საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ხელნაწერის უფლებით

გიორგი ქოქრაშვილი

დიელექტრიკული ფენებისა და მეტალური ჩანართებისგან შედგენილი ბრტყელი და ცილინდრული ფორმის გარსმდენების ელექტროდინამიკა და მათი ინჟინრული ანგარიში

დოქტორის სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად

წარდგენილი დისერტაციის

ა ვ ტ ო რ ე ფ ე რ ა ტ ი

თბილისი

2013 წელი

სამუშაო შესრულებულია საქართველოს ტექნიკურ უნივერსიტეტში

ენერგეტიკისა და ტელეკომუნიკაციის ფაკულტეტი

ტელეკომუნიკაციის დეპარტამენტში

ხელმძღვანელი: სრული პროფესორი გურამ ქევანიშვილი

რეცენზენტები: ______________________________

____

დაცვა შედგება 2013 წლის ___ ________ ________ საათზე

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ენერგეტიკისა და ტელეკომუნიკაციის ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოს კოლეგიის სხდომაზე.

მისამართი: 0175, თბილისი, კოსტავას 77.

დისერტაციის გაცნობა შეიძლება სტუ-ს ბიბლიოთეკაში,

ხოლო ავტორეფერატისა - ფაკულტეტის ვებგვერდზე

სადისერტაციო საბჭოს მდივანი

სრული პროფესორი /გ. ხელიძე/

თემატიკის აქტუალობა

რადიოკავშირი ელექტრომაგნიტური ტალღების საშუალებით ხორციელდება. ამ ტალღებს ცალკეული (ინდივიდუალური), ან რთული კონსტრუქციის საანტენო სისტემები ასხივებენ.

პრაქტიკამ აჩვენა, რომ ანტენაზე გარეშე ზემოქმედების (ქარის, წვიმის, ყინვისა და სხვათა) შედეგად იცვლება (უარესდება) ანტენათა ფუნქციონირების ოპტიმალური რეჟიმი, რის გამოც იცვლება გადაცემული სიგნალის პარამეტრები და უარესდება კავშირგაბმულობის ხარისხიც [1].

ამასთან დაკავშირებით საჭირო გახდა ანტენების დაცვა გარეშე ზემოქმედებისგან. ამ მიზნით შეიქმნა ე.წ. საანტენო გარსმდენები, რომლებიც წარმოადგენენ დიელექტრიკული (ნაწილობრივ გამჭვირვალე) მასალებისგან შედგენილ სხვადასხვა ფორმის დამცავ ჩაფხუტებს, რომელთა შიგნით ხდება ანტენების განთავსება.

იმისათვის რომ გარსმდენებმა თვითონ არ გამოიწვიონ ანტენათა პარამეტრების, კერძოდ გამოსხივების დიაგრამის, მიმართულებითი ქმედების კოეფიციენტის, შესასვლელი წინაღობის და სხვათა ცვლილება, საჭიროა წინასწარ ჩატარდეს ანტენის შემცველი გარსმდენის ელექტროდინამიკური ანალიზი და დადგინდეს ის პირობები, როდესაც გარსმდენის გავლენა ანტენის ფუნქციონირებაზე უმნიშვნელო აღმოჩნდება, რთული კონსტრუქციის ანტენებისა და არასაკორდინატო ფორმის გარსმდენებისათვის ასეთი ანალიზის ჩატარება მათემატიკური გზით შეუძლებელია. ამ შემთხვევაში პრობლემა უნდა გადაწყდეს რიცხვითი მეთოდებით (კომპიუტერის გამოყენებით) ანდა ექსპერიმენტალური გზით, რაც დროის დიდ დანაკარგებთანაა დაკავშირებული.

დისერტაციაში შემოთავაზებული კონსტრუქციები საკოორდინატო ფორმის სისტემებია (ბრტყელი და ცილინდრული); გამსხივებლები კი განმხოლოებულ ხაზოვან ანტენებს წარმოადგენენ. ეს კი შესაძლებლობას

იძლევა გარსმდენების ელექტროდინამიკული კვლევა ანალიზური მეთოდებით ჩატარდეს.

ყველა ამოცანა, რომლებიც დისერტაციაშია შემოთავაზებული ორიგინალური და ახალია. ისინი სრულ თანხმობაში არიან თანამედროვე გარსმდენების მიმართ პრაქტიკულ და თეორიულ მოთხოვნებთან, ამიტომ დისერტაციის თემატიკის აქტუალობა ეჭვს არ იწვევს.

კვლევის მეთოდები

დისერტაციაში დასმული ამოცანების გადაწყვეტისათვის გამოყენებულია მაქსველის ელექტროდინამიკური აპარატი, მათემატიკური ანალიზის მეთოდები და ცილინდრულ ფუნქციათა თეორიის ელემენტები.

