

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ვალერი ბოჭორიშვილი

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი
ფიზიკის მიმართულება

*მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმების შესწავლა კოსმოგენური
იზოტოპების ^{14}C და ^{10}Be - ის საშუალებით*

ს ა დ ო ქ ტ ო რ ო დ ი ს ე რ ტ ა ც ი ა

სადოქტორო დისერტაციისა
და სადოქტორო პროგრამის
ხელმძღვანელი

თსუ ასოცირებული პროფესორი

სიმონ წერეთელი



თბილისი 2009 წელი

ს ა რ ჩ ე ვ ი

შესავალი	4
----------	---

I. კოსმოსური სხივები

1.1 გალაქტიკური კოსმოსური სხივები

1.1.1 კოსმოსური სხივები, მათზე დაკვირვების მეთოდები.	7
1.1.2 კოსმოსური სხივების ენერგეტიკული სპექტრი და შემადგენლობა, სივრცული იზოტროპია	8
1.1.3 კოსმოსური სხივების წარმოქმნა და გავრცელების არეალი	10
1.1.4. კოსმოსური სხივების ინტენსივობის დროითი ვარიაციები	11

1.2 მზე და მზის კოსმოსური სხივები

1.2.1 მზის აგებულება, მაგნიტური ველი, დინამო, მზის ლაქები	13
1.2.2 მზის ქარი, საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველი.	17
1.2.3 გალაქტიკური კოსმოსური სხივები ჰელოსფეროში, კოსმოსური სხივების მოდულაცია.	21

1.3 კოსმოსური სხივები და გეოსფერო.

1.3.1 დედამიწის მაგნიტური ველი, მაგნიტოსფერო.	26
1.3.2 მზის ქარი და დედამიწის მაგნიტური ველი, ჩრდილოეთის ციალი.	29
1.3.3 დედამიწისეული კლიმატი და მზის აქტივობის გავლენა მასზე	31

II კოსმოგენური იზოტოპები

2.1 კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნა და გავრცელება დედამიწის ატმოსფეროში.

2.1.1 კოსმოსური სხივებით გამოწვეული ბირთვული რეაქციები, კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარე.	33
2.1.2 კოსმოგენური იზოტოპების გავრცელება გეოსფეროში, რეზერვუარული მოდელი.	35
2.1.3 კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის გაზომვის მეთოდები.	38
2.1.4 მონაცემთა ანალიზის მეთოდები.	39

2.2 სხვადასხვა მოვლენების შესწავლა კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით.

2.2.1 კოსმოგენური იზოტოპები და ადამიანის ანთროპოგენული მოღვაწეობა.	43
--	----

2.2.2 გეოფიზიკური და ასტროფიზიკური მოვლენების შესწავლა წარსულში. 44

III. მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმები.

3.1 მზის აქტივობის დინამიკა უკანასკნელი რამოდენიმე ასეული წლის მანძილზე. მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმები.

3.1.1 მზის აქტივობის დინამიკის შესწავლა წარსულში ისტორიულ მონაცემებზე დაყრდნობით. 48

3.1.2 მზის აქტივობა და კოსმოგენური ^{14}C და ^{10}Be , მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმი 51

3.1.3 კოსმოსური სხივების ინტენსივობის აღდგენა ^{14}C -ის მიმოცვლის რეზერვუარულ მოდელზე დაყრდნობით. 54

3.2 მზის აქტივობა ღრმა მინიმუმების დროს

3.2.1 მზის აქტივობის ციკლურობა მაუნდერის მინიმუმის დროს. 57

3.2.2 მოკლეპერიოდული ვარიაციები მზის აქტივობაში და კოსმოგენური იზოტოპები. 58

3.2.3 მზის აქტივობის სხვა მინიმუმები. 62

დასკვნა 65

ლიტერატურა 67

შესავალი

მზის აქტივობის და მისი ციკლურობის გეოსფეროზე გავლენის შესწავლა უკვე დიდი ხანია რაც მეცნიერთა ყურადღებას იპყრობს, არა მარტო სუფთა თეორიული არამედ პრაქტიკული მნიშვნელობითაც, რადგანაც ის მთავარი “წამმართველია” დედამიწაზე მიმდინარე ბიოლოგიური, კლიმატური, გეომაგნიტური და სხვა კაცობრიობისათვის სასიცოცხლოდ მნიშვნელოვანი მთელი რიგი პროცესებისა. შესაბამისად დღეისათვის წარმოებს მისი ყოველწუთიერი მონიტორინგი, როგორც დედამიწაზე არსებული სხვადასხვა ტიპის მოწყობილობების ფართო ქსელებით, ასევე ხელოვნური თანამგზავრებით და კოსმოსური ხომალდებით, რაც მის დღევანდელ მდგომარეობაზე გვაძლევს დეტალურ წარმოდგენას. წარსულში კი მზის აქტივობის შესახებ ინფორმაციის “პირდაპირი” წყარო შეიძლება იყოს მზეზე დაკვირვებული ლაქათა რიცხვები. რეგულარული დაკვირვებები მზის ლაქებზე მხოლოდ უკანასკნელი რამოდენიმე ასწლეულის მანძილზე ხორციელდებოდა (1700 წლიდან) და ცნობილია ვოლფის (ანუ ციურიხის) ლაქების რიცხვების სახელით (WSN). რამოდენიმე წლის უკან კი წარმოდგენილ იქნა მონაცემები დაწყებული 1610 წლიდან, ეგრეთწოდებული ჯგუფური ლაქათა რიცხვები (GSN), რომლებიც წარმოადგენს სხვადასხვა დამკვირვებლების მიერ შეგროვილ ცნობების ერთობლიობას, სადაც თითოეულ დამკვირვებელს თავისი “წონა” (ფაქტორი) მიეწერება. ისტორიული წყაროებიდან მზის აქტივობის შესახებ ინფორმაცია შეიძლება მივიღოთ ასევე ჩრდილოეთის ციალის სისშირის შესახებ არსებული ინფორმაციით. ცხადია რომ, ისტორიული მონაცემების საიმედოობა მცირდება მონაცემთა სიძველესთან ერთად, ამას ემატება დამკვირვებელთა ინდივიდუალური ფაქტორები და დაკვირვებათა არარეგულარობა.

წარსულში მზის აქტივობის შესახებ სხვა წყარო არის კოსმოგენური იზოტოპები ^{14}C , ^{10}Be , ^{36}Cl , ^{26}Al და ა. შ. რომლებიც ატმოსფეროს ზედა ფენებში წარმოიქმნებიან მაღალენერგეტიკული კოსმოსური სხივების ატმოსფეროს ბირთვებთან ურთიერთქმედების შედეგად. მზე გავლენას ახდენს ჰელიოსფეროში კოსმოსური სხივების გავრცელებაზე და იწვევს მათი ინტენსივობის შემცირებას ატმოსფეროს ზედა ფენებში, ამიტომ კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეც ანტიკორელაციურ დამოკიდებულებაშია მზის აქტივობასთან. წარმოქმნის შემდეგ ისინი ერთგვარად ბუნებრივი მიმოცვლის ციკლში და ხვდებიან ისეთ ბუნებრივ “არქივებში” როგორცაა ხის წლიური რგოლები, არქტიკისა და ანტარქტიკის ყინულები და ა.შ, სადაც ხდება მათი დეტექტირება. კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის აწეომ დროში განსაზღვრა საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ ობიექტური ცნობები მზის აქტივობის შესახებ წარსულში ათეულ ათასობით წლის მანძილზე, კერძოდ მათი საშუალებით აღმოჩენილია მზის ფიზიკაში ერთ-ერთი საინტერესო და დღემდე ბოლომდე შეუსწავლელი მოვლენა – მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმები. აღმოჩენილ იქნა: “ორტის” (1010-1050წ.), “ვოლფის” (1282-1342), „შპერერის“ (1416-1534) და სხვა მინიმუმები. უკანასკნელი ცნობილი ღრმა მინიმუმის დროს – მაუნდერის მინიმუმისას (1645-1715 წ.) მზის მაგნიტური აქტივობა და შესაბამისად მასზე ლაქათწარმოქმნის პროცესი თითქმის შეწყდა, ამასთან გადასვლა ნორმალური აქტივობიდან ღრმა მინიმუმში განხორციელდა მოკლე დროში, რამოდენიმე წლის მანძილზე. აღსანიშნავია ასევე, რომ მაუნდერის მინიმუმის პერიოდს უკავშირდება ევროპაში მკვეთრი აცივება.

კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციაზე გავლენას ახდენს არამარტო მზის აქტივობა, არამედ საპლანეტათაშორისო სივრცეში მიმდინარე რთული გეოქიმიური და გეოფიზიკური პროცესებიც. სწორედ ამიტომაც მნიშვნელოვანი კოსმოგენური იზოტოპების კომპლექსური შესწავლა, ამ მიზნისათვის ნაშრომში

გამოყენებულია დღეისათვის არსებული ხის წლიურ რგოლებში რადიონახშირბადის კონცენტრაციის პრეცესიული გაზომვების შედეგები, მიღებული თბილისის სახ. უნივერსიტეტში და ვაშინგტონის უნივერსიტეტში. ასევე გრელანდიის ყინულებში გაზომილი ^{10}Be -ის კონცენტრაციის ყოველწლიური მონაცემები და ასევე სხვადასხვა ლაბორატორიებში მიღებული ^{14}C -ის კალიბრაციული მრუდის მონაცემები, შესრულებული 5 წლიანი ბიჯით.

კოსმოგენური იზოტოპების, კერძოდ რადიონახშირბადის საშუალებით შესაძლებელია ასევე ბუნებაზე ანთროპოგენული ზემოქმედების შეფასება, კერძოდ ატმოსფეროს დატუქვიანების სამრეწველო CO_2 -ით, რაც იწვევს გლობალურ დათბობას – თანამედროვეობის ერთ-ერთ უმწვავეს ეკოლოგიურ პრობლემას.

თემის აქტუალობა. მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმების შესწავლა იმთავიდანვე იპყრობდა მკვლევართა ყურადღებას, ზოგიერთი მოსაზრებებით მათი არსებობა გამოწვეული იყო მზის დიფერენციალურ ბრუნვაში არსებული ანომალიებით, მისი შიგთავსის გლობალური მახასიათებლების შეცვლით, თვით მზის “დინამოს” ფუნქციონირების შეწყვეტით და ა.შ. ამასთან ^{14}C –ის კონცენტრაციაში მაუნდერის მინიმუმის დროს გამოვნილილ იქნა მძლავრი 20-25 წლიანი პერიოდულობები, რომლებიც მზის აქტივობასთან იქნა დაკავშირებული, თუმცა მზეზე ლაქების თითქმის არ არსებობის პირობებში ვერ მოიძებნა მექანიზმი ასეთი ღრმა მოდულაციის ასახსნელად. ექსპერიმენტული ტექნიკის სწრაფმა განვითარებამ ამაჩქარებლური მასს-სპექტრომეტრის შექმნამ, შესაძლებელი გახდა კვლევაში სხვადასხვა კოსმოგენური და სტაბილური იზოტოპების ჩართვა, კვლევებმა კომპლექსური ხასიათი მიიღო, გაფართოვდა ასევე მათი არეალიც ათიათასობით და მილიონობით წლის მანძილზე. შედეგად შესაძლებელი გახდა მრავალი ღრმა მინიმუმის “დანახვა” მზის არსებობის მანძილზე, თუმცა ციკლურობის საკითხი კვლავ ღიად რჩება. ასევე მნიშვნელოვანია კოსმოგენურ იზოტოპებზე რეგიონალური და გლობალური კლიმატის ზეგავლენა, ამიტომ დღეისათვის აქტუალურად განიხილება მათი საშუალებით წარსულში კლიმატის შესწავლის საკითხი.

ნაშრომის მიზანია შევისწავლოთ მზის აქტივობის დინამიკა, მისი ციკლურობები და კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის თავისებურებები ღრმა მინიმუმების დროს. წინასწარ დათარიღებულ ნიმუშებში განსაზღვრული კოსმოგენური იზოტოპების ^{14}C და ^{10}Be –ის კონცენტრაციების საშუალებით.

მეცნიერული სიახლე: თსუ. კოსმოსური სხივების ლაბორატორიაში გაზომილი რადიონახშირბადის მონაცემებზე დაყრდნობით მიღებულია ა) კოსმოსური სხივების ინტენსივობა უკანასკნელი 400 წლის მანძილზე, ბ) ნაჩვენებია რომ მაუნდერის მინიმუმის დროს ^{14}C კონცენტრაციაში დომინირებდა ~20 წლიანი პერიოდულობა, გ) მზის აქტივობის ინდექსებისა და კოსმოგენური იზოტოპების კომპლექსური შესწავლის საფუძველზე ნავარაუდებია რომ ეს პერიოდულობა ძირითადად გამოწვეულია ნახშირბადის მიმოცვლის ციკლზე გლობალური კლიმატის გავლენით.

ნაშრომის მეცნიერული და პრაქტიკული ღირებულება. მიღებული შედეგები სასარგებლოა მზის აქტივობის, მისი “დინამოს” ფუნქციონირების მექანიზმების კვლევაში, კოსმოსური სხივების მოდულაციის, კოსმოგენურ იზოტოპებზე სხვადასხვა გეოფიზიკური ფაქტორების, ასევე კლიმატის ზეგავლენის და ეკოლოგიური კვლევების საკითხებში. სუფთა პრაქტიკული თვალსაზრისით შედეგები შეიძლება გამოყენებული იქნას ისტორიული ნიმუშების დათარიღების სიზუსტის გაზრდისათვის.

პუბლიკაციები. დისერტაციაში მიღებული შედეგები გამოქვეყნებულია ექვსი სამეცნიერო სტატიის სახით.

დისერტაციის სტრუქტურა და მოცულობა. დისერტაცია შედგება შესავალის, სამი თავისა და დასკვნისაგან. შეიცავს 78 ნაბეჭდ გვერდს. დისერტაციაში წარმოდგენილია 4 ცხრილი, 58 ნახაზი და ციტირებული ლიტერატურის ნუსხა, რომელიც შეიცავს 257 დასახელებას.

თავი I. კოსმოსური სხივები.

§ 1 გალაქტიკური კოსმოსური სხივები.

1.1.1 კოსმოსური სხივები, მათზე დაკვირვების მეთოდები.

კოსმოსური სხივები წარმოადგენენ დედამიწაზე კოსმოსიდან მოსული მაღალენერგეტიკული დამუხტული ნაწილაკების: პროტონების, სხვადასხვა ნიუთრონების ბირთვებისა და ელექტრონების ერთობლიობას. 1912 წელს ვიქტორ ჰესის მიერ საჰაერო ბალონებით ექსპერიმენტულად დადგენილ იქნა რომ 2000მ. სიმაღლიდან დაწყებული ელექტროსკოპში იონიზაციის სიჩქარე მკვეთრად იწყებს ზრდას და 4000-5000მ-ზე ორმაგდება (34იონი/სმ^3), ხოლო 9000მ სიმაღლეზე ის აღწევს 80იონ/სმ^3 რაც 40-ჯერ უფრო მეტია ვიდრე ზღვის დონეზე. საბოლოოდ მათი კოსმოსური წარმომავლობა დასაბუთებული იქნა მილიკენის მიერ 1925 წელს, მის მიერვე იქნა შემოტანილი ტერმინი – კოსმოსური სხივები[1]. დღეისათვის დადგენილია მათი გავლენა გარემო პირობებზე და კლიმატზე, ამიტომ უკვე ეჭვს აღარ იწვევს მათი შესწავლის აუცილებლობა არამარტო სუფთა მეცნიერული თვალსაზრისით, არამედ პრაქტიკული მნიშვნელობითაც [2-4].

გასული საუკუნის 30-იანი წლებიდან ინტენსიურად იწყება სტრატოსფეროში კოსმოსური სხივების ინტენსივობის შესწავლა საჰაერო ბურთებით (ბალონებით). ვერნოვის მიერ[5], რადიოგადამცემებით აღჭურვილი აპარატებით ჩატარებული გაზომვებით დადგენილ იქნა კოსმოსური სხივების განედური ეფექტი, მათი კუთხური განაწილება, შემადგენლობა და ენერგეტიკული სპექტრი. 50-იანი წლებიდან კი იწყება რეგულარული დაკვირვებები გეიგერის მთვლებისაგან შემდგარი ტელესკოპებით ასეული კევ/ნუკლონიდან რამოდენიმე ათეული გევ/ნუკლონი ენერჯის მქონე ნაწილაკებზე, 30-35კმ სიმაღლემდე [6-8].

საჰაერო ბალონების ექსპერიმენტების პარალელურად, 50-იანი წლებიდან იწყება კოსმოსურ სხივებზე დაკვირვებები ნეიტრონული მონიტორებითაც. როგორც ცნობილია ატმოსფეროში მოხვედრისას მაღალენერგეტიკული კოსმოსური სხივები იწვევენ ბირთვული რეაქციების კასკადს, შედეგად მიიღება ნეიტრონები, რომლებიც შენელებიან სითბურ ენერჯიებამდე. სწორედ ნელი ნეიტრონების დეტექტირება ხდება პროპორციული მთვლელების საშუალებით. მთვლელის სამუშაო აირს წარმოადგენს $^{10}\text{BF}_3$ ან ^3He , ხოლო ნეიტრონების დეტექტირება ხდება $^{10}\text{B}(n,p)^7\text{Li}$ ან $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ რეაქციების საშუალებით. ცხადია რომ მათი თვლის სიჩქარე გარდა კოსმოსური სხივების ინტენსივობისა ძლიერადაა დამოკიდებული სხვა ფაქტორებზე: ატმოსფერულ წნევაზე, სიმაღლეზე ზღვის დონიდან, გეოფიზიკურ კოორდინატებზე და ა.შ. [9]. დღეისათვის მსოფლიოში შექმნილია ნეიტრონული დეტექტორების ფართო ქსელი, რომლის დახმარებითაც შესაძლებელია დეტალური ინფორმაციის მიღება მსოფლიოს სხვადასხვა ადგილას განლაგებული ნეიტრონული მონიტორების სადგურებიდან [10,11]. ნეიტრონული მონიტორების გამოყენებით შეისწავლიან კოსმოსური სხივების რამდენიმე წუთიდან დაწყებული ათეულობით წლებით დამთავრებული პერიოდის მქონე ვარიაციებს [12].

60-იანი წლებიდან ინტენსიური კვლევები წარმოებს დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრებითა და კოსმოსური ხომალდების საშუალებით. აღსანიშნავია EXPLORER, PIONEER, ЭЛЕКТРОН, БЕHEPA MAPC და VOYANGER, ULYSSES ხომალდებზე ჩატარებული გაზომვების სერიები, სადაც შესწავლილი იქნა დედამიწის რადიაციული სარტყლები, მზის ქარი, პლანეტათაშორის სივრცეში გალაქტიკური კოსმოსური სხივების გავრცელება და ა.შ. [13-15].

კოსმოსური სხივების მაღალენერგეტიკულ კომპონენტს შეისწავლიან მათ მიერ ატმოსფეროს ბირთვებთან ბირთვული და ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებების შედეგად გენერირებულ მეორად ნაწილაკებზე დაკვირვებით. აღსანიშნავია მიწისქვეშა ექსპერიმენტები მეორადი მიუონების ხისტი კომპონენტის შესასწავლად [16-18] და კომპლექსური დანადგარები განკუთვნილი ფართო ატმოსფერულ ღვარებზე დაკვირვებისათვის [19-22]. ასეთი დანადგარები წარმოადგენენ დიდ ფართობზე განლაგებულ სხვადასხვა ტიპის დეტექტორთა ერთობლიობას (მაგ. მსოფლიოში ყველაზე დიდი ობსერვატორია **Pierre Auger** მოიცავს 3000კმ² ფართობს და აღჭურვილია 1600 ჩერენკოვის მთვლელით და 4 ფლუოროსცენციული დეტექტორით [23]). ამ ექსპერიმენტებში შეისწავლიან 10¹⁴⁻¹⁵ ევ.ზე მაღალი ენერგიების კოსმოსურ სხივებს. ისინი გვაძლევენ ინფორმაციას კოსმოსური სხივების წარმოშობის, გავრცელების არეალის და სხვა პარამეტრების შესახებ. ასევე აღსანიშნავია, რომ ბოლო დროს ხორციელდება ზემადალი ენერგიების კოსმოსურ სხივების მიერ ატმოსფეროში გამოწვეული ჩერენკოვის გამოსხივების კოსმოსური ხომალდებით შესწავლის პროექტი[24].

კოსმოსური სხივების წარმოშობის, აჩქარებისა და გავრცელების კვლევაში დიდი წვლილი მიუძღვის რადიო, რენტგენულ, გამა და ასევე ნეიტრინულ ასტრონომიას [1,25]. თავის მხრივ კოსმოსური სხივების კვლევებმაც განსაკუთრებული როლი ითამაშა ელემენტარული ნაწილაკების, ბირთვულ ფიზიკასა და ასტროფიზიკაში. ბევრი ელემენტარული ნაწილაკი სწორედ კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში აღმოაჩინეს, კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში აღმოჩენილია ასევე ზემადალი (10²¹ ევ) ენერგიის ნაწილაკები რომელთა წარმოშობის და აჩქარების საკითხი დღეისათვისაც დისკუსიის საგანია. [26,27].

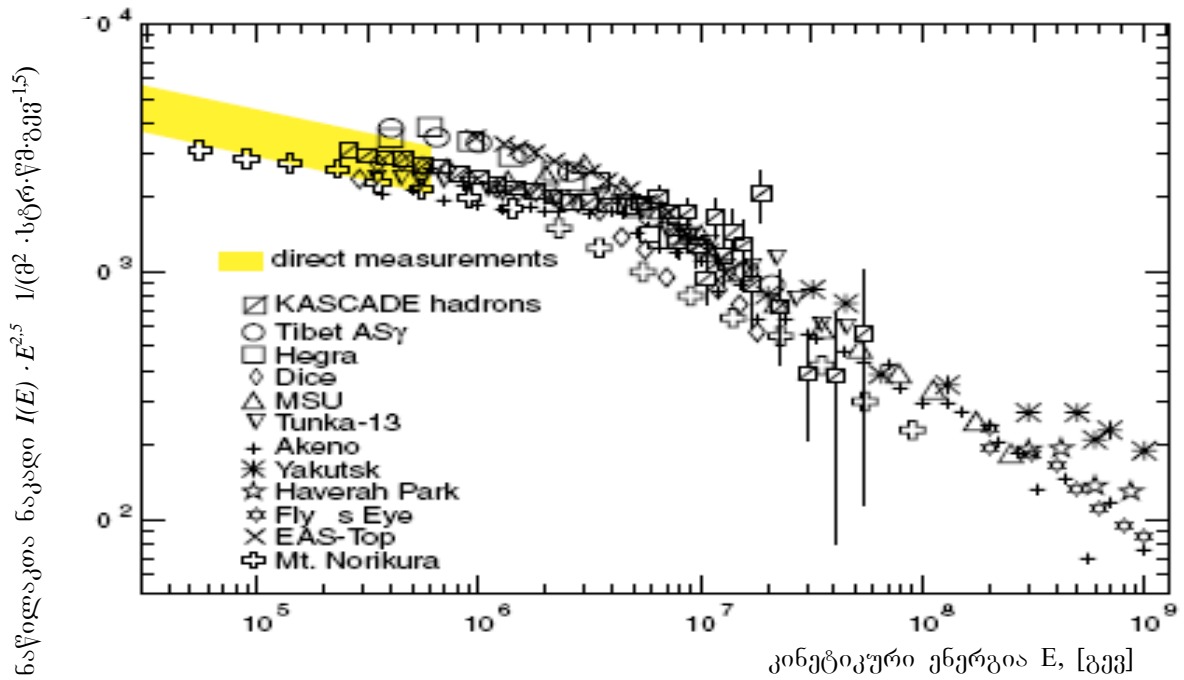
1.1.2 კოსმოსური სხივების ენერგეტიკული სპექტრი და შემადგენლობა, სივრცული იზოტროპია.

კოსმოსური სხივების ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელია ენერგეტიკული სპექტრი. საპლანეტათშორისო სივრცეში მათ მნიშვნელოვან ნაწილს დაბალი ენერგიის მზისმიერი კოსმოსური სხივები წარმოადგენენ (ე.წ. მზის ქარი), რომელთა უდიდესი ნაწილი დედამიწის მაგნიტური ველის მიერ ჩაიჭირება. დედამიწის ატმოსფეროში კი ძირითადად გალაქტიკური წარმოშობის მაღალენერგიული კოსმოსური სხივები აღწევენ. ამ თავში განვიხილავთ გალაქტიკური წარმოშობის კოსმოსურ სხივებს.

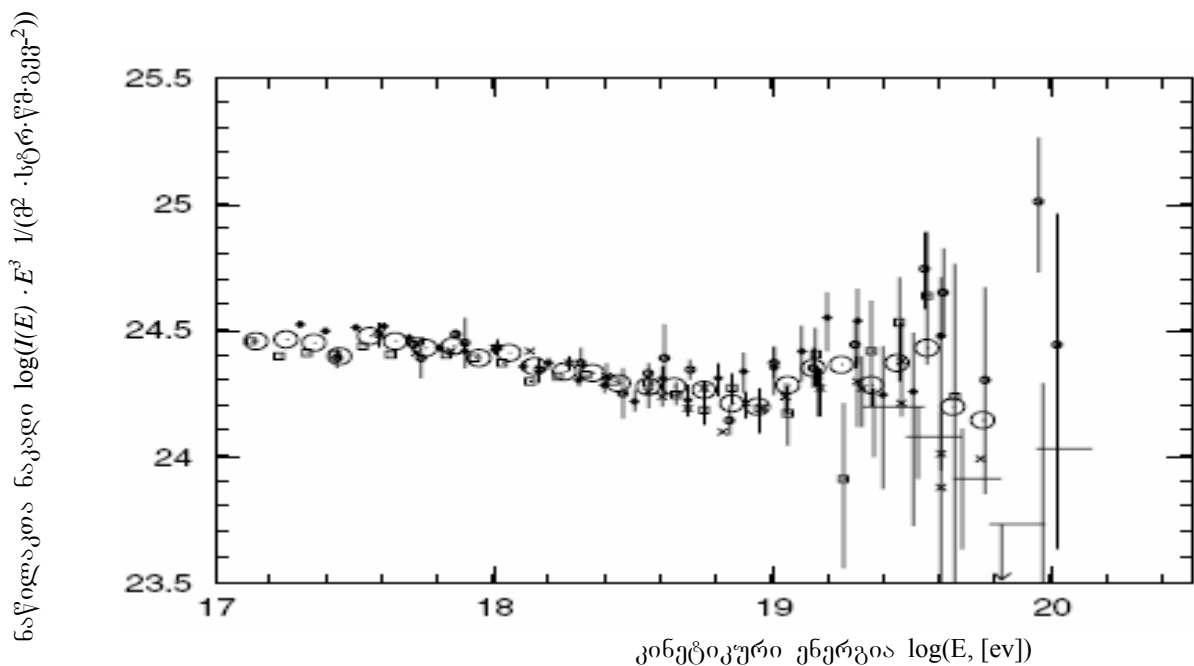
კოსმოსური სხივების ექსპერიმენტებში იზომება დიფერენციალური $I(E)$ ენერგეტიკული სპექტრი ან ინტეგრალური ინტენსივობა $I(> E_0) = \int_{E_0}^{\infty} I(E)dE$ (1) [1,17].

აქ E ნაწილაკების ენერგია, $I(E)dE$ არის E , $E+dE$ ენერგიის მქონე ნაწილაკების რიცხვი მოსული ფართის ერთეულზე, დროის ერთეულში, ერთეულოვან სხეულოვან კუთხეში ზედაპირის მართობულად $[I(E)] = \frac{\text{ნაწილაკების რიცხვი}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ} \cdot \text{სტრდ. ევ}}$.

ნახ. 1-ზე წარმოდგენილია პირველადი კოსმოსური სხივების ინტენსივობა $1 \div 10^9$ გეგ. ენერგიის არეში. სპექტრს აქვს მკვეთრად გამოხატული ხარისხობრივი ხასიათი, თანაც ხარისხის მაჩვენებელი -2,7-ია როცა $E < 10^{6-7}$ გეგ. ნაწილაკებისათვის, ხოლო უფრო მაღალი ენერგიების დროს ხარისხის მაჩვენებელი -3,1 ხდება. ზემადალი ენერგიების არეში (ნახ. 2) 10^{19-20} გეგ კი დაიკვირვება მცირედი ზრდა თუმცა ამ ინტერვალში გაზომვათა ცდომილება დიდია [28].



ნახ 1. პირველადი კოსმოსური სხივების ენერგეტიკული სპექტრი. 1-10⁹ გეე ენერგიის დიაპაზონში[28].



ნახ 2. ზემოდალი ($E > 10^8$ გეე) ენერგიის პირველადი კოსმოსური სხივების ენერგეტიკული სპექტრი[28].

(1) ფორმულით განსაზღვრული ინტენსივობა არის ჯამი პროტონულ-ბირთვული და ელექტრონულ-პოზიტრონული კომპონენტების ინტენსივობებისა:

$$I = I_n + I_e \quad \text{აქ } I_e = I_{e^-} + I_{e^+}, \quad \text{ხოლო } I_n = \sum_{Z,A} I_{Z,A}, \quad \text{სადაც } I_{Z,A} \text{ არის}$$

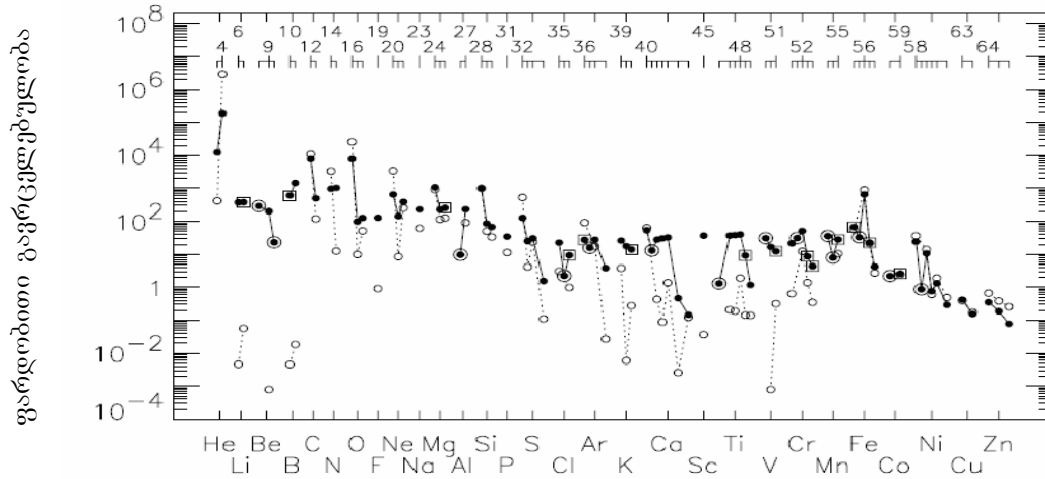
ინტენსივობა ელემენტისა Z -რიგითი ნომრით და A -მასური რიცხვით. კოსმოსური სხივების შემადგენლობაში ყველაზე მეტი პროტონებია (92%), შემდეგ – ჰელიუმის

ბითვები (7%), ასევე დაიმზირებიან **CNO** ბირთვები (0.5%) ხოლო ყველა დანარჩენი ნაწილაკების წვლილი 0.5%-ია. აღსანიშნავია ამასთან, რომ ამ კომპონენტთა დიფერენციალური სპექტრის ფორმები ემთხვევა ერთმანეთს. პროტონებისათვის კი მთელ ენერგეტიკულ დიაპაზონში შეიძლება ვისარგებლოთ ფორმულით:

$$I = \frac{1.9 \cdot P(E)^{-2.78}}{1 + 0.4866 \cdot P(E)^{-2.51}} \quad (2) \quad \text{აქ} \quad P(E) = \sqrt{E(E + 2 \cdot E_0)}, \quad \text{ხოლო} \quad E_0 = 938 \text{ გეე.}$$

პროტონის უძრაობის ენერგიაა [29].

ნახ 3-ზე წარმოდგენილია დაბალი ენერგიის კოსმოსურ სხივებსა და მზის სისტემაში ელემენტების ფარდობითი გავრცელებულობა. როგორც ჩანს, ისინი დაახლოებით ერთნაირია. [30,31]



ნახ.3. ელემენტების ფარდობითი გავრცელებულობა მზის სისტემაში (წრეწირი) და დაბალი ენერგიის კოსმოსურ სხივებში[31].

რაც შეეხება კოსმოსური სხივების ელექტრონულ-პოზიტრონულ კომპონენტს მასში პოზიტრონების რაოდენობა სრული რაოდენობის მხოლოდ 10%-ია. მცირე რაოდენობით ასევე დაიკვირვება ანტიპროტონები და ანტიბირთვები [32-33].

გარდა ენერგეტიკული სპექტრისა და შემადგენლობისა კოსმოსური სხივების ერთ-ერთი მთავარი მახასიათებელია სივრცული იზოტროპია, რომელიც დაიკვირვება ფართო ენერგეტიკულ ინტერვალში, 10^{17} ევ-მდეც კი [23,34,35]. მაღალი ენერგიების კოსმოსურ სხივებში კი სახეზეა მკვეთრად გამოხატული ანიზოტროპია [36].

1.1.3 კოსმოსური სხივების წარმოქმნა და გავრცელების არეალი.

დღევანდელი წარმოდგენებით, მხოლოდ ახალ და ზეახალ ვარსკვლავებში, პულსარებსა და გალაქტიკის აქტიურ ბირთვებშია შესაძლებელი კოსმოსური სხივების გენერირება და მაღალ ენერგიებამდე მათი აჩქარება. ისინი თავიანთი გავრცელების გზაზე ურთიერთქმედებენ გალაქტიკურ და მეტაგალაქტიკურ მაგნიტურ ველებთან, ვარსკვლავთშორის მტვერთან და რელიქტურ გამოსხივებასთან. ამ ურთიერთქმედებების შედეგად ხდება კოსმოსური სხივების შემადგენლობისა და ენერგეტიკული სპექტრის ცვლილება, ასევე გენერირდება რადიოგამოსხივება. კოსმოსური სხივების შემადგენლობის ქიმიური და იზოტოპური ანალიზი საშუალებას გვაძლევს დავასკვნათ რომ, ისინი $\approx 5-10$ გ/სმ³ ნივთიერებას განჭოლავენ. აქედან გამომდინარე მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობა იქნება $\sim 3 \cdot 10^8$ წელი [25]. რაც მიუთითებს მათ გალაქტიკურ წარმომავლობაზე, კერძოდ მათი

გენერირება ძირითადად უნდა ხდებოდეს ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქებისას, რასაც ეთანხმება რადიოასტრონომიული მონაცემებიც [26,37,38]. წარმოქმნის შემდეგ ისინი დიფუზიას განიცდიან და ავსებენ გალაქტიკის ჰალოს. მრავალჯერადი დაჯახებები და შესაბამისად პირველადი მიმართულებიდან გადახრები იწვევენ მათი მაღალ სივრცულ იზოტროპულობას (10^{17} ეგ-ზე $\approx 0,5\%$) [35]. რაც შეეხება ზემალე ენერჯის კოსმოსურ სხივებს, კოსმოსური სხივების დიფერენციალურ სპექტრში გადაღწევა (ნახ 1) უნდა მიუთითებდეს მათი გავრცელების თავისებურებაზე, კერძოდ მეტაგალაქტიკურ ხასიათზე. დღეისათვის მათ შესაძლო წყაროებად განიხილება გალაქტიკების აქტიური ბირთვები [39]. რელიქტურ გამოსხივებასთან ურთიერთქმედება იწვევს ზემალე ენერჯიების კოსმოსურ სხივებში ენერგეტიკულ დანაკარგებს, შესაბამისად იწვევს სპექტრის მაღალენერგეტიკულ ჩამოჭრას და მათი გავრცელების არეალის შეზღუდვას (დღეისათვის ეს არეალი სხვადასხვა ავტორების შეფასებით მოთავსებულია 40-1000 მპს არეში) ასევე აღსანიშნავია ანიზოტროპია რომელიც დაიმზირება ზემალე ენერჯის ($>10^{17}$ ეგ) ენერჯის კოსმოსურ სხივებში [40,41].

1.1.4 კოსმოსური სხივების ინტენსივობის დროითი ვარიაციები.

დედამიწაზე დაკვირვებადი ვარიაციები პირობითად შეიძლება დავეოთ 3 კლასად. ესენია ატმოსფერული, გეომაგნიტური და ასტრონომიული ფაქტორებით განპიროვნებული ანუ არადედამიწისეული წარმოშობის ვარიაციები. ატმოსფერული ვარიაციები გამოწვეულია გენერაციის ინტეგრალური ჯერადობის, ანუ საშუალოდ ერთ პირველად ნაწილაკზე მოსული ხელსაწყოს მიერ რეგისტრირებული რიცხვის ცვლილებით. ამ ვარიაციების სიდიდე ძირითადად დამოკიდებულია ატმოსფეროს სიმკვრივეზე, წნევაზე და ტემპერატურაზე. გეომაგნიტური ვარიაციები გამოწვეულია დედამიწის გულში და მაგნიტოსფეროში მიმდინარე პროცესების გავლენით მის მაგნიტურ ველზე. ასეთი ტიპის ვარიაციები იწვევენ კოსმოსური სხივების ინტენსივობის შეცვლას. არადედამიწისეული ვარიაციების მიზეზი კი შეიძლება იყოს გალაქტიკური კოსმოსური სხივების ურთიერთქმედება მზის ქართან და მაგნიტურ ველთან, ზეახალი ვარსკვლავის აფეთქება, ვარსკვლავური ანიზოტროპია და ა.შ. პირველ მიახლოებაში, კოსმოსური სხივების i მეორადი კომპონენტის, k პუნქტში, t დროის მომენტში დაკვირვებადი ინტენსივობისათვის D , h_0 წნევის პირობებში შეიძლება დავწეროთ [42]:

$$D_k^i(t) = \int_{R_k(t)}^{\infty} I(R,t) m^i(R, h_0(t), T(h,t)) dR \quad \text{ვარიაციისათვის გვექნება:}$$

$$\frac{\delta(D_k^i)}{D_{k0}^i} = \int_{R_k(t)}^{\infty} \frac{\delta(m^i)}{m_0^i} W_i^k(R) dR - \delta R_k W_k^i(R_{k_0}) + \int_{R_i(t)}^{\infty} \frac{\delta(I)}{I_0} W_i^k(R) dR \quad (3)$$

აქ $R_k(t)$ ეფექტური გეომაგნიტური ჩამოჭრის სიხისტეა, $I(R,t)$ პირველადი კოსმოსური სხივების დიფერენციალური სპექტრია, m^i გენერაციის ეფექტური ინტეგრალური ჯერადობაა, $T(h,t)$ კი ტემპერატურაა. ნულოვანი ინდექსი მიუთითებს შესაბამისი სიდიდის მნიშვნელობაზე $t=0$ მონენტში. აქ $W_i^k(R) = D_0(R) m_0^i(R) / I_0^i$ არის i ური კომპონენტის კავშირის კოეფიციენტი. (3)-ის მარჯვენა მხარეში წევრები აღწერენ შესაბამისად ატმოსფერული, გეომაგნიტური და არამიწიერი ხასიათის ვარიაციებს. მიუონური კომპონენტისათვის დადგენილია

შემდეგი თანაფარდობა: წნევის 1 მმ.ვწ.სვ. ით გაზრდა იწვევს ინტენსივობის 0,345% ით შემცირებას, ხოლო ტემპერატურის 1°C –ით გაზრდა 0,18% ით შემცირებას[43]. დედამიწის გეომაგნიტური ველი პირველ მიახლოებაში შეიძლება განვიხილოთ როგორც დიპოლური ველი: $R_k(t) = 14,9(M_k(t)/M_{k_0})\cos^4 \lambda$ აქ λ გეომაგნიტური განედია, $M_k(t)$ დედამიწის მაგნიტური მომენტი, M_{k_0} კი მისი მნიშვნელობა 1955 წელს. გეომაგნიტური ვარიაციების მიზეზი შეიძლება იყოს როგორც დედამიწის მაგნიტური ველის ცვლილება, ასევე მაგნიტოსფეროში მიმდინარე სხვადასხვა პროცესები. ამ ტიპის ვარიაციები იწვევენ კოსმოსური სხივების ინტენსივობაში 5-10% იან ცვლილებებს და დომინირებენ ათასწლეულობით დროის სკალაზე. რამოდენიმე დღიდან ასწლეულობით დროის სკალაზე კი დომინირებს მზისმიერი ვარიაციები (100%). მზე არა მარტო ახდენს მამოლულირებელ მოქმედებას გალაქტიკურ კოსმოსურ სხივებზე, არამედ თვითაც კოსმოსური სხივების წყარო (მზის კოსმოსური სხივები). მზის აქტივობითაა გამოწვეული კოსმოსურ სხივებში 1, 11 და 22 წლიანი ასევე 27 დღიანი და სხვა პერიოდის მქონე ვარიაციები [44]. აღსანიშნავია ასევე გალაქტიკური წარმოშობის ვარიაციებიც, რომლებიც გამოწვეულია მზის სიტემის მოძრაობით გალაქტიკის ცენტრის მიმართ, რომელთა წვლილი დიდია მილიონი წლის დროის სკალაზე. გარდა ზემოთ ჩამოთვლილი რეგულარული ტიპის ვარიაციებისა (პერიოდულობები), მნიშვნელოვანია ასევე არარეგულარული (სპონტანური) ტიპის ვარიაციები როგორცაა მაგალითად ახალი და ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქებით და მზის მიერ ინიცირებული მაგნიტური ქარიშხლებით გამოწვეული ვარიაციები.

საბოლოოდ შეიძლება ვთქვათ:

ა) კოსმოსური სხივები პირობითად შეიძლება 3 კატეგორიად დავეყოთ: დაბალენერგეტიკულ (ასეულ მევაძედ) რომლებშიც ძირითადი წვლილი მზისმიერი წარმოშობის კოსმოსურ სხივებს მიუძღვით; შუალედური ენერგიების (10^{17} ევ მდე) რომლებიც გალაქტიკური წარმოშობის არიან და ზემადალი ენერგიების, რომლებიც შესაძლოა მეტაგალაქტიკური წარმოშობის იყვნენ.

ბ) პირველადი კოსმოსური სხივები ძირითადად პროტონებისაგან შედგება (90%), α ნაწილაკების წვლილი დაახლოებით 9% ია ხოლო დანარჩენი ბირთვებისა 1%. პოზიტრონების წვლილი მთელი ელექტრონულ პოზიტრონული კომპონენტის დაახლოებით 10% ს შეადგენს, ხოლო ანტიპროტონების რაოდენობა პროტონებზე 3-4 რიგით ნაკლებია.

გ) კოსმოსური სხივების ენერგეტიკული სპექტრი ხარისხობრივი ხასიათისაა და კარგად აღიწერება $I(>E) = 1 \cdot [E(\text{GeV})]^{-1.7} \frac{\text{ნაწ.}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ} \cdot \text{სტრდ}}$ ფორმულით $10^{10} < E < 3 \cdot 10^{15}$

ხარისხის მაჩვენებელი -2 მდე მცირდება $E > 10^{15}$ გევ ენერგიებისათვის, ხოლო ზემადალი ენერგიების არეში კვლავ დაიკვირვება ინტენსივობის ზრდა (ნახ. 1,2). ელექტრონული კომპონენტის ენერგეტიკული სპექტრიც ხარისხობრივი ხასიათისაა $10^9 - 10^{11}$ ევ დიაპაზონში: $I_e(>E) = 1.5 \cdot 10^{-2} [E(\text{GeV})]^{-2} \frac{\text{ნაწ.}}{\text{სმ}^2 \cdot \text{წმ} \cdot \text{სტრდ}}$

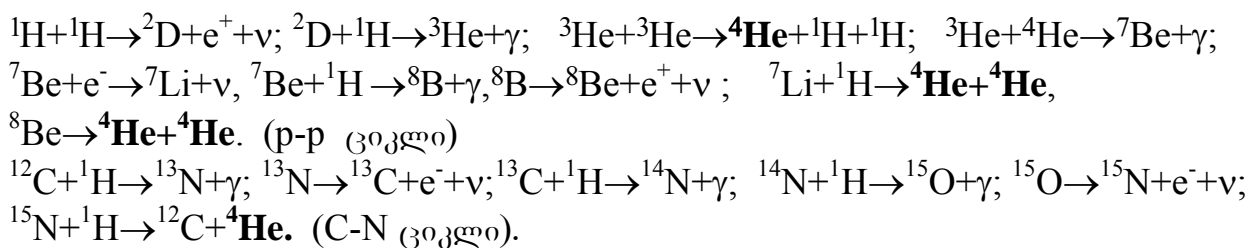
დ) კოსმოსურ სხივებს მაღალი სივრცული იზოტროპულობა ახასიათებთ. ეს თვისება ვრცელდება თითქმის მთელ ენერგეტიკულ არეალში 10^{18} ევ მდე. ზემადალი ენერგიების კოსმოსურ სხივებში კი დაიკვირვება მკვეთრად გამოხატული ანიზოტროპია [40].

ე) გალაქტიკური კოსმოსური სხივების ინტენსივობა შეიძლება მუდმივად ჩავთვალოთ ასიათასობით წლის დროით სკალაზე.

