held 14-22 July 2012, in Mysore, India. Abstract A1.1-103-12, p.120
- Andersson, N., Kokkotas, K., & Schutz, B. F. Gravitational Radiation Limit on the Spin of Young Neutron Stars 1999, ApJ, 510, 846
- Bazilevskaya, G., Broomhall, A.-M., Elsworth, Y. and Nakariakov, V. M., A Combined Analysis of the Observational Aspects of the Quasi-biennial Oscillation in Solar Magnetic Activity 2014, Space Science Reviews, 186, 359
- Benevolenskaya, E. E., A Model of the Double Magnetic Cycle of the Sun 1998, ApJ, 509, L49
- Broomhall, A.-M., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., and Simoniello, R., Quasi-biennial variations in helioseismic frequencies: can the source of the variation be localized? 2012, MNRAS, 420, 1405
- Bouchut, F., Le Sommer, J., & Zeitlin, V. Breaking of balanced and unbalanced equatorial waves, 2005, Chaos, 15, 013503
- Bonomo, A. S., & Lanza, A. F. Starspot activity and rotation of the planet-hosting star Kepler-17, 2012, A&A, 547, A37
- Carbonell, M. & Ballester, J. L. A short-term periodicity near 155 day in sunspot areas, 1990, A&A, 238, 377
- Cameron R. & Schussler M., No evidence of planetary influence on solar activity, 2013

Cauquoin et al., Using beryllium-10 to test the validity of past accumulation rate reconstruction from water isotope records in East Antarctic ice cores, 2014

Charbonneau, P. Dynamo Models of the Solar Cycle 2005, LRSP, 2, 2

De Sterck H., Poedts S., Disintegration and reformation of intermediate-shock segments in three-dimensional MHD bow shock flows, 2001

Dikpati, M. & Gilman, P. A. Flux-Transport Dynamos with α -Effect from Global Instability of Tachocline Differential Rotation: A Solution for Magnetic Parity Selection in the Sun, 2001, ApJ, 551, 536

Dikpati, M. & Gilman, P. A., A shallow-water theory for the Sun's activity longitudes, 2005, ApJ, 635, L193

Dikpati, M., Cally, P. S., McIntosh, S. W. and Heifetz, E., The Origin of the "Seasons" in Space Weather, 2017, Nature Scientific Reports, 7, 14750

Dikpati, M., McIntosh, S. W., Bothun, G., Cally, P. S., Ghosh, S. S., Gilman, P. A.,

Umurhan, O. M., Role of Interaction between Magnetic Rossby Waves and Tachocline Differential Rotation in Producing Solar Seasons, 2018, ApJ, 853, 144

Gigolashvili, M. Sh., Japaridze, D. R., Pataraya, A. D. & Zaqarashvili, T.V., Propagation of a quasi bi-annual impulse close to the moment of the solar magnetic field polarity changing, 1995, Sol. Phys., 156, 221

Gill, A. E. 1982, Atmosphere-Ocean Dynamics, San Diego: Academic Press

Gilman, P. A., Excitation of non-spherical waves in solar atmosphere in the presence of toroidal magnetic field, 1969a, Sol. Phys., 8, 316

Gilman, P. A., Large-Scale Magnetic Fields and Activity Patterns on the Sun, 1969b, Sol. Phys., 9

Gilman, P. A. & Fox, P. A. Joint instability of latitudinal differential rotation and toroidal magnetic fields below the solar convection zone, 1997, ApJ, 484, 439

Gilman, P.A., Magnetohydrodynamic “shallow water” equations for the solar tachocline, 2000, *ApJ*, 484, 439

Choudhuri & Karak, Origin of Grand Minima in Sunspot Cycles, *Phys. Rev. Lett.* 109, 171103, 2012

Gleissberg, M. N., A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers, 1939, *Observatory*, 62, 158

Gough & McIntyre, Inevitability of a magnetic field in the Sun’s radiative interior, 1998

Gurgenashvili, E., Zaqarashvili, T. V., Kukhianidze, et al., 2016 Rieger-type Periodicity during Solar Cycles 14-24: Estimation of Dynamo Magnetic Field Strength in the Solar Interior, 19–23 *ApJ*, 826, 55

Gurgenashvili, E., Zaqarashvili, T. V., Kukhianidze, et al., North–South Asymmetry in Rieger-type Periodicity during Solar Cycles 19–23, 2017, *ApJ*, 845, 137

