

## Nevienalyčių lovelinių sistemų savybės

T. Burokas, S. Štaras

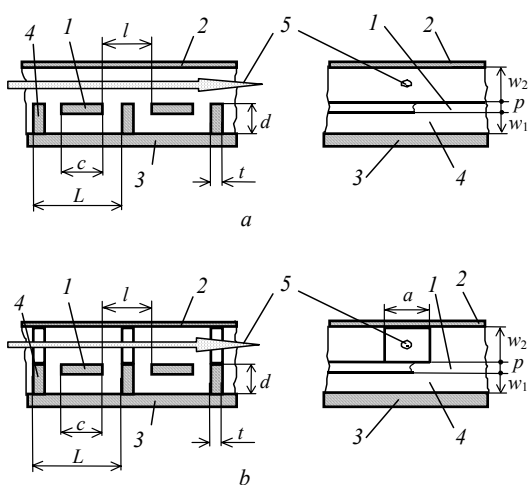
Elektroninių sistemų katedra, Vilniaus Gedimino technikos universitetas,

Naugarduko g. 41, LT-03227 Vilnius, Lietuva, tel. +370 5 2744755; el. p. stanislovas.staras@el.vtu.lt

### Ivadas

Daugelyje elektronikos sričių reikalingos lėtinimo sistemos, kurių banginė varža ir lėtinimo koeficientas yra pastovūs plačiame dažnių ruože. Šiuos reikalavimus gerai tenkina lovelinės spiralinės ir meandrinės sistemos [1, 2]. Jose tarp gretimų spiralės ar meandro laidininkų yra ekranuojančios sienelės (1 pav., a), susilpninančios elektromagnetinį ryšį tarp gretimų spiralės ar meandro laidininkų. Panaudojant ekranuojančiąsias sienelės, galima efektyviai pagerinti sistemų dažnines charakteristikas [3].

Atsižvelgiant į tai, kad lovelinių sistemų ekranuojančios sienelės leidžia sumažinti dispersiją ir banginės varžos priklausomybę nuo dažnio, [4–6] buvo pasiūlytos spiralinių ir meandrinų bėgančiosios bangos kreipimo sistemų konstrukcijos, kuriose ekranuojančių sienelių aukštis padidintas tiek, kad šios sienelės jungtų apatinį ir viršutinį ekranus (1 pav., b). Nurodytuose šaltiniuose teigiama, kad taip galima išvengti ryšio tarp vijų bei rezonansinių reiškinių galuose trumpai sujungtoje ilgosios linijos atkarpoje, sudarytoje iš spiralinės sistemos vidinio ir išorinio ekranų. Tačiau tokių kreipimo sistemų ekranuojančiose sienelėse turi būti angos elektroniam pluoštui. Dėl šių angų atsiranda periodinių signalinio trakto



**1 pav.** Superplaciajuosčių kreipimo sistemų pjūvių fragmentai: 1 – spiralės arba meandro formos laidininkas; 2, 3 – ekranai; 4 – ekranuojančioji sienelė; 5 – elektronų pluoštas

netolygumų ir lovelinės sistemos tampa nevienalytės. Periodiniai netolygumai turi neigiamos įtakos kreipimo sistemos charakteristikoms [7].

Nesant išsamesnių žinių apie nevienalyčių lovelinių sistemų tyrimus, sudarysime šių sistemų modelius ir palyginsime nevienalyčių ir vienalyčių spiralinių ir meandrinų sistemų charakteristikas.

### Spiralinės sistemos modelis

Kaip ir [1, 3, 7, 8, 9], lovelinės spiralinės sistemos analizei taikysime daugialaidžių linijų metodą. Sistemos modelis atvaizduotas 2 paveiksle. Jį sudaro vieneilės vienpakopės nevienalytės daugialaidės linijos atkarpos ir ekranai.

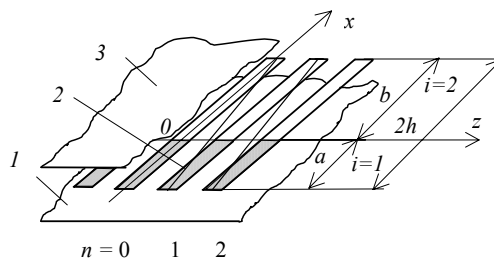
Daugialaidės linijos laidininkų potencialai ir srovės išreiškiami lygtimis [1]:

$$\underline{U}_{in}(x) = (\underline{A}_{i1} \sin kx + \underline{A}_{i2} \cos kx) e^{-jn\theta}, \quad (1)$$

$$\underline{I}_{in}(x) = jY_i(\theta)(\underline{A}_{i1} \cos kx - \underline{A}_{i2} \sin kx) e^{-jn\theta}; \quad (2)$$

čia  $i$  – srities numeris;  $n$  – laidininko numeris;  $\underline{A}$  – amplitudinis koeficientas;  $k$  – bangos skaičius;  $\theta$  – gretimų daugialaidės linijos laidininkų įtampų ar srovių fazijų skirtumas;  $Y(\theta)$  – banginis laidumas.