ნაშრომის პრაქტიკული ღირებულება

დისერტაციის პრაქტიკული ღირებულება შეიძლება ორი თვალსაზრისით განვიხილოთ: მეთოდური და გამოყენებითი. პირველი მათგანი ეხება მათემატიკური აპარატის ორიგინალურ გამოყენებას, რამაც შესაძლებელი გახადა კონკრეტული ამოცანების ამონახსნების ანალიზური სახით წარმოდგენა. ეს მეთოდიკა შეიძლება გამოყენებულ იქნას ანალოგიური ამოცანების განხილვისას და აგრეთვე ჩაერთოს სტუ–ს შესაბამისი სპეციალობის მაღალი კურსის სტუდენტთა სასწავლო პროგრამაში.

პრაქტიკული თვალსაზრისით მიღებული შედეგების ღირებულება იმაში მდგომარეობს, რომ დამპროექტებლებს მიეწოდებათ რაოდენობრივი თანაფარდობები (მუშა ფორმულების სახით) და გრაფიკები, რომელთა საშუალებებითაც ისინი შეძლებენ ეფექტურად (ადვილად) ჩაატარონ სხვადასხვა (სასურველი) ზომებისა და დანიშნულების გარსმდენების ინჟინრული ანგარიში.

ნაშრომის შინაარსი შედგება ანოტაციის, შესავლისა და ექვსი თავისგან; შეიცავს ნახაზს, ორ დანართსა და 35 სალიტერატურო დასახელებას. გვერდების რაოდენობაა 105.

I თავში განვითარებულია ერთფენოვანი დიელექტრიკული გარსმდენის ელექტროდინამიკური თეორია, რომელშიც იდეალურად გამტარი წვრილი ცილინდრული ღეროებისგან შედგენილი (შექმნილი) პერიოდული მესერია ჩამონტაჟებული (ნახ.1). გარსმდენს, დადებითი X-ებიდან, ნორმალურად ეცემა ბრტყელი, E-პოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ტალღა. ნაჩვენებია, რომ იმ შემთხვევაში როცა $r_0/\lambda<<1$ (r_0 ღერის რადიუსია, λ მუშა ტალღის სიგრძე), ხოლო მესრის მთავარი პარამეტრი $D' = \sqrt{\varepsilon}d/\lambda$ (d- მესრის პერიოდია, ε გარსმდენის დიელექტრიკული შეღწევადობა), მესერი მთლიანად გამჭვირვალე ხდება და დაცემული ტალღის მიმართ (ვუდის ანომალია [2]) და არავითარ ელექტროდინამიკურ ზემოქმედებას არ ახდენს გარსაცმის ფუნქციონირებაზე. მისი როლი შემოიფარგლება მხოლოდ გარსმდენის მექანიკური სიმტკიცის გაზრდაში, რისთვისაც იგი ჩაამონტაჟეს მასში.

ამ შემთხვევაში გარსმდენიდან გაჟონილი ტალღის გამჭვირვალობის კოეფიციენტი T ასეთი ფორმულით გამოისახება:

$$T = \frac{\sqrt{2}\cos\left[k\left(l_1\sqrt{\varepsilon}-l_2\right)\right]}{\sqrt{(\varepsilon+1)+(\varepsilon-1)\cos\left[k\left(l_1\sqrt{\varepsilon}-l_2\right)\right]}} \qquad (1)$$

სადაც l_1 და l_2-ის გეომეტრიული მნიშვნელობები ნახ.1-ზეა აღნიშნული.

(1) თანაფარდობიდან გამომდინარეობს ორი მთავარი შედეგი:

1. გარსმდენი აბსოლუტურად გაუმჭვირვალეა (ე.ი. T=0) თუ სრულდება პირობა:

$$l_1 = \frac{(2n+1)\lambda}{2(\sqrt{\varepsilon}-1)} \ (n=0,1,2,\dots) \qquad (2)$$

2. გარსმდენი აბსოლუტურად გამჭვირვალეა (|T|=1), თუ შესრულდება ერთდროულად ორი პირობა:

$$l_1 = \frac{\nu\lambda}{\sqrt{\varepsilon - 1}} \ (\nu=1,2,3,\ldots) \qquad (3)$$

და

$$l_2 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}[\frac{\nu}{\sqrt{\varepsilon - 1}} - (2m+1)]\lambda \qquad (4)$$

$$(\nu > (2m+1)(\sqrt{\varepsilon} - 1)) \qquad (5)$$

ამ დროს გარსმდენის სიგანე შეიძლება ვიანგარიშოთ თანაფარდობიდან:

$$L = L_{\nu m} = [\frac{\nu}{\sqrt{\varepsilon - 1}}\left(1 + \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}}\right) - (2m+1)]\lambda \qquad (6)$$

II თავში განიხილება ანალოგიური ამოცანა, ოღონდ ახლა გარსმდენი შეიცავს ორ ერთმანეთის პარალელურად ჩამონტაჟებულ სავსებით იდენტურ მესერს. მეორე მესრის ჩართვა გამოწვეულია გარსმდენის მექანიკური სიმტკიცის შემდგომი გაზრდის მიზნით.