§ 2 მზე და მზის კოსმოსური სხივები

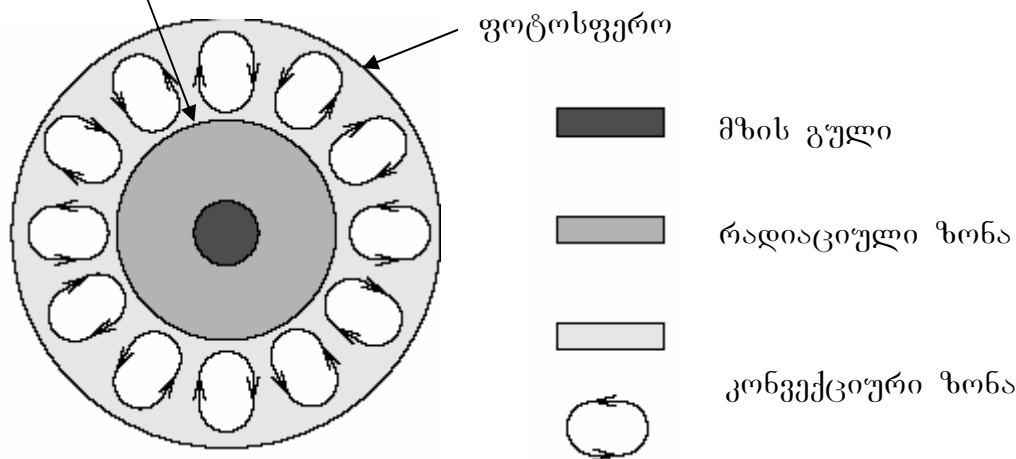
12.1 მზის აგებულება, მაგნიტური ველი, დინამო, მზის ლაქები.

მზე ჩვენგან უახლოესი ვარსკვლავია, მზემდე მანძილი 150 მილიონი კმ-ია, მისი რადიუსი 696000კმ წონა კი 2.10^{30} კგ-ია. მზე ძირითადად შედგება სრულად იონიზირებული წყალბადისა და ჰელიუმისაგან (90% და 10% შესაბამისად). მზის სრული ენერგეტიკული გამოსხივებაა $3,8.10^{33}$ ერგ/წმ, ანუ მზის ზედაპირის ყოველი კვადრატული მეტრი ასხივებს 100მგვტ ენერგიას. ამ კოლოსალური ენერგიის წყარო არის მზის წიაღში მიმდინარე თერმობირთვული რეაქციები, რომლებიც ინტენსიურად მის გულში მიდის (იხ. ნახ.4), [45]:



ამ რეაქციების შედეგად ოთხი პროტონისაგან მიიღება ჰელიუმი და გამოიყოფა 26,7 მეგ ენერგია, რომლის ნაწილი გადაიტანება γ გამოსხივების მიერ ე.წ. რადიაციულ ზონაში, ხოლო ნაწილი გამოთავისუფლდება ნეიტრინოს სახით. მზის გულის რადიუსი დაახლოებით მთლიანი რადიუსის მეოთხედია, ტემპერატურა აქ $150\cdot 10^6$ გრადუსია. რადიაციული ზონის სისქეც დაახლოებით მზის რადიუსის მეოთხედია, აქ ტემპერატურა 2.10^6 გრადუსამდე ხოლო ნივთიერების სიმკვრივე (150-დან 20გ/სმ³-მდე) ეცემა.

ტახოხაზი

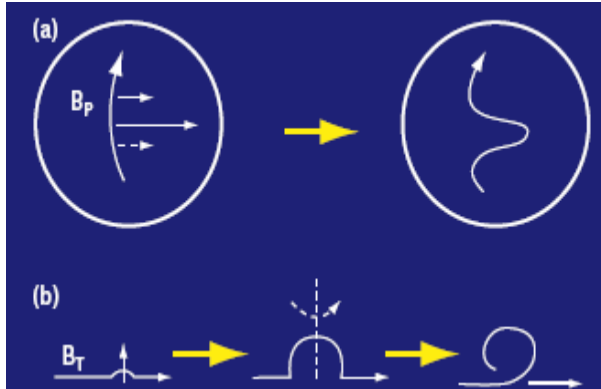


ნახ.4 მზის აგებულება.

დაახლოებით მზის რადიუსის 3/4 დან ნივთიერების სიმკვრივის დაცემის გამო ენერგიის გადატანის რადიაციული გზა ნაკლებ ეფექტური ხდება და დომინირებას იწყებს მისი კონვექციური გადატანა, შესაბამისად ამ არეს კონვექციური ზონა ქვია, ტემპერატურა აქ მნიშვნელოვნად ეცემა და ფოტოსფეროში (მზის ხილულ ნაწილში) არის 5700 გრადუსი. რადიაციულ და კონვექციურ ზონას შორის არის ვიწრო გარდამავალი არე ტახოხაზი (tachocline), სადაც მკვეთრადაა გამოხატული წნევის გრადიენტი. ქრომოსფეროში ტემპერატურა

იწვევს ზრდას და აღწევს 20000 გრადუსამდე, შემდეგ კი უფრო სწრაფად იზრდება კორონაში უკვე 10 მილიონ გრადუსს შედგენს.

მზე ბრუნავს თავისი ღერძის გარშემო, ამასთან ეკვატორული ბრუნვის პერიოდი არის 25 დღე, ხოლო პოლუსებთან ის შეადგენს 30 დღეს (სშირად ამბობენ პერიოდის “საშუალო” მნიშვნელობას 27 დღეს), ანუ მზის ბრუნვა ატარებს დიფერენციალურ ხასიათს.

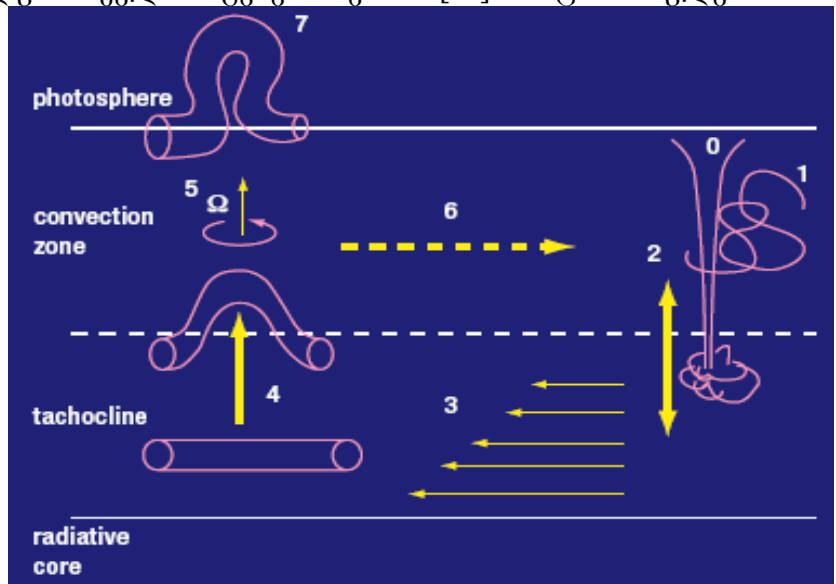


ნახ 4. მზის მაგნიტური ველის გენერაციის ორი ეფექტი. a) α ეფექტი b) α ეფექტი [50].

როგორც ცნობილია, მოძრავი პლაზმა იწვევს მაგნიტური ველის გენერირებას [46], ამასთან მაგნიტური ველის ძალწირები “ჩაიყინებიან” და წარიტაცებიან მის მიერ. წამოვიდგინოთ რომ რაღაც მომენტში მზის მაგნიტურ ველს აქვს პოლოიდალური ხასიათი. გარკვეული დროის შემდეგ ხდება მაგნიტური ველის ძალწირების დახვევა და პოლოიდალური ველი ღებულობს ტოროიდალურ ხასიათს. (ნახ 4ა) “დახვეული” ძალწირები ზოგან ამოდიან მზის ზედაპირზე

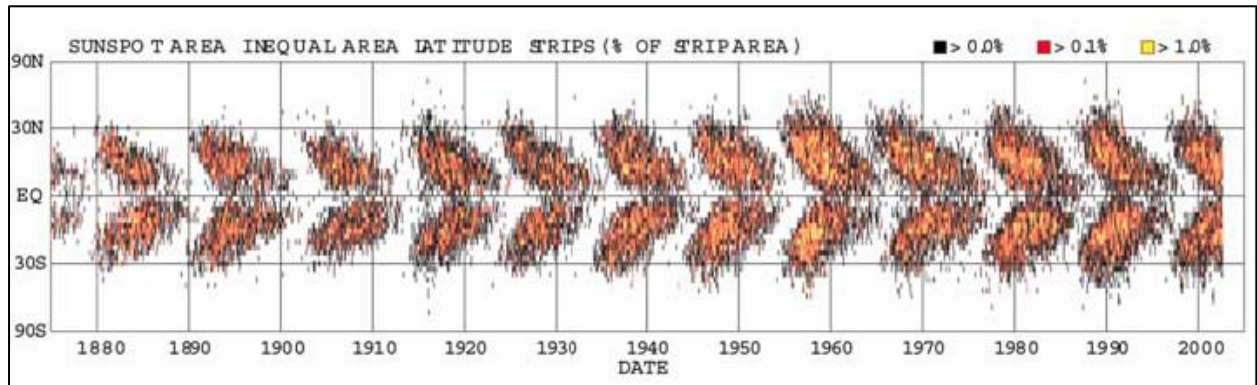
(ნახ 5), რაც იწვევს ზედაპირის გაცივებას - ტემპერატურა 4700 გრადუსამდე ეცემა, შედეგად შესაბამისი ადგილები მზის დისკოზე ლაქების სახით ჩანს [47,48]. მზის შემდგომი ბრუნვა ველის კიდევ უფრო მეტად დახვევას იწვევს. ამასთან მცირემაშტაბური ხრახნწირული მოძრაობები (კონვექციური და ბრუნვითი მოძრაობების შედეგი) კრავს მაგნიტური ველის ძალწირებს კვანძებად მერიდიანულ სიბრტყეში (ნახ 4ბ). ეს მცირემაშტაბიანი არაერთგვარონებები ჯამში იწვევენ დიდმაშტაბიანი პოლოიდალური ველის გენერირებას [49] რაც ასრულებს მზის

ნახ 5. მზის დინამოს ელემენტები: 0,1 მაგნიტური ველის გენერირება კონვექციურ ზონაში. 2,3 ველის გადატანა ტახოხაზში. 4 α ეფექტი. 5. α ეფექტი. 6. მცირემაშტაბიანი α ეფექტი. 7. ველის ამოსვლა ზედაპირზე, ხილული სტრუქტურების წარმოქმნა [50].



ციკლს. (ე.წ. α ეფექტი) [50,52]. ლაქათწარმოქმნის ეს მექანიზმი მუშაობს ჩვეულებრივი დინამოს მსგავსად, (მექანიკური ენერჯია გადადის მაგნიტურში) ამიტომ მას მზის დინამოს უწოდებენ. მზეზე ლაქები ჩნდებიან როგორც ცალკეული სახით, ასევე ჯგუფურად. ზომით ზოგიერთი მათგანის დიამეტრი 60000კმ-საც აღწარბებს და დედამიწიდან შეუიარაღებელი თვალით თავისუფლად ჩანს, თუმცა რაოდენობით უფრო მეტია მცირე ზომის ლაქები (3500კმ-დან

დაწეებული). ჯამში ისინი მზის მოლიანი ფართის 0,5% მდე ნაწილს ფარავენ. მათი სიცოცხლის ხანგრძლივობა რამოდენიმე საათიდან რამოდენიმე თვემდე მერყეობს, ისინი წარმოიქმნიებიან მზის ციკლის დასაწყისში 30⁰ განედის მახლობლობაში და მიგრირებენ ეკვატორულ არეებში (კარინგტონის კანონი). ნახ. 6 ზე გამოსახულია ლაქათა მდებარეობის დამოკიდებულება დროზე, ე.წ. პეპლისებური დიაგრამა. თვით ლაქებს რთული სტრუქტურა გააჩნიათ: მკვეთრად



ნახ. 6 ლაქათა პელიოგანელის დამოკიდებულება დროზე. (პეპლისებური დიაგრამა)[53].

გამოსატულ ბნელ რეგიონს გარს აკრავს შედარებით ნათელი არე, ე.წ. ნახევრადჩრდილი. მაგნიტური ველის დაძაბულობა საშუალოდ 1000-1500 გაუსია (0,1-0,15 ტესლა), ამასთან ბნელ არეში დაძაბულობა 1800-3700 გაუსია, ხოლო ნახევარჩრდილში ის 700-1000 გაუსამდე ეცემა [52,53].

მაგნიტური ველის B დაძაბულობას ელექტრულად გამტარ და მოძრავ გარემოში აღწერენ $\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (U \times B) + \mu \nabla^2 B$ (4) განტოლებით. აქ U პლაზმის

მოძრაობის სიჩქარეა, ხოლო η მაგნიტური გამტარებლობაა. თუ სიჩქარეს და მაგნიტური ველის დაძაბულობას წარმოვადგენთ როგორც “საშუალო” მნიშვნელობებისა და ფლუქტუაციების ჯამად ($B=B_0+b$, $U=U_0+u$. $\langle b \rangle = \langle u \rangle = 0$)

მივიღებთ: $\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (U_0 \times B_0) + \nabla \times \varepsilon + \mu \nabla^2 B_0$. აქ $\varepsilon = u \times b$ საშუალო

ელექტრომაგნიტური ძალაა. ის შეიძლება წარმოვადგინოთ

$\varepsilon = \alpha_{ij} B_{0j} + \beta_{ijk} \frac{\partial B_{0j}}{\partial x_k}$ სახით, სადაც α_{ij} და β_{ijk} ტენზორები დამოკიდებულია

სიჩქარისა და გამტარებლობის ფლუქტუაციებზე და ისინი უმნიშვნელოდ მცირე ხდებიან დიდი სკალის შემთხვევაში. ერთგვაროვანი და იზოტროპული

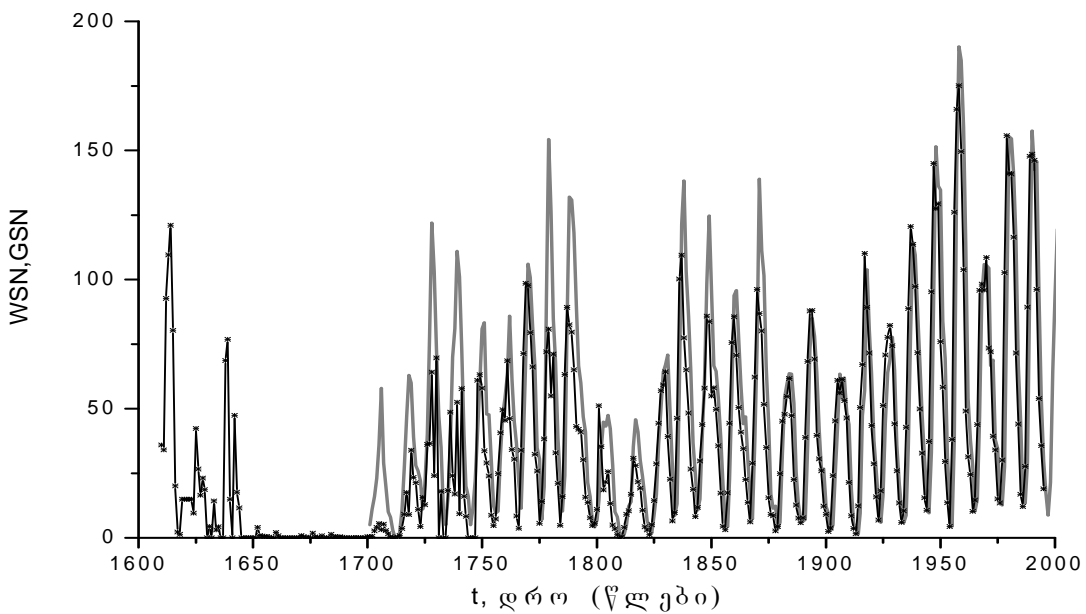
დიფუზიისას კი $\alpha_{ij} = \alpha \delta_{ij}$, $\beta_{ijk} = \beta \delta_{ijk}$; და $\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (U_0 \times B_0) + \nabla \times (\alpha B_0) + (\mu + \beta) \nabla^2 B_0$ (6).

კინემატიკური “დინამოს” [54] მთავარი პრობლემა სწორედ ამ განტოლების ამოხსნაა, მოცემული U_0 -სათვის და შერჩეული α -სთვის, მაგრამ ამოხსნებს ექსპონენციალურად ზრდადი ან კლებადი ხასიათი აქვს, ამიტომ (6)-ს ხსნიან სითხის მოძრაობის განტოლებებთან კომპლექსში, მაგნიტური ველის დაძაბულობისა და პლაზმის მოძრაობას შორის უკუკავშირი იწვევს ამონახსნების ამპლიტუდების შეზღუდვას. ამ ეფექტის “ჩართვა” კოეფიციენტებს დამოკიდებულს

ხდის მაგნიტურ ველზე: $\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \xi B^2}$. აქ α_0 მნიშვნელობაა მაგნიტური ველის არ

არსებობისას, ξ არის კოეფიციენტი, რომელიც აღწერს მილევის ხარისხს. მსგავსი გამოსახულება შეიძლება დაიწეროს β - სთვისაც.

მზის დინამოს მოდელები ასევე მგრძობიარენი არიან მაგნიტური ველის გენერირების ადგილის მიმართ. ადრინდელი მოდელების მიხედვით ველი გენერირდებოდა მთელ კონვექციურ ზონაში, მაგრამ ამ მოდელებს ახასიათებდათ მთელი რიგი სირთულეები, რის გამოც წამოყენებული იქნა იდეა მზის დინამოს კონვექციური ზონის ფსკერთან, რაც დადასტურდა კიდევ თანამედროვე ჰელიოსეისმოლოგიური მონაცემებით (ნახ. 6). [50,51,56,57]. ამ თეორიას ზედაპირული (Interface Dynamo) დინამოს თეორია ქვია და დღეისათვის დიდი პოპულარობით სარგებლობს, თუმცა ამ თეორიასაც აქვს სირთულეები, ერთ-ერთი მათგანია მისი მუშაობა მზის აქტივობის დრმა მინიმუმების დროს, კერძოდ მაუნდერის მინიმუმის დროს [56-58].



ნახ. 7. ვოლფის (—■—WSN) და ჯგუფური (—*—GSN) ლაქათა რიცხვები.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ მზის ლაქები მზის “დინამოს მუშაობის” ყველაზე თვალსაჩინო შედეგია. მათზე ათასობით წლის წინანდელი ცნობები მოიპოვება, მაგრამ რეგულარული დაკვირვებები მხოლოდ უკანასკნელი რამოდენიმე ასწლეულის მანძილზე ხორციელდებოდა და ცნობილია ვოლფის (ანუ ციურიხის) ლაქების რიცხვების სახელით[59] (WSN). ყოველწლიური დაკვირვებები მოიცავს პერიოდს 1700 წლიდან დღემდე, ყოველთვიური 1749 წლიდან და ყოველდღიური 1874 წლიდან [60]. დაკვირვებები წარმოებს როგორც ცალკეულ ლაქებზე, ასევე ლაქათა ჯგუფებზე და საბოლოო რიცხვი ითვლება ფორმულით: $R_z = k(10 \cdot G + N)$. (7) სადაც G და N ლაქათა ჯგუფებისა და ცალკეული ლაქების რაოდენობაა, ხოლო k საკორექციო ფაქტორია, რომელიც აკომენსირებს სხვაობებს გამოწვეულს სხვადასხვა დროში სხვადასხვა დამკვირვებელით, ტექნიკური აღჭურვილობითა და სხვა ფაქტორებით. 1998 წელს ჰოუტის და შატენის მიერ წარმოდგენილ იქნა მონაცემები დაწყებული 1610 წლიდან [61], ეგრეთწოდებული ჯგუფური ლაქათა რიცხვები (GSN), რომლებიც განისაზღვრება ასე:

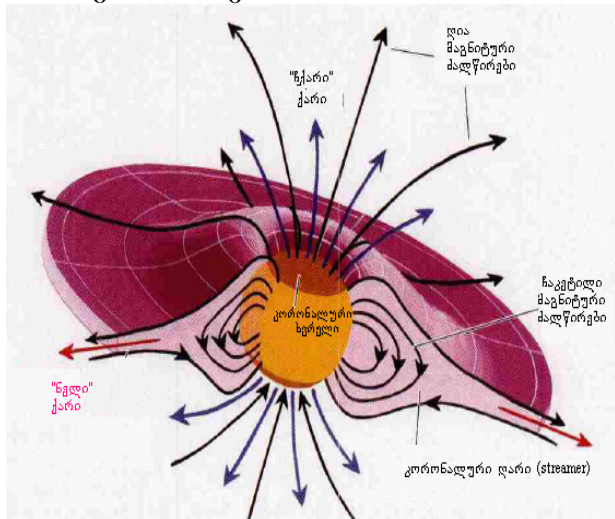
$$R_g = \frac{12,08}{n} \sum_i k_i G_i \quad (8) \quad \text{აქ } G_i \text{ არის } i \text{ ური დამკვირვებლის მიერ ჩაწერილი ლაქათა}$$

ჯგუფის რიცხვი k_i ყოველი ამ დამკვირვებლის ინდივიდუალური ფაქტორია, n წარმოადგენს დაკვირვებათა რიცხვს დროის მანძილზე, ხოლო 12.08 მასშტაბური ფაქტორია, რომელიც იწვევს R_z და R_g ის დამთხვევას 1874-1976 წლებში[61]. ნახ 7 ზე წარმოდგენილია ორივე მონაცემების გრაფიკი. მასზე კარგად ჩანს მზის ლაქების რიცხვის თითქმის ნულამდე შემცირება მაუნდერის მინიმუმის დროს 1645-1715 წლებში [62,63] და აქტივობის მნიშვნელოვნად შესუსტება დალტონის (1790-1830წწ.) მინიმუმის პერიოდში. აღსანიშნავია ასევე, რომ მონაცემებში დომინირებს ცნობილი 11 წლიანი ციკლი, რომლის პერიოდულობაც რამდენადმე ვარირებს (8-14 წლის ფარგლებში), ხოლო დალტონის მინიმუმის დასაწყისისას დაიკვირება ნახტომისებური ცვლილება ფაზაში ე.წ. "ფაზური კატასტროფა" [64].

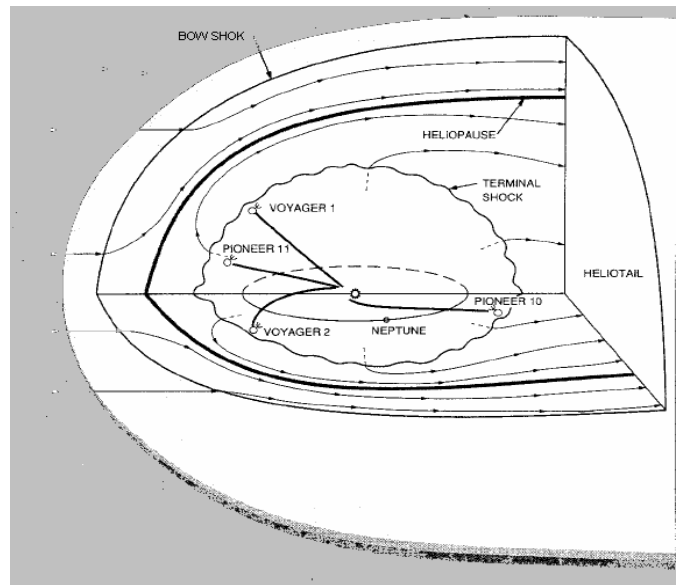
მზის ატმოსფეროში (ფოტოსფერო, ქრომოსფერო, კორონა) გარდა ლაქებისა დაიკვირვება სხვა არასტაციონალური მოვლენები, გრანულები და სუპერგრანულები, ფაქელები (ჩირადნები), სპიკულები, გამონახარდები, კორონალური მარყუქები და ხვრელები, და ა.შ. ყველა ეს მოვლენა მზის მაგნიტურ ველთანაა კავშირში და მათი ინტენსივობა იცვლება ისევე როგორც მზის სხვა მახასიათებლები ლაქათა რიცხვთან ციკლში. განსაკუთრებით აღსანიშნავია აფეთქებები და მზის კორონალური მასის ექვეციები, რომელთაც თან სდევს მილიარდობით ტონა ტროტილის ექვივალენტური ენერჯის გამოთავისუფლება ელექტრომაგნიტური, ელემენტალური ნაწილაკების (პროტონებისა და ელექტრონების) ნაკადის სახით.

1.2.2 მზის ქარი, საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველი.

თითქმის 1400 წლის უკან ჩინელმა ასტრონომებმა შენიშნეს რომ კომეტის კუდი ყოველთვის მზის საწინააღმდეგოდაა მიმართული. დღეისათვის დადგენილია რომ ეს მოვლენა გამოწვეულია მზიდან მოძრავი დამუხტული ნაწილაკების – ე.წ. მზის ქარის მიერ.



ნახ. 8. მზის ქარი და მაგნიტური ველი[66].



ნახ. 9 მზის ქარის ტრუქრა და ხელოვნური თანამგზერების მოძრაობის სქემატური სურათი[69].

მისი ინტენსიურად შესწავლა ხორციელდება მხოლოდ ბოლო დროს, კოსმოსური ხომალდების *Венера*, *Explorer*, *Yohkoh*, *Ulyses*, *SOHO* და ა.შ. მიერ (ნახ.9). მზის

კონვექციურ ზონაში ჩასახული ინტენსიური ტურბულენტური მოძრაობები იწვევენ მაგნიტური ბგერითი ტალღების გენერირებას, ატმოსფეროში ეს ტალღები პლაზმის სიმკვრივის მკვეთრი დაცემის გამო გადაიქცევიან დარტყმით ტალღებად. დარტყმითი ტალღები ეფექტურად შთაინთქმება, რაც იწვევს კორონის ტემპერატურის ზრდას რამოდენიმე მილიონ გრადუსამდე. ამასთან ვეღარ ხდება ნაწილაკების მნიშვნელოვანი ნაწილის “დაჭერა” მზის მიერ, რაც იწვევს კორონის უწყვეტ გაფართოებას – მზის ქარს [65,66]. ნახ.8 წარმოდგენილია მზის მაგნიტური ველის სტრუქტურა [66]. მაგნიტური ველის ძალწირები ეკვატორულ ზონაში ჩაკეტილია, ხოლო პოლარულ რეგიონებში ღია (კორონალური ხერხელი) [67,68]. შესაბამისად გვაქვს მზის ქარის ნელი და ჩქარი კომპონენტა. ის ავსებს მთელ საპლანეტაშორისო სივრცეს და ვრცელდება დაახლოებით 100 ა.ე. მანძილზე (ნახ. 9). გაფართოებასთან ერთად მისი სიჩქარე ეცემა და საბოლოოდ შთაინთქმება ვარსკვლავთშორის სივრცეში (ჰელიოპაუზა) [69,70]. დედამიწის მახლობელ ნელი კომპონენტის სიჩქარე 330 კმ/წმ ჩქარის –700კმ/წმ; სიმკვრივე 12 და 4 ნაწ/სმ³; ტემპერატურა 7·10⁴ და 1,4·10⁵K-ია პროტონული და ელექტრონული კომპონენტების შესაბამისად.

მზის ქარის თანამედროვე მოდელი შექმნილი იქნა პარკერის მიერ [71,72]. ჰიდროდინამიკური მოდელი ეყრდნობა სფერული სიმეტრიის მიახლოებაში ისეთი განტოლების შერჩევას რომლებიც აკმაყოფილებენ მზის კორონაში არსებული ფიზიკური პირობებიდან მზის ქარის დედამიწის მახლობლობაში დაკვირვებად პარამეტრებად გლუვ გადასვლას. ასეთ პირობებში შეიძლება დავწეროთ:

$$v(r) \frac{dv(r)}{dr} = -\frac{1}{\rho(r)} \frac{dp(r)}{dr} + \frac{M_{\odot} G}{r^2} \quad (8) \text{ (მოძრაობის განტოლება)}$$

$$\rho(r)v(r)dr = \rho_0 v_0 A_0 \quad (9) \text{ (უწყვეტობის განტოლება)}$$

$$p(r) = p_0 \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0} \right)^{\alpha} \quad (10) \text{ (გაზური მდგომარეობის განტოლება)}$$

აქ $v(r)$, $\rho(r)$ და $p(r)$ მზის ქარის სიჩქარე, სიმკვრივე და წნევაა; $A(r)=A_0(r/r_0)^2$ ნაკადის განივკვეთის ფართობია, $1 < \alpha < 5/3$ პოლიტროპიის მაჩვენებელია. ნულოვანი ინდექსებით აღნიშნულია ცვლადების მნიშვნელობა რაღაც r_0 მანძილზე მზის ცენტრიდან. (8-10) განტოლებების ამოხსნით მივიღებთ:

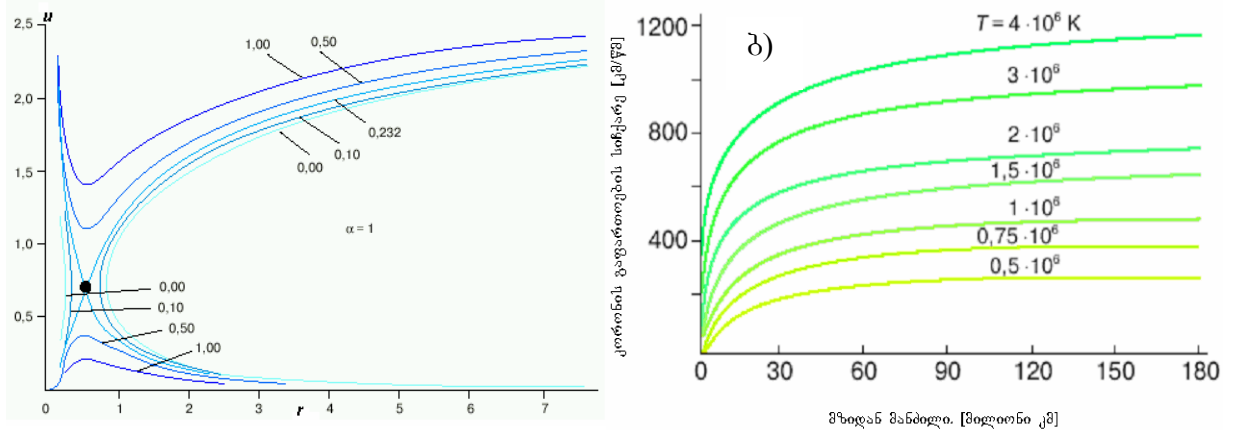
$$u^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \left(\frac{u_0}{u \xi^2} \right)^{\alpha-1} - \frac{H}{\xi} = u^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} - H \equiv u_1^2 \quad (11) \text{ აქ } u_0 \text{ საწყის პირობებზე}$$

დამოკიდებული ინტეგრაციის მუდმივაა, ხოლო $\xi = \frac{r}{r_0}$, $u^2 = \frac{1}{2} \frac{\rho_0}{r_0} v^2$, $H = \frac{GM_{\odot} \rho_0}{r_0 p}$. (11)

განტოლებას არა აქვს ზუსტი ანალიტიკური ამონახსენი, ამიტომ იკვლევენ ასიმპტოტურ შემთხვევებს $\xi \gg 1$ (დიდი მანძილები) და $\xi \ll 1$ (მცირე მანძილები). როცა $\xi \rightarrow \infty$ მაშინ $u \rightarrow \infty$ არ აკმაყოფილებს (11) –ს, ანუ გვაქვს 2 შემთხვევა $u \rightarrow 0$ ან $u \rightarrow \text{const}$. $u \rightarrow \text{const}$ შემთხვევაში $\rho_{\xi \rightarrow \infty} \rightarrow \text{const}$. რაც არ შეესაბამება ფიზიკურ რეალობას. ე.ი. $\xi \rightarrow \infty$ შემთხვევაში $\rho \rightarrow 0$ და ფიზიკური აზრი აქვს მხოლოდ პარკერის განტოლების მხოლოდ “ქვემოთა” ამონახსნებს (ნახ. 10ა). $\xi \rightarrow 0$ შემთხვევაში კი პირიქით, აზრი აქვს მხოლოდ “ზემოთა” ამონახსნებს.

ნახ.10ბ. ზე ნაჩვენებია კორონის სხვადასხვა ტემპერატურის შესაბამისი მზის ქარის სიჩქარე. გამოთვლებით $T_0=0,5 \cdot 10^6 \text{K}$ დროს დედამიწის მახლობლობაში ქარის სიჩქარეა 260 კმ/წმ ხოლო $T_0=4 \cdot 10^6 \text{K}$ დროს 1150 კმ/წმ –ია, რაც არ ეწინააღმდეგება ექსპერიმენტულ მონაცემებს, მაგრამ პლაზმის სიმკვრივე

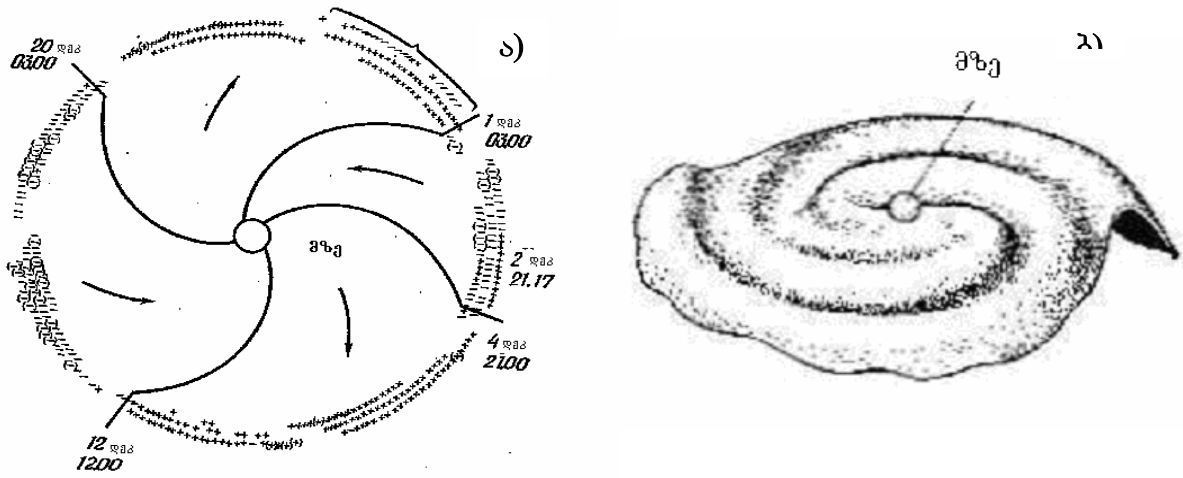
გამოთვლებით თითქმის 5 ჯერ მეტი გამოდის ვიდრე დაკვირვებული (5-10 ნაწ. სმ³). ჰიდროსტატიკური მოდელი სამართლიანია იმ შემთხვევაში, როცა დაჯახებათა რიცხვი ელექტრონებსა და იონებს შორის დიდია, რაც განაპირობებს პლაზმის იონური და ელექტრონულ კომპონენტების ტემპერატურათა ტოლობას, მაგრამ პლაზმის გაფართოებასთან ერთად ეს პირობა ირღვევა. ამიტომ მოძრაობის განტოლებაში (8) წნევა იცვლება იონური და ელექტრონული კომპონენტების წნევების ჯამით ($P=P_e+P_i=nk(T_e+T_i)$), ხოლო გაზური მდგომარეობის განტოლება იცვლება ენერჯის შენახვის კანონით, რომელიც იწერება ცალ-ცალკე იონური და ელექტრონული კომპონენტებისათვის. ორკომპონენტიანი მოდელის მიხედვით გამოთვლილი პარამეტრები ახლოს არის ექსპერიმენტულად დადგენილთან (სიჩქარე 330 კმ/წმ, სიმკვრივე 15 ნაწ/სმ³) [73,74].



ნახ. 10. პარკერის განტოლებების ამონახსნები: ა) მრუდების ერთობლიობა რომლებიც აკმაყოფილებენ (11) –ს. ბ) მზის ქარის სიჩქარის რადიალური პროფილი კორონის სხვადასხვა საწყისი ტემპერატურის პირობებში[73].

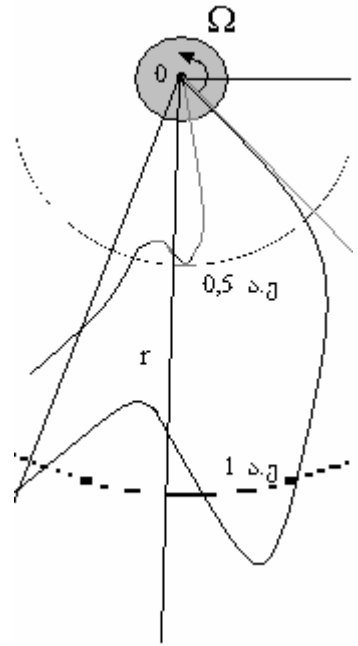
მზის ქარის სწრაფი კომპონენტი შეიძლება ორ ნაწილად დავეყოთ: რეკურენტულ და სპორადულად. ჩქარი მზის ქარის რეკურენტული კომპონენტი რეგულარულად ფიქსირდება დედამიწის მახლობლობაში მრავალი თვის მანძილზე 27 დღიანი პერიოდით (მზის ბრუნვის სიხშირე). მისი წყარო როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ კორონალური ხვრელებია სადაც მაგნიტურ ველს თითქმის რადიალური მიმართულება აქვს და შესაბამისად ხელს არ უშლის მზის კორონის პლაზმის რადიალურ გაფართოებას. რაც შეეხება მზის ქარის სპორადულ ნაწილს ისინი მაღალინტენსიური და მოკლევადიანი ნაკადის სახით არიან გამოხატული (სიჩქარე აღწევს 1200 კმ/წმ). ასეთი ნაკადის წყარო არის მზეზე აფეთქებანი და კორონალური მასის ეჯექციები. ამ მოვლენების დროს მზის კორონალურ სტრუქტურებში გენერირდება რენტგენული და γ გამოსხივება ასეულობით მეგ ენერჯის პროტონები, ელექტრონები და ნეიტრონები [75-77]. თვით ნაწილაკების აჩქარების მექანიზმები სხვადასხვაა[65,78-81]. ნაწილაკების ენერგეტიკულ სპექტრს კოსმოსური სხივების მსგავსად ხარისობრივი ხასითი აქვს, ხოლო მაქსიმალური ენერჯია რამოდენიმე გეგ-ივ შეიძლება იყოს. მზისმიერი კოსმოსური სხივების იზოტოპური და ელემენტული შემადგენლობის შესწავლა იძლევა საშუალებას პირდაპირი ინფორმაცია მივიღოთ მზის შემადგენლობის შესახებ, თუმცა აღსანიშნავია რომ, ისინი გარე კონვექციური ზონიდან საპლანეტათშორის სივრცეში მოძრაობისას განიცდიან ფრაქციონირებას[82]. მოძრაობისას მზის ქარი საპლანეტათაშორისო სივრცეში [83,84] “წარიტაცებს” მაგნიტურ ველს და წარმოქმნის საპლანეტათაშორისო მაგნიტურ ველს (IMF). მის სტრუქტურას განაპირობებს მზის ბრუნვა თავისი ღერძის გარშემო 27 დღიანი პერიოდით და

მაგნიტური ველი. (ნახ 1) მაგნიტური ველის დაძაბულობა მზიდან რადიალური მიმართულებით ეცემა $r^{-1,12}$ კანონით და დედამიწის მახლობლობაში აღწევს 10^{-5} - 10^{-6} გაუსს.



ნახ.11 ა) საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის სექტორული სტრუქტურა. ბ) მაგნიტური ველის ნეიტრალური ფენა.

ნახ11ა-ზე ნაჩვენებია საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის “სექტორული” სტრუქტურა ნიშანი + და - მიუთითებს ველის პოლარობაზე დიპოლურ მიახლოებაში. მზის ბრუნვა იწვევს მაგნიტური ველის დახვევას არქიმედეს სპირალის სახით ხოლო სექტორული სტრუქტურა გამოწვეულია ე.წ. ნეიტრალური ფენის არსებობით სადაც მაგნიტური ველის დაძაბულობა ნულთან ახლოსაა [85,86]. დედამიწა მოძრაობს რა ეპლიკურ სიბრტყეში აღმოჩნდება ნეიტრალური ფენის ხან ზემოთ ხან ქვემოთ შესაბამისად ხდება საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის სხვადასხვა პოლარობის არეში. მიუხედავად იმისა რომ საშუალოდ საპლანეტათშორისო მაგნიტურ ველს აქვს სპირალური სტრუქტურა, მასში არის მცირე და დიდმასშტაბიანი არაერთგვაროვნებები. მცირემასშტაბიანი არაერთგვაროვნებები (ფლუქტუაციები) რომელთა ზომა ნაკლებია 10^9 მ-ზე და სიცოცხლის ხანგრძლივობა 1 საათზე წარმოიქმნება როგორც უშუალოდ მზის კორონაში, ასევე საპლანეტათშორისო სივრცეში, მზის ქარის ურთიერთქმედების შედეგად აღფენის ტალღებთან. მზის მაგნიტური ველი იცვლება 22 წლიანი პერიოდულობით ანუ ამ პერიოდულობით ხდება მზის ველის გადაპოლუსება. მაგნიტური ველის დაძაბულობასთან ციკლში იცვლება მზის აქტივობა და შესაბამისად აქტიური რეგიონების, მზეზე აფეთქებების, კორონალური მასის ეექციციების და სხვა არასტაციონალური მოვლენების რიცხვი, რომელთაც თან სდევს მზის ქარის სიჩქარის ნახტომისებური შეცვლა საპლანეტათშორისო სივრცეში, რაც ერთ ერთი ძირითადი მიზეზია დიდმასშტაბიანი არაერთგვაროვნებების წარმოქმნისა საპლანეტათშორისო მაგნიტურ ველში.



ნახ. 12. საპლანეტათშორისო ველის სტრუქტურა რადიალური გამრუდებისას

დიდმაშტაბიანი არაერთგვაროვნებების წარმოქმნის მახასიათებელი დრო რამოდენიმე დღეა. ამ დროს მზის ქარის სიჩქარის შეცვლა ხდება 100-200 კმ/(წმ·დღე) რაც იწვევს საპლანეტათშორისო ველის რადიალური კომპონენტის გამრუდებას (ნახ. 12.) [73,87]. აფეთქებებისას ასევე ხდება ენერგეტიკული ნაწილაკებისა და რენტგენული სხივების გენერირება რომლებიც რამოდენიმე დღის განმავლობაში აღწევენ დედამიწამდე და დაიკვირვებიან ნეიტრონული მონიტორებით [88, 89].

1.2.3 გალაქტიკური კოსმოსური სხივები ჰელიოსფეროში, კოსმოსური სხივების მოდულაცია.

ჰელიოსფეროში გავლისას გალაქტიკური კოსმოსური სხივები ურთიერთქმედებენ საპლანეტათშორისო მაგნიტურ ველთან. ზემოქმედების შედეგად მათი დაბალენერგეტიკული ნაწილი განიდევენება მზის სისტემიდან, ანუ ხდება კოსმოსური სხივების მოდულაცია. თანამედროვე თეორიას კოსმოსური სხივების საპლანეტათშორისო სივრცეში მოძრაობის შესახებ საფუძველი დაედო გასული საუკუნის 60-იან წლებში [90-92]. განვიხილოთ პარკერის ცნობილი გამოსახულება კოსმოსური სხივების დიფუზიისათვის:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \overbrace{\nabla \cdot (K^{(s)} \cdot \nabla f)}^I - \overbrace{v_d \cdot \nabla f}^{II} - \overbrace{V \cdot \nabla f}^{III} + \overbrace{\frac{1}{3}(\nabla \cdot V) \frac{\partial f}{\partial (\ln p)}}^{IV} + Q(r, p, t) \quad (9)$$

აქ f p მომენტის მქონე კოსმოსური სხივების ნაწილაკების განაწილების ფუნქციაა დროის t მომენტში, V მზის ქარის სიჩქარე, Q ნაწილაკების წყაროა. v_d კი ნაწილაკთა დრეიფის სიჩქარეა, რომელიც გამოწვეულია საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის გრადიენტითა და სიმრუდით. $K^{(s)}$ არის დიფუზიის ტენზორის

სიმეტრიული ნაწილი $K = \begin{bmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp\theta} & k_A \\ 0 & k_A & k_{\perp r} \end{bmatrix}$ აქ K_{\parallel} და K_{\perp} არის დიფუზიის

კოეფიციენტები “საშუალო” საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის პარალელური და მართობული მიმართულებით [93]. (9)-ში მარჯვენა მხარეს პირველი წევრი აღწერს კოსმოსური სხივების ანიზოტროპულ დიფუზიას პლანეტათშორისო მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნებებში (ნახ.12), მეორე – არაერთგვაროვან ჰელიოსფერულ ველში დრეიფს, მესამე მზის ქარით გამოწვეულ კონვექციას გარე მიმართულებით, მეოთხე გაფართოებად მზის ქარში ნაწილაკების ადიაბატურ შენელებას [94,95], ხოლო ბოლო წევრი კი აღწერს ნაწილაკთა წყაროს (მაგალითად ანომალური კოსმოსურ სხივებს¹ [96-98]). ამ გამოსახულების გამარტივება შესაძლებელია გარკვეული დაშვებით რომლებიც სამართლიანია

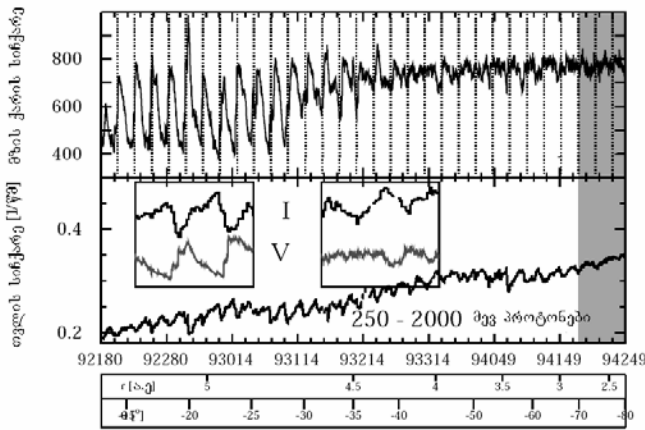
$\frac{r}{f} \frac{\partial f}{\partial r} \ll 1$ პირობით, მივიღებთ: $\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3\kappa} \frac{\partial f}{\partial R} = 0$ (10). აქ $R = \frac{cp}{ze}$ ნაწილაკთა სიხისტეა,

დიფუზიის კოეფიციენტი კი $k = \begin{cases} \kappa_0 \cdot \beta P (P > P_b) \\ \kappa_0 \cdot \beta P_b (P < P_b) \end{cases}$ ფორმითაა აღებული [99,100].