Nevienalytės spiralinės lovelinės sistemos su langu elektronų pluoštui (2 paveiksle langą atitinka tamsesnė daugialaidės linijos laidininko dalis) modelis yra analogiškas nevienalytės spiralinės sistemos modeliui, kuris nagrinėtas [7]. Atsižvelgdami į tai, analizei pasinaudosime [7] išvesta dispersine lygtimi:



**2 pav.** Nevienalytės spiralinės sistemos modelis: 1, 3 – ekranai, 2 – daugialaidės linijos laidininkas, modeliuojantis spiralės viją

$$2 \cos \theta = 2 \cos ka \cos kb - \sin ka \sin kb \left( \frac{Y_1(\theta)}{Y_2(\theta)} + \frac{Y_2(\theta)}{Y_1(\theta)} \right) \quad (3)$$

Sprendžiant dispersinę lygtį (3), galima rasti bangos skaičių  $k$ , atitinkantį pasirinktą  $\theta$  vertę. Tada galima apskaičiuoti lėtinimo koeficientą ir dažnį:

$$k_L = \theta / kL, \quad (4)$$

$$f = kc_0 / 2\pi; \quad (5)$$

čia  $L$  – spiralės vijų ir daugialaidės linijos laidininkų žingsnis;  $c_0$  – šviesos greitis.

Žinodami koeficientų  $\underline{A}_{i1}$  ir  $\underline{A}_{i2}$  sąryšį, galime rasti sistemos įėjimo varžą:

$$\underline{Z}_{\text{IN}}(x) = \frac{U_{i0}(x)}{I_{i0}(x)}. \quad (6)$$

Bendroju atveju ji priklauso nuo koordinatės  $x$ . Kai  $x = 0$  [7],

$$\underline{Z}_{\text{IN}}(0) = \frac{Y_1(\theta)/Y_2(\theta) \sin ka + \sin kbe^{-j\theta}}{jY_1(\theta)(\cos kce^{-j\theta} - \cos ka)}. \quad (7)$$

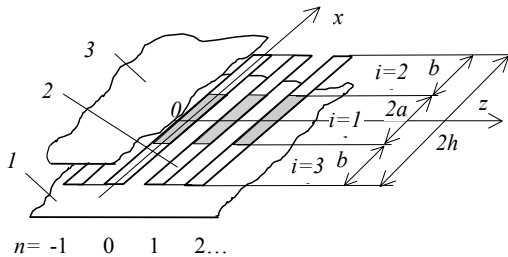
### Meandrinės sistemos modelis

Lovelinės meandrinės sistemos analizei taip pat taikysime daugialaidžių linijų metodą. Sistemos modelis atvaizduotas 3 paveiksle. Jį taip pat sudaro vienišės nevienalytės daugialaidės linijos atkarpos ir ekranai. Kai lėtinimo sistemos periode yra du daugialaidės linijos laidininkai, joje gali skliti dvi elektromagnetinės bangos, o laidininkų potencialai ir srovės išreiškiami lygtimis [1]:

$$\underline{U}_{\text{in}}(x) = (\underline{A}_{i1} \sin kx + \underline{A}_{i2} \cos kx) e^{-jn\theta} + (\underline{A}_{i3} \sin kx + \underline{A}_{i4} \cos kx) e^{-jn(\theta+\pi)}, \quad (8)$$

$$\underline{I}_{\text{in}}(x) = jY(\theta)(\underline{A}_{i1} \cos kx - \underline{A}_{i2} \sin kx) e^{-jn\theta} + jY(\theta+\pi)(\underline{A}_{i3} \cos kx - \underline{A}_{i4} \sin kx) e^{-jn(\theta+\pi)}. \quad (9)$$

Nevienalytės meandrinės lovelinės sistemos su langu elektronų pluoštui (3 paveiksle langą atitinka tamsesnė daugialaidės linijos laidininko dalis) modelis sutampa su žinomu nevienalytės meandrinės sistemos modeliu, todėl analizei pasinaudosime [1] išvesta dispersine lygtimi:



**3 pav.** Nevienalytės meandrinės sistemos modelis: 1, 3 – ekranai, 2 – daugialaidės linijos laidininkas, modeliuojantis meandrinį laidininką

$$\cot^2 \frac{\theta}{2} = \frac{Z_2(\theta)}{Z_2(\theta+\pi)} \times \frac{Z_1(\theta) \cos kb \cos ka - Z_2(\theta) \sin kb \sin ka}{Z_1(\theta+\pi) \cos kb \sin ka + Z_2(\theta+\pi) \sin kb \cos ka} \times \frac{Z_2(\theta+\pi) \cos kb \cos ka - Z_1(\theta+\pi) \sin kb \sin ka}{Z_2(\theta) \cos kb \sin ka + Z_1(\theta) \sin kb \cos ka}. \quad (10)$$

Radę bangos skaičiaus vertę  $k$ , atitinkančią pasirinktą fazės kampo  $\theta$  vertę, bei pasinaudoję (4), (5) formulėmis, galime rasti lėtinimo koeficiento ir dažnio vertes.