ცხადია, ამ შემთხვევაში კვლევის პროცესი მათემატიკური თვალსაზრისით რთულდება, მაგრამ ისევე როგორც წინა შემტხვევაში ვუდის ანომალიების რეჟიმის გამოყენება შესაძლებელს ხდის განეიტრალდეს მესრების ელექტროდინამიკური გავლენა გარსმდენის ფუნქციონირებაზე. ნაჩვენებია, რომ გარსმდენის განვლადობის კოეფიციენტი T მაქსიმუმს აღწევს, როცა $l_1 = \frac{\lambda}{4}\frac{2n+1}{\sqrt{\varepsilon}}$.

III თავში რთული სტრუქტურის გარსმდენის ელექტროდინამიკური ანალიზია შემოთავაზებული. მისი განივი კვეთი ნახ.3-ზეა წარმოდგენილი (XYZ) სწორკუთხა კოორდინატთა სისტემაში. ეს ფენები (A_1), (A_2) და (A_3) სიმბოლოებითაა აღნიშნული. გარსმდენი მოთავსებულია ვაკუუმში, რომელიც ემიჯნება გარსმდენს S_1 და S_4 ზედაპირებით. S_1 ზედაპირის მარჯვნივ მყოფი არე (A_0) სიმბოლოთია აღნიშნული, ხოლო S_4 ზედაპირის მარცხნივ მდებარე არე აღნიშნულია (A_0’) სიმბოლოთი. (A_2) არეში რომელიც

(A_1) და (A_3) არეებს ემიჯნება S_2 და S_3 ზედაპირებით,ჩამონტაჟებულია პერიოდული მესერი, რომელიც შედგება a რადიუსის ურთიერთპარალელური იდეალურად გამტარი წრიული კვეთის ცილინდრებისგან. ეს ცილინდრები ν სიმბოლოთი გვაქვს დანომრილი, ისე რომ ν=0, ±1, ±2,..., ხოლო სწორკუთხა კოორდინატთა სისტემის სათავე (0-წერტილი) არჩეული გვაქვს ν=0 ნომრის ცილინდრის ღერძზე. ნახაზზე M არის დაკვირვების წერტილი, რომლის ცილინდრული კოორდინატები r და φ. ეს წერტილი შეიძლება მდებარეობდეს სივრცის ნებისმიერ არეში. ნახაზზე შემოღებული ფიზიკური (გეომეტრიული) მნიშვნელობები განმარტებას აღარ საჭიროებენ.

ჩვენჩავთვლით, რომ გარსმდენს მარჯვნიდან (X>0) ნორმალურად ეცემა E-პოლარიზებული ბრტყელი ტალღა, რომლის $\vec{E}$ ვექტორს მხოლოდ ერთადერთი E_Z მდგენელი გააჩნია.

$\tilde{E}_Z = E_0 e^{-ikx}$, (k=2π/λ, λ- ტალღის სიგრძეა) (7)

E_0 ტალღის ამპლიტუდაა, რომელიც შეიძლება ერთი ერთეულის ტოლად ჩავთვალოთ, ანუ E_0=1 ვოლტი/მეტრი.

დაცემული ტალღა ნაწილობრივ აირეკლება (A_0) არეში, მისი მეორე ნაწილი შეაღწევს გარსმდენში, ელექტროდინამიკურად აღაგზნებს გარსმდენის ცალკეულ არეებს (A_1), (A_2) და (A_3), მათ შორის პერიოდულ მესერსაც, რომელიც (A_2)-არეს ცენტრშია განთავსებული, რის შემდეგ ტალღის გარკვეული ნაწილი გავრცელდება ვაკუუმის (A_4) არეში.