კარგი მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ რომ, შიდა ჰელიოსფეროში რადიალური მიმართულებით მოდულაციის ხარისხსა და მზის ქარის სიჩქარეს შორის პირდაპირპროპორციული დამოკიდებულებაა და მზიდან დაშორების

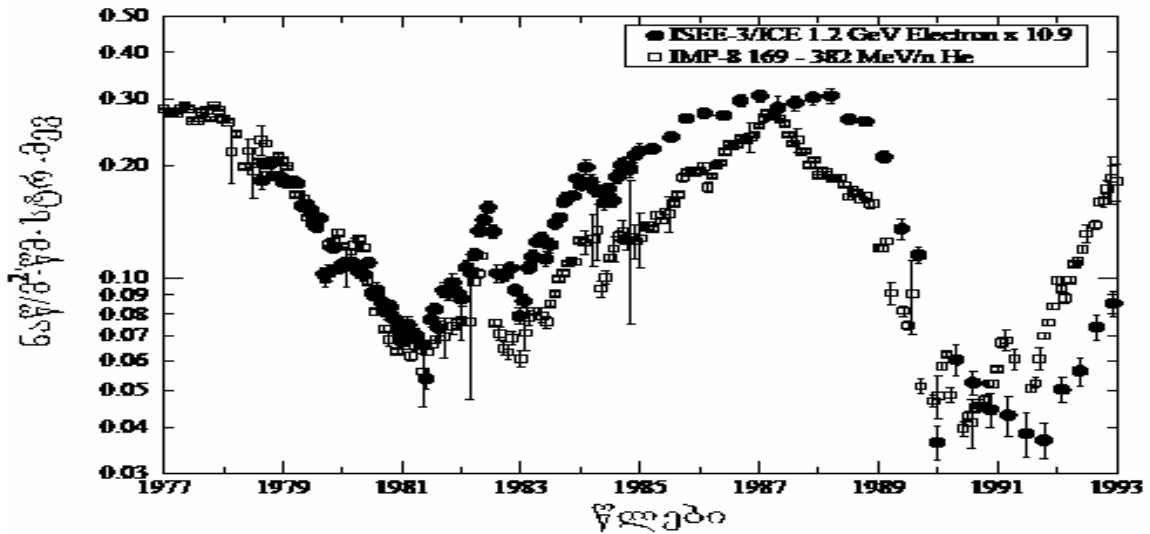
¹ ანომალური კოსმოსური სხივები არის ენერგიული ნაწილაკები (პიკაპ იონები), რომლებიც აჩქარდებიან ჰელიოპაუზაში.

მიხედვით $I=I_0(r/R)^{\alpha}$ კანონით[101] იცვლება. ნახ 13 -ზე მოყვანილია კოსმოსური



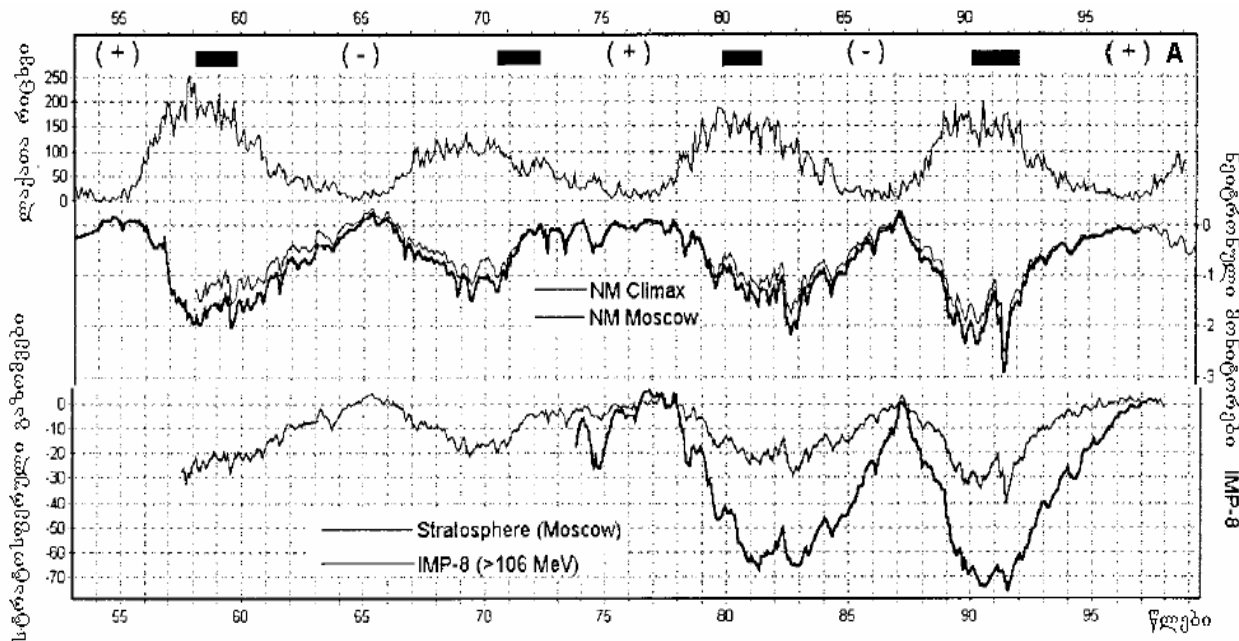
ნახ. 13. მზის ქარის სიჩქარე (ზედა პანელი) და 250-2000 მეგ ენერგიის პროტონების ინტენსივობის დამოკიდებულება ჰელიოგანგზე (ქვემოთა პანელი). ULUSSES კოსმოსური ხომალდის მონაცემების მიხედვით[102].

სხივების ინტენსივობა კოსმოსური ხომალდის ULUSSES მონაცემებზე დაყრდნობით, რომელმაც გადაჭრა ჰელიოსფერო 80°S დან 80°N მდე, ამ დროს რადიალური მიმართულებით გაიარა 1,3-2,3 ა.ე. ინტენსივობის ჰელიოგანგზე დამოკიდებულება შესწავლილი იქნა IMP8 მონაცემებთან ერთობლიობაში, რომელიც მთელი ამ პერიოდის მანძილზე ჰელიოსფეროს ნეიტრალურ ფენაში იმყოფებოდა. ULUSSES/IMP8 თანაფარდობა მიუთითებს მაღალ ჰელიოგანგზე კოსმოსური სხივების ინტენსივობის 20% იან ზრდაზე [102].

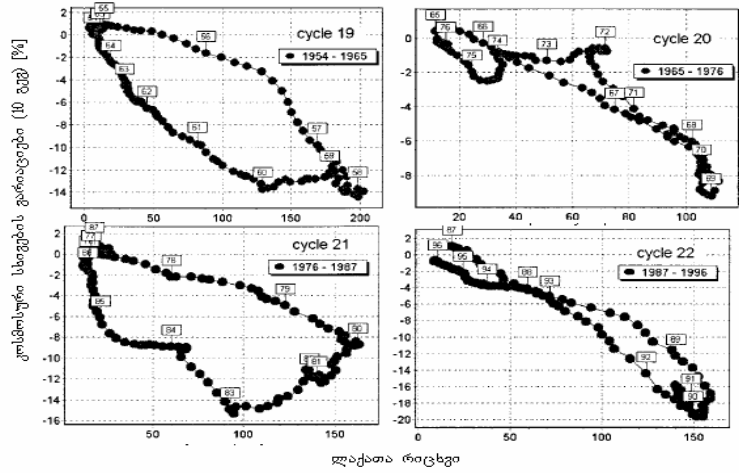


ნახ 14. გალაქტიკური 1,2 გეგ ელექტრონებისა და 169-382 მეგ/ნუკლონი ჰელიუმის ინტენსივობის დროზე დამოკიდებულება გაზომილი კოსმოსური ხომალდების მიერ[103].

ნახ 14-ზე წარმოდგენილია კოსმოსური ხომალდების მონაცემები 1,2 გეგ ელექტრონებისა და 169-382 მეგ/ნუკლონი ჰელიუმის ატომების ინტენსივობებისთვის ნახ.15-17 ზე კი ლაქათა რიცხვის, მოსკოვისა და კლიმაქსის ნეიტრონული მონიტორების, სტრატოსფერული გაზომვებისა IMP-8 კოსმოსური ხომალდის მონაცემები და მათი ურთიერთკორელაციები[102].

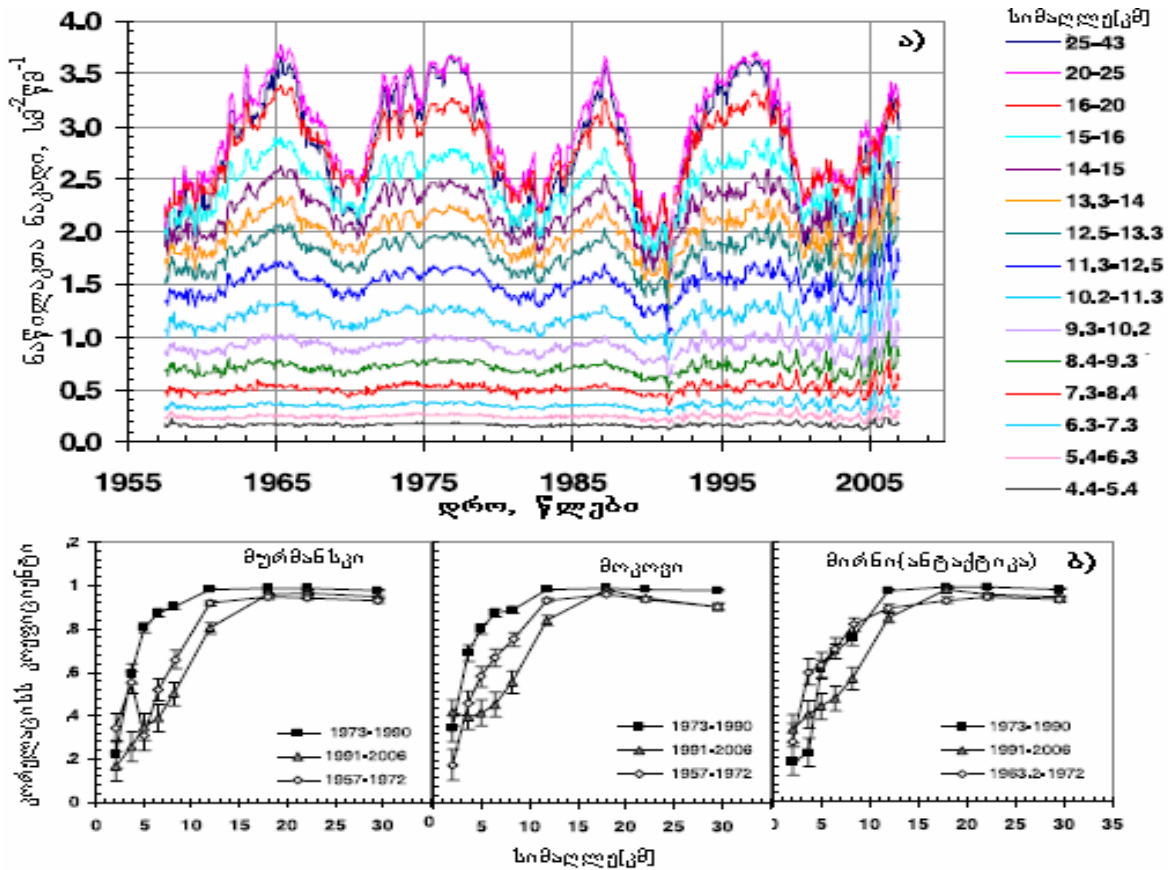


ნახ. 15. ლაქათა რიცხვის, კლიმაქსის და მოსკოვის ნეიტრონული მონიტორების თვლის სიჩქარის ასევე კოსმოსური სხივების ინტენსივობის სტრატოსფერული და IMP-8(E>106მეე) კოსმოსურ ხომალდზე ჩატარებული გაზომვების დროზე დამოკიდებულება. ნახაზზე +და- ნიშნებით აღნიშნულია საპლანეტაშორისო ველის პოლარობა[106].



ნახ.16 კოსმოსური სხივების (10 გეე ენერჯიის პროტონების) ინტენსივობის ვარიაციებსა და ლაქათა რიცხვის შორის კავშირი სხვადასხვა ციკლებისათვის[106].

თვალნათლივ ჩანს რომ, კოსმოსური სხივების ინტენსივობასა და მზის აქტივობას შორის ძლიერი ანტიკორელაციური კავშირია, ასევე სახეზეა სხვადასხვა მეთოდებით და ფართო ენერგეტიკულ დიაპაზონში შესწავლილი კოსმოსური სხივების მონაცემების ურთიერთთანხვედრა. მონაცემებში მკვეთრადაა გამოკვეთილი ცნობილი 11 წლიანი ანუ შვაბლის ციკლი. ნახ 17-ზე წარმოდგენილ 10 გეე პროტონებისა და მზის ლაქათა რიცხვის ურთიერთდამოკიდებულებაში მკვეთრადაა გამოკვეთილი პისტერეხისი კენტი ნომრის მქონე ციკლებში, რაც დაკავშირებულია მზის ველის პოლარობის ცვლილებასთან. დიდი “კვანძი” ჩნდება (+/-) ცვლილებებისა პატარა კი პირიქით (-/+). ეს აიხსნება კოსმოსური სხივების შედარებით დიდი ინტენსივობით უარყოფითი პოლარობისას.



ნახ.17 ა) მურმანსკის რეგიონში სხვადასხვა სიმაღლეზე საჰაერო ბურთებით გაზომილი მაიონიზირებელი ნაწილაკების ნაკადი. ბ) ნეიტრონული მონიტორებისა და სხვადასხვა სიმაღლეზე ნაწილაკთა ნაკადს შორის კორელაციები [7]

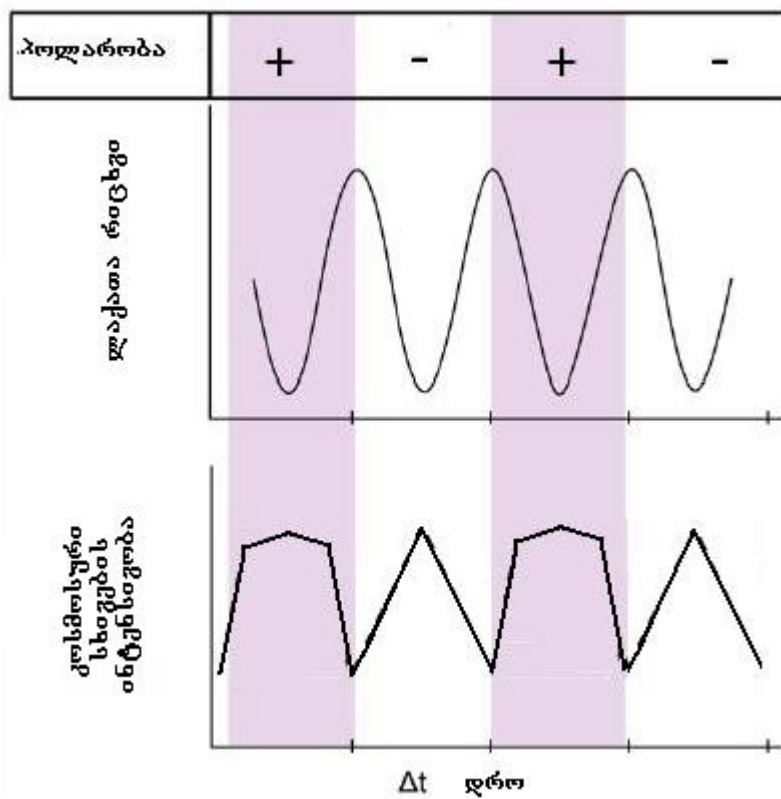
მზის ლაქებსა და ინტენსივობას შორის კავშირისათვის არსებობს რამოდენიმე ემპირული ფორმულა [42,103-105] მათ შორის ცნობილი ფორმულა დადგენილი ჩარახიანის ჯგუფის მიერ 0,1-15 გენერგის პროტონების ინტენსივობისათვის: $I=I_0 \exp(-A \eta^{0.8} \Phi^{-1.2})$ (11) აქ η -მზის ლაქების ჯგუფების რიცხვია, Φ -მათი ჰელიოგანედი. I_0 და A მუდმივებია. მრავალპარამეტრიანი სიმულაციური მოდელის მიხედვით დადგენილია კავშირი საპლანეტათშორისო მაგნიტური ველის, მზის ქარის პარამეტრებსა და კოსმოსური სხივების ინტენსივობის ვარიაციას შორის:

$$\partial(t) = a + b + b_\eta \sum \eta(t') (1 + b_{np} p(t') + b_p \sum p(t') + b_v \sum V(t')) + b_H \frac{\sum W_H(\tau) H(t')}{\sum W_H(\tau)} \quad (12) \quad \text{აქ } H$$

მაგნიტური ველის დაძაბულობა η მისი დახრის კუთხეა, W_H წონითი ფუქციებია, $p(t)$ მზის ველის პოლარობაა რომელიც ± 1 ია სხვადასხვა პოლარობის დროს, ხოლო 0 მაგნიტური ველის პოლუსების გადაპოლარობისას, $V(t)$ კი მზის ქარის სიჩქარეა, $t'=t-\tau$ და $W_H(0)=C_0$, $W_H(\tau)=\tau^\alpha (\tau>0)$. ხოლო 1972-1998 წლებში ამ გამოსახულებზე დაყრდნობით გამოთვლილი პარამეტრებია: $a = 6,44$, $b_H = -0,014$, $b_\eta = 0,221$, $b_p = -1,43$, $b_v = -0,30$, $b_{np} = -0,40$, $\alpha = 0$, $c_0 = 1$; $\tau_{uH} = 2$, $\tau_{u\eta} = 9$, $\tau_{up} = 1$, $\tau_{uv} = 31$ თვეს [106].

ნახ. 18,19 ზე კარგად ჩანს კოსმოსური სხივების მოდულაციის ენერგეტიკული ხასიათი, კერძოდ დაბალენერგეტიკული ჩამოჭრა. ვარიაციების ამპლირუდა იზრდება ნაწილაკთა ენერგიის (სიხისტის) შემცირების კვალდაკვალ, ხოლო ინტენსივობა მცირდება მზის აქტივობის ზრდასთან ერთად. ეს ასე ჩაიწერება:

$$\left[\frac{dN}{dE} \right] = \Phi \cdot \left[\frac{dN_0}{dE} \right] \quad \text{სადაც } \frac{dN}{dE} \text{ ნაწილაკთა სპექტრია, } \Phi = \exp \left[- \frac{k(t)}{\beta R} \right] \quad (13) -$$



ნახ 18. კოსმოსური სხივების ინტენსივობა და ლაქათა რიცხვი[107].

მოდულაციური ფუნქციაა, $k(t)$ მზის აქტივობაზე დამოკიდებული მოდულაციის პარამეტრია. როგორც ნახ.15,17 დან ჩანს მზის ციკლის ლუწ (A>0) და კენტი (A<0) რიცხვებში კოსმოსური სხივების ინტენსივობა სხვადასხვა ფორმისაა: ლუწ ციკლებში მინიმუმიდან მაქსიმუმამდე ის უფრო ნელა იზრდება (და პირიქით) ასევე მაქსიმუმის ხანგრძლივობა გაცილებით უფრო მცირეა ვიდრე კენტი რიცხვებში (ნახ 18) [107]. აღსანიშნავია ასევე რომ, დაიკვირვება რამოდენიმე თვის “დაგვიანება” მზის აქტივობის სხვადასხვა ინდექსებსა და კოსმოსური სხივების ინტენსივობას შორის ის. I ცხრილი [108].

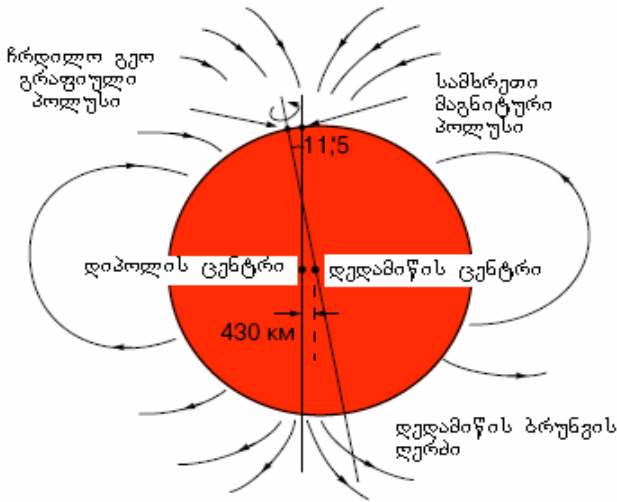
ცხრილი I. დროითი დაგვიანებები მზის აქტივობის ინდექსებს (ლაქათა რიცხვს , რადიო გამისხივებას, მზეზე აფეთქებების ინდექსს) და კოსმოსური სხივების ინტენსივობას შორის სხვადასხვა პერიოდის მანძილზე.

პოლარობა	ბიჯი(თვეები)			მაქსიმალური კორექციის კოეფიციენტი		
	WSN	SRF	SFI	WSN	SRF	SFI
A>0(1952–1956)	04	04	–	0.847	0.836	–
A<0(1961–1968)	10	10	–	0.869	0.868	–
A>0(1973–1979)	01	03	00	0.844	0.829	0.775
A<0(1982–1989)	09	09	01	0.881	0.857	0.809
A>0(1992–1999)	05	05	03	0.908	0.902	0.847
A<0(2001–2006)	14	14	14	0.750	0.748	0.648
ციკლის ნომერი						
19	10	10	–	0.936	0.932	–
20	02	01	–	0.863	0.855	–
21	11	11	11	0.885	0.893	0.806
22	01	03	03	0.913	0.925	0.878
23	15	14	14	0.832	0.814	0.519

§ 3 კოსმოსური სხივები და გეოსფერო.

1.3.1 დედამიწის მაგნიტური ველი, მაგნიტოსფერო.

კოსმოსური სხივების მოძრაობაზე მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს დედამიწის მაგნიტური ველი, იწვევს რა მათი დაბალენერგეტიკული ნაწილის ეკრანირებას და სხვების ტრაექტორიის მნიშვნელოვნად შეცვლას.



ნახ 19. დედამიწის მაგნიტური ველი[109].

სუპერპოზიციის შედეგია: 1. ველები, რომლებიც წარმოიქმნებიან დედამიწის ზედაპირთან, 2. კოსმოსური წარმომავლობის ველები (მზის ქართან და კოსმოსურ სხივებთან ურთიერთქმედების შედეგი) და 3. დედამიწის შიგთავსის დინამიკასთან დაკავშირებული ველები. ამასთან უნდა აღინიშნოს რომ ეს უკანასკნელი დომინირებს მაგნიტური ველის ფორმირებაში და მისი წყარო არის დედამიწის მაგნიტური ჰიდროდინამო. დედამიწის მაგნიტურ ველს სწავლობენ მაგნეტომეტრებით სტაციონალურ მაგნიტურ ობსერვატორიებში, თვითმფრინავებიდან, კოსმოსური ხომალდებიდან და დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრებიდან მაგნიტური გადაღებებით, ასევე არქეომაგნიტური და პალეომაგნიტური მეთოდებით, რომლებიც დამყარებულია ზოგიერთი მინერალის (თიხა, ფეომაგნეტული მინერალები.) თვისებაზე შეიძინოს ნარჩენი დამაგნიტებულება გაცივებისას. არქეომაგნეტული მეთოდებით შესწავლილია მაგნიტური ველი 8-10 ათასი წლის განმავლობაში, ხოლო პალეომაგნიტური მეთოდებით კი ასეულობით მილიონი წლის მანძილზე. გეომაგნიტური ველის შესწავლა წარსულში, ათეულ ათასობთ წლის მანძილზე შესაძლებელია ასევე კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით (იხ. თავი 2 §2.1.2). დადგენილია, რომ გეომაგნიტური ველის დაძაბულობა საშუალოდ მუდმივი იყო 2 მილიარდი წლის განმავლობაში, თუმცა ადგილი ქონდა მის ვარიაციებს და ველის მიმართულების შეცვლას. ჯერ კიდევ XII საუკუნეში შეამჩნიეს გეომაგნიტური ველის დახრილობის ცვლილება, რომელიც 0,2%-ს შეადგენს წელიწადში[109,110] (ანუ 22კმ-ით გადაადგილდება დასავლეთით). გეომაგნიტური ველის ვარიაციებში შორის ყველაზე მძლავრია 8000 წლიანი პერიოდულობა, რომელის დროსაც ხდება დიპოლური მომენტი 1,5-2 ჯერ შეცვლა, აღსანიშნავია ასევე დედამიწის მაგნიტური ველის გადაპოლუსება. დაახლოებით 10^5 - 10^7 წლის პერიოდულობით ხდება ველის დაძაბულობის მკვეთრად 3-10 ჯერ შემცირება, 10^3 - 10^4 წლის

განმავლობაში, ამ პერიოდში კი მაგნიტური ველის პოლარობის რამოდენიმეჯერ შეცვლაა შესაძლებელი [109, 111].

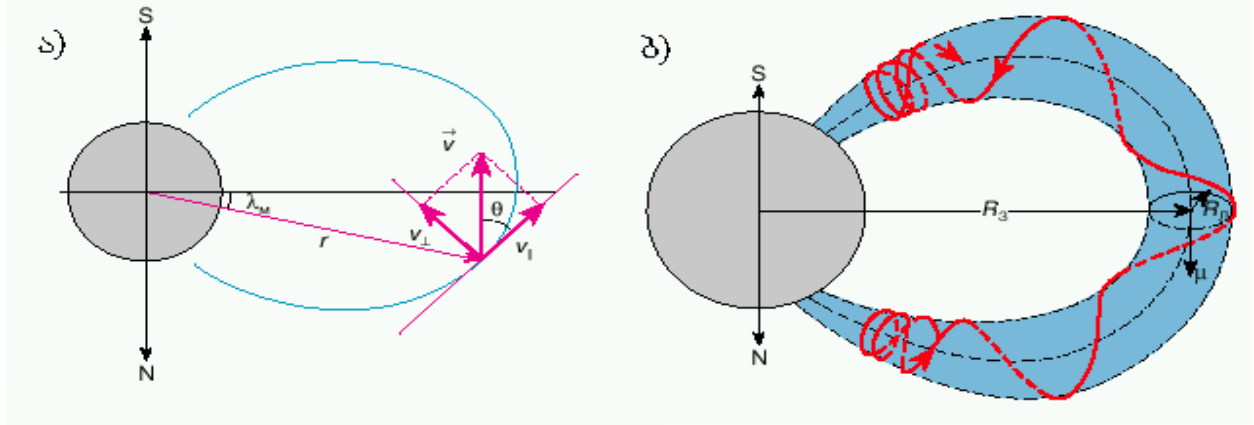
დედამიწის 6-7 რადიუსის ფარგლებში მისი მაგნიტური ველი შეიძლება ჩავთვალოთ დიპოლურად და სფერულად სიმეტრიულად. ანუ

$$B(\lambda_M, r) = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda_M} \quad (14) \quad \text{აქ } M \text{ გეომაგნიტური ველის დიპოლური მომენტია.}$$

λ_M მაგნიტური განედი. დაუშვათ, ნაწილაკის სიჩქარე ადგენს რაღაც θ პიჩ კუთხეს მაგნიტური ძაღწირებთან, მაშინ ის შეიძლება წარმოვადგინოთ ორ მდგენელად: მაგნიტური ძაღწირის გასწვივრე მოძრაობად და ლარმონის სისშირით

ბრუნვად ძაღწირის ირგვლივ: $T_l = \frac{2\pi R_l}{v_{\perp}} = 2\pi \frac{mc}{ZeB}$. აქ m , Ze ნაწილაკის მასა და

მუხტია, R_l ლარმონის რადიუსია. ჩაკეტილი ძაღწირების გასწვივრე ასეთი სახის მოძრაობისას ხდება ნაწილაკების ჩაჭერა. (ნახ20) მართლაც, ნაწილაკის მოძრაობისას მაგნიტური პოლუსისკენ ველის დაძაბულობა იზრდება. ნაწილაკზე მოქმედი $F_{\parallel} = (Ze/c)(v_{\perp} B_r)$ ძაღაც იზრდება და საბოლოოდ იწვევს მის გაჩერებას და უკან მობრუნებას. ნაწილაკის ლარმონის მოძრაობისას მაგნიტური მომენტი



ნახ.20. დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობა დედამიწის მაგნიტურ ველში[112].

ინახება $\mu = \pi R_l^2 Ze \omega_l = \pi c \frac{mv^2 \sin^2 \theta}{Ze B}$, თუ მაგნიტური ველი სტაციონალურია, მაშინ

$\mu \sin^2 \theta / B \approx const$. დროის ყოველ მომენტში მაგნიტური მომენტი მიმართულია

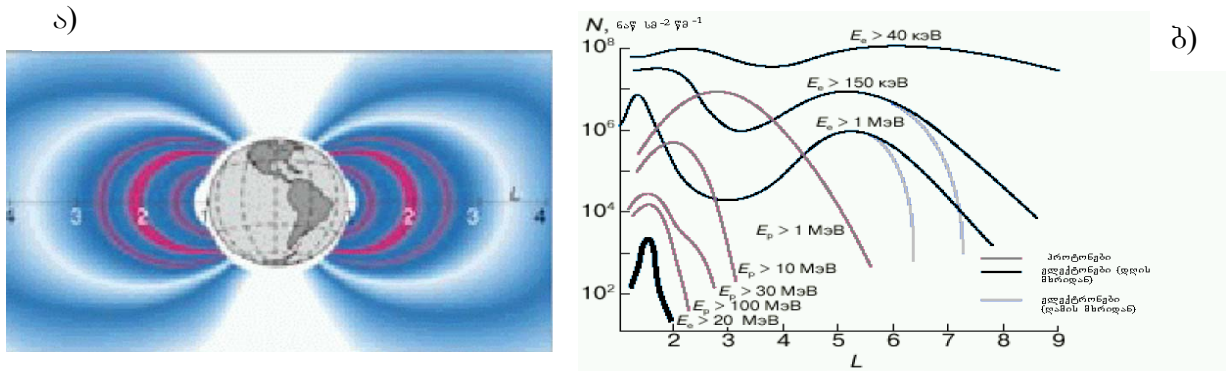
მაგნიტური ველის ძაღწირების მხების გასწვივრე, რადგანაც B იცვლება ველის ძაღწირის გასწვივრე, შესაბამისად იცვლება პიჩ კუთხეც. როდესაც $\sin \theta = 1$ პირობა შესრულდება, ანუ ნაწილაკის სიჩქარე დაძაბულობის მართობული ხდება ანუ მის მიერ მოძრაობის შემდგომი გაგრძელება შეუძლებელი გახდება და მოხდება მისი არეკვლა. სტაციონალურ პირობებში თუ არეკვლის წერტილი დედამიწიდან 100 კმ ზე მაღლა მდებარეობს ნაწილაკი შეიძლება ძალიან დიდი დროის მანძილზე ოსცილირებდეს. აღსანიშნავია ასევე, რომ ნულოვანი პიჩ კუთხის მქონე ნაწილაკები შეუფერხებლად შემოდინან დედამიწის ატმოსფეროში.

მეორე ადიაბატური ინვარიანტი არის ქმედების ინტეგრალი ჩრდილოეთ G_N და სამხრეთ G_S არეკვლის წერტილებს შორის მოძრაობისას:

$$J = \int_{G_S}^{G_N} p_{\parallel} ds = p \int_{G_S}^{G_N} \sqrt{1 - B/B_{3\parallel}} ds \quad \text{ეს ნიშნავს რომ} \quad \int_{G_S}^{G_N} \sqrt{1 - B/B_{3\parallel}} ds \quad \text{სიდიდე ინახება ანუ}$$

ნაწილაკი განედური დრეიფისას ყოველთვის განსახლვრულ ძაღწირებზე იმყოფება.

ასეთი ტრაექტორიების ერთობლიობა ქმნის ზედაპირს, რომელსაც რადიაციულ სარტყელს ეძახიან. ჩატყერილი ნაწილაკები განსხვავდებიან თავიანთი მასით, ენერგიით და პიჩ კუთხით, ამიტომ ისინი ქმნიან “თავიანთ” სარტყლებს, სწორედ ასეთი სარტყლების ერთობლიობაა დედამიწის რადიაციული სარტყლები ნახ.21ა. პროტონებისა და ელექტრონების განაწილება სარტყლებში არათანაბარია, პროტონები ავსებენ სარტყლების შიგა ხოლო ელექტრონები გარე ნაწილს ნახ.21ბ. რადიაციული სარტყლების შევსება ხდება მზის ქარის ნაწილაკებისა და კოსმოსური სხივების დედამიწის ატმოსფეროსთან ურთიერთქმედების შედეგად

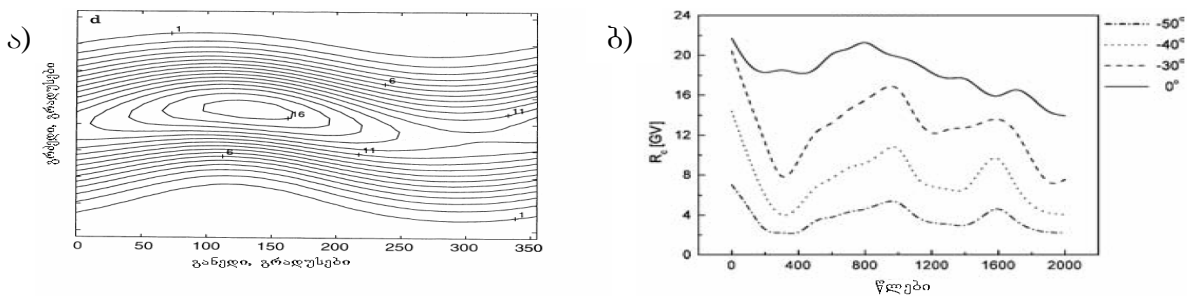


ნახ 21 ა) დედამიწის რადიაციული სარტყლები ბ) სხვადასხვა ენერგიის ნაწილაკთა ნაკადის ინტენსივობების დამოკიდებულება დედამიწიდან მანძილზე $L=R/R_{\text{ღ}}$ ერთეულში გაზომილზე[112].

წარმოქმნილი ალბედო ნეიტრონების დაშლის პროდუქტებით [112-114].

დედამიწის მაგნიტური ველი გადახრის მაღალი ენერგიის კოსმოსურ სხივებს საწყისი მიმართულებიდან, შედეგად ხდება კოსმოსური სხივების ინტენსივობის შემცირება. გადახრის ხარისხი დამოკიდებულია ნაწილაკთა სიხისტესა და მოძრაობის მიმართულებაზე. დიპოლურ მიახლოებაში(14) ჩამოჭრის სიხისტისათვის გვაქვს შტერმერის ცნობილი გამოსახულება:

$$P_c = \frac{M}{R^2} \frac{\sin^4 \phi}{[1 + (1 - \sin \alpha \sin^3 \phi)]} \quad (15). \text{ აქ } \phi \text{ კუთხეა ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულებასა}$$



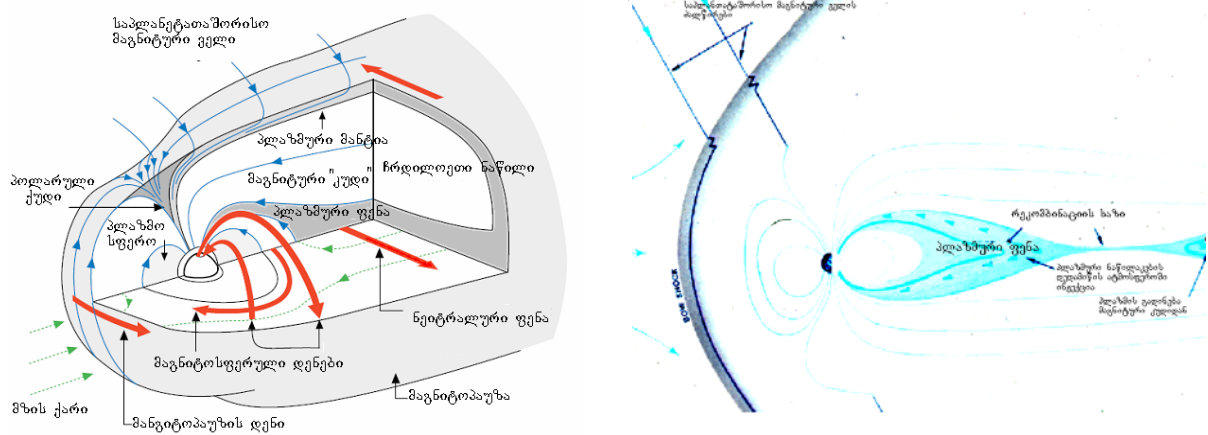
ნახ 22. ა)1985 წლისათვის 100 კმ სიმაღლეზე ჩამოჭრის სიხისტის დამოკიდებულება კოორდინატებზე. გამოთვლილი დიპოლური ველის მიახლოებაში. ბ) მაგნიტური ველის ევოლუცია დროში 30° გეოგრაფიული განედის და 0° 30° 40° 50° გრძედის მქონე კოორდინატებისათვის[115].

და დიპოლის ღერძს შორის, α კი დიპოლის ღერძსა და ნაწილაკის მდებარეობაზე გავლებულ სიბრტყესა და მოძრაობის მიმართულებას შორის ნახ 22ა. დედამიწის დიპოლური ველის ვარიაციების გამო ჩამოჭრის სიხისტეც განიცდის ცვლილებებს, ანუ ფიქსირებულ გეოგრაფიულ კოორდინატის შესაბამისი

ჩამოჭრის სიხისტე და კოსმოსური სხივების ინტენსივობა ამ წერტილში იცვლება[115, 116]. ნახ 22ბ-ზე წარმოდგენილია ჩამოჭრის სიხისტის ცვლილება უკანასკნელი 2000 წლის მანძილზე 30⁰ გეოგრაფიული განედის მქონე წერტილებისათვის.

1.3.3 მზის ქარი და დედამიწის მაგნიტური ველი, ჩრდილოეთის ციალი.

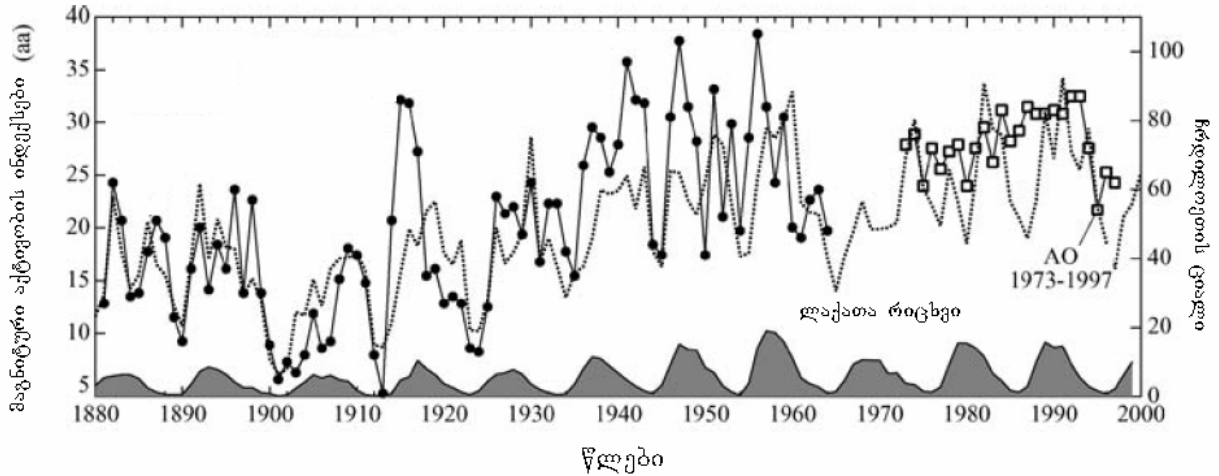
მზის ქარი და პლანეტათაშორისი მაგნიტური ველი ინტენსიურად ურთიერთმედებს დედამიწის მაგნიტურ ველთან და იწვევს დიპოლური მაგნიტური ველის მნიშვნელოვან შეცვლას. მაგნიტოსფერო შემოსაზღვრულია დარტყმითი ტალღით რომელიც ჩნდება მზის ქართან ურთიერთქმედებისას. ამ რეგიონში ნაწილაკების მოძრაობისას მცირდება მათი სიჩქარე და უმრავლესობა აირეკლება რეგიონიდან, რომელსაც ქვია მაგნიტოფენა. ნაწილი დამუხტული ნაწილაკებისა მოძრაობს რა მაგნიტური ველის ძაღწირების გასწვრივ პოლარული ქუდის გავლით აღწევს იონოსფეროში. მზის ქარის მოძრაობის მიმართულებით დედამიწის მაგნიტოსფერო წაგრძელებულია და წარმოქმნის მაგნიტურ კუდს.



ნახ. 23 მაგნიტოსფეროს სტრუქტურა “წყნარი” ქარისა და მაგნიტური ქარიშხლის დროს[117].

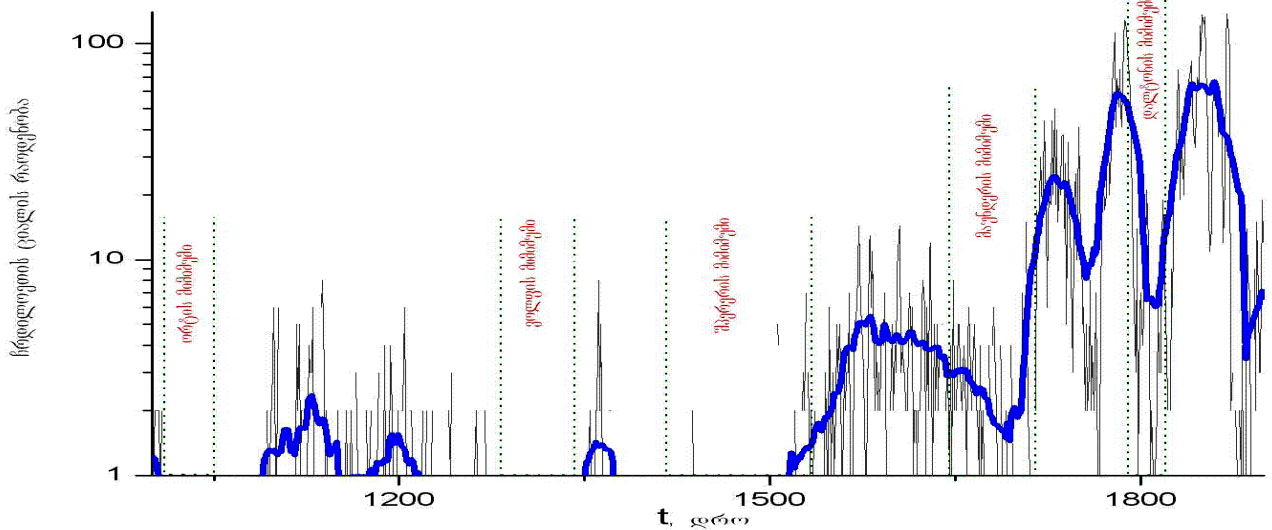
ნაწილი ნაწილაკებისა აღწევს მაგნიტურ კუდშიც და წარმოქმნის პლანეტარულ ფენას, “ცხელ” რეგიონს ცვლადი სიბლანტითა და სიმკვრივით. პლანეტარული ფენა გამოყოფილია თხელი ნეიტრალური ფენით, რომელშიც მაგნიტური ველები სხვადასხვა ნახევარსფეროდან ერთმანეთს აბათილებენ. ნეიტრალური ფენა ესაზღვრება პლანეტარულ ფენას, რომელიც თავის მხრივ ეკვრის გარს იონოსფეროს და წარმოადგენს ცივ და მკვრივი პლანეტარული რეგიონს. ნაწილი ელექტრონებისა და იონებისა გადადის იონოსფეროდან პლანეტარულ რეგიონში ნახ23. სწორედ პლანეტარულ რეგიონში არის წარმოდგენილი რადიაციული სარტყლები [117]. მათი შემადგენლობა ჩვეულებრივ პირობებში არ იცვლება.

მზეზე აფეთქებებისას, მაშინ, როდესაც მზის ქარის სიჩქარე მნიშვნელოვნად იზრდება ხდება დედამიწის მაგნიტური ველის დეფორმირება, ე.წ. მაგნიტური ქარიშხალი. ამ დროს იზრდება ასევე პლანეტარული ფენაზე მაგნიტური წნევა რაც იწვევს მის ზეწოლას ნეიტრალურ ფენაზე ნახ23. ამ დროს დამუხტული ნაწილაკები მოძრაობენ მაგნიტური ველის ძაღწირების გასწვრივ და აღწევენ ატმოსფეროს ზედა ფენებში, ძირითადად პოლარულ რეგიონებში, რაც იწვევს ნათებას, ე.წ. ჩრდილოეთის ციალს [118,119]. მაგნიტური ქარიშხლის დროს ატმოსფეროში გამოიყოფა ლგ-ს რიგის ენერჯია. მათი დაფიქსირება შეიძლება ჩვეულებრივი მაგნიტოსკოპური ხელსაწყოებით.



ნახ24. ვოლფის რიცხვები (გაფურადებული არე) aa ინდექსები (ტეხილი ხაზი) და ფინეთში დაკვირვებული მეტეოროგიულ ჩანაწერებზე დაყრდნობით ჩრდილოეთის ციალის რაოდენობა (წრები, 1881-1964წწ) და 5 სადგურის მონაცემების მიხედვით გასაშუალოებული მონაცემები (მარტუთხედები 1973-1977 წწ)[128].

არსებობს მაგნიტური აქტივობის ინდექსების რამოდენიმე მწკრივი, რომლებიც ფარავს დაახლოებით 150 წლის ინტერვალს. მათ შორის აღსანიშნავია ე.წ. aa ინდექსები, რომლებიც იზომებოდა 1863 წლიდან 2 საათიანი ინტერვალით[120,121]. ისინი კარგად კორელირებენ ერთმანეთს შორის და ვოლფის რიცხვებთან [122,123], ამიტომ განიხილებიან როგორც ერთ-ერთი წყარო მზის აქტივობისა წარსულში.