Hanslmeier A., R. Brajsa, J. Calogovic, B. Vrsnak et al., The chaotic solar cycle, 2014, *Astronomy & Astrophysics*

Hathaway, et al., The solar meridional circulation and sunspot cycle variability, 2010 *Solar Physics*

Heng and Spitkovsky, Magnetohydrodynamic shallow water waves: Linear analysis, 2009

Heng and Workman, Analytical models of exoplanetary. I. atmospheric dynamics via the shallow water system, 2014

Howard, R. and Harvey, J., Spectroscopic determinations of solar rotation, 1970, *Sol. Phys.*, 12, 23

Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., Komm, R.W., Larsen, R.M., Schou, J., Thompson, M.J. & Toomre, J. Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone, 2000, *Science*, 286, 2456

Kiss, T. S. and Erdelyi, R., On Quasi-biennial Oscillations in Chromospheric Macrospicules and Their Potential Relation to the Global Solar Magnetic Field, 2018, *ApJ*, 857, 11

Knaack, R., Stenflo, J.O. & Berdyugina, S.V., 2005, Evolution and rotation of large-scale photospheric magnetic fields of the Sun during cycles 21–23, *A&A*, 438, 106

Krivova, N. A. & Solanki, S., The 1.3-year and 156-day periodicities in sunspot data: Wavelet analysis suggests a common origin, 2002, *A&A*, 701

Laurenza, M., Vecchio, A., Storini, M., and Carbone, V., Erratum: “Quasi-biennial modulation of galactic cosmic rays”, 2012, *ApJ*, 749, 167

Lean, J. & Brueckner, G. E., Intermediate-term Solar periodicities: 100-500 days, 1989, *ApJ*, 337, 568

Longuet-Higgins, M.S., Planetary waves on a rotating sphere, 1965, *Proceedings of The Royal Society Series / A*, 284, 40

Longuet-Higgins, M. S., The eigenfunctions of Laplace's tidal equation over a sphere, 1968, *Proc. R. Soc. London. A*, 262, 511

Lou, Y. Q. , Rossby-Type Wave-Induced Periodicities in Flare Activities and Sunspot Areas or Groups during Solar Maxima, 1987, *ApJ*, 322, 862 Lou, Y. Q. 2000, *ApJ*, 540, 1102

Lo´ptien, B., Gizon, L., Birch, A. C., Schou, J., Proxauf, B., Duvall, T. L., Bogart, R. S., Christensen, U. R., Global-scale equatorial Rossby waves as an essential component of solar internal dynamics, 2018, *Nature Astronomy*, 2, 568

Lovelace, R. V. E., & Hohlfield, R. G. , Negative mass instability of Flat galaxies, 1978, *ApJ*, 221, 51

M´arquez-Artavia, X., Jones, C. A. and Tobias, S. M., Rotating magnetic shallow water waves and instabilities in a sphere, 2017, *Geo. Astrophys. Fluid Dyn.*, 111, 282

Matsuno, T., Numerical integrations of the Primitive Equations by a Simulated Backward Difference Method, 1966, *J. Meteorol. Soc. Japan*, 44, 25

McIntosh, S. W., Leamon, R. J., Krista, L. D. et al., The solar magnetic activity band interaction and instabilities that shape quasi-periodic variability, 2015, *Nature Communications*, 6, 6491

McIntosh, S. W., Cramer, W. J., Pichardo M. M, Leamon, R. J., The detection of Rossby-like waves on the Sun, 2017, *Nature Astronomy*,1, 0086

Miesch, Large-Scale Dynamics of the Convection Zone and Tachocline, 2005

Oliver, R., Carbonell, M., and Ballester, J. L., Intermediate-term periodicities in solar activity, 1992, *Solar Phys.*, 137, 141

Oliver, R., Ballester, J. L., & Baudin, F., Emergence of magnetic flux on the Sun as the cause of a 158-day periodicity in sunspot areas, 1998, *Nature*, 394, 552

Pedlosky, J. 1987, *Geophysical Fluid Dynamics* (New York: Springer)

Petviashvili, V. I. , Red spot of Jupiter and the drift soliton in plasma,1980, *JETPL*, 32, 619

Poluianov & Usoskin , Critical Analysis of a Hypothesis of the Planetary Tidal Influence on Solar Activity, 2014