III თავში დასმული ამოცანის შინაარსი შემდეგში მდგომარეობს:

პირველ რიგში, ჩაიწეროს კორექტულ ფორმაში (მათემატიკური თვალსაზრისით) თითოეულ არეში აღგზნებული ელექტრომაგნიტური ველის ელექტრული მდგენელის E_{Zi} (i=0, 1, 2, 3, 4) ანალიზური სტრუქტურა, დაკმაყოფილდეს ამოცანის ყველა სასაზღვრო პირობა, რომლის საშუალებითაც მირებული იქნება ამოცანის ფუნქციონალურ განტოლებათა

სისტემა და საბოლოო ეტაპზე ამ სისტემის კორექტული ამონახსნის საფუძველზე განისაზღვროს გარსმდენის გავლის კოეფიციენტის მნიშვნელობა, როგორც გარსმდენის გეომეტრიული და ფიზიკური პარამეტრებისა და ტალღის სიგრძის ფუნქცია.

ეს ამოცანა, მოცემულ თავში გადაწყვეტილია მკაცრი მათემატიკური მიდგომით, გარკვეულ წილად აქ გამოყენებულია მეთოდიკა, რომელიც განვიტარებულია ნაშრომში [3] და რომელიც ეხება ნებისმიერი რადიუსის მქონე ცილინდრებისგან შედგენილი პერიოდული მესრის ელექტროდინამიკურ ანალიზს.

ჩვენი კვლევის ფუნდამენტური შედეგი ასეთია: იმისათვის, რომ გარსმდენმა იფუნქციონიროს ოპტიმალურ რეჟიმში, როდესაც მისი გავლის კოეფიციენტის მნიშვნელობა (T) მაქსიმალური იყოს (ერთთან ახლოს) აუცილებელია შესრულდეს სამი პირობა:

$$d = \frac{\mu\lambda}{\sqrt{\epsilon_2}}, \left(\frac{h}{2} + d_3\right) = \frac{q\lambda}{\sqrt{\epsilon_3}} \text{ და } d_1 = \frac{s\lambda}{\sqrt{1}} \qquad (8)$$

(μ, q, s = 1, 2, 3,…), d-მესრის პერიოდია.

IV თავი ეთმობა ცილინდრული ფორმის გარსმდენების ელექტროდინამიკურ ანალიზს. გარსმდენის ორიენტაცია სწორკუტხა XYZ კოორდინატთა სისტემაში ნახ.4-ზეა ნაჩვენები. იგი შედგება ორი კოაქსიალური ცილინდრისგან. a- სიმბოლოთი აღნიშნული გვაქვს გარეთა ცილინდრის რადიუსი, b-თი კი შიდა ცილინდრის რადიუსი. ცილინდრებს შორის არეში, რომლის სისქეა Δ=a-b მოთავსებულია დიელექტრიკული ფენა (ε_2).

Z-ღერძის გასწვრივ, რომელიც გადის გარსმდენის სიმეტრიის ღერძზე განთავსებულია გადამცემი ანტენა (დიპოლი), რომლის სიმაღლეა H. იგი თავისი ბოლოებით მიბჯენილია ცილინდრის ფუძეებზე, რომლებიც იდეალურ გამტარებს წარმოადგენენ, ამიტომ დიპოლის ბოლოებზე

მუხტების დაგროვება არ ხდება და სარკული გამოსახულების პრინციპის თანახმად ანტენაში აღძრული დენი არ იქნება დამოკიდებული Z კოორდინატზე. ამ დენის ამპლიტუდა იქნება მუდმივი I_0, ხოლო მისი დამოკიდებულება დროზე იქნება ჰარმონიული, სწორედ ისეთივე სიხშირისა, როგორიც აქვს დიპოლის ცენტრში მოდებულ გარეშე ე.მ. ძალას.

ამ სისტემის ანალიზის დროს ჩვენ მივმართეთ ცალკეულ არეთა მეთოდს. (I)-არე არის სივრცე, რომელიც გარს აკრავს ანტენას და ამ სივრცეში მყოფი M დაკვირვების წერტილის ცილინდრული კოორდინატები r და φ ცივლებიან საზღვრებში:

$r_0 \le r \le b,\ 0 \le \varphi \le 2\pi$

სადაც r_0 ანტენის რადიუსია. ამ არეს აქვს ფარდობითი დიელეტრიკული შეღწევადობა $\varepsilon_1 > 1$;

(II)-არე, რომელიც კოაქსიალურ ცილინდრებს შორის არის მოქცეული, ხასიათდება კოორდინატებით:

$b \le r \le a,\ 0 \le \varphi \le 2\pi$

(III)-ფენა არის სიცარიელე, რომელიც გარს აკრავს გარსმდენს. ამ ფენისათვის:

$a \le r < \infty,\ 0 \le \varphi \le 2\pi$

სადისერტაციო ნაშრომში ამ არეებისათვის ცალ-ცალკე ჩაწერილია ელექტრომაგნიტური ველის სტრუქტურა ფორმალური (მაგრამ ანალიზური) სახით, რომელიც უცნობ კოეფიციენტებს შეიცავს. ამ კოეფიციენტების განსაზღვრახდება ამოცანის ადეკვატური სასაზღვრო პირობებიდან. ეს პირობები ითვალისწინებენ ცალკეულ არეთა (S_2,S_3) ზედაპირებზე (ნახ.4) ველისელექტრული და მაგნიტური ტანგენციალური მდგენელების უწყვეტობას, რაც საბოლოო შედეგის სახით, უცნობი კოეფიციენტებისათვის იძლევა თავსებად ალგებრულ განტოლებათა

სისტემას. დისერტაციაში ეს სისტემა უცნობთა თანამიმდევრული გამორიცხვის მეთოდის ამოიხსნა; შედეგად კი გარსმდენის გამჭვირვალობის კოეფიციენტისათვის |T| მიღებულია ასეთი გამოსახულება:

$$|T| = \frac{\Delta_1 \Delta_2 H_0^{(2)}(kr_0)}{J_0(kr_0) f_5(k_1 a, k_2 a, k_2 b) + N_0(k_1 r_0) f_6(k_1 a, k_2 a, k_2 b)} \quad (9)$$

სადაც $\Delta_1 = \frac{2}{\pi k a}$, $\Delta_2 = \frac{2}{\pi k b}$, ხოლო f_5 და f_6 არიან თავიანთი არგუმენტების უწყვეტი ფუნქციები, რომელთა გამოსახულებები ჩვენ აქ არ მოგვყავს მათი რთული სტრუქტურის გამო (იხ. დისერტაციის (IV, 28), (IV, 25), (IV, 24), (IV, 20) და (IV, 19) ფორმულები.

(19) გამოსახულებაში $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_1}$, $k_2 = k\sqrt{\varepsilon_2}$, სადაც ε_1 და ε_2 არიან შესაბამისი არეების დიელექტრიკული შეღწევადობების რეალური ნაწილები.

(9) ფორმულა თავისი სტრუქტურით ძალიან რთულია და ამიტომ მისი გააზრება და ანალიზი ფიზიკური თვალსაზრისით გაძნელებულია, თუმცა საღ ფიზიკური მოსაზრებებზე და დასაშვებ ფარგლებში მათემატიკური პროცედურების გამარტივების ხარჯზე, შესაძლებელი გახდა (9) ფორმულის შეცვლა (აპროქსიმაცია) მიახლოებითი ფორმულით:

$$|T| \approx 1 - e^{-\gamma k \Delta} \equiv f(k\Delta), \ (\Delta = a - b), \ (k = 2\pi/\lambda) \quad (10)$$

სადაც $\gamma = -\frac{\eta}{2}\sqrt{\varepsilon}$, η არის (II) არეში დიელექტრიკული კარგვების კუთხის ტანგენსი, ε ამავე არეში კომპლექსური დიელექტრიკული შეღწევადობის რეალური ნაწილი. ნახ.5-ზე აგებულია f(kΔ)- ფუნქციის თვისობრივი გრაფიკები γ პარამეტრის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის. გრაფიკებიდან ჩანს, რომ განვლადობის კოეფიციენტი, მოკლე ტალღების შემთხვევაში (ე.ი. როდესაც ცვლადი kΔ დიდია რიცხვობრივად) ახლოს არის ერთთან, ფაქტიურად $\mathrm{Lim}_{\lambda \to 0}|T| = 1$, ხოლო გრძელი ტალღების დიაპაზონში (kΔ<<1), გამჭვირვალობის მოდული |T| ახლოს არის ნულთან, ანუ $\mathrm{Lim}_{\lambda \to \infty}|T| = 0$.

გარსმდენის ოპტიმალური ფუნქციონირების რეჟიმში გამჭვირვალობის კოეფიციენტი |T| ახლოს უნდა იყოს ერთთან (|T|≈1); ასე, რომ |T|=1 არის რეჟიმის ზედა ზღვარი. ვთქვათ β არის ოპტიმალური რეჟიმის ქვედა ზღვარი, ანუ $\beta = 1 - e^{-\frac{\eta}{2}\sqrt{\varepsilon}k\Delta_{ოპტ}}$, აქედან

$$\Delta_{ოპტ} = \frac{\ln(\frac{1}{1-\beta})}{n\eta\sqrt{\varepsilon}}\lambda \ (k=2\pi/\lambda),\ \beta\leq 1 \qquad (11)$$

რაც იძლევა დიელექტრიკული ფენის ოპტიმალური სისქის მნიშვნელობას.