Žinodami koeficientų  $\underline{A}_{i1}$ ,  $\underline{A}_{i2}$ ,  $\underline{A}_{i3}$  ir  $\underline{A}_{i4}$  sąryšius, galime rasti sistemos įėjimo varžą:

$$\underline{Z}_{\text{IN}}(x) = \frac{U_{i0}(x)}{I_{i0}(x)}. \quad (11)$$

Ji priklauso nuo koordinatės  $x$ . Kai  $x = 0$  [1]:

$$\underline{Z}_{\text{IN}}(0) = Z_1(\theta) \sqrt{\frac{Z_2(\theta)}{Z_2(\theta+\pi)}} \times \sqrt{\frac{Z_1(\theta+\pi) \cos kb \sin ka + Z_2(\theta+\pi) \sin kb \cos ka}{Z_1(\theta) \sin kb \cos ka + Z_2(\theta) \cos kb \sin ka}} \times \sqrt{\frac{Z_1(\theta+\pi) \sin kb \sin ka - Z_2(\theta+\pi) \cos kb \cos ka}{Z_2(\theta) \sin kb \sin ka - Z_1(\theta) \cos kb \cos ka}}. \quad (12)$$

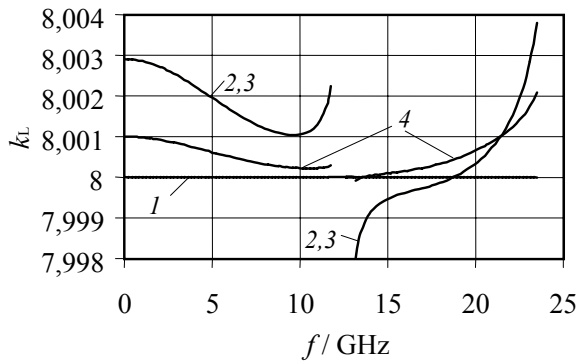
### Lėtinimo koeficiento ir įėjimo varžos skaičiavimo rezultatai ir jų analizė

Daugialaidžių linijų banginiai laidumai priklauso nuo fazės kampo  $\theta$  ir yra skaičiuojami įvairiais metodais [8]. Siekiant didesnio tikslumo, šiame darbe banginiai laidumai buvo skaičiuojami baigtinių elementų metodu.

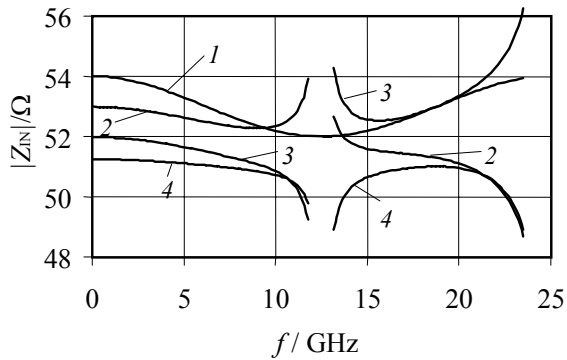
Bangos skaičiaus vertės, kurioms esant tenkinamos spiralinės ir meandrinės lėtinimo sistemų dispersinės lygtys (3) ir (10), buvo skaičiuojamos priartėjimo būdu, taikant algoritmus, aptartus [1, 8, 9, 10] ir kituose darbuose.

4 paveiksle pateiktos vienytytės lovelinės ir nevienalytės lovelinės su langu elektronų pluoštui spiralinių lėtinimo sistemų lėtinimo koeficiento ir įėjimo varžos priklausomybės nuo dažnio. Grafikuose matyti, kad lovelinės spiralinės sistemos su langu elektronų pluoštui lėtinimo koeficientas ir įėjimo varža priklauso nuo dažnio (4 pav., 2, 3, 4 kreivės). Vienalytės lovelinės spiralinės sistemos lėtinimo koeficientas nepriklauso nuo dažnio (4 pav., a, 1 kreivė). Žemesniuose dažniuose nevienalytės lovelinės spiralinės sistemos su langu elektronų pluoštui įėjimo varža mažiau priklauso nuo dažnio nei vienytytės lovelinės spiralinės sistemos. Tačiau fazės kampui  $\theta$  artėjant prie  $\pi$ , atsiranda dažnių ruožas, kuriame nėra dispersinės lygties sprendinių, ir lėtinimo koeficientas bei įėjimo varža ima sparčiai kisti. Dėl šių priežasčių nevienalytė sistema su langu elektronų pluoštui įgyja užvarinio filtro savybes. Panašios išvados gautos analizuojant kitas nevienalytes spirales [7] ir meandrinės [11] lėtinimo sistemas.

Kuo lango elektronų pluoštui plotis (santykis  $a/b$ ) yra mažesnis, tuo nevienalytės spiralinės lovelinės sistemos su langu elektronų pluoštui lėtinimo koeficientas