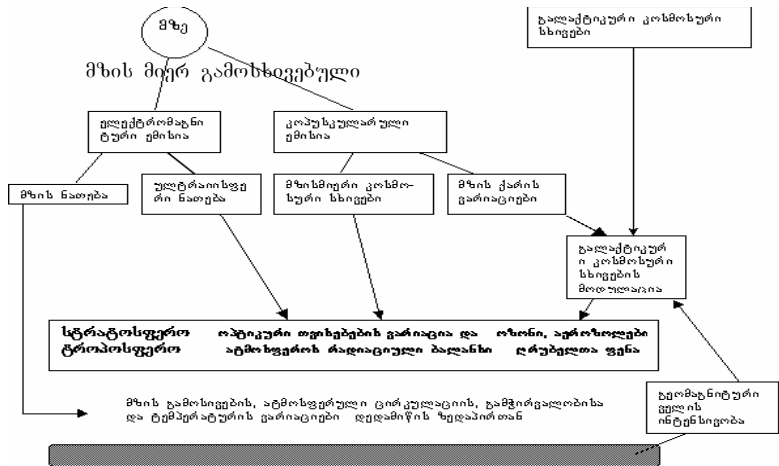
ნახ24. ჩრდილოეთის ციალის რაოდენობა ისტორიულ ცნობებზე დაყრდნობით. მუქი ხაზით ნაჩვენებია 25 წერტილით გასაშუალოებული მრუდი.

ვიზუალური ეფექტის (ნათების) გამო ჩრდილოეთის ციალი იოლად დაკვირვებად მოვლენას წარმოადგენს. შესაბამისად, არსებობს თითქმის ათასწლიანი ცნობები მათ შესახებ, თუმცა ეს ცნობები არარეგულარული ხასიათისაა, აღსანიშნავია ამასთან რომ, ნათება დაიკვირვებოდა ძირითადად ღამის პერიოდში, მზის სინათლის ძლიერი ფონის გამო. დღეისათვის არსებობს უწყვეტი დროითი მწკრივები მოგროვილი რამოდენიმე ავტორის მიერ [124-128]. ჩრდილოეთის ციალის მონაცემებიც [123,127-129] ძლიერ კორელირებენ მზის აქტივობის ვოლფისა და ჯგუფურ ლაქათა რიცხვებთან (ნახ.23,24). უნდა აღინიშნოს, რომ

შესრულებულია ამ მონაცემებზე დაყრდნობით მზის აქტივობის ვოლფის რიცხვების აღდგენა, დაწყებული 1100 წლიდან დღემდე [130].

1.34 დედამიწისეული კლიმატი და მზის აქტივობის გავლენა მასზე.

დაახლოებით მეოთხედი საუკუნის უკან ვდომ ვამოაყენა იდეა მზის აქტივობასა და კლიმატის ურთიერთკავშირზე, კერძოდ XVII საუკუნეში ევროპაში აცივება დაუკავშირა მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმს – მაუნდერის მინიმუმს[131]. დღეისათვის ეს გავლენა უკვე მყარადაა დადგენილი [132,133], ხოლო მისი მექანიზმები და წვლილი კლიმატის ფორმირებაში კი ჯერჯერობით დისკუსიის

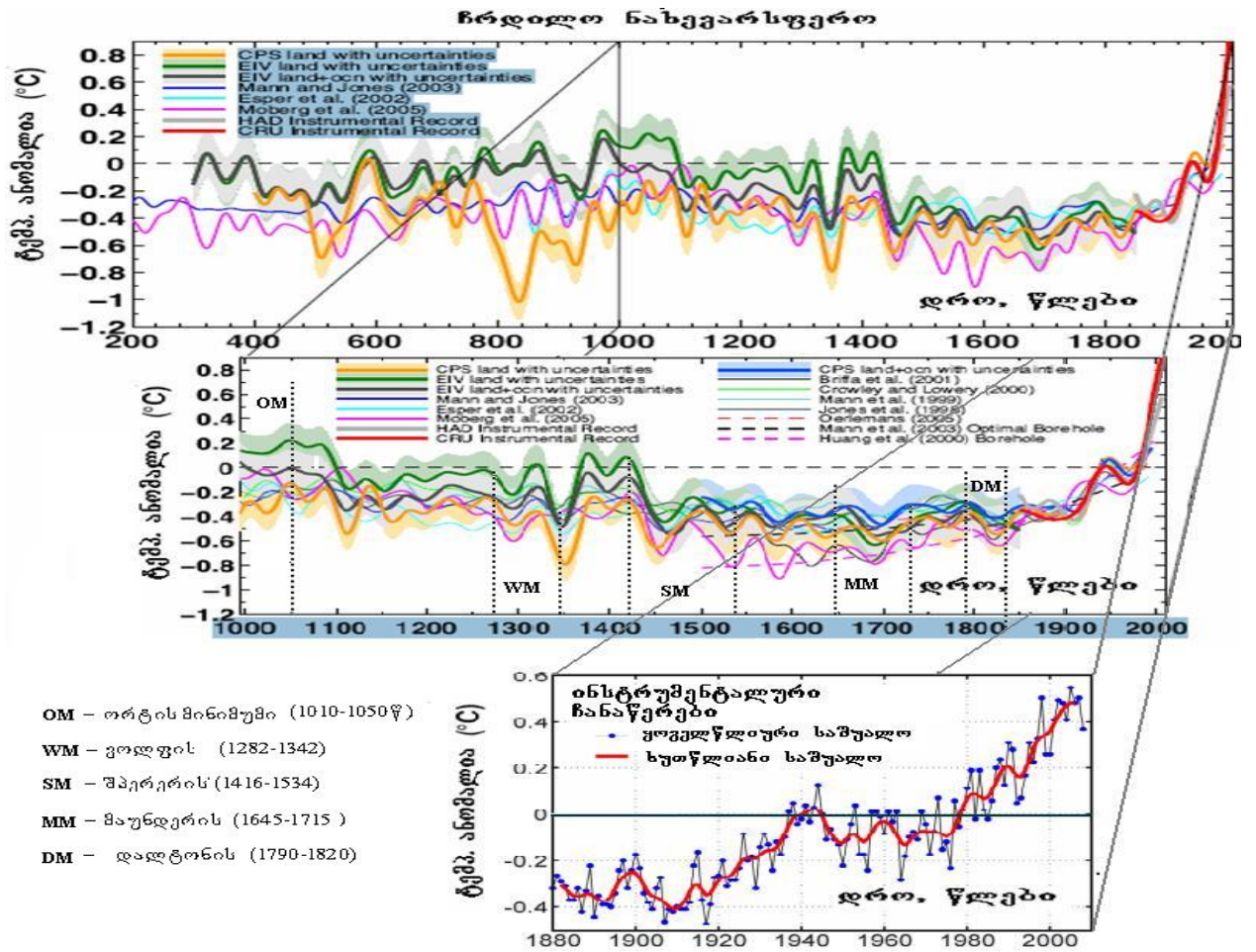


საგანს წარმოადგენს [134,135]. მრავალფეროვანი გავლენის მექანიზმებიდან (ნახ25) აღსანიშნავია მზის გამოსხივების ვარიაცია; მზის ქარის გავლენა გლობალურ ელექტროგამტარობაზე [4]; კოსმოსური სხივებზე მზის მამოღულირებელი გავლენის გამო ატმოსფეროში ღრუბელთწარმოქმნის პროცესის სინქარეზე

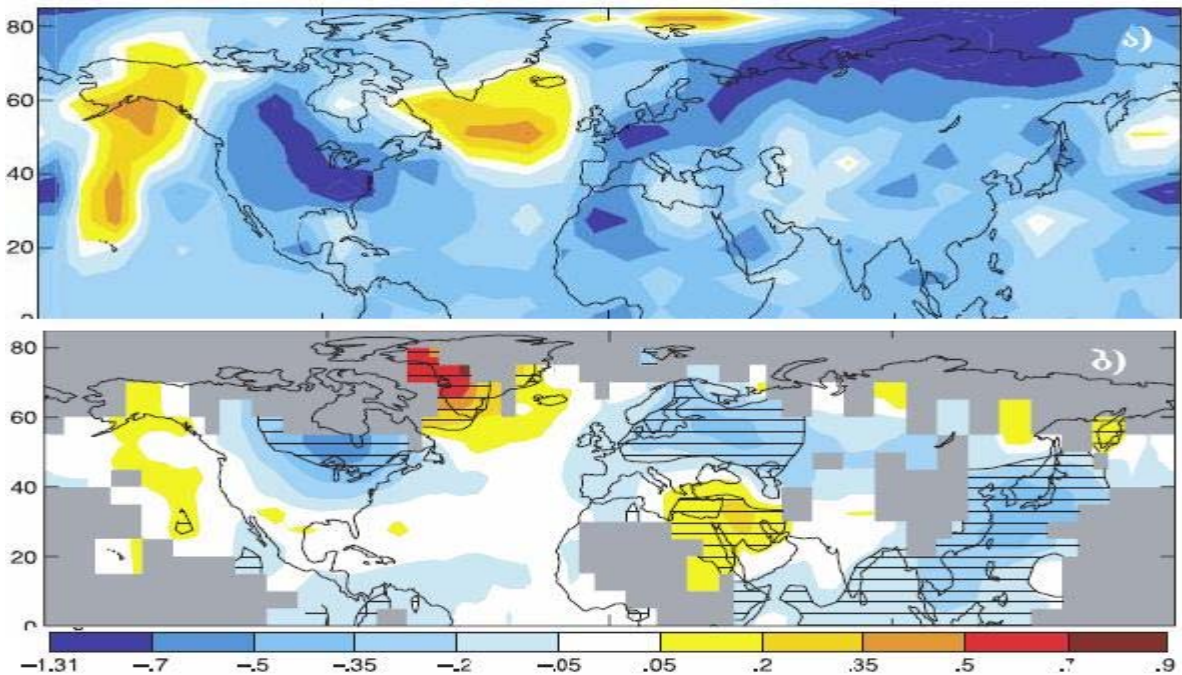
ნახ. 25. მზის აქტივობის ძაბოების მიქანიზმები ალიმატზე

ზეგავლენა [2,136], შესაბამისად ატმოსფეროს გამჭირვალეობის ცვლილება და ა. შ. ეს უკანასნელი ეფექტი ალბათ ერთ-ერთ ძირითად როლს თამაშობს კლიმატის ფორმირებაში, მართლაც 2% იანი ცვლილება ღრუბლებით დაფარული ზედაპირის ფართობის იწვევს დაახლოებით $1.2 \text{ მ}^2/\text{წ}^2$ ცვლილებას დედამიწის ზედაპირის მიერ შთანთქმული ენერჯისა, რაც თითმის “სათბურის ეფექტი” გამოწვეული შთანთქმის ტოლფასია ($1.5 \text{ მ}^2/\text{წ}^2$).

კლიმატისა და მისი ვარიაციების შესწავლა წარსულში ერთ-ერთი აქტუალური საკითხია დედამიწის შემსწავლელი მეცნიერებებისათვის. დეტალური ინსტრუმენტული ჩანაწერები კლიმატის შესახებ მოიპოვება მხოლოდ XIX საუკუნის ბოლოდან [138]. მიუხედავად ამისა, სხვადასხვა წყაროებიდან შესაძლებელია წარსული კლიმატის აღდგენა ათასეულობით წლის მანძილზე [139-141, <http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/recons.html>] (ნახ.26). ნახაზზე დაიკვირვება ტემპერატურის შემცირებები მზის აქტივობის მინიმუმებისას. მზის აქტივობა გავლენას ახდენს არამარტო გლობალურ ტემპერატურაზე, არმედ ატმოსფერულ და ოკეანური წყლების ცირკულაციაზე. კვლევებმა აჩვენა მკვეთრად გამოხატული 20-30 წლიანი პერიოდულობების არსებობა სტაბილური $\delta^{18}\text{O}$ იზოტოპის, ასევე ხის რგოლების სისქესა და სხვა მონაცემებშიც [143-145]. ბუნებრივია, ამ ტიპის ვარიაციებს ხშირად უკავშირებენ მზის ცნობილ 22 წლიან ციკლებს [108, 142,143]. როგორც ნახ.27 - დან ჩანს მზის აქტივობის “გამოძახილი” რეგიონალურ კლიმატში კომპლექსური ხასიათისაა და ძლიერაა დამოკიდებული რეგიონის გეოგრაფიულ მდებარეობაზე.



ნახ. 26 აღდგენილი ჩრდილო ნახევარსფეროს ტემპერატურა უკ. 2000 წლის მანძილზე[138,139].



ნახ. 27 ა) საშუალო ზედაპირულ ტემპერატურის ცვლილება 1680-1780 წლებში ბ) რეგრესია 1650-1850 წლებში აღდგენილ მზის მოტიან გამოსხივებასა და საშუალო ზედაპირულ ტემპერატურას შორის[137].

თავი II. კოსმოგენური იზოტოპები.
§ 2.1 კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნა და გავრცელება დედამიწის ატმოსფეროში.

2.1.1 დედამიწის ატმოსფეროში კოსმოსური სხივებით გამოწვეული ბირთვული რეაქციები, კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარე.

დედამიწის ატმოსფერო პერმანენტულად “იბომბება” კოსმოსური სხივებით, რომელთა შემადგენლობაში ძირითადად მაღაენერგეტიკული ($E > 100$ კეე) პროტონებია. მათი ატმოსფეროს ბირთვებთან ურთიერთქმედების შედეგად წარმოიქმნებიან კოსმოგენური იზოტოპები: ^{14}C , ^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl და ა.შ (II ცხრილი). კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის პროცესის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელი არის წარმოქმნის სიჩქარე, რომელსაც ითვლიან მონტე-კარლოს მეთოდით [146-149]. როგორც II ცხრილიდან ჩანს, სხვადასხვა იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარე მნიშვნელოვნად განსხვავდება ერთმანეთისაგან, რაც მათი

ცხრილი II. კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის რეაქციები, საშუალო სიჩქარე და სრული რაოდენობა.

კოსმოგენური იზოტოპი	ნახევარდაშლის პერიოდი	წარმოქმნის რეაქციები	წარმოქმნის საშუალო სიჩქარე ნაწ/სმ ² წმ [146]	სრული რაოდენობა ტ.
^{14}C	5730	$^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ $^{16}\text{O}(n,3\text{He})^{14}\text{C}$	2.0	60
^{10}Be	$1,5 \cdot 10^6$	$^{16}\text{O}(N,7X)^{10}\text{Be}$ $^{14}\text{N}(N,5X)^{10}\text{Be}$	0.02	100
^{36}Cl	301 000	$^{40}\text{Ar}(N,5X)^{36}\text{Cl}$	0.001	4
^{26}Al	716 000	$^{40}\text{Ar}(N,15X)^{26}\text{Al}$	0.0002	1

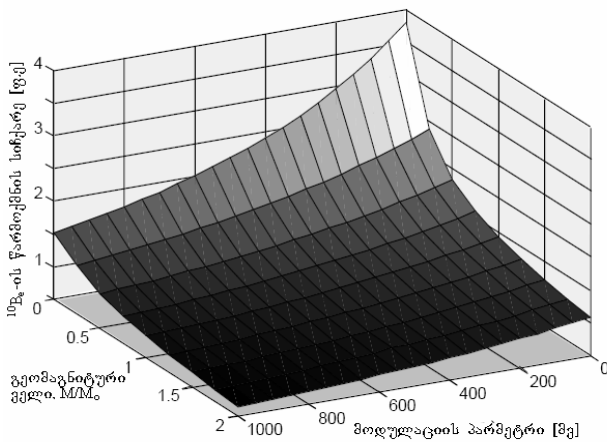
გენერირების მექანიზმებითაა გამოწვეული: ^{14}C წარმოიქმნება კოსმოსური სხივების მიერ ატმოსფეროში ინიცირებული ბირთვული რეაქციების შედეგად გენერირებული მეორადი ნეიტრონების მიერ, რომლებიც შენელებიან და ჩაიჭირებიან ატმოსფეროს (ძირითადად აზოტის) ბირთვების მიერ. ^{14}C ის წარმოქმნაში ნეიტრონების დაახლოებით 65% მონაწილეობს, დანარჩენი კი ბრუნდება უკან კოსმოსურ სივრცეში ან შთაინთქმება ატმოსფეროში მიმდინარე სხვა პროცესების დროს [147,150]; ^{10}Be , ^{36}Cl და ^{26}Al კი წარმოიქმნებიან კოსმოსური სხივების შემადგენელი ნუკლონების ატმოსფეროს ბირთვებთან პირდაპირი ურთიერთქმედებისას [151-153].

^{14}C -ის წარმოქმნის მაქსიმალური სიჩქარე (ნეიტრონების მაქსიმალური ნაკადიც) დაიმზირება 15-18კმ სიმაღლეზე, სხვა კოსმოგენური იზოტოპებიც ძირითადად ატმოსფეროს ზედა ფენებში წარმოიქმნებიან (10-15კმ ზე მაღლა) [148]. კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეზე ძლიერ გავლენას ახდენს გეომაგნიტური ველი, რომელიც იწვევს კოსმოსური სხივების ენერგეტიკულ ჩამოჭრას (§1.3.1, ჩამოჭრის სიხისტე $R(\lambda) = 14.9 \cos^4 \lambda$ გე) და წარმოქმნის სიჩქარის განედურ დამოკიდებულებას, რომელიც თითქმის ერთნაირი ფორმით ვლინდება ყველა იზოტოპში (ნახ 28).

გარდა გეომაგნტური ველისა, კოსმოსური სხივების მოდულაციას იწვევს მზის აქტივობაც (§1.2.3), რომელიც აღიწერება მოდულაციის პარამეტრით(13), ცხადია რომ ეს უკანასკნელი იწვევს ვარიაციებს წარმოქმნის სიჩქარეში[154], ნახ.29.

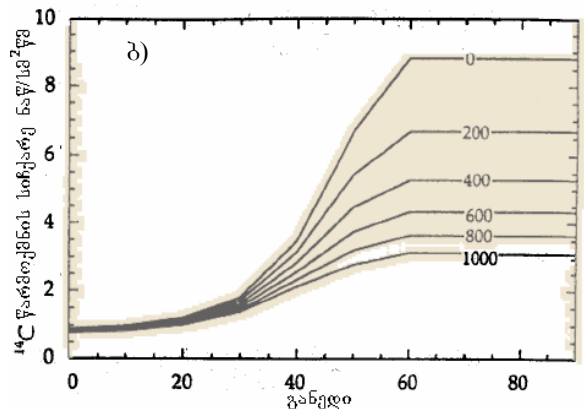
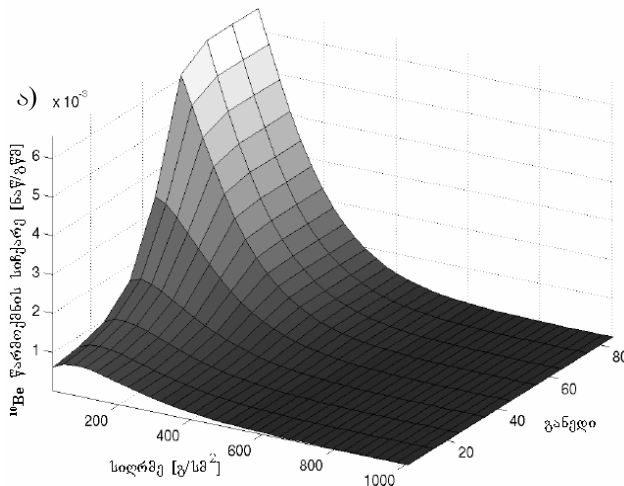
დადგენილია $k(t)[GV] = 0,0059 \left| \frac{\Delta Q(t)}{Q_0} \right|^{1,29}$ (16) ემპირული თანაფარდობა

რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარესა მოდულაციის პარამეტრს შორის, რიგი ავტორების მიერ ნაპოვნი იქნა ვოლფის რიცხვებს შორის წრფივი კავშირი: $Q[ატ/(სშ·სტ)]=a·b·W$, რამდენადმე განსხვავებული კოეფიციენტებით ($a=2.6, b=0.0055$ [155]; $a=2.0091, b=0.0041$ [156]; $a=2.56, b=0.007$ [157]). წრფივი დამოკიდებულებაა ^{10}Be -ის წარმოქმნის სიჩქარესა და ვოლფის რიცხვებს შორისაც[105].



ნახ 28. ^{10}Be -ის წარმოქმნის სიჩქარის (ფარდობითი ერთეულები) დამოკიდებულება მზის აქტივობასა (მოდულაციის პარამეტრი, მგ) და გეომაგნტური ველის დაბახულობაზე ($M_0=8,3 \cdot 10^{22}$ გ·მ²)[154].

კოსმოსური სხივების ინტენსივობასა და ^{14}C -ის წარმოქმნის სიჩქარეს შორისაც არსებობს მსგავსი დამოკიდებულება: $I[ნაწ·მ²·წშ¹·სტრ¹] = 385Q^{2,45}[ნაწ·სშ²·წშ¹]$ [157], $\Delta I = 4,5 \cdot \Delta Q^{0,78}$ (17) აქ ΔI და ΔQ გამოსახულია პროცენტებში 1890 წლის საშუალო დონესთან შედარებით, შესაბამისად $3854 ნაწ·მ²·წშ¹·სტრ¹$ და $2,54 ნაწ·სშ²$



ნახ 29 ა) კოსმოგენური ^{10}Be ის წარმოქმნის სიჩქარის დამოკიდებულება გეოგრაფიულ განედსა და ატმოსფეროს “სიღმეზე” ბ) რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარის დამოკიდებულება განედზე სხვადასხვა მოდულაციის პარამეტრისას [154,158]

2.წშ¹ [42,158]. მნიშვნელოვანია ასევე აღინიშნოს, რომ სხვა პროცესებსაც, კერძოდ

მზეზე აფეთქებებს და ზეახალი ვარსკვლავების წარმოქმნასაც შეუძლიათ კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეზე მნიშვნელოვანი გავლენის მოხდენა (§2.2).

2.1.2 კოსმოგენური იზოტოპების გავრცელება გეოსფეროში, რეზერვუარული მოდელები.

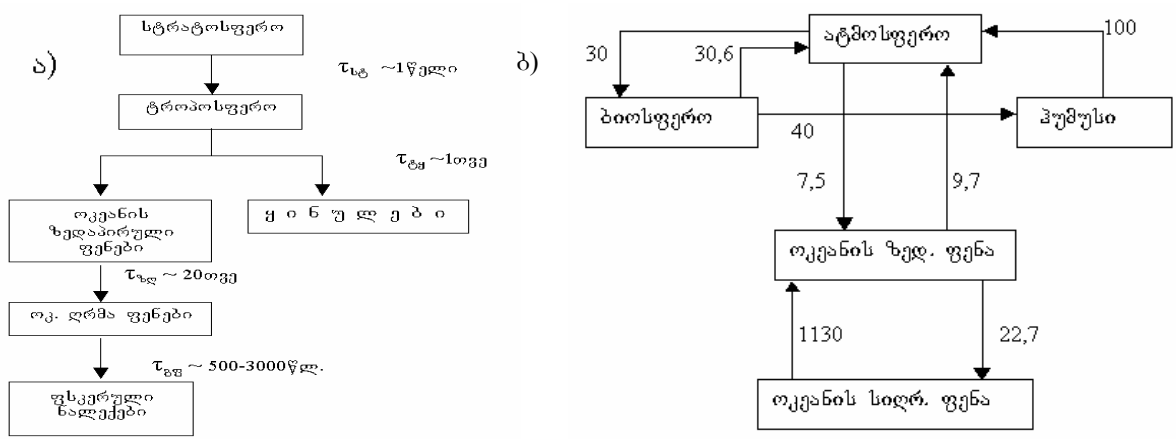
წარმოქმნის შემდეგ კოსმოგენური იზოტოპები ერთგვარად რთულ გეოფიზიკურ და გეოქიმიურ პროცესებში: რადიონახშირბადი ჯერ პრაქტიკულიად მყისვე იჟანგება ^{14}CO ნახშირბადის ჟანგამდე, ხოლო შემდეგ 4-12 თვის განმავლობაში $^{14}CO_2$ -ის ორჟანგამდე. $^{14}CO_2$ კი ჩველებრივ არააქტიურ ნახშიროჟანგთან ერთად ერთგვარად ნახშირბადის მიმოცვლის სისტემაში [159]. ^{10}Be (^{26}Al , ^{36}Cl) კი “ჯდება” ატმოსფერულ აეროზოლებზე და ნალექების სახით ხვდება დედამიწის ზედაპირზე [149,170,171]. კოსმოგენური იზოტოპების გავრცელების პროცესს აღწერენ ე.წ. რეზერვუარული მოდელებით. გეოსფეროს ყოველ რამოდენიმე რეზერვუარად, თვლიან რომ, ამ რეზერვუარებში კოსმოგენური იზოტოპები თანაბრად განაწილებული და წერენ მათ შორის იზოტოპების

ბალანსის განტოლებებს:
$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j=1}^n \left(\frac{N_j}{\tau_{ij}} + Q_j \right) - \lambda N_i \quad (18)$$
 აქ n რეზერვუარების

რაოდენობაა, N_i და Q_i არის შესაბამისად კოსმოგენური იზოტოპის კონცენტრაცია და წარმოქმნის სიჩქარე i-ურ რეზერვუარში, λ იზოტოპის დაშლის მუდმივაა, ხოლო - τ_{ij} გადასვლის დროებია i-ურიდან j-ურ რეზერვუარში (გადასვლის ალბათობის შებრუნებული სიდიდე $\tau_{ij} = 1/\lambda_{i,j}$). ^{10}Be -ის მიმოცვლის პროცესი

შედარებით მარტივია: იზოტოპი წარმოქმნიდან 1-2 წლის მანძილზე ხვდება არქტიკის ან ანტარქტიკის ყინულებში, სადაც ხდება მისი დეტექტირება (ნახ 28ა). ^{14}C -ის მიმოცვლა კი რთული პროცესია, მას აღწერენ ორ, სამ [163] ხუთრეზერვუარული და რეზერვუარულ-დიფუზიური მოდელებით [162,164], (ნახ. 28.ბ). დღეისათვის ფართოდ გამოიყენება 12 რეზერვუარული (PANDORA) და სხვა მოდელები [165,166].

რეზერვუარებს შორის გადასვლის დროები განისაზღვრება ექსპერიმენტულად ე.წ “ბომბის” ეფექტზე დაყრდნობით: გასული საუკუნის 50-60 იან წლებში ბითვული აფეთქებებმა გამოიწვია ატმოსფეროში ნეიტრონების კონცენტრაციის (შესაბამისად კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარის) ნახტომისებური ზრდა [161,167-169]. სხვადასხვა რეზერვუარებში “ბომბის ეფექტის”



ნახ. 30. გეოსფეროში ^{10}Be -ის (ა) და ^{14}C -ის 5 რეზერვუარული (ბ) მიმოცვლის მოდელები.

ექსპერიმენტალურად გაზომვის გზით შეიძლება გადასვლის დროების განსაზღვრა. გადასვლის დროები ასევე შეიძლება შევაფასოთ “ზიუს” ეფექტივითაც (ორგანული საწვავის წვის გამო ატმოსფეროში მოხდა არააქტიური ნახშირბადის ინჟექცირება და შესაბამისად ^{14}C -ის კონცენტრაციის შემცირება) [170]. რეზერვუარების რაოდენობის შერჩევა ძირითადად განპიროვნებულია პრაქტიკული ამოცანიდან გამომდინარე: ერთი მხრივ რეზერვუარების რაოდენობის ზრდა იწვევს მოდელის სიზუსტის გაზრდას, მეორე მხრივ ეს მოითხოვს გადასვლის დროების არამარტო განსაზღვრას, არამედ მათი დროში ცვლილების ცოდნასაც, რაც ხშირად შეუძლებელია. [159] –ში მოყვანილია რეზერვუარების ოპტიმალური რაოდენობის (n) შეფასება, ნაჩვენებია რომ, გრძელპერიოდიათი (პერიოდით $T \geq 10^5$ წელი) ცვლილებების აღსაწერად საკმარისია უმარტივესი ორრეზერვუარული (ატმოსფერო და ოკეანე) მოდელი. $T \sim 10^3$ წელი-თვის $n_{\text{ოპტ}} \geq 4$; $T \sim 10^2$ წელი-თვის $n_{\text{ოპტ}} \geq 5$; $T \sim 10$ წელი-თვის $n_{\text{ოპტ}} \geq 6$.

^{10}Be -ის წარმოქმნის სიჩქარესა და ყინულებში მის კონცენტრაციას შორის მარტივი ურთიერთკავშირი არის: $Q_{10Be} = Anv$ [147,154]. აქ n კონცენტრაციაა [10⁴ატ/გ], v ყინულის სიმკვრივეა [გ/სმ³], და A აკუმულაციის სიჩქარეა [სმ/წელი]. რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარესა და კონცენტრაციას შორის კავშირის დასადგენად იხსნება (18) განტოლებათა სისტემა ფურიეს მეთოდით [157,171]. ცხადია რომ 5 რეზერვუარული მოდელისათვის (ნახ 28ბ) $Q_u = Q_d = Q_b = Q_g = 0$ და $Q_a = Q$.

შემოვიტანოთ აღნიშვნები: $N_i(t) = \bar{N}_i + \Delta N_i(t)$; $Q(t) = \bar{Q} + \Delta Q(t)$ სადაც \bar{N}_i და \bar{Q} კონცენტრაციისა და წარმოქმნის სიჩქარეთა სტაციონალური, ანუ წონასწორული მდგომარეობის შესაბამისი მნიშვნელობებია, რაც $\frac{dN_i}{dt} = 0$ (3)

პირობას შეესაბამება. $\Delta N_i(t)$ და $\Delta Q(t)$ კი ამ მნიშვნელობებიდან გადახრაა. თუ გადავწერთ (18) –ს ამ აღნიშვნებში, გავაკეთებთ მისი ორივე მხარის ფურიე გარდაქმნას და ამოვხსნით, მივიღებთ:

$$\int \left[\frac{\Delta N_a(t)}{N_a} \right] e^{-i\omega t} dt = H(\omega) \int \left[\frac{\Delta Q(t)}{Q} \right] e^{-i\omega t} dt \quad (19)$$

სადაც გადაცემის ფუნქცია ასე მოიცემა:

$$H(\omega) = \left[A - V_1 \frac{B}{(\omega^2 + B^2)} - V_2 \frac{(BC - \omega^2)}{(BC - \omega^2) + \omega^2(B+C)^2} - V_3 \frac{(F - \omega^2)E + \omega^2(D+E)}{(F - \omega^2)^2 + \omega^2(D+E)^2} \right] - i\omega \cdot \left[1 + \frac{V_1}{(\omega^2 + B^2)} + V_2 \frac{B+C}{(BC - \omega^2)^2 + \omega^2(B+C)^2} - V_3 \frac{(F - \omega^2) - E(D+E)}{(F - \omega^2)^2 + \omega^2(D+E)^2} \right]$$

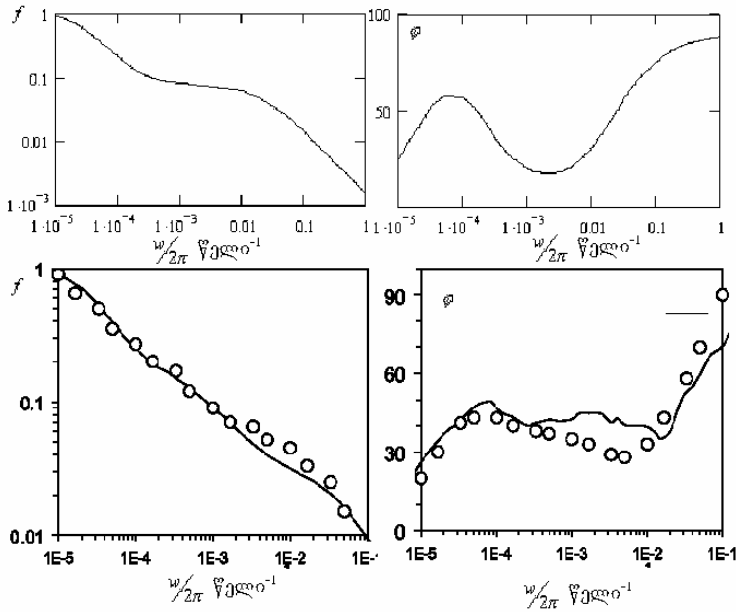
აქ შემოტანილია შემდეგი აღნიშვნები: $V_1 = \lambda_{ba} \cdot \lambda_{ab}$; $V_2 = \lambda_{ga} \cdot \lambda_{bg} \cdot \lambda_{ab}$; $V_3 = \lambda_{ua} \cdot \lambda_{au}$; $A = \lambda + \lambda_{ab} + \lambda_{au}$; $B = \lambda + \lambda_{ba} + \lambda_{bg}$; $C = \lambda + \lambda_{ga}$; $D = \lambda + \lambda_{ua} + \lambda_{ud}$; $E = \lambda + \lambda_{du}$; $F = DE - \lambda_{du} \cdot \lambda_{ud}$.

სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ხუთრეზერვუარული მოდელი მუშაობს როგორც ფილტრი, რომელიც წარმოქმნის სიჩქარის სიგნალს

$$f = |H(\omega)| = \sqrt{(\text{Re}[H(\omega)])^2 + (\text{Im}[H(\omega)])^2} \quad \text{ჯერ ასუსტებს და ჩამოარჩენს } \varphi = \arctg \frac{\text{Im}[H(\omega)]}{\text{Re}[H(\omega)]}$$

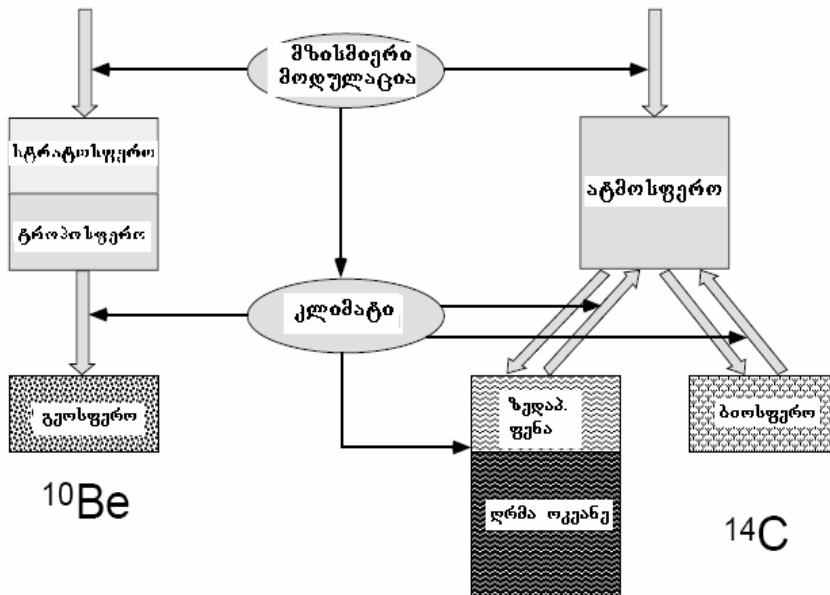
ფაზით [172]. ნახ.31 -ზე მოყვანილია ამ სიდიდეთა გრაფიკები $\tau_{ab}=30$; $\tau_{ba}=30,6$; $\tau_{bg}=40$; $\tau_{ga}=100$; $\tau_{au}=7,5$; $\tau_{ua}=9,7$; $\tau_{ud}=22,7$; $\tau_{du}=40$ გადასვლის დროებისათვისა და კრეივის მიერ შეფასებული კონცენტრაციებისათვის [147,159]: $N_s=7,5 \cdot 10^9$; $N_g=12,4 \cdot 10^9$;

$N_g=3,8 \cdot 10^9$; $N_v=9,0 \cdot 10^9$; $N_s=4,3 \cdot 10^{11}$; ასევე PANDORA –ს და ოშგერ-სეინგენტალერის რეზერვუარული მოდელების მიხედვით [165,173,174].



ნახ. 31 გაძლიერებისა და ფაზური წანაცვლების სისშირეზე დამოკიდებულება რადიონახშირბადის მიმოცვლის სისტემის სხვადასხვა მოდელის მიხედვით. ზემოთ: ტექსტში აღწერილი ხუთ რეზერვუარული მოდელიდან გამომდინარე [152, 165]. ქვემოთ: ოშგერ-სეინგენტალერის (უწყვეტი ხაზი) და PANDORA –ს მოდელები (წრეები) [158,166,167].

აღსანიშნავია რომ, რადიონუკლიდების მიმოცვლის ციკლზე მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს კლიმატი, გლობალური ტემპერატურა, ასევე ოკეანური წყლების ცირკულაციის თავისებურებები [151,174-179] ნახ.32.



ნახ. 32. კოსმოგენურ იზოტოპებზე კლიმატის გავლენის სქემა [151].

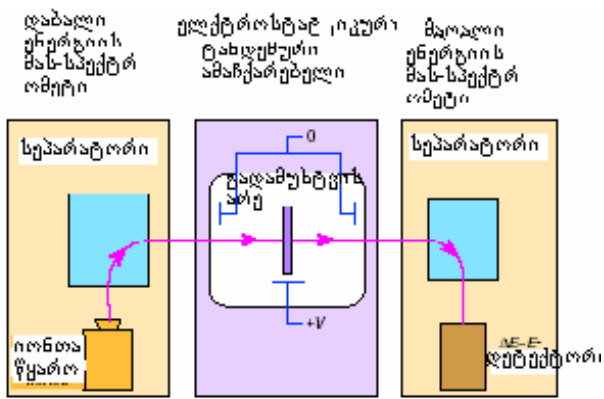
ოკეანე მოცულობით ყველაზე დიდი რეზერვუარია, ის თითქმის 50 ჯერ მეტ რადიონახშირბადს შეიცავს ატმოსფეროსთან შედარებით ამიტომ ცვლილებები ოკეანური წყლების ცირკულაციაში დიდ გავლენას ახდენს ^{14}C -ის კონცენტრაციაზე.

აღსანიშნავია ასევე, რომ კოსმოგენური იზოტოპების პარალელურად კოსმოსური სხივები ახდენენ რა ატმოსფეროს იონიზაციას, წარმოქმნიან NO_3^- იონებს. ეს უკანსკნელნი განიცდიან ჰიდრადაციას HNO_3 მდე და მსგავსად ^{10}Be – ისა, “ჯდებიან” აეროზოლებზე ხოლო შემდეგ ილექებიან ყინულებში. დღეისათვის არსებობს დიდი დროითი გარჩევისუნარიანობით (რამოდენიმე კვირა)

შესრულებული გაზომვები, რომლებიც მოიცავენ უკანასკნელ რამოდენიმე ასეული წლის დროით ინტერვალს. ნიტრატების კონცენტრაცია მგრძნობიარეა არა მარტო გალაქტიკური კოსმოსური სხივების ინტენსივობის ცვლილების, არამედ მზეზე აფეთქებების, ვულკანური აქტივობის და კლიმატური ცვლილებების მიმართაც [180,181].

2.1.3 კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის გაზომვის მეთოდები

დღევანდელი შეფასებებით დედამიწის ასაკი რამოდენიმე მილიარდი წელია, ეს ნიშნავს რომ, კოსმოგენური იზოტოპებს მხოლოდ ერთადერთი სახის წარმომადგობა შეიძლება ჰქონდეთ: კოსმოსური. მართაც, თუ ჩათვლით რომ, ყველაზე დიდი ნახევარდაშლის პერიოდის მქონე კოსმოგენური იზოტოპის ^{10}Be - ის საწყისი კონცენტრაცია მისი სტაბილური იზოტოპის ^9Be - ის კონცენტრაციის ტოლი იყო მზის სისტემის წარმოშობისას, აღმოჩნდება რომ სულ რაღაც 100 მილიონი წლის შემდეგ მისი კონცენტრაცია 1ატ/გრ – მდე შემცირდებოდა. იმისათვის რომ, შესაძლებელი გახდეს ნიმუშებში დამაკმაყოფილებელი სიზუსტით (1-3%) კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის გაზომვა საჭიროა, ხელსაწყოს 10^{-14} - 10^{-15} მგრძნობიარობა ჰქონდეს [182]. ასეთი მცირე კონცენტრაციების გაზომვისათვის ისტორიულად პირველად განვითარდა რადიომეტრიული მეთოდი [183,184]: ცნობილია რომ რადიოაქტიური იზოტოპის კონცენტრაცია შეიძლება მარტივი ფორმულით დავითვალოთ თუ გავზომავთ მის აქტივობას $N=1,44T_{1/2}A$. ეს მეთოდი განსაკუთრებით ეფექტურია მცირე ნახევარდაშლის პერიოდის მქონე იზოტოპების, კერძოდ კი რადიონახშირბადის კონცენტრაციის გაზომვისათვის. რადიონახშირბადი ძირითადად კონცენტრირდება ორგანული წარმოშობის ნიმუშებში: ხის რგოლებში, ზღვის მარჯნებში, მცენარეთა და ცხოველთა ორგანიზმებში და ა.შ. აქტივობა კი იზომება სცინტილაციური [184] ან პროპორციული [185] მთლელებისაგან შემდგარი დანადგარებით. დღეისათვის გაზომის და ასევე გაზომვისათვის აუცილებელი ნიმუშების წინასწარი ქიმიური დამუშავების მეთოდები კარგადაა დახვეწილი და სრულყოფილი, შედეგად ცდომილება 2-3% აღწევს (შესაბამისი ლიტერატურა ფართოდაა ტირაჟირებული მაგ. იხ. www.radiocarbon.org). ხოლო თვით პროცედურა რამოდენიმე ეტაპად ხორციელდება: პირველ ეტაპზე ხდება დენდროქრონოლოგიურად დამუშავებული ნიმუშების წინასწარი ქიმიური



ნახ.33 ამანქარებლური მას-სპექტრომეტრის პრინციპული სქემა [182].

დამუშავება და გამოშრობა კარბონატებისა და სხვა არასასურველი კომპონენტების მოსაშორებლად, შემდეგ ხდება მისი დაწვა მაღალ ტემპერატურაზე და CO_2 ის მიღება, საბოლოო ეტაპზე კი ისევ ქიმიური დამუშავებით ხდება ნიმუშის გასაზომად ვარგის კონდიციამდე მიყვანა (მაგალითად თხევად სცინტილაციურებში გაზომვისათვის ხდება ბენზოლის მიღება) [184,185]. გაზომვის დროს ერთდროულად იზომება ნიმუშის (ან ნიმუშების), ფონისა და საერთაშორისო ეტალონის (სტანდარტის) აქტივობა.

[186,187] ნიმუშის აქტივობა ითვლება ფორმულით:
$$\Delta^{14}\text{C}[\%] = \frac{N_s - N_{ST}}{N_{ST} - N_B} \quad (20)$$
 საბოლოო

შედგები კი წარმოდგინება (20) ში ფრაქციონაციული შესწორებების შეტანის შემდეგ, რისთვისაც ზომავენ $\delta^{13}C$ თანაფარდობას მასს-სპექტრომეტრული მეთოდით. რადიომეტრული მეთოდებით დიდი ნახევარდაშლის პერიოდის მქონე კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის გაზომვა არაეფექტურია (ზოგჯერ შეუძლებელიც), ამიტომ ბოლო პერიოდში ძირითადად გამოიყენება ამახჩარებლური მას-სპექტრომეტრული მეთოდი. ამახჩარებლურ მას-სპექტრომეტრში (ნახ.33) უარყოფითი ნიშნის იონთა წყაროსაგან (ნიმუშისაგან), მიღებული იონები ელექტროსტატიკური ამახჩარებლით აჩქარდებიან და ხვდებიან გადამუხტვის არეში, სადაც ხდება მათი გადამუტვა და შემდგომი აჩქარება რამოდენიმე ათეულ მევ ენერჯიამდე. ნაწილაკთა სეპარაცია მასს-სპექტრომეტრითა და $\Delta E-E$ დეტექტორით ხდება. ჩვეულებრივ მასს-სპექტრომეტრთან შედარებით მაღალი მგრძობიარობა მიიღწევა იმის გამო, რომ ნაწილაკთა სეპარაცია (შერჩევა) ხდება არამარტო მასისა და მუხტის თანაფარდობით, არამედ ენერგეტიკული მახასითებლებითაც. ამასთან გადამუხტვის არისა და უარყოფითი იონთა წყაროს არსებობა გამორიცხავს მაგ. $^{14}N^+$, $^{12}CH_2^+$ ფონური მინარევების წვლილს ^{14}C კონცენტრაციის გაზომვისას [190,191].

მცირე მოცულობის (ათეულობით მგ) ნიმუშებში დიდი ნახევარდაშლის პერიოდის (და ასევე სტაბილური) იზოტოპების კონცენტრაციის გაზომის შესაძლებლობამ, ასევე გაზომვის სიჩქარემ და სიიფემ გამოიწვია ამახჩარებლური მასს-სპექტრომეტრის განვითარება და მისი გამოყენება არა მარტო სამეცნიერო, არამედ პრაქტიკული თვალსაზრისითაც [187,191].