ქვემოთ მოგვყავს რიცხვითი ანგარიშის მაგალითი: E-მინის შემცველი ორგანული ფენოვანი მასალის ე.წ. „სელექშენ-5003“-ის დიელექტრიკული შეღწევადობის რეალური ნაწილია ε=4.2, ხოლო კარგვების კუთხის ტანგესი η=0.014 [1], , თუ ჩავთვლით, რომ β=0.2, მაშინ (11) ფორმულიდან ვპოულობთ:

Δ=2.33λ.

ასე რომ სანტიმეტრულ დიაპაზონში Δ შეიძლება იცვლებოდეს შულალედში:

2.33სმ≤Δ≤23.3სმ

ხოლო დეციმეტრულ დიაპაზონში

23.3სმ≤Δ≤233სმ

V თავში კვლავ ორფენოვანი გარსაცმის ელექტროდინამიკა განიხილება, ოღონდ ახლა დიელექტრიკული რგოლის ფენაში ჩამონტაჟებულია c-რადიუსის მქონე წრეწირზე (b<c<a) წრიული პერიოდული მესერი, მისი მექანიკური სიმტკიცის გაზრდის მიზნით.

ნახ. 6–ზე წარმოდგენილია გარსმდენის განივი კვეთი X0Y სიბრტყეში. M არის დაკვირვების წერტილი, რომლის ცილინდრული კოორდინატებია r და φ.

ისევე, როგორც ადრე, ჩვენ გამოვყოფთ სამ არეს:

(I) – ცენტრალური არე $\rho_0 \leq r \leq b$, (ρ_0 ანტენის რადიუსია), 0≤φ≤2π,

(II) – არე, რომელშიც მესერია ჩართული $b \leq r \leq a$, r≠r0, სადაც r0 მესრის ცილინდრის რადიუსია, და

(III) –არე არის სიცარიელე, რომელიც გარს აკრავს გარსმდენს a≤r<∞, 0≤φ≤2π.

ამ თავში მატVარი პრობლემა, რომელიც აუცილებელ გადაჭრას მოითხოვდა იმაში მდგომარეობდა, რომ ზუსტა ანალიზურ ფორმაში წარმოგვედგინა ველის სტრუქტურა (II)–არეში, რომელშიც ჩართული იყო წრიული პერიოდული მესერი.

ჩვენ იგი ასე წარმოვადგინეთ

$$E_{Z2} = DJ_0(k_2 r) + MN(k_2 r) + \tilde{E}_{Z2} \qquad (12)$$

სადაც პირველი ორი წევრი აღწერს (II) არეში აღგზნებულ სიმეტრიულ მდგარ ცილინდრულ ტალღას, ხოლო $\tilde{E}_{Z2}$ არის პერიოდული მესრის მიერ გამოსხივებული ტალღა, რომელიც წარმოადგენს მესრის თითოეული ელემენტის და გასხივებული ტალღების სუპერპოზიციას, ანუ

$\tilde{E}_{Z2} = K \sum_{\nu=1}^{N} H_0^{(2)}(k_2 r_\nu)$, (N- ელემენტების რაოდენობაა მესერში) (13)

სადაც ν– ცალკეული ელემენტის ნომერია, r_ν– არის მანძილი ν ნომრის ელემენტიდან დაკვირვების M წერტილამდე, K, D და M არიან უცნობი კოეფიციენტები

$r_\nu = \sqrt{r^2 + c^2 + 2rc\cos(\varphi - \varphi_\nu)}$ ხოლო $\varphi_\nu = \nu\Psi$, სადაც Ψ– არის ორ მეზობელ ელემენტებს შორის კუთხე (ნახ. 6).

(13) გამოსახულება შეიძლება დავიყვანოთ რიცხვითი ანგარიშისთვის ხელსაყრელ სახეზე. ამისთვის ვისარგებლოთ შეკრების თეორემით

ცილინდრული ფუნქციებისთვის [4]. ჩვენს შემთხვევაში ეს თეორემა ასე ჩაიწერება:

$$H_0^{(2)}(k_2 r_\nu) = \begin{cases} \sum_{S=-\infty}^{\infty} i^S J_S(k_2 r) H_S^{(2)}(k_2 c)\, e^{iS(\varphi-\nu\Psi)}, (r < c) \\ \sum_{S=-\infty}^{\infty} i^S J_S(k_2 c) H_S^{(2)}(k_2 r)\, e^{iS(\varphi-\nu\Psi)}, (r > c) \end{cases},$$

რომელთა ჩასმა (13)–ში გვაძლევს

$$\tilde{E}_{Z2}(k_2 r, N) = \begin{cases} E_{Z2N}^{(+)} = K \sum_{S=-\infty}^{\infty} F_S(N) J_S(k_2 c) H_S^{(2)}(k_2 r)\,, (r > c) \\ E_{Z2N}^{(-)} = K \sum_{S=-\infty}^{\infty} F_S(N) J_S(k_2 r) H_S^{(2)}(k_2 c)\,, (r < c) \end{cases},$$