a

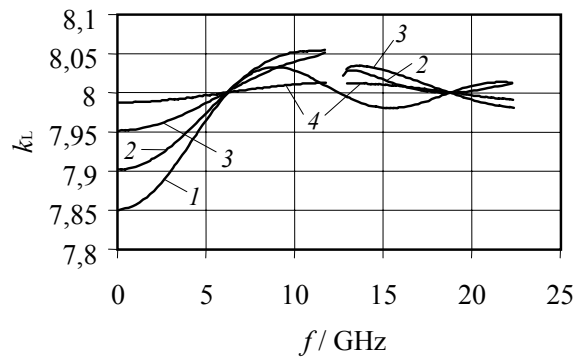


b

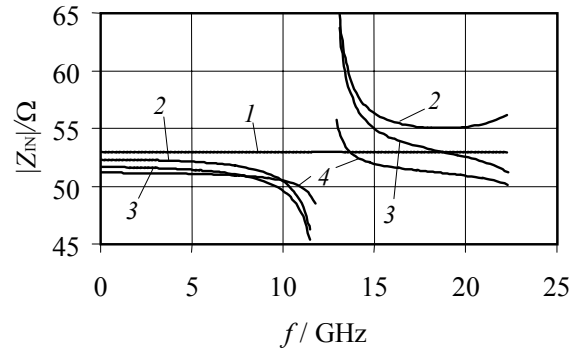
**4 pav.** Spiralinės lovelinės lėtinimo sistemos lėtinimo koeficiento (a) ir įėjimo varžos (b) priklausomybės nuo dažnio, kai  $2h = 12$  mm; laidininko žingsnis  $L = 1,5$  mm; atstumas tarp laidininkų  $l = 0,7$  mm; laidininko storis  $p = 0,2$  mm; ekranuojančiosios sienelės storis  $t = 0,2$  mm; sienelės aukštis  $d = 0,6$  mm; tarpai tarp spiralės ir ekranų  $w_1 = 0,4$  mm,  $w_2 = 0,8$  mm:  
 $1 - a = 12$  mm;  $2 - a = 8$  mm;  $3 - a = 4$  mm;  $4 - a = 1$  mm

ir įėjimo varža mažiau priklauso nuo dažnio ir gaunama siauresnė užtvarinė juosta. Dydis  $\Delta t_v = \Delta k_L l_S / c_0$ , turintis įtakos dažniniams iškreipimams elektroniniame vamzdyje ir pereinamosios charakteristikos kilimo trukmei, yra mažas (kai kreipimo sistemos ilgis  $l_S = 60$  mm, pagal 4 paveikslą, a, 2, 3 kreivės  $\Delta t_v = 6 \cdot 10^{-13}$  s; čia  $\Delta t_v$  – vėlinimo trukmės pokytis,  $\Delta k_L$  – lėtinimo koeficiento pokytis), todėl lango elektronų pluoštui įtaka lėtinimo koeficientui yra labai nedidelė. Dar svarbu, kad užtvarinė juosta yra už elektroninio vamzdžio pralaidumo juostos ribų.

5 paveiksle, a, b, pavaizduotos vienalytės lovelinės (1 kreivė) ir nevienalytės lovelinės (2, 3, 4 kreivės) meandrinė lėtinimo sistemos lėtinimo koeficiento ir įėjimo varžos priklausomybės nuo dažnio. Matome, kad abiejų tipų lovelinių meandrinė sistemų lėtinimo koeficientas priklauso nuo dažnio (5 pav., a). Vienalytės lovelinės meandrinės sistemos įėjimo varža mažai priklauso nuo dažnio (5 pav., b, 1 kreivė). Tuo tarpu esant nevienalytei lovelinei sistemai ši priklausomybė ryškesnė (5 pav., b, 2, 3, 4 kreivė). Kaip ir spiralinės sistemos atveju, fazės kampui  $\theta$  artėjant prie  $\pi$ , nevienalytės meandrinės lovelinės sistemos su langu elektronų pluoštui



a



b

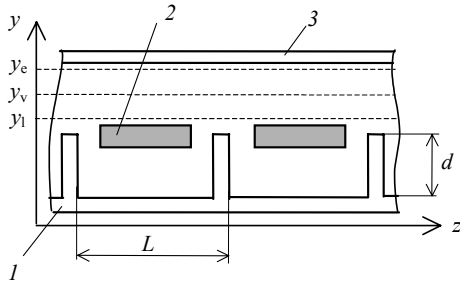
**5 pav.** Meandrinės lovelinės lėtinimo sistemos lėtinimo koeficiento (a) ir įėjimo varžos (b) priklausomybės nuo dažnio, kai  $2h = 12$  mm; laidininko žingsnis  $L = 1,5$  mm; atstumas tarp laidininkų  $l = 0,7$  mm; laidininko storis  $p = 0,2$  mm; ekranuojančiosios sienelės storis  $t = 0,2$  mm; sienelės aukštis  $d = 0,6$  mm; tarpai tarp spiralės ir ekranų  $w_1 = 0,4$  mm,  $w_2 = 0,8$  mm:  
 $1 - 2a = 12$  mm;  $2 - 2a = 8$  mm;  $3 - 2a = 4$  mm;  $4 - 2a = 1$  mm

lėtinimo koeficiento ir įėjimo varžos priklausomybėse nuo dažnio atsiranda užtvarinė juosta. Tačiau nevienalytės meandrinės lovelinės sistemos su langu elektronų pluoštui lėtinimo koeficientas kinta mažiau nei vienalytės lovelinės meandrinės sistemos atveju.

Iš 5 paveikslą, a, b, grafikų matyti, kad kuo lango elektronų pluoštui plotis (santykis  $a/b$ ) mažesnis, tuo nevienalytės meandrinės lovelinės sistemos lėtinimo koeficientas ir įėjimo varža mažiau priklauso nuo dažnio ir gaunama siauresnė užtvarinė juosta.