Priest E., *Magnetohydrodynamics of the Sun*

Richardson, J. D., Paularena, K. I., Belcher, J. W., and Lazarus, A. J., Solar wind oscillations with a 1.3 year period, *Geophys. Res. Lett.*,21, 1559

Rieger, E., Share, G. H., Forrest, D. J., Kanbach, G., Reppin, C., & Chupp, E. L., A 154-day periodicity in the occurrence of hard solar flares, 1984, *Nature*, 312, 623

Rossby, C.-G., Planetary flow patterns in the atmosphere, 1939, *J. Marine Research*, 2, 38

Sakurai, K., Quasi-Biennial Periodicity in the Solar Neutrino Flux and Its Relation to the Solar Structure, 1981, Sol. Phys., 74, 35

Schecter, D. A., Boyd, J. F., & Gilman, P. A., "Shallow-Water" Magnetohydrodynamic Waves in the Solar Tachocline, 2001, ApJL, 551, L185

Schwabe, H., The sunspot observations by Samuel Heinrich Schwabe, 1844, Astron. Nachr. 21, 233

Schou, J., Antia, H. M., Basu, S. et al., Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager, 1998, ApJ, 505, 390

Solanki, S. K., Krivova, N. A., Haigh, J. D., Solar Irradiance Variability and Climate, Ann. Rev. Astr. Astrophys., 51, 311

Spiegel, E.A. & Zahn, J.-P. The solar tachocline, 1992, A&A, 265

Sturrock, P.A., Scargle, J.D., Walther, G.T., Wheatland, M.S., Rotational Signature and Possible *r*-Mode Signature in the GALLEX Solar Neutrino Data, ApJ, 523, L177, 1999

Sturrock, P. A., Bush, R., Gough, D. O. and Scargle, J. D., Indications of *r*-mode oscillations in SOHO/MDI solar radius measurements, ApJ, 804, 47

Suess, H. E., The Radiocarbon Record in Tree Rings of the Last 8000 Years, 1980, Radiocarbon, 22, 200

Sy 'kora, J. & Rybak, J., Manifestations of the North – South Asymmetry in the Photosphere and in the Green Line Corona, 2010, Sol. Phys., 261, 321

Torrence, C., & Compo, G. P. A Practical Guide to Wavelet Analysis, 1998, Bull. Amer. Meteor. Soc., 79, 61

Umurhan, O. M. , Potential vorticity dynamics in the framework of disk shallow-water theory I. The Rossby wave instability, 2010, A&A, 521, A25

Vecchio, A., Laurenza, M., Meduri, D., Carbone, V., Storini, M., The dynamics of the solar magnetic field: polarity reversals, butterfly diagram, and quasi-biennial oscillations, 2012, ApJ, 749, 27

Wallace, Critical behaviour of anisotropic cubic system, 1973

Weiss et al., Seed characteristics and regeneration of some species in invaded coastal communities, 1984

Yanai and Maruama, Stratospheric Wave Disturbances Propagating over the Equatorial Pacific, 1966

Zaqarashvili, T. V., Oliver, R., Ballester, J. L. & Shergelashvili, B. M., Rossby waves in “shallow water” magnetohydrodynamics, 2007, A&A, 470, 815

Zaqarashvili, T. V., Oliver, R. & Ballester, J. L., Global shallow water magnetohydrodynamic waves in the solar tachocline, 2009, ApJ, 691, L41

Zaqarashvili, T. V., Carbonell, M., Oliver, R., and Ballester, J. L., Magnetic Rossby waves in the solar tachocline and Rieger-type periodicities, 2010a, ApJ, 709, 749

Zaqarashvili, T. V., Carbonell, M., Oliver, R., and Ballester, J. L., Quasi-biennial oscillations in the solar tachocline caused by magnetic Rossby wave instabilities, 2010b, ApJ, 724, L95

Zaqarashvili, T. V., Oliver, R., Hanslmeier, A., Carbonell, M., Ballester, J., Gachechiladze, T. and Usoskin, I. G., Long-term variations in the sun’s activity caused by magnetic Rossby waves in the tachocline, 2015, ApJ, 805, L14

Zaqarashvili, T. V., Equatorial Magnetohydrodynamic Shallow Water Waves in the Solar Tachocline, 2018, ApJ, 856, 32

Zaqarashvili, T. V. and Gurgenchashvili, E., Magneto-Rossby Waves and Seismology of Solar Interior, 2018, Front. Astron. Space Sci., 5, 7