2.1.4 მონაცემთა ანალიზის მეთოდები.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციაზე ექსპერიმენტალურ ცდომილებასთან ერთად მრავალი ფაქტორი ახდენს გავლენას [192]. ამიტომ კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციაში ვარიაციების წყაროს იდენტიფიკაციისათვის საჭიროა მონაცემების დროითი მწკრივიდან გამოვეყოთ შესაბამისი პერიოდულობები (§1.1.4), ანუ მოვახდინოთ დროითი მწკრივის (ანუ სიგნალის) სპექტრალურ ანალიზი. ამისათვის პირდაპირი მეთოდია სიგნალის

ფურიე გარდაქმნა: $X(f_k) = T_d \sum_{i=0}^{N-1} x(i) e^{-\frac{j2\pi ik}{N}}$ (20) აქ $j = \sqrt{-1}$, $x(i)$ მონაცემებია N მათი

რაოდენობაა, T_d გაზომვებს შორის დროითი ბიჯი (შერჩევის სიხშირე), ხოლო $f_k = k/(NT_d) = 2\pi/W = 1/T$ სიხშირეა. (20) ფორმულით მიღებული შეფასებები

სტატისტიკურად არამდგრადია, ამიტომ შემოაქვთ სიდიდე: $S_{xx}(f) = \frac{1}{P} \overline{|X(f)|^2}$ (21),

რომელიც წარმოადგენს P სიხშირული ინტერვალით გასაშუალებულ სიგნალის ფურიე კომპონენტების მოდულის კვადრატს. ასეთნაირად განსაზღვრულ სიდიდეს თავისი ფიზიკური აზრიც გააჩნია, მისი განზომილება ემთხვევა სიმძლავრის განზომილებას, ამიტომ მას სიმძლავრის სპექტრის სიმკვრივეს უწოდებენ[193-194]. არსებობს სიმძლავრის სპექტრის სხვა სახით განმარტებები და შესაბამისად მისი მიღების სხვადასხვა ხერხი[194,195], კერძოდ მტკიცდება რომ, (20) ექვივალენტურა ჩამოჭრილი ავტოკორელაციური ფუნქციიდან მიღებული სპექტრისა:

$C_{xx}(f) = \int_{-P/2}^{P/2} x(t)x(t+\tau) e^{-\frac{j2f\tau}{\tau}} d\tau$ (22), ამ მეთოდს ბელკმენ-ტიუკის მეთოდს

უწოდებენ[193]; სიმძლავრის სპექტრი შეიძლება მივიღოთ ზოლოვანი ფილტრის

გამოყენებითაც: $S_{xx}(f) = \frac{1}{B_e} \overline{\tilde{x}^2(t, f, B_e)}$ (23). აქ \tilde{x} ფილტრის გამოსავალი, ხოლო B_e გაშვების ზოლის სიგანეა. სიმძლავრის სპექტრის (21-23) შეფასებები ემორჩილებიან χ^2 განაწილებას n თავისუფლების ხარისხით (ცხრილი III),

ცხრილი III. თავისუფლების ხარისხი სიმძლავრის სპექტრის სხვადასხვა მეთოდით დათვლისას.¹

მიღების მეთოდი	თავისუფლების ხარისხი	სტანდარტული გადახრა
ს.ს. (21)	$n=2M$	$\sqrt{1/M}$
ავტოკორელაცია (22)	$n=2N/m$	$\sqrt{m/N}$
ფილტრაცია (23)	$n=2B_e NT_d$	$\sqrt{1/(B_e NT_d)}$

შესაბამისად შესაძლებელია მათი ცდომილებების დათვლა და საიმედოობის ინტერვალების აგება. მნიშვნელოვანია ასევე აღინიშნოს რომ, მტკიცდება დროში და სიხშირულ დიაპაზონში გასაშუალების ექვივალენტურობა, ანუ $\overline{|X(f)|^2} \equiv X^2(x(t))$ (24) [194].

ზემოთ განხილული მეთოდები მონაცემთა რაოდენობის სიმცირის შემთხვევაში არ იძლევა მაღალი სიხშირული გარჩევის უნარიანობის მიღწევის საშუალებას. ამ ნაკლისაგან თავისუფალია მაქსიმალური ენტროპიის (ბერგის) მეთოდი. მისი იდეა მდგომარეობს შემდგომში: დაუშვათ ϕ_x არის X ის პირველი M ავტოკორელაციური კოეფიციენტი. ამოცანა არის რომ, ვიპოვოთ ისეთი სიმძლავრის სპექტრი P_x , მაქსიმალურად შემთხვევითი პროცესისა, რომელსაც აქვს იგივე ავტოკორელაციური კოეფიციენტები რაც X -ს. გაუსის პროცესის

ენტროპია მოიცემა ფორმულით $h = \int_{-\infty}^{\infty} \log(P_x(\omega)) d\omega$. შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ h -ის

მაქსიმალიზაცია შეიძლება $M-1$ რიგის Y ავტორეგრესიული პროცესით: $Y_{M+n} = a_n Y_{M+n-1} \dots a_1 Y_1 + b$ აქ a_n გაუსის თეთრი ხმაურია b დისპერსიით. აქედან

გვაქვს: $P_x(\omega) = \frac{a_0}{\left| 1 + \sum_{k=1}^{M-1} a_k e^{ik\omega} \right|^2}$ (25). ამ მეთოდით მიღებული შედეგი რამდენადმე

დამოკიდებულია საწყისი პარამეტრის (M) შერჩევაზე, ამიტომ ის პარამეტრულ მოდელს წარმოადგენს. დამატებით აღსანიშნავია რომ, ამ მეთოდის გამოყენებისას მკაცრად მოითხოვება $X(t)$ პროცესის სტაციონარობა [195, www.atmos.ucla.edu/tcd/ssa/]. სტაციონარობის ეს მოთხოვნა კი ხშირად არ სრულდება, რადგანაც მონაცემები როგორც წესი შეიცავს დაბალსიხშირულ ტრენდს, თანაც ხშირად საჭიროა დავაკვირდეთ მხოლოდ მის გარკვეული კომპონენტებს. ასეთ შემთხვევაში შესაძლებელია განხორციელდეს შემდეგი პროცედურა: ა. ზოლოვანი ფილტრის გამოყენებით გამოიყოს შესაბამისი სიხშირული დიაპაზონი $\tilde{x}(t, B_f) = H(f)x(t)$ აქ $H(f)$ ფილტრის გადაცემის ფუნქციაა ბ. რადგანაც (24) გადასმა სამართლიანია ამიტომ შეიძლება მიღებული მწკრივის საშუალო კვადრატული გადახრის დათვლა

¹ აქ N მონაცემთა სრული რაოდენობაა, M გასაშუალებულ ფურიე კომპონენტთა რიცხვია, m კორელაციური ფუნქციის დაგვიანების მაქსიმალური მნიშვნელობა. B_e კი გაშვების ზოლის სიგანე

სხვადასხვა ინტერვალში და შესაბამისი შეფასებების მიღება გ. თუ პროცესი კვაზისტაციონალურია ანუ მოცემულ სიხშირულ დიაპაზონში სრულდება სტაციონარობის პირობა, მაშინ შეგვიძლია წინა ეტაპზე მიღებული შეფასებების

ნორმირება:
$$\tilde{S}_{xx}(t) = \frac{\frac{1}{2L} \sum_{\tau=-L}^L \tilde{x}^2(t+\tau, B_l)}{\frac{1}{N} \sum_{t=-\infty}^{\infty} \tilde{x}^2(t, B_l)} \quad t=L..N-L \quad (26).$$
 ცხადია რომ, ეს სიდიდე აღარ

გამოხატავს სიგნალის ცალკეული კომპონენტის სიმძლავრეს, ის აღწერს ამ კომპონენტის დროში ევოლუციას, ამასთან L მეზობელი შეფასებები ერთმანეთთან კორელირებენ. III ცხრილში მოყვანილი სტანდარტული გადახრის დათვლის ფორმულა ამ შემთხვევაშიდაც სამართლიანია $\sigma = \sqrt{1/(B_e L T_d)}$ (27).

(21-25) წესით განმარტებული სიმძლავრის სპექტრი არ იძლევა სიგნალის მახასიათებლების დროში ევოლუციის აღწერის საშუალებას, ანუ გარდაქმნა ლოკალიზირებულია სიხშირულ დიაპაზონში და დროში სრულებით არაა ლოკალიზირებული. ეს ნაკლი შეიძლება აღმოვფხვრათ თუ აიღებთ “დროში მოძრავ” სეგმენტს და მისთვის მივიღებთ სიმძლავრის სპექტრის შეფასებებს, ანუ ხელოვნურად მოვახდენთ გარდაქმნის დროში ლოკალიზებას (მსგავსად (26) ისა), მაგრამ მაშინ დაგვარგავთ სიხშირულ დიაპაზონში გარჩევისუნარიანობას. დღეისათვის დროში ევოლუცირებადი და ბევრი სხვადასხვა სიხშირული კომპონენტების შემცველი სიგნალების ანალიზისთვის ფართოდ იყენებენ ვეივლეტ ანალიზს. ავიღოთ ბაზისური ნორმირებული Ψ ფუნქცია, რომელიც სწრაფად მცირდება როცა $t \rightarrow \infty$, ნულოვანი საშუალო მნიშვნელობით. მაგ. ეწ მორლეტის ვეივლეტ: $\psi(\eta) = \pi^{-1/4} e^{j\pi\eta} e^{-\eta^2/2}$. ცნობილი $f(t)$ ფუნქციისათვის უწყვეტი

ვეივლეტ გარდაქმნა მოიცემა ასე:
$$W(t,s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t') \frac{1}{\sqrt{s}} \psi^* \left[\frac{(t'-t)}{s} \right] dt' \quad (28)$$
 აქ $\eta=(t'-t)/s$

აქ t დროა s კი ვეივლეტის მასშტაბი. პარამეტრი $\frac{1}{\sqrt{s}}$ ჩნდებოდა ნორმირების

პირობის გამო:
$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi \left[\frac{(t'-t)}{s} \right] \psi^* \left[\frac{(t'-t)}{s} \right] dt' = s \quad (29).$$
 [196,197] ვეივლეტ ანალიზის არსი

მდგომარეობს იმაში, რომ ხდება საბაზისო ფუნქციის დროში წანაცვლება, სხვადასხვა მასშტაბზე გაჭიმვა და $f(t)$ ფუნქციასთან “მსგავსების” დათვლა. აქედან გამომდინარე, ცხადია რომ, ვეივლეტ გარდაქმნა არამარტო ლოკალიზირებულია დროში და სიხშირულ დიაპაზონში, არამედ მისი ლოკალიზაციის ხარისხი იცვლება მასშტაბის (ცენტრალური სიხშირის) შეცვლასთან ერთად[191]². დისკრეტული სიგნალის შემთხვევაში (29) გადაიწერება

ასე:
$$W_n(s) = \sum_{n'=0}^{N-1} x_{n'} \sqrt{\frac{\delta}{s}} \psi^* \left[\frac{(n'-n)T_d}{s} \right] \quad (30).$$
 სიმძლავრის სპექტრის მსგავსად ვეივლეტ

გარდაქმნის დროსაც ენერგია განაწილებულია, მაგრამ ახლა არა მარტო სიხშირულ დიაპაზონში, არამედ მთელ ვეივლეტ ნახევარსიბრტყეზე, ასევე უნდა აღინიშნოს რომ, ვეივლეტ გარდაქმნის შედეგები რამოდენიმედამე არის დამოკიდებული საბაზისო ფუნქციების შერჩევაზე, რაც დეტალურადაა განხილული [198]ში. სიმძლავრის სპექტრის მსგავსად ხმაურის ვეივლეტ სპექტრი χ^2

² უწყვეტის გარდა არსებობს ასევე ეწ. დისკრეტული ვეივლეტ გარდაქმნა, რომელიც დეტალურადაა განხილული [193]-ში.

განაწილებითაა განაწილებული, ანუ: $\frac{|W_n(s)|^2}{\sigma^2} \triangleright \frac{1}{2} P_k \chi^2_2$ (31) აქ P_k არის თეორიული

ხმაურის სპექტრის იმ k კომპონენტის საშუალო სიმძლავრე, რომელიც s ვეივლენტ მასშტაბს შეესაბამება. მაგალითად “წითელი ხმაურისათვის”,

$$P_k = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos(2\pi k/N)} \quad k=0..N/2 \quad (\alpha=0 \text{ თეთრი ხმაურისათვის}).$$

ფურიე ანალიზის მსგავსად გასაშუალება აქაც შესაძლებელია და იწვევს თავისუფლების ხარისხის გაზრდას[199].

(21)-ი შეიძლება განვაზოგადოთ ორი სხვადასხვა სიგნალისათვის:

$$S_{xy}(f) = \frac{1}{P} \overline{X^*(f)Y(f)} \quad (32)$$

მას კროსს-სპექტრს უწოდებენ. ზოგიერთი ფიზიკური სისტემა, მაგალითად, ზემოთ განხილული ნახშირბადის მიმოცვლის სისტემა (19)[172], იწვევს სიგნალის (ამ შემთხვევაში რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარის) სპექტრალური მახასიათებლების ცვლილებას, ანუ:

$$S_y(f) = |H(f)|^2 S_x(f).$$

აქ S_x და S_y შესაბამისად სიგნალი და სისტემის გამოძახილია. თუ დავეუშვებთ რომ სიგნალი სტაციონალური შემთხვევითი პროცესია (თეთრი ხმაური) მაშინ $S_{xy} = H(f)S_x(f)$ კროსს-სპექტრი მთლიანად განსაზღვრავს სისტემის ყოფაქცევას, ანუ თუ ეს უკანასკნელი და სიგნალის სიმძლავრის სპექტრი ცნობილია, გამოძახილის ფუნქცია და მისი ფაზაც განსაზღვრულია. ზოგად შემთხვევაში კროსს-სპექტრი გამოხატავს ორი მწკრივის სპექტრალური მახასიათებლების მსგავსებას, ანალოგიურად კოვარიაციული ფუნქციისა, რომელიც თვით წკრივების მსგავსების ხარისხს გამოხატავს. კორელაციის კოეფიციენტის მსგავსად შესაძლებელია კროს-სპექტრის ნორმირება:

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_x(f)S_y(f)} \quad (33)$$

და მას კოჰერენტულობის ფუნქციას უწოდებენ $0 \leq \gamma_{xy}^2(f) \leq 1$. სისტემის თვისებების დინამიური ცვლილებების შესასწავლად, მსგავსად სპექტრალური ანალიზისა ამ შემთხვევაშიც შესაძლებელია დროში კროს-სპექტრის (და კოჰერენტულობის ფუნქციის) ხელოვნური ლოკალიზაცია, თუმცა კროს-ვეივლენტ გარდაქმნა და ვეივლენტ-კოჰერენტულობა, რომლებიც

$$\text{განისაზღვრებიან როგორც } W_n^{XY}(s) = W_n^X(s)W_n^{Y*}(s) \text{ და } WC_n^{XY}(s) = \frac{|W_n^{XY}(s)|}{\sqrt{W_n^X(s)W_n^Y(s)}} \quad (34)$$

შესაბამისად, უკეთეს შედეგებს იძლევა. საიმედოობის ფუნქცია კი შეიძლება განვსაზღვროთ როგორც ფესვი ორი χ^2 კანონით სიდიდისა, რომლის განაწილების

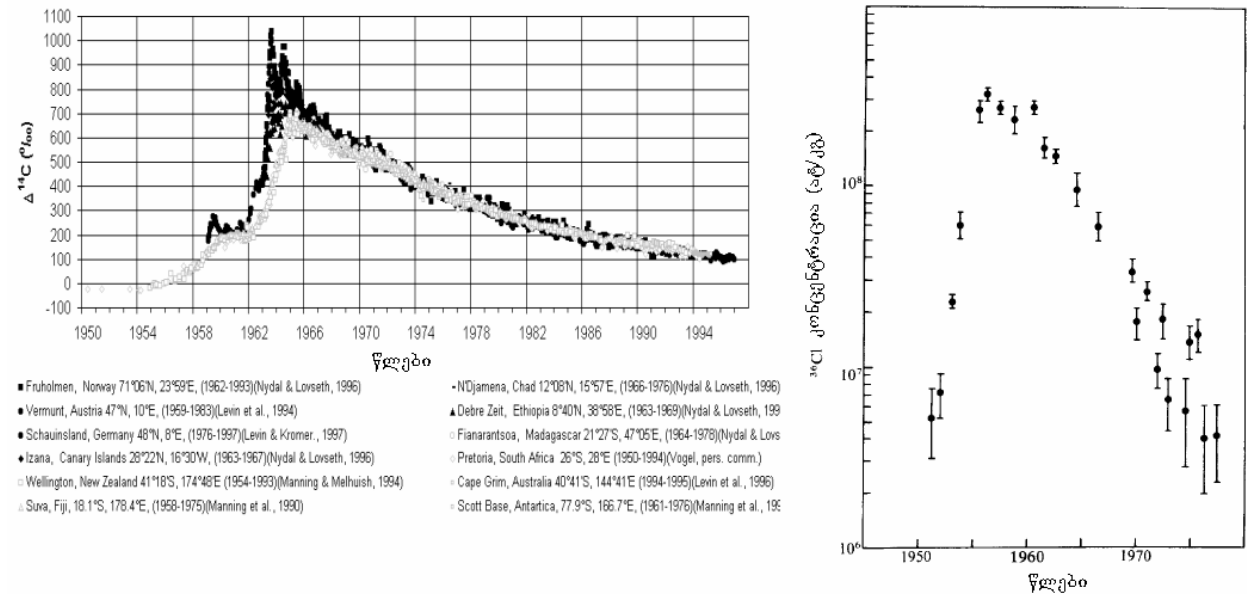
$$\text{სიმკვრივე მოიცემა ასე: } p = \int_0^{Z_\nu(p)} \frac{2^{2-\nu}}{\Gamma^2(\nu/2)} z^{\nu-1} K_0(z) dz. \quad (3)$$

აქ $Z_\nu(p)$ არის p ალბათობის შესაბამისი საიმედოობის ინტერვალი Γ გამა ფუნქციაა, K_0 კი 0-ოვანი რიგის მოდიფიცირებული ბესელის ფუნქციაა[199-201, <http://paos.colorado.edu/research/wavelets>; <http://www-stat.stanford.edu/~wavelab>].

§ 2.2 სხვადასხვა მოვლენების შესწავლა კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით.

2.2.1 კოსმოგენური იზოტოპები და ადამიანის ანთროპოგენული მოღვაწეობა.

ადამიანის უშუალო ზეგავლენა კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციაზე აისახა საყოველთაოდ ცნობილი “ბომბისა” და ზიუსს ეფექტებით. “ბომბის ეფექტს” უწოდებენ გასული საუკუნის 50 წლებში ბირთვული აფეთქებების გამო ატმოსფეროში ნეიტრონების რაოდენობის ნახტომისებური ზრდით გამოწვეულ კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის ზრდას.

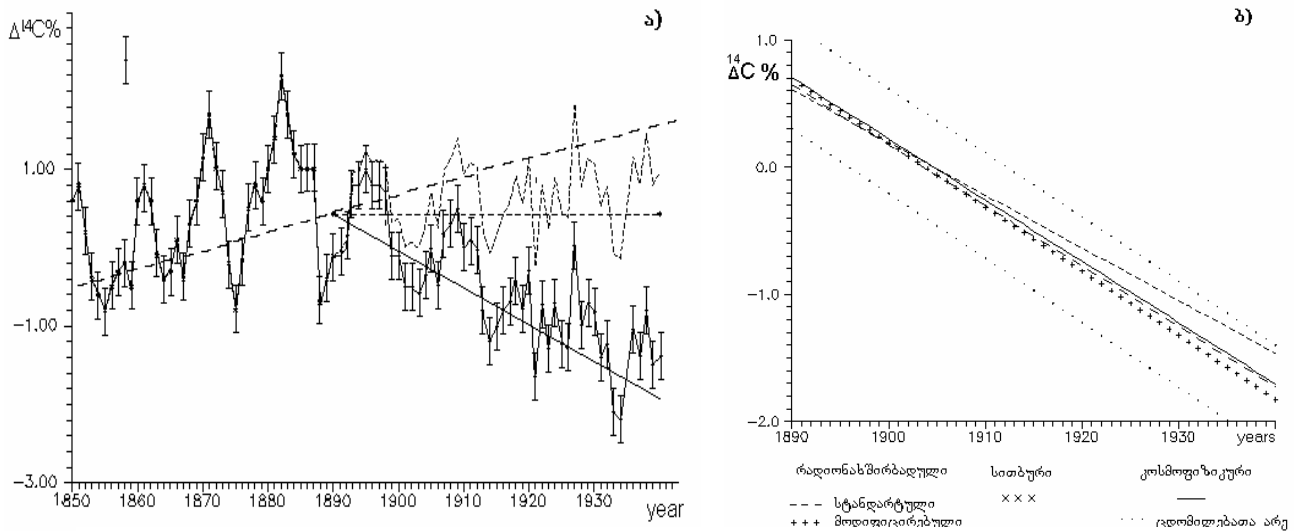


ნახ 34. ბომბის ეფექტი ^{14}C და ^{36}Cl მონაცემებში[168,202].

ნახ 34 ზე მოყვანილია სხვადასხვა გეოგრაფიული განედისათვის გაზომილი ^{14}C და ^{36}Cl [168,202]. როგორც ჩანს, რადიონახშირბადისა და ^{36}Cl კონცენტრაციებში ადგილი ქონდა თითქმის 100% იან ზრდას, რამაც გადაფარა ყველა სხვა ეფექტი. სამეცნიერო თვალსაზრისით, ამ მოვლენამ დიდი გამოყენება ჰპოვა რადიონუკლიდების სხვადასხვა რეზერვუარებს შორის მიმოცვლის აღსაწერად, კერძოდ ნახშირბადის სხვადასხვა “რეზერვუარში” გადასვლის დროების განსაზღვრის კუთხით (§2.1.2).

ადამიანის მიერ ბუნებრივი საწვავის მოხმარების შედეგად ატმოსფეროში ხდება დიდი რაოდენობით CO_2 –ის ინჟექცირება, რაც იწვევს გლობალურ დათბობას (იხილეთ ნახ26 §1.3.4) – თანამედროვე ცივილიზაციის ერთ-ერთ უმწვევარეს პრობლემას[203]. ცხადია რომ, ინჟექცირებული არაქტიური CO_2 იწვევს ატმოსფეროში რადიონახშირბადის კონცენტრაციის შეცირებას (ნახ 35.ა), რასაც პირველად დააკვირდა ზიუსი ხის რგოლებში ^{14}C –ის კონცენტრაციის შესწავლისას[170]. დღეისათვის ზიუსის ეფექტის სიდიდის განსაზღვრა ხდება სხვადასხვა მეთოდებით: 1. “საწარმო” მეთოდი ეფუძნება ატმოსფეროში ინჟექცირებული საწარმო ნახშირბადის რაოდენობის შეფასებას; 2. “რადიონახშირბადული” მეთოდით ზიუსის ეფექტს ითვლიან როგორც სხვაობას ^{14}C –ის კონცენტრაციის გაზომილ მწკრივსა და რადიონახშირბადის 1850 წლის კონცენტრაციის დონეს შორის, შემდეგ მონაცემები აპროქსიმირდება უმცირეს კვადრატთა მეთოდით. სირთულე ამ მიდგომისა მდგომარეობს იმაში, რომ 1850 წლიდან დაწყებული ^{14}C –ის კონცენტრაცია შემდგომ წლებში უთუოდ შეიცვლებოდა ზიუსის ეფექტის არარსებობისას მზის აქტივობის გავლენით,

ამიტომ შეუძლებელია ზუსტად “ინდუსტრიული” მიზეზებით გამოწვეული ^{14}C -ის კონცენტრაციის შემცირების დადგენა; 3. “კოსმოფიზიკური” მეთოდი საშუალებას იძლევა ზიუსის ეფექტის სიდიდე მეტი სიზუსტით განესაზღვროთ. (17) ფორმულის გამოყენებით აფასებენ რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარეს და რეზერვუარული მოდელის გამოყენებით ითლიან ^{14}C -ის მოსალოდნელ “კოსმოფიზიკურ” კონცენტრაციას. ამ კონცენტრაციასა და დაკვირვებად სიდედეს შორის სხვაობა არის ზიუსის ეფექტი “სუფთა” სახით[204-206].



ნახ. 35 ზიუსის ეფექტი თსუ ^{14}C მონაცემების მიხედვით.

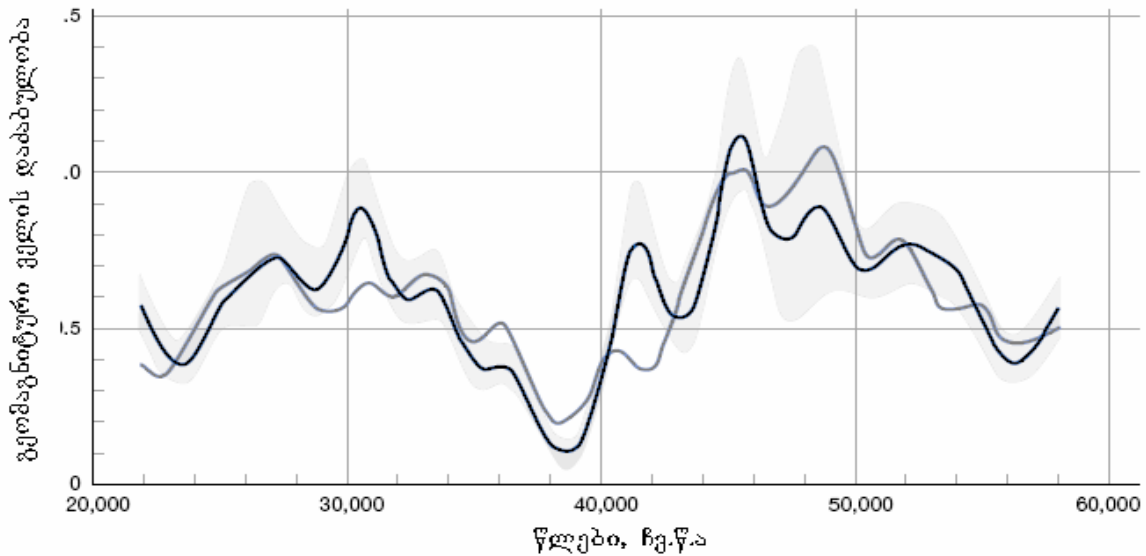
ცხადია რომ, გარდა ეკოლოგიური მნიშვნელობისა, ზიუსის ეფექტი შეისწავლება მისი ^{14}C მონაცემებიდან გამორიცხვის მიზნით, რაც განხორციელდა კიდევ თსუ -ში მიღებული რადიონახშირბადის კონცენტრაციის მწკრივისთვის ზემოთაღწერილი მეთოდებით[204]. ამსათან “რადიონახშირბადული” მეთოდი ნაწილობრივ მოდიფიცირებული იქნა, კერძოდ ინდუსტრიამდელ მონაცემებზე დაყრდნობით სტატისტიკური მეთოდებით შეფასებულ იქნა რადიონახშირბადის კონცენტრაციის მოსალოდნელი დროითი სვლა ზიუსის ეფექტის არარსებობისას და მიღებულ შედეგს “გამოაკლდა” დაკვირვებადი კონცენტრაციები. შედეგად მიღებული სიდიდე უფრო კარგ თანხმობაშია საწარმოო და ასტროფიზიკული მეთოდებით მიღებულ შეფასებასთან (ნახ 35. ბ). ეფექტის სიდიდემ 1890 წლიდან (ეფექტის გამოვლენიდან) 1940 წლამდე (ბომბის ეფექტამდე) შეადგინა $(2,4 \pm 0,35)\%$ რაც თანხმობაშია სხვა ანალოგიურ შეფასებებთან [202,207,208]. ცდომილებები ძირითადად გამოწვეულია რადიონახშირბადის კონცენტრაციის სავარაუდო დროითი სვლის (ზიუსის ეფექტის არარსებობისას) შეფასებაში დაშვებული შეცდომებით.

გარდა ბუნებაზე ადამიანის ზეგავლენის შესწავლისა, რადიონახშირბადის კონცენტრაციის განსაზღვრამ დიდი პრაქტიკული გამოყენება ისტორიული და ხელოვნების ნიმუშების დათარიღების კუთხით [209,210].

2.2.3 გეოფიზიკური და ასტროფიზიკული მოვლენების შესწავლა წარსულში.

§1.3.1, 1.3.2 და 2.1.1 –ში განვიხილეთ დედამიწის მაგნიტური ველი და მისი გავლენა კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეზე. რაც თავის მხრივ იწვევს ცლილებებს კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციებში[210-215]. ცხადია,

რომ კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციებზე დაყრდნობით ჩვენ შეგვიძლია აღვადგინოთ გეომაგნიტური ველის დაძაბულობა წარსულში. უნდა აღინიშნოს რომ, გეომაგნიტური ველის დაძაბულობის გავლენის შესწავლა კოსმოგენურ იზოტოპებზე ასევე მნიშვნელოვანია მონაცემებიდან მისი გამორიცხვის კუთხით.



ნახ 36. მაგნიტური ველის დაძაბულობა წარსულში აღდგენილი გრენლანდიის ყინულებში გაზომილ ^{36}Cl და ^{10}Be მონაცემებზე დაყრდნობით (მუქი ხაზი) და ტრადიციული მეთოდით გაზომილი ხმელთაშუა ზღვის ნალექოვან ფენებში. (ღია ხაზი). ღია ფერით გაფერადებულია გაზომის ცდომილებების არე[213].

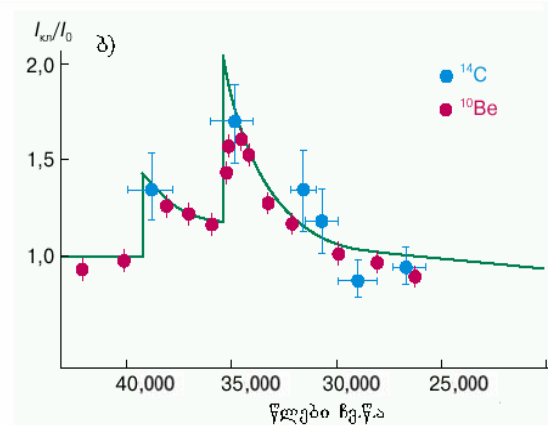
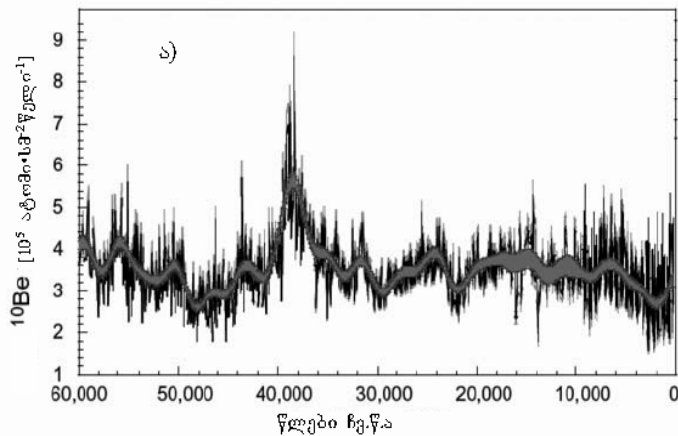
ნახ 36 –ზე წარმოდგენილია ^{36}Cl და ^{10}Be მონაცემებზე დაყრდნობით აღდგენილი და ტრადიციული მეთოდებით (მაგნიტომეტრული) გაზომილი მაგნიტური ველის დაძაბულობა წარსულში[213]. რადიონახშირბადის მონაცემებში გეომაგნიტური ველის გავლენას “გამორიცხავენ”

$$\Delta^{14}\text{C}(t) = \Delta^{14}\text{C}_0(t) - 4,27 - 4,97 \cdot \sin\left[\frac{2\pi}{10402} \cdot (t + 7388)\right] \%. \quad (27) \quad \text{ფორმულის}$$

საშუალებით [186,212,215]. აქ t – მიმდინარე კალენდარული წელია. (ჩვენს ერამდე t უარყოფითია). როგორც (27)-დან და ნახ.36-დან ჩანს გეომაგნიტური ველით გამოწვეული ვარიაციები მნიშვნელოვან როლს თამაშობს მხოლოდ ათასობით და ათიათასობით წლის მასშტაბზე, ამასთან ამპლიტუდით ის ყველა სხვა ტიპის ვარიაციებზე მძლავრია.

კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეზე ასტროფიზიკური ფაქტორებიდან გავლენას ახდენს მზის აქტივობა და გალაქტიკური კოსმოსური სხივების ინტენსივობა. ეს უკანასკნელი გალაქტიკური წარმოშობისაა¹ და მათი ინტენსივობა თეორიული მოსაზრებებით მუდმივი უნდა იყოს დროის დიდი პერიოდის მანძილზე (იხ §1.1.3, §1.1.4). თუმცა მზის სისტემის გალაქტიკურ სპირალში მოძრაობის გამო, ასეულ ათასობით და მილიონობით წლის დროით მასშტაბებზე ეს მოსაზრება სამართლიანი არაა. ერთადერთი საშუალება დროის ასეთ მასშტაბებზე კოსმოსური სხივების ინტენსივობის შესწავლისა არის კოსმოგენური იზოტოპები.

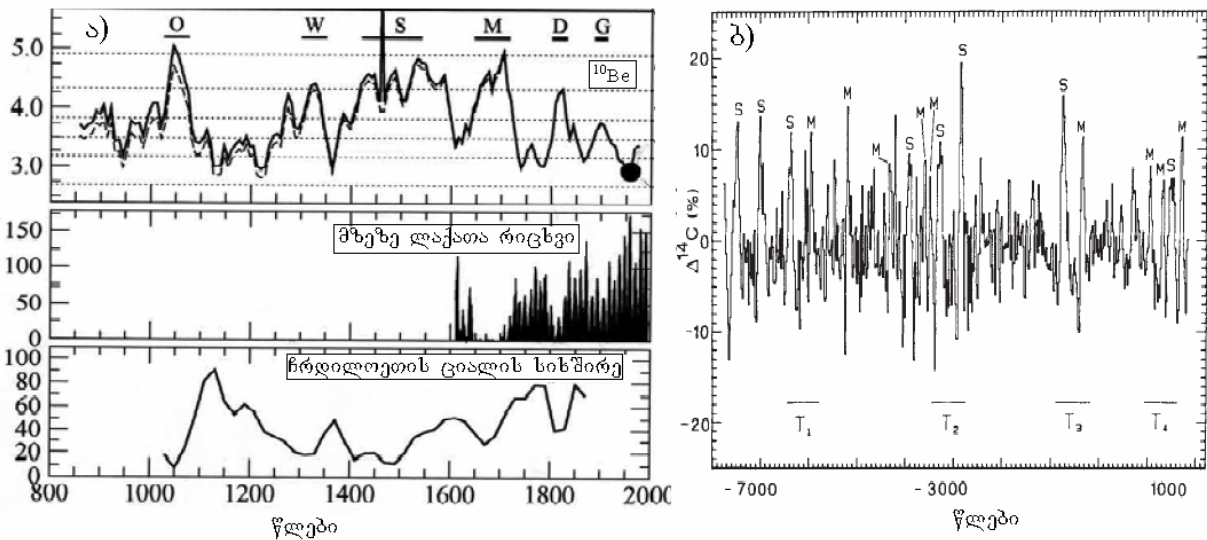
¹ კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნაში ძირითადი წვლილი შეაქვთ 50 გეგ ზე ნაკლები ენერგიის პროტონებს, რომელთა გალაქტიკური წარმოშობა დადგენილად შეიძლება ჩაითვალოს.



ნახ 37. ა) ^{10}Be წარმოქმნის სიჩქ. უკ. 60000 წლის მანძილზე ბ) ^{10}Be და ^{14}C კონცენტრაციებზე დაყრდნობით აღდგენილი კოსმოსური სხივების ინტენსივობა ჩვ.წ.ა. 50000-20000 წლებში[216,221].

დღეისათვის არსებობს ^{10}Be , ^{36}Cl და ^{26}Al -ის პრეცესიული გაზომვები უკანასკნელი 100000 წლის [146,216,217] ხოლო ^{14}C -ის უკანასკნელი 50000 წლის მანძილზე[218,219]. ნახ. 37 ა) ზე მოყვანილია კოსმოგენური ^{10}Be -ის წარმოქმნის სიჩქარე უკანასკნელი 60000 წლის მანძილზე მიღებული გრელანდიის ყინულებში გაზომილ მონაცემებზე დაყრდნობით. ნახაზიდან ჩანს, რომ ამ პერიოდის მანძილზე კოსმოსური სხივების ინტენსივობა მუდმივი იყო გარდა 30-40 ათასი წლის პერიოდისა, როდესაც დაიკვირება მისი იპულსური ზრდა. ასეთივე ზრდა დაფიქსირებულია ^{14}C -ის (ნახ 37ბ) და სხვა კოსმოგენური იზოტოპების მონაცემებზე დაყრდნობით. სავარაუდოდ, ეს ზრდა გამოწვეული უნდა იყოს მზის სისტემის მახლობელ რაიონში (50პს) დაახლოებით 10^{50} ერგ სიმძლავრის ზეახალი ვარსკლავის აფეთქების შედეგად. ძირითადი პიკის წინმსწრები შედარებით პატარა პიკი გამოწვეული უნდა იყოს γ კვანტებით, რომლებიც შედარებით სწრაფად მოაღწევდნენ დედამიწამდე. ასეთი სიმძლავრის აფეთქება მახლობელ რეგიონებში ძალზე დიდი იშვიათობაა, მაგრამ შესაძლებელია რამოდენიმე მცირე სიმძლავრის აფეთქების შემთხვევა უკანასკნელ ათასწლეულში, რასაც შეიძლება გამოეწვიოს შედარებით მცირე ეფექტი [220-222].

მეცნიერული თვალსაზრისით, ერთ-ერთი ყველაზე საინტერესოა კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით მზის აქტივობის შესწავლა წარსულში. მზე და მზისმიერი კოსმოსური სხივები იწვევენ მზის სისტემაში შემოსული კოსმოსური სხივების მოდულაციას (§1.2.3-1.2.4), შედეგად გვაქვს ანტიკორელაციური დამოკიდებულება მზის აქტივობასა და კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციას შორის, რაც კარგად ჩანს ნახ.38ა-ზე[223,158]. კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით დადასტურებული იქნა მზის აქტივობის დრმა მინიმუმის - მაუნდერის მინიმუმის (1645-1715წწ) არსებობა[63], ასევე აღმოჩენილი იქნა სხვა დრმა მინიმუმები შპერერის, ვოლფის, ორტის და ა.შ. შემდგომმა კვლევებმა კიდევ უფრო გაზარდა მინიმუმების რაოდენობა, ისინი პირობითად 2 სახედ შეიძლება დაყვით: მაუნდერის (შედარებით ვიწრო) და შპერერის (უფრო განიერი) ტიპის მინიმუმებად (ნახ.38ბ) [223]. ასევე უნდა აღინიშნოს რომ, მზის აქტივობაში ცნობილი 11 წლიანი პერიოდულობის გარდა ნახული იქნა 200, 400, 2400 წლიანი ციკლებიც [224,225]. აღსანიშნავია რომ, დრმა მინიმუმების დაკვირვების დროს



ნახ.38 ა) სამხრეთ პოლუსზე გაზომილი ^{10}Be -ის კონცენტრაცია, ლაქათა რიცხვი და ჩრდილოეთის ციალის სიხშირე. ბ) რადიონახშირბადის კონცენტრაცია უკანასკნელი 8000 წლის მანძილზე[165,223]

სტატისტიკურმა ანალიზმა აჩვენა რომ, მათი დროში განაწილება ქაოტურია, ლოდინის დროის განაწილება კი ექსპონენციალური ხასიათისა, რაც პუასონის განაწილების მახასიათებელი ნიშანია[226].

კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაცია ასევე მგზნობიარეა მზეზე მძლავრი აფეთქებების მიმართ, როდესაც დიდი რაოდენობის მაღალი ენერგიის (>100მეე) ნაწილაკები გენერირდება, გარდა რადიონახშირბადისა, რომლის კონცენტრაციის მოსალოდნელი ზრდა აფეთქებებისას 0.1% -ია [227-228].

III. მზის აქტივობის ღრმა მინიმუმები.

3.1 მზის აქტივობის დინამიკა უკანასკნელი რამოდენიმე ასეული წლის მანძილზე. მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმები.

3.1.1 მზის აქტივობის დინამიკის შესწავლა წარსულში ისტორიულ მონაცემებზე დაყრდნობით

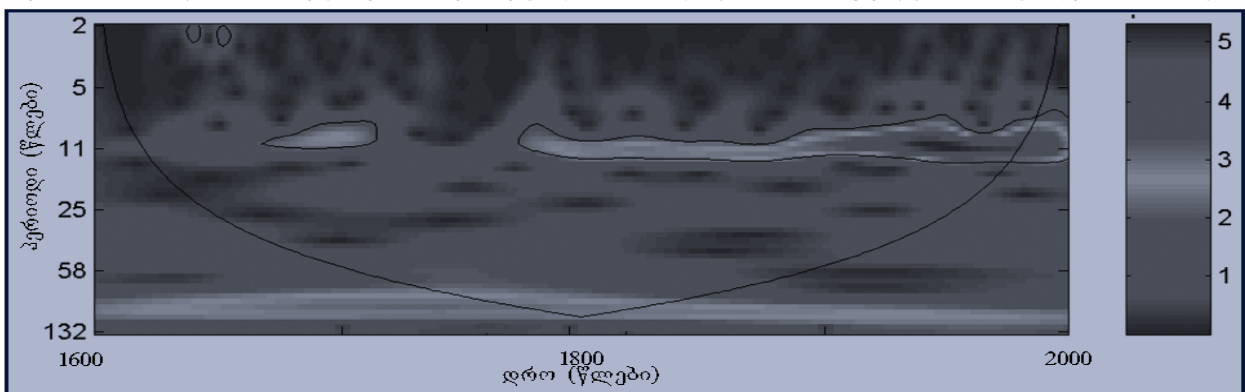
როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, მზის აქტივობის ერთ-ერთი ყველაზე თვალსაჩინო და პოპულარული მახასიათებელი არის მზის ლაქები (§1.2.2). როგორც RGN ასევე GSN მონაცემებში დომინირებს ≈ 100 წლიანი და ≈ 11 წლიანი პერიოდულობები ე.წ შვაბლის ციკლი (III ცხრილი). შვაბლის ციკლურობის როგორც პერიოდულობა, ასევე ამპლიტუდა იცვლება დროის მანძილზე [63,208], როგორც ეს ნახ 39-ზე მოყვანილ ვივილენტ სპექტრიდანაც კარგად ჩანს[229,230].

ცხრილი III. პერიოდულობები მზეზე ლაქათა რიცხვების RGN მონაცემებში			
პერიოდი მონაცემებში [წელი]	ამპლიტუდა	პერიოდი GSN მონაცემებში [წელი]	ამპლიტუდა
98.6	27.9	98.6	35.6
10.9	51.2	10.9	62.8
10.5	43.6	10.5	59.0
8.4	17.4	9.8	44.5

ლაქათა რიცხვის დროში ევოლუცია შეიძლება აღიწეროს მოდულაციური ფუნქციით [230]. ჩვენს მიერ გამოყენებულ მოდელში “ბაზისურ” ფუნქციად აღებული იქნა

$$A_m(t)\cos^2(2\pi T(t)/t + F_m(t)) = 1/2[A_m(t)] + 1/2[\cos(4\pi T(t)/t + 2F_m(t))] \quad (35) \quad [225]$$

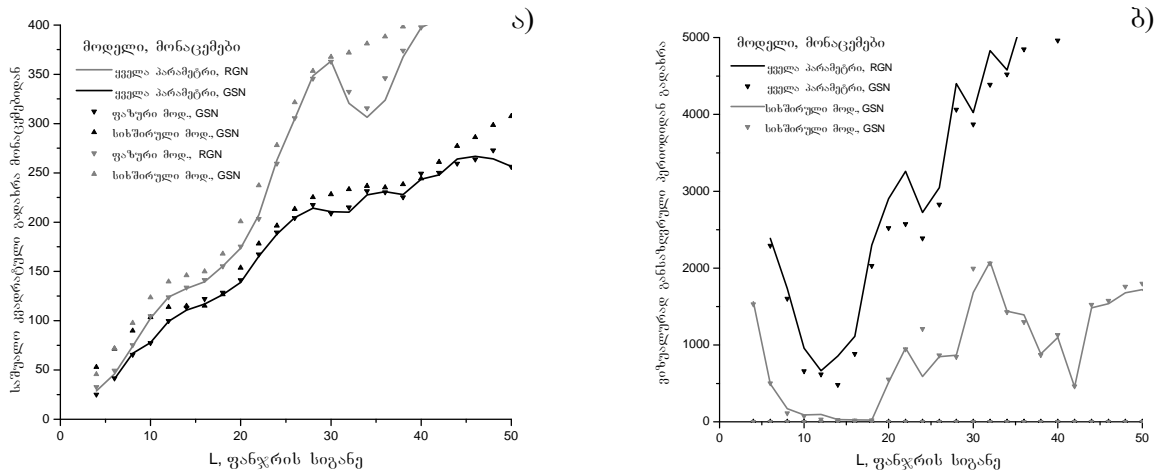
სადაც t – დროა (წლებში) A_m ამპლიტუდა ხოლო T და F პერიოდი და ფაზა შესაბამისად. პარამეტრები შერჩეულია მარტივი პროცედურით: ვიღებთ L სიგრძის



ნახ 39. ლაქათა ჯგუფური (GSN) რიცხვის ვივილენტ სპექტრი[230].