სადაც

$$F_S(N) = \sum_{\nu=1}^{N} e^{is\nu\Psi)} = e^{-i\frac{N-1}{2}\Psi} \frac{\sin(\frac{N}{2}\Psi * s)}{\sin(\frac{1}{2}\Psi * s)},$$

(I)–არეში ველის სტრუქტურა ასეთია

$E_{Z1} = A_0 H_0^{(2)}(k_1 r) + A J_0(k_1 r) + B N_0(k_1 r)$, ($r_0 \le r \le b$),

სადაც A_0 მოცემული ამპლიტუდაა, A და B კი უცნობი კოეფიციენტებია.

(III)–არესათვის გვაქვს

$E_{Z3} = P H_0^{(2)}(kr)$, ($r \ge a$),

აქაც P უცნობი კოეფიციენტია.

ამგვარად მოცემულ ამოცანაში ოთხი უცნობი კოეფიციენტი A,B, K და P ფიგურირებს, ისინი შეიძლება განისაზღვროს ამოცანის ადეკვატური სასაზღვრო პირობებიდან, რის შემდეგ მიიღება ალგებრულ განტოლებათა სისტემა, სადაც განტოლებათა რიცხვი უცნობ კოეფიციენტთა რაოდენობის ტოლია. მიღებული შედეგების ანალიზიდან ცანს, რომ K კოეფიციენტი უკუპროპორციულია მესერში განთავსებულ გამტართა რაოდენობის (K~1/N), შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მესრის გავლენა გარსმდენის ელექტროდინამიკურ ფუნქციონირებაზე უმნიშვნელო იქნება.

გარდა ამისა, დადგენილია, რომ თუ N≥25, მაშინ სრულდება პირობაც

$$c \geq \frac{2\lambda}{\sqrt{\varepsilon_2}\pi} \tag{14}$$

ეს თანაფარდობა საშუალებას გვაძლევს შევარჩიოთ წრეწირის რადიუსი c–რომელზედაც უნდა განთავსდეს მესერი, ისე რომ დაცული იყოს პირობა b≤c≤a. ამჟამად გარსმდენში გამოყენებული ფენების დიელექტრიკული განვლადობის რეალური ნაწილი მდებარეობს ინტერვალში 1.03≤ε≤9.2, ასე, რომ (14) თანაფარდობის თანახმად c-ს მნიშვნელობა იცვლება ინტერვალში

0.21λ≤c≤0.58λ

აქედან დეციმეტრულ დიაპაზონში გვექნება ასეთი ზომები (2.1 დმ≤c≤5.8 დმ)

რაც შეეხება მესერში განთავსებული გამტარების რადიუსის მნიშვნელობა შერჩეული უნდა იქნას ასეთი თანაფარდობიდან

$$r_0 \geq \frac{X_0^{(1)}}{2\pi\sqrt{\varepsilon_2}} \tag{15}$$

სადაც $X_0^{(1)}$ არის ნეიმანის ფუნქციის $N_0(x)$-ის პირველი ფესვი $X_0^{(1)} = 0.885$.

VI თავში განიხილება ელექტროდინამიკური ამოცანა, რომელიც უკავშირდება გარსმდენის ფუნქციონირებას მიმღები ანტენის როლში, რასაც გარკვეული პრაქტიკული ინტერესი აქვს. ნახ.7–ზე ნაჩვენებია გარსმდენის განივი კვეთი X0Y სიბრტყეში. გარსმდენი ორი დიელექტრიკული ფენისგან შედგება. (III)–შიდა არე შეიცავს თავის ცენტრში მიმღებ ხაზოვან ანტენას. ამ არეს აქვს დიელექტრიკული შეღწევადობა ε_3 და რადიუსი b. (II)–არე წარმოადგენს დიელექტრიკული რგოლს, რომლის სისქეა Δ=a-b, სადაც a-გარსმდენის გარეთა რადიუსია. (I)–არე წარმოადგენს სიცარიელეს, რომლის დიელექტრიკული შეღწევადობაა ε_0=1.

სადისერტაციო ნაშრომში განხილულია სიტუაცია, როდესაც გარსმდენს დადებითი X–ებიდან ნორმალურად ეცემა ბრტყელი E-ოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ტალღა (სიგნალი), რომლის $\vec{E}$ ვექტორს გააჩნია მხოლოდ ერთად–ერთი მდგენელი E_{Z0}, რომელიც გარსმდენის ღერძის პარალელურია.