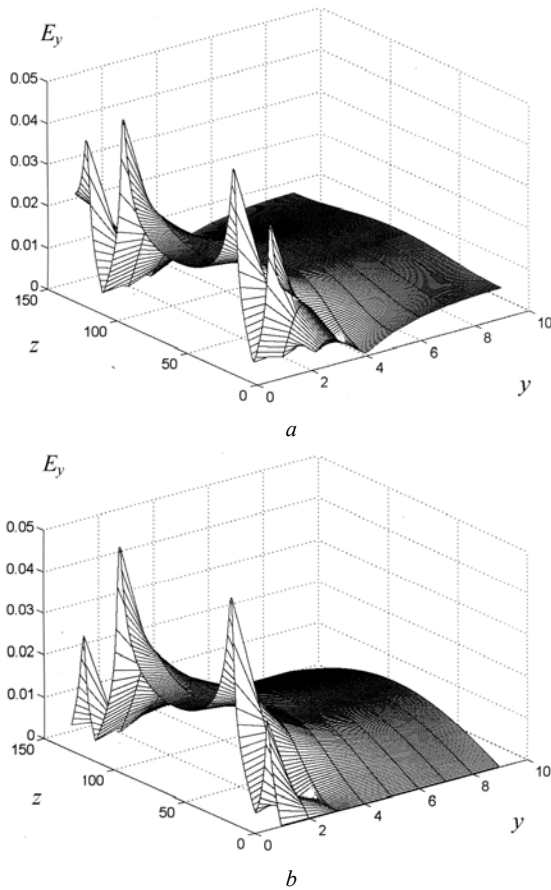
#### Skersinio elektrinio lauko skaičiavimo rezultatai ir analizė

Plačiajuostėse meandrinėse linijose sužadinama elektromagnetinė banga, kurios sinfazinės dedamosios įtampa ties meandro viduriu (3 pav.,  $x = 0$ ) maksimali ir tolstant link jo kraštų simetriškai mažėja pagal kosinuso dėsnį, o priešfazinės dedamosios įtampa ties meandro viduriu visuomet lygi nuliui ir tolstant nuo jo antisimetriškai didėja pagal sinuso dėsnį [11]. Todėl ties meandro viduriu (3 pav.,  $x = 0$ ) elektrinio lauko pasiskirstymas sutampa su spiralinės sistemos elektrinio lauko pasiskirstymu (2 pav.,  $x < 0$ ). Be to, kai  $x = 0$  (3 pav.), meandrinėse sistemose, o kai  $x < 0$  (2 pav.), –

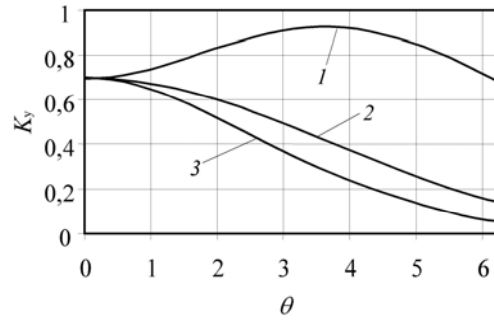


**6 pav.** Lovelinės lėtinimo sistemos pjūvio fragmentas: 1 – ekranas; 2 – laidininkas; 3 – viršutinis ekranas

spiralinėse sistemose elektrinio lauko pasiskirstymas nevienalytėse lovelinėse spiralinėse ir meandrinėse sistemose sutampa su vienalyčių lovelinių spiralinių ir meandrinų sistemų elektrinio lauko pasiskirstymu. Todėl vienalyčių ir nevienalyčių lovelinių spiralinių ir meandrinų sistemų elektrinio lauko analizės rezultatai, kai  $x=0$ , meandrinėse sistemose (2 pav.), o kai  $x < 0$ , – spiralinėse sistemose (3 pav.), sutampa. Kadangi pagal 3 ir 4 paveikslus dispersija lovelinėse sistemose labai nedidelė,



**7 pav.** Skersinės elektrinio lauko dedamosios pasiskirstymas spiralinės lovelinės sistemos periodu (6 paveikslu daugialaidės linijos dalyje nuo  $y_1$  iki  $y_e$ ), kai  $\theta=0$  (a) ir kai  $\theta=\pi$  (b) (ašyse – santykiniai vienetai)



**8 pav.** Lovelinės sistemos koeficiento  $K_y$  priklausomybės nuo fazės kampo  $\theta$ , kai  $L=1,5$  mm; atstumas tarp laidininkų  $l=0,7$  mm; laidininko storis  $p=0,2$  mm; ekranuojančiosios sienelės plotis  $t=0,2$  mm; sienelės aukštis  $d=0,6$  mm; tarpai tarp spiralės ir ekranų  $w_1=0,4$  mm,  $w_2=0,8$  mm: 1 –  $y=y_1$ ; 2 –  $y=y_v$ ; 3 –  $y=y_e$

nagrinėdami elektrinio lauko pasiskirstymą, į ją neatsižvelgsime.

Elektrinio lauko stiprumo pasiskirstymą kreipimo ir lėtinimo sistemoje galime rasti žinodami potencialų pasiskirstymą daugialaidės linijos skerspjūvyje, kuri atitinka lovelinės sistemos išilginis pjūvis, parodytas 6 paveiksle.

Daugialaidės linijos skerspjūvio taškų potencialus, esant bet kokiam fazės kampui  $\theta$ , galime rasti žinodami taškų potencialus, apskaičiuotus, kai  $\theta=0$  ir  $\theta=\pi$  [10]. Daugialaidės linijos skerspjūvio taškų potencialų vertės, kai  $\theta=0$  ir  $\theta=\pi$ , buvo skaičiuojamos baiginių elementų metodu [12].