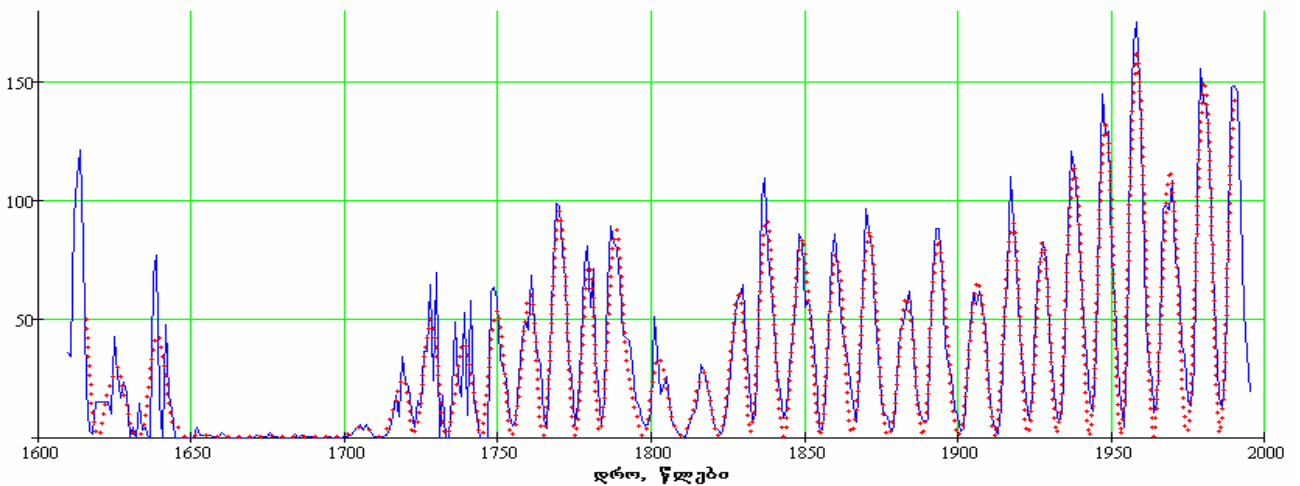
დროით ფანჯრას, ამ ფანჯარაში მოხვედრილი მომაცემებისათვის ვპოულობთ A_m , T_m და F_m პარამეტრებს უმცირეს კვადრატთა მეთოდით, შემდეგ ხდება ფანჯრის წანაცვლება დროითი ღერძის გასწვრივ. ცხადია რაც უფრო დიდია L მით უფრო ძლიერ კორელირებენ ამ პარამეტრების მეზობელი შეფასებები და მით უფრო

გლუვია მიღებული $A_m(t)$ $T_m(t)$ და $F_m(t)$ მრუდები. მეორე მხრივ, L ის



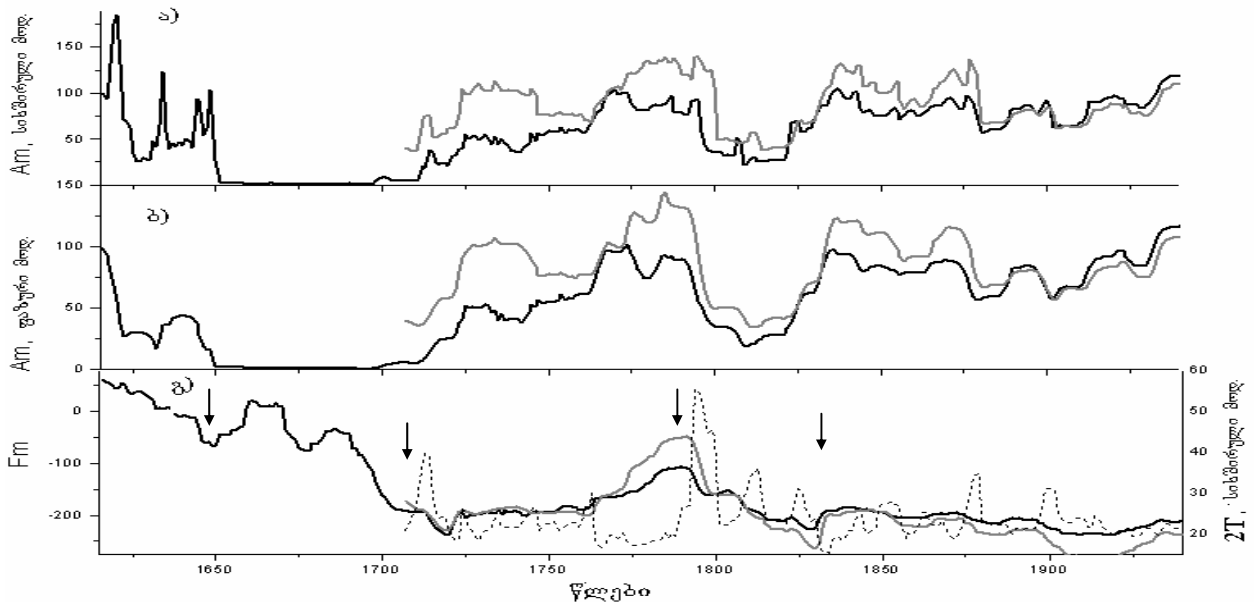
ნახ 40. სხვადასხვა ტიპის მოდულაციური მოდელისათვის მონაცემებიდან ინტერპოლირებული მრუდის(ა) და ცილის გამოთვლილი პერიოდის ვიზუალიზაცია[63] (ბ) გადახრის დამოკიდებულება შერჩეული ფანჯრის სიგანეზე

ზრდასთან იზრდება (35) ფუნქციით ინტერპოლირებული მრუდის გადახრა მონაცემებისაგან. ნახ 40 დან ჩანს, რომ L ის ოპტიმალური მნიშვნელობა არის $(10 \div 18)$, ამასთან ინტერპოლაციის ხარისხი მნიშვნელოვნად არ იცვლებაა თუ ფაზას ან პერიოდს მუდმივად ჩავთვებით. (სიხშირული მოდულაცია ან ფაზური მოდულაცია). ნახ.40 –ზე წარმოდგენილია ინტერპოლირებული და დაკვირვებული ლაქათა რიცხვის მრუდები, ხოლო ნახ.41-ზე ამპლიტუდისა და ფაზის ევოლუციის მრუდები. ფაზური მოდულაციის მოდელიდან მიღებული $F_m(t)$ -ს შეფასებები გაცილებით უფრო გლუვია, ვიდრე სიხშირული მოდულაციის მოდელიდან მიღებული $T(t)$ (ნახ.37 გ). აღსანიშნავია ასევე ფაზის სტაბილურობა დროის დიდი პერიოდის მანძილზე, გარდა მინიმუმების დასაწყისსა და ბოლოში, განსაკუთრებით კი დალტონის მინიმუმის დასაწყისში¹ (იხ. ე.წ “ფაზური კატასტროფა” [63]) [225].

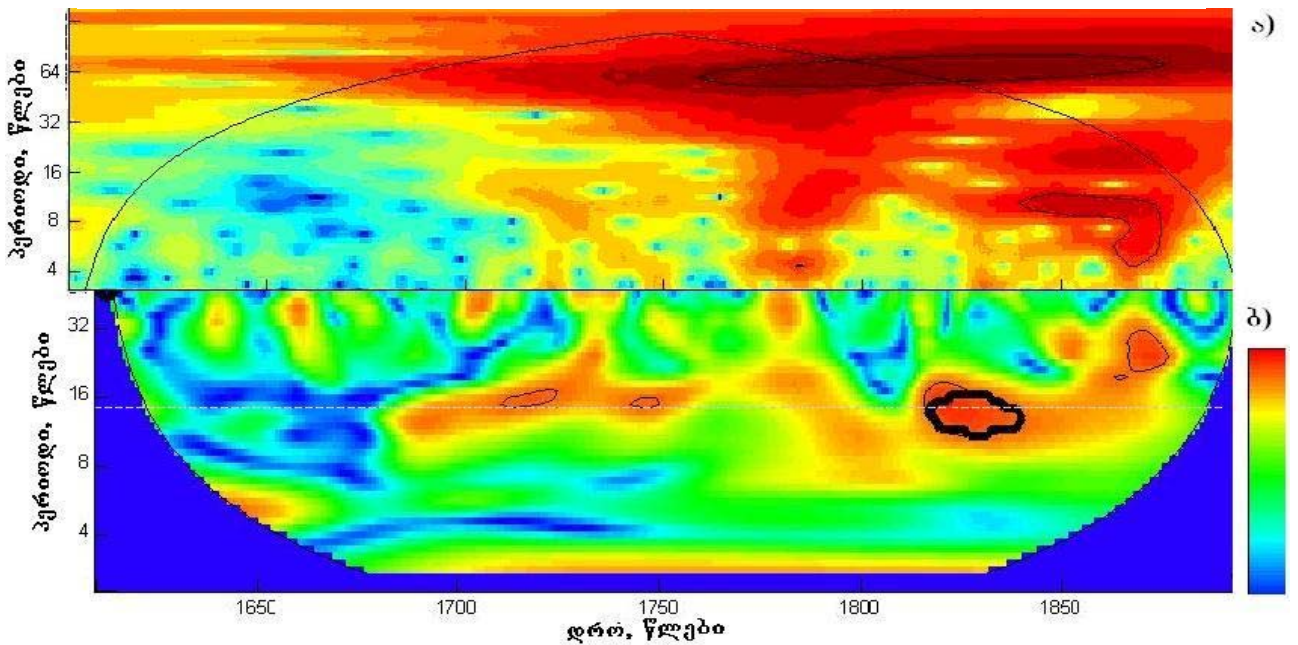


ნახ. 41 (29) ფორმულით განსაზღვრული და ლაქათა GSN რიცხვები, $L=12$ $T=22$

¹ მაუნდერის მინიმუმისას დაკვირვებული ფაზური გარდატეხა ნაკლებსაიმედოა დაკვირვებული ლაქათა რიცხვის სიმცირის გამო



ნახ. 42 ა) ამპლიტუდის ევოლუცია დროში ვოლფისა (ღია ხაზი) ჯგუფური (მუქი ხაზი) ლაქების რიცხვებისათვის, სისხირული მოდულაციის მოდელი.
 ბ) იგივე დამოკიდებულებები ფაზური მოდულაციისას.
 გ) ფაზისა და პერიოდის (ტეხილი ხაზი) დროზე დამოკიდებულება, ფაზური და სისხირული მოდულაციის მოდელის მიხედვით.



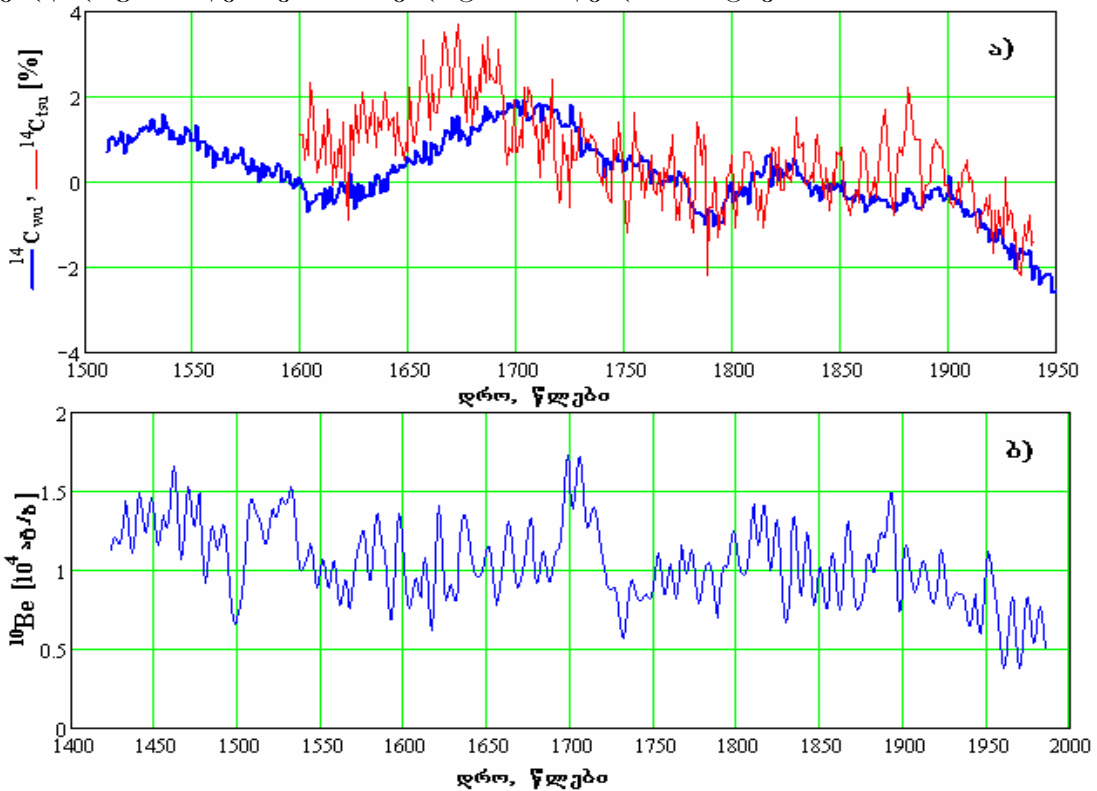
ნახ. 43 ა) ჩრდილოეთის ციალის მონაცემების ვეივლენტ სპექტრი ბ) ვეივლენტ კოჰერენტულობა მზის ლაქათა (GSN) რიცხვებისა და ციალის მონაცემებს შორის

სხვა მნიშვნელოვანი ისტორიული წყარო მზის აქტივობის შესახებ არის ჩრდილოეთის ციალის მონაცემები (იხ. §1.3.3, ნახ. 24). როგორც ნახ 43 ზე მოყვანილი ვეივლენტ სპექტრიდან და მის GSN რიცხვებს შორის ვეივლენტ კოჰერენტულობის სურათიდან ჩანს, ისინი მზის აქტივობის არამარტო დინამიკას არამედ მის ციკლურობასაც კარგად აღწერენ უკანასკნელი რამოდენიმე ასეული წლის მანძილზე. დროის უფრო დიდ შკალაზე თავს იჩენს ისტორიული ცნობებისათვის დამახასიათებელი ინფორმაციის დანაკარგი და აქედან გამომდინარე საიმედოობის მკვეთრი დაცემა, რაც კარგად ჩანს ნახ. 24 ზე. ასევე ძლიერ

მნიშვნელოვანია, მონაცემებში დამკვირვებელთა სუბიექტური ფაქტორებით გამოწვეული ცდომილებები[61].

3.1.2 მზის აქტივობა და კოსმოგენური ^{14}C და ^{10}Be . მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმი.

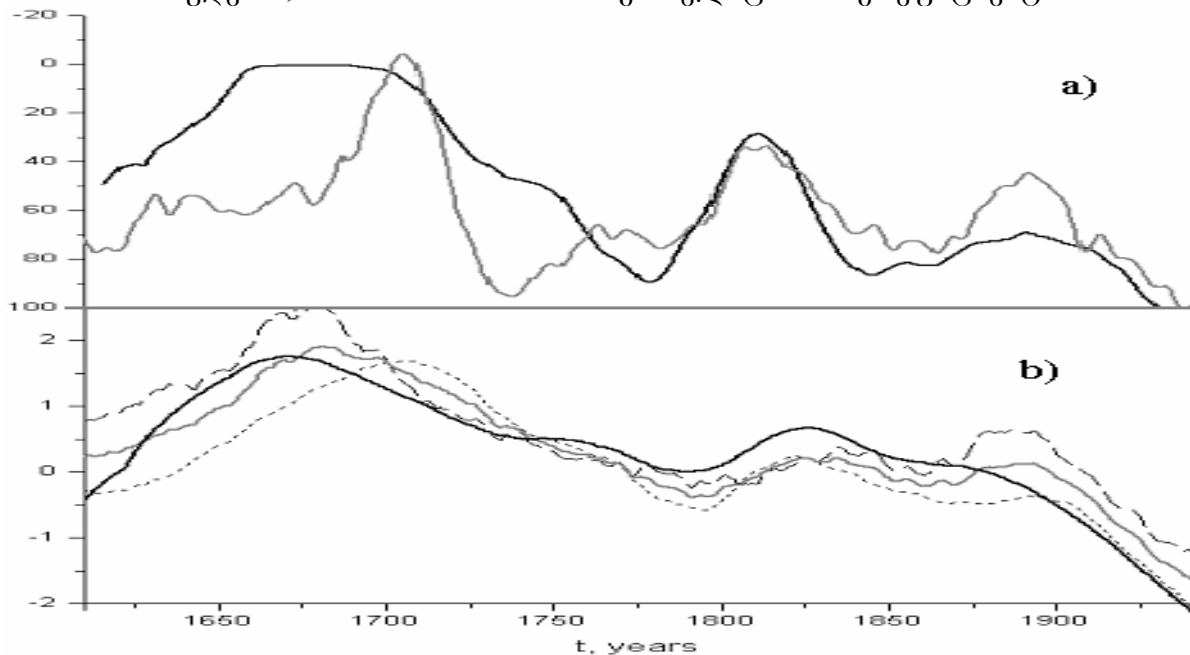
როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ისტორიული მონაცემების საიმედოობა მკვეთრად მცირდება მონაცემთა სიძველესთან ერთად. თავის მხრივ კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციებზე გავლენას ახდენს არამარტო მზის აქტივობა, არამედ საპლანეტათაშორისო სივრცეში მიმდინარე რთული გეოქიმიური და გეოფიზიკური პროცესებიც. ამიტომაც მნიშვნელოვანი მზის აქტივობის კომპლექსური შესწავლა სხვადასხვა მონაცემებზე დაყრდნობით. აღსანიშნავია რომ, დღეისათვის არსებობს რამოდენიმე მწკრივი პრეცესიული გაზომვების ყოველწლიური ბიჯით, რომელთაგან პირველი მიღებული იქნა თბილისის სახ. უნივერსიტეტში 1983-1986 წლებში [186,232] და მოიცავს უკანასკნელ 400 წელს. უკანასკნელ 500 წელს მოიცავს ვაშინგტონის უნივერსიტეტში ხის რგოლებში გაზომილი ^{14}C -ის კონცენტრაციები [233], ხოლო 600 წელს - გრელანდიის ყინულებში გაზომილი ^{10}Be -ის მწკრივი (შვეიცარიის სახელმწიფო საზღვაო მეცნიერებათა და ტექნოლოგიების ინსტიტუტი)[234] ნახ.44. ასევე მნიშვნელოვანია ბოლო პერიოდში ნაგოიას უნივერსიტეტში მიღებული რადიონახშირბადის ყოველწლიური მწკრივი, რომელიც 1200 წელს მოიცავს [187,235].



ნახ. 44 ა) თსუ სა და ვაშინგტონის უნივერსიტეტში მიღებული რადიონახშირბადის კონცენტრაციის მწკრივები. ბ) გრელანდიის ყინულებში გაზომილი ^{10}Be .

როგორც ნახ44.-დან ჩანს ^{14}C -ის მონაცემები კარგ თანხმობაშია ერთმანეთთან, ამასთან მაუნდერის მინიმუმისას დაიკვირვება $2.1 \pm 0.5\%$ -იანი ზრდა, რომელიც სხვა ლაბორატორიებში მიღებულ მონაცემებშიც დაიმზირება[236,237].

როგორც ავლნიშნეთ, კარგი მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ რომ, კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარე უკუპროპორციულ დამოკიდებულებაშია მზის აქტივობასთან (§2.1.1), ამასთან (35) დან გამომდინარე კი ეს სიჩქარე შეიძლება 2 კომპონენტის: მამოდულირებელი და მოდულირებული ვარიაციების ჯამად წარმოვიდგინოთ. (13,16)-ზე დაყრდნობით კი შესაძლებელია ლაქათა რიცხვიდან დედამიწის ატმოსფეროში კოსმოსური სხივების ინტენსივობისა და კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარის აღდგენა. უკეთესი შედეგი შესაძლებელია მივიღოთ (9,10) განტოლების ამოხსნით ან მის მიხედვით ნაწილაკების მოძრაობის სიმულაციის გზით [100, <http://cosray.unibe.ch/laurent/planetocosmics>]. წარმოქმნის სიჩქარიდან ^{14}C -ის კონცენტრაციაზე გადასვლისათვის კი შესაძლებელია ვისარგებლოთ ნახშირბადის მიმოცვლის ბალანსის განტოლების ამონახსნით (19), ან მოვახდინოთ (18) -ის პროგრამული მოდელირება, ამ პროცედურების გამოყენებით ჩვენს მიერ მიღებულ იქნა ^{14}C -ის კონცენტრაციის მნიშვნელობები ლაქათა რიცხვის მონაცემებზე დაყრდნობით და შედეგი შედარებულ იქნა ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან, ასევე მათ საშუალო მნიშვნელობასთან რაც ნახ.44ბ.-ზეა წარმოდგენილი. ნახ.44ა.-ზე ნაჩვენებია 25 წერტილით გასაშუალებული ^{10}Be ის კონცენტრაციისა და (35) დან განსაზღვრული Am მოდულაციური ფუნქციის დროითი მრუდები¹, მათ შორის კორელაციის კოეფიციენტი არის 0,6.



ნახ. 44 a) 25 წერტილით გასაშუალებული ^{10}Be ის კონცენტრაცია (ლია ხაზი) და მოდულაციური ფუნქცია (მუქი ხაზი)

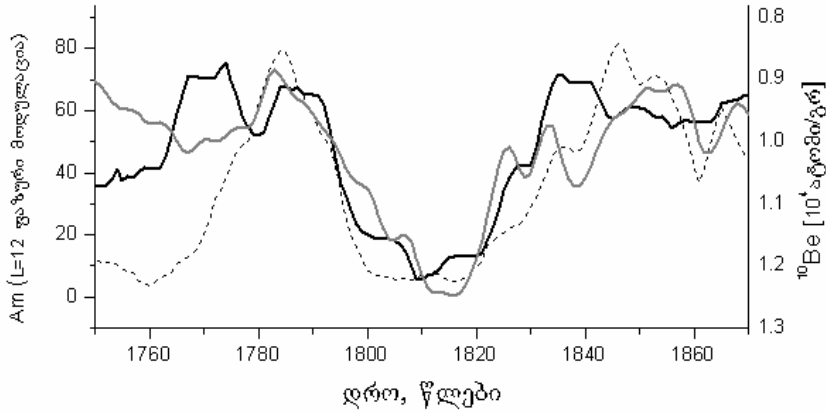
b) ^{14}C -ის კონცენტრაცია GSN იდან მიღებული (მუქი ხაზი), თსუ ს მონაცემები (წერტილოვანი ხაზი), ვაშინგტონის უნივერსიტეტის მონაცემები (ტეხილი ხაზი) და მათი საშუალო მნიშვნელობები. (ლია ხაზი)

როგორც ჩანს ა) ^{14}C -ის მონაცემების სამივე მრუდი უფო ძლიერ კორელირებს მზის აქტივობასთან, ვიდრე ^{10}Be -ის მონაცემები. ბ) კორელაციის ხარისხი აღდგენილ და ^{14}C გასაშუალებულ მონაცემებს შორის უფრო მაღალია, ვიდრე ცალკე თსუ სა და ვაშინგტონის უნივერსიტეტის მონაცემებს შორის ($r_{\text{mean}}=0.91$, $r_{\text{tsu}}=0.85$ და $r_{\text{wu}}=0.87$ SD = 0.1, 0.19 და 0.17 შესამამისად). ეს შეიძლება აიხსნას

¹ ^{10}Be -ის კონცენტრაცია პირდაპირპროპორციულია მისი წარმოქმნის სიჩქარის. იხ. §2.1.1.

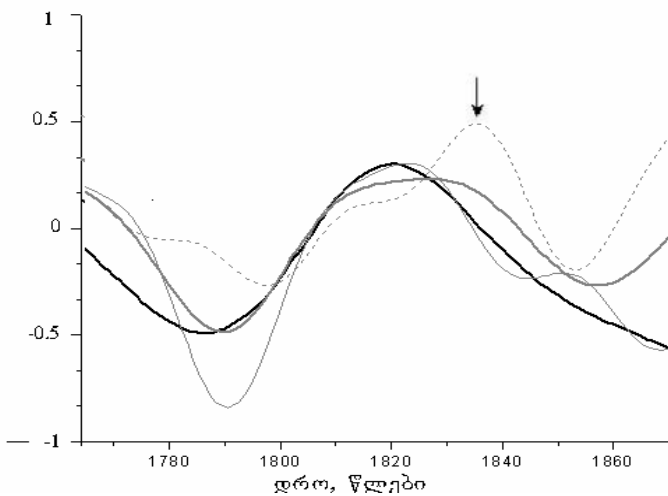
ატმოსფეროს კარგი აღრევალობით, რომელიც ასუსტებს ლოკალური არათევაროვნებებით გამოწვეულ ეფექტებს რადიონახშირბადის დიდპერიოდულ ვარიაციებში. დედამიწის სხვადასხვა ადგილიდან აღებული მონაცემების გასაშუალება კი კიდევ უფრო ამცირებს რეგიონალურ ეფექტებს [238].

დალტონის მინიმუმი, მზის აქტიობაში ერთ ერთი ყველაზე საინტერესო მინიმუმთაგანია, რადგანაც ის მხოლოდ 40 წელს გრძელდებოდა და ამიტომ



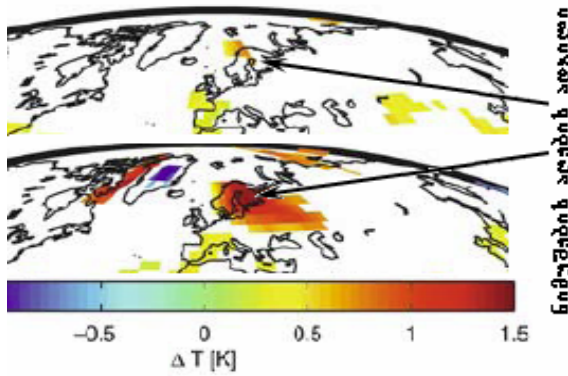
ნახ 45. მზის აქტიობა დალტონის მინიმუმის დროს. მუქი ხაზი -Am (ფაზური მოდულობის მოდელი), ღია ხაზი -¹⁰Be-ის კონცენტრაცია გრენლანდიის ყინულებში და ჩრდილოეთის ციალის რიცხვი (ტეხილი ხაზი)

წარმოადგენს საშუალო ხანგძლივობის იმპულსური ტიპის სიგნალს ¹⁴C-ის მიმოცლის სისტემისათვის. დალტონის მინიმუმის დროს მზის აქტივობის მკვეთრ, ნახტომისებურ შემცირებას შედეგად მოყვა კოსმოსური სხივების ინტენსივობის ასეთივე სახის ცვლილება, რაც დასტურდება ¹⁰Be-ის კონცენტრაციისა და ჩრდილოეთის ციალის მონაცემების საფუძველზე ნახ 45. ნახაზიდან ჩანს დაახლოებით 30% ზრდა ბერილიუმის კონცენტრაციაში დალტონის მინიმუმის დროს. დაახლოებით იგივე ზრდა უნდა იყოს კოსმოსური სხივების ინტენსივობაში, და 12-15% ზრდა რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარეში რაც 5 რეზერვუარული მოდელიდან გამონდინარე შეესაბამება ხის წლიურ რგოლებში 0,5-0,7% ზრდას და რაც დაიკვირვება კიდევ. მიუხედავად ამისა, კარგი კორელაცია (0,7) არის აღდგენილ მონაცემების ვაშინგტონის უნივერსიტეტში გაზომილ მწკრივთან, თსუ მონაცემებთან კი სუსტი (0,1). რაც გამოწვეული უნდა იყოს მონაცემებზე რეგიონალური ფაქტორების, კერძოდ კი კარელიაში¹ ამ პერიოდში დაფიქსირებული დაფიქსირებული ტემპერატურის ზრდის გამო იხ. ნახ.46,47 [238,239].



ნახ.46 რადიონახშირბადის კონცენტრაციის დროითი სვლა დალტონის მინიმუმის დროს. ღია ხაზიდან აღდგენილი (მუქი სქელი ხაზი), ¹⁴C_{isu} (ტეხილი), ¹⁴C_{wu} (უწყვეტი თხელი ხაზი) და საშუალო მნიშვნელობა (სქელი ღია ხაზი).

¹ ხის წლიური რგოლების ნიმუშები აღებული იყო კარელიაში მოჭრილი ფიჭვიდან



ნახ.47 ტემპერატურული ანომალიები ანომალიები ნახევარსფეროში. მინიმუმების დასაწყისსა (ზემოთა პანელი) და მის მეორე ნახევარში (ქვემოთ, პანელი 1810-1830წწ)[239].

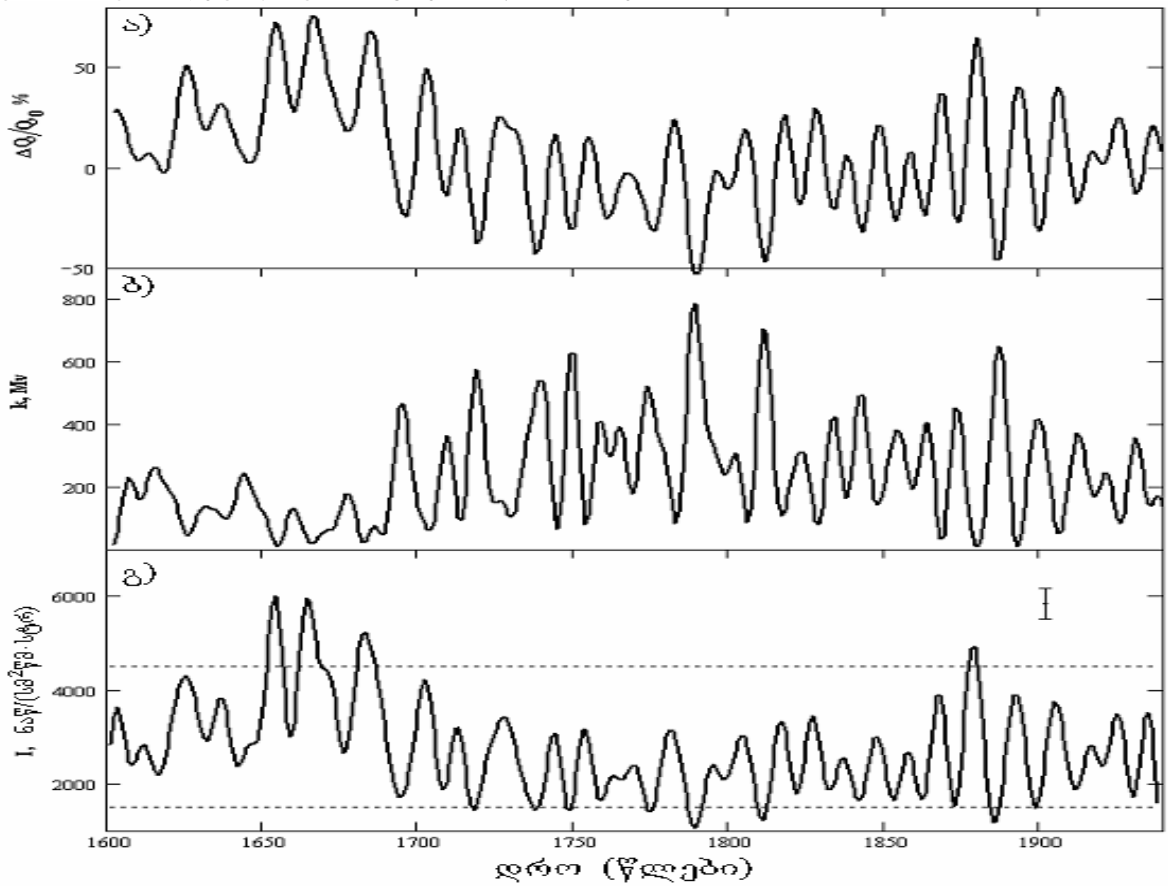
საბოლოოდ, უნდა ითქვას რომ, დროის ამ სკალაზე ($T=25 \div 400$ წ) დამაკმაყოფილებელი თანხვედრა გვაქვს მზის აქტივობის “ისტორიულ” წყაროებსა და კოსმოგენური იზოტოპების კონცენტრაციის მონაცემებს შორის, რაც ნიშნავს რომ:

1. კოსმოსური სხივების მოდულაციის მექანიზმი უცვლელი იყო როგორც მინიმუმების, ასევე მთელი ამ პერიოდის მანძილზე (§1.2.4.)
2. 5 რეზერვუარული მოდელი კარგად აღწერს რადიონახშირბადის მიმოცვლის პროცესებს, აქედან გამომდინარე კლიმატური და სხვადასხვა გლობალური გეოფიზიკური პროცესების გავლენა მცირეა მასზე.
3. დალტონის მინიმუმის დროს დაკვირვებული სხვაობა სავარაუდოდ გამოწვეულია რეგიონალური კლიმატის ანომალიით. რეგიონალური გეოფიზიკური პროცესების გავლენა ^{14}C –ის კონცენტრაციაზე შესამჩნევია, მაგრამ დედამიწის სხვადასხვა კუთხიდან აღებული მონაცემების გასაშუალება იწვევს მის გამორიცხვას.
4. რეგიონალური ეფექტები მნიშვნელოვან გავლენას აქდენს ^{10}Be –ის კონცენტრაციაზე, სავარაუდოდ მაუნდერის მინიმუმისას არსებული სხვაობა (ნახ 44) ამ ფაქტორებითაა გამოწვეული, მით უმეტეს რომ, ამავე იზოტოპის სამხრეთ პოლუსზე აღებულ ნიმუშებში მსგავსი განსხვავება არ დაიკვირება[165,240].

3.1.3 კოსმოსური სხივების ინტენსიობის აღდგენა ^{14}C ის მიმოცვლის 5 რეზერვუარულ მოდელზე დაყრდნობით.

რადიონახშირბადის მონაცემებზე და მისი მიმოცვლის მოდელზე დაყრდნობით შესაძლებელია მისი წარმოქმნის სიჩქარის აღდგენა, (19)-ის უკუგარდაქმნის
$$\frac{\Delta Q(w)}{Q} = H^{-1}(w) \cdot \frac{\Delta N_a(w)}{N_a} \quad (30)$$
 გამოყენებით (§2.1.2). წარმოქმნის სიჩქარიდან კი მოდულაციის პარამეტრისა (იხ. §1.2.4, 13) და კოსმოსური სხივების ინტენსივობის მიღება (16). ცხადია ამასთან, მონაცემებიდან უნდა გამოირიცხოს ზიუსის ეფექტით გამოწვეული (§2.2.1) ^{14}C – ის კონცენტრაციის შემცირება. დაბალი პერიოდულობის სიგნალისათვის ($T < 400$ წელი) გაძლიერების კოეფიციენტს კარგად აღწერს წრფივი დამოკიდებულება: $f^{-1} = 800 \frac{\omega}{2 \cdot \pi} + 8$ (31) რაც ნიშნავს რომ, რადიონახშირბადის მიმოცვლის სისტემა მუშაობს როგორც დაბალსიხშირული ფილტრი, ასუსტებს რა 11 წლიანი პერიოდულობებს დაახლოებით 80 ჯერ, 5 წლიანს - 170 ჯერ. ამის გამო ექსპერიმენტალური, ასევე სხვა მიზეზებით გამოწვეულ ხმაური, დომინირებს მაღალსიხშირულ დიაპაზონში, სადაც მზის აქტივობით გამოწვეული ვარიაციები სუსტია. ცხადია რომ, (30) გარდაქმნის

პირდაპირი გამოყენება გამოიწვევს ამ კომპონენტების უმართებულო გაძლიერებას. მეორე მხრივ, კოსმოსური სხივების პირდაპირი დაკვირვებების, მზის აქტივობის ინდექსების და ნეიტრონული მონიტორების მონაცემებიდან ჩანს, რომ 11 წლიანზე უფრო დაბალი ხანგრძლივობის პერიოდულობები თითქმის არაა წარმოდგენილი კოსმოსურ სხივების ინტენსივობის მრუდებში (იხ. ცხრილი III). ეს შესაძლებლობას გვაძლევს H – ის მოდიფიკაცია გავაკეთოთ ისე, რომ მაღალი სიხშირეების გაძლიერება არ მოხდეს ან გამოვიყენოთ დაბალსიხშირული ფილტრი, მონაცემებიდან იმ სიხშირული დიაპაზონის გამოსაყოფად სადაც მზის აქტივობით გამოწვეული ვარიაციები დომინირებს.



ნახ.48. ^{14}C –ის წარმოქმნის სიჩქარის (ა), მოდულაციის პარამეტრის (ბ) და კოსმოსური სხივების ინტენსივობის დროითი მრუდი (გ), 1600 – 1950 წლებში. გ - ზე ტეხილი ხაზებით აღნიშნულია კოსმოსური სხივების ინტენსივობის ცვლილების დღეისათვის დაკვირვებადი ინტერვალი.

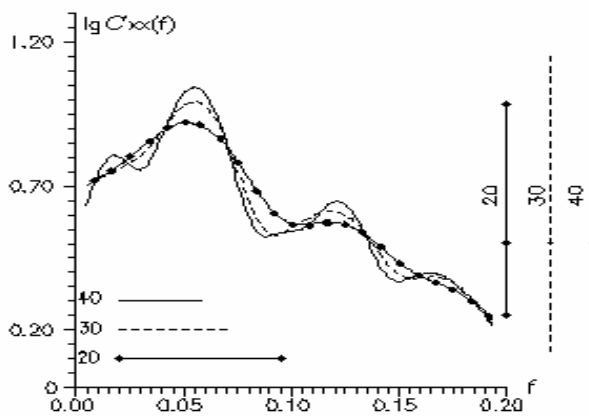
ზემოთ აღწერილი პროცედურების გამოყენებით და თსუ ბირთვული ფიზიკის კათედრის ბირთვული კოსმოფიზიკის ჯგუფში გაზომილი ხის წლიურ რგოლებში კოსმოგენური რადიონახშირბადის კონცენტრაციის ექსპერიმენტული მონაცემებზე დაყრდნობით, მიღებულ იქნა კოსმოსური სხივების ინტენსივობის, რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარის და მოდულაციის პარამეტრის დროზე დამოკიდებულების მრუდები (ნახ.48) [172]. ნახაზზე ტეხილი ხაზით აღნიშნულია პირდაპირი გაზომვების გზით მიღებული ინტენსივობის ვარიაციების დღეისათვის (§1.2.3) დადგენილი საზღვრები. როგორც ჩანს, აღნიშნული საზღვრების ფარგლებში კარგად ჯდება რადიონახშირბადის ექსპერიმენტული მონაცემებიდან ჩვენს მიერ დადგენილი კოსმოსური სხივების ინტენსივობის მრუდი (გარდა მაუნდერის მინიმუმის პერიოდისა), ასევე მოდულაციის პარამეტრის მიღებული სიდიდე ($0 \div 800 MV$) კარგად ეთანხმება მზის აქტივობის ინდექსებზე და კოსმოგენურ

იზოტოპ ^{10}Be -ზე დაყრდნობით მიღებულ ანალოგიურ მნიშვნელობებს [241,242]. ანალოგიური მეთოდით, რადიონახშირბადის “საყალიბრო” მონაცემებიდან [223] აღდგენილი იქნა მისი წარმოქმნის სიჩქარე უკ. რამოდენიმე ათასი წლის მანძილზე [173], შესაბამის დროის ინტერვალში ისინიც დამაკმაყოფილებელ თანხვედრაშია [172]-თან. ყოველივე ზემოთაღნიშნული მიუთითებს მთლიანობაში რეკონსტრუქციის კორექტულობაზე, თუმცა ფიზიკური თვალსაზრისით ძნელად ასახსნელია მაუნდერის მინიმუმის დროს მოდულაციის ძლიერი ხარისხი. აღსანიშნავია ასევე, რომ მაუნდერის მინიმუმის დროს დაიკვირვება წარმოქმნის სიჩქარის საშუალოდ $\approx 30\%$ და კოსმოსური სხივების ინტენსივობის $\approx 55\%$ ზრდა.

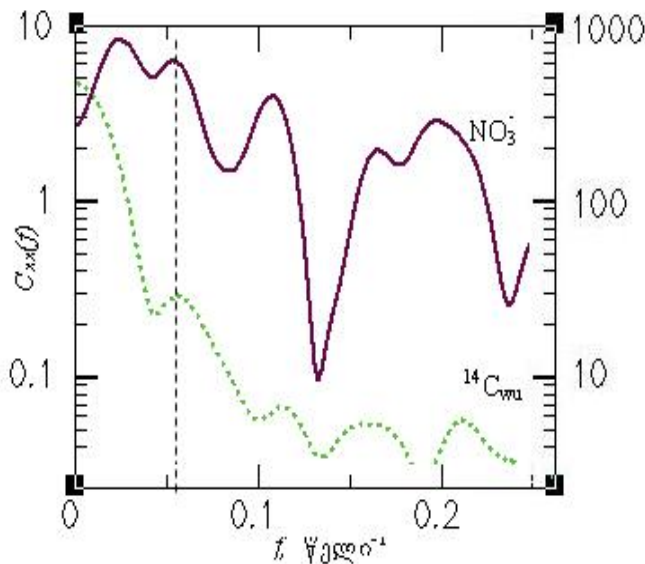
3.2 მზის აქტივობა ღრმა მინიმუმების დროს.

3.2.1 მზის აქტივობის ციკლურობა მაუნდერის მინიმუმის დროს

მზის აქტივობის საკითხი მაუნდერის მინიმუმის დროს მზის ფიზიკის ერთ ერთ აქტუალური პრობლემაა. ამ პერიოდს უკავშირდება მზეზე ლაქების თითქმის სრული გაქრობა, რომელიც ზოგიერთი მკვლევარის აზრით დაკავშირებულია მზის დიფერენციალურ ბრუნვაში არსებულ ანომალიებთან. ამასთან აქტუალურია ამ



ნახ.49 ბელკმენ-ტიუკის მეთოდით განსაზღვრული სიმძლავრის სპექტრის დამოკიდებულება სიხშირეზე (პერიოდი⁻¹), თსუ რადიონახშირბადისათვის მაუნდერის მინიმუმის დროს (1645-1715 წლებში).



ნახ.50 ბელკმენ-ტიუკის მეთოდით განსაზღვრული სიმძლავრის სპექტრი. ვუ რადიონახშირბადისა და ნიტრატების კონცენტრაციისათვის მაუნდერის მინიმუმის დროს.

პერიოდში მზის მაგნიტური ველის, მზის ქარისა და კოსმოსური სხივების მოდულაციის საკითხი. შესაბამისად, უდიდეს მნიშვნელობას იძენს კოსმოგენური იზოტოპების საშუალებით მზის აქტივობის დროს ამ პერიოდის შესწავლა.

როგორც ადრე აღვნიშნეთ, ¹⁴C-ის ყოველწლიური მონაცემების მრუდი მაუნდერის მინიმუმის დროს პირველად მიღებულ იქნა თსუ-ში [243]. ციკლურობის ანალიზი გაკეთდა სპექტრალური ანალიზის მეთოდით, შედეგი წამოდგენილია ნახ.49-ზე [244]. როგორც ნახაზიდან ჩანს, სიმძლავრის სპექტრში მთავარი პიკი მაღალი 95% სანდობის ინტერვალით შეინიშნება ~0.05ჰც სიხშირეზე (შესაბამისი პერიოდი 20 წელი). გარდა ამისა შეინიშნება შედარებით სუსტი პიკი ~0.12ჰც სიხშირეზე (შესაბამისი პერიოდი 8 წელი). ამ უკანასკნელის სანდობა დაბალია.

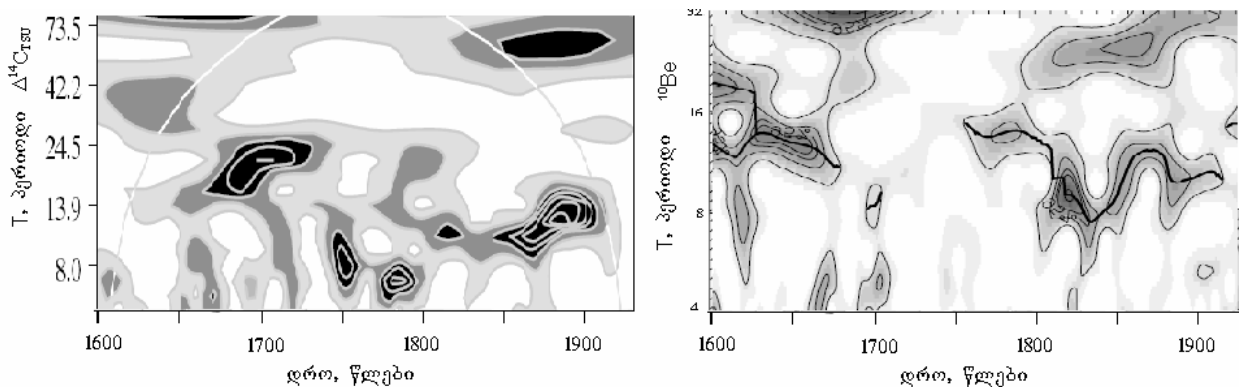
ეს შედეგები მოგვიანებით დადასტურდა როგორც ვაშინგტონის უნივერსიტეტში, ასევე ნაგოიას უნივერსიტეტში ჩატარებული რადიონახშირბადული გაზომვებით [237]. საინტერესოა, რომ ~20 წლიანი ციკლურობა დომინირებს ასევე პოლურალურ ყინულებში გაზომილ ნიტრატების კონცენტრაციაში (ნახ.50). ცხადია, ზემოთაღნიშნული პერიოდულობა დაუკავშირდა გალაქტიკური სხივების ინტენსივობის ვარიაციებს[239]. ყოველივე ამის საფუძველზე

გამოითქვა მოსაზრება მაუნდერის მინიმუმის დროს მზის მოდულაციის არსებობის თაობაზე, რაც ნიშნავს რომ, მზის “დინამო” მაინც აგრძელებს მუშაობას მზეზე

ლაქების პრაქტიკულად არარსებობის პირობებში, ხოლო პერიოდულობა ასოცირებულ იქნა მზის აქტივობის 22 წლიან, ე.წ. ჰალეს ციკლთან. თეორიული თვალსაზრისით, აქტივობის მკვეთრი შემცირების პირობებში, ანუ საპლანეტაშორისო სივრცეში მანიტური არაერთგვაროვნებების თითქმის არარსებობის პირობებში, (9) გამოსახულებაში მაინც რჩება წვერები, რომლებიც იწვევენ მოდულაციას (“ნარჩენი” მოდულაცია)[247]. მაგრამ ამ ეფექტით შეიძლება აიხსნას სიდიდით 20% მდე ვარიაციები რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარეში მზის აქტივობის “ნორმალურ” პერიოდთან შედარებით, ისეთი ინტენსივობის ვარიაციების ახსნა, რომელიც მაუნდერის მინიმუმისას დაიკვირვება იხ. §1.3.1, ნახ.48 შეუძლებელია. ამასთან არც მზის ლაქების (GSN), ჩრდილოეთის ციალის და არც ^{10}Be ის მონაცემებში 22 წლიანი ციკლურობა მაუნდერის მინიმუმში არ ჩანს [248,249]. რაც ამ პერიოდში ძლიერი მოდულაციის არსებობის პირობებში წარმოუდგენელია. შესაბამისად დადგა აუცილებლობა კოსმოგენური იზოტოპების მონაცემების კომპლექსური ანალიზის, არამარტო მაუნდერის მინიმუმის არამედ მიმდებარე პერიოდების დროსაც.