ფაქტიურად, ეს ამოცანა წარმოადგენს არაერთგვაროვან ცილინდრზე ბრტყელი ტალღის დიფრაქციის კლასიკურ ამოცანას, რომელიც ლიტერატურაში კარგად არის შესწავლილი. ჩვენი ამოცანა იმით განსხვავდება კლასიკურისგან, რომ ახლა ცილინდრის ღერძზე ხაზოვანი მიმღები ანტენაა განთავსებული და ძირითადი ამოცანა იმაში მდგომარეობს, რომ განისაზღვროს ამ ანტენის ზედაპირზე აღძრული აქსიალური დენის მნიშვნელობა. ეს დენი კი კვებავს ანტენასთან დაკავშირებულ რადიომიმღებ მოწყობილობას.

აქსიალური დენისთვის მიღებულია ასეთი თანაფარდობა

$$I_Z = \frac{b\bar{A}_0}{\pi ka\sqrt{\varepsilon_3}r_0\xi[H_0^{(2)}(ka)f_0^{(6)} - H_1^{(2)}(ka)f_0^{(5)}]},$$

სადაც k=2π/λ, λ-ტალღის სიგრძეა, ξ=120π (Ω), $H_0^{(2)}(ka)$ და $H_1^{(2)}(ka)$ ჰანკელის მეორე გვარის ნულოვანი და პირველი რიგის ფუნქციებია სათანადოდ, $\bar{A}_0$ დაცემული (პირველადი) ტალღის ამპლიტუდაა. $f_0^{(6)}$ და $f_0^{(5)}$ მოცემული სიდიდეებია, რომლებიც დამოკიდებული არიან პარამეტრებზე k_2b, k_2a, k_3r_0, k_3b (იხ. დისერტაციის (VI.30) და (VI.31) ფორმულები).

ციტირებული ლიტერატურა

1. Справочник по радиолокации, редактор М. Сколник, Пер. с Англииского, том 2, Москва, “Сов. Радио”, 1977, сс. 303-336.
2. Wood R. W. Anomalies of Diffraction Gratings. Phys. Rev. 1935, 48, No12. pp. 928-936.
3. Ф.Г. Богданов, Г.Ш. Кеванишвили. Дифракция волн на решетках и болноводных неоднородностях, изд. Самшобло, Тбилиси, сс. 95-106.
4. Дж. Стртон, Теория электричества, Москва ОГИЗ, 1947.

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის დოქტორანტის გიორგი ქოქრაშვილის სამეცნიერო შრომების სია

№	სამეცნიერო შრომების დასახელება	ნაბეჭდი	გამომცემლობა, ჟურნალი ან საავტორო მოწმობის ნომერი	ნაბეჭდი თაბახის რაოდე-ნობა	თანაავტორის გვარი
1	2	3	4	5	6
1	Кинетика диссоциации триплетных эксиплексов.	Печат-ный.	Georgian Engineering news, №4, 2006.	3 стр	Кокрашвили Т.А. Чабукиани Л.В.
2	Кинетика интеркомбинационного переноса электрона в триплетных эксиплексах с водородной связью.	Печат-ный	Georgian Engineering news, №1, 2007.	2стр	Кокрашвили Т.А. Чабукиани Л.В.
3	Прохождение плоской электро-магнитной волны в трехслойной диэлектрической области при нали-чии в ней периодической решотки.	Печат-ный.	Georgian Engineering news, №4, 2007.	4 стр	Кеванишвили Г.Ш. Кокрашвили Т.А. Чихладзе Г.Г.
4	The electrodynamics and calculation of a three-layer dielectric antena casing.	printed.	Georgian Engineering news, №3, 2011.	3 p.	Kokilashvili L.G. Robitashvili A.G.
5	The electro-dynamics and calculation of a multi-layer flat dielectric antenna casing with periodic gratings inside.	printed.	Georgian Engineering news, №4, 2011.	4 p.	Dekanosidze SH.V. Robitashvili A.G.

6	Penetration of a plain electromagnttic wave into multilayer dielectric with periodic grating.	printed.	IEEE, DIPED-12, LVIV, 2012.	4 p.	Kevanishvili G.Sh. Kevanishvili I.G.
7	On the design and functionality of the single-layer dielectric antenna casing with a periodic grating inside.	printed.	Georgian Engineering news, №1, 2012.	4 p.	Kevanishvili G.Sh Tarielashvili L.Z.
8	Electrodynamics and calculation of the antenna radome composed of two cylinder-shaped coaxial dielectrics.	printed.	Georgian Engineering news, №1, 2012	4 p.	Kevanishvili G.Sh Karkashadze D.D.
9	Electrodynamics of the linear antenna with a cylindrical radome.	printed.	Georgian Engineering news, №1, 2012	4 p	Kevanishvili I.G.