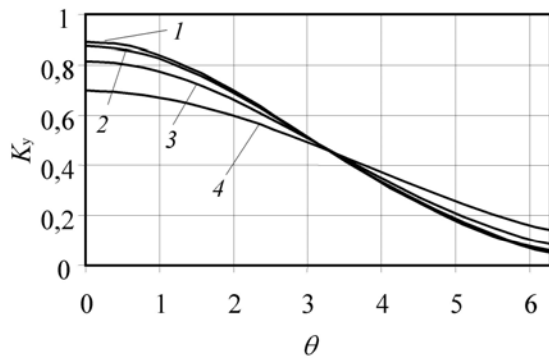
7 paveiksle atvaizduotas skersinės elektrinio lauko dedamosios pasiskirstymas erdvėje tarp spiralės ir viršutinio ekrano lovelinės spiralinės arba tarp meandro ir viršutinio ekrano lovelinės meandrinės sistemos modeliuose, kai  $L=1,5$  mm,  $l=0,7$  mm,  $p=0,2$  mm,  $t=0,2$  mm,  $d=0,6$  mm,  $w_1=0,4$  mm,  $w_2=0,8$  mm,  $\theta=0$  (7 pav., a) ir  $\theta=\pi$  (7 pav., b). Iš 7 paveikslu matome, kad lovelinėse kreipimo sistemose jau žemųjų dažnių srityje susidaro elektrinis laukas tarpuose tarp laidininkų (tarp laidininkų ir ekranuojančiųjų sienelių), todėl elektrinio lauko skersinės dedamosios priklausomybė nuo dažnio yra mažesnė nei kreipimo sistemose be ekranuojančiųjų sienelių.

Skersinio elektrinio lauko stiprumo priklausomybę nuo  $\theta$  ir dažnio galime apibūdinti koeficientu [10]

$$K_y = E_{y0m} / E_m ; \quad (13)$$

čia  $E_m = U_m / w_2 = 1 / w_2$  – elektrinio lauko stiprumas elektrostatinėje kreipimo sistemoje, kai  $U_m = 1$  V.

8 paveiksle atvaizduotos koeficiento  $K_y$  priklausomybės nuo fazės kampo  $\theta$  trijuose pjūviuose:  $0,1 w_2$  atstumu nuo laidininko (pjūvyje  $y = y_1 - l$  kreivė),  $0,1 w_2$  atstumu nuo ekrano (pjūvyje  $y = y_e - 3$  kreivė) bei viduryje tarp laidininko ir viršutinio ekrano (pjūvyje  $y = y_v = (y_1 + y_e) / 2 - 2$  kreivė). Iš 8 paveikslu matome, kad koeficientas  $K_y$  priklauso nuo dažnio (fazės kampo



9 pav. Lovelinės sistemos koeficiento  $K_y$  priklausomybės nuo fazės kampo  $\theta$ , kai  $y=y_v$ ,  $L = 1,5$  mm; atstumas tarp laidininkų  $l = 0,7$  mm; laidininko storis  $p = 0,2$  mm; ekranuojančiosios sienelės plotis  $t = 0,2$  mm, tarpai tarp spiralės ir ekranų  $w_1 = 0,4$  mm,  $w_2 = 0,8$  mm:  
 $1 - d = 0$ ;  $2 - d = 0,2$  mm;  $3 - d = 0,4$  mm;  $4 - d = 0,6$  mm

$\theta$ ). Dėl elektrodo diskretiškumo elektrinio lauko skersinės dedamosios nulinės erdvinės harmonikos amplitudė  $E_{y0}$  žemųjų dažnių srityje yra apie 30 % silpnesnė nei elektrinio lauko stiprumas  $E_m$  elektrostatinėje kreipimo sistemoje. Todėl lovelinė kreipimo sistema pasižymėtų mažesniu jautriu, kuris tiesiogiai proporcingas  $K_y(\theta, y)$ . Pjūvyje  $y = y_1$  koeficientas  $K_y$  didėja ir, kai  $\theta = \pi$ , pradeda mažėti. Viduryje tarp laidininko ir viršutinio ekrano ( $y = y_v$ ) bei pjūvyje  $y = y_e$  koeficientas  $K_y$  pradeda mažėti, kai  $\theta > 0$ . Iš 8 paveikslu taip pat matyti, kad koeficientas  $K_y$  priklauso nuo skersinės koordinatės  $y$ . Tai lemia paviršinis elektrinio lauko pobūdis periodinėje lėtinimo ir kreipimo sistemoje.

9 paveikslas parodo, kad kuo ekranuojančioji sienelė aukštesnė, tuo koeficientas  $K_y$  (o kartu ir elektrinio lauko skersinė dedamoji) nuo dažnio priklauso mažiau. Deja, didėjant ekranuojančiosios sienelės aukščiui, mažėtų bėgančiosios bangos elektroninio vamzdžio jautris.

## Išvados

Nevienalytės spiralinės lovelinės lėtinimo sistemos su langu elektronų pluoštui įėjimo varža mažiau priklauso nuo dažnio nei vienalytės spiralinės lovelinės sistemos atveju.

Nevienalytės meandrinės lovelinės lėtinimo sistemos lėtinimo koeficientas mažiau priklauso nuo dažnio nei vienalytės meandrinės lovelinės sistemos.

Nevienalytės spiralinės lovelinės ir meandrinės lovelinės lėtinimo sistemos įgyja užtvarinio filtro savybes, kai, didėjant dažniui, fazės kampas  $\theta$  tarp gretimų spiralės ar meandro laidininkų įtampų ar srovių artėja prie  $\pi$ . Lėtinimo koeficientas ir įėjimo varža kinta tuo mažiau ir užtvarinės juostos plotis tuo mažesnis, kuo mažesnis lango elektronų pluoštui plotis (santykis  $a/b$ ).

Lovelinių spiralinių ir meandrinų lėtinimo ir kreipimo sistemų koeficientas  $K_y$ , apibūdinantis skersinio elektrinio lauko nulinės erdvinės harmonikos stiprumą, priklauso nuo

dažnio mažiau nei paprastose (be ekranuojančiųjų sienelių) spiralinėse ir meandrinėse lėtinimo ir kreipimo sistemoje.

Pagal bėgančiosios bangos elektroninių vamzdžių dinaminį charakteristikų skaičiavimo rezultatus, taikant lovelines lėtinimo ir kreipimo sistemas, galima praktiškai išvengti lėtinimo dispersijos ir banginės varžos kitimo įtakos vamzdžių dinaminėms charakteristikoms. Taikant nevienalytes lovelines lėtinimo ir kreipimo sistemas su langu elektronų pluoštui, šio lango plotį (santykį  $a/b$ ) dera parinkti kiek įmanoma mažesni.

## Literatūra

1. **Штарас С., Вайнорис З., Маргавичюс Р., Скудутис Ю., Станкунас Й.** Широкополосные тракты осциллографических электронно-лучевых трубок бегущей волны. – Вильнюс: Техника, 1993. – 360 с.
2. **Вайнорис З., Вайтекунас Ф.** Экспериментальное исследование сверхширокополосных спиральных плавно-регулируемых линий задержки / Радиоэлектроника: Труды науч.-техн. конф. Каунас, 1969. Т. 5. – С.341–348.
3. **Štaras S., Kleiza A.** Lovelinių lėtinimo sistemų analizė ir savybės // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 1999. – Nr. 2(20). – P. 38–41.
4. **Norris N. J., Hudson C. L.** Shielded helix traveling-wave cathode-ray tube deflection structure / Patent No 5172029 (USA).
5. **Hudson C. L., Spector J.** Shielded serpentine traveling-wave tube deflection structure / Patent No 5376864 (USA).
6. **Štaras S., Burokas T.** Lėtinimo ir kreipimo sistemų ir jų jungių modeliavimas bei tobulinimas // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2004. – Nr. 1(50). – P. 9–15.
7. **Štaras S., Burokas T.** Nevienalytės spiralinės sistemos savybės. // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2003. – Nr. 1(43). – P. 17–20.
8. **Вайнорис З., Кирвайтис Р., Штарас С.** Электродинамические задерживающие и отклоняющие системы. – Вильнюс: Мокслас, 1986. – 266 с.
9. **Štaras S., Skudutis J.** Travelling-wave deflecting systems // Software for Electrical Engineering Analysis and Design. – Boston, Southampton: WITPRESS, 1999. – P. 23–32.
10. **Štaras S., Kleiza A.** Elektrinio lauko lėtinimo-kreipimo sistemoje analizė // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2000. – Nr. 1(24). – P. 12–15.
11. **Martavičius R.** Elektrodinaminės planarinės lėtinimo sistemos plačiajuosčiams elektroniniams prietaisams. – Vilnius: Technika, 1996. – 264 p.
12. **Silvester P. P., Ferrari R. L.** Finite Elements for Electrical Engineers - Cambridge University Press, New York, 1996. – 544 p.

Pateikta spaudai 2005 04 17

**T. Burokas, S. Štaras. Nevienalyčių lovelinių sistemų savybės // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2005. – Nr. 6 (62). – P. 26–31.**

Nagrinėjamos nevienalytės spiralinė ir meandrinė lovelinės lėtinimo ir kreipimo sistemos. Siekiama atskleisti lango elektronų pluoštui įtaką sistemų savybėms. Sistemoms tirti pasirinktas daugialaidžių linijų metodas. Sistemos modeliuojamos vieneilės nevienalytės daugialaidės linijos atkarpomis. Pasinaudojus dispersinės lygties ir įėjimo varžos išraiškomis, apskaičiuotos sistemų dažninės charakteristikos. Pateikiami kreipiančiojo skersinio elektrinio lauko skaičiavimo rezultatai ir jų analizė. Parodyta, kad nevienalytės spiralinės lovelinės lėtinimo sistemos su langu elektronų pluoštui įėjimo varža mažiau priklauso nuo dažnio nei vienalytės spiralinės lovelinės sistemos atveju. Taip pat parodyta, kad nevienalytės meandrinės lovelinės sistemos lėtinimo koeficientas mažiau priklauso nuo dažnio nei vienalytės meandrinės lovelinės sistemos. Nevienalytės spiralinės lovelinės ir meandrinės lovelinės lėtinimo sistemos įgyja užtvarinio filtro savybes, kai, didėjant dažniui, fazės kampas  $\theta$  tarp gretimų spiralės ar meandro laidininkų įtampų ar srovių artėja prie  $\pi$ . Lėtinimo koeficientas ir įėjimo varža kinta tuo mažiau ir užtvarinės juostos plotis tuo mažesnis, kuo mažesnis lango elektronų pluoštui plotis. Įrodoma, kad lovelinių spiralinių ir meandrinų lėtinimo ir kreipimo sistemų koeficientas  $K_y$ , apibūdinantis kreipiančiojo skersinio elektrinio lauko nulines erdvinės harmonikos stiprumą, priklauso nuo dažnio mažiau nei paprastose (be ekranuojančiųjų sienelių) spiralinėse ir meandrinėse lėtinimo ir kreipimo sistemose. Manoma, kad pagal bėgančiosios bangos elektroninių vamzdžių dinaminį charakteristikų skaičiavimo rezultatus, taikant lovelinės bėgančiosios bangos kreipimo sistemas, beveik galima išvengti lėtinimo dispersijos ir banginės varžos kitimo įtakos vamzdžių dinaminėms charakteristikoms. Taikant nevienalytes lovelines lėtinimo ir kreipimo sistemas su langu elektronų pluoštui, šio lango plotį dera parinkti kiek įmanoma mažesni. Il. 9, bibl. 12 (lietuvių kalba; santraukos lietuvių, anglų, rusų k.).

**T. Burokas, S. Štaras. Properties of the Non-Homogeneous Gutter-Type Systems // Electronics and Electrical Engineering.– Kaunas: Technologija, 2005. – No. 6 (62). – P. 26–31.**

The gutter-type helical and meander traveling-wave deflecting systems, containing periodical non-homogeneities, caused by the special gap for the electron beam, are considered in order to reveal the influence of the non-homogeneities on properties of the systems. The multiconductor lines method is used for analysis of the systems. The models of the systems, containing segments of the shielded multiconductor lines, containing one row of conductors, are used. Dispersion equations and expressions for the input impedance of the systems are considered. Examples of the calculated characteristics (retardation factor and input impedance versus frequency) are presented and properties of the non-homogeneous gutter-type systems are revealed. The input impedance of the non-homogeneous gutter-type helical system changes with frequency less than the input impedance of the homogeneous gutter-type helical system. The dispersion of the retardation in the non-homogeneous gutter-type meander system is less than in the homogeneous gutter-type meander system. When frequency increases and the phase difference angle  $\theta$  between the voltages or currents on the neighbor helical or meander wires approaches  $\pi$ , the non-homogeneous slow-wave structure obtains properties of the rejection filter. The width of the stop-band is less and the characteristics of the non-homogeneous gutter-type systems become better when the dimensions of the special gap for the electron beam are less. Besides that, the structure of the deflecting electric field is considered. The strength of the deflecting field in the gutter-type systems changes with frequency less than in the helical and meander systems without the shields between the neighbor wires. According to simulation of dynamic characteristics of the traveling wave cathode-ray tubes, using the gutter-type systems, it is possible to avoid distortions, caused by retardation dispersion and input impedance change versus frequency. The dimensions of the gap for electron beam in the non-homogeneous gutter-type systems must be minimal. Ill. 9, bibl. 12 (in Lithuanian; summaries in Lithuanian, English, Russian).

**T. Бурокас, С. Штарас. Свойства неоднородных желобковых систем // Электроника и электротехника. – Каунас: Технология, 2005. – № 6 (62). – С. 26–31.**

Рассматриваются неоднородные экранированные желобковые замедляющие-отклоняющие системы с целью определения влияния зазора для пропускания электронного луча на свойства систем. Для анализа систем выбран метод многопроводных линий. Модели систем составлены из отрезков однорядных многопроводных линий и экранов. Получены выражения дисперсионного уравнения и входного сопротивления. Обсуждаются расчетные зависимости коэффициента замедления и волнового сопротивления от частоты. Показано, что входное сопротивление неоднородных желобковых спиральных систем зависит от частоты меньше, чем входное сопротивление однородных желобковых спиральных систем. Коэффициент замедления неоднородных желобковых меандровых систем зависит от частоты меньше, чем коэффициент замедления однородных желобковых меандровых систем. Показано, что за счет периодических электрических неоднородностей желобковые замедляющие и задерживающие системы приобретают свойства заграждающих фильтров, когда с увеличением частоты фазовый угол  $\theta$  между напряжениями или токами на соседних витках приближается к значению  $\pi$ . Дисперсия коэффициента замедления, изменение входного сопротивления и ширина полосы заграждения уменьшаются с уменьшением ширины зазора для пропускания электронного луча. Нулевая пространственная гармоника поперечного электрического поля в желобковых замедляющих и задерживающих системах зависит от частоты меньше, чем в замедляющих и задерживающих системах без стенок экранирования соседних витков. Следуя расчетам характеристик осциллографических трубок бегущей волны, применяя желобковые системы, можно почти исключить искажения в трубках, обусловленные дисперсией замедления и изменением волнового сопротивления. Размеры зазора для пропускания электронного луча в неоднородных замедляющих-отклоняющих системах должны быть минимальны. Ил. 9, библи. 12 (на литовском языке; рефераты на литовском, английском и русском яз.).