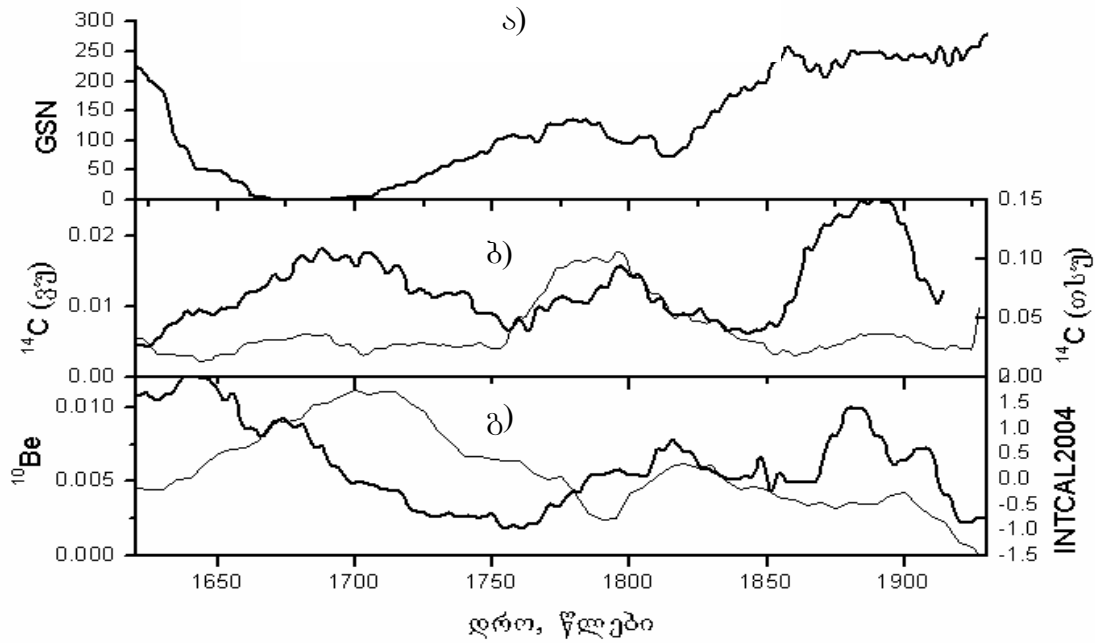
3.2.2 მოკლეპერიოდული ვარიაციები მზის აქტივობაში და კოსმოგენური იზოტოპები.

წარსულში 11 წლიანი პერიოდულობების ე.წ. შვაბლის ციკლურობის არსებობისა და მისი ევოლუციის საკითხი განსაკუთრებით დიდ ინტერესს იწვევდა მკვლევარებს შორის. ნახ. 51 ზე მოცემული თსუ. რადიონახშირბადის და ბერილიუმის კონცენტრაციის ვეივლეტ სპექტრი უკანასკნელი 400 წლის მანძილზე.

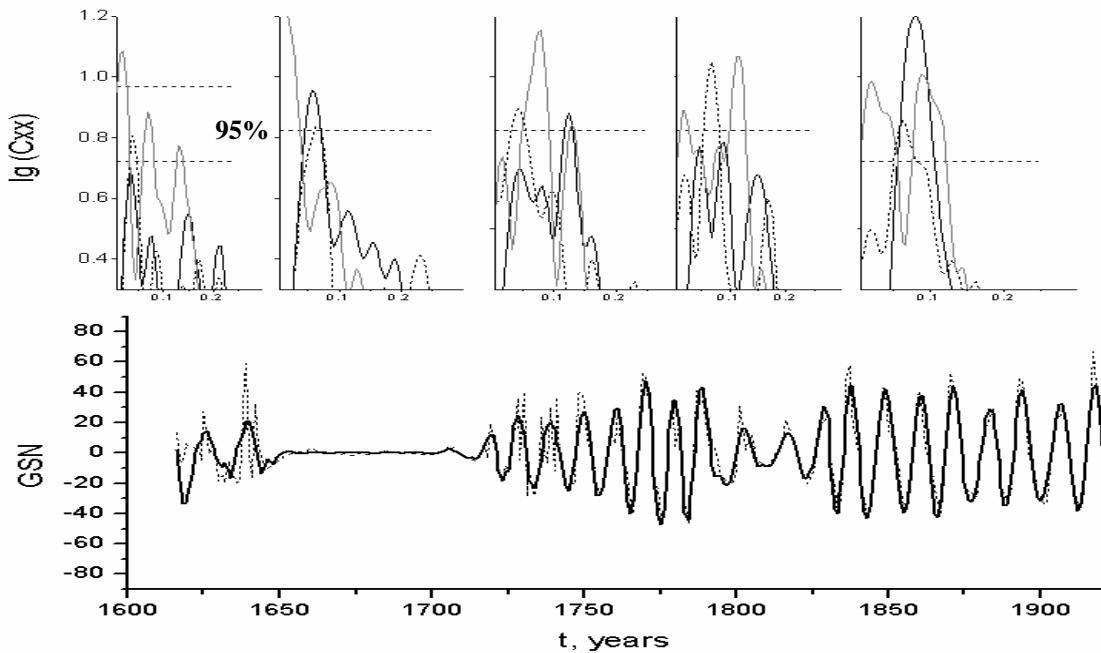


ნახ. 51 თსუ. რადიონახშირბადის (მარცხნივ) და ბერილიუმის კონცენტრაციის (მარჯვნივ) ვეივლეტ სპექტრი (მორლეს ბაზისით) [237 და 230] ის მიხედვით.

როგორც ჩანს, მხოლოდ ბოლო დროს, დალტონის მინიმუმის შემდგომ პერიოდშია სახეზე კარგი თანხედრა ორივე მონაცემებს შორის. ნახ. 52 ზე კი წარმოდგენილია (26) ის მიხედვით განსაზღვრული (§2.1.4), სხვადასხვა მონაცემების კი 7-15 წლიანი ციკლურობების ჯამური სიმძლავრის ევოლუცია დროში. ნახ. 53 ზე კი ^{10}Be , $^{14}\text{C}_{wu}$ და $^{14}\text{C}_{tsu}$ (მუქი ხაზი) მონაცემების სიმძლავრის სპექტრი მაუნდერის მინიმუმამდე, მინიმუმის დროს, მის შემდეგ, დალტონის მინიმუმისას და დალტონის მინიმუმის შემდეგ [238].



ნახ 52 მოკლევადიანი (7-15 წლიანი) ციკლობების ჯამური სიმძლავრის ევოლუცია დროში. ლაქათა მონაცემებზე (ა), რადიონახშირბადის თსუ (ბ, ლია ხაზი) და ვუ (ბ, მუქი ხაზი) და ^{10}Be მონაცემებზე დაყრდნობით (გ, მუქი ხაზი). აქვე მოყვანილია ^{14}C ის ატმოსფეროში კონცენტრაციის კალიბრაციული მრუდი (INTCAL 2004). (ა. ლია ხაზი).

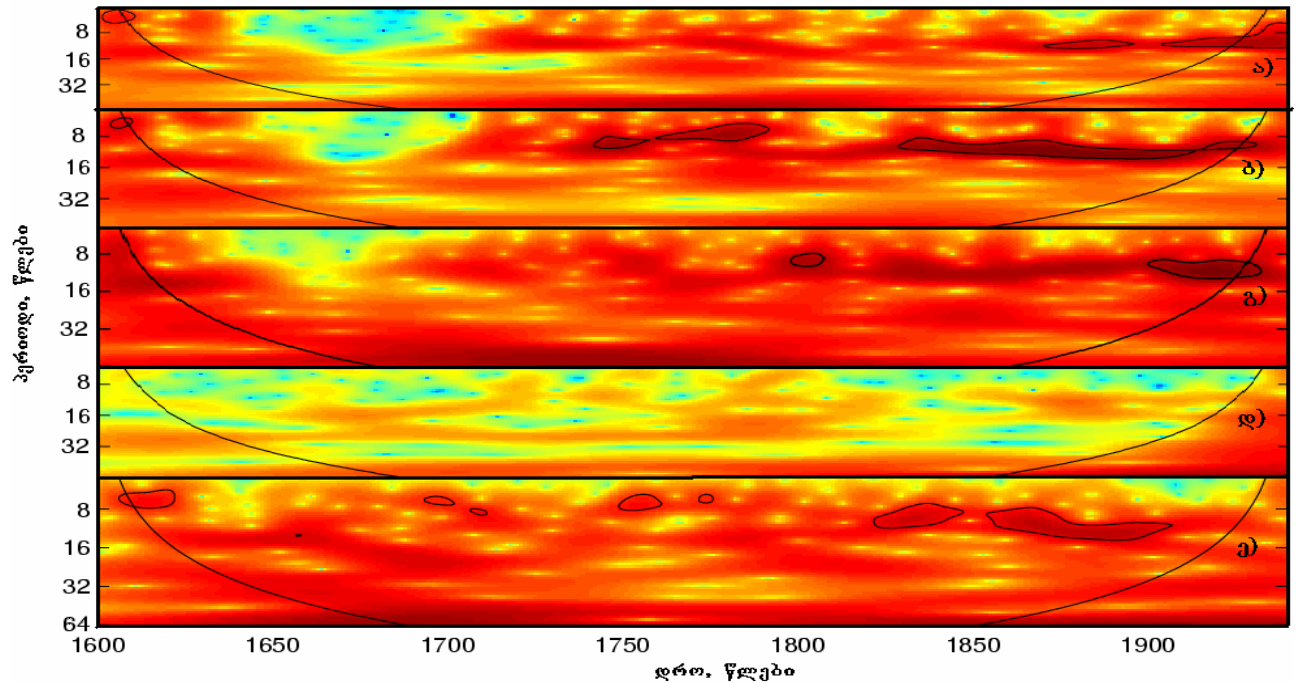


ნახ. 53. ა) ^{10}Be (ლია ხაზი), $^{14}\text{C}_{\text{atm}}$ (ტყეილი ხაზი) და $^{14}\text{C}_{\text{tsu}}$ (მუქი ხაზი) სპექტრი მაუნდერის მინიმუმამდე (1600-1645), მაუნდერის მინიმუმის დროს(1645-1720), მის შემდეგ (1720-1790), დალტონის მინიმუმისას (1790-1830) და დალტონის მინიმუმის შემდეგ(1830-1930).

ბ) 11 წლიანი ციკლის ევოლუცია მიღებული მოდულაციური მოდელის მიხედვით(მუქი ხაზი) და მაღალსიხშირული ფილტრის გამოყენებით (ტყეილი ხაზი)

უპირველეს ყოვლისა, უნდა აღინიშნოს რომ, ზოლოვანი ფილტრის მეთოდით

განსაზღვრული მოკლეპერიოდული (7-14 წლიანი) პერიოდულობების ჯამური სიმძლავრე თსუ -ს მონაცემებში თითქმის 1 რიგითაა დიდი, ვიდრე ვაშინგტონის უნივერსიტეტის მონაცემებში. გამოთქმული იქნა მოსაზრება[237], რომ ეს განპირობებული იყო რეგიონალური კლიმატისა და $^{14}\text{C}_{\text{tsu}}$ ვარიაციებს შორის ფაზური თანხვედრით.



ნახ. 54. ვეივლეტ კროს-სპექტრი GSN სა და აღდგენილ ა) $^{14}\text{C}_{\text{sw}}$ ბ) $^{14}\text{C}_{\text{tsu}}$ წარმოქმნის სიჩქარეებს შორის; გ) GSN-სა და ^{10}Be ; დ) $^{14}\text{C}_{\text{sw}}$ -სა და $^{14}\text{C}_{\text{tsu}}$; ე) $^{14}\text{C}_{\text{sw}}$ -სა და ^{10}Be შორის. კონტურით ნაჩვენებია 95% საიმედოობის ინტერვალი.

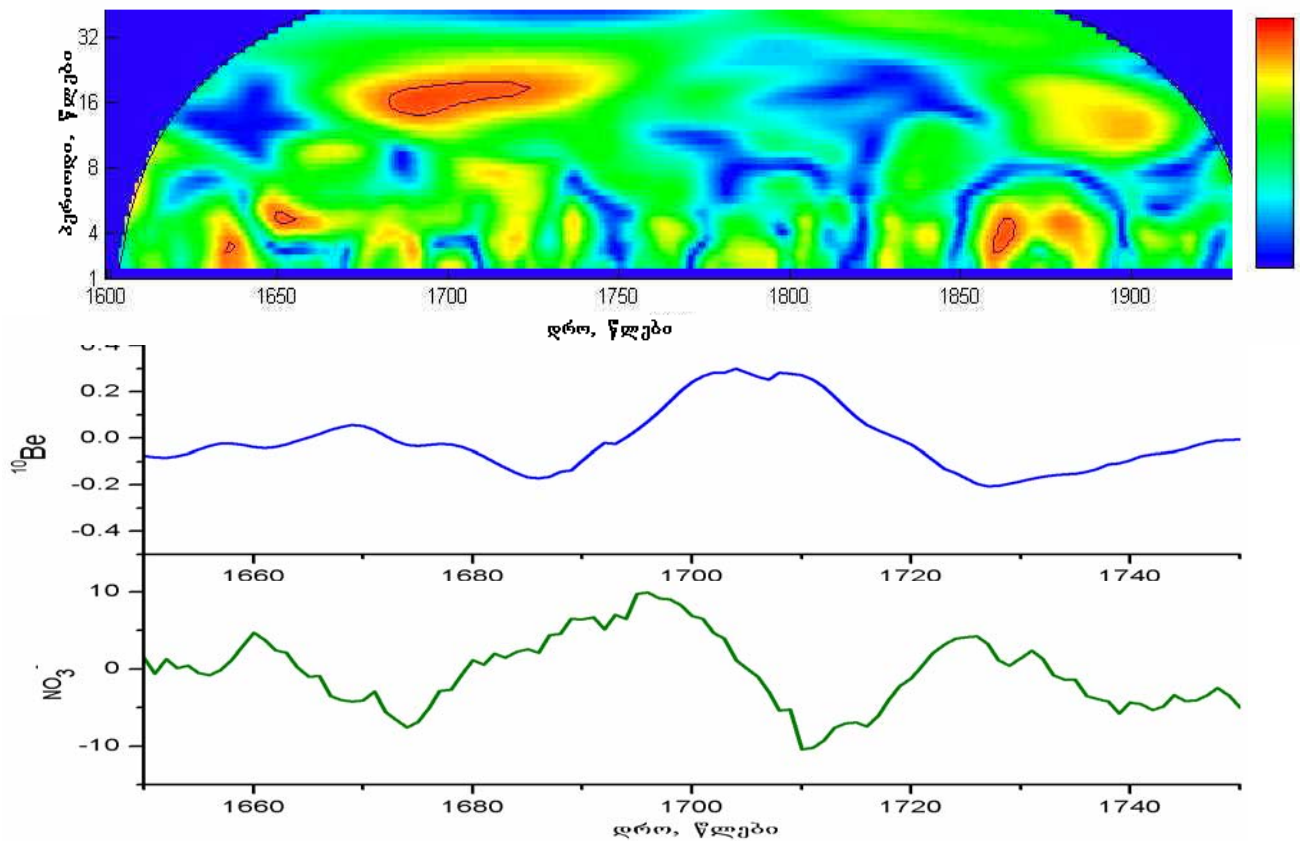
ნახ 52, 53 დან ჩანს რომ გარდა რაოდენობრივი სხვაობისა სახეზეა თვისობრივი უთანხმოება მონაცემებს შორის. ასე თუ ისე დამაკმაყოფილებელი თანხვედრა დაიკვირება მხოლოდ ბოლო ასწლეულში, მზის არანორმალურად დიდი აქტივობის ეპოქაში, რაც კარგად ჩანს ნახ.54-ზე მოყვანილი ვეივლეტ კროს-სპექტრის სურათებიდან [250]. აქვე აღსანიშნავია ერთი შეხედვით უცნაური ფაქტი: $^{14}\text{C}_{\text{tsu}}$ და ^{10}Be შორის უფრო კარგი კორელაციაა, ვიდრე მასსა $^{14}\text{C}_{\text{sw}}$ შორის.

ზემოთაღნიშნული ფაქტების ერთობლიობის ასახსნელად თავდაპირველად შევაფასოთ 11 წლიანი ციკლურობის მოსალოდნელი ამპლიტუდა მზის “ნორმალური” აქტივობის პერიოდში (1840-1900წ). (31) დან გამომდინარე სამართლიანი უნდა იყოს ტოლობები:

$$\frac{\Delta^{14}\text{C}_{\text{dal}}}{\Delta^{14}\text{C}_{\text{maun}}} = \frac{\Delta A m_{\text{dal}} \cdot f^{-1}(\Delta t_{\text{dal}})}{\Delta A m_{\text{maun}} \cdot f^{-1}(\Delta t_{\text{maun}})}; \frac{\Delta^{14}\text{C}_{\text{swabl}}^{\text{expected}}}{\Delta^{14}\text{C}_{\text{maun}}} = \frac{\Delta A m_{\text{swabl}} \cdot f^{-1}(11)}{\Delta A m_{\text{maun}} \cdot f^{-1}(70)} \quad \text{მართლაც პირველი}$$

ტოლობა დამაკმაყოფილებელი სიზუსტით სრულდება: $0.6/1.6 \approx 0.4$, მეორედან გამომდინარე 11 წლიანი ციკლის ამპლიტუდა $0,3 \pm 0.4\%$ უნდა იყოს, ანუ თითქმის გაზომვის ცდომილებების ტოლი. მნიშვნელოვანია ასევე რომ, მზე გარდა კოსმოგენური იზოტოპები წარმოქმნის სიჩქარის პირდაპირი ოსცილაციისა, იწვევს კლიმატურ ოსცილაციებსაც, ეს უკანასკნელი განსაკუთრებით მგრძობიარეა 22 წლიანი პერიოდულობების მიმართ [251] და თავის მხრივ გავლენას ახდენს კოსმოგენური იზოტოპების მიმოცვლის სისტემაზე (რეზერვუარებს შორის გადასვლის დროებზე). იხილეთ §1.3.4, §2.1.2, ნახ.31, ასევე [252,175]. სხვანაირად რომ ვთქვათ, მზის აქტივობის ციკლურობა იწვევს გეოსფეროში ურთიერთქმედ

ოსცილატორთა წარმოქმნას¹. თუ განვიხილავთ $H = H_0 + \lambda V$ ტიპის ჰამილტონიანს სადაც $H = \frac{1}{2} \sum_i P_i^2 + \frac{1}{2} \sum_i q_i^2$, $V = \prod_i q_i$ ხოლო λ კი ხმაურს აღწერს, მაშინ როცა $\lambda > 0$ ზე კერძოდ, როცა $\lambda=3$ და $H=4.2$ განტოლების ამონახსნები არიან ქაოტური, რაც ნიშნავს რომ სისტემის მდგომარეობის აღმწერი ფუნქციის ავტოკორელაციური ფუნქცია დროში “ჩამოჭრილია” ($\rightarrow 0$, როცა $t \rightarrow \infty$), მეორე მხრივ (22) ზე დაყრდნობით შეიძლება ვთქვათ, რომ ხდება სპექტრალური სურათის “განბნობა” [254]. აქ p ს და q – ს ქვეშ ჩვენ პირდაპირ შეგვიძლია ვგულისხმობთ კოსმოგენური იზოტოპების წარმოქმნის სიჩქარეები და კონცენტრაციები. მზის “ნორმალური” აქტივობის პერიოდში, λ (რომლის წყაროა კლიმატური მწკრივების მადალსიხშირული კომპონენტი და ექსპერიმენტული ცდომილებანი) და H ერთი რიგისაა და შესაბამისად, ^{14}C ის მონაცემები ზოგჯერ ურთიერთგამომრიცხავია. აქტივობის ზრდასთან ერთად იზრდება H/λ თანაფარდობა და ხდება სურათის “გამკვეთრება” – 11 წლიანი ციკლის მკვეთრად გამოხატვა. რადგან წარმოქმნის სიჩქარე დრმა მინიმუმისას ნაკლებად იცვლება, დომინირებს “კლიმატური” ვარიაციები[250].

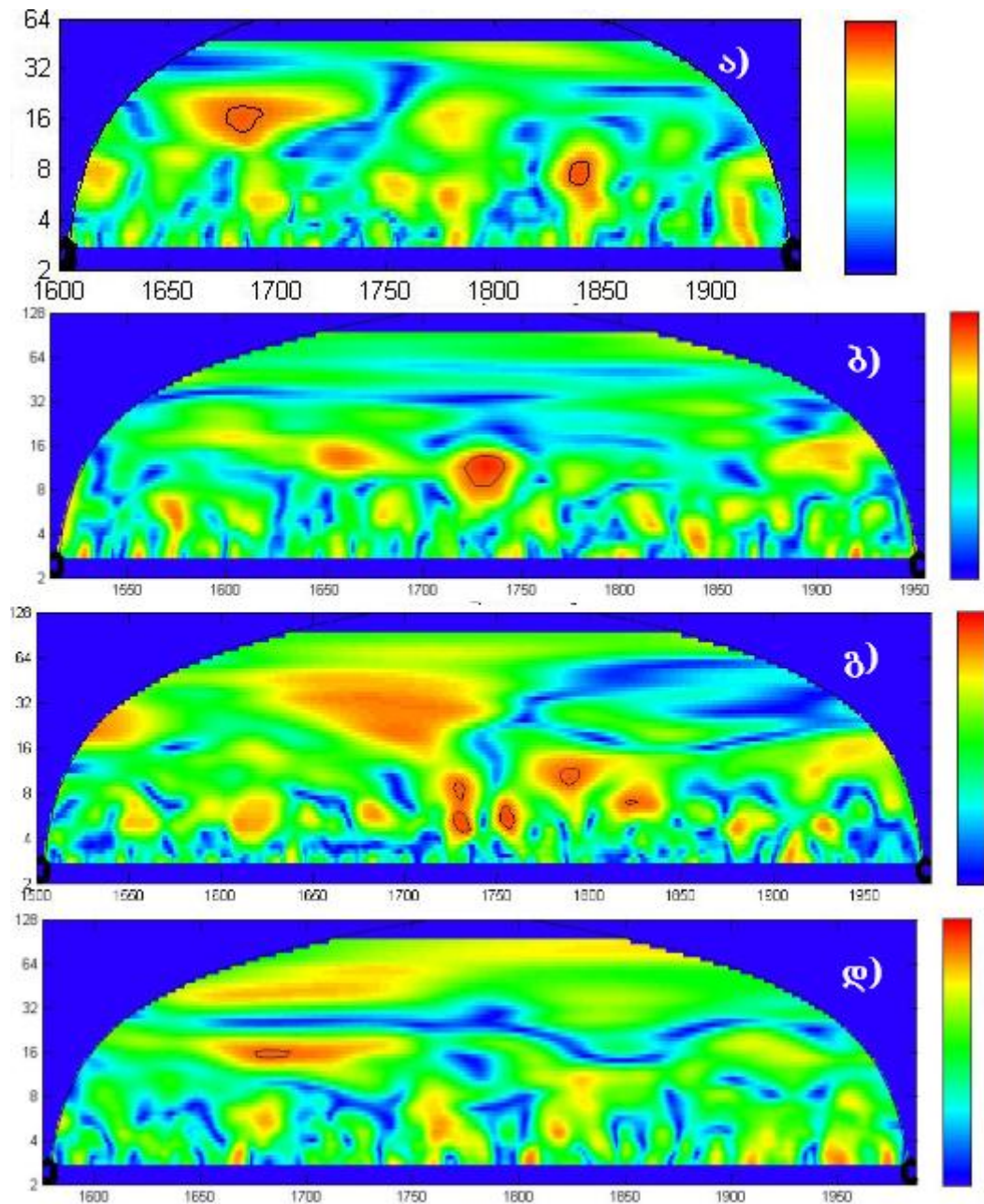


ნახ. 55. ზეემოთა პანელი : $^{14}\text{C}_{\text{ოსუ}}$ და NO_3 შორის ვეივლეტ-კოპერენტულობა. ქვემოთ: ^{10}Be ; და NO_3 კონცენტრაციის 15 წლის საშუალო მნიშვნელობები.

რადგანაც ნიტრატებიც კოსმოგენური იზოტოპების მსგავსად განიცდიან კლიმატურ გავლენას [255,256] ნახ 55. ზე მოყვანილი ვეივლეტ-კოპერენტულობა

¹ საინტერესოა რომ, ე.წ “ალტერნატიული ვოლფის რიცხვებისათვის” ამპლიტუტების სიხშირეზე დამოკიდებულება ისეთია, რომ ისინი შეიძლება გავიხილოთ როგორც ორი შეერთებული არაწრფივი ოსცილატორი [253].

თსუ რადიონახშირბადისა და NO₃ შორის, ზემოთ გამოთქმული მოსაზრების სასარგებლოდ კიდევ ერთ დამატებით არგუმენტად შეიძლება განვიხილოთ. ამასთან ¹⁰Be; და NO₃ კონცენტრაციის ვარიაციის დროითი სკალის შედარება მაუნდერის მინიმუმისას კიდევ უფრო ამყარებს §3.13 ში გამოთქმულ ვარაუდს ამ პერიოდში ¹⁰Be – ის დიდპერიოდულ ვარიაციებზე კლიმატის გავლენის შესახებ, მით უმეტეს, თუ გავიხსენებთ ცნობებს ევროპაში ცივი პერიოდის შესახებ [131].



ნახ. 56. სპერეოლოგიურ (სტალაგმიტების) მონაცემებზე დაყრდნობით ჩრდილო ნახევარსფეროს ალღენილი ტემპერატურისა და ა) ¹⁴C_{თსუ}, ბ) ¹⁴C_{ყუ}, გ) ¹⁰Be და დ) NO₃ შორის ვივლეტ კოჰერენტულობა.

ნახ 56 ზე ჩანს მაუნდერის მინიმუმის დროს ჩრდილო ნახევარსფეროს ალღენილი ტემპერატურისა და ჩვენს მიერ განხილულ მონაცემებს შორის კარგი

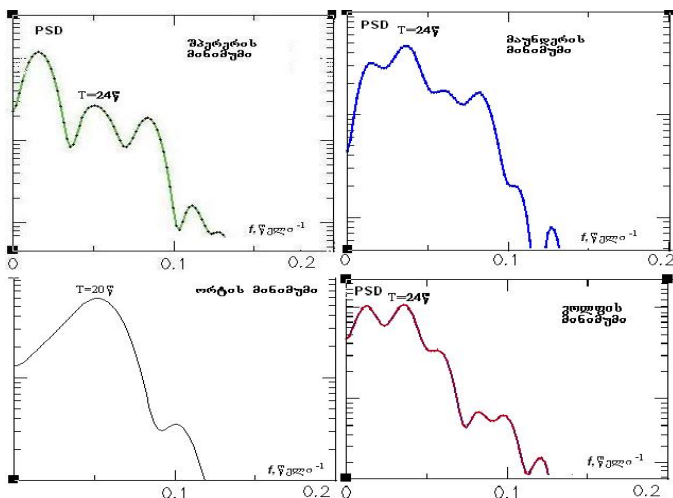
კორექცია 18-25 წლიან დროის შკალაზე[257]. ანუ შეიძლება დავასკვნათ, რომ მაუნდერის მინიმუმისას დაკვირვებული ციკლორობა მნიშვნელოვან წილად გამოწვეული უნდა იყოს ნახშირბადის მიმოცვლის სისტემაზე გლობალური კლიმატის გავლენით. ასევე უნდა აღინიშნოს რომ, ეს დასკვნა არ ეწინააღმდეგება ადრე §3.2.2-ში გამოთქმულ მოსაზრებას იმის შესახებ რომ მაუნდერის მინიმუმის დროსაც კი, ლაქების არარსებობის პირობებში ადგილი ქონდა კოსმოსური სხივების მოდულაციას, პირიქით განამტკიცებს მას, რადგანაც გლობალური კლიმატური ვარიაციებიც თავის მხრივ “იმართება” მზის მიერ.

3.2.3 მზის აქტივობა სხვა მინიმუმებში.

მიუხედავად იმისა რომ, როგორც წინა პარაგრაფში იქნა ნახევენები, ერთი რომელიმე იზოტოპის მონაცემებზე დაყრდნობით დროის კონკრეტულ ინტერვალში მზის ციკლორობაზე დასკვნის გაკეთება ძნელია, რადგანაც გლობალური და რეგიონალური გეოფიზიკური პროცესების გავლენა ძლიერია კოსმოგენური იზოტოპების მოკლევარიოდულ ვარიაციებზე, ზოგადი მოსაზრებიდან გამომდინარე გარკვეული დასკვნის გაკეთება შეიძლება. მართლაც, მზის აქტივობის ერთნაირ “სიგნალზე” დროის სხვადასხვა არცთუ ისე დაშორებულ მონაკვეთში მოსალოდნელია ნახშირბადის მიმოცვლის სისტემისა და კლიმატის ცხრილი IV ციკლორობა დრმა მინიმუმების პერიოდში რადიონახშირბადის მონაცემების მიხედვით [247]

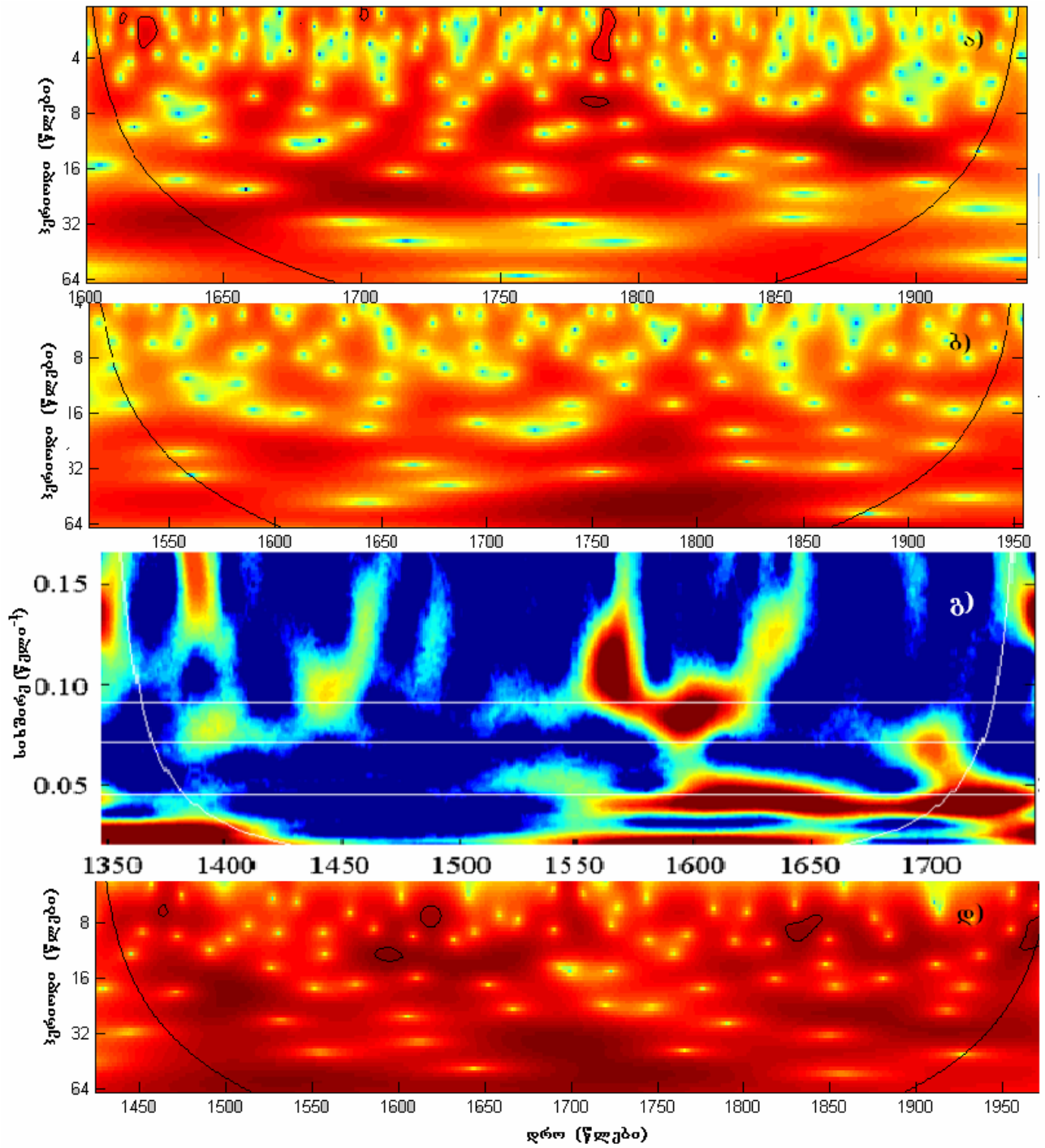
პერიოდი	შვაბლის ციკლი	ჰალეს ციკლი	II წლიანი ციკლის სიმძლავრე
10-ე საუკუნე	9-10	17	შესუსტებულია
11-საუკუნე	10 (12)	22	შესუსტებულია
შპერერის მინიმუმი	11	22(სუსტი)	შესუსტებულია
მაუნდერის მინიმუმი	13-15	23-29	შესუსტებულია

ერთნაირი “პასუხი” (გამოძახილი) და პირიქით. მაგალითად, შპერერისა და მაუნდერის მინიმუმების დროს მოსალოდნელია ერთნაირი ციკლორობა ერთიდაიმავე ან გეოგრაფიულად ახლომდებარე ადგილიდან აღებული ნიმუშებში ჩატარებული გაზომვებში. IV ცხილში მოყვანილია ნაგოიას უნივერსიტეში



ნახ. 57 სხვადასხვა წყაროებზე დაყრდნობით აღდგენილი გლობალური ტემპერატურის [140] სიმძლავრის სპექტრი მზის აქტივობის სხვადასხვა მინიმუმების პერიოდში.

მიღებული, უკანასკნელი 1200 წლის მანძილზე, ყოველწლიურ ხის რგოლებში რადიონახშირბადის კონცენტრაციის მონაცემები. როგორც ჩანს, მაუნდერის მინიმუმი თავისი ციკლორობით უნიკალური არაა, თითქმის ყველა დრმა მინიმუმში დაიკვირვება მსგავსი სპექტრალური სურათი. ანალოგიური დასკვნა შეიძლება გავაკეთოთ ნახ. 57 –ზე მოყვანილი გლობალური ტემპერატურის სიმძლავრის სპექტრის სურათებიდან და ნახ. 58 –ზე წარმოდგენილი ვეივლეტ სპექტრიდან.



ნახ. 58. ა) $^{14}\text{C}_{\text{თხუ}}$ ბ) $^{14}\text{C}_{\text{კუ}}$ გ) $^{14}\text{C}_{6\gamma}$ (ნაგოიას უნივერსიტეტი) და დ) ^{10}Be -ის ვეივლემ სპექტრი

დასკვნა

დისერტაცია ეძღვნება მზის აქტივობის, კერძოდ მისი მინიმუმების კომპლექსურ შესწავლას თბილისის სახ. უნივერსიტეტში, ვაშინგტონის უნივერსიტეტში და გრელანდიის ყინულებში გაზომილი კოსმოგენური იზოტოპების ^{14}C ისა და ^{10}Be – ის კონცენტრაციების ყოველწლიურ მონაცემებზე დაყრდნობით. მიღებულია შემდეგი ძირითადი შედეგები:

- 1) აღდგენილია კოსმოსური სხივების ინტენსივობის, რადიონახშირბადის წარმოქმნის სიჩქარისა და მოდულაციური პარამეტრის ყოველწლიური მნიშვნელობები უკანასკნელი 400 წლის მანძილზე, თსუ ^{14}C ის მონაცემებზე დაყრდნობით, ნაჩვენებია რომ მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმის დროს ადგილი ქონდა წარმოქმნის სიჩქარეში 30% და 7% იან ზრდას შესაბამისად.
- 2) ლაქათა რიცხვის, ^{14}C ისა და ^{10}Be ის მონაცემებში დიპერიოდულიანი ვარიაციების კომპლექსური შესწავლის საფუძველზე ნაჩვენებია: ა) კოსმოსური სხივების ინტენსივობის $\approx 55\%$ და $\approx 30\%$ ზრდა მაუნდერისა და დალტონის მინიმუმის დროს. ბ) ^{10}Be –ის დიპერიოდული ვარიაციები უფრო მეტად განიცდის სხვადასხვა ფაქტორების გავლენას ვიდრე ^{14}C . გ) რადიონახშირბადის კონცენტრაციაში რეგიონალური ფაქტორების გავლენა შეიძლება გამოირიცხოს დედამიწის სხადასხვა ადგილას გაზომილი მონაცემების გასაშუალებით. დ) ნაჩვენებია რომ, ხუთრეზერვარული მოდელი კარგად აღწერს რადიონახშირბადის მიმოცვლის პროცესებს. დროის დიპერიოდულ სკალაზე. ე) შესწავლილია ადამიანის ანთროპოგენული გავლენა რადიონახშირბადის კონცენტრაციაზე, დადგენილია რომ ზიუსის ეფექტის სიდიდემ თსუ მონაცემებში შეადგინა 2,4%.
- 3) ნაჩვენებია რომ, მაუნდერის მინიმუმის დროს თსუ ^{14}C ის მონაცემებში დომინირებდა ≈ 20 წლიანი პერიოდულობა, მოგვიანებით შედეგი დადასტურებული იქნა ^{14}C ის სხვა ლაბორატორიებში ჩატარებული გაზომვებით.
- 4) მზის აქტივობის ინდექსებისა და კოსმოგენური იზოტოპების მოკლევადიანი ვარიაციების კომპლექსური შესწავლით ნაჩვენებია რომ: ა) ^{14}C და ^{10}Be –ის კონცენტრაციები განიცდიან ძლიერ ზეგავლენას სხვადასხვა გეოფიზიკური ხასიათის რეგიონალური პროცესების მიერ. ბ) რადიონახშირბადის მონაცემებში მაუნდერის მინიმუმის დროს დაკვირვებული ≈ 20 წლიანი პერიოდულობა ძირითადად გამოწვეული უნდა იყოს მისი მიმოცვლის სისტემაზე გლობალური კლიმატის გავლენით.

ავტორი დიდ მადლობას უხდის უხდის მეცნიერ ხელმძღვანელს, ასოცირებულ პროფესორს სიმონ წერეთელს სადისერტაციო თემის შემოთავაზებისა და მასზე მუშაობის დროს გაწეული დახმარებისთვის.

მადლობას ვუხდის ასევე ჩემს თანაავტორებს ლ. ჭოტორლიშვილს, ზ. ტოკლილიშვილს და გამოყენებითი ბირთვული ფიზიკის ლაბორატორიის თანამშრომლებს გიზო ნანავას, გიორგი ყორიაულს, მიხეილ მახვილაძეს, მაია სამხარაძეს წლების განმავლობაში თანამშრომლობისთვის.

მადლობას ვუხდის აგრეთვე ფიზიკის ფაკულტეტის თანამშრომლებს: გრიგოლ სხირტლაძეს, ანა ივანოვას, მალხაზ ქვირიას და სახალხო ბანკის საპროცესინგო დეპარტამენტის ყველა თანამშრომელს გაწეული თანადგომისა და მორალური მხარდჭერისათვის.

დიდი მადლობა მინდა გადავუხადო შვეიცარიის სახელმწიფო საზღვაო მეცნიერებათა და ტექნოლოგიების ინსტიტუტის პროფესორ იუნგ ბერს ¹⁰Be მონაცემების და ასევე თემასთან დაკავშირებული მასალების მოწოდებისათვის. ასევე მადლობას ვუხდის ნაგოიას უნივერსიტეტის პროფესორ დრ. კიმიაკი მასუდასა და დრ. ჰიროკო მიაჰარას თემასთან დაკავშირებული მასალების მოწოდებისათვის.

അഭ്യർത്ഥന.

1. V L Ginzburg. **Cosmic Ray Astrophysics (History And General Review)**. *Physics - Uspekhi* 39 (2) 155 - 168 (1996).
2. Q.-B. Lu And L. Sanche. **Effects Of Cosmic Rays On Atmospheric Chlorofluorocarbon Dissociation And Ozone Depletion**. *Phys. Rev. Letters*, V87, N7. 2001.
3. M. A. Shea And D. F. Smart. **Cosmic Ray Implications For Human Health**. *Space Science Reviews* **94**: 187–205, 2000.
4. Brian A. Tinsley, **Influence Of Solar Wind On The Global Electric Circuit, And Inferred Effects On Cloud Microphysics, Temperature, And Dynamics In The Troposphere**. *Space Science Reviews* **94**: 231–258, 2000.
5. Vernov, S. N. **Radio Transmission Of Cosmic Ray Data From The Stratosphere**. *Nature* **135**, 1072–1073. (1935).
6. G. A. Bazilevskaya And A. K. Svirzhevskaya. **On The Stratospheric Measurements Of Cosmic Rays**. *Space Science Reviews* **85**: 431–521. (1998).
7. G.A. Bazilevskaya, I.G. Usoskin ,E.O. Flückiger ,R.G. Harrison ,L. Desorgher , R. Bütikofer ,M.B. Krainev, V.S. Makhmutov , Y.I. Stozhkov ,A.K. Svirzhevskaya , N.S. Svirzhevsky ,G.A. Kovaltsov. **Cosmic Ray Induced Ion Production In The Atmosphere**. *Space Science Reviews* 137: 149–173. (2008).
8. Y. I. Stozhkov, V. P. Okhlopov , N. S. Svirzhevsky. **Cosmic Ray Fluxes In Present And Past Times**. *Solar Physics* (2004) 224: 323–333.
9. John M. Clem And Lev I. Dorman. **Neutron Monitor Response Functions**. *Space Science Reviews* 93: 335–359, 2000.
10. Roger Pyle. **Public Access To Neutron Monitor Datasets**. *Space Science Reviews* **93**: 381–400, 2000.
11. M. A. Shea And D. F. Smart. **Fifty Years Of Cosmic Radiation Data**. *Space Science Reviews* **93**: 229–262, 2000.
12. K. Iskra, M. Siluszyk, And M. V. Alania. **Energy Spectrum Of The 11-Variation Of Galactic Cosmic Rays For Different Solar Magnetic Cycles**. *Proceedings Of Icr* 2001: 4277-4281.
13. Frank B. Mcdonald. **Integration Of Neutron Monitor Data with Spacecraft Observations: A Historical Perspective**. *Space Science Reviews* **93**: 263–284, 2000.
14. A. J. Lazarus, J. W. Belcher, K. I. Paularena And J. D. Richardson. **Voyager 2 Solar Wind Observations In The Outer Heliosphere**. *Space Science Reviews* **83**: 87–92, 1998.
15. G. Allen Gary, John M. Davis And Ronald Moore. **On Analysis Of Dual Spacecraft Stereoscopic Observations To Determine The Three-Dimensional Morphology And Plasma Properties Of Solar Coronal Flux Tubes**. *Solar Physics* **183**: 45–76, 1998.
16. Marc L. Duldig. **Muon Observations**. *Space Science Reviews* **93**: 207–226, 2000.
17. C. Caso Et Al. **Cosmic Rays**. *The European Physical Journal* C3 (1998)1-16. <http://pdg.lbl.gov/>
18. Fernandez, A, Gamez, E Et Al. **Cosmic Ray Physics At Cern**. *Aip Conference Proceedings*, 2003, Vol. 670 Issue 1, P451-461.
19. A. A. Watson. **Cosmic Rays Of The Highest Energies**. *Contemporary Physics*, 2002, Volume 43, Number 3, Pages 181-195.
20. S. I. Nikolsky And V. A. Romach. **Cosmic Rays Of Energies In The Range 10^3 – 10^5 Tev And Higher**. *Physics Of Atomic Nuclei*, Vol. 63, No. 10, 2000, Pp. 1799–1814.
21. A. V. Glushkov. **Study Of The Anisotropy Of Cosmic Rays With $E_0 \geq 5 \times 10^{16}$ Ev Using Yakutsk Eas Array Data**. *Astronomy Letters*, Vol. 29, No. 3, 2003, Pp. 142–152.
22. Stefano Argiro. **Status And Perspectives Of The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory**. *Eur Phys J C* **33**, S01, S947–S949 (2004).

23. M. Bahmanabadi, M. Khakian Ghomi, J. Samimi And D. Purmohammad. **An Investigation On Anisotropy Of Cosmic Rays with A Small Air Shower Array.** *Experimental Astronomy* **15**: 13–27, 2003.
24. B. A. Khrenov, V. V. Alexandrov, Et All. **Klypve/Tus Space Experiments For Study Of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays.** *Physics Of Atomic Nuclei, Vol. 67, No. 11, 2004, Pp. 2058–2061.*
25. Березинский В.С., Буланов С. В, Гинсбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С. **Астрофизика Космических Лучей.** Москва., «Наука» 1984. 358с
26. W. R. Webber. **New Experimental Data And What It Tells Us About The Sources And Acceleration Of Cosmic Rays.** *Space Science Reviews* **81**: 107–142, 1997.
27. Alessandro Cafarella And Claudio Corian O. **Large Scale Air Shower Simulations And The Search For New Physics At Auger.** *International Journal Of Modern Physics A Vol. 19, No. 22 (2004) 3729{3760}.*
28. D. Müller. **Cosmic Rays Beyond The Knee.** *Space Science Reviews* **99**: 105–116, 2001.
29. Burger, R.A., Potgieter, M.S., and Heber, B. **Rigidity dependent of cosmic-ray proton latitudinal gradients measured by the Ulysses spacecraft: Implications for the diffusion tensor: 2000, J. Geophys. Res. 105, 27447.**
30. Etienne Parizot. **Galactic Cosmic Rays And The Light Elements.** *Space Science Reviews* **99**: 61–71, 2001
31. M. E. Wiedenbeck Et Al. **The Origin Of Primary Cosmic Rays: Constraints From Ace Elemental And Isotopic Composition Observations.** *Space Science Reviews* **99**: 15–26, 2001.
32. A. W. Strong. **Signatures Of Energetic Protons And Electrons In The Galaxy.** *Space Science Reviews* **99**: 167–176, 2001.
33. Gregory Tarlé And Michael Schubnell. **Antiparticles.** *Space Science Reviews* **99**: 95–104, 2001.
34. S. P. Swordy. **The Energy Spectra And Anisotropies Of Cosmic Rays.** *Space Science Reviews* **99**: 85–94, 2001.
35. M. I. Pravdin, A. A. Ivanov, A. D. Krasil'nikov, A. A. Mikhailov, And I. E. Slepsov. **Analysis Of Anisotropy Of Cosmic Rays With The Energy Of About 10^{17} Ev By Yakutsk Eas Array Data.** *Journal Of Experimental And Theoretical Physics, Vol. 92, No. 5, 2001, Pp. 766–770.*
36. Mikhailov Aleksei , Nikolayeva Galya. **Cosmic Ray Anisotropy At The Energy 10^{19} Ev.** *28th International Cosmic Ray Conference, 417-420.*
37. Vladimir S. Ptuskin. **Propagation, Confinement Models, And Large-Scale Dynamical Effects Of Galactic Cosmic Rays.** *Space Science Reviews* **99**: 281–293, 2001.
38. Evgeny Berezhko. **Nonlinear Kinetic Theory Of Cosmic-Ray Acceleration In Supernova Remnants.** *Space Science Reviews* **99**: 295–304, 2001
39. A. V. Uryson. **The Maximum Energy And Spectra Of Cosmic Rays Accelerated In Active Galactic Nuclei.** *Astronomy Letters, Vol. 30, No. 12, 2004, Pp. 816–823*
40. D. Müller Et Al. **Key Measurements In The Future.** *Space Science Reviews* **99**: 353–373, 2001.
41. A. A. Ivanov, A. D. Krasil'nikov, And M. I. Pravdin. **Search For Anisotropy In Arrival Directions Of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays By Sing The Marr Wavelet On The Equatorial Sphere.** *Jetp Letters, Vol. 78, No. 11, 2003, Pp. 695–699.*
42. Дорман Л.И. **Проблемы Фмзики Космических Лучей.** Сборник Статей, Москва, Наука 1987.
43. С.И. Свертилов. **Вариации Космических Лучей.** *Нашаф Мзу* 2002.
44. R. Caballero And J. F. Valdés-Galicia. **Statistical Analysis Of The Fluctuations Detected In High-Altitude Neutron Monitor, Solar And Interplanetary Parameters.** *Solar Physics* **213**: 413–426, 2003.
45. G. E. Kocharov. **Thermonuclear Reactor In The Interior Of The Sun And The Problem Of Solar Neutrinos.** *Soros Education Journal, 99-104, 1996.*

46. Parker E.N. **The Origin Of Magnetic Fields.** *The Astrophysical Journal*, 160: 383-404, 1970.
47. Newrik G, Frazier K. **Cycle of Solar Activity.** *Physics Today*, April 1982, 25.
48. David Moss And John Brooke. **Towards A Model For The Solar Dynamo.** *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 315, 521-533 (2000)
49. Alexander Ruzmaikin. **Origin Of Sunspots.** *Space Science Reviews* 95: 43–53.
50. Bushby, Paul; Mason, Joanne. **Understanding The Solar Dynamo.** *Astronomy & Geophysics*, Aug2004, Vol. 45 Issue 4, P4.07, 1p-4.13.
51. Mathieu Ossendrijver. **The Solar Dynamo.** *The Astron Astrophys Rev* (2003) 11: 287–367.
52. J. M. Borrero, S. K. Solanki. Et Al. **On The Fine Structure Of Sunspot Penumbrae.** *Astronomy & Astrophysics*, 422, 1093–1104 (2004).
53. Sami K. Solanki. **Sunspots: An Overview.** *The Astron Astrophys Rev* (2003) 11: 153–286.
54. G. A. Guerrero And J. D. Munoz. **Kinematic Solar Dynamo Models With A Deep Meridional Flow.** *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 350, 317–322 (2004).
55. Yu. V. Vandakurov. **Magnetization And Nature Of The Rotation Of The Solar Convective Zone.** *Technical Physics Letters Volume 25, Number 7 July 1999.* 542-547
56. Carolus J. Schrijver, Marc L. Derosa, And Alan M. Title. **What Is Missing From Our Understanding Of Long-Term Solar And Heliospheric Activity?.** *The Astrophysical Journal*, 577:1006–1012, 2002.
57. M Stix. **Physics Of Solar Dynamo: Outstandig Problems.** *Astronomical And Astrophysical Translations.* 2001, Vol 20, Pp 417 –427.
58. D. Sokoloff. **The Maunder Minimum And The Solar Dynamo.** *Solar Physics* (2004) 224: 145–152.
59. Wolf, R. **Sur la retour periodique de minimums de taches solaries; concordance entre des periodes et les varia-tions de declinaison magnetique: 1852,** *Acad. Sci. Comp. Rend.* 35, 704.;
60. P. Vanlommel, P. Cugnon, R. A. M. Van Der Linden, D. Berghmans And F. Clette. **The Sidc:World Data Center For The Sunspot Index.** *Solar Physics* (2004) 224: 113–120.
61. Douglas V. Hoyt And Kenneth H. Schatten. **Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction.**¹ *Solar Physics* 179(181): 206-219 (491–512), 1998.
62. John A. Eddy, **The Maunder Minimum.** *Science*, Vol 192, Pp 1189-1202, 1976.
63. A. kovaltsov, I. G. Usoskin And K. Mursula. **An Upper Limit On Sunspot Activity During The Mauner Minimum.** *Solar Physics* 224: 95–101, 2004.
64. I. G. Usoskin And K. Mursula. **Long-Term Solar Cycle Evolution: Review Of Recent Developments.** *Solar Physics* 218: 319–343, 2003.
65. Marian Karlick`Y. **Effects Of Particle Beams In The Solar Atmosphere.** *Space Science Reviews* 81: 143–172, 1997.
66. Richard Woo And Shadia Rifai Habbal. **The Origin Of Solar Wind.** *American Scientist* V90, Pp 532-539, 2002.
67. L. A. Fisk And N. A. Schwadron. **The Behavior Of The Open Magnetic Field Of The Sun.** *The Astrophysical Journal*, 560:425 438, 2001.
68. Y.-M. Wang. **The Sun’s Large-Scale Magnetic Field And Its Long-Term Evolution.** *Solar Physics* (2004) 224: 21–35.
69. A. J. Lazarus, J. W. Belcher, K. I. Paularena And J. D. Richardson . **Voyager 2 Solar Wind Observations In The Outer Heliosphere.** *Space Science Reviews* 83: 87–92, 1998.
70. S. M. Krimigis, R. B. Decker Et All. **Voyager 1 Exited The Solar Wind At A Distance Of 85 Au From The Sun.** *Nature*, Vol 426, 6 November 2003.

¹ ამავე ჟურნალის 181 ნომერში (გვ 491–512) მოყვანილია სტატის დაბეჭდვისას დაშვებული არსებითი სახის ტექნიკური შეცდომების გასწორება.

71. E. N. Parker. **Space Plasma And Its Origin At The Sun.** *Phys. Fluids B* 3 (8), August 1991. 2367-2373.
72. E.N. Parker. **Dynamical Theory Of The Solar Wind.** *Space Science Reviews* 4: 666–708, 1965.
73. В.А. Коваленко. **Солнечный Ветер.** Москва, «Наука», 1983. 272ст.
74. Пудовкин М.И., Семенов В.С. **Теория Пересоединения И Взаимодействие Солнечного Ветра С Магнитосферой Земли.** М.: Наука, 1985. 126
75. C. James M. Ryan, John A. Lockwood And Hermann Debrunner. **Solar Energetic Particles.** *Space Science Reviews* 93: 35–53, 2000
76. **B. Struminski.** **Evidence For The Prolonged Existence Of >100 Mev Solar Protons In Coronal Structures.** *Astronomy Reports, Vol. 47, No. 11, 2003, Pp. 916–924.*
77. Rudolf A. Treumann^{1,2} And Toshio Terasawa. **Electron Acceleration In The Heliosphere.** *Space Science Reviews* 99: 135–150, 2001.
78. Donald V. Reames. **Particle Acceleration At The Heliosphere.** *Space Science Reviews* 90: 413–491, 1999.
79. **E. G. Berezhko And S. N. Taneev.** **Shock Acceleration Of Solar Cosmic Rays.** *Astronomy Letters, Vol. 29, No. 8, 2003, Pp. 530–542.*
80. V. M. Ostryakov, Yu. Yu. Kartavykh, And G. A. Koval'tsov. **Formation Of Scv Energy Spectra During Stochastic Acceleration With Allowance For Coulomb Losses.** *Astronomy Letters, Vol. 26, No. 2, 2000, Pp. 122–128.*
81. M. A. Livshits And A. V. Belov. **When And Where Are Solar Cosmic Rays Accelerated Most Efficiently?** *Astronomy Reports, Vol. 48, No. 8, 2004, Pp. 665–677.*
82. P. Bochsler. Structure Of Solar Wind And Compositional Variations. *Space Science Reviews* 85: 291–302, 1998.
83. G. P. Zank. **Interaction Of The Solar Wind With The Local Interstellar Medium: A Theoretical Perspective.** *Space Science Reviews* 89: 413–688, 1999.
84. S. T. Suess. **The Solar Wind – Inner Heliosphere.** *Space Science Reviews* 83: 75–86, 1998.
85. L. F. Burlaga. **Voyager Observations Of The Magnetic Field In The Distant Heliosphere.** *Space Science Reviews* 83: 105–121, 1998.
86. B. Balogh. **Magnetic Fields In The Inner Heliosphere.** *Space Science Reviews* 83: 93–104, 1998.
87. C. T. Russell. **Solar Wind And Interplanetary Magnetic Field: A Tutorial.** 63p. www.spc.igpp.ucla.edu/ssc/tutorial/solwind_magsphere_tutorial.pdf
88. J. Giacalone¹, J. R. Jokipii¹, And J. E. Mazur. **Solar Energetic Particles Vs. Global Cosmic-Ray Diffusion , Acceleration And Transport Of Energetic Particles Observed In The Heliosphere: Ace 2000 Symposium, Pp 157-160**
89. E. Eroshenko, A. Belov, H. Mavromichalaki, G. Mariatos, V. Oleneva, C. Plainaki And V. Yanke . **Cosmic-Ray Variations During The Two Greatest Bursts Of Solar Activity In The 23rd Solar Cycle.** *Solar Physics* (2004) 224: 345–358.
90. E.N. Parker. Modulation Of Primary Cosmic-Ray Intensity. *Physical Review*, 103(5): 1518-1533, 1956.
91. E.N. Parker. **The Passage Of Energetic Charged Particles Through Interplanetary Space.** *Planet. Space Sci.* 1965. Vol. 13, Pp. 9 To 49.
92. L.J. Gleson And W.I. Axford. **Solar Modulation Of Galactic Cosmic Rays.** *The Astrophysical Journal*, 154: 1011-1026. 1968.
93. M. S. Potgieter. **The Modulation Of Galactic Cosmic Rays In The Heliosphere: Theory And Models.** *Space Science Reviews* 83: 147–158, 1998.
94. J.R. Jopkini. **Effects Of Drift On The Transport Of Cosmic Rays Iv. Modulation By A Wavy Interplanetary Current Sheet.** *The Astrophysical Journal*, 243:1115-1122, 1981.
95. Крымский Г. Ф. **Модуляция космических лучей в квазибеновском приближении.** препринт 23р. <http://www.kosmofizika.ru/pdf/krymsky.pdf>

96. A. C. Cummings And E. C. Stone. **Anomalous Cosmic Rays And Solar Modulation.** *Space Science Reviews* **83**: 51–62, 1998.
97. B. Klecker, R.A. Mewaldt Et All. **Anomalous Cosmic Rays.** *Space Science Reviews* **83**: 259–308, 1998.
98. R.B. Mckibben. **Three dimensional Solar Modulation Of Cosmic Rays And Anomalous Components In The Inner Heliosphere.** *Space Science Reviews* **83**: 21–32,
99. Gleeson, L. J., and W. I. Axford, **Solar modulation of galactic cosmic rays,** *Astrophys. J.*, *154*, 1011 – 1026, 1968.
100. G. Usoskin, Kalevi Mursula, Sami K. Solanki And Manfred Schussler. **A Physical Reconstruction Of Cosmic Ray Intensity Since 1610.** *Journal Of Geophysical Research, Vol. 107, Pp36-40. 2002.*
101. K. Scherer, H.-J. Fahr, H. Fichtner And B. Heber. **Long-Term Modulation Of Cosmic Rays In The Heliosphere And Its Influence At Earth.** *Solar Physics (2004) 224*: 305–316.
102. L. A. Fisk And K.-P. Wenzel A. Balogh³ Et All. **Global Processes That Determine Cosmic Ray Modulation.** *Space Science Reviews* **83**: 179–214, 1998.
103. Frank B. Mcdonald. **Cosmic Ray Modulation In The Heliosphere.** *Space Science Reviews* **83**: 33–50, 1998.
104. А.Н. Чарахчян, Г.А. Базилевская, Ю.Н. Стожков, Т.Н. Чарахчян. **Космические Лучи В Стратосфере И Околосземном Пространстве В Период 19-Го И 20-Го Циклов Солнечной Активности.** *Труды Физического Института Им. П.Н. Лебедева. Изд. «Наука» 1976, 3-51.*
105. E. V. Miletsky, V. G. Ivanov, Yu. A. Nagovitsyn And H. Jungner. **Solar Activity In The Past: From Different Proxies To Combined Reconstruction.** *Solar Physics (2004) 224*: 77–84.
106. Anatoly Belov. **Large Scale Modulation: Viewfrom The Earth.** *Space Science Reviews* **93**: 79–105, 2000.
107. Hiroko Miyahara, Yusuke Yokoyama, Kimiaki Masuda. **Possible link between multi-decadal climate cycles and periodic reversals of solar magnetic field polarity:** *Earth and Planetary Science Letters* *272 (2008) 290–295*
108. M. Singh, Y.P. Singh, Badruddin **Solar modulation of galactic cosmic rays during the last five solar cycles,** *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* *70 (2008) 169–183*
109. N. V. Koronovsky. **The Magnetic Field Of The Geological Past Of The Earth.** S.E.J. N6 1996 Pp65-73.(Rus) .
110. **Физическая Енциклопедия. Т2 Ст81.**
111. C. T. Russell And J. G. Luhmann. **Earth: Magnetic Field And Magnetosphere.** *Encyclopedia Of Planetary Sciences, Edited By J. H. Shirley And R. W. Fainbridge, 208-211, Chapman And Hall, New York, 1997.*
112. А. М. Гальпер. **Радиационный Пояс Земли.** *Союз, №6, С.75-81, 1999.*
113. Ю. И. Логачев, Б.А. Тверской. **Радиационные Пояса Земли.** *Проблемы Фмзики Космических Лучей. Сборник Статей, Москва, Наука 1987. С. 15-29.*
114. D. Heynderickx. **Review On Modelling Of The Radiaton Belts.** *Intenatonal Journal Of Modern Physics A. 2002, V17, N12&13 1675-1684.*
115. A. Bhattacharyya, B. Mitra. **Changes In Cosmic Ray Cut-Of Rigidities Due To Secular Variations Of The Geomagnetic Field.** *Ann. Geophysicae* *15, 734-739 .1997*
116. K. Kudela And P. Bobik. **Long-Term Variations Of Geomagnetic Rigidity Cutoffs.** *Solar Physics (2004) 224*: 423–431.
117. C. T. Russell. **The Solar Wind Interaction With The Earth’s Magnetosphere: A Tutorial. 45p.**
www.spc.igpp.ucla.edu/ssc/tutorial/solwind_interact_magsphere_tutorial.pdf

118. Christopher T. Russell **The Solar Wind And Magnetospheric Dynamics. Correlated Interplanetary And Magnetospheric Observations**, (Ed. By D.E.Page), P. 3, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1974.
119. Duncan A. Bryant. **Electron Acceleration In The Aurora**. *Contemporary Physics* 1994, V35 N3 Pp165-179
120. D. M. Willis, P. R. Stevens, S. R. Crothers. **Statistics Of The Largest Geomagnetic Storms Per Solar Cycle (1844-1993)**. *Ann. Geophysicae* 15, 719-728 (1997).
121. National Geophysical Data Center: 2004, www.ngdc.noaa.gov/stp/geomag/aastar.shtml
122. E. V. Kononovicha, R.V. Smirnovb And T. V. Matvejchuk . **The Interannual Modulation Of The Solar And Geomagnetic Activity Relationships**. *Astronomical And Astrophysical Transactions* vol. 23, No. 2, April 2004, Pp. 157–164.
123. M. A. Shea And D. F. Smart. **The Use Of Geophysical Data In Studies Of The Historical Solar-Terrestrial Environment**. *Solar Physics* (2004) 224: 483–493.
124. . National Space Sciences Data Center: 2004, [Http://Nssdc.Gsfc.Nasa.Gov/Space/Auroral/Auroral.Html](http://Nssdc.Gsfc.Nasa.Gov/Space/Auroral/Auroral.Html).
125. E. H. Lee, Y. S. Ahn, H. J. Yang K. Y. Chen. **The Sunspot And Auroral Activity Cycle Derived From Korean Historical Records Of The 11th–18th Century**. *Solar Physics* (2004) 224: 373–386.
126. S.M. Silverman. **Low Latitude Auroras Prior To 1200 C.E. And Ezekiel’s Vision**. *Advances In Space Research*, 2005.
127. W. Schroder, N.N. Shefov, H.J. Treder. **Estimation Of Past Solar And Upper Atmosphere Conditions From Historical And Modern Auroral Observations**. *Annales Geophysicae* 22:2273-2276. 2004.
128. Heikki Nevanlinna. **Historical Space Climate Data From Finland: Compilation And Analysis**. *Solar Physics* (2004) 224: 395–405.
129. Jiirg Beer, Werner Mendel, Rita Stellmacher And Oran R. White. **Intercomparisons Of Proxies For Past Solar Variability**. *Nato Asi Series, Vol, 141. Climatic Variations And Forcing Mechanisms Of The Last 2000 Years Edited By Philip D. Jones, Raymond S. Bradley, And Jean Joulel. Springer-Verlagberlin Heidelberg* 1996.
130. Yu.A. Nagovitsyn. **Nonlinear Matematical Model For The Solar Cyclisity And Prospects For Reconstructing The Solar Activity In The Past**. *Astronomy Letters*, Vol 23 ,N6 742-748.1997.
131. Eddy J. **Climate And The Changing Sun :1977, Climatic Change., 1, 173.**
132. Jager, C. **Solar Forcing Of Climate. 1: Solar Variability**. *Space Science Reviews* (2005) 120: 197–241.
133. Versteegh, G. **Solar Forcing Of Climate. 2: Evidence From The Past**. *Space Science Reviews* (2005) 120: 197–241.
134. М.И. Пудовкин. **Влияние Солнечной Активности На Состояние Нижней Атмосферы Земли**. *Союз, №10, С.106-113, 1999.*
135. Kirkby,J. **Cosmic Rays and Climate**. *Surv Geophys* (2007) 28:333–375.
136. Svensmark, H. **Cosmoclimatology: a new theory emerges: 2007, Astron. Geophys. 48, 1.18.**
137. Drew T. Shindell,Gavin A. Schmidt, Michael E. Mann, David Rind, Anne Waple. **Solar Forcing of Regional Climate Change During the Maunder Minimum**. *science vol 294 7 december 2001 2149*
138. Smith, T. M., and R. W. Reynolds, **A global merged land air and sea surface temperature reconstruction based on historical observations (1880-1997)**, *J. Climate, 18, 2021-2036(2005)*.
139. Jones, P.D., Briffa, K.R., Osborn, T.J., Lough, J.M., van Ommen, T.D., Vinther, B.M., Luterbacher, J., Wahl, E.R., Zwiers, F.W., Mann, M.E., Schmidt, G.A., Ammann, C.M., Buckley, B.M., Cobb, K.M., Esper, J., Goosse, H., Graham, N., Jansen, E., Kiefer, T., Kull, C., Kuttel, M., Mosely-Thompson, E., Overpeck, J.T., Riedwyl, N., Schulz, M., Tudhope, A.W., Villalba, R., Wanner, H., Wolff, E., Xoplaki, E.,**High-resolution**

- paleoclimatology of the last millennium: a review of current status and future prospects**, *Holocene* 19, 3-49, 2009.
140. Jones, P. D., and M. E. Mann, **Climate over past millennia**, *Rev. Geophys.*, 42, 2004 , *RG2002*, doi:10.1029/2003RG000143.
 141. Mann, M.E., Zhang, Z., Hughes, M.K., Bradley, R.S., Miller, S.K., Rutherford, S., **Proxy-Based Reconstructions of Hemispheric and Global Surface Temperature Variations over the Past Two Millennia**, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 105, 13252-13257, 2008.
 142. S.V. Veretenenko, V.A. Dergachev, P.B. Dmitriyev. **Long-term variations of the surface pressure in the North Atlantic and possible association with solar activity and galactic cosmic rays**. *Advances in Space Research* 35 (2005) 484–490.
 143. Dergachev V. A. And . Vasiliev S. S, **Sources Of $\delta^{18}\text{O}$ Concentration Variability In Greenland Ice Cores: Temperature, North Atlantic Oscillation And Solar Activity**. *Solar Physics* (2004) 224: 433–443.
 144. Damon P. And Peristykh A. **Solar Forcing Of Global Temperature Change Since Ad 1400**. *Climatic Change* 68: 101–111, 2005.
 145. Rigozoa, N, Nordemannc D, Echerc E, Heitor Evangelista da Silvab, Mariza Pereira de Souza Echera, c and Alan Prestesc, **Solar and climate imprint differences in tree ring width from Brazil and Chile**. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 2007, vol. 69, no4-5, pp. 449-458
 146. J. Beer. **Cosmogenic Radionuclides In Ice Cores**. *Advances In Nuclear And Radiochemistry*. Pp489-492 2004.
 147. Кочаров Г. Е. И Др., **Космогение Изотопи И Астрофизические Явления**. *Фту, Ленинград 1985г.*
 148. J. Masarik And J. Beer. **Simulation Of Particle Fluxes And Cosmogenic Nuclide Production In The Earth's Atmosphere**. *Journal Of Geophysical Research*, Vol. 104, Pp12099-12111(1999).
 149. Peter W. Kubik, Susan Ivy-Ochs, Jozef Masarik, Et All. **^{10}Be And ^{26}Al Production Rates Deduced From An Instantaneous Event Within The Dendro-Calibration Curve, The Landslide Of Ko'Fels, Otz Valley, Austria**. *Earth And Planetary Science Letters* 161 (1998) 231–241.
 150. G. Castagnoli. **Solar Modulation Effects In Terrestrial Production Of Carbon-14**. *Radiocarbon*, Vol 22, No. 2, 1980, P 133-158.
 151. Jürg Beer. **Long-Term Indirect Indices Of Solar Variability**. *Space Science Reviews* 94: 53-66,2000.
 152. D. Hugge, A Blinov, Et All, **Producton Of Cosmogenic On Atmospheric Argon**. *Planetary Space Science*. V44,N2,Pp 147-151,(1996).
 153. F. Kubo, B.Heisinger, Et All. **Cosmogenic Production Of ^{26}Al** . *Beschleunigerlaboratorium Muenchen, Jahresbericht 1997*, p.47 (1998) .
 154. Jürg Beer, **Long-Term Indirect Indices Of Solar Variability**. *Space Science Reviews* 94: 53–66, 2000.
 155. Stuiver M., Quay P.D. **Changes In Atmospheric Carbon-14 Attributed To A Variable Sun**. *Science*, 207, 11-19. , 1980.
 156. S A Korff And R B Mendell. **Variations In Radiocarbon Production In The Earth's Atmosphere**. *Radiocarbon*, V22 N2 Pp(159-166).
 157. G. E. Kocharov, V. M. Ostryakov, A. N. Peristykh And V. A. Vasil'ev. **Radiocarbon Content Variations And Maunder Minimum Of Solar Activity**. *Solar Physics*, Volume 159, Number 2. (381 - 391).
 158. В. А. Васильев, Г. Е Кочаров, **Труды XIII Ленинградск. Семинара По Космофизике**. (Ленинград, Россия,1983), С. 75–101.
 159. остряков в. **долговременные вариации космических лучей по радиоуглеродним данным**. кандидатская диссертация. ленинград 1982.

160. J.Beer,G. Raisbek, and F. Yiou. **time variations Of ^{10}Be and Solar activity.** *The Sun in time. The university of arizona, Tucson. ed C.P. Sonett, M.S Giampapa, M.S Matthevs. 1991, pp343-359.*
161. A. Blinov, S. Massonet, H. Sachsenhauser, Et All. **An Excess Of ^{36}Cl In Modern Atmospheric Precipitation.** *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research B 172 (2000) 537-544.*
162. J.C. Houtermans, H.E. Suess. **Reservoir Models And Production Rate Variations Of Natural Radiocarbon.** *Journal Of Geophysical Research. V78, N12. Pp 1897-1908.*
163. P.E. Damon, R.S. Sternberg, C.J Randel. **Modeling Of Atmospheric Radiocarbon Fluctuations For The Past Tree Centuries.** *Radiocarbon, V25. N2 1983. P249-258.*
164. Olivier Marchal. **Optimal Estimation Of Atmospheric ^{14}C Production Over The Holocene:Paleoclimate Implications.** *Climate Dynamics (2005) 24: 71–88.*
165. Edouard Bard, Grant M. Raisbeck, Françoise Yiou , Jean Jouzel. **Solar Modulation Of Cosmogenic Nuclide Production Over The Last Millennium: Comparison Between ^{14}C And ^{10}Be Records.** *Earth And Planetary Science Letters 150 (1997) 453-462*
166. Philippa Ascough, Gordon Cook And Andrew Dugmore. **Methodological Approaches To Determining The Marine Radiocarbon Reservoir Effect.** *Progress In Physical Geography 29, 4 (2005) Pp. 532–547.*
167. A.D. Sakharov. **Radioactive Carbon From Nuclear Explosions And Nonthreshold Bilogikal Effects.** *Science & Global Security. V1 Pp175-187, 1990.*
168. D. Elmore, L.E. Tubbs Et All. **^{36}cl Bomb Pulse Measured In A Shallow Ice Core From Due 3, Grenland.** *Nature V300 Pp 735-737. 1982.*
169. L. Zerle , T. Faesterman Et All. **The ^{41}ca Bomb Pulse And Atmospheric Transport Of Radionuklides.** *Journal of Geophysical Research -Atmosphere 102, no. D16 (1997): 19,517-19,528*
170. Suess H. E. **Radiocarbon Concentration In Modern Wood.** *Science. 1955. V. 122. P. 415.*
171. M. G. Ogurtsov. **New Evidence For Long-Term Persistence In The Sun's Activity.** *Solar Physics 0: 1–13, 2004. (Appendix).*
172. S. Tsereteli, V. Bochorishvili, M. Makhviladze, M. Samkharadze, V. Gokieli. **Study Of Variations Of Cosmic Ray Intensities Over The Last Several Centuries By Determination Of Cosmogenic Radiocarbon Concentration.** *Bulletin Of The Georgian Academy Of Sciences, 2005,V171, N3 Pp41-44.*
173. I.G. Usoskin Kromer, B.: 2005,. **Reconstruction Of The ^{14}C Production Rate From Measured Relative Abundance.** *Radiocarbon, V47. N1, P31-37.*
174. Siegenthaler U, Heimann M, Oeschger H. 1980. **^{14}C Variations Caused By Changes In The Global Carbon Cycle.** *Radiocarbon 22(2):177–91.*
175. Raimund Muscheler,Junrg Beer,Gerhard Wagner Et All **Changes In The Carbon Cycle During The Last Deglaciation As Indicated By The Comparison Of ^{10}Be And ^{14}C Records.** *Earth And Planetary Science Letters 219 (2004) 325-340*
176. Carlo Laj, Catherine Kissel, Alain Mazaud. **Geomagnetic Field Intensity, North Atlantic Deep Vater Circulation And Atmospheric $\Delta^{14}\text{C}$ During Last 50kyr.** *Earth And Planetary Science Letters 200 (2002) 177-190.*
177. J. Beer. **Polar Ice As An Archive For Solar Cycles And The Terrestrial Climate.** *Proc. 1st Solar and Space Weather Euroconference Santa Cruz de Tenerife, Tenerife, Spain(2000).*
178. Pazdur, Anna; Nakamura, Toshio; Pawelczyk, Slawomira; Pawlyta, Jacek; Piotrowska, Natalia; Rakowski, Andrzej; Sensula, Barbara; Szczepanek, **Carbon Isotopes in Tree Rings: Climate and the Suess Effect Interferences in the Last 400 Years I :2007** *Radiocarbon, 49,*
179. Dergachev, V A; Raspopov, O M; Damblon, F; Jungner, H; Zaitseva, G I.: 2007, **Natural Climate Variability During the Holocene.** *Radiocarbon, 49, 837*

180. E. Zeller, **415-Year Greenland Ice Core Record Of Solar Proton Events Dated By Volcanic Eruptive Episodes.** *Institute For Tertiary-Quarternary Studies - Ter-Qua Symposium Series, 2: 1-24.*
181. Gisela Dreschhoff And Edward J. Zeller. **Ultrahigh Resolution Nitrate In Polar Ice As Indicator Of Past Solar Activity.** *Solar Physics 177: 365–374, 1998.*
182. А. В. БЛИНОВ. **Ускорительная Масс-Спектрометрия Космогенных Нуклидов.** *Союз. С71-75 (1999).*
183. R. E. Taylor. **Fifty Years Of Radiocarbon Dating.** *American Scientist, Volume 88. P62-70 (2000).*
184. R Rajamae And J M Punning. **Some Possibilities For The Development Of ^{14}C Measurements By Liquid Scintillation Counting.** *Radiocarbon, Vol 22, No. 2, 1980, P 435-441*
185. Hildegard Schoch, Michael Bruns, Karl Otto Munnich, And Marianne Munnich. **A Multi-Counter System For High Precision Carbon-14 Measurements.** *Radiocarbon, Vol 22, No. 2, 1980, P 442-447].*
186. I. V. Zhorzholiani, P. G. Kereselidze, G. E. Kocharov, et al., **Measuring Radiocarbon Content Taking into Account Isotope Fractioning in Tree Ring Samples for the Period 1600–1940,** in *Experimental Methods for Studying Astrophysical and Geophysical Phenomena*, Ed. by G. E. Kocharov (Leningrad, 1988)
187. Toshio Nakamura, Hiroko Miyahara, Kimiaki Masuda, Hiroaki Menjo, Kohsuke Kuwana, Katsuhiko Kimura, Mitsuru Okuno, Masayo Minami, Hirotaka Oda, Andrzej Rakowski, Tomoko Ohta, Akiko Ikeda, Etsuko Niu. **High precision ^{14}C measurements and wiggle-match dating of tree rings at Nagoya University.** *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 259 (2007) 408–413*
188. Minze Stuiver And Henry A. Polach. **Discussion: Reporting Of ^{14}C Data.** *Radiocarbon 19(3), 1977, P355–363.*
189. Minze Stuiver. **International Agreements And The Use Of The New Oxalic Acid Standart.** *Radiocarbon 25(2), 1985, P793–795.*
190. J. Beer. **Accelerator Mass Spectrometry: A New Tool In Enviromental Scienses.** *Nuclear Physics News Vol. 7. No.2. 1997.*
191. Martin Stocker, Max Doë Beli, Michal Grajcar, Et All. **A Universal And Competitive Compact Ams Facility.** *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research B 240 (2005) 483–489.*
192. Scherer K., Fichtner H., Borrmann T., Beer J., Desorgher L., Flu E., Kiger H., Fahr J., Ferreira S., Langner U., Potgieter M., Heber B., Masarik J., Shaviv N. And Veizer J.:2006, **Interstellar-Terrestrial Relations: Variable Cosmic Environments, The Dynamic Heliosphere, And Their Imprints On Terrestrial Archives And Climate** *Space Sci. Rev., 127, 327.*
193. Gwilim M. Jenkins, Donald G. Watts. **Spectral Analysis And Its Applications.** *Holden-Day, San Francisco, Cambridge, London, Amsterdam 1969.*
194. Robert K. Otnes, Loren Enochson, **Applied Time Series Analysis, A Wiley-Interscience Publication.** *Jon Wiley And Sons New York Chichester Brisbane Toront 1978.*
195. Ghil M., M. R. Allen, M. D. Dettinger, K. Ide, D. Kondrashov, M. E. Mann, A. W. bertson, A. Saunders, Y. Tian, F. Varadi, and P. Yiou. **Advanced Spectral Methods For Climatic Time Series :2002 Reviews of Geophysics 40,1-11-41**
196. Астафьева Н.М. **Вейвлет-Анализ: Основы Теории И Примеры Применения.** *Успехи Физических Наук, N11, 1996 1145-1170.*
197. Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А., **Вейвлеты И Их Использование.** *Успехи Физических Наук, N5, 2001 465-501.*
198. I. De Moortel, S. A. Munday And A. W. Hood. **Wavelet Analysis: The Effect Of Varying Basic Wavelet Parameters.** *Solar Physics 222: 203–228, 2004.*

199. Christopher Torrence And Gilbert P. Compo. A Practical Guide To wavelet Analysis. Bulletin Of The American Meteorological Society Vol. 79, No. 1, January 1998. Pp 61-78.
200. Grinsted A., Moore J., and Jevrejeva S. **Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series.** *Non. Pr. in Geoph.*(2004) 11,561.
201. D. Maraun and J. Kurth. *Cross wavelet analysis: significance testing and pitfalls.* *Non. Pr. in Geoph.*(2004) 11,505-514.
202. **Review of Tropospheric Bomb ^{14}C Data for Carbon Cycle Modeling and Age Calibration Purposes.** <http://www.radiocarbon.org/IntCal04.htm>
203. Harry N.A. Priem. **CO_2 And Climate: A Geologist's View.** *Space Science Reviews* 81: 173–198, 1997.
204. Н. И Акатова. **Зюсс-Эффект И Методы Определения Его Величины.** *АН. ФТИ. Ленинград* 1982. 18см.
205. S.Tsereteli, V.Bochorishvili, M.Makhviladze, M.Samkharadze. **Anthropogenic Effect On Natural Processes And Its Study Using Radiocarbon Method.** *Proceedings Of I. Javakhishvili Tbilisi State University, Physics*, 352, V38, 2002 Y Pp57-61.
206. Stuiver, M., And P.D. Quay, **Atmospheric ^{14}C Changes Resulting From Fossil Fuel CO_2 Release And Cosmic Ray Flux Variability,** *Earth And Planetary Science Letters*, 53, 349-362, 198
207. Szawomira Paweczyk Anna Pazdur. **Carbon Isotopic Composition Of Tree Rings As A Tool For Biomonitoring CO_2 Level.** *Radiocarbon*, Vol 46, Nr 2, 2004, P 701–719
208. M J Aitken. **Archaeological Dating Using Physical Phenomena.** *Rep. Prog. Phys.* 62 (1999) 1333–1376.
209. L. Calcagnile G. Quarta M. D'elia. **High-Resolution Radiocarbon Dating Of Prehistoric Sites In Southern Italy.** *Appl. Phys. A* 79, 289–292 (2004)
210. Mike Barbetti. **Geomagnetic Strength Over The Last 50,000 Years And Changes In Atmospheric ^{14}C Concentration : Emerging Trends.** *Radiocarbon*, Vol 22, No. 2, 1980, P 192-199
211. S. Baumgartner, J. Beer, J. Masarik, G. Wagner, L. Meynadier, H.-A. Synal **Geomagnetic Modulation Of The ^{36}Cl Flux In The Grip Ice Core, Greenland.** *Science* Vol. 279 1330-1331 (1998).
212. J. Beer, U. Siengentaler, G. Bonani, Et All. **Information Of Past Solar Activity And Geomagnetism From ^{10}Be In The Camp Century Ice Core.** *Nature*, 331, Pp 675-679. 1988.
213. G. Wagner A, C. Laj B;1, J. Be, Et All **Reconstruction Of The Geomagnetic Field Between 20 And 60 Kyr From Cosmogenic Radionuclides In The Grip Ice Core.** *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research B* 172 (2000) 597-604
214. R. Stenber, P. Damon. **Atmospheric Radiocarbon: Implikations For The Geomagnetic Dipole Moment.** *Radiocarbon*, V25, N2 Pp239-248 (1983).
215. G Kocharov. **Temporal ^{10}Be And ^{14}C Variations: A Tool For Paleomagnetic Research.** *Radiocarbon*, Vol. 31, No. 2, 1989, P 163-168.
216. K.G. McCracken, J. Beer and F.B. McDonald. **The Long-Term Variability of the Cosmic Radiation Intensity at Earth as Recorded by the Cosmogenic Nuclides.** *The Solar System and Beyond: Ten Years of ISSI* pp 83-97.
217. G.M. Raisbeck , F. Yiou, M. Fruneau Et All. **Cosmogenic ^{10}Be Concentrations In Antarctic Ice During The Past 30000 Years.** *Nature* V292, 825-826, (1981).
218. С.С. Васильев, И.А Дергачев. **Изменение Естественного Уровня Радиоуглерода В Атмосфере Земли За Последние 8000 Лет Как Следствие Солнечной Активности, Геомагнитного Поля И Климатического Фактора: 2400-Летний Цикл.** *Биофизика*, T43, Вып.4, С681-688.
219. M. Stuiver, P. J. Reimer, E. Bard, Et All. **Intcal98 Radiocarbon Age Calibration, 24,000-0 Cal Bp.** *Radiocarbon* 40, 1041-1083 (1998).

220. A. L. Cole, R. N. Boyd, M. E. Davis. et all **The Search for Supernova Signatures in an Ice Core.** *Nuclear Physics A* 758 (2005) 276–279
221. Г.Е.Кочаров. **Экспериментальная палеоастрофизика: достижения и перспективы.** 1996. *сож,11,72*
222. Paul E. Damon, Dai Kaimei, Grant E. Kocharov, Irina B. Mikheeva, and Alexei N. Peristykh. **Radiocarbon Production By The Gamma-Ray Component Of Supernova Explosions.** *Radiocarbon* Volume 37(1995), Number 2, Page 599.
223. Minze Stuiver, Thomas Braziunas. **Atmospheric ^{14}C And Century-Scale Solar Oscillations.** *Nature* 338, 405-407(1989).
224. Valentin Dergachev. **Cosmogenic Radiocarbon And Cyclical Natural Processes.** *Radiocarbon, Vol 37, No. 2,1995, P. 417-424.*
225. Paolo Bartolomei, Stefano Cecchini, Stefano Cini, Et All. **Solar Flare Particle Effects And Seasonal Radiocarbon Variations In Tree Rings Of The Northern And Southern Hemispheres.** *Radiocarbon, Vol. 37, No. 2, 1995, P. 593-598.*
226. D. Moss, D. Sokoloff, I. Usoskin, V. Tutubalin. **Solar Grand Minima and Random Fluctuations in Dynamo Parameters.** *Solar Phys* (2008) 250: 221–234.
227. A. N. Kostantinov, V. A. Levchenko, G. E. Kocharov, Et All. **Theoretical And Experimental Aspects Of Solar Flares. Manifestation In Radiocarbon Abundance In Tree Rings.** *Radiocarbon, Vol. 34, No. 2, 1992, P. 247-253*
228. Ilya G. Usoskin, Sami K. Solanki, Gennady A. Kovaltsov Junrg Beer And Bernd Kromer. **Solar Proton Events In Cosmogenic Isotope Data.** *geophysical research letters, vol. 33, 108107, doi:10.1029/2006gl026059, 2006*
229. H. H. Faria, E. Echer, N. R. Rigozo, Et All. **A Comparison Of The Spectral Characteristics Of The Wolf Sunspot Number (R_z) And Group Sunspot Number (R_g).** *Solar Physics* 223: 305–318, 2004.
230. M. Fligge, S.K. Solanki, And J. Beer. **Determination Of Solar Cycle Length Variations Using The Continuous Wavelet Transform.** *Astron. Astrophys.* 346, 313–321 (1999).
231. F. De Meyer. **Modulation Of The Solar Magnetic Cycle.** *Solar Physics* 181: 201–219, 1998.
232. G.E. Kocharov, I.V. Zhorzholiani, Z.V.Lomtadidze, A.N. Peristykh, S.L.Tsereteli, and V.I.Chesnokov. **Characteristics of Solar activity over the past 400 years.** *Astr. Let.* 16, 1990, 313-315;
233. Stuiver, M., P. J. Reimer and T. F. Braziunas. **High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples.** *Radiocarbon* 40, 1127-1151 (1998).
234. J.Beer, St.Baumgartner, B.Dittrich-Hannen, J.Hauenstein, P.Kubik, Ch.Lukaszcyk, W.Mende, R.Stellmacher and M.Suter, **Solar Variability Traced by Cosmogenic Isotopes in The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations (eds. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki), Cambridge University Press, 1994, 291-300.**
235. Kimiaki Masuda, Kentaro Nagaya, Hiroko Miyahara, Yasushi Muraki, and Toshio Nakamura. **Cosmogenic Radiocarbon and the Solar Activity.** *J. Phys. Soc. Jpn.* (2009).
236. Paul E Damon Christopher J Eastoe. **The Maunder Minimum: An Interlaboratory Comparison Of ^{14}C From Ad 1688 To Ad 1710.** *Radiocarbon, Vol 41, Nr 1, 1999, p 47-50*
237. G. E. Kocharov, M. G. Ogurtsov, And S. L. Tsereteli. **Cosmogenic Radiocarbon As A Means Of Studying Solar Activity In The Past.** *Astronomy Reports, 2003 Vol. 47, Issue 12, Pp.1054-1062.*
238. V. Bochorishvili, S. Tsereteli. **Solar Activity And Cosmogenic Radionuclide During Last 350 Years.** *Georgian academy of sciences, 2006, V174, N2. 264-267.*
239. Sebastian Wagner, Eduardo Zorita. **The influence of volcanic, solar and CO₂ forcing on the temperatures in the Dalton Minimum (1790–1830): a model study.** *Climate Dynamics* (2005) 25: 205–218.

240. H. Kazuho, A. Ohta, T. Uchida, H. Matsuzaki, Y. Shibata, H. Motoyama. **Concentration of ^{10}Be in an ice core from the Dome Fuji station, Eastern Antarctica: Preliminary results from 1500 to 1810 yr AD: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 259 (2007) 584–587**
241. I. G. Usoskin, K. Mursula, S. Solanki, M. Schussler, And K. Alanko. **Reconstruction Of Solar Activity For The Last Millennium Using ^{10}Be Data. *Astronomy & Astrophysics*, 745–751 (2004)**
242. Ilya G. Usoskin and Gennady A. Kovaltsov. **Cosmic ray induced ionization in the atmosphere: Full modeling and practical applications. *Journal of Geophysical Research*, vol. 111, d21206, doi:10.1029/2006jd007150, 2006.**
243. G.E. Kocharov, I.V. Zhorzholiani, Z.V. Lomtadze, R.Y. Metskvarishvili, S.L. Tsereteli. **Variation of Radiocarbon Content in Tree Rings During the Maunder Minimum of Solar Activity. *Radiocarbon*, v.34,2 1992, 231**
244. S.Tsereteli, V.Bochorishvili, M.Samkharadze, G. Khorauli. **Study Of The Solar Activity Dynamics With The Maunder Minimum's Period Though The Determination Of The Cosmogenic Radiocarbon Concentration , *Proc. Tbilisi Univ. Physics*, 2000, V35, P83.**
245. Hiroko Miyahara, Kimiaki Masuda, Yasushi Muraki, Hideki Furuzawa, Hiroaki Menjo And Toshio Nakamura. **Cyclicity Of Solar Activity During The Maunder Minimum Deduced From Radiocarbon Content. *Solar Physics* (2004) 224: 317–322.**
246. O. G. Gladysheva, G. E. Kocharov, G. A. Kovaltsov And I. G. Usoskin , **Nitrate Abundance In Polar Ice During The Great Solar Activity Minimum. *Adv. Space Res.* Vol. 29, No. 11, Pp. 1707-1711.2002**
247. G. F. Krymsky and P. A. Krivoshapkin. **Residual cosmic ray modulation in the periods of solar activity minima. *Proceedings of ICRC 2001: 3737 .Copernicus Gesellschaft 2001.***
248. Jürg Beer, Steven Tobias And Nigel Weiss. **An Active Sun Throughout The Maunder Minimum. *Solar Physics* 181: 237–249, 1998.**
249. V. Letfus. **Sunspot And Auroral Activity During Maunder Minimum. *Solar Physics* 197: 203–213, 2000.**
250. V. Bochorishvili, S. Tsereteli. **Cosmogenic Isotopes As Tracers Of Solar Activity In The Past. *Georgian International Journal of Science and Technology. ISSN 1939-5825 Volume 1, Number 4, pp. 53–60***
251. M.P.SouzaEcher, E.Echer, D.J.R.Nordemann, N.R.Rigozo. **Multi-resolution analysis of global surface air temperature and solar activity relationship *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 71 (2009) 41–44.**
252. P. E. Damon, George Burr, A. N. Perjstyk, Et All. **Regional Radiocarbon Effect Due To Thawing Of Frozen Earth. *Radiocarbon*, Vol. 38, No. 3, 1996, P. 597-602.**
253. Yu. I. Vitinskii, M. Kopetskii, and G. V. Kuklin, **The statistics of sunspot-formation activity *Nauka, Moscow, 1986***
254. L. Chotorlishvili, Z. Toklikishvili, V. Bochorishvili, A. Sagaradze, **Investigation of quantum chaos in the Parametric dependent system of interacting oscillators, *Modern Physics Letters B*, Vol. 18, Nos. 21-22 (2004) 1109-1117**
255. K. G. McCracken , G. A. M. Dreschhoff , E. J. Zeller , D. F. Smart , M. A. Shea. **Solar cosmic ray events for the period 1561-1994. *Journal of Geophysical Research*, vol. 106, 21.585-21.598, 2001..**
256. G. E. Kocharov, I. V. Kudryavtsev, M. G. Ogurtsov, E. Sonninen, and H. Jungner. **The Nitrate Content of Greenland Ice and Solar Activity. *Astronomy Reports*, Vol. 44, No. 12, 2000, pp. 825–829.**
257. Smith, C.L., A. Baker, I.J. Fairchild, S. Frisia, and A. Borsato. **Reconstructing hemispheric-scale climates from multiple stalagmite records. 2006. *International Journal of Climatology*, Volume 26, Issue 10, pp. 1417 - 1